

# Régimen Paramagnético & Ferromagnético Del Monel 400

---

Emiliano Agoff, Facundo Otero Zappa y Sergio Stedile (Grupo 2)

*Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas & Naturales, U.B.A.*

Licenciatura en Ciencias Físicas | Laboratorio 4, 1°C 2023 | Jue. de 8:00 a 14:00 hs.

[eagoff98@gmail.com](mailto:eagoff98@gmail.com) — [facuotero20.88@outlook.com](mailto:facuotero20.88@outlook.com) — [sergiogstedile@gmail.com](mailto:sergiogstedile@gmail.com)

## Resumen

En este trabajo estudiamos las propiedades magnéticas de una muestra de Monel 400. Determinamos los regímenes ferromagnético y paramagnético del material, observamos curvas de histeresis para diferentes temperaturas en el régimen ferromagnético y estimamos su temperatura de Curie en un valor de  $T_C = (-14 \pm 3)^\circ\text{C}$ , temperatura que corresponde a la cual el material pierde su magnetización remanente, en la transición del régimen ferromagnético al paramagnético.

## I. INTRODUCCIÓN

En electrodinámica clásica, se denomina magnetismo a todo fenómeno en el cual los objetos se atraen o repelen entre sí debido a campos magnéticos. Los materiales magnéticos más conocidos son los materiales ferromagnéticos, que son fuertemente atraídos por campos magnéticos y tienen la capacidad de *magnetizarse* para convertirse en imanes permanentes, produciendo ellos mismos campos magnéticos.

En la naturaleza hay pocos materiales ferromagnéticos, los más comunes son el hierro, el cobalto, el níquel y sus aleaciones. Estos materiales son de vital importancia en la industria y las tecnologías modernas ya que son la base de muchos dispositivos eléctricos y electromecánicos, como los electroimanes, motores eléctricos, generadores, transformadores, en almacenamiento magnético, y ensayos no destructivos de materiales ferrosos.

A escala macroscópica todas las sustancias exhiben algún tipo de magnetismo, y éste depende del ordenamiento microscópico de los momentos dipolares magnéticos que poseen sus átomos. Según su distribución podemos distinguir, como se observa en la figura 1, cuatro casos [1]: los materiales *ferromagnéticos*, cuyos momentos magnéticos están alineados en la misma dirección; los materiales *ferrimagnéticos*, cuyos momentos magnéticos están alineados pero orientados en sentidos opuestos con distintas magnitudes o en forma desbalanceada; los materiales *anti-ferromagnéticos*, cuyos momentos magnéticos están alineados con sentidos opuestos perfectamente balanceados; y los materiales *paramagnéticos*, cuyos momentos magnéticos están distribuidos aleatoriamente.

Los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos poseen una gran magnetización, incluso cuando se encuentran en ausencia de campos magnéticos externos, a esta magnetización se la denomina *magnetización remanente*  $M_R$ . Por otra parte, tanto los materiales anti-ferromagnéticos como los paramagnéticos tienen una magnetización remanente nula y reaccionan débilmente a campos magnéticos externos, por lo que en la práctica suelen ser considerados como no-magnéticos. Los materiales paramagnéticos son capaces de alinear sus momentos magnéticos cuando se encuentran con un campo magnético externo por el proceso denominado *magnetización inducida*  $M_I$ .

La mayoría de los elementos químicos y algunos compuestos cuyos átomos tienen orbitales atómicos incompletos, son materiales paramagnéticos, como el aluminio, el oxígeno y el titanio. Por otro lado, los materiales ferrimagnéticos presentan alta resistividad y anisotropía, por lo que tienen aplicaciones en biomedicina, en la construcción de dispositivos de microondas, aisladores ópticos, circuladores y giradores (cuadripolos). Los minerales ferrimagnéticos en rocas se utilizan para estudiar las propiedades geomagnéticas antiguas de la Tierra y otros planetas y los ferri-imanes como la magnetita se pueden utilizar para el almacenamiento de energía térmica [2].

Cuando los materiales aumentan su temperatura, la agitación térmica de sus átomos es progresivamente mayor, y ésta vence a la alineación que puedan presentar sus momentos magnéticos. Por esta razón, existe una temperatura crítica denominada *temperatura de Curie*  $T_C$  para los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos, y denominada *temperatura de Néel*  $T_N$  para los anti-ferromagnéticos, tal que por encima de dichos valores todos ellos se vuelven paramagnéticos y pierden su magnetización remanente.

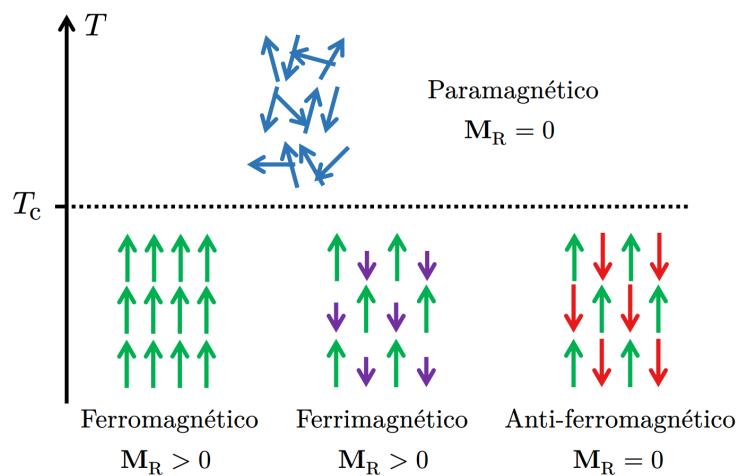


Figura 1: Esquema de la orientación y magnitud de los momentos dipolares magnéticos en un material ferromagnético, ferrimagnético y anti-ferromagnético, con magnetización remanente  $M_R$ , respectivamente. Al calentar los materiales por encima de una temperatura crítica  $T_c$ , todos ellos se vuelven paramagnéticos.

En particular, para temperaturas menores a la temperatura de Curie, los materiales ferromagnéticos presentan una estructura de dominios que da origen al denominado comportamiento de *histéresis* [1], como puede observarse en la figura 2. Un dominio es una región del material con todos sus momentos magnéticos paralelos, y se separan entre si por regiones denominadas paredes de *bloch*, donde los momentos magnéticos no están orientados de forma progresiva y uniforme. Estas paredes de dominio tienen espesores de alrededor de 100 nm.

Al someter a un material ferromagnético a un campo externo  $\mathbf{H}$ , los dominios alineados con el campo tienden a crecer a costa de reducir los dominios con orientaciones desfavorables. Este proceso ideal tiene un límite, en un caso ideal el valor máximo se alcanza cuando todos los momentos magnéticos se orientan con el campo.

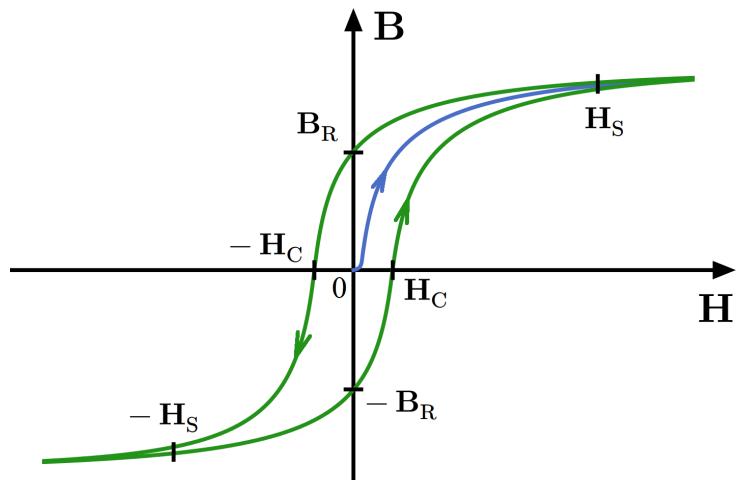


Figura 2: Diagrama del ciclo de histéresis de un material ferromagnético del campo total  $\mathbf{B}$  (incluye al campo magnetización) con respecto al campo externo  $\mathbf{H}$ , aplicado. La coercitividad del material corresponde a los valores de campo externo  $\pm H_c$ , y las posiciones  $\pm B_R$  y  $\pm H_s$  corresponden a la magnetización remanente y de saturación del material, respectivamente.

Cuando el material se encuentra principalmente con magnetización nula, al aplicar un campo magnético externo  $\mathbf{H}$ , la magnetización y por lo tanto el campo magnético total  $\mathbf{B}$ , aumentan siguiendo la curva azul hasta un valor máximo denominado *magnetización de saturación*  $M_s$  que corresponde al campo  $H_s$ . Este valor se alcanza idealmente cuando todos los momentos magnéticos están alineados con el campo y las paredes de bloch no pueden organizarse más. Luego, si se remueve el campo externo  $\mathbf{H}$  progresivamente hasta que sea nulo, el material disminuirá su magnetización siguiendo la curva verde hasta un valor no nulo correspondiente a la *magnetización remanente*  $M_R$  y por lo tanto el material desde ahora en más preserva un campo magnético no nulo  $B_R$  en ausencia de campos externos. Si ahora se aplica un campo  $\mathbf{H}$  con sentido opuesto, la magnetización y el campo  $\mathbf{B}$  disminuirán hasta su valor nulo en la posición  $-H_c$ . Esta posición corresponde a la denominada *coercitividad* del material, que representa su habilidad para soportar un campo externo sin desmagnetizarse. Si se disminuye aún más el campo externo, el material alcanzará una magnetización de saturación en sentido opuesto  $-M_s$  correspondiente al

campo  $-H_S$ , y al eliminar el campo mantendrá una magnetización remanente negativa  $-M_R$  con un campo total remanente  $-B_R$ . Si se impone un campo externo positivo el material volverá a su magnetización de saturación pasando por la posición  $H_C$ , cerrando el ciclo.

Cuando un material fue magnetizado, éste se encontrará siempre en el ciclo de histéresis descripto por la curva verde, es decir, preserva su “historia” en su magnetización remanente, y la única forma en que podrá desmagnetizarse será aumentando su temperatura hasta el valor de la temperatura de Curie, volviendo a ser paramagnético. Los dispositivos de almacenamiento de datos en computadoras como los discos duros, se basan en este ciclo y su memoria, por lo que el conocimiento de la temperatura de curie de sus componentes es fundamental para evitar la pérdida de información por sobrecalentamientos [3].

En ausencia de campos externos, cuando un material ferromagnético de magnetización remanente  $M_R$  aumenta su temperatura hasta alcanzar la temperatura de Curie  $T_C$  (donde la magnetización remanente es nula), se cumple la siguiente relación [1]:

$$M_R \sim (T - T_C)^\beta, \quad (1)$$

donde  $\beta$  es una constante que varía de 0.2 a 0.5 dependiendo del material.

En este trabajo estudiaremos el pasaje del régimen ferromagnético al paramagnético de un material descripto por la ecuación (1), sus ciclos de histéresis en el régimen ferromagnético y su temperatura de Curie.

## II. DETERMINACIÓN DE LOS CICLOS DE HISTÉRESIS Y LA MAGNETIZACIÓN CON RESPECTO A LA TEMPERATURA DE UN MATERIAL

Para poder llevar a cabo los objetivos de este trabajo, en primer lugar precisábamos de un material ferromagnético que sea paramagnético a temperatura ambiente; luego, una forma de enfriarlo y un instrumento para poder registrar su variación en la temperatura; y finalmente un dispositivo que nos permita conocer tanto el campo magnético  $B$  producido por el material, como el campo magnético externo  $H$  aplicado sobre él. De esta forma seríamos capaces de obtener y graficar las curvas de histéresis del material y su transición entre regímenes magnéticos, lo que nos permitiría obtener la temperatura de Curie.

Para lograr esto, utilizamos como material ferromagnético a una muestra de la aleación Monel 400, cuya composición química se muestra en la tabla 1.

Colocamos esta muestra dentro de un bobinado primario, como puede verse en la figura 3 (en verde). Alimentamos a dicho bobinado mediante una fuente de corriente y con ella generamos al campo externo  $H$ .

Para poder registrar la magnetización de la muestra, utilizamos un bobinado secundario más pequeño (en azul) e introdujimos a la muestra dentro de él y a éste dentro del bobinado principal. Al aplicar una tensión variable en el bobinado primario, sabemos por la ley de Faraday-Lenz [4] que se induce sobre el bobinado secundario una fuerza electromotriz  $\mathcal{E}_2(t)$ , que es de la forma:

$$\mathcal{E}_2(t) = -N_2 \frac{d\Phi_B}{dt}(t), \quad (2)$$

donde  $N_2$  representa la cantidad de espiras del bobinado secundario, y  $\Phi_B$  el flujo magnético que encierra.

Debido a que el campo  $H$  generado por el bobinado primario induce tensión al bobinado secundario en su interior, fue necesario agregar otro bobinado secundario en serie y en contrafase con el anterior para contrarrestar este efecto y poder registrar mediante estos bobinados más pequeños, únicamente la magnetización de la muestra que deseamos estudiar.

Para conocer la temperatura del Monel 400 en todo momento, colocamos junto a la muestra en estrecho contacto térmico una resistencia comercial de platino PT100 cuyos valores de caída de tensión con respecto a la temperatura son conocidos [4]. Sumergimos al conjunto Monel 400 - resistencia PT100 en un recipiente con nitrógeno líquido, y esperamos a que se enfríe. Una vez enfríada, colocamos a la muestra dentro del bobinado secundario, y registramos mediante un circuito integrador el campo  $B$  producido por ella y mediante un sensor Motion DAQ sus valores de temperatura conectando a la resistencia PT100 por un circuito a cuatro puntas.

Elementos	Porcentaje
Níquel	65.110 ± 0.001 %
Cobre	32.860 ± 0.001 %
Manganoso	1.010 ± 0.001 %
Hierro	0.890 ± 0.001 %
Silicio	0.100 ± 0.001 %
Carbono	0.020 ± 0.001 %
Azufre	0.005 ± 0.001 %

Tabla 1: Composición química de la aleación de Monel 400.

Con el esquema de conexión realizado pudimos llevar a cabo las prácticas propuestas en la introducción.

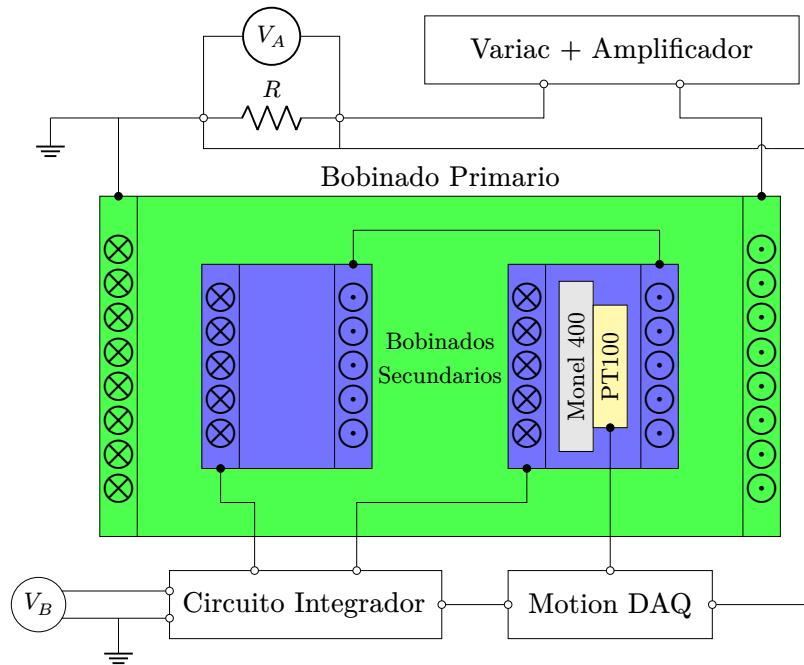


Figura 3: Esquema de conexión del dispositivo experimental utilizado. Aplicamos junto a una resistencia  $R$  una tensión de línea  $V_A$  con una frecuencia aproximadamente de 50 Hz a un bobinado primario (verde) con un total de 49 espiras para generar un campo externo  $\mathbf{H}$ . Mediante un autotransformador Variac regulamos la amplitud máxima que circulaba por el bobinado y colocamos un amplificador por seguridad. En el interior del bobinado, colocamos dos bobinados secundarios (azul) conectados en serie y en contrafase a un circuito integrador, alimentado por una fuente  $V_B$ , que registraba el campo magnético  $\mathbf{B}$  producido debido a la presencia de una muestra de Monel 400 en el interior de uno de ellos. En contacto térmico con ella se encontraba una resistencia PT100 conectada a cuatro puntas al sensor Motion DAQ, y éste al circuito integrador. Mediante el circuito integrador registrábamos la integral temporal de la caída de tensión entre ambos bobinados y mediante el sensor DAQ registrábamos los valores de tensión asociados a la resistencia PT100.

Con respecto al circuito eléctrico realizado, utilizamos como transformador diferencial a un bobinado primario de 49 espiras con dos bobinados secundarios en su interior. La fuente de alimentación  $V_A$  correspondía a la tensión de línea aproximadamente de 220 V y 50 Hz. Utilizamos como Variac un autotransformador variable marca Viarson y un amplificador de laboratorio. Mediante una pinza amperimétrica digital marca Fluke 325 Clamp Meter nos aseguramos que el Variac no enviara al bobinado primario más corriente de la necesaria, para no dañarlo, en nuestro caso enviamos una corriente de  $I = (2.4 \pm 0.1)$  A para todas las mediciones realizadas. En serie con el bobinado primario y el Variac conectamos una resistencia  $R = (0.30 \pm 0.01)$   $\Omega$  y medimos su caída de tensión mediante el Motion DAQ por la ley de Ohm [5], ya que ésta representa la corriente que circula por el bobinado primario y en consecuencia, el campo  $\mathbf{H}$  en los secundarios. El circuito integrador realizaba en tiempo real la integral temporal de la fuerza electromotriz  $\mathcal{E}$  inducida en el bobinado secundario que contenía a la muestra, cuyo valor, sabemos que es proporcional al campo  $\mathbf{B}$  generado. Para registrar los valores de tensión que circulaba por la resistencia PT100 con el sensor realizamos un circuito como el de la figura 4.

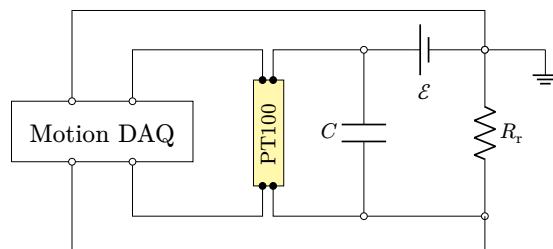


Figura 4: Circuito eléctrico realizado para registrar la caída de tensión de la resistencia de platino PT100, alimentado por una fuente  $\mathcal{E}$  con una tensión de  $\mathcal{E} = (4.0 \pm 0.1)$  V, con un capacitor  $C = (35 \pm 3)$  nF integrado para reducción de ruido y una resistencia de referencia  $R_r = (9.98 \pm 0.01)$  k $\Omega$ .

Mediante una fuente de alimentación  $\mathcal{E}$  de corriente continua LG GP-4303D, alimentamos al circuito con una

tensión de  $\mathcal{E} = (4.0 \pm 0.1) \text{ V}$ , colocamos un capacitor de  $C = (35 \pm 3) \text{ nF}$  para reducir el ruido de las mediciones, y colocamos una resistencia de referencia  $R_r = (9.98 \pm 0.01) \text{ k}\Omega$ .

Mediante esta configuración experimental nos encontramos en condiciones de registrar y analizar el comportamiento de la magnetización del Monel 400 con respecto a la temperatura desde las temperaturas bajo cero próximas al nitrógeno líquido hasta la temperatura ambiente, pasando por los regímenes ferromagnético y paramagnético, analizar las curvas de histéresis correspondientes al régimen ferromagnético y determinar la temperatura de Curie correspondiente a la transición, como veremos en la siguiente sección.

### III. TEMPERATURA DE CURIE Y CICLOS DE HISTÉRESIS

#### A. Ciclos De Histéresis

Con respecto a las mediciones efectuadas en el régimen ferromagnético de la muestra de Monel 400, pudimos construir curvas de histéresis para distintas temperaturas. A modo de ejemplo, exhibimos cuatro de ellas con temperaturas distantes entre sí, como puede observarse en la figura 5. Obtuvimos cada curva promediando diez ciclos, ya que pudimos notar que de esa forma la temperatura no variaba notablemente.

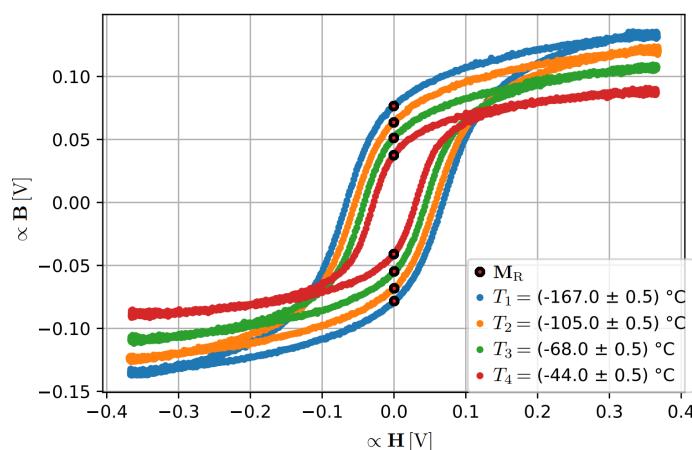


Figura 5: Curvas de histéresis obtenidas a partir de las tensiones proporcionales al campo  $\mathbf{B}$  debido a la magnetización remanente  $M_R$  y al campo  $\mathbf{H}$  externo, correspondientes para cada temperatura.

A cada curva de histéresis le asociamos dos valores relevantes: la magnetización remanente y la temperatura. Observamos que a medida que la temperatura aumenta, la magnetización remanente y el área de la curva disminuyen. Como podemos notar, la temperatura a la hora de la medición tiene un error de medio grado, esto se debe a que el Monel 400 y la PT100 a pesar de estar en contacto térmico, esto no implica que la caída de tensión que registramos con la PT100 corresponda a la temperatura del Monel 400 instante tras instante, además del hecho de que al promediar los ciclos la computadora demora cierta cantidad de milisegundos.

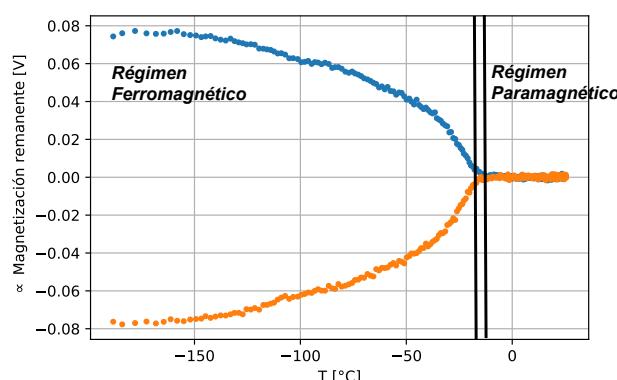


Figura 6: Curvas de magnetización remanente en mV del Monel 400 obtenidas con respecto a la temperatura. Podemos notar la transición del régimen ferromagnético al paramagnético y la zona no especificada donde encontraremos la temperatura de Curie.

Luego, con los datos obtenidos de magnetización remanente respecto a la temperatura, realizamos un gráfico como puede observarse en la figura 6. Podemos notar que la magnetización remanente del Monel 400 disminuye progresivamente para temperaturas mayores a la del nitrógeno líquido, hasta alcanzar el régimen paramagnético, donde su valor es nulo.

Con estos gráficos, realizamos análisis sobre los datos que se encontraban tanto en el régimen ferromagnético como el paramagnético para determinar la temperatura de Curie, como veremos en las secciones a continuación.

## B. Estimación De La Temperatura De Curie Mediante El Régimen Ferromagnético

A partir de la figura 6, realizamos un ajuste mediante el modelo provisto por la 1. Al ajustar todas las mediciones, obtuvimos que los parámetros estadísticos indicaban que estos no describían bien el comportamiento de los datos, por lo que decidimos realizar el ajuste en un rango intermedio de temperaturas. Como podemos notar en la figura 7.

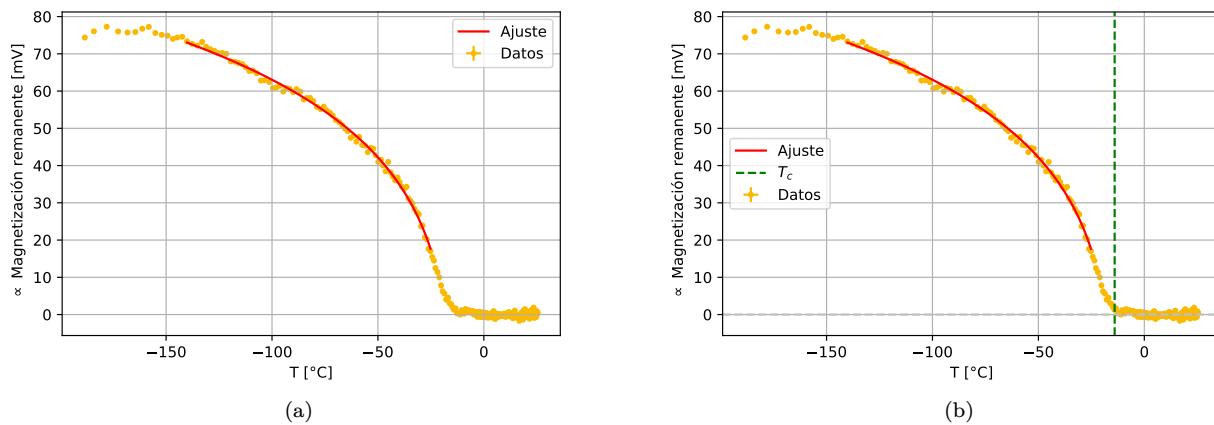


Figura 7: Gráfico de la tensión proporcional a la magnetización remanente  $M_R$  con respecto a la temperatura  $T$ . Ajuste no lineal realizado para una zona intermedia, donde  $T_C$  representa la temperatura de Curie.

Mediante el ajuste realizado en la figura 7 (a), obtuvimos una temperatura de Curie de  $T_C = (-14.3 \pm 0.9)^\circ\text{C}$ , y una valor de  $\beta = (0.14 \pm 0.02)$ . El  $\chi^2$  del ajuste es de 1636910, que se debe a los errores que adjudicamos a nuestros datos. Aún así, el ajuste describe el comportamiento de los mismos.

En las proximidades a la temperatura de Curie, la caída de los datos de la magnetización remanente no muestra un comportamiento compatible con la función de la de la ecuación 1. Por lo tanto, teorizamos que el modelo dicho es más útil para rangos de temperatura intermedios.

Con estas consideraciones, decidimos realizar un ajuste a la zona cercana a la temperatura de Curie por un modelo lineal, de la forma:

$$M_R = A(T - T_C), \quad (3)$$

donde  $A$  representa una amplitud a determinar por el ajuste,  $T$  la temperatura a la que está sometida la muestra y  $T_C$  el parámetro óptimo relevante a determinar, correspondiente a la temperatura de Curie del Monel 400.

Utilizando el modelo lineal mencionado obtuvimos ajustes para una zona arbitrariamente cercana a la temperatura de Curie.

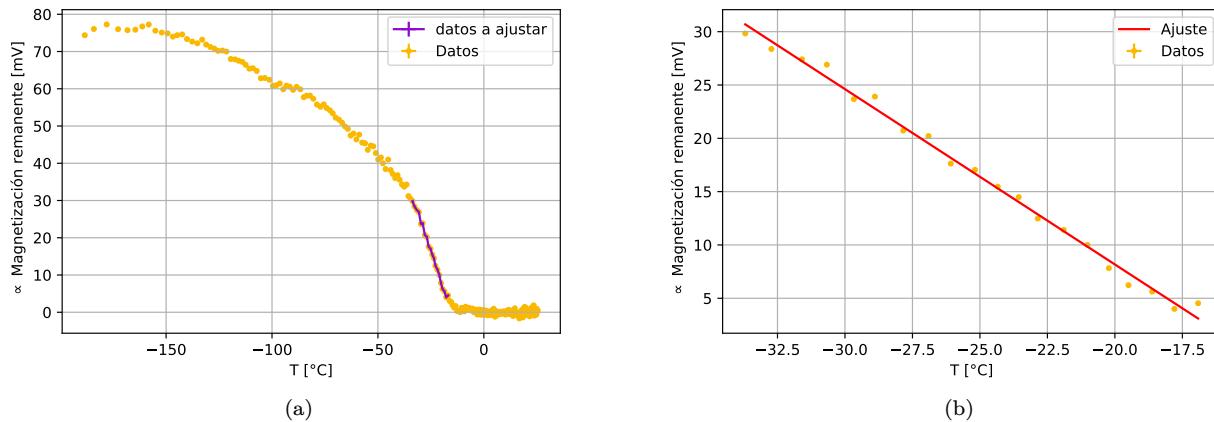


Figura 8: Gráfico de la tensión proporcional a la magnetización remanente  $M_R$  con respecto a la temperatura  $T$  y su correspondiente ajuste lineal en una zona intermedia. (b) Zoom de los datos ajustados.

Mediante el ajuste efectuado en la figura 8 (b), obtuvimos una temperatura de Curie de  $T_C = (-15.03 \pm 0.06)^\circ\text{C}$ . El  $\chi^2$  del ajuste es de 2422764, que corresponde nuevamente al error asignado a las mediciones.

Sin embargo, vemos que el modelo ajusta satisfactoriamente esta región, cosa que resulta cuantificable mediante los parámetros estadísticos asociados al ajuste.

Destacamos que las dos temperaturas de Curie obtenidas con los distintos modelos son indistinguibles y, de hecho, las consideramos no distantes entre sí.

Por otra parte, hay que tener en cuenta que el ruido causado por imperfecciones generales del circuito, sumado a la magnetización remanente del cable utilizado para sumergir la muestra en el nitrógeno líquido y en transformador diferencial, pudo haber causado efectos en las mediciones cercanas la temperatura de Curie que no pudimos corregir en el análisis.

En la siguiente sección analizaremos el régimen paramagnético del Monel 400 para la determinación de su temperatura de Curie.

### C. Estimación De La Temperatura De Curie Mediante El Régimen Paramagnético

Otro procedimiento que realizamos para determinar la temperatura de Curie fue estudiar el régimen paramagnético para decidir cuando dejamos se pasa a un régimen ferromagnético. Para ello, estudiamos la distribución de los datos en la zona de magnetización remanente constante mostrada en la figura 6.

Como podemos observar en la figura 9, en el régimen paramagnético hay datos con magnetización remanente distinta de cero. Esto pasa por las fluctuaciones debido a ruidos producidos por el instrumental durante la medición. Sin embargo, gracias a que en la figura 9 vemos que la distribución de los datos puede describirse como una normal, podemos definir un criterio sencillo para decidir cuando abandonamos el régimen paramagnético.

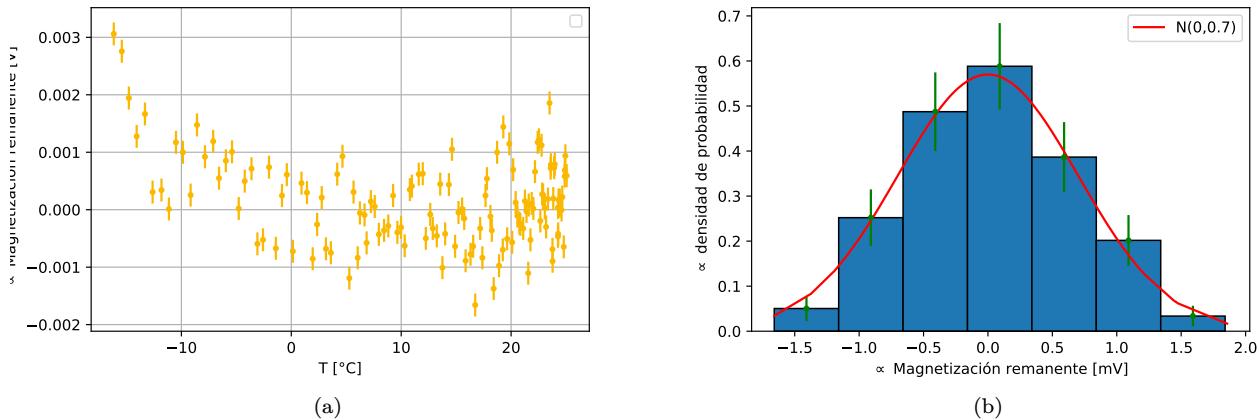


Figura 9: (a) Tensión proporcional a la magnetización remanente  $M_R$  y su correspondiente histograma (b). En ambas figuras mostramos los datos correspondientes al régimen paramagnético. En la figura de la izquierda se pueden observar las fluctuaciones de los datos alrededor del 0, mientras que en la de la derecha observamos un comportamiento de los datos que presenta la forma de una distribución normal de valor medio 0 y un desvío estándar de 0.7.

Sabemos que a  $3\sigma$  del valor medio (0) podemos asegurar con un 99% de seguridad que los datos dentro de ese rango pertenecen a nuestra distribución, en particular al régimen paramagnético. Por lo tanto, todo dato que esté por arriba de esos  $3\sigma$  va a pertenecer a un régimen ferromagnético. Siendo más específicos, el primer dato por arriba de  $3\sigma$  tendrá una temperatura a la cual tomaremos como la de Curie, debido a que es la zona donde pasamos del régimen paramagnético al ferromagnético (donde teóricamente aparece la magnetización remanente).

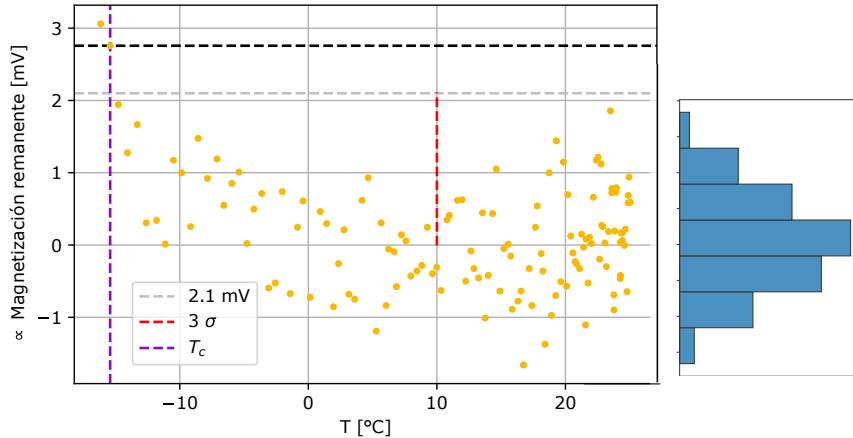


Figura 10: Distribución de los datos de magnetización remanente  $M_R$  con respecto a la temperatura  $T$  en el régimen paramagnético donde se marca la región de 3 sigmas y el primer dato fuera de esta. A la temperatura de este último dato se la definió como la temperatura de Curie.

En la figura 10 podemos observar la determinación de la temperatura de Curie bajo este criterio. Para el caso de la figura se obtuvo un valor de  $T_C = -15.4^\circ\text{C}$ . Para ponerle error a este valor se realizó este procedimiento para 10 conjuntos de datos distintos. Promediando todos los valores y tomando el error como la distancia del promedio a los extremos se obtuvo un valor de  $T_C = (-14 \pm 3)^\circ\text{C}$ , donde notamos que el error obtenido puede reducirse al efectuarse más mediciones.

#### IV. CONCLUSIONES

Pudimos observar curvas de histéresis para la muestra de Monel 400, y vimos que tanto la magnetización remanente como el área de la curva disminuían a medida que la temperatura aumentaba.

Pudimos obtener datos de la magnetización remanente de una muestra de Monel 400 a distintas temperaturas con el fin de determinar su temperatura de Curie a partir de las curvas de histéresis. Comparamos los datos con el modelo teórico que se indica en la ecuación 1 y a partir de ello conseguimos dos valores para el parámetro  $T_C$  de dicha ecuación, que resultaron ser de  $T_C = (-14.3 \pm 0.9)^\circ\text{C}$ . Sin embargo, este modelo solo pudo describir los rangos de temperatura que no eran cercanos a  $T_C$ , por lo tanto, concluimos que estos valores son simplemente el parámetro bajo el cual el modelo original describe correctamente el comportamiento en dicho rango, pero no es la magnitud física buscada.

Para los datos que se encontraban fuera de ese rango, se propuso un modelo lineal. Dado que la temperatura de Curie se encuentra dentro de los datos ajustados por el modelo lineal, consideramos los parámetros obtenidos con ese método para inferir dicha magnitud realmente, es decir, la temperatura donde el Monel 400 cambia de régimen ferromagnético a paramagnético. Con este método obtuvimos que la temperatura de Curie del Monel 400 es de  $T_C = (-15.03 \pm 0.06)^\circ\text{C}$ . Cabe aclarar que cada modelo tiene distinto rango de validez ya que para los dos gráficos, ajustamos entre distintos intervalos de temperatura.

Para el análisis del régimen paramagnético definimos un criterio con el cual decidir cuando dejábamos este a partir de estudiar la distribución de los datos a temperatura ambiente, que sabemos que para el Monel 400 corresponden a un régimen paramagnético. A partir de aplicar este criterio para distintos conjuntos de datos se obtuvo un valor de temperatura de Curie de  $T_C = (-14 \pm 3)^\circ\text{C}$ . Pensamos que el criterio utilizado fue sumamente útil para determinar la temperatura de Curie, pero podría mejorarse el resultado achicando más el error efectuando un mayor número de mediciones.

Destacamos que los valores encontrados para la temperatura de Curie son indistinguibles a un sigma. Lo cual esperábamos ya que es la temperatura a la cual aparece magnetización remanente y diferencia a los regímenes ferromagnético y paramagnético.

## BIBLIOGRAFÍA

- [1] <https://stefani-lab.ar/wp-content/uploads/Histeresis-ferromagnetica-y-temperatura-de-Curie.pdf>
- [2] Grosu; Faik; Ortega-Fernández; D'Aguanno. *Natural Magnetite for thermal energy storage: Excellent thermophysical properties, reversible latent heat transition and controlled thermal conductivity.* Solar Energy Materials and Solar Cells. Marzo 2017. Páginas 170–176.
- [3] K. Fabian, V. P. Shcherbakov y S. A. McEnroe. *Measuring the Curie temperature.* Geochemistry, Geophysics, Geosystems: vol. 14, n.o 4. Páginas 947-961. 2013.
- [4] [https://github.com/diegoshalom/labosdf/blob/master/software/python/Termometros/Pt100\\_resistencia\\_temperatura.csv](https://github.com/diegoshalom/labosdf/blob/master/software/python/Termometros/Pt100_resistencia_temperatura.csv)
- [5] David J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics.* Editorial Pearson. Cuarta Edición. Páginas: 313 y 298.

# Apéndices

## Apéndice A: Tratamiento de errores

Los errores para las mediciones realizadas por las termocuplas se estimaron tomando una medición de 10 segundos, donde los valores de temperatura de las termocuplas no variaron significativamente y estas temperaturas estaban en el orden de 100 °C. Así, utilizando el estimador de la varianza  $\sum_{i=1}^N \frac{(X_i - \bar{X})^2}{n-1}$  se calculó la varianza para todas las termocuplas. La raíz de estos valores son  $\sigma_j$  (desviación estándar para la termocupla j, j = 1,2,3,4,5), los errores de medición de la termocupla j y luego se promediaron los  $\sigma_j$  y se obtuvo un  $\sigma$ , el cual se utilizó de error para todas las mediciones.

En todas las ocasiones en que se realizó ajustes (realizados con la librería SciPy de Python), se tomó como error para los parámetros la componente adecuada de raíz cuadrada de la diagonal de la matriz de covarianza de los parámetros.

Luego, todos los resultados obtenidos en las experiencias tienen su error producto de la propagación de errores de las magnitudes con las cuales se operaron. La fórmula utilizada para propagar errores fue la siguiente:

$$\sigma_y^2 = \frac{\partial(F(x_1, x_2))^2}{\partial x_1} \delta{x_1}^2 + \frac{\partial(F(x_1, x_2))^2}{\partial x_2} \delta{x_2}^2$$

donde las  $x_i$  son las variables utilizadas para operar, las  $\delta x_i$  son los errores de estas variables y F es la operación realizada entre las variables y  $\sigma_y^2$  el error de la variable contemplada.