

Estudio de la interacción entre un superconductor de alta temperatura y un imán permanente

María Emilia De Rossi y Juan Manuel Conde Garrido

mariazull@hotmail.com, jumacoga@hotmail.com

Laboratorio 5, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires
Buenos Aires, Argentina, Octubre de 2002

En este informe presentamos un método para la medición de la fuerza de repulsión y atracción entre un superconductor de alta temperatura de tipo II ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) y un imán permanente, el cual brinda un acercamiento cuantitativo a los fenómenos de levitación magnética y suspensión libre. La fuerza medida presentó una dependencia con la historia magnética del material observándose que la magnetización describe un ciclo de histéresis. También medimos la relajación magnética en el superconductor y encontramos que disminuye logarítmicamente como función del tiempo.

I. Introducción

Los superconductores son materiales que a una temperatura y densidad de corriente por debajo de unos valores críticos presentan dos peculiaridades, la primera es la de poseer una conductividad infinita y la segunda es que expulsan de su interior cualquier campo magnético presente (efecto Meissner).

Con la aparición de materiales cerámicos que exhibían propiedades superconductoras a altas temperaturas (superiores a la del punto de ebullición del nitrógeno) el área de aplicación técnica de los superconductores se expandió enormemente, y su uso en laboratorios no especializados se volvió económicamente posible.

En la levitación o suspensión libre, un punto de suma importancia es la estabilidad. Ésta se logra mediante el uso de superconductores de tipo II, como se explicará más adelante.

Entre los usos para superconductores de alta temperatura (HTS por sus siglas en inglés) se encuentran trenes y otros vehículos de alta velocidad que levitan sobre rieles magnéticos^{10,11}, sistemas de transporte y almacenamiento de energía, generadores, motores eléctricos, etc¹².

II. Marco Teórico

A. Efecto Meissner

Cuando un superconductor es inmerso en un campo magnético lo suficientemente débil, en el superconductor se induce un momento magnético que expulsa al campo magnético externo. Este fenómeno, descubierto por W. Meissner y R. Ochsenfeld¹⁴ en 1933 se conoce como efecto Meissner.

La explicación este fenómeno requiere de una teoría microscópica cuántica, pero es muy simple demostrar que no es consecuencia de la otra

propiedad de los superconductores (conductividad infinita)^{9,15}. Usando la ley de Ohm:

$$E = J/\sigma \quad (1)$$

se puede ver que cuando la conductividad (σ) tiende a infinito, el campo eléctrico (E) tiende a cero. Entonces, por la ecuación de Maxwell:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \vec{E} \quad (2)$$

el campo magnético (B) debe mantenerse constante en el tiempo. Esto no explica por qué un material en un estado no-superconductor inmerso en un campo magnético externo, expulsa de su interior al campo cuando pasa a un estado superconductor. Ver Fig. 1.

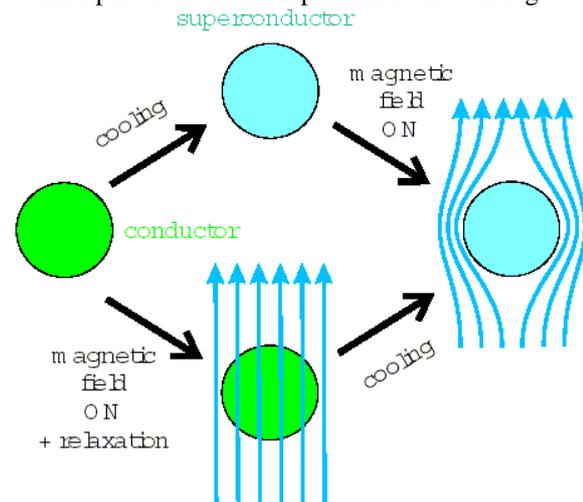


Figura 1: Diagrama del efecto Meissner en donde se muestra la expulsión del campo magnético del interior del superconductor.

B. Clasificación de superconductores

Tipo I: Son aquellos para los cuales existe una temperatura crítica y un campo crítico por debajo de

los cuales se vuelven superconductores, pudiéndose observar entre otros, el efecto Meissner (ver Fig. 2 (a)). Si la temperatura o el campo magnético se encuentran por encima de su valor crítico, el material pierde todas sus propiedades superconductoras. El proceso de magnetización es totalmente reversible.

Tipo II: Estos materiales también poseen una temperatura crítica T_{c1} y un campo crítico H_{c1} por debajo de los cuales exhiben propiedades superconductoras. Sin embargo, para valores de campo superiores a H_{c1} e inferiores a H_{c2} , algunos granos vuelven a su estado no superconductor, dando como resultado un compuesto que no es perfectamente diamagnético (ver Fig. 2 (b)). Como consecuencia, el campo externo penetra en el material asociado a vórtices de corrientes superconductoras portadoras de flujo cuántico ($\approx 2.07 \cdot 10^{-15} \text{Wb}$), esto se conoce como líneas de flujo o vórtices, y cuando están presentes, se dice que el superconductor está en una fase mixta o de Shubnikov. Si el campo aplicado supera H_{c2} entonces toda propiedad superconductora desaparece.

La mayoría de los elementos puros son superconductores de tipo I, y la mayoría de las aleaciones y todos los HTS son de tipo II.⁸

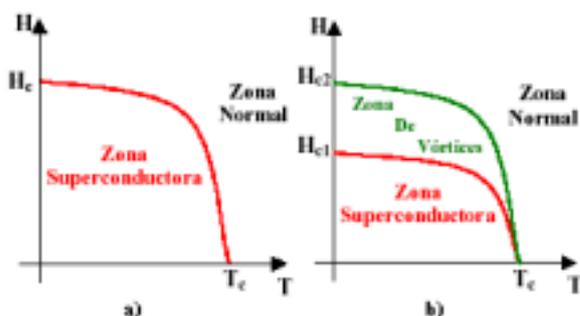


Figura 2: Diagramas de fase de superconductores de tipo I a) y de superconductores de tipo II b).

C. Centros de anclaje

Debido a las corrientes que fluyen en el interior de los superconductores de tipo II, las líneas de flujo experimentan una fuerza de Lorentz F_L . Esta fuerza tiende a mover las líneas de flujo y a distribuir las en el material formando una red triangular. Sin embargo, la existencia de imperfecciones en la red cristalina da lugar a zonas en las que los vórtices son atrapados en un proceso energéticamente favorable. Estas imperfecciones pueden ser de distintos tipos: impurezas, vacancias, dislocaciones, apareamientos, fallas de apilamiento, defectos locales, agregado de fases no superconductoras, defectos producidos mediante la irradiación con iones de alta energía, etc.

El efecto del anclaje se puede representar con una fuerza F_A que se opone a la fuerza de Lorentz F_L y que genera irregularidades en la distribución de las líneas de campo. Asociada a F_L existe una densidad de corriente crítica j_c dada por $j_c = F_A/B$ que es una medida de la intensidad del anclaje del material. Para el caso de un superconductor con geometría de disco

de radio R y en un campo axial, el valor máximo de la magnetización vale¹³:

$$M = -\frac{1}{3} j_c R \quad (3)$$

Para mover las líneas de flujo en un superconductor de tipo II es necesaria una fuerza F_A , por lo que los vórtices no estarán distribuidos homogéneamente. Esta distribución irregular de vórtices se puede asociar con el gradiente de un campo magnético que, por medio de la ley de Ampere

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (4)$$

se asocia con una densidad de corriente j .

Una importante consecuencia de la existencia de centros de anclaje es que la magnetización depende de la historia magnética del superconductor (fenómeno de histéresis). Esto indica que el fenómeno de inducción magnética no es reversible.

D. Fuerza de histéresis

En general, la fuerza sobre una distribución de corrientes debida a la acción de un campo magnético externo está determinada por:

$$\vec{F} = \mu_0 \int \vec{j} \times \vec{H} dV \quad (5)$$

Si en el volumen V , las corrientes se pueden considerar lo suficientemente uniformes como para asignar una magnetización homogénea, y estas corrientes circulan en un plano perpendicular a la dirección del campo, entonces por la Eq. (5), la fuerza será paralela al campo externo (digamos en la dirección z) y valdrá:

$$F_z = \mu_0 M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} V \quad (6)$$

De la Eq. (6) se pueden extraer varias consecuencias importantes. Primero, que sabiendo que la magnetización describe un ciclo de histéresis podemos concluir que la fuerza, por ser proporcional a la magnetización, describirá un ciclo de histéresis. Segundo, que la fuerza no depende del campo sino del gradiente del campo. Tercero, para un dado valor de $\partial H_z / \partial z$, el signo de F_z dependerá del signo de $M_z(H)$. En particular, si $\partial H_z / \partial z < 0$, entonces para $M_z < 0$, la fuerza será positiva y habrá levitación por exclusión del flujo magnético y para $M_z > 0$ entonces, habrá suspensión libre por anclaje de las líneas de flujo dentro del superconductor.

Midiendo el volumen del superconductor, la fuerza de interacción entre éste y el imán, y la derivada del campo magnético del imán, podemos calcular, mediante la Eq. (6), el valor de la magnetización $M_z(H)$.

E. Relajación magnética

Los conceptos de activación térmica y de anclaje de las líneas de flujo fueron desarrollados por P. W. Anderson en 1962. La idea básica es que cualquier proceso que tienda a relajar la configuración irregular de los vórtices implicará un cambio en el momento magnético del

superconductor. Este cambio se puede pensar como una consecuencia de la liberación espontánea de los vórtices de los centros de anclaje, y puede ocurrir como consecuencia de procesos como tuneo cuántico (a temperaturas menores a 4 K), activación mecánica (como consecuencia de vibraciones), o con mayor probabilidad, a activación térmica.

Este fenómeno está regido por el gradiente de un potencial magnético que origina corrientes (Eq. 4). Por lo tanto, a medida que la configuración de vórtices se vuelve uniforme, las corrientes asociadas disminuyen y el proceso de relajación se atenúa de manera logarítmica (observada por primera vez por Kim¹³).

La ecuación empírica que rige la relajación magnética es:

$$F = F_0 \left(1 - \beta \ln \left(\frac{t}{t_0} \right) \right) \quad (7)$$

y es válida mientras valga la aproximación:

$$\beta \ln(t/t_0) \ll 1 \quad (8)$$

La Eq. 7 depende de 3 parámetros: F_0 , t_0 y β . Midiendo la fuerza (F) en función del tiempo (t) no se puede obtener los valores de los 3 parámetros, por lo que primero resolvemos:

$$\frac{1}{F} \frac{dF}{d(\ln(t))} = \frac{-F_0\beta}{F_0(1-\beta \ln(t/t_0))} = \frac{-\beta}{1-\beta \ln(t/t_0)}$$

Aplicando la aproximación de (8), esta ecuación se convierte en:

$$\frac{1}{F} \frac{dF}{d(\ln(t))} = -\beta \quad (9)$$

Con el valor de β podemos linealizar la Eq. (7) que reescribimos de la forma:

$$F = -F_0\beta \ln(t) + F_0 + \beta \ln(t_0) \quad (9)$$

Entonces la pendiente del gráfico de F en función de $\ln(t)$ dará el valor de F_0 y la ordenada al origen, el valor de t_0 .

Con los valores obtenidos, deberemos verificar que se satisface la aproximación (8).

III. Dispositivo experimental

Para la realización de los experimentos se utilizó un dispositivo como el esquematizado en la figura 3.

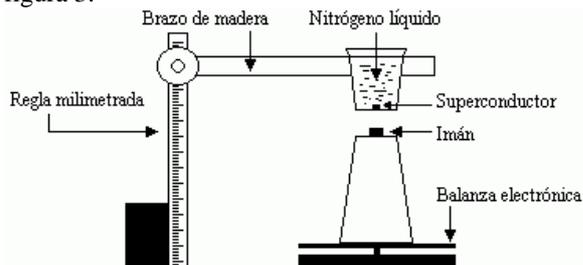


Figura 3: Esquema del dispositivo experimental.

La balanza electrónica tenía una precisión de 0,01 g y llegaba hasta los 200 g (el doble de la fuerza máxima que medimos). Sobre la balanza se colocó un vaso alto (≈ 18 cm) y sobre éste, el imán. De esta manera, nos aseguramos que el campo magnético del imán no afectara las partes metálicas y electrónicas de la balanza. El imán que usamos estaba compuesto por Nd-Fe-B y era de forma cilíndrica (radio=12mm, altura=10mm). Presentaba un campo de aproximadamente 0,25 Tesla en su superficie y disminuía unos 7 órdenes de magnitud en la superficie de la balanza (calculado extrapolando del campo medido). Centramos cuidadosamente al imán y al vaso en el medio de la balanza para cumplir con las condiciones óptimas de medición.

Por otro lado, adosamos al pie de un microscopio un brazo de madera con un agujero en un extremo que diseñamos a medida. Colocamos una regla milimetrada al lado del pie del microscopio de manera que pudimos medir con una precisión de un milímetro las variaciones de altura. En el agujero del brazo de madera colocamos un vaso de telgopor al cual le habíamos adherido un superconductor en la parte inferior del lado interno.

Usamos un superconductor de alta temperatura compuesto por $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ de forma cilíndrica (radio=3,12mm, altura=5mm, peso= 8×10^{-3} N) que contenía incrustaciones de Y_2BaCuO_5 no-superconductor para incrementar el número de centros de anclaje.

Finalmente, dispusimos todos los instrumentos de manera que el superconductor se encontrara exactamente en la línea del eje del imán cilíndrico.

A. Medición de la fuerza de histéresis

Realizamos esta medición de dos maneras distintas. En la primera, enfriamos al superconductor lejos del imán (ZFC, Zero Field Cooled) llenando el vaso con nitrógeno líquido y luego colocándolo en el agujero del brazo de madera. Con el tornillo del pie del microscopio fuimos acercando el superconductor al imán y fuimos anotando los valores de fuerza que leíamos en la balanza. Al llegar a la distancia mínima entre el superconductor y el imán (≈ 2 mm) comenzamos el recorrido opuesto, distanciando al superconductor del imán.

Luego realizamos el experimento enfriando al superconductor lo más cerca del imán posible (FC, field cooled), y en forma análoga al caso ZFC, alejamos al imán del superconductor, y luego los acercamos, anotando el valor de la fuerza para cada distancia correspondiente.

Con estos datos y con los valores del gradiente del campo magnético en función de la distancia (ver apéndice), por medio de la Eq. (6) obtuvimos los valores de la magnetización M en función de la distancia. Luego, con los valores del campo magnético en función de la distancia (ver apéndice) trazamos las curvas de magnetización M(H) para los casos ZFC y FC.

B. Medición de la relajación magnética

Con el superconductor enfriado lejos del imán (ZFC), fijamos una distancia entre estos y medimos la fuerza en función del tiempo. Luego repetimos el procedimiento para distintas distancias y observamos si el comportamiento correspondía al predicho por la Eq. (7).

IV. Resultados y discusión

A. Fuerza de histéresis

En las figuras 4 (a) y (b) se puede apreciar el comportamiento de la fuerza de interacción (F) entre el superconductor y el imán en función de la distancia de separación entre ambos (z). En la figura 4(a) se presentan los resultados obtenidos al enfriar la muestra en un campo magnético prácticamente nulo (ZFC). Y el gráfico de la figura 4(b) corresponde al caso en que la muestra es enfriada en las proximidades del imán (FC). Se observa que tanto en el caso ZFC como en el caso FC las curvas obtenidas presentan un ciclo de histéresis. A su vez, como era de esperarse, las curvas obtenidas en los experimentos ZFC y FC difieren entre sí. Esto último también se debe al fenómeno de histéresis magnética; por lo tanto las propiedades magnéticas de la muestra superconductora dependen de su historia.

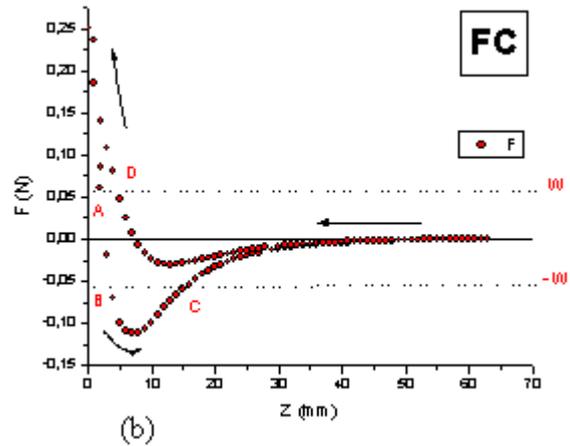
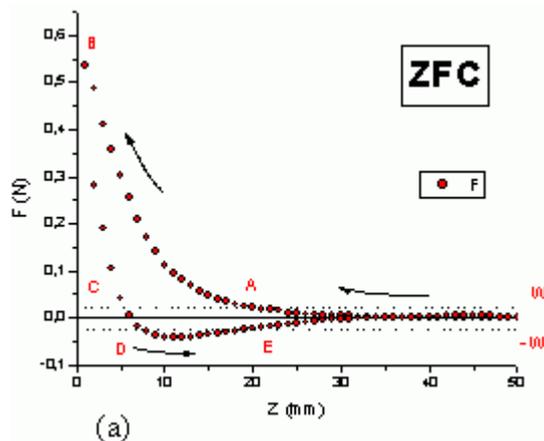


Figura 4: Curvas medidas de F Vs z para el experimento ZFC (a) y FC (b). W representa el peso del superconductor más una carga sujeta a él. Las flechas representan el sentido en que fue ciclada la muestra. A, B, C, D y E son los puntos relevantes de las curvas (ver texto).

Ahora, una vez conocida F , si hallamos el campo magnético axial del imán (H) es posible hallar la magnetización (M) mediante la Eq. (6). La obtención de H en función de z se detalla en el apéndice. En las figuras 5 (a) y (b) se presentan las curvas obtenidas para $\mu_0 M$ Vs $\mu_0 H$, tanto en el caso ZFC como en el caso FC.

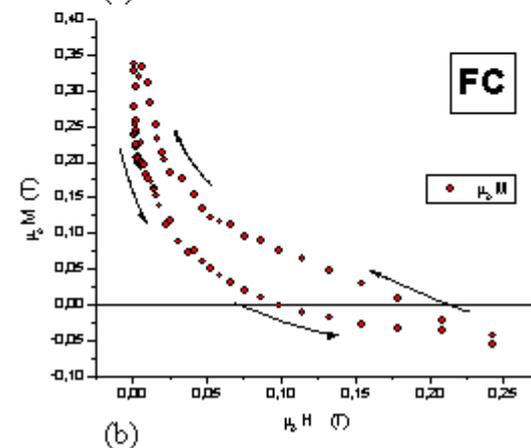
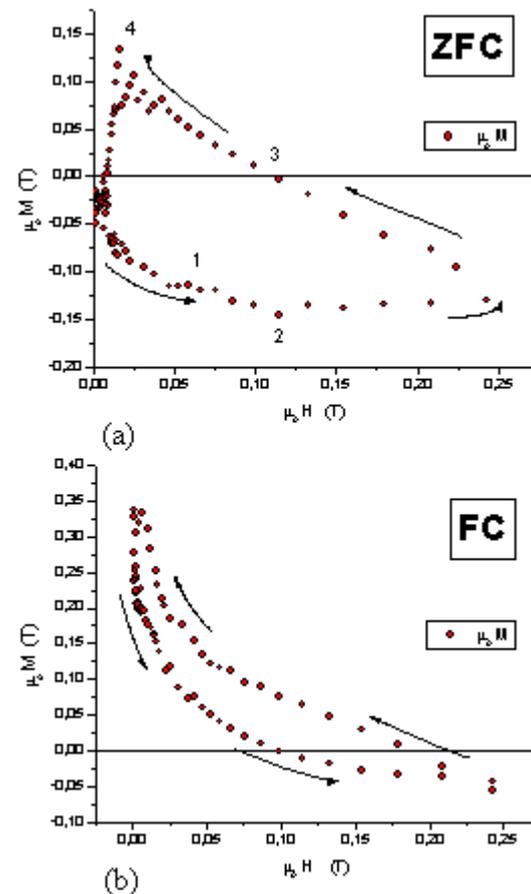


Figura 5: Curvas calculadas de $\mu_0 M$ Vs $\mu_0 H$ para el experimento ZFC (a) y FC (b). La muestra superconductora fue ciclada en el sentido indicado por las

flechas. 1, 2, 3 Y 4 son puntos relevantes de la curva de ZFC (ver texto).

Analicemos los resultados del experimento ZFC. Supongamos que tenemos una carga sujeta a la muestra superconductora de modo que el peso del sistema sea w (Ver Fig. 4(a)). Es necesario suponer esta carga adicional para el análisis pues el peso de la muestra superconductora es muy pequeño respecto de la escala del gráfico. Veamos la evolución de M y F a medida que ciclamos la muestra. Al iniciarse el experimento tenemos campo magnético prácticamente nulo por lo cual también es nula F . Pero, a medida que acerquemos la muestra al imán, M se vuelve negativa (punto 1 de la Fig. 5(a)) para evitar que el flujo penetre libremente en el interior de la muestra. Así, surge una fuerza repulsiva entre el superconductor y el imán. Observando la Fig. 4(a) vemos que en el punto A la fuerza de repulsión iguala a w y dado que la derivada espacial de F es negativa, en este punto se lograría levitación estable. Entre A y B la fuerza de interacción continúa aumentando hasta alcanzar su máximo en B. Si la muestra se soltase allí alcanzaría en C la levitación estable. Entre C y D la fuerza se hace cero, lo que corresponde con el cambio de signo de la magnetización (punto 3 de la Fig. 5(a)). La magnetización se hace cero porque el momento magnético promedia cero en el volumen de la muestra. A medida que comenzamos a alejar la muestra del imán, el momento magnético se vuelve positivo (paramagnético). Surge así una magnetización remanente en el material por retención de flujo (punto 4 de la Fig. 5(a)). Si ahora imaginamos que la muestra está debajo del imán tendremos suspensión estable en D. En E la suspensión no es estable debido al signo positivo de la derivada espacial de la fuerza.

Un análisis análogo puede realizarse para el experimento FC.

Por último, utilizando la expresión (3), es posible estimar la corriente crítica (j_c) para una muestra cilíndrica en un campo magnético axial. La magnetización máxima corresponde al punto 2 de la Fig. 5(a). Así, obtenemos: $j_c = (1,1 \pm 0,3) 10^8 \text{ A/m}^2$

Este resultado está en acuerdo con otros previamente reportados para campos y temperaturas similares^{1,16}.

B. Relajación magnética

Con respecto al estudio de la relajación magnética de la muestra superconductora, en la figura (6) puede apreciarse la curva F Vs. t para tres valores distintos de z . Se observa, como se esperaba, que la fuerza de interacción disminuye con el tiempo. La caída más importante se da durante los primeros tres minutos y luego la fuerza tiende a estabilizarse. Es necesario recordar que para este estudio sólo consideramos el caso ZFC.

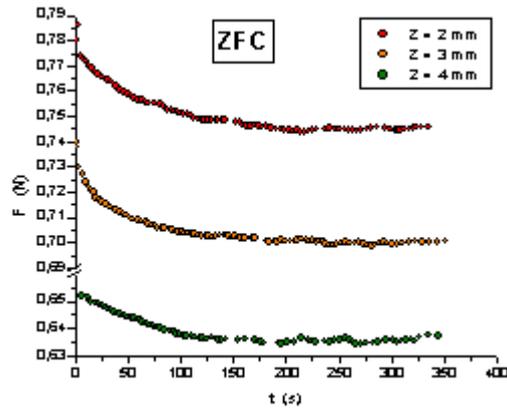


Figura 6: Curvas medidas de F Vs t para distintos valores de z en el experimento ZFC. Es necesario resaltar la ruptura del eje vertical en 0,66 N.

En la figura (7) puede observarse la curva F Vs $\ln(t)$ obtenida para $z = 3 \text{ mm}$. Se distinguen 3 zonas distintas: a, b y c. En la región b, la fuerza es claramente proporcional al logaritmo del tiempo. En la región a los puntos se dispersan y no pueden ubicarse sobre una recta. Es probable que esta conducta esté relacionada con la inercia inicial del material, el cual se resiste al ingreso de las líneas de flujo magnético en su interior. Finalmente, en la región c la fuerza se desvía de su comportamiento lineal y comienza a oscilar, esto se debe a que a tiempos largos gotitas de humedad condensada caen del vaso de telgopor lleno de nitrógeno líquido y aterrizan sobre imán.

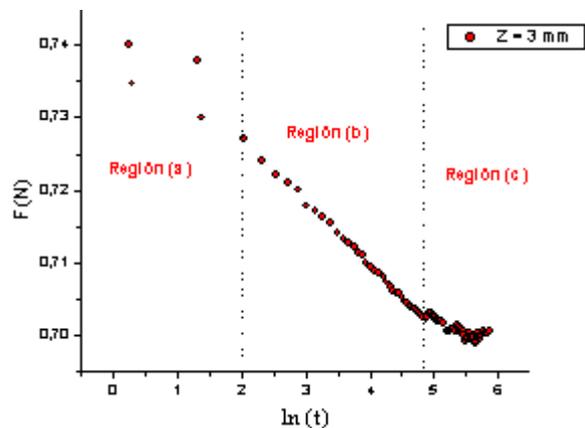


Figura 7: F Vs $\ln(t)$ para $z=3 \text{ mm}$. Se distinguen 3 regiones con distinto comportamiento.

Un comportamiento similar al descrito para 3 mm se observó para las curvas obtenidas a otras alturas.

En el análisis que sigue nos limitaremos a trabajar en la región (b), zona en la que es aplicable el modelo dado por la Eq. 7.

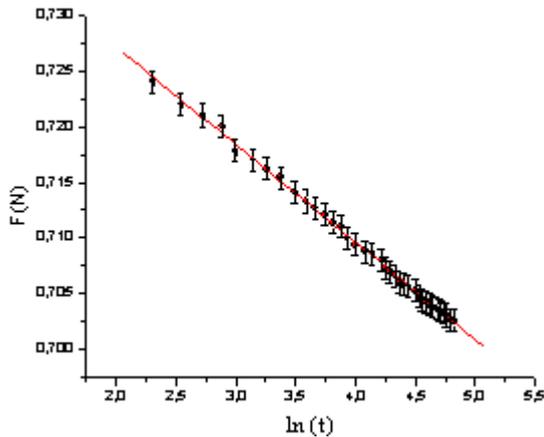


Figura 8: F Vs $\ln(t)$ dentro de la región (b). $F_0=(0,724\pm 0,001)N$, $\beta=0,0123\pm 0,0001$, $t_0=(10,105\pm 0,001)s$.

Dentro de la región (b), es posible hallar los parámetros F_0 , β y t_0 de la Eq. 7. F_0 se toma como la fuerza con la que se inicia la zona (b). β se puede tomar como el valor medio de los valores obtenidos tras aplicar la Eq. 9. Así, una vez conocidos β y F_0 , al realizar el ajuste lineal de los datos de la región (b), podremos despejar t_0 de la ordenada al origen. En la figura (8) se presentan los resultados obtenidos para $z=3mm$. Para el rango de tiempos en que trabajamos se cumple la aproximación dada por la Eq. (8) donde $\beta \ln(t/t_0) \approx 0,1 \ll 1$.

Una vez hallados los valores de β para distintas alturas se puede estudiar su dependencia con el campo magnético aplicado. Los resultados obtenidos de muestran en la figura (9). La dependencia encontrada resultó ser lineal para el rango de tiempo considerado.

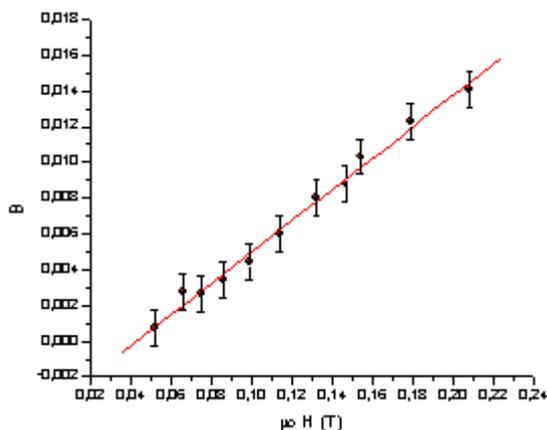


Figura 9: β Vs $\mu_0 H$.

V. Conclusiones:

A través de esta práctica se logró caracterizar la interacción entre un superconductor de alta temperatura y un imán permanente.

Se estudió el ciclo de histéresis del material en dos experimentos distintos: ZFC y FC. Mediante el

estudio de la curva de magnetización en el caso ZFC, se obtuvo un valor para la densidad de corriente crítica de la muestra que estuvo dentro de lo esperado.

Por otro lado, se realizó un estudio del fenómeno de relajación magnética. Se halló un rango de tiempo para el cual fue posible aplicar el modelo de relajación magnética por activación térmica. Así se encontró que el parámetro β asociado a dicho modelo presenta dependencia lineal con el campo aplicado para el intervalo de tiempo considerado.

VI. Apéndice.

Medición del campo magnético del imán y su gradiente.

Para la medición del campo magnético del imán y su gradiente utilizamos dos métodos.

En el primero colocamos una sonda Hall en el pie del microscopio y variamos la distancia al imán. Así obtuvimos los valores del campo en función de la distancia, pero sólo para distancias superiores a 25 mm, pues cerca del imán, donde el campo es más fuerte, el detector saturaba. Derivando estos datos numéricamente, obtuvimos el valor del gradiente (para distancias superiores a 25 mm).

Para obtener los valores del campo magnético y de su gradiente en las cercanías del imán, situamos en el fondo del vaso de telgopor y en la posición que ocuparía el superconductor, una bobina de 25 vueltas y de 5 mm de diámetro hecha de un filamento de cobre de $100\mu m$ y por la que hicimos circular una corriente de 100 mA. Variando la distancia entre la bobina y el imán, medimos la fuerza de interacción en función de la distancia ($F(z)$), y luego, mediante la ecuación:

$$\frac{\partial H(z)}{\partial z} = \frac{F(z)}{\mu_0 NIA} \quad (10)$$

obtuvimos el valor del gradiente del campo magnético. Integrándolo numéricamente conseguimos el valor del campo.

Es importante notar en las figuras 10 y 11 que las curvas trazadas por ambos métodos empalman a la distancia de 25 mm.

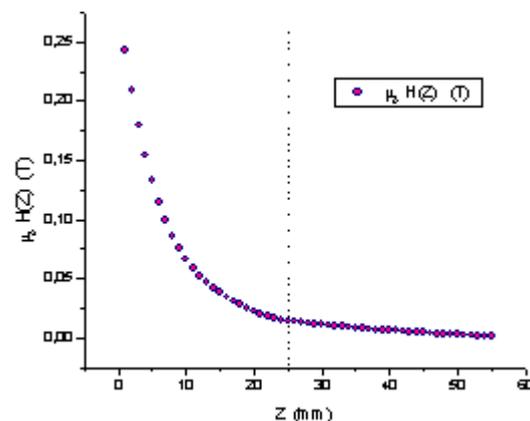


Figura 10: $\mu_0 H$ Vs Z.

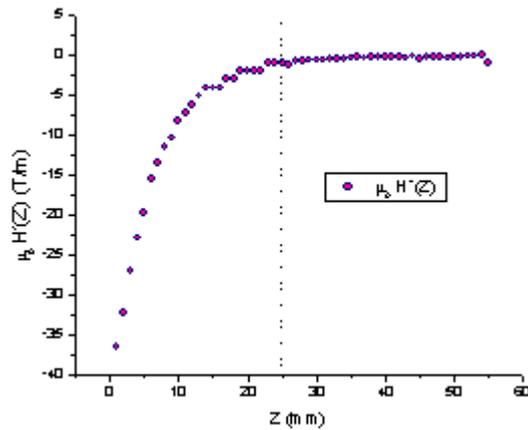


Figura 11: $\mu_0 H^+$ Vs Z.

mechanisms in directionally $YBa_2Cu_3O_7$ - Y_2BaCuO_5 composites” Phys. Rev. B 53 (5), 2797-2810 (1996).

Referencias

- ¹Valenzuela, S. O., Jorge, G. A. And Rodríguez, E., “Measuring the interaction force between a high temperature superconductor and a permanent magnet”, Am. J. Phys. 67, 1001, 1999.
- ²Thinkam, M., Introduction to superconductivity, McGraw Hill, New York, 1996.
- ³Burns, G. High-Temperature Superconductivity, an Introduction, Academic Press, San Diego, 1992.
- ⁴Jackson, J. D., Classical electrodinamics, 2nd ed., John Wiley Inc., New York, 1975.
- ⁵Yeshurun, Y., Malozemoff, A. P. And Shaulov, A., “Magnetic relaxation in high-temperature superconductors”, Rev. Mod. Phys. 68, 9111, 1996.
- ⁶C. P. Bean, “Magnetization of hard superconductors,” Phys. Rev. Lett. 8, 250-253 (1962).
- ⁷C. P. Bean, “Magnetization of high-field superconductors,” Rev. Mod. Phys. 36, 31-39 (1964).
- ⁸Charles P. Poole Jr., Horacio A. Farach y Richard J. Creswick, “Superconductivity” (Academic, San Diego, 1995).
- ⁹E. A. C. L. Seaman, K. N. Yang y M. B. Maple “Demonstrating superconductivity at liquid nitrogen temperatures” Am. J. Phys. 56 (7) 617-620 (1988).
- ¹⁰E. H. Brandt, “Levitation in physics” Science 243, 349-355 (1989).
- ¹¹Ver, por ejemplo, la página de Railway Technical Research Institute (RTRI) www.Rtri.or.jp o la de Donald B. Perkins (Maglev Central) web.syr.edu
- ¹²J. R. Hull, E. F. Hilton, T. M. Mulcahy , Z. J. Yang y A. Lockwood, “Low friction in mixed- μ superconducting bearings” J. Appl. Phys. 78 (11), 6833-6838 (1995).
- ¹³Y. B. Kim, C. F. Hempstead y A. R. Strand, “Critical persistent currents in hard superconductors” Phys. Rev. Lett. 9 ,306-309 (1962).
- ¹⁴W. Meissner y R. Ochsenfeld, Naturwissenschafter 21, 787 (1933).
- ¹⁵D. Shoenberg, “Superconductivity” Cap. 2 Cambridge U. P., New York, 1965.
- ¹⁶B. Martínez, X. Obradors, A. Gou, V. Gomis, S. Piñol, J. Fontcuberta y H. Van Tol, “Critical currents ans pinning