

# Medición de la fuerza de la interacción entre un superconductor de alta temperatura crítica y un imán permanente.

A. Alvarez, P. Fluxa, D. Rodriguez, F. Villordo.

Laboratorio de Experimentos Cuánticos I, Dpto. de Física, Facultad de Cs. Exactas, UNLP  
[d\\_e\\_rod@yahoo.com.ar](mailto:d_e_rod@yahoo.com.ar) [patriciofluxa@yahoo.com.ar](mailto:patriciofluxa@yahoo.com.ar) [choique\\_pacifico@yahoo.com](mailto:choique_pacifico@yahoo.com) [flaeuge@yahoo.com.ar](mailto:flaeuge@yahoo.com.ar)

Describimos el comportamiento de los superconductores de alta temperatura (SAT), de Tipo I y Tipo II, y sus diferentes respuestas a la interacción con un campo magnético. Medimos las fuerzas de atracción y repulsión que dan lugar a los fenómenos de levitación y suspensión libre, así como el carácter irreversible de la magnetización de una pastilla superconductora de tipo II ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ).

## Introducción

Son superconductores aquellos materiales para los cuales su resistividad ( $\rho$ ) puede hacerse nula. En general son necesarias para que esto suceda temperaturas relativamente bajas, de entre 3 K y 100 K aproximadamente, según sea el tipo de material. A tal punto que los llamados superconductores de alta temperatura (ATS) poseen características superconductoras a temperaturas alrededor de los 100 K. También son necesarios campos magnéticos por debajo de un dado campo crítico externo, o densidades de corriente inferiores a las de su valor crítico característico, a partir de los cuales desaparece el efecto superconductor.

## El concepto básico

Cualquier buen conductor reaccionará ante la variación de un flujo magnético, es decir, por la ley de Faraday,

$$\epsilon = - \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

donde  $\epsilon$  es la fuerza electromotriz inducida y  $\phi$  el flujo magnético, se inducirán corrientes en el material de forma tal que el campo magnético  $B_0$  inicial en el interior del material no se modifique.

El hecho de que la resistividad de un material sea cero, trae como consecuencia, en primer lugar, que la conductividad deja de tener sentido como parámetro, ya que :

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \rightarrow \infty$$

En segundo lugar, las corrientes generadas en el material no desaparecen, porque la energía térmica disipada (por efecto Joule) es cero:

$$P = I^2 R = 0$$

Debido a esto, cualquier corriente inducida en el material no solo no se atenuará, sino que además va a expulsar el campo en el interior del material. Por lo que si situamos el superconductor dentro de un campo

magnético, las líneas del campo de inducción magnética se deformarán de forma tal que no penetren en el material. Este es el llamado efecto Meissner ( ver Fig. 1-a) ).

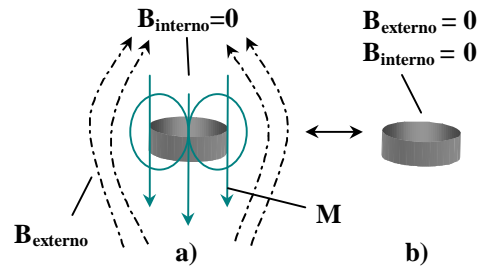


Figura 1: Esquema de la interacción entre un superconductor ideal y un campo magnético externo. a) en presencia de campo externo, b) sin campo externo.

## Clasificación de los superconductores

### Tipo I

Tienen una temperatura crítica a partir de la cual y por debajo de ésta el material se vuelve superconductor. En la Fig. 2 podemos ver el diagrama de fases para un superconductor de tipo I y la gráfica de la magnetización de la muestra en función del campo externo aplicado, que caracteriza al ya citado efecto Meissner. El proceso de magnetización de la pastilla es totalmente reversible.

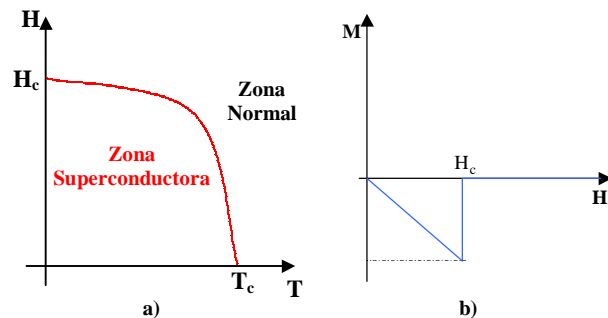


Figura 2: Curvas características para un superconductor de tipo I .a) Diagrama de fases, b) magnetización de la muestra en función del campo externo.

### Tipo II ideal

Posee dos campos críticos,  $H_{c1} < H_{c2}$  tales que por debajo de  $H_{c1}$ , el material es superconductor en forma ideal y, como en el de Tipo I, el material “blinda completamente” el campo magnético debido al efecto Meissner, por lo que se comporta como un diamagneto perfecto.

Entre  $H_{c1}$  y  $H_{c2}$  la temperatura crítica y el comportamiento diamagnético no son uniformes en todo el material, por lo que éste tendrá algunos sectores superconductores y otros que no lo serán. Suele llamarse a ésta fase como “zona de vórtices” debido a que al penetrar líneas de campo y atravesar el material por sectores normales (no superconductores), se inducirán alrededor de éstos “loops” o vórtices de corrientes superconductoras (Fig. 4).

Por encima de  $H_{c2}$  pierde todo el efecto diamagnético y deja de ser superconductor.

En la Fig. 3 podemos ver el diagrama de fases para éste tipo de superconductores (a) y la magnetización de la muestra en función del campo externo aplicado (b).

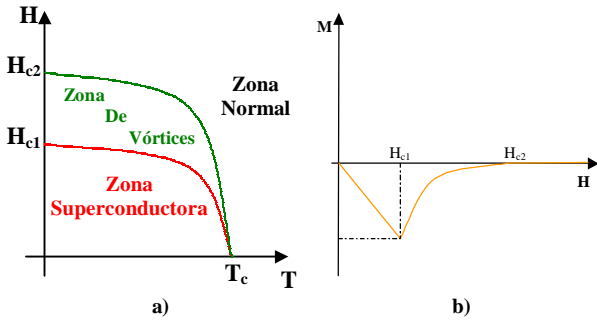


Figura 3: Curvas características para un superconductor de tipo II. a) Diagrama de fases, b) Magnetización de la muestra en función del campo externo.

Las corrientes de vórtice interactúan entre sí de forma peculiar, es decir que desde el momento en que dos “líneas” atraviesen el material, las correspondientes zonas no superconductoras se van a repeler, debido a fuerzas de Lorentz ( $F_L$ ), hasta que en el caso ideal se agrupen en un esquema de red, configurándose en general en arreglos triangulares, energéticamente más estables.

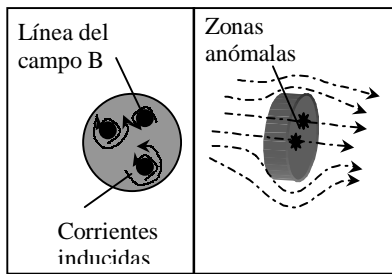


Figura 4: Formación de loops de corriente alrededor de las zonas normales.

### Tipo II real

Los superconductores reales de tipo II poseen imperfecciones de red, las cuales favorecen efectos de anclaje de los vórtices de corriente.

Estos defectos pueden ser de varias clases:

- Impurezas.
- Vacancias (huecos).
- Dislocaciones de red.
- Apareamientos.
- Fallas de apilamiento.
- Defectos locales.
- Agregado de fases no superconductoras a la matriz superconductoras.
- Defectos producidos irradiando la muestra con iones de alta energía.

Estos sectores se denominan “*pinning centers*” lo que puede traducirse como “puntos fijos, de fijación, o de anclaje”.

Estos anclajes se pueden representar como fuerzas  $F_A$  que se oponen en puntos particulares a las fuerzas de interacción  $F_L$ , por lo que dificultan y hasta limitan el movimiento de los dominios magnéticos, configurando una distribución irregular de las líneas de campo (ver Fig. 5).

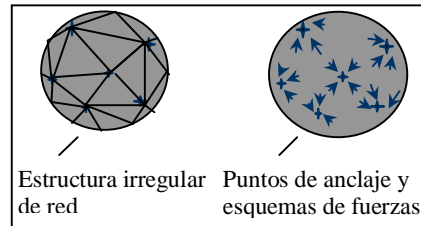


Figura 5: Distribución de las líneas de campo debido al anclaje.

La corriente máxima a la cual se pueden despreciar los efectos de anclaje se llama corriente crítica  $j_C$ , que está dada por:

$$|j_C| = \frac{|F_A|}{|B|}$$

siendo una medida de la intensidad del anclaje en el material. Si aplicamos sobre un superconductor real de Tipo II un campo B, debemos superar la fuerza crítica ( $F_A = j_C B$ ) para que los vórtices se distribuyan en forma homogénea.

### Campo remanente

En estas singularidades, algunas líneas del campo son atrapadas y se mantienen allí aún cuando desaparece el campo externo (siempre que se encuentre por debajo de  $T_c$ ), alojándose en estos sectores campo

remanente, que obviamente tiene como fuentes corrientes superconductoras.

Podemos asociar a esta distribución de vórtices un gradiente de campo magnético, el cual se debe a una densidad volumétrica de corriente en el superconductor ( $\mathbf{j}$ ), y mediante la ley de Ampere:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

Como consecuencia de este campo remanente, el material adquiere lo que se suele llamar *memoria magnética*, es decir que la interacción del mismo con un campo magnético externo  $\mathbf{B}$  dependerá del estado inicial de magnetización (fenómeno de histéresis). Debido a esto, el fenómeno de inducción en el material no será más reversible, como en el caso ideal (Fig. 6).

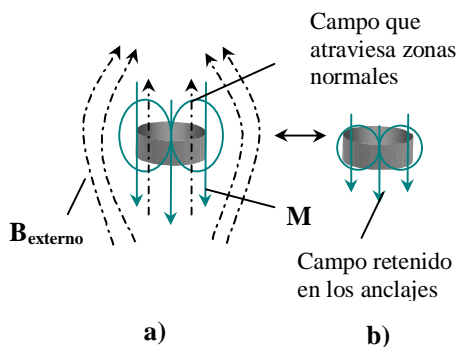


Figura 6: Esquema de la producción de magnetización remanente en un superconductor de Tipo II con anclajes. a) Con campo externo, b) luego de ser retirado del campo externo.

Las fuerzas de interacción también describirán un ciclo de histéresis, proporcional al de la magnetización, y representarán a su vez un parámetro experimental de medición.

La fuerza  $\mathbf{F}$  sobre una distribución de corrientes  $\mathbf{j}$ , debida a un campo magnético externo  $\mathbf{H}$  está dada por:

$$\vec{F} = \mu_0 \int \vec{j} \times \vec{H} dV$$

Si suponemos que en el volumen  $\mathbf{V}$  de la muestra el campo es suficientemente uniforme como para asignarle una magnetización uniforme  $\mathbf{M}$  a las corrientes, y estas corrientes circulan en un plano perpendicular al campo, entonces, de la ecuación anterior, la fuerza será paralela al campo externo, en nuestro caso en la dirección  $z$ , y estará dada por:

$$F_z = \mu_0 M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} V \quad (1)$$

De aquí, midiendo la fuerza y el campo externo aplicado (y obteniendo su derivada), así como también las dimensiones de la pastilla superconductor, podremos conocer su magnetización y compararla luego en un gráfico con el campo externo aplicado.

### Comentario

Podemos desarrollar una idea de lo que sucede si consideramos al material como una red inmóvil (debido a las bajas temperaturas), y a la corriente como el flujo de electrones libres chocando con ella.

Luego, existen ciertos materiales en los que la distribución electrónica de la red favorece que, a partir de una temperatura suficientemente baja (dependiendo del material), los electrones puedan moverse de forma libre y ordenada por toda la red, comportándose como si fueran un único par electrónico que a su paso modifica el resto de la configuración electrónica.

Este proceso tiene fundamento teórico en lo que se dio en llamar condensación de Bosse-Einstein, donde se aseguran condiciones para que un sistema de fermiones (electrones) condensen en un sistema de Bosones (“fotones”).

### Dispositivo experimental

Para el experimento se utilizó un brazo mecánico que poseía un motor paso a paso controlado por una PC para producir desplazamientos precisos y discretos de aproximadamente 0,425 mm. en sentido vertical ( $z$ ) ( ver Fig. 7).

Por otro lado, debajo de la extensión se colocó un imán montado sobre una balanza de gran sensibilidad.

Se utilizó un Teslómetro de efecto Hall, para medir el campo magnético proporcionado por el imán.

### Medición del campo

En primer lugar, se midió como variaba el campo en las cercanías del imán. Para esto se colocó la terminal del Teslómetro en la base del vaso montado en el soporte, aunque sin el superconductor, y se la desplazó de forma controlada para obtener así el campo magnético  $\mathbf{B}$  en función de la distancia al imán (en un rango aproximado de entre 0 y 120 mm.).

Luego, con estos datos se obtuvo la derivada de la componente  $H_z$  del campo en la dirección  $z$ , la cual utilizamos (junto con la fuerza medida con la balanza) para la determinación de la magnetización de la pastilla mediante la utilización de la ecuación (1). Esta derivada se calculó derivando numéricamente la gráfica de  $\mathbf{B}$  en función de  $z$ .

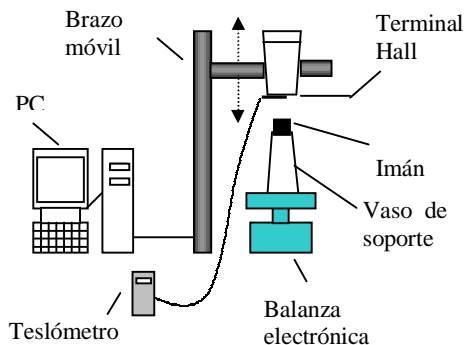


Figura 7: Esquema del dispositivo experimental utilizado para la medición de la intensidad del campo magnético aplicado.

### Medición de la fuerza

Para medir la fuerza de interacción entre el superconductor y el imán, se colocó la pastilla superconductora fija en el fondo de un vaso de telgopor mediante otro vaso que la aprisionaba, el cual se llenó con nitrógeno líquido ( $T_{N_2 \text{ líquido}} = 77 \text{ K}$ ) y, a través de pequeños orificios en su superficie, permitía que la pastilla se encontrara siempre sumergida en nitrógeno y, por lo tanto a la temperatura deseada. Estos vasos se colocaron en el extremo del brazo mecánico (ver Fig. 8).

La experiencia consistió entonces en que, comenzando con una separación máxima a la cual era nulo el campo magnético  $B$  del imán, se fue acercando la pastilla hacia éste hasta una separación mínima y se repitió el proceso alejando la pastilla del imán. Durante el proceso pudimos apreciar cómo la balanza utilizada para la medición de la fuerza se iba de escala cuando la pastilla se encontraba en las cercanías del imán (debido a que la fuerza de interacción era superior a la que podía medir la balanza).

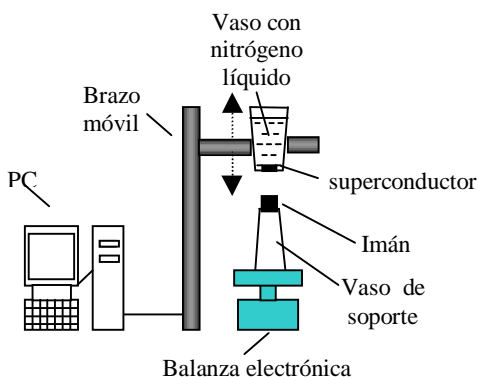


Figura 8: Esquema del dispositivo experimental utilizado para la medición de la fuerza ejercida por el campo magnético sobre la pastilla superconductora.

### Características de la pastilla superconductora

Se trabajó con una pastilla superconductora hexagonal (Fig. 9) con las siguientes características:

- Longitud de la apotema  $A = 21,65 \pm 0,05 \text{ mm}$
- Espesor  $e = 11,40 \pm 0,05 \text{ mm}$
- Volumen  $V = 4,63 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$
- Masa  $m = 14,5474 \pm 0,0005 \text{ grs.}$
- Material  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

El material de esta pastilla es un superconductor de Tipo II real (con anclajes) cuya temperatura crítica es de 92 K.

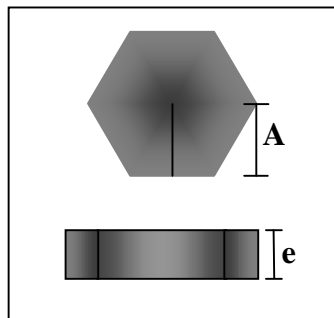


Figura 9: Representación esquemática de la pastilla superconductora y sus dimensiones

### Resultados y discusión

En la Fig. 10 podemos ver la gráfica de la fuerza ejercida entre el imán y la pastilla superconductora en función de la distancia entre ambos. Aquí ya podemos notar el fenómeno de histéresis en la diferencia entre las curvas de ascenso y descenso.

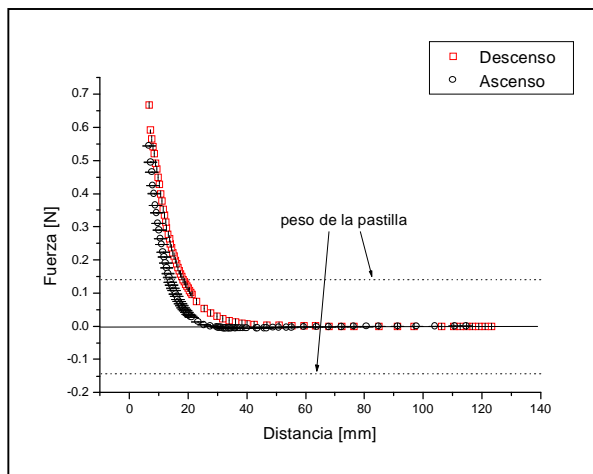


Figura 10: Gráfica de la fuerza entre la pastilla y el imán en función de la distancia.

Como se indica en la figura anterior, las líneas punteadas representan el peso de la pastilla superconductor. Gracias a esto podemos analizar en qué regiones podrá la pastilla levitar o quedar suspendida. Si la fuerza de atracción ( $F < 0$ ) es mayor en módulo que el peso de la pastilla, ésta quedará suspendida en el aire como si estuviera colgada de un hilo. Si, por el contrario, es menor, la pastilla se caerá. Por otro lado, si la fuerza de repulsión es mayor que el peso de la pastilla, ésta levitará. En la Fig. 10 podemos notar que la pastilla utilizada podrá levitar en el campo magnético del imán, pero no podrá quedar suspendida, debido a su gran peso. Éste fenómeno de suspensión libre fue observado luego, colocando un imán muy pequeño debajo de la pastilla superconductor cuando ésta posea magnetización remanente.

En la Fig. 11 vemos la gráfica de la magnetización en función del campo externo aplicado, obtenida utilizando la ecuación (1), como explicáramos en la sección anterior.

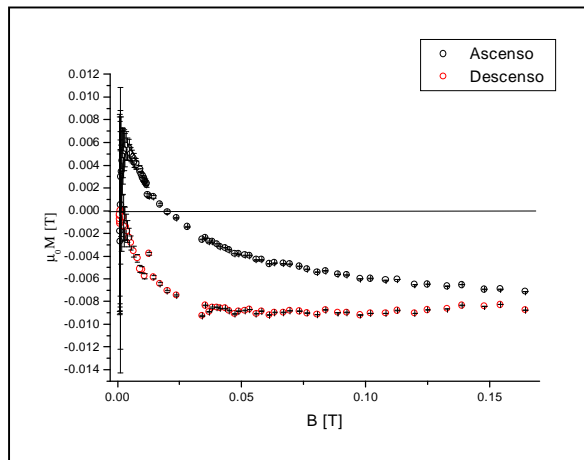


Fig.ura 11: Gráfica de la magnetización de la pastilla en función del campo magnético aplicado.

Comparando nuestra curva de histéresis de la magnetización con la obtenida por Valenzuela, Jorge y Rodríguez<sup>1</sup>, se puede apreciar una diferencia en la concavidad de la curva de ascenso. Atribuimos esto a que la curva de fuerzas obtenida en esta experiencia también difiere de la del paper mencionado. Ésta diferencia puede deberse a que la pastilla que hemos utilizado posee un volumen mucho mayor que la utilizada por los antes mencionados. Debido a esto el campo no será homogéneo en el interior de la pastilla, lo que producirá la anulación de alguna componente de

las fuerzas, modificando de esta manera el valor de la resultante. Otra posible razón para esta diferencia puede ser que la pastilla que hemos utilizado posea menor cantidad de centros de anclaje. Un argumento a favor de ésta última razón puede erigirse a partir del análisis de la curva de ascenso, donde se percibe una disminución notoria en la magnetización remanente de la muestra hacia el final de la curva

## Conclusiones

Se observó el ciclo de histéresis de la magnetización del material superconductor utilizado en la experiencia, apreciando un proceso de acumulación de magnetización remanente, con una posterior relajación cuando se aleja al superconductor del campo.

Como mejoras para una futura realización de la experiencia, proponemos:

- Utilizar una balanza que posea un mayor rango de pesaje.
- Disponer una campana entre la balanza y el vaso donde se sitúa el superconductor con el fin de que el nitrógeno líquido no tenga contacto con la balanza.
- Realizar la medida con una pastilla de menor volumen, con el fin de disminuir el efecto antes mencionado.
- Utilizar una pastilla con inclusión de fases no superconductoras, para aumentar el número de centros de anclaje y, consecuentemente, obtener una mayor magnetización remanente por un tiempo también mayor.

## Agradecimientos

Agradecemos en primer lugar a los doctores Roberto Mercader y Mario Rentería, profesores de la cátedra de Experimentos Cuánticos I de la Universidad Nacional de La Plata, por su colaboración para con este trabajo y por remarcarnos la importancia de confeccionar un buen informe como sello del trabajo realizado. Un agradecimiento especial a nuestros compañeros Diego Palazzesi y Leonardo Ciliberti.

## Referencias

- [1] S. Valenzuela, G. Jorge y E. Rodriguez, "Measuring the interaction force between a high temperature superconductor and a permanent magnet", *Am. J. Phys.* **67** (11), Nov. 1999.