

SUPERCONDUCTIVIDAD

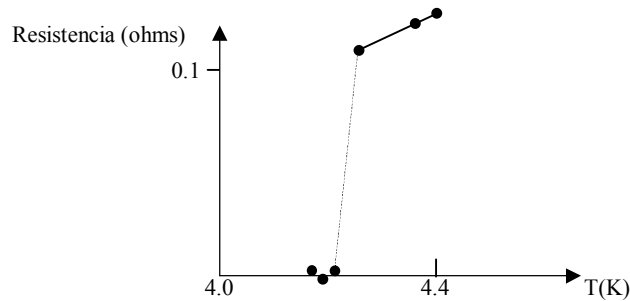
2.1 Resumen

En este capítulo se hace una introducción al fenómeno de la superconductividad. Comienza con una reseña histórica del descubrimiento. Se presentan las propiedades magnéticas características de los materiales superconductores clasificados en tipos I y II, según su comportamiento frente a un campo magnético. Se realiza una breve descripción cualitativa de la teoría microscópica de la superconductividad propuesta por Bardeen, Cooper y Schrieffer (BCS). Se detallan las propiedades características de los cerámicos superconductores de alta temperatura crítica, T_C , y se describe la fenomenología de los mismos. Se señalan las diferencias con las teorías tradicionales de los superconductores cuyas predicciones no se aplican a los superconductores de alta temperatura crítica.

2.2 Introducción

La superconductividad fue descubierta por H. Kamerlingh Onnes en 1911 [1], tres años después de la licuefacción del helio. La disponibilidad de este líquido le permitió investigar la resistencia eléctrica de metales a bajas temperaturas. Eligió mercurio para trabajar ya que puede ser purificado por destilación y además porque en aquellos tiempos existía la especulación de que la resistencia eléctrica de metales muy puros podía tender a cero a $T = 0$ K. Como puede verse en la Figura 1 cuando se enfría Hg aparece una transición abrupta a un estado aparentemente de resistencia cero a temperaturas de alrededor de 4.2 K. Onnes describió el nuevo estado como

superconductor y pudo establecer que no había conexión con la alta pureza del material; ya que agregándole al mercurio cantidades importantes de impurezas observó un efecto pequeño en la transición de la superconductividad a pesar de que la resistencia del estado normal se incrementaba considerablemente.



- Fig. 1 Transición superconductora del mercurio [1]. -

Posteriormente se encontró que muchos metales y aleaciones también se hacen superconductores (hay metales que no son superconductores aún a las temperaturas más bajas accesibles, como el cobre, la plata, el oro, los metales alcalinos y los ordenados magnéticamente como el hierro, el níquel y el cobalto). La transición superconductora puede ser muy abrupta, con un ancho de menos de 10^{-3} K en monocristales bien recocidos de un metal como el estaño. El niobio es el elemento con la transición de temperatura crítica (T_c) más alta, $T_c = 9.2$ K. En 1972 se halló que Nb_3Ge tenía una $T_c = 23$ K. En 1986 hubo un avance notable cuando Bednorz y Muller hallaron que el $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ tenía una T_c de alrededor de 35 K para $x \approx 0.15$. Este descubrimiento fue seguido por una búsqueda frenética de otros materiales. En 1987 se halló que el $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.1$) tenía una $T_c = 92$ K y en 1988 $Bi_2Sr_{3-x}Ca_xCu_2O_{8+\delta}$ ($x \leq 1$) alcanzó una T_c de 110 K. Dopando con talio se obtuvo el compuesto $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ que llegó a una T_c de 125 K.

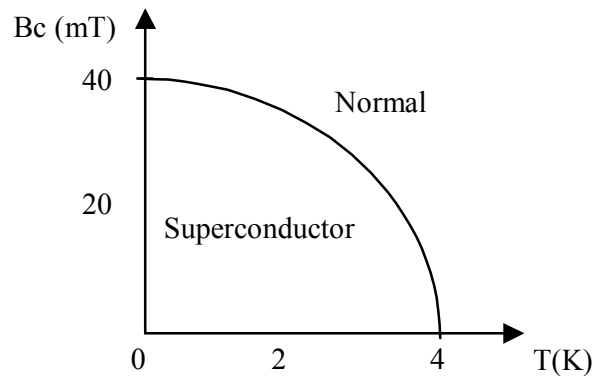
De acuerdo a su comportamiento en un campo magnético los superconductores se dividen en tipos I y II. Las muestras hechas de elementos puros excepto el niobio, exhiben comportamiento tipo I (exclusión total de campo magnético B de adentro de la muestra) y su superconductividad desaparece por la aplicación de un campo magnético de inducción B_c conocido como campo crítico. En cambio, los superconductores de tipo II presentan una región donde el campo magnético penetra parcialmente el material

hasta que por encima del llamado campo crítico 2 B_{c2} el material se torna normal. Este punto se discutirá con mayor detalle en el próximo apartado.

No se ha podido medir una resistencia finita para temperaturas menores que la crítica en el estado superconductor. El método más sensible para detectar una pequeña resistencia es observar el decaimiento de una corriente en un lazo cerrado. Si R es la resistencia del lazo es R y L es la inductancia mutua, entonces la corriente debería decaer con una constante $\tau = L/R$. No fue posible observar ningún decaimiento en una corriente persistente en un lazo durante un período prolongado, lo que permitió establecer un límite superior de alrededor $10^{-26} \Omega.m$ para la resistividad de superconductores. Para comparación, a temperatura ambiente el cobre tiene un valor de $10^{-8} \Omega.m$.

2.3 Propiedades magnéticas de los superconductores tipo I y tipo II

La Figura 2 representa el comportamiento de un superconductor de tipo I como función de la temperatura para el caso del mercurio.



- Fig. 2 Curva del campo crítico del mercurio. -

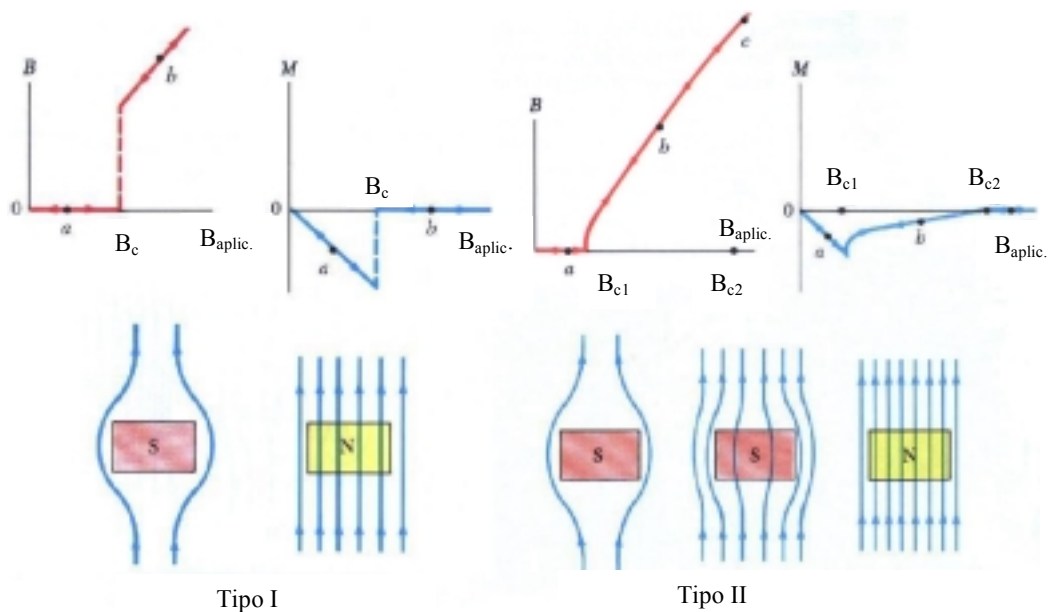
Una buena aproximación de la dependencia con la temperatura del campo de inducción $B_c(T)$ es:

$$B_c(T) = B_c(0) [1 - (T / T_c)^2]$$

Meissner y Ochsenfeld investigaron en 1933 la variación espacial de un campo

magnético en las vecindades de un superconductor y descubrieron que la distribución del campo era consistente con un campo nulo dentro del conductor. Esta exclusión de flujo magnético del superconductor se conoce como Efecto Meissner y se debe a corrientes eléctricas, conocidas como corrientes de apantallamiento, que fluyen por la superficie del conductor de tal forma que generan un campo igual y opuesto al aplicado.

En la Figura 3 se puede apreciar que en un superconductor tipo I la exclusión se produce bruscamente en todo el material para $B < B_c$. En cambio, para los de tipo II, entre los campos B_{c1} y B_{c2} las líneas de campo penetran parcialmente al material. Las líneas de flujo se rodean de torbellinos o vórtices de corriente eléctrica. Estos torbellinos penetran el material en cuantos de flujo llamados vórtices de Abrikosov ($\Phi = 2.07 \times 10^{-15}$ Wb). Cuando el material se encuentra en la zona de vórtices se origina una resistencia al flujo de corriente producido por la interacción de la red de vórtices y la corriente. Por encima de B_{c2} el material pierde su superconductividad y se comporta como normal.



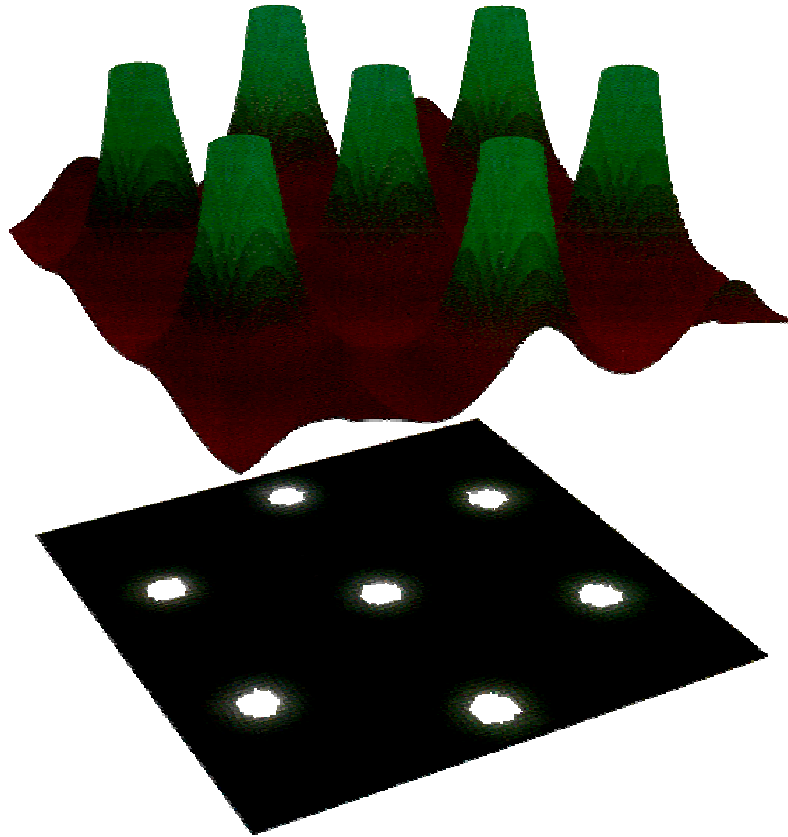
- Fig. 3 Dependencia del campo de inducción magnética, B , y de la magnetización, M en función del campo aplicado B para superconductores de tipo I (izquierda) y de tipo II (derecha). Debajo de los diagramas se indica esquemáticamente el comportamiento de los materiales tipo I y II frente a la penetración de las líneas de campo. S denota un material en estado superconductor y N normal. -

El primer compuesto superconductor tipo II estuvo formado por una aleación de bismuto y plomo, fue fabricado en el año 1930 por W. Hass y J. Voogd. Pero no se lo reconoció como un material de ese tipo hasta mucho más tarde, después que se descubriera el efecto Meissner. Los superconductores del tipo II –conocidos también como superconductores duros– difieren de los del tipo I en que la transición del estado normal al superconductor es gradual, teniendo un comportamiento de estado medio.

Con la excepción de los elementos vanadio, tecnecio y niobio, los superconductores de tipo II tradicionales están constituidos por compuestos metálicos y aleaciones. Por ejemplo, en el caso de la aleación plomo-indio, cuando el campo crece se manifiesta el efecto Meissner apareciendo el segundo campo crítico B_{c2} . Las perovskitas¹ superconductoras también pertenecen al tipo II. Con esos compuestos se llegó a temperaturas críticas T_c más altas que con los superconductores del tipo I por un mecanismo que aún no está completamente comprendido.

El movimiento de los vórtices puede impedir el flujo de electrones. Saber cómo se mueven y organizan estos vórtices (representados en la Figura 4) a distintas temperaturas y bajo la influencia de diversos campos magnéticos es de gran interés para comprender y controlar el fenómeno y mantener el material en régimen superconductor. Este aspecto aún no se conoce en profundidad y es objeto de numerosas investigaciones en la actualidad.

¹ Óxidos cerámicos metálicos que tienen normalmente una relación de 2 átomos de metal por cada 3 de oxígeno.



- Fig. 4 Vórtices representados como conos volcánicos de color verde; son haces discretos de líneas de campo magnético que penetran en el superconductor. La imagen de computadora representa la intensidad del campo magnético (simbolizado a su vez por la altura de los tubos) sobre la superficie de la muestra. El campo es máximo en el centro de cada vórtice. En la proyección inferior, los vórtices aparecen como puntos blancos, y se muestra que forman un patrón triangular regular en el seno del superconductor. -

2.4 Superconductores de alta temperatura crítica

Aproximadamente en los primeros 60 años del siglo XX en la superconductividad se vio aumentar la T_c desde el valor de su descubrimiento ≈ 4.2 K a 23 K en la llamada superconductividad clásica. Ésta encontró una explicación completa en la teoría BCS (tratada en detalle en el punto 2.5) que se basa en la interacción spin-red. A partir de 1986 se desarrollaron muchos materiales con T_c superiores a los 30 K, llamados de alta T_c , cuya física carece aún de explicación teórica. La investigación detallada de estos materiales puede ayudar a su comprensión.

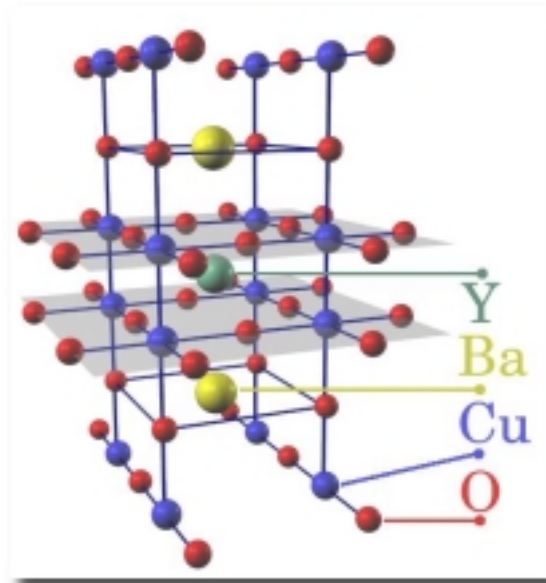
Los superconductores de alta T_c pueden tener un gran campo de aplicación, pero aún hoy existen dificultades que no pueden ser soslayadas. Entre ellas están las de lograr

corrientes y campos críticos grandes, ya que la superconductividad se destruye cuando la corriente empleada genera un campo magnético grande o se lo aplica sobre el material, cosa que es necesaria en la mayoría de las aplicaciones.

Si consideramos que en 1985 solo se habían alcanzado los 23 K los cupratos superconductores han alcanzado temperaturas críticas sorprendentes. Hoy en día la máxima temperatura crítica a presión atmosférica es de 138 K². Recientemente [2] se ha predicho un límite superior de unos 200 K para los cupratos formados a partir de capas de óxido de cobre. Otras teorías no prevén límite para el máximo valor que se pueda alcanzar para T_c .

Todos los superconductores de alta temperatura crítica son óxidos pero tienen además otras características en común que ilustraremos con el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ya que este compuesto ha sido muy estudiado. Este material tiene una $T_c = 92$ K y se lo llama superconductor 1-2-3 debido a la relación estequiométrica de los átomos metálicos en su fórmula química. El ytrio podría ser reemplazado por otros varios átomos trivalentes como el holmio y el neodimio sin que ello tenga un efecto significativo en las propiedades superconductoras. La estructura cristalina del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ se muestra en la Figura 5. Contiene planos formados por átomos de cobre y de oxígeno como se puede apreciar. Todos los superconductores con T_c mayor que 50 K descubiertos después del año 1990 poseen planos de CuO_2 (o NiO_2) similares a estos y se cree que juegan un papel crucial en el fenómeno de la conductividad y de la superconductividad para superconductores de alta T_c . El $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ tiene además cadenas alternadas de átomos de Cu y de O como se ven la Figura 5.

² $\text{Hg}_{0.8}\text{Tl}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.33}$, $T_c=138$



- Fig. 5 Estructura cristalina ortorrómbica del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. -

La resistividad eléctrica del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ en su estado normal es notablemente anisotrópica, se torna mucho más resistivo para corrientes que fluyen a lo largo del eje z que para las que fluyen en el plano xy . Se ve esto normalmente como una evidencia de que la conducción se debe al movimiento de portadores en los planos de CuO_2 . La discusión del comportamiento del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ es a menudo simplificada considerando cada plano de CuO_2 como un sistema bidimensional aislado. Es importante recordar que se está haciendo una gran simplificación. Para llegar a una completa comprensión de las propiedades de los $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ es necesario tener en cuenta su complicada estructura tridimensional. Las propiedades de transporte, transiciones superconductoras y magnéticas de la muestra quedan determinadas por la cantidad de oxígeno que contengan, por lo que el contenido de oxígeno es un parámetro muy importante en este tipo de materiales. Para la caracterización de materiales superconductores es esencial la medida de resistividad ya que de su dependencia térmica podremos inferir otras propiedades de la materia.

2.5 La teoría de la superconductividad

Se dará una breve descripción cualitativa de la teoría microscópica de la superconductividad, propuesta por Bardeen, Cooper y Schrieffer (BCS) en 1957.[3]

2.5.1 El gap de energía y la paridad electrónica

La dependencia de la temperatura de la profundidad de penetración sugiere una densidad n_s de electrones a $T = 0$. Este comportamiento es consistente con la existencia de un gap de energía Δ separando los estados de los electrones superconductores de aquellos electrones normales. Hay numerosas evidencias que ponen de manifiesto ese gap: tanto experimentos como teorías indican que Δ depende de la temperatura, que se anula a T_c y que llega a su máximo valor $\Delta(0)$ a $T = 0$.

A bajas temperaturas ($T \ll T_c$) se esperaría que el número de electrones excitados (normales) decrezca según $e^{-\frac{\Delta(0)}{k_B T}}$ y que esta dependencia con la temperatura se vea reflejada en la contribución electrónica a la capacidad calorífica.

Midiendo la absorción de ondas electromagnéticas se obtuvo evidencia directa de un gap de energía. A bajas temperaturas ($T \ll T_c$) tiende a cero la absorción a bajas frecuencias pero incrementa cuando la energía del fotón es suficiente como para excitar electrones que crucen el gap de energía. La frecuencia para comenzar con la absorción está dada por $h\nu = 2\Delta(0)$. El factor 2 aparece porque la absorción de un fotón crea dos electrones excitados.

La teoría BCS de la superconductividad provee una explicación para este fenómeno, de acuerdo con la cual los electrones superconductores forman pares, conocidos como pares de Cooper. Entonces, 2Δ es la energía de enlace de un par de Cooper y la ecuación $h\nu = 2\Delta(0)$ describe la ruptura del par por absorción de un fotón. La interacción atractiva que une a los pares está dada por las vibraciones de red.

La función de onda de todos los pares tiene que ser idéntica para maximizar la reducción de energía dada por la interacción atractiva; la energía de enlace de un par de Cooper es mayor cuando todos los pares están en el mismo estado. Se dice, entonces, que la superconductividad es un fenómeno cooperativo. La existencia de una función de onda común para los pares de Cooper explica el efecto Meissner y también la conductividad infinita. A $T = 0$ todos los electrones están apareados pero a $T > 0$ se rompen algunos pares por excitación térmica.

Debido a la naturaleza cooperativa de la superconductividad la energía de enlace de los pares remanentes cae. La distancia promedio entre los electrones para la función

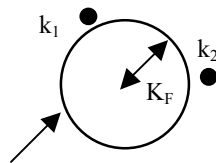
de onda de los pares de Cooper en un metal puro a $T = 0$ es del orden de :

$$\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta (0).$$

donde v_F es la velocidad del electrón en la superficie de Fermi y ξ_0 es la longitud de coherencia y juega un rol importante en la teoría BCS. Puesto que $\Delta (0) \approx k_B T_c$ (la teoría BCS predice $\Delta (0) \approx 1.76 k_B T_c$), es esencialmente ξ_0 que determina el rango de no-localidad en la relación de campo–corriente de electrones superconductores en un metal puro; la corriente es un flujo de pares de Cooper y cada par responde al vector potencial promedio sobre su función de onda.

2.5.2 El problema de Cooper

En 1956, Cooper resolvió la ecuación de Schrödinger para dos electrones interactuantes en presencia de una esfera de Fermi de electrones no interactuantes como se muestra en la Figura 6.



Esfera de Fermi de electrones no interactuantes

- Fig.6 El problema de Cooper. Dos electrones no interactuantes están restringidos a los estados k_1 y k_2 , fuera de la superficie de Fermi por la esfera de Fermi de electrones no interactuantes.-

Este cálculo no puede ser aplicado directamente a un metal real ya que es imposible eliminar la interacción entre todo el resto de los electrones excepto dos, pero sirve para indicar la clase de efecto que la interacción puede producir. La forma de onda de dos electrones puede ser expandida como combinación lineal de ondas planas.

$$\psi(r_1, r_2) = \sum_{k_1} \sum_{k_2} f(k_1, k_2) e^{ik_1 \cdot r_1} e^{ik_2 \cdot r_2}$$

Donde el rol de los electrones no interactuantes es restringir la sumatoria de estados de ondas planas fuera de la esfera de Fermi ($|k_1|, |k_2| > k_F$). Cooper buscó estados con esta forma y con una energía menor que $2\varepsilon_F$, la energía de dos electrones normales a la superficie de Fermi. Tales estados deberían corresponder a estados ligados

de dos electrones y su existencia debería indicar que el estado normal, como representación de la esfera de Fermi, sería inestable para la formación de pares de electrones ligados.

Para energías más bajas, el centro de masa de los dos electrones está en reposo y esto es logrado por la inclusión de estados que tienen momentos iguales y opuestos $k_1 = -k_2 = k$. La expansión de la ecuación anterior se simplifica de este modo:

$$\psi(r_1, r_2) = \sum_k g(k) e^{ik \cdot (r_1 - r_2)}$$

donde la sumatoria se restringe a estados k fuera de la superficie de Fermi.

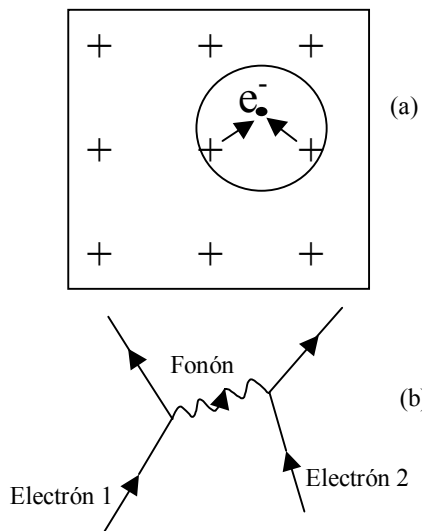
Cooper halló que existían estados de electrones ligados si la interacción entre dos electrones era atractiva, sin importar cuán débil pudiera ser; entonces fue sorprendente ver que existían estados ligados para dos partículas en vacío solamente si el potencial de atracción excedía un valor de umbral. La teoría BCS rescata el resultado de Cooper en el cual los pares ligados de Cooper existen aún cuando todos los electrones interactúan unos con otros.

2.5.3 Descripción sucinta del origen de la interacción atractiva

Desde el punto de vista de la fuerza de repulsión que existe entre dos electrones aislados parece poco probable que se produzca interacción atractiva. Sin embargo, la interacción efectiva de Coulomb entre dos electrones en un metal está reducida por la presencia de otros electrones y de iones positivos. Cada electrón repele a otros electrones de su entorno y es por ello que se crea un hueco en el fluido electrónico del orden de un átomo y en promedio contiene una carga positiva de los iones iguales y opuestos a la carga electrónica. La carga neta en el entorno del electrón es por lo tanto aproximadamente nula y la interacción efectiva del electrón con otro electrón fuera del hueco apantallado es débil.

La fuerza atractiva crece porque un electrón atrae iones positivos, como si se moviera dentro del material dejando una estela de carga positiva detrás. Como los iones se mueven más lentamente que los electrones el desplazamiento iónico persiste a pesar de que el electrón ya haya pasado y se encuentre lejos, atrayendo entonces otro electrón hacia esa región. La atracción tiene un alcance muy corto ya que el desplazamiento es

sólo del orden de un espacio atómico de ancho, pero está retardado porque el electrón causante del mismo se desplaza lejos rápidamente. Se dice que la atracción es el resultado del cambio de fonones virtuales, ya que la movilidad iónica comunica la interacción entre dos electrones, como se grafica en la Figura 7. La naturaleza detallada de la interacción es importante para determinar la temperatura de transición del superconductor pero el comportamiento cualitativo del superconductor debajo de T_c está caracterizado casi enteramente por la existencia de los pares de Cooper. De hecho, BCS calcula correctamente la mayoría de las propiedades de los superconductores reemplazando la interacción de corto alcance real retardado por interacciones instantáneas ficticias pero simples fuera de rango $\sim v_F / \omega_D$ para dar cuenta de la distancia que se desplaza un electrón durante el tiempo característico ($\sim 1 / \omega_D$) del movimiento iónico.



(a) Debido a la repulsión de Coulomb un electrón está rodeado por un hueco de apantallamiento en el fluido del electrón el cual en promedio contiene una carga positiva igual y opuesta a la carga electrónica. El electrón atrae el centro de la carga iónica positiva que lo rodea. El aumento de la densidad de carga positiva persiste aún después que el electrón se haya ido lejos y pueda atraer otro electrón.

(b) La interacción atractiva entre dos electrones puede ser representada como el intercambio de fonones virtuales. El fonón es virtual ya que un electrón no es capaz de mantener tanto como necesitaría el cambio de energía ($\sim \hbar \omega_D$) para crear un fonón real de corto largo de onda a bajas temperaturas ($T \ll \theta_D$). Un fonón virtual es emitido por un electrón y absorbido por otro en un intervalo corto de tiempo ($< 1 / \omega_D$).

- Fig. 7 -

2.6 Vórtices

Los pares de Cooper se forman por una interacción que determina dos escalas de longitud microscópicas importantes en un superconductor. Una es la separación espacial de electrones en el par de Cooper. Nos referimos a esta distancia como a la longitud de

coherencia ξ . Es la distancia más corta en un superconductor en la que los dos electrones del par están correlacionados. En los superconductores típicos, la longitud de coherencia va de unos cientos a unos miles de angstroms ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$). Por ejemplo, vale 230 \AA para el estaño y 7600 \AA para el cadmio.

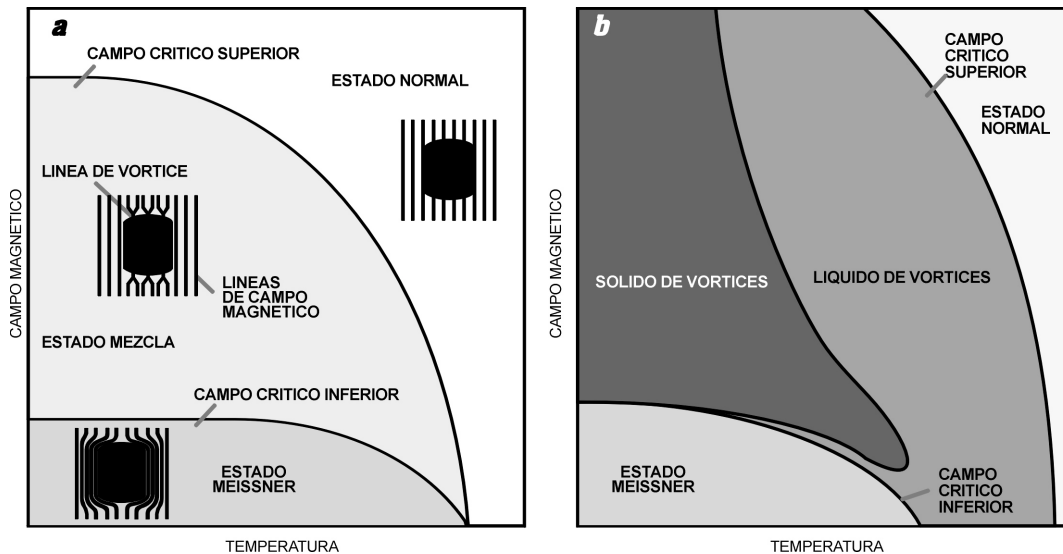
La segunda longitud microscópica característica está relacionada con el efecto Meissner. La magnitud de las corrientes inducidas decrece exponencialmente a medida que aumenta la distancia a la superficie desde el punto interior donde se mida. La magnitud cuya disminución varía con T según $\lambda(T) = \lambda_0 [1 - (T/T_c)^2]^{-1/2}$ – donde $\lambda_0 = \lambda(T=0)$ – se denomina longitud de penetración, λ . Es la distancia más corta a la que un campo magnético puede penetrar en el interior de un superconductor. Para un campo B aplicado paralelo a la superficie de la muestra es $B(x) = B_0 \exp(-x/\lambda)$. En los superconductores típicos, esta longitud varía desde cientos a miles de angstroms. Por ejemplo, $\lambda_{Sn} = 340 \text{ \AA}$ y $\lambda_{Cd} = 1100 \text{ \AA}$.

Estas longitudes microscópicas tienen valores muy diferentes en los superconductores tipo I y tipo II. En los de tipo I, la longitud de coherencia es mayor que la longitud de penetración $\xi > \lambda$ y tienden a ser de baja temperatura y de bajo campo crítico. Como sus campos críticos son relativamente bajos ($0.2 \text{ T} = 2 \text{ kOe}$) no son superconductores de gran aplicabilidad.

El interés tecnológico se orienta a los superconductores de tipo II. Tienen mayor longitud de penetración ($\xi < \lambda$) que de coherencia. Se mantienen en estado superconductor a pesar de que los atraviese un campo magnético relativamente alto. Estos superconductores pueden soportar campos magnéticos intensos, siempre que no superen B_{c2} , esto les permite soportar corrientes más altas. Es por ello que todos los superconductores de interés tecnológico son de este tipo.

La teoría básica del comportamiento de los superconductores convencionales de tipo II en un campo magnético la desarrolló el físico ruso Alexei A. Abrikosov en los años cincuenta. Él se basó en el trabajo de Ginzburg y Landau y demostró que la respuesta magnética de un superconductor de tipo II por debajo de la temperatura crítica depende de la intensidad del campo aplicado y de la temperatura.

En un diagrama de fases magnético puede apreciarse que un superconductor convencional presenta tres estados magnéticos diferentes.



-Fig. 8 Los diagramas de fase magnéticos muestran qué sucede cuando se introduce un superconductor tipo II en un campo magnético. El diagrama **a** representa las tres fases de los superconductores convencionales. En el estado Meissner (ángulo inferior izquierdo), se expulsa el campo magnético. En el estado mezcla (o de vórtices) el campo penetra en haces discretos, o líneas de flujo. En el estado normal el campo destruye la superconductividad y penetra en el material uniformemente. El diagrama **b** muestra que los superconductores de alta temperatura tienen fases similares, excepto por la existencia de un régimen de líquido de vórtices, estado que se da a causa de la fusión, debida a las fluctuaciones térmicas, del sólido de vórtices, que es, o bien reticular (en los superconductores limpios), o bien vítreo (en los sucios). -

El primero es el estado Meissner, este es el estado en que el superconductor expulsa el campo magnético aplicado, siempre y cuando el campo sea menor que B_{c1} , que depende de la temperatura a la que esté la muestra.

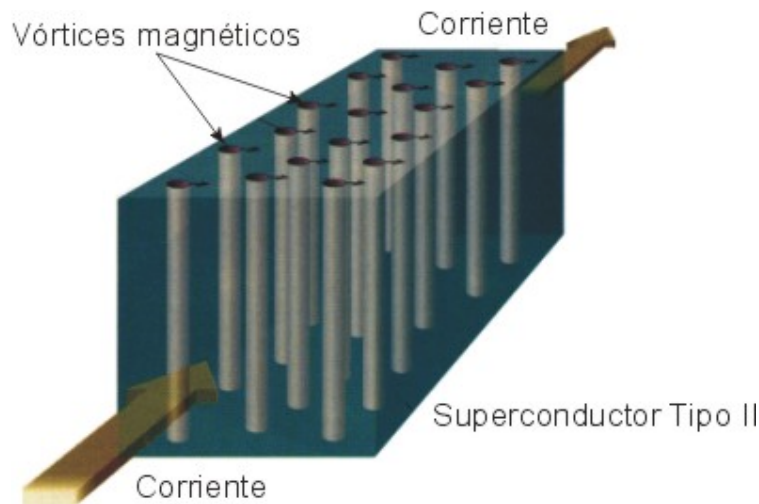
El segundo estado se produce cuando el campo aplicado aumenta a valores superiores al campo crítico inferior B_{c1} . A este estado se le denomina mezcla (o de vórtices), el campo penetra en haces discretos, o líneas de flujo discretas, intrusiones tubulares del campo magnético, la penetración no es completa ni homogénea. Pero la variación del campo magnético modificará la distancia entre las líneas de flujo.

El tercer y último estado de los superconductores se alcanza cuando el campo magnético alcanza el valor del campo crítico superior B_{c2} . En esta fase se destruye la superconductividad y el material retorna a su estado normal. Este efecto se produce porque el aumento de intensidad de campo magnético hace que las líneas de vórtice se ubiquen más estrechamente no quedando espacio suficiente para que persista la

superconductividad.

Esta era la descripción del comportamiento de los superconductores tipo II hasta 1986 [4]. Sin embargo, los superconductores de alta temperatura crítica no se comportan según el modelo de Abrikosov. En los superconductores tipo II las líneas de vórtices se comportan en forma poco usual y no siempre se organizan en una red triangular rígida, por el contrario, parece ser que la red de vórtices se funde en un estado parecido al líquido con lo que se va suprimiendo gradualmente la transición del material al estado superconductor.

Esto se traduce en una dependencia no convencional de la resistividad. Los superconductores de alta temperatura crítica manifiestan una caída en la resistividad que depende de la densidad de corriente y de otros parámetros de una manera que se puede interpretar como una mezcla de fases superconductoras y normales, y que todavía es objeto de numerosas investigaciones.

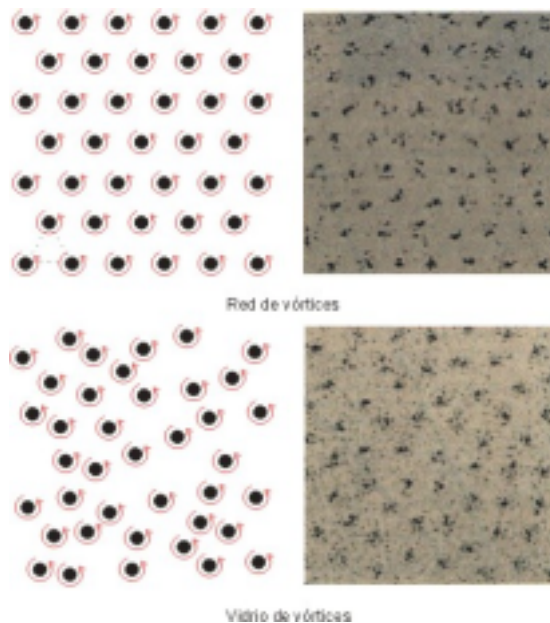


- Fig. 9 Flujo de corriente a través de un superconductor (caja rectangular azul), que puede ser roto por los vórtices (cilindros). Cada vórtice consiste en un anillo de corriente circular (no representado) inducido por el campo magnético. La corriente aplicada se suma a la corriente que circula por un lado del vórtice, pero se resta al otro lado. El resultado neto es una fuerza que empuja los vórtices perpendicularmente a la dirección de la corriente; el movimiento disipa energía y produce resistencia. -

2.7 Relación entre la red de vórtices y la superconductividad

Una forma de entender por qué el líquido de vórtices obstaculiza el paso de la corriente en los superconductores es imaginar las líneas de vórtices en un

superconductor como gomas elásticas. Las líneas de vórtices y las gomas elásticas tienden a ser cortas, ya que estirar una goma o alargar una línea cuesta energía. Sin embargo las fluctuaciones térmicas tienden a oponerse a esa tendencia. A medida que aumenta la temperatura los átomos de los sólidos y las líneas de vórtices vibran con una amplitud cada vez mayor. Podría decirse entonces que las líneas de vórtices se estiran, por otro lado la energía de vórtice intenta restaurar la línea a su estado no estirado. La fuerza restauradora es función de la longitud de coherencia y de la longitud de penetración.



Estados de un sólido de vórtices

Un superconductor en un campo magnético se “congela” de dos formas. Si el material está limpio, las líneas de vórtices se organizarán en una distribución triangular y se formará una red de vórtices. Si la sustancia tiene muchos defectos o impurezas, las líneas constituirán un patrón desordenado y se formará un

- Fig. 10 -

Se había mencionado que con temperaturas altas (120 K) la red de vórtices se funde, pero ¿por qué ese fenómeno afecta a la resistencia de un superconductor? Cada línea de vórtice consiste en corrientes eléctricas que circulan alrededor de un núcleo no superconductor. Analicemos qué sucedería si enviáramos corriente por un superconductor de tipo II a la vez que le aplicáramos un campo magnético. Cuando fluye por la muestra una corriente adicional, se suma a la corriente que circula a un lado del vórtice y se resta de la corriente del lado opuesto resultando como consecuencia una fuerza que actúa sobre la línea de vórtice. La fuerza tiende a mover el vórtice en una dirección perpendicular a la línea de vórtice y la corriente aplicada. Esta es la fuerza de

Magnus. Puede compararse con la sustentación que provoca un ala de avión la cual se produce porque el flujo de aire tiene mayor velocidad sobre la superficie superior del ala que bajo la inferior. Si las líneas de vórtices se mueven, reaccionando con la fuerza de Magnus, disiparán energía, se inducirá una tensión en la muestra y por lo tanto resistencia.

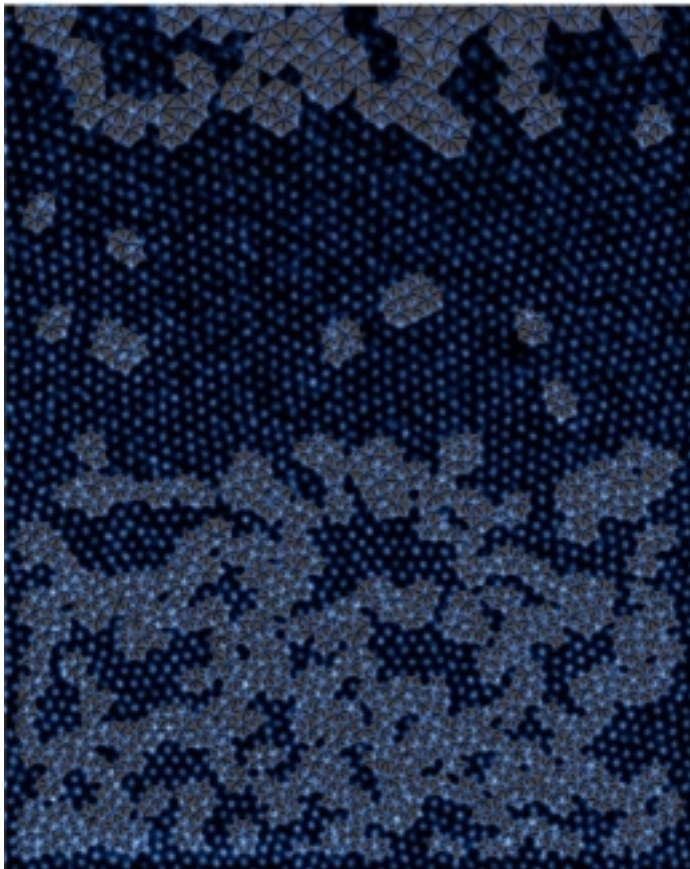
Si se mide la resistencia de una muestra de un material superconductor (dentro del régimen mixto) de alta temperatura crítica como el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (abreviado YBaCuO) en fase de líquido de vórtices la resistencia es alta. Al bajar la temperatura, el líquido de vórtices se congela y entra en el estado reticular de vórtices. En la región de temperatura más baja la resistencia desaparece porque las líneas ya no tienen libertad de movimiento.

El líquido de vórtices se comporta como el agua pura, la que persiste en fase líquida hasta cierta temperatura por debajo del punto de congelación. Puede decirse que estos procesos presentan histéresis porque al calentarse estos materiales no desandan los mismos pasos que recorren durante el enfriamiento. Una vez conocido el comportamiento del líquido de vórtices cabe observar que el proceso de enfriamiento que lo transforma en un reticulado funciona hasta ahora con materiales puros. Pero ¿qué sucede si el material es impuro, es decir si hay impurezas químicas en imperfecciones de la red atómica?

El problema no es trivial, pero las líneas de vórtices pueden anclarse con estas impurezas. Los materiales superconductores de aplicación tecnológica, deben tener capacidad para transportar la mayor cantidad de corriente posible por lo que se los ‘ensucia’ en procesos controlados; de esta manera se restringe la libertad de movimiento de las líneas de vórtices impidiendo la atracción de las fuerzas de Magnus y se minimiza la resistencia del material. En este momento se trata de estudiar qué impurezas es conveniente introducir para contaminar los distintos materiales. Se está buscando la forma más efectiva de anclar el líquido de vórtices.

La Figura 11 muestra la primera imagen microscópica de un material superconductor en el límite de la corriente crítica, en el punto exacto donde pierde la propiedad de conducir corriente sin ofrecer resistencia eléctrica. Al aplicarle un campo magnético a un superconductor lo penetra un denso grupo de vórtices magnéticos que

generan torbellinos de corriente eléctrica en el material superconductor. Cuando la corriente es igual o mayor que la crítica, estos vórtices se mueven formando disposiciones de estructura curiosa. Es muy importante entender la naturaleza de las disposiciones de los vórtices magnéticos porque estos controlan el flujo de corriente en los superconductores.



En la figura 11 puede verse una imagen de vórtices magnéticos obtenida con un microscopio electrónico. La técnica utilizada se conoce con el nombre de decoración magnética. En esta técnica, se evaporan partículas de hierro sobre la superficie del material superconductor en la cual están presentes los vórtices.

Las partículas se depositan preferentemente donde están los vórtices y se disponen en pequeños grupos regulares vistos en la imagen como puntos blancos contra el fondo azul. La imagen está procesada para resaltar los defectos topológicos de los vórtices (en gris). No hay flujo de corriente en la mitad de abajo, mientras que en la superior pasa corriente en el valor crítico.

- Fig. 11 El flujo de corriente claramente reduce la densidad de defectos topológicos en los vórtices magnéticos [5]. -

Convencionalmente se sostiene que el efecto de la superconductividad está relacionado con la naturaleza plana de las capas en el interior de la estructura cristalina. Otras investigaciones recientes sugieren que el fenómeno de la superconductividad se debe a huecos de oxígeno con deficiencia de carga en los reservorios de carga³. Los

³ En los superconductores los reservorios de carga son las capas que pueden controlar el estado de oxidación de planos superconductores adyacentes (aunque en sí mismos no sean superconductores). En

huecos son vacancias cargadas positivamente dentro de una red cristalina.

2.8 Conclusión

En la primera mitad del siglo XX se investigó desde su descubrimiento en 1911 hasta su explicación con la teoría BCS en 1956, la superconductividad de “baja temperatura crítica”. El advenimiento de los superconductores cerámicos de alta T_C ocurrido en 1986, ha planteado nuevas preguntas acerca de la física que gobierna el fenómeno, especialmente acerca de cuál es el mecanismo de acoplamiento de los pares de Cooper, que hasta ahora no han encontrado respuesta.

En esta etapa, es entonces necesario continuar con estudios experimentales sobre la microestructura de los superconductores de tipo II a fin de investigar qué relaciones existen entre los distintos parámetros que definen el régimen superconductor y sus propiedades estructurales, magnéticas y de transporte. Aparte de los estudios de la organización de los materiales en la región de vórtices, para poder avanzar en desarrollos teóricos que conduzcan a la comprensión cabal de la superconductividad de alta T_C , se deben investigar aún numerosos aspectos para los que un instrumento como el desarrollado en esta tesis sería de gran utilidad. Por ejemplo, para distinguir cuál es el papel que juegan los reservorios de carga, se puede investigar cómo se modifican las propiedades de transporte en materiales sometidos a altas presiones.

