

CAPÍTULO 3: TIPOS DE SUPERCONDUCTORES

3.1 Introducción

Los materiales, aún siendo buenos conductores, ofrecen cierta resistencia al movimiento de portadores^{[Sheaden] [Moon]}. Es necesario aplicar un campo que aporte la energía necesaria para producir y mantener la corriente eléctrica.

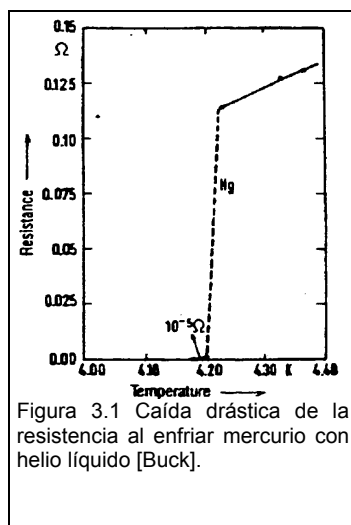
La superconductividad es un estado en el que algunos materiales, en ciertas condiciones de temperatura, campo magnético e intensidad de corriente eléctrica, tienen resistencia eléctrica nula y excluyen totalmente el campo magnético, es decir, son diamagnéticos perfectos. Un subgrupo de ellos (tipo II), excluyen solo parcialmente el campo magnético de su interior en estado superconductor. En ellos, el campo magnético puede penetrar a través de vórtices formados por pares de electrones superconductores, que atrapan un cuanto de flujo magnético

Estas propiedades no pueden ser explicadas con la teoría clásica de la resistencia eléctrica. En esta teoría, la resistencia eléctrica no es sino una medida de la energía que se pierde en los choques de los electrones con la red atómica del material. Al bajar la temperatura, la dispersión de los modos de oscilación de la red disminuye, llegándose a establecer coherencia entre el movimiento de la red y el de los electrones. En este estado, la resistencia eléctrica desaparece. Se ha tenido que desarrollar nuevas teorías que expliquen el mecanismo por el cual se establece esta coherencia y en la actualidad, todavía son muchas las incógnitas.

Muchos metales ofrecen poca resistencia al paso de corriente eléctrica, y aproximadamente la mitad de ellos se vuelven superconductores si disminuye su temperatura por debajo de 10 K.

En 1908 Karmeligh Onnes, de la universidad de Leiden, consiguió la liquefacción del helio, y, tres años después, empezó a estudiar la resistencia eléctrica de los metales a baja temperatura. El primer metal en ser estudiado fue el mercurio, en 1912, ya que era uno de los metales más puros en aquella época. Onnes descubrió que la resistencia del metal caía bruscamente a cero a la temperatura de 4,2 K, lo que

indicaba que pasaba a un nuevo estado, desconocido hasta entonces, al que llamó estado superconductor por esta propiedad extraordinaria de resistencia cero. En los siguientes años se encontraron muchos superconductores a estas temperaturas. En los años 60, se encontró que ciertas aleaciones de Niobio se volvían superconductoras a temperaturas entre 10 y 23 K. La posibilidad de coherencia entre las oscilaciones de la red y los electrones hacia pensar que no se podía obtener materiales que fueran superconductores por encima de 30K.



Como el superconductor no tiene resistencia, puede conducir corriente indefinidamente sin pérdida de energía. Una vez iniciada la corriente, dura indefinidamente dentro del superconductor. Con estos primeros materiales, el ahorro de energía que representa tener un conductor sin pérdidas es inferior al coste de refrigerar con helio para mantener el material superconductor. Esto frenó el desarrollo industrial de los superconductores. Sólo se han podido utilizar en aquellas aplicaciones en las que las extraordinarias

propiedades de los superconductores son insuperables y el coste económico es secundario. Tal es el caso de los aceleradores de partículas y las bobinas MRI.

-Superconductores de alta temperatura (HTSC)

En 1986 K.A. Muller y J.G. Bednorz ^[Müller] descubrieron una nueva familia de compuestos cuya temperatura crítica era notablemente superior a todas las anteriores. A partir de este hecho, numerosos investigadores en todo el mundo se han lanzado a descubrir compuestos con temperaturas críticas más altas. En pocos años se han encontrado compuestos con T_c cerca de los 140 K. A este nuevo tipo de materiales se les conoce como superconductores de alta temperatura (HTSC).

Hay ciertas cerámicas basadas en óxidos de cobre que se convierten en superconductoras sobre los 100 K. Por ejemplo, el óxido mixto $YBa_2Cu_3O_7$ es

superconductor a los 92 K. Se puede, por lo tanto, mantener este compuesto en estado superconductor a la temperatura de ebullición del nitrógeno (77 K). Otros compuestos basados en el sistema Bismuto-Estroncio-Calcio-Óxido de Cobre (BSCCO) o Mercurio-Bario-Calcio-Óxido de Cobre (HBCCO) tienen un comportamiento similar. Una fase de este último es superconductora a 133 K. Este incremento de la temperatura crítica es fundamental en el desarrollo de los superconductores, puesto que el gas natural es líquido hacia los 120 K y el nitrógeno a 77 K y licuar nitrógeno es 1000 veces más barato ^[Sheaden] que licuar helio. A esta temperatura, el ahorro de energía puede ser superior al coste de refrigerar el material superconductor y por lo tanto los diseños de dispositivos con superconductor pueden ser competitivos a nivel industrial.

Un superconductor se considera de alta temperatura cuando su temperatura crítica sobrepasa los 30 K que es el límite teórico de los superconductores clásicos. Los superconductores de mayor interés son aquellos cuya temperatura crítica es superior a los 77 K, que es la temperatura de ebullición del nitrógeno, material fácilmente asequible en la naturaleza y licuable a bajo precio.

Desafortunadamente los nuevos HTSC tienen dos dificultades: son muy frágiles y su granularidad no les permite conducir grandes cantidades de corriente en presencia de campos magnéticos. Todos los materiales cerámicos son frágiles y poco dúctiles, lo que dificulta de forma extraordinaria la fabricación de cables.

Las características de estos nuevos materiales son diferentes de las de los superconductores de baja temperatura. En los superconductores tipo II, las líneas de flujo penetran, adquieren forma tubular, se mueven y disipan energía, disminuyendo la gran ventaja de los superconductores. Las líneas de investigación de nuevos materiales tratan tanto de encontrar materiales con una temperatura crítica más alta, como de mejorar sus características. La inclusión de puntos de anclaje para impedir el movimiento del flujo en el interior del superconductor y la mejora en la textura para evitar fronteras de grano, ha sido el caballo de batalla para conseguir el aumento de la corriente crítica de los materiales actuales.

El material deja de ser superconductor si se sobrepasa la temperatura crítica, la corriente crítica o aplicando un campo magnético suficientemente intenso, llamado campo crítico. Existen, pues, tres límites para la superconductividad: La temperatura crítica T_c , la corriente crítica I_c y el campo crítico B_c . Estos no son valores constantes, sino que cada parámetro depende del otro, dando lugar a una superficie que limita la zona de trabajo, como puede verse en la figura 3.8

3.2 Conductor perfecto

Un conductor perfecto, según el criterio de resistividad, ofrecería una resistencia nula al paso de corriente. Ello implica que el campo en el interior no puede variar. La derivada del campo respecto al tiempo ha de ser nula para que el flujo en el interior sea constante.

Supongamos que tenemos un conductor perfecto en el interior de un campo magnético. El flujo que pasa por él es igual al área por el campo magnético aplicado :

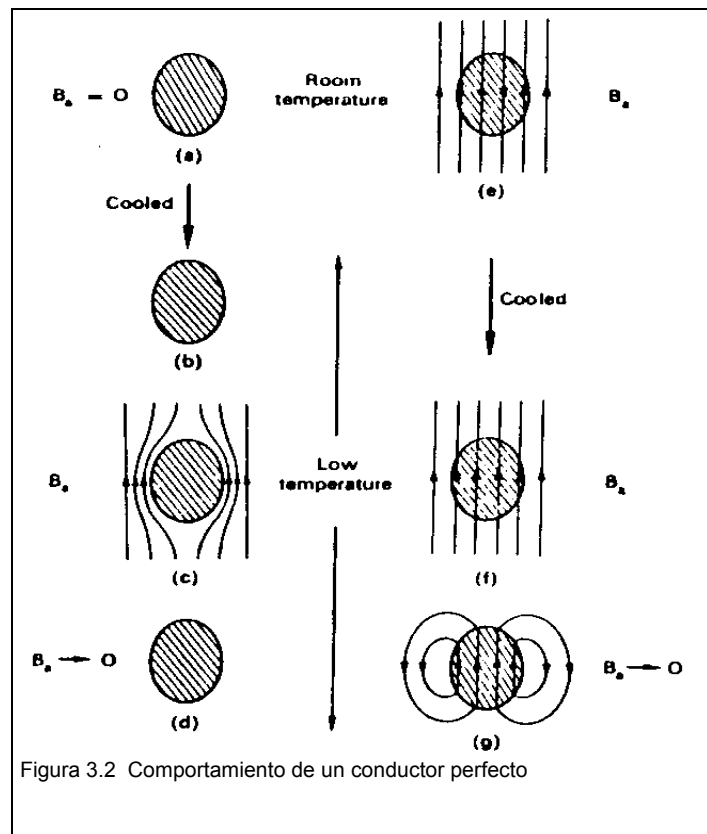
$$\phi = \int_s B \, dS \quad (3.1)$$

Si, ahora, hay un cambio en el campo, por la ley de Lenz ($f.e.m = -\frac{d\phi}{dt}$) cuando el campo cambia, se inducen corrientes que circulan creando un campo opuesto para compensar la variación del campo (Ley de Faraday : $f.e.m = RI - L\frac{dI}{dt}$). De este modo se inducen unas corrientes y una f.e.m de forma que :

$$-S\frac{dB}{dt} = RI + L\frac{dI}{dt} \quad (3.2)$$

Donde R y L son la resistencia y la inductancia del circuito respectivamente. En un circuito resistivo normal las corrientes inducidas se extinguen con una constante de tiempo L/R y el flujo magnético en el interior del material adquiere un nuevo valor. En un conductor perfecto esto no ocurre. Ya que la resistencia es cero, podemos escribir:

$$-S \frac{dB}{dt} = L \frac{dI}{dt} \quad \longrightarrow \quad LI + SB = \text{constante}$$



Donde $LI + SB$ es el flujo magnético total dentro del material, y es constante, por lo que el campo también lo es en su interior.

En la figura puede verse el comportamiento de un material que se convierte en conductor perfecto cuando lo enfriamos, en dos casos diferentes: Enfriado sin la presencia de campo, conocido como proceso Zero Field Cooled (ZFC) y enfriado en presencia de campo magnético, en cuyo caso diremos que es un proceso Field Cooled (FC).

3.3 Generalidades de los superconductores

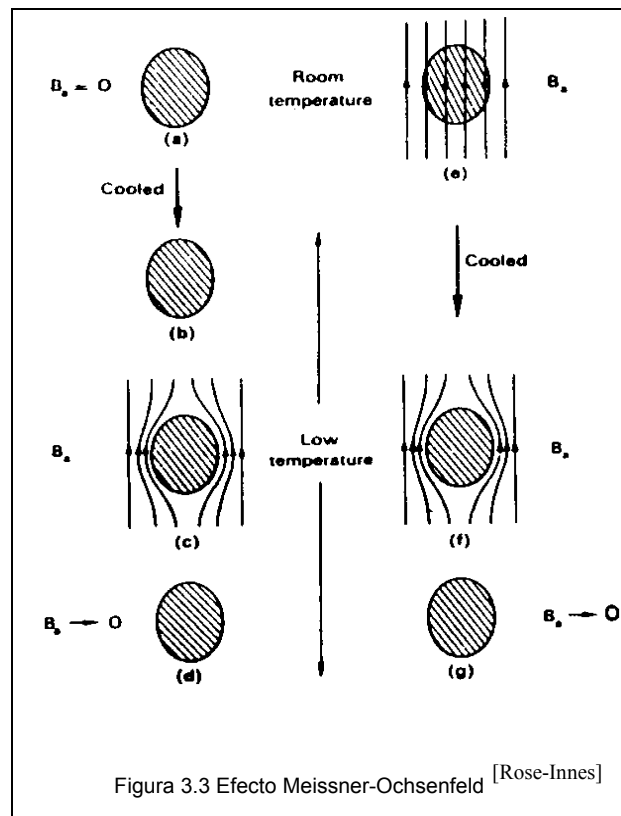
Los superconductores de baja temperatura son aquellos cuya temperatura crítica es inferior a 30 K (este límite debe ser revisado con la aparición de los compuestos basados en $M_g B_2$ que llegan a alcanzar los 40 K) y su principal característica es su diamagnetismo, es decir, la exclusión de campo magnético de su interior, lo cual se conoce como efecto Meissner. Este comportamiento es completamente diferente al de un conductor perfecto, que mantiene constante el flujo en su interior o sea que la derivada del campo es cero. A este grupo pertenece aproximadamente la mitad de los elementos metálicos en estado puro y también algunas aleaciones. ^[Rose-Innes]

En el capítulo 2 se ha introducido el concepto general de superconductor. En el presente capítulo se han diferenciado superconductores de alta y de baja temperatura y también superconductores tipo I y tipo II. Ahora completaremos la descripción de cada uno de ellos viendo como se comportan cuando conducen corrientes y cuando son sometidos a campos magnéticos.

3.3.1 Efecto Meissner-Ochsenfeld

En 1933 Meissner y Ochsenfeld ^[Meissner] midieron la distribución del flujo magnético en el exterior de materiales superconductores que habían sido enfriados por debajo de la temperatura crítica en presencia de campo magnético (no tan intenso como para perder el estado superconductor). Lo que se esperaba es que el campo quedara atrapado como en el caso de un conductor perfecto, pero no es esto lo que sucede, sino que por debajo de la temperatura crítica, se vuelven diamagnéticos, cancelando todo el flujo en su interior, incluso después de haber sido enfriados en presencia de campo. Este experimento fue el primero en demostrar que los superconductores son algo más que materiales con una conductividad perfecta. Tienen una propiedad adicional que un material con resistencia nula únicamente no posee, un superconductor tipo I nunca deja que exista un campo magnético en su interior (Figura 3.3).

Siempre : $B = 0$



3.3.2 Corrientes de apantallamiento

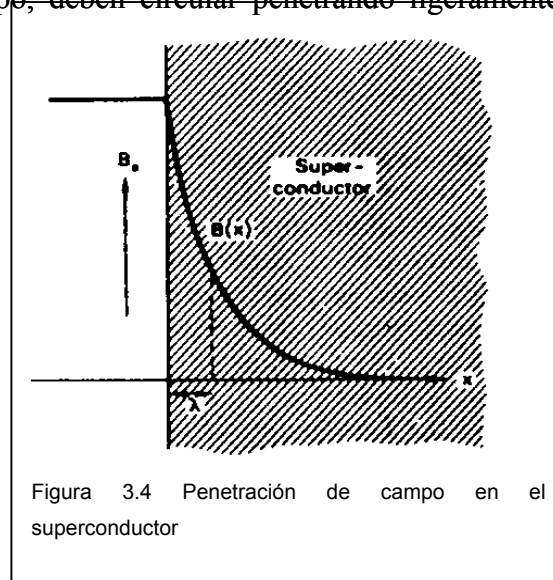
Para expulsar el campo del interior del material, el superconductor crea unas corrientes en la superficie denominadas Corrientes de Apantallamiento. Únicamente aparecen cuando hay un campo magnético externo al material, y su misión es crear otro campo opuesto al exterior, de forma que el resultado de estos dos campos dé un campo nulo en el interior.

Como no puede existir campo en el interior, y una corriente es una fuente de campo magnético (Ley de Biot-Savart), las corrientes de apantallamiento no pueden pasar a través del superconductor, porque se crearía campo, sino que fluyen exclusivamente por la superficie. Su distribución es muy complicada, y hasta el momento, desconocida para una configuración genérica. Sólo en algunas geometrías muy particulares y con campo aplicado uniforme, se ha podido calcular estas corrientes de apantallamiento [Portabella]

3.3.3 Profundidad de penetración

Las corrientes de apantallamiento no pueden fluir únicamente por la superficie. Si esto ocurriera, existiría una capa de corriente con espesor nulo, lo que implicaría que la densidad de corriente sería infinita, que es físicamente imposible. Habría un salto brusco de campo entre el exterior y el interior, cosa que tampoco puede suceder. Por lo tanto, las corrientes fluyen en realidad por una capa muy fina de la superficie, cuyo espesor es del orden de 10^{-7} m (este valor varía según el superconductor), pero no nulo. [Rose-Innes]

Cuando a un superconductor se le aplica un campo magnético, las corrientes que cancelan dicho campo, ~~deben circular penetrando ligeramente~~ en el superconductor.



Consecuentemente, la intensidad de campo magnético en su interior no puede caer a cero abruptamente en la frontera, sino que penetra parcialmente en el material, atenuándose exponencialmente en la región donde fluyen las corrientes de apantallamiento hasta anularse (figura 3.4). Esta penetración de campo se caracteriza por un parámetro fundamental llamado Profundidad de Penetración de London (λ_L).

$$B(x) = B_a \exp(-x/\lambda_L) \quad (3.3)$$

La profundidad de penetración de London varía con la temperatura de acuerdo con la ecuación^[Sheaden] :

$$\lambda_L = \frac{\lambda_0}{\left(1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^4\right)} \quad (3.4)$$

Donde T_C es la temperatura crítica del material. Cuando la temperatura se acerca a su valor crítico, la profundidad de penetración aumenta espectacularmente hasta hacerse infinita, es decir, todo el material habría dejado de ser superconductor. λ_L también varía según el tipo de material.

3.3.4 Magnetización

3.3.4.1 Superconductores tipo I

Como se vio en secciones anteriores, el campo magnético, la densidad de flujo y la magnetización están íntimamente ligadas. En el caso de los superconductores del tipo I, el campo magnético en su interior ha de ser siempre nulo, en consecuencia:

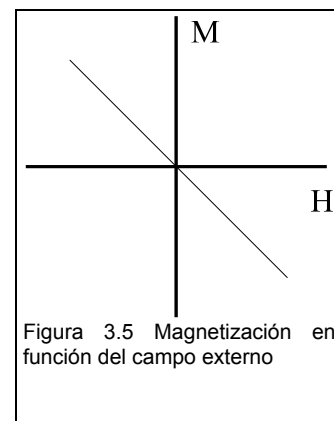
$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (3.5)$$

$$0 = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (3.6)$$

$$\vec{M} = -\vec{H} \quad (3.7)$$

Ésto implica que la susceptibilidad (χ) es constante y de valor menos uno. De ahí, la permeabilidad magnética es nula.

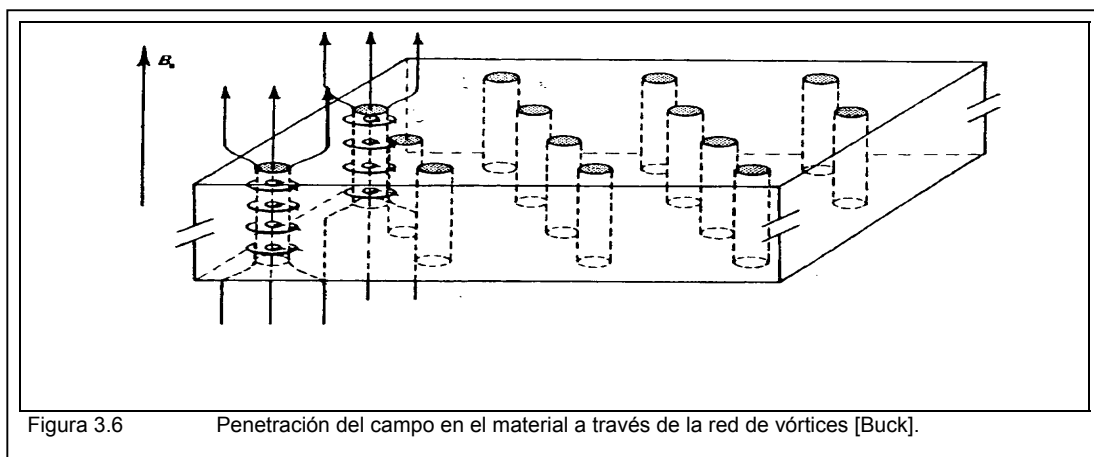
La relación entre el campo magnético externo aplicado y la magnetización es una recta de pendiente -1. Lo que quiere decir es que un aumento del campo aplicado, implica un aumento negativo de la magnetización que compensa al anterior de forma que la densidad de flujo magnético en el interior del superconductor se anule. Una disminución de campo provocaría un efecto similar. Cuando se produce esta situación decimos que estamos en el estado Meissner, ya que el flujo magnético no penetra en el interior del material.



Evidentemente, la magnetización no puede ir aumentando indefinidamente con el campo, ya que cuando éste excede el valor del campo crítico, el material deja de ser superconductor, cambiando completamente sus propiedades.

3.3.4.2 Superconductores tipo II

El comportamiento de estos superconductores es diferente del de los de tipo I.. Existen dos campos críticos H_{c1} y H_{c2} que marcan los límites de un cambio en el estado superconductor. Cuando el campo aplicado es inferior a H_{c1} el estado es el Meissner. Entre H_{c1} y H_{c2} permiten la entrada de flujo. En el interior del material hay ahora una parte normal y otra superconductora. Se le conoce como estado mixto o estado Shubnikov. Cuando el campo externo alcanza H_{c2} el flujo penetra en todo el material y



se destruye el estado superconductor

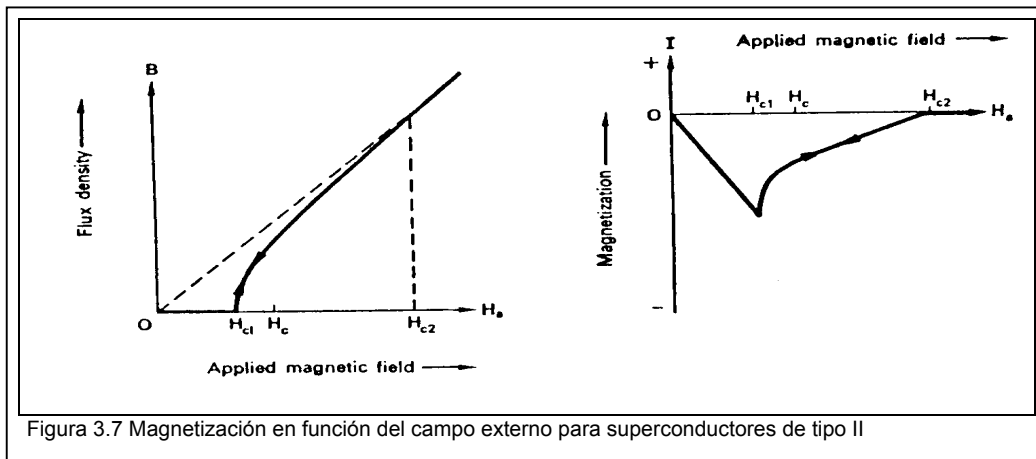
En el estado mixto, el campo que penetra posee dos propiedades importantes:

1.- El flujo penetra en cuantos de flujo $\Phi = h/2e = 2 \cdot 10^{-15}$ Wb y se distribuye por todo el material. Se demuestra así que la superconductividad es un efecto cuántico. Los cuantos de flujo forman unos tubos llamados vórtices en los que el material está en estado normal. Estos vórtices se hallan rodeados por unas corrientes que los apantalla

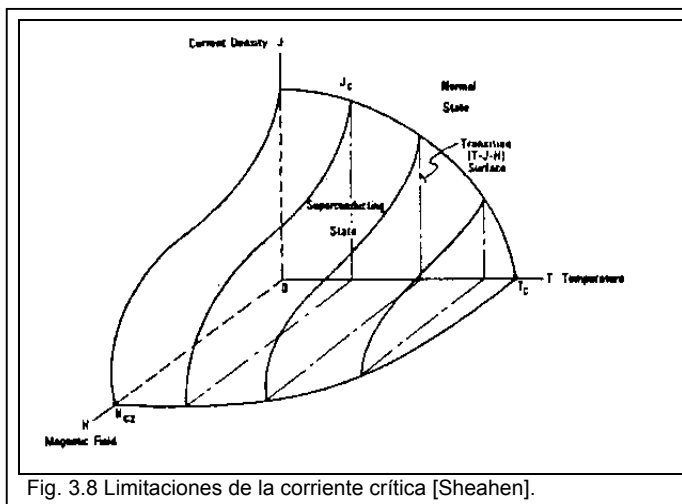
del resto del material superconductor. No puede haber una discontinuidad en el valor del campo, por lo tanto el valor del mismo debe decaer exponencialmente, penetrando así en la zona superconductor.

2.- Estos tubos se distribuyen de forma que minimizan la energía total del sistema formando una red triangular llamada Red de Abrikosov^[Sheaden].

La gran diferencia entre ambos tipos de superconductor, además de este comportamiento distinto, es la magnitud del campo crítico superior. En un superconductor tipo II el campo crítico superior H_{c2} puede llegar a ser de 200 T(YBCO). Ésta es la razón de su uso preferencial respecto a los de tipo I.



3.3.5 La corriente crítica



Desde el punto de vista electrotécnico, una característica fundamental de los superconductores es su ausencia de resistencia por debajo de una temperatura crítica y un campo crítico. Esto significa que si circula una corriente por el material no produce ninguna disipación de

energía por efecto Joule. No hay pérdidas eléctricas. Esta corriente, como se ha visto en

el apartado 2.3.2, debe circular por la superficie del superconductor, en superconductores tipo I, ya que si lo hiciera por su interior se crearía un campo magnético. Los superconductores tipo II, en cambio, permiten que se establezca un campo en su interior cuando se supera H_{c1} . Hay, por tanto, en presencia de campo externo, dos clases de corrientes en su superficie: de apantallamiento para excluir el flujo y de transporte.

Experimentalmente, se ha comprobado que la corriente de transporte que puede circular por un superconductor está limitada mientras se mantiene este estado. La densidad de corriente crítica J_C , incluye ambas corrientes. Si se supera este valor, se destruye el estado superconductor, apareciendo resistencia, y por tanto disipación térmica. En conductores normales la máxima corriente que puede circular por ellos viene dada precisamente por la máxima disipación que el material puede soportar. En el caso de los superconductores el límite lo da J_C , que puede llegar a ser del orden de 10^9 A/m² a 77 K.^[Sheaden]

Así pues, hay tres factores que limitan el estado superconductor: la temperatura T_C , el campo magnético H_C y la densidad de corriente que circula por él J_C . Estas tres magnitudes están interrelacionadas y hay una clara dependencia entre ellas (Figura 3.8).

3.3.5.1 Superconductores tipo I:

En estos superconductores, la densidad de corriente crítica es un límite. Si se supera su valor, el estado superconductor desaparece. Como en este tipo de superconductores H_c es muy pequeño, J_c es consecuentemente pequeño. Ésta es la razón por la que este tipo de superconductores es poco interesante para aplicaciones eléctricas o magnéticas.

3.3.5.2 Superconductores tipo II:

En los superconductores tipo II esta relación es mucho más complicada y la relación ente T_c , H_c y J_c se puede ver en la figura 3.8. Cuando se pasa al estado mixto,

la corriente fluye por todo el material. Coexisten dentro del material vórtices de flujo, en zonas de estado normal y corriente en zonas en estado superconductor. Puesto que en los límites de los tubos hay un decaimiento exponencial del flujo, parte del mismo penetra en la zona por donde pasa corriente eléctrica, produciéndose fuerzas que tienden a mover los vórtices. Se produce entonces una variación de campo magnético que provoca un campo eléctrico. Éste campo eléctrico actúa sobre los electrones que están en la zona normal del material, o sea, con resistencia no cero, produciendo disipación de energía. En resumen, en un superconductor tipo II, la corriente crítica es cero. Para evitar éste contratiempo se introducen centros de anclaje que impidan la migración de los vórtices. Se puede decir que la corriente crítica de un material depende de la habilidad que tiene el fabricante de introducir defectos en la red que permitan un fuerte anclaje de los tubos de flujo.

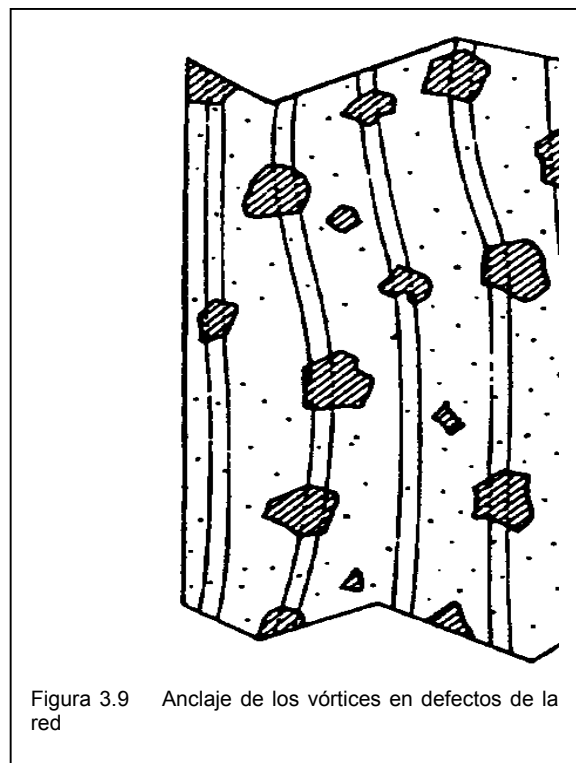
Un centro de anclaje es un defecto en la red cristalina que crea un pozo de potencial en el que quedan atrapados los tubos de flujo^[Martinez]. La fuerza de Lorentz aludida en el párrafo anterior queda contrarrestada por la fuerza de anclaje y la corriente crítica será aquella que produzca una fuerza sobre los vórtices igual a la de anclaje.

Actualmente se usan dos técnicas para producir centros de anclaje:

a.- Precipitados normales:

Se consiguen introduciendo en el material superconductor partículas de material normal. Los vórtices tienden a pasar por ellos puesto que al ser material normal no se requiere el apantallamiento del que pasa por el material superconductor.^[Buckel]

b.- Defectos en la red cristalina:

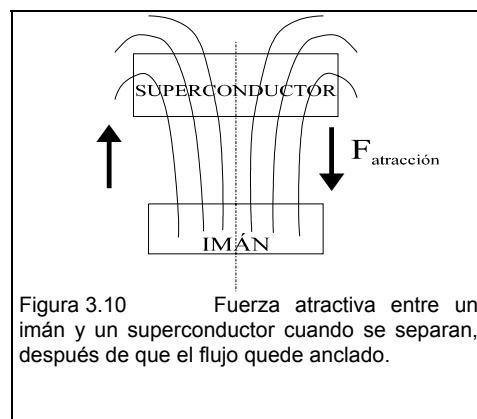


Cuando hay un defecto en la red, el material deja de ser superconductor y los vórtices se alinean con ellos por la razón expuesta anteriormente.

3.4 Fuerzas de levitación

Los sistemas de levitación magnética basados en imanes permanentes son sistemas inestables. En cambio, cuando se utilizan superconductores, el comportamiento respecto a la levitación varía radicalmente, convirtiéndose en un sistema totalmente estable.

Cuando acercamos un imán a un superconductor o viceversa, en un principio, el campo magnético del imán no penetra en el interior del superconductor, generándose una serie de corrientes de apantallamiento en este último que repelen el campo. De este modo, aparece una fuerza de repulsión entre ellos. Si continuamos acercándolos, llega un momento que se supera el primer campo crítico H_{C1} , y comienza a penetrar campo en el superconductor. Debido al anclaje de los vórtices, el campo que se va introduciendo queda atrapado. Si ahora se intenta aumentar la separación relativa entre el imán y el superconductor, al estar el campo atrapado en este último, se genera una tensión magnética que se traduce en una fuerza de atracción mutua. Esta distancia relativa es pues un punto de equilibrio estable.



En realidad, la fuerza de recuperación que coloca al superconductor en el punto de equilibrio no es sólo vertical, sino que cuando se produce un desplazamiento lateral también aparece una fuerza que lo devuelve al estado anterior de equilibrio. Por lo tanto, este sistema es totalmente estable, volviendo siempre a la posición de equilibrio después de una perturbación.

En las configuraciones donde exista algún tipo de simetría del campo magnético, no se generará ninguna fuerza de recuperación mientras el superconductor se mueva conservando esa simetría, ya que el campo que ve el superconductor no varía. Este es un principio utilizado en la construcción de varios dispositivos en el ICMAB, como el prototipo de tren superconductor que se mueve sobre unas vías magnéticas con simetría traslacional, no apareciendo ninguna fuerza longitudinal (exceptuando los rozamientos con el aire) que lo frene (el rozamiento con las vías es nulo) y, en cambio, la inhomogeneidad lateral lo estabiliza automáticamente.

Otros dispositivos son los que poseen simetría cilíndrica, como motores y acumuladores de energía. Tanto unos como otros están basados en cojinetes autoestables tipo imán (o electroimán) y superconductor, donde el superconductor puede girar libremente entorno al eje de simetría sin la aparición de ningún tipo de fuerza. En el acumulador de energía, una vez dado el impulso inicial y hecho el vacío para eliminar rozamientos con el aire, el volante giraría indefinidamente, acumulando energía que podría ser utilizada más adelante. Sólo las inhomogeneidades del campo en la trayectoria del superconductor supondrían rozamientos en la dirección de avance del tren

3.5 Modelo de Estado Crítico

Los superconductores del tipo I se pueden caracterizar completamente mediante el efecto Meissner. Sin embargo, el comportamiento de los del tipo II no es tan sencillo. Podemos establecer con cierta facilidad dos límites entre los cuales queda el comportamiento real del superconductor: el límite de anclaje perfecto a Frozen Field Limit ^[Cam] y el límite Meissner. Cada uno de estos límites estaría asociado a los dos procesos FC y ZFC en el caso de corriente crítica infinita. En el primer límite se supone que la densidad de flujo magnético, B , es constante. Según la ecuación 2.4 ($\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$):

$$\vec{M} = \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{H} \right) \quad (3.8)$$

Siendo la curva de la magnetización con respecto a H una recta de pendiente -1 al igual que en el caso Meissner, pero sumando la constante $\frac{B}{\mu_0}$. Ésto es lo que se llama Frozen Field Limit, y es el comportamiento teórico que tendría el superconductor al atrapar todo el campo posible en su interior y no dejándolo variar, al igual que lo haría un conductor perfecto.

Pero el comportamiento real de los superconductores de tipo II es muy distinto. Estos materiales presentan un marcado comportamiento histerético frente al campo magnético que no se puede justificar con los modelos anteriores. Se puede considerar, pues, a estos materiales como con memoria, ya que su estado depende fuertemente de las condiciones de trabajo anteriores. Por todo esto, se han buscado modelos más elaborados que respondan al comportamiento real del superconductor.

Uno de los modelos más sencillos que permiten explicar el comportamiento histerético de los superconductores es el Modelo de estado crítico en la aproximación de Bean ^[Bean], que se comenta a continuación.

3.5.1 Aproximación de Bean

Suponiendo que existe un superconductor infinito con forma de cilindro. Si aplicamos un campo en la dirección z , el superconductor creará una serie de corrientes que apantallan el campo en el interior del material.

Éstas corrientes circulan siguiendo la simetría axial del cilindro.

Aplicando la ecuación de Maxwell-Ampère:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (3.9)$$

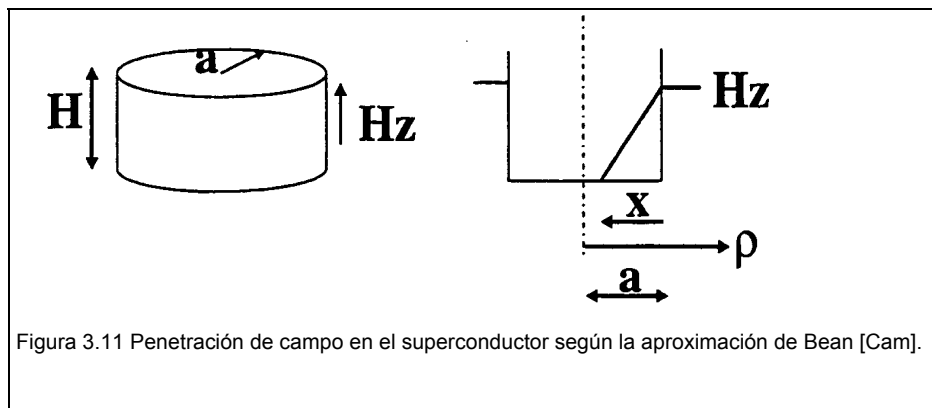
Siendo el campo aplicado uniforme y en la dirección z , la expresión anterior se puede escribir como:

$$\frac{\partial B_z}{\partial \rho} = -\mu_0 J_\phi \quad (3.10)$$

La corriente máxima que puede circular por un superconductor es la corriente crítica J_C , valor a partir del cual se produce el desplazamiento de flujo. El modelo del estado crítico postula que, en los anillos de corriente, la densidad que circula es la máxima ($J_\phi = J_C$) y la aproximación de Bean lo que dice es que J_C es constante e independiente del campo aplicado. La ecuación anterior quedaría de la forma:

$$B_z = \mu_0 J_C \rho \quad (3.11)$$

Esto quiere decir que el campo penetra linealmente con la distancia en el superconductor.



En cuanto a la magnetización, como ya se ha visto en secciones anteriores, está relacionada con B y H de la forma:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (3.12)$$

O lo que es lo mismo :

$$\mu_0 \vec{M} = \vec{B} - \mu_0 \vec{H} \quad (3.13)$$

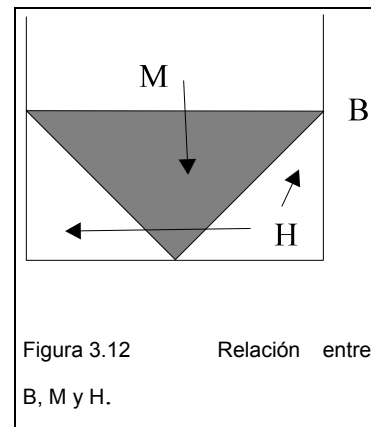
Si lo integramos en todo el volumen del superconductor

$$\mu_0 \vec{M} = \frac{\iiint_V (\vec{B} - \mu_0 \vec{H}) dV}{\iiint_V dV} \quad (3.14)$$

Según el modelo del estado crítico en la aproximación de Bean, el superconductor es infinito y con una geometría cilíndrica. Por lo que la ecuación anterior se puede reducir a una de las secciones en dimensión dos, ya que es totalmente simétrico. Quedando la ecuación 2.14 de la forma :

$$\mu_0 M = \frac{\int_0^d (B - \mu_0 H) dx}{d} \quad (3.15)$$

En esta aproximación, el campo penetra linealmente con la distancia. Por lo tanto, en la figura 3.12 se puede observar que H es el campo que se va introduciendo en el superconductor. M es la zona sombreada. Es decir, el área de dicha zona, mientras que H se corresponde con el área de los dos triángulos que quedan debajo de la zona sombreada.

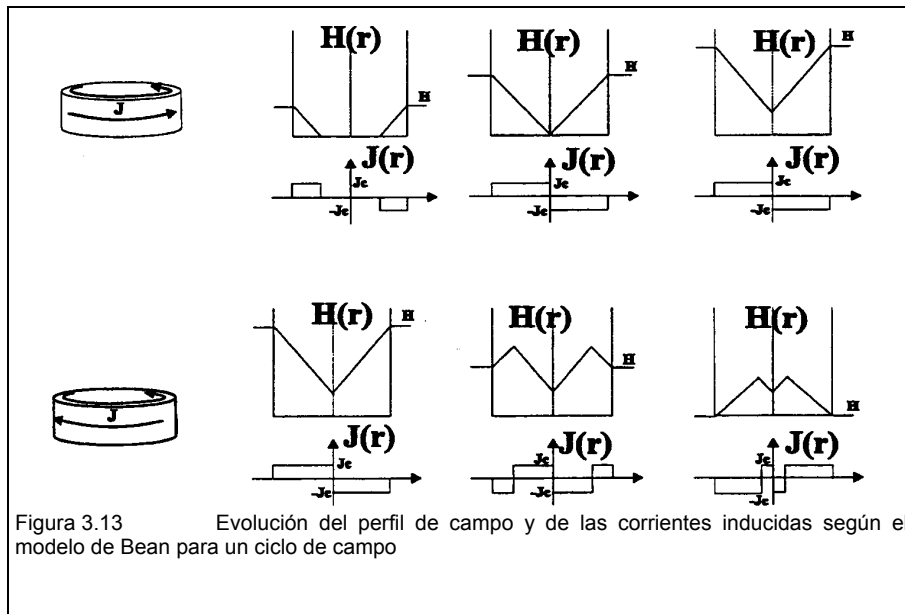


Proceso Zero Field Cooled

Para un proceso ZFC, en un principio, al enfriarse sin campo externo, tanto M como H serían cero. Cuando se aplica un campo, el superconductor se encuentra en el estado Meissner, y se producen unas corrientes para apantallar el campo.

Un aumento de campo provocará un aumento de B_z , y al ser J_C constante se producirá un aumento de la profundidad de penetración ρ , aunque manteniéndose el gradiente de campo constante, ya que es igual a J_C . El límite está cuando $\rho = a$, es decir, al radio del cilindro. El campo penetra hasta el centro de la muestra, por lo que decimos que está saturada, ya que no se pueden inducir más corrientes (figura 3.13). El campo sigue aumentando, pero el gradiente se mantiene constante.

Si ahora se disminuye el campo aplicado, el superconductor reacciona de manera que compense este cambio, induciendo corrientes que circulan en sentido contrario, empezando por los extremos. Según sigue disminuyendo el campo, las corrientes se van



invirtiendo, hasta anularse el campo en los extremos. Esto continuaría, haciéndose el campo negativo.

Si el campo exterior se retira, las corrientes continuarán estando indefinidamente, ya que al no haber resistencia eléctrica no se disipan en forma de calor. Por lo tanto, el material queda magnetizado convirtiéndose en un imán permanente mientras se mantenga refrigerado. Este sistema se utiliza para la construcción de imanes permanentes de campo muy alto. Se ha llegado a campos remanentes de hasta 4T.

En el estado Meissner, como ya se describió en la sección 3.3.4, la relación entre M y H es una recta de pendiente menos uno. Esto ocurre hasta que H llega al valor H_{C1} (el cual es bastante pequeño), donde comienza a penetrar campo en el interior del material. Este campo se va introduciendo linealmente, aumentando poco a poco, y la magnetización disminuyendo (ya que tiene signo negativo) hasta la saturación. Esto se observa en la figura 3.13, ya que el área de la curva (magnetización) va aumentando en valor absoluto hasta llegar a un máximo. En este momento, un aumento de campo no implica una variación de magnetización, ya que el área de ésta permanece constante (las corrientes circulan por todo el volumen del material).

Una disminución del campo externo crearía ahora una serie de corrientes que circularían en el otro sentido para compensarlo. Esto implica la aparición de una magnetización en los extremos de signo positivo, que iría aumentando hasta llegar nuevamente a la saturación. Un aumento del campo repetiría el ciclo, pero esta vez la vuelta es diferente a la inicial, ya que el superconductor no se encuentra en el estado Meissner, sino que existe campo en su interior. En esta curva de magnetización, la histéresis de los materiales superconductores es muy clara, y es la responsable de su peculiar comportamiento.

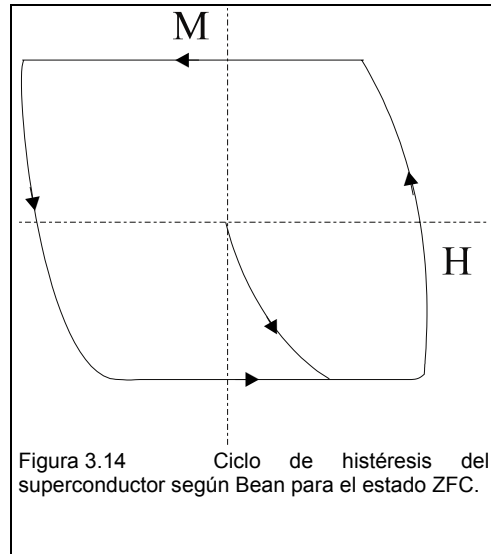


Figura 3.14 Ciclo de histéresis del superconductor según Bean para el estado ZFC.

Proceso Field Cooled

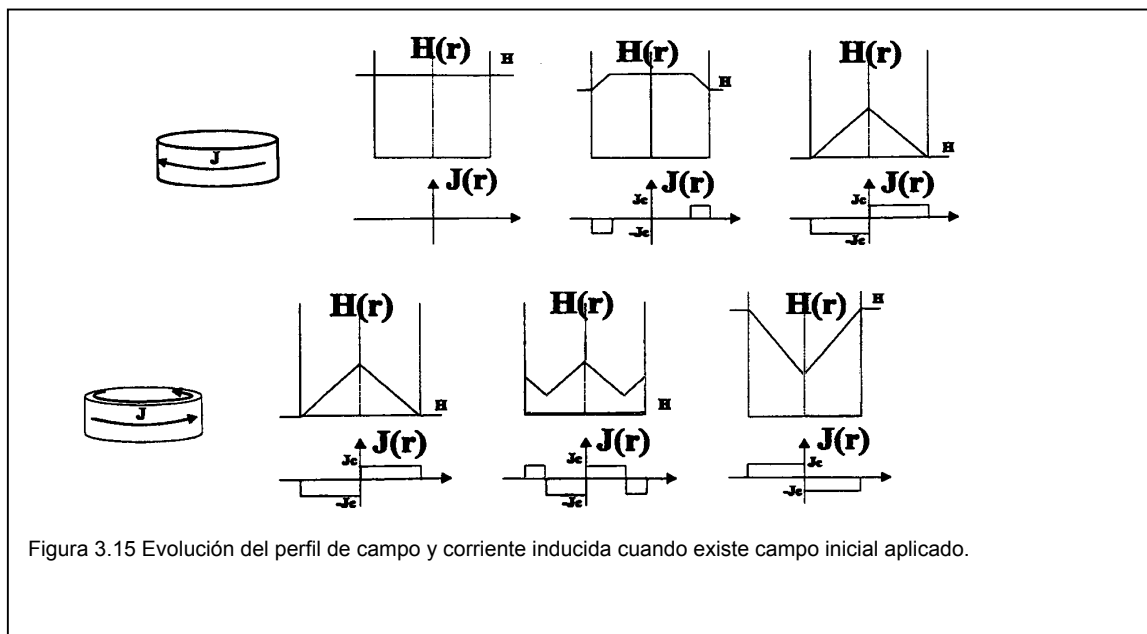


Figura 3.15 Evolución del perfil de campo y corriente inducida cuando existe campo inicial aplicado.

Si, por el contrario, existe campo externo al enfriarlo, estaremos en el estado Field Cooled, y el campo penetra totalmente en el interior del material. En este último caso tendríamos (figura 3.15) un campo constante, y por tanto las corrientes serían nulas. Si vamos disminuyendo el campo, aparecerán corrientes en los extremos que se opondrían a esta variación, introduciéndose más en el superconductor a medida que el

campo se hace menor en los extremos. Cuando el campo se anula, las corrientes persisten, y el superconductor permanece magnetizado al igual que en el caso anterior.

La curva de magnetización es similar al caso ZFC, aunque con unas condiciones iniciales distintas. Ahora se empezaría con un campo atrapado que es el máximo, y se iría disminuyendo éste, apareciendo magnetización que iría aumentando hasta llegar a la saturación. Si se aumenta el campo, M se haría negativa hasta llegar a una nueva saturación. Otra disminución de H, implicaría otro aumento de M, pero esta vez por un camino distinto al anterior.

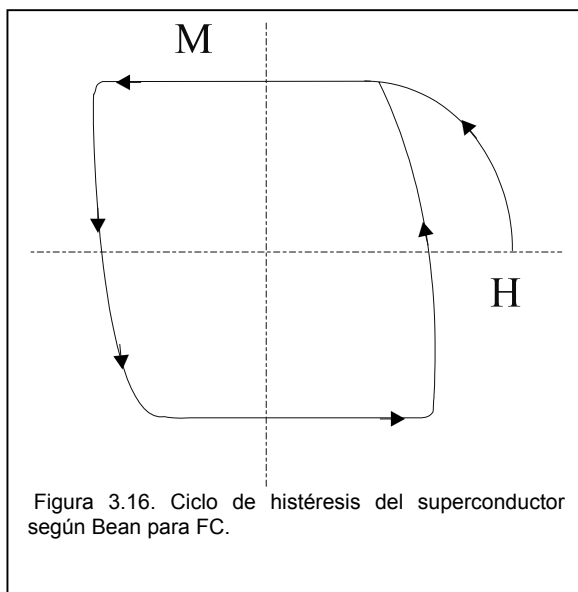
La aproximación de Bean representa bastante bien el comportamiento real de los superconductores de alta temperatura, aunque suponga que la corriente crítica sea constante, lo cual no es del todo cierto. Hay medidas experimentales que demuestran

que J_C depende del campo aplicado.

Por esta razón, se han propuesto diferentes modelos que mejoran la aproximación de Bean, introduciendo una cierta dependencia de la corriente crítica con el campo. Un ejemplo es el modelo de Kim ^[Kim] donde :

$$J_C = \frac{cte}{H_0 + H} \quad (3.16)$$

Aunque hay varias más como la expresión obtenida en el ICMAB por B. Martínez ^[Martinez], que coincide con



la obtenida por Yashukoshi ^[Portabella] :

$$J_C = \frac{cte}{H^{\frac{1}{2}}} \quad (3.17)$$

3.5.2 Fuerzas entre superconductores e imanes

Ya hemos visto el fuerte comportamiento histerético de un superconductor, siendo una de sus características más importantes. Supongamos que tenemos un imán fijo y le acercamos un superconductor (o viceversa, las fuerzas de atracción o repulsión son las mismas). La fuerza de interacción, entre ellos, dependerá de varios factores, como sus dimensiones, de la magnetización remanente del imán, si el proceso es ZFC o FC, etc.. Vamos a suponer que las dimensiones no afectan, y vamos a buscar las curvas de fuerza con respecto a la distancia de separación entre ellos para dos casos genéricos, ZFC y FC.

Proceso Zero Field Cooled

En este caso, primero se enfría el superconductor separadamente y en ausencia de campo magnético, y a continuación se va acercando al imán a una velocidad muy lenta y desde la suficiente distancia para que la interacción inicial entre ellos sea nula. Se considerará la fuerza repulsiva como positiva y la atractiva como negativa.

La fuerza se mide de la forma :

$$F = \int_V (M \nabla) B \, dV \quad (3.18)$$

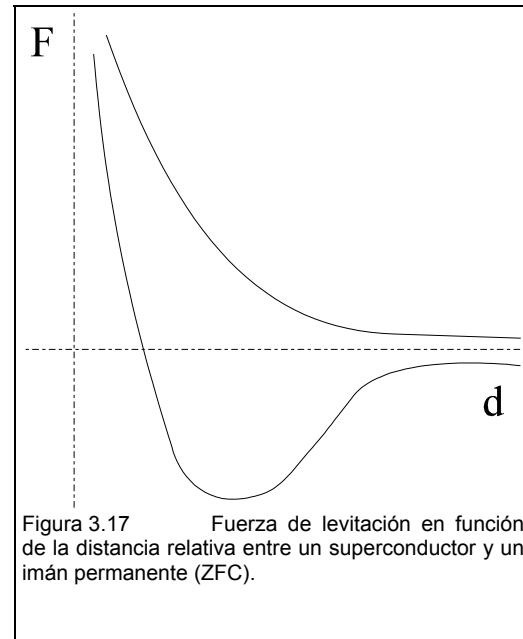
Que, simplificado para un campo magnético en la dirección z :

$$F = \int_d -M \frac{\partial B}{\partial z} \, dx \quad (3.19)$$

En un principio, al estar lo suficientemente alejados, la fuerza resultante es nula, ya que el campo del imán no afecta al superconductor. Al ir acercándose va apareciendo poco a poco una fuerza repulsiva entre ellos, debido al comportamiento diamagnético del superconductor, que se irá incrementando a medida que aumenta el gradiente del campo y la magnetización del superconductor. Si miramos el ciclo de histéresis vemos que al aumentar H, M se va haciendo cada vez más negativa. Por otro lado B, que es el campo del imán, también aumenta, por lo que la fuerza también lo hace.

El acercamiento anterior tiene como consecuencia la penetración de flujo en el interior del superconductor, que queda atrapado gracias al anclaje de los vórtices, magnetizándolo. Si ahora intentamos separarlos, en un primer momento la fuerza sigue siendo repulsiva y va disminuyendo, pero el camino de vuelta es diferente del de ida y, además, de menor valor que al acercarlos.

Incluso hay un punto en el que la fuerza se anula (punto de equilibrio). En esa posición el superconductor quedaría levitando encima del imán en una configuración totalmente estable. Si continuamos separándolos, la fuerza se hace negativa, es decir, atractiva, llegando hasta un máximo y después decreciendo debido a que la distancia entre el imán y el superconductor se hace muy elevada (figura 3.17).



La explicación a este comportamiento hay que buscarla de nuevo en la curva de

magnetización del superconductor. Si comenzamos en el punto de saturación negativa, y vamos disminuyendo el campo, la magnetización aumenta, pero no en valor absoluto, ya que es negativa, y además sigue un camino diferente al anterior. El campo del imán disminuye al alejarlo, y por lo tanto la fuerza decrece, pero es menor que antes. Llega un punto en el que la magnetización se anula, anulándose también la fuerza, produciéndose un equilibrio que es además estable como se ha visto en secciones anteriores. Si B sigue disminuyendo, la magnetización cambia de signo y sigue aumentando hasta que se satura, esto se corresponde con el cambio de signo de la fuerza que ahora se hace atractiva, y la saturación con ese máximo de fuerza, ya que más adelante B sigue disminuyendo siendo M constante, lo que implica que F también disminuye, siendo siempre negativa, ya que no hay ningún cambio de signo de M o B .

En la figura anterior también podemos observar el comportamiento histerético de los superconductores de alta temperatura, ya que la fuerza, en el proceso de

acercamiento respectivo entre el imán y el superconductor, difiere ampliamente del proceso de alejamiento.

Proceso Field Cooled

En este caso el ciclo comienza cuando el imán y el superconductor se están tocando, ya que, entonces, el campo que ve el superconductor es máximo, y, posteriormente, este último se enfría, permaneciendo parte del campo atrapado en su interior y, consecuentemente, magnetizándose. En este punto no existe ningún tipo de fuerza, pero si los intentamos separar sí que aparece una fuerza recuperadora que los tiende a poner en la posición anterior en la que estaban en equilibrio, por lo tanto siendo del tipo atractivo. Esta fuerza sigue aumentando en valor absoluto hasta llegar a un máximo y a continuación disminuye tendiendo hacia cero al hacerse la distancia lo suficientemente elevada para que no exista interacción entre los dos materiales.

Si volvemos a acercar el superconductor al imán, el campo vuelve a afectar al superconductor atrayéndolo, aunque con menor intensidad, hasta anularse al alcanzar la nueva posición de equilibrio, que, al igual que en el caso ZFC, es totalmente estable. Si los seguimos acercando abandonamos la posición de equilibrio y, por tanto, aparece una fuerza repulsiva que tiende a devolverlos al punto anterior. La fuerza repulsiva se va incrementando hasta que vuelvan a tocarse (figura 3.18). Si los separamos de nuevo, la curva que seguirían ahora sería parecida a la de retorno del caso ZFC.

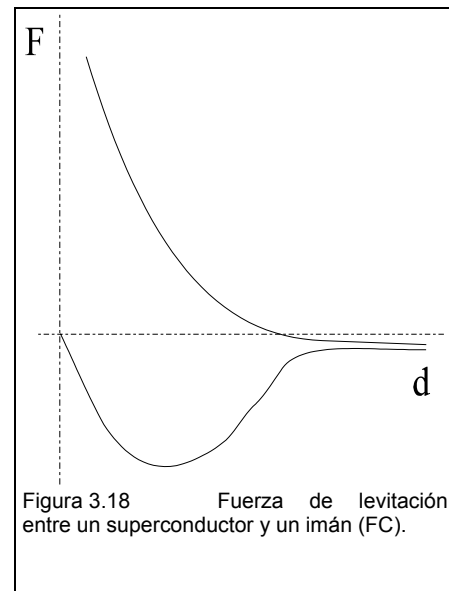


Figura 3.18 Fuerza de levitación entre un superconductor y un imán (FC).

Si recordamos la curva de magnetización para FC, vemos que, inicialmente, la magnetización es nula y el campo, máximo. A medida que el campo disminuye, la magnetización se incrementa hasta llegar a la saturación, que se corresponde con el

máximo de fuerza. A partir de este punto M es constante y B tiende a cero, comportándose la fuerza de igual modo.

Al intentar juntarlos de nuevo, el campo vuelve a aumentar, produciéndose una disminución de la magnetización que llega incluso a anularse, correspondiéndose con un aumento de fuerza hasta el punto de equilibrio, donde se anula y cambia de signo, pero sigue creciendo hasta que los dos materiales se toquen.

3.6 Levitación

Se dice que un cuerpo levita cuando se mantiene suspendido en vilo sin ningún soporte material aparente.

Las fuerzas de origen magnético se transmiten sin soporte material y, por lo tanto, cuando trabajan en contra de la gravedad, pueden originar suspensión de objetos como si estuvieran levitando

Entre dos campos magnéticos, estas fuerzas pueden ser de repulsión o de atracción, dependiendo de los polos que se enfrenten. Si enfrentamos un superconductor y un imán, el comportamiento dependerá del tipo de superconductor de que se trate.

En un superconductor de tipo I las fuerzas serán siempre repulsivas debido al efecto Meissner, mientras que en un superconductor tipo II, como se ha visto en el presente capítulo, el sentido de la fuerza depende del sentido del desplazamiento a partir de una posición de equilibrio.

Ya en el siglo XIX, Samuel Earnshaw demostró que en los campos en los que la fuerza es inversamente proporcional al cuadrado de las distancias, la posición relativa de ambos elementos es intrínsecamente inestable. [Earnshaw]

Estabilizar un cuerpo significa dominar los seis grados de libertad definidos por la posición del c.d.g. y los tres ángulos de Euler y eso no se puede conseguir con la

interacción en las condiciones de Earnshaw. Existe, sin embargo, la posibilidad de limitar temporalmente un grado de libertad mediante la conservación del momento cinético como ocurre en un giroscopio. Este último es utilizado por el “magnetron”, dispositivo que muestra la posibilidad de levitación con sólo imanes

Posteriormente Braunbeck, en 1939 llegó a la conclusión de que cuando la permeabilidad μ de un sistema magnético sea menor que la del vacío, puede haber estabilidad. Este es el caso de los superconductores que no permiten que penetre el campo en su interior (diamagnetismo perfecto) o que no permiten varíe una vez ha penetrado y ha sido atrapado por los puntos de anclaje. En este último caso, la estabilidad está garantizada porque la magnetización se adecúa para conseguirla.