

Universitat de Barcelona
Facultat de Física
Departament de Física Aplicada i Electrònica

Programa: Física i Tecnologia de Materials

Bienio: 1992 – 1994

Tutor: Dr. Enric Bertran i Serra

Movimiento cuántico de vórtices a bajas
temperaturas en SCAT de alta temperatura
crítica basados en talio

Memoria presentada por

Antoni García Santiago

Para optar al título de Doctor en Ciencias Físicas

Director: Dr. Javier Tejada Palacios

2. Relajación magnética

2.0. Introducción

El presente capítulo está dedicado a la exposición de las características generales de las curvas correspondientes al estudio de la evolución temporal de la imanación, es decir, las curvas de relajación magnética $M(t)$. Para ello, se han seleccionado los resultados obtenidos en una de las muestras investigadas, Tl-2223(f), ya que reproducen características comunes a los observados en el resto de muestras, y se deja para el próximo capítulo, dedicado al estudio de la dependencia del ritmo de relajación con el campo magnético y con la temperatura, la exposición de los rasgos de cada muestra particular, prestando especial atención a aquéllos que se desvían del comportamiento general.

El capítulo está estructurado en secciones. En la primera de ellas se exponen los fundamentos teóricos del proceso de relajación magnética, empezando por un repaso a los conceptos de estado crítico (apartado 2.1.1.) y atrapamiento de vórtices (apartado 2.1.2.) en superconductores de tipo II y SCAT. El apartado 2.1.3. se ocupa del proceso de activación térmica de vórtices, incluyendo un repaso a los antecedentes en superconductores de tipo II y una amplia discusión sobre las posibles leyes de evolución temporal de la imanación y las distintas dependencias de la energía de activación con la densidad de corriente superconductor. Asimismo, se presentan y discuten los criterios de normalización del ritmo de relajación magnética que serán utilizados en los próximos capítulos. La sección 2.2. está dedicada a la descripción de los protocolos seguidos en las medidas de relajación magnética realizadas. Por último, la sección 2.3. ilustra estas medidas con los resultados obtenidos en Tl-2223(f).

2.1. Fundamentos teóricos

2.1.1. El estado crítico

La idea del estado crítico en superconductores de tipo II fue introducida originalmente en 1962 por Charles P. Bean¹ y revisada y ampliada por él mismo en 1964.² La premisa básica de la teoría del estado crítico es que en cualquier región macroscópica de una muestra circula un valor máximo de densidad de corriente superconductor (esto es, sin pérdidas) que recibe el nombre de **densidad de corriente crítica**, J_c , determinado única y exclusivamente por el valor de la inducción magnética local, \mathbf{B} , en aquella región. La suposición de una única dependencia $J_c(\mathbf{B})$ para un cierto valor de \mathbf{B} permite determinar la imanación, \mathbf{M} , mediante las relaciones

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}, \quad (2.1.)$$

$$\mathbf{J}_c(\mathbf{B}) = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{B}, \quad (2.2.)$$

para un valor determinado del campo magnético aplicado \mathbf{H} , para una historia magnética específica y para una cierta geometría de la muestra. La curva $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ resultante representa una sucesión de estados críticos por los que pasa el material a medida que varía la intensidad del campo magnético.

El mecanismo que conduce al establecimiento del estado crítico puede contemplarse del siguiente modo. Como se ha mencionado al principio de esta sección, el estado crítico está íntimamente relacionado con el proceso de penetración del flujo magnético en el interior del superconductor. Ya sabemos que, como resultado del proceso de fabricación, los SCAT presentan una gran variedad de defectos e inhomogeneidades que actúan como centros de atrapamiento o *pinning* de las líneas de flujo magnético. Estos centros actúan

como una barrera, dificultando la penetración del flujo magnético hacia el interior del material. Así, se crea una distribución no uniforme de líneas de flujo que, a través de la ley de Ampère, da lugar a una densidad de corriente superconductor: $\mathbf{J} = (c/4\pi)\text{rot } \mathbf{B}$. Esta corriente fluye perpendicularmente al eje del campo, con un sentido que depende del sentido de la fuerza electromotriz que acompaña al último cambio local de éste. Inicialmente, la corriente se limita a la superficie de la muestra, pero a medida que aumenta la intensidad del campo magnético la corriente se va extendiendo hacia el interior, hasta llegar a fluir por toda ella. Finalmente, el estado crítico se establece cuando la corriente superconductor alcanza su valor máximo.

Este valor máximo viene determinado por la condición de equilibrio entre las dos fuerzas que actúan sobre la red de líneas de flujo o vórtices atrapados: la **densidad de fuerza de arrastre** asociada a la corriente superconductor \mathbf{J} , que no es más que la densidad de fuerza de Lorentz

$$\mathbf{F}_L = (1/c)(\partial H/\partial B) \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (2.3.)$$

donde $\partial H/\partial B$ es un factor que aparece al considerar efectos correlativos entre líneas de flujo y es importante en la región de campos débiles;³ y el máximo valor local de la **densidad de fuerza media de pinning**, F_p , correspondiente al potencial asociado a los centros de atrapamiento. En el equilibrio, \mathbf{J} adquiere el valor máximo para el cual la densidad de fuerza de Lorentz no supera a la densidad de fuerza de *pinning*, de manera que cada línea de flujo o vórtice permanece atrapado:

$$F_p = (\partial H/\partial B) B J_c / c. \quad (2.4.)$$

Es decir, para un valor fijado del campo magnético, J_c viene determinado exclusivamente por el máximo valor local de la densidad de fuerza media de *pinning*. Del razonamiento anterior se sigue que J_c es el valor máximo de la densidad de corriente superconductor que mantiene el gradiente o perfil inicial de la distribución no uniforme de flujo magnético: para valores superiores a J_c , la fuerza de Lorentz supera a la fuerza de *pinning*, las líneas de flujo son desplazadas fuera de los centros de atrapamiento y fluyen libremente por el material, dando lugar al fenómeno de *flux* o *vortex flow*, término que podría traducirse por **flujo viscoso de líneas de flujo** o **vórtices**. Para valores inferiores o próximos a J_c , las líneas de flujo pueden escapar de los centros de

pinning por un proceso de **activación térmica**, dando lugar al fenómeno de *flux* o *vortex creep*, término cuya traducción podría ser **arrastre de líneas de flujo** o **vórtices**. En el apartado 2.1.3. nos ocuparemos ampliamente de este último fenómeno.

El mínimo valor del campo magnético para el cual la densidad de corriente superconductor fluye por todo el material (o, alternativamente, para el cual el perfil de flujo magnético alcanza el centro de la muestra) recibe el nombre de **campo de penetración total**, H^* . Este campo, introducido por Bean en su artículo pionero,¹ constituye un límite inferior para el rango de aplicabilidad del modelo de estado crítico: para campos inferiores a H^* , no sólo la muestra no se encuentra totalmente ocupada por el flujo magnético, sino que además el gradiente de éste es muy pronunciado, por lo que la densidad de corriente puede ser superior a su valor crítico. En este caso es difícil asegurar el establecimiento del estado crítico en la muestra. Para campos superiores a H^* , el gradiente de flujo es una función que varía mucho más suavemente con la posición, por lo que el estado crítico se puede establecer con mayor facilidad.

En su modelo original, Bean^{1,2} asumía una densidad de corriente crítica *independiente* de la inducción magnética [$J_c(B) = \text{constante}$]. Este modelo era útil para explicar diversas características de los ciclos de histéresis de algunos superconductores de tipo II convencionales, como cilindros de Nb₃Sn (Ref. 1) y de V₃Ga (Ref. 2). Sin embargo, el modelo no reflejaba la respuesta general de los superconductores de tipo II a un aumento en la intensidad del campo magnético: una vez establecido el estado crítico, el aumento de la densidad de líneas de flujo modifica el perfil del mismo y se traduce normalmente en una **disminución** de la densidad de corriente crítica. De hecho, el modelo de Bean tiene sentido para campos magnéticos **mucho mayores** que el campo de penetración total: en este caso el flujo magnético se encuentra uniformemente distribuido por la muestra con un perfil prácticamente constante, por lo que el efecto de una variación del campo magnético sobre J_c es prácticamente inapreciable.

Para solventar las deficiencias del modelo de Bean, Kim, Hempstead y Strnad extendieron^{4,5} el concepto de estado crítico asumiendo una dependencia de la forma $J_c = \alpha/(B+B_0)$, donde α y B_0 son constantes, para discutir la imanación de tubos de 3Nb-Zr y de Nb en polvo prensado. Esta expresión refleja mucho mejor el comportamiento de dichas muestras, pero no constituye

ni mucho menos una expresión universal para la dependencia $J_c(B)$. Por este motivo, con la intención de dotar a la teoría de una función específica con la que comparar cualquier conjunto de datos, posteriormente se han ensayado otras dependencias más complejas,⁶ que han ajustado con mayor o menor éxito resultados obtenidos en distintos sistemas de tipo II. Por lo que respecta a los SCAT, observaciones de Farrell *et al.*⁷ en cristales de Y-123 medidos en una matriz no superconductora (por tanto, sin conexión entre los mismos), y de Senoussi *et al.*⁸ en una muestra monocristalina del mismo superconductor, han puesto de manifiesto una dependencia $J_c(B)$ exponencial. Estos datos experimentales han sido ajustados con éxito por Ravi Kumar y Chaddah⁹ mediante una ampliación del modelo de estado crítico de Bean desarrollada por ellos mismos para el caso concreto de los SCAT.

2.1.2. Atrapamiento o *pinning* de vórtices

Acabamos de ver en el apartado anterior que el proceso de penetración de flujo magnético en un superconductor de tipo II (y, por extensión, en un SCAT) se ve dificultado por la existencia de defectos e inhomogeneidades en el material, que actúan como centros de atrapamiento de las líneas de flujo o vórtices, siendo precisamente estos defectos e inhomogeneidades los responsables del establecimiento del estado crítico.

Según la propiedad del superconductor sobre la que influyen los defectos, se puede hablar de dos categorías generales de atrapamiento: *pinning de tipo $\delta\kappa$* y *pinning de tipo δT_c* .^{10,11} En la primera categoría, los defectos introducen variaciones locales en la longitud de recorrido medio de los electrones. Estas variaciones no afectan a las propiedades termodinámicas del material. En la segunda categoría, la propiedad que sufre variaciones locales es el parámetro de acoplamiento BCS, por lo que la temperatura de transición superconductora se ve directamente influenciada. En el estado mixto de los superconductores de tipo II, estas dos categorías son esencialmente la misma.¹⁰

En principio, cualquier defecto o inhomogeneidad presente en el material puede ser responsable del atrapamiento de los vórtices. Sin embargo, los centros de pinning más eficientes son los defectos equiaxiales, puesto que son totalmente efectivos con independencia de la dirección de la línea de

flujo.¹² Dentro de esta categoría, el atrapamiento por defectos pequeños tienen un especial interés puesto que constituye el punto de partida para los modelos de *pinning* de vórtices en SCAT. La idea física tradicional subyacente en el atrapamiento por esta clase de defectos consiste en suponer que los defectos atrapan a los vórtices porque impiden la condensación superconductora en su entorno local. De este modo, un defecto atrae a una región normal, como el núcleo de un vórtice, para evitar la pérdida de energía de condensación.¹³ La energía elemental asociada a este tipo de atrapamiento es del orden de la densidad volúmica de energía de condensación, $H_c^2 / 8\pi'$ (en unidades cgs), multiplicada por el volumen del defecto (cálculos más sofisticados sólo introducen un factor multiplicativo no muy distinto de la unidad).

Un modelo alternativo al concepto tradicional ha sido desarrollado por Thuneberg, Kurkijärvi y Rainer (TKR)^{14,15} para describir el atrapamiento de una línea de flujo por un defecto pequeño en un superconductor de tipo II. La base física del nuevo modelo consiste en considerar que un defecto pequeño actúa como un centro de dispersión sobre los pares de Cooper que se encuentran en su entorno local, ayudando de este modo al parámetro de orden del superconductor a ajustarse, a lo largo de distancias del orden de la longitud de coherencia superconductora BCS, ξ_0 , a los rápidos cambios requeridos por la presencia de la línea de flujo. Así, es energéticamente favorable que una región en que el parámetro de orden varía fuertemente (p.e., el núcleo de una línea de flujo) coincida con un centro dispersivo.

El modelo básico actual que trata del atrapamiento de vórtices en superconductores de tipo II es la **teoría de atrapamiento colectivo débil** (ACD) [*weak collective pinning (WCP) theory*], desarrollada en 1979 por Larkin y Ovchinnikov (LO)¹⁶ a partir de algunas ideas propias preliminares.^{10,17} El término “colectivo” hace referencia al número de defectos que atrapan a uno o varios vórtices, y **NO** al número de vórtices que se encuentran atrapados por uno o varios defectos. Esta teoría, que considera un conjunto de defectos distribuidos aleatoriamente por el material y una interacción de tipo débil entre éstos y los vórtices, no es más que un **modelo de suma de las fuerzas elementales** de atrapamiento que actúan sobre cada vórtice **individual** para obtener la fuerza media de atrapamiento que actúa sobre la red de vórtices en **conjunto**. Recordemos que es ésta, y no la fuerza elemental, la responsable del establecimiento del estado crítico en el material al oponerse a la fuerza de arrastre. Por lo general, la suma de todas las fuerzas elementales es un

complicado problema estadístico que requiere el conocimiento de propiedades elásticas y plásticas de la red de vórtices para llevarse a cabo. La teoría ACD facilita enormemente este trabajo.

En el primer capítulo veíamos que las propiedades superconductoras de los SCAT se encuentran confinadas en las láminas de óxido de cobre, lo que se traducía en la existencia de vórtices bidimensional (los *2D pancake vortices*) en dichas láminas, acoplados débilmente con los vórtices de láminas vecinas a través de las interacciones Josephson y electromagnética. Por este motivo, es lógico pensar que el atrapamiento de los vórtices 2D tendrá lugar en defectos situados en las láminas superconductoras. Por otro lado, las dimensiones asociadas a los vórtices 2D vienen determinadas por las longitudes de coherencia superconductoras en las direcciones perpendicular y paralela a las láminas ($\xi_c \lesssim 10 \text{ \AA}$, $\xi_{ab} \approx 10 - 30 \text{ \AA}$), por lo que los defectos de dimensiones atómicas se perfilan como los candidatos más probables para el atrapamiento de vórtices 2D en SCAT. Todo estos razonamientos apuntan a las vacantes de oxígeno (cuyo diámetro es aproximadamente de 4 \AA) causadas por la falta de estequiometría del material como los centros de atrapamiento más efectivos en SCAT (en el caso de Y-123, la interacción Josephson entre láminas de CuO_2 es muy intensa, por lo que los vórtices 2D situados en láminas adyacentes se encuentran fuertemente conectados entre sí, sufriendo de este modo un atrapamiento tridimensional; por ello, además de las vacantes de oxígeno, los planos de macla y las dislocaciones de la red cristalina son igualmente efectivos¹¹).

Dos análisis independientes, basados en el cálculo de la densidad superficial de vacantes de oxígeno por lámina superconductoras, n_{vo} , vienen a confirmar cuantitativamente la hipótesis del atrapamiento por este tipo de defectos en SCAT. En el primero de los análisis, van der Beek y Kes (BK)¹⁸ desarrollan un modelo de difusión lineal de flujo y lo aplican a medidas de susceptibilidad a.c. llevadas a cabo por ellos mismos en un monocristal de Bi-2212 no estequiométrico en oxígeno. El valor obtenido para la densidad superficial de vacantes de oxígeno es $n_{vo} \approx 3.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$. El mismo resultado es obtenido por Chudnovsky¹⁹ mediante el análisis de experimentos sobre correlación traslacional de la red de vórtices, llevados a cabo por Murray *et al.*²⁰ en monocristales de Bi-2212 mediante la técnica de decoración Bitter. Considerando que la densidad superficial de átomos de oxígeno por lámina superconductoras es aproximadamente $n_{2D} \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ (este valor se puede

calcular tomando un valor típico para la densidad volúmica de los SCAT, ≈ 5 g/cm³, el peso molecular del Bi-2212, ≈ 900 g/mol, y la distancia interlaminar, $d \approx 15$ Å), el número obtenido para n_{vo} significa que **uno de cada 80 átomos de oxígeno** no se encuentra presente en cada lámina de CuO₂. Dado que el área ocupada por el núcleo de un vórtice es aproximadamente $\pi\xi^2 = 2.3 \times 10^{-17}$ m², hay unos **7 u 8 centros de pinning** interactuando de manera efectiva con cada vórtice, lo que viene a confirmar la validez de la hipótesis del atrapamiento por vacantes de oxígeno y su inscripción en el marco de la teoría ACD aplicada a los SCAT.

2.1.3. Activación térmica de vórtices

Como ya se ha anticipado, la ruptura del equilibrio de fuerzas que actúan sobre la red de vórtices en el estado crítico constituye el punto de partida para el movimiento de éstos en superconductores de tipo II o en SCAT. Se ha mencionado también que esta ruptura puede tener lugar de dos maneras distintas. Por un lado, cuando la densidad de corriente que circula por el material supera la densidad de corriente crítica, $J > J_c$ (o, de manera equivalente, cuando la densidad de fuerza de Lorentz supera la densidad media de fuerza de *pinning*, $F_L > F_p$), los vórtices son liberados de los centros de atrapamiento, dando lugar a un régimen de movimiento viscoso de flujo magnético que se conoce con el nombre de *flux flow regime*. En el otro extremo, si la densidad de corriente es inferior a la densidad de corriente crítica, $J < J_c$ (o, en otros términos, si la densidad de fuerza de Lorentz es inferior a la densidad media de fuerza de *pinning*, $F_L < F_p$), los vórtices deberían permanecer atrapados en los defectos del material.

Sin embargo, el hecho de que el material se halle siempre a temperatura finita **no nula** introduce **fluctuaciones térmicas** en la red de vórtices. El efecto combinado de dichas fluctuaciones y de la fuerza de Lorentz que actúa sobre los vórtices es un proceso de **activación térmica de vórtices** que se traduce en un régimen en que el flujo magnético “se arrastra” por el material a través de una sucesión de centros de *pinning*. Este régimen se conoce con el nombre de *flux creep regime*, y se caracteriza por la evolución temporal de la densidad de corriente y, cuando el material se halla lo suficientemente cerca del estado crítico, de la imanación asociada a esta densidad. Esta evolución temporal se

conoce con el nombre de **relajación magnética**. Como *a posteriori* se podrá comprobar, sólo este segundo régimen tiene relevancia en el análisis de los resultados experimentales obtenidos, por lo que omitiremos la descripción del régimen de *flux flow* y nos centraremos exclusivamente en el régimen de *flux creep* por activación térmica de vórtices.

El tratamiento que en el presente apartado se da al tema de la activación térmica podría parecer, tras la lectura del mismo, demasiado exhaustivo para tratarse de una simple exposición de la teoría necesaria para interpretar las medidas de relajación magnética llevadas a cabo en los distintos sistemas. Sin embargo, debido a que esta interpretación es el punto clave en torno al cual gira el análisis que hemos realizado de la dinámica de vórtices, hemos considerado esencial discutir, sin reparar en la extensión, los diversos aspectos de la misma.

2.1.3.1. *Flux creep* en superconductores de tipo II

a. Modelo de Anderson y Kim

La primera versión del modelo de activación térmica de flujo magnético fue desarrollada en 1963 por Anderson²¹ con la intención de interpretar los resultados experimentales obtenidos por Kim, Hempstead and Strnad (KHS)^{4,5} para la evolución temporal de la imanación en tubos del superconductor de tipo II 3Nb-Zr. En esta primera versión, Anderson consideraba que el proceso de *flux creep* consiste en la activación térmica de haces de líneas de flujo, ayudada por la fuerza de Lorentz que actúa sobre estos haces, por encima de las barreras de energía asociadas a los centros de atrapamiento. Teniendo en cuenta las dos contribuciones mencionadas (*pinning* y fuerza de Lorentz), la barrera de energía a la que se enfrenta un haz de líneas de flujo tiene la siguiente expresión:

$$U = U_p - F_L VX, \quad (2.5.)$$

donde U_p es el promedio de las energías de *pinning* asociadas a los defectos del material, F_L es la densidad de fuerza de Lorentz, V es el volumen del haz de líneas de flujo y recibe el nombre de **volumen de activación**, y X es la anchura de la barrera de energía.

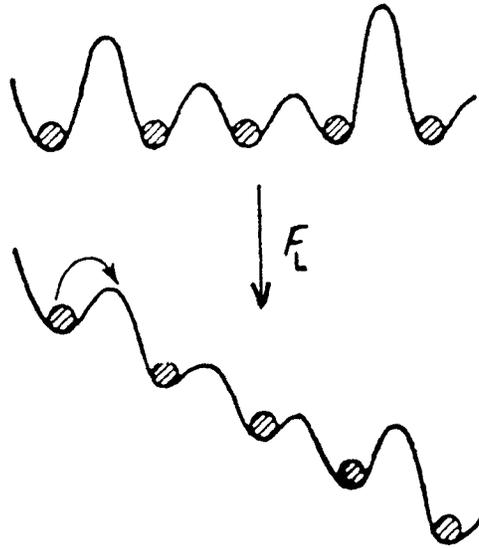


Figura 2.1. Modelo esquemático de la estructura de barreras involucrada en el modelo de Anderson de *flux creep* térmicamente activado. (Ref. 22.)

Es importante observar que, a través de la ecuación (2.3.), la fuerza de Lorentz es directamente proporcional a la densidad de corriente que circula por el material, lo que resulta en una **dependencia lineal** $U(J)$:

$$U(J) = U_p - (1/c)(\partial H/\partial B)JBVX. \quad (2.6.)$$

Esta es la expresión más sencilla posible para la **energía de activación**, con el sentido físico más simple posible: la fuerza de Lorentz actúa inclinando la estructura de la distribución espacial de barreras de energía (figura 2.1.).

En el marco de este modelo, el salto de un haz de líneas de un mínimo de energía al siguiente tiene lugar con una cierta probabilidad, cuya inversa es una frecuencia que sigue una ley de Boltzmann:

$$v = v_0 \exp(-U/k_B T), \quad (2.7.)$$

donde U es la energía de activación y v_0 recibe el nombre de **frecuencia de intento**. En su artículo original,²¹ Anderson comenta que v_0 es un factor “difícil de estimar pero no debería ser mayor que unos 10^{10} Hz.” En la mayoría de artículos se considera que la frecuencia de intento es un parámetro

microscópico, independiente del tamaño de la muestra, y se suele identificar con la frecuencia de oscilación en el mínimo de energía en el que se encuentra atrapada la línea de flujo, para la que se adopta un orden de magnitud de 10^{10} 10^{12} Hz.

A continuación, Anderson supone que el material se encuentra cerca del estado crítico ($J_c - J \ll J_c$) y asume la dependencia $J_c(B)$ introducida^{4,5} por KHS como válida para la dependencia de la densidad de corriente con la inducción magnética (y, por tanto, con la imanación M): $J(B) = \alpha/(B+B_0)$. La sustitución de esta dependencia en la ecuación diferencial temporal para la imanación, $dM/dt \propto \exp[-U(J)/k_B T]$, conduce de manera directa a la deducción de una ley logarítmica para la evolución temporal de la imanación de un tubo superconductor:

$$M(t) \propto (k_B T/U_p) \ln t . \quad (2.8.)$$

Esta misma ley fue deducida de manera general por Anderson y Kim (AK) en 1964,²³ por lo que el modelo recibe el nombre de ambos autores.

Esta dependencia ajustaba perfectamente las dos características fundamentales de la observación de KHS (1962) de la evolución temporal (con medidas de algo más de una hora de duración) de la imanación a bajas temperaturas, en tubos de 3Nb-Zr:⁴ la ley temporal logarítmica y la dependencia lineal con la temperatura de la pendiente de la curva de relajación [lo que se conoce con el nombre de ritmo de relajación (*relaxation rate* en inglés)]. Estas dos características fueron también observadas en otros superconductores de tipo II, como tubos de niobio y de vanadio,²² y anillos de plomo.²⁴

b. Modelo de Beasley, Labusch y Webb

En 1969, Beasley, Labusch y Webb (BLW)²⁵ desarrollaron una extensión del modelo AK que incorporaba una dependencia $U(J)$ general con un sentido físico mucho más amplio que la dependencia lineal. Con esta ampliación, BLW ajustaron perfectamente el conjunto de resultados experimentales obtenidos por ellos mismos en muestras cilíndricas de aleaciones de PbTi con diferentes contenidos en talio. En dicho modelo, BLW

resuelven una ecuación de difusión espacio-temporal no lineal para la inducción magnética, para obtener de esta manera una ley logarítmica de evolución temporal del flujo magnético total en la muestra, ϕ :

$$\phi(t) = \phi(t_0) + P \ln(t/t_0). \quad (2.9.)$$

BLW investigan el límite de validez de la dependencia logarítmica y llegan a la conclusión de que cualquier pequeña perturbación decae rápidamente en el tiempo siguiendo una ley inversamente proporcional al mismo, por lo que “para tiempos largos” el proceso de *flux creep* siempre es logarítmico. A pesar de que BLW no precisan a qué tiempos se refieren con el término “tiempos largos”, es fácil comprobar que para tiempos del orden de 100 segundos, una perturbación de la forma $1/t$ afecta sólo a la segunda cifra decimal del término logarítmico principal, por lo que por “tiempos largos” se pueden entender tiempos que caen dentro de la ventana temporal típica de las medidas experimentales. Tendremos ocasión de comprobar que en SCAT el término “tiempos largos” hace referencia normalmente a tiempos del orden de o superiores a 10^5 segundos.

En la ecuación (2.9.), t_0 es un tiempo arbitrario de referencia y P (de “Pendiente”) es el ritmo de relajación definido como

$$P \equiv d\phi/d\ln(t) = k_B T [(\partial U/\partial|\nabla B|)_{t',\text{sup}}]^{-1} (1 \pm \delta), \quad (2.10.)$$

donde los signos \pm corresponden a aumentos o disminuciones del campo magnético en el estado crítico (esto es, al flujo magnético que penetra en o sale de la muestra) y δ es un factor que depende de la geometría del material y de la forma precisa de la dependencia $U(J)$. Normalmente, los valores experimentales típicos para δ son mucho menores que la unidad, por lo que en la expresión para S puede prescindirse del factor $(1 \pm \delta)$. Si, por el contrario, δ fuera comparable a la unidad, es posible eliminar su presencia en el análisis de los resultados utilizando un ritmo de relajación *promedio* de los ritmos de relajación correspondientes al aumento y disminución del campo magnético en el estado crítico.

El factor $(\partial U/\partial|\nabla B|)_{t',\text{sup}}$ es el valor de la pendiente de la curva $U(|\nabla B|)$ [o, lo que es lo mismo, de $U(J)$], calculado en la superficie de la muestra en un tiempo t' cualquiera posterior al establecimiento del estado crítico. Esto supone

que para deducir la expresión exacta para S hay que conocer dicha dependencia. En este punto el modelo BLW introduce una importante variación sobre el modelo AK: BLW destacan que la aproximación lineal para $U(J)$ utilizada por AK es válida únicamente alrededor del estado crítico, donde $k_B T \ll U$. Esta condición surge al combinar las ecuaciones (2.5.) y (2.7.),

$$F_L = [U_p - k_B T \ln(v_0/v)](VX)^{-1}, \quad (2.11.)$$

e imponer que para que la muestra se encuentre cerca del estado crítico es necesario que se verifique la condición $k_B T \ln(v_0/v) \rightarrow 0$.²⁶ Sin embargo, cuando la activación térmica tiene lugar cerca del máximo de la barrera de energía, la fuerza de Lorentz colabora de manera mucho más intensa en el proceso de *flux creep* y una dependencia lineal de U con $|\nabla B|$ deja de tener sentido. La figura 2.2. esquematiza una dependencia $U(|\nabla B|)$ mucho más próxima a la situación física real. En esta figura, U_p es la altura de la barrera de energía (esto es, el valor medio de las energías de atrapamiento), mientras que U_0 y $(\partial U/\partial |\nabla B|)_{l,\text{sup}}$ son, respectivamente, la ordenada en el origen y la pendiente de la tangente a la curva en algún valor de U alrededor de la relativamente estrecha región sombreada que representa el estado crítico.

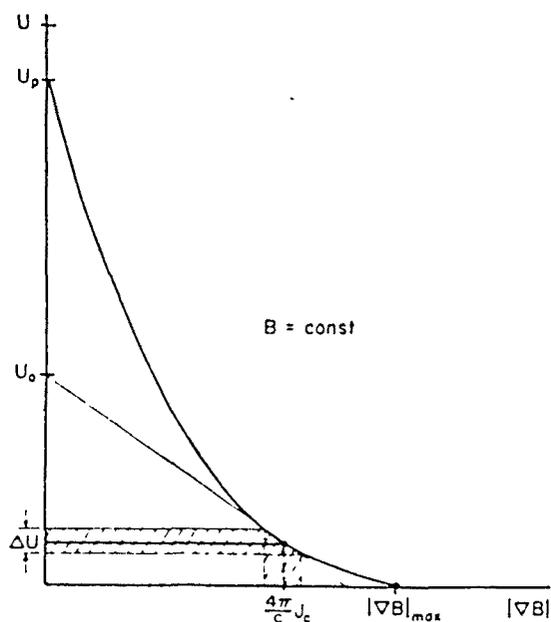


Figura 2.2 Dependencia no lineal de la energía de activación U con el gradiente de flujo magnético $|\nabla B|$ para una inducción magnética constante (Ref 25)

De esta manera, si $U \ll U_0$ (tal como se observa en la figura), la pendiente alrededor del estado crítico puede aproximarse por

$$(\partial U / \partial |\nabla B|)_{t,\text{sup}} = (c/4\pi)(U_0/J_c), \quad (2.12.)$$

donde J_c es la densidad de corriente crítica que fluye por la superficie del material en el estado crítico.

De este modo, la ecuación (2.10.) puede expresarse en términos de J_c y U_0 de la siguiente manera:²⁸

$$P = (4\pi/c)(J_c/U_0) k_B T (1 \pm \delta). \quad (2.13.)$$

Es decir, se obtiene una dependencia lineal del ritmo de relajación con la temperatura y con la densidad de corriente crítica. Ésta es, junto con la ley logarítmica de relajación magnética, la característica esencial de los modelos AK y BLW de movimiento térmicamente activado de líneas de flujo en superconductores de tipo II convencionales.

2.1.3.2. Flux creep en SCAT

a. Estado de vidrio superconductor (EVS)

La primera observación experimental de la evolución temporal de la imanación de un SCAT fue llevada a cabo en 1987 por Müller, Takashige y Bednorz (MTB)²⁷ en una muestra en forma de polvo del material granular $\text{Ba}_{0.15}\text{La}_{1.85}\text{CuO}_{4-y}$ ($T_c \approx 35$ K). El protocolo seguido por MTB en la realización de sus medidas consistía en someter a la muestra a un proceso ZFC, aplicar a continuación un campo magnético de 300 Oe y detectar inmediatamente la evolución temporal de la imanación o de la susceptibilidad. Según los autores, el campo magnético aplicado era lo suficientemente intenso como para superar el campo crítico inferior de los granos y establecer un estado crítico intragranular. Las curvas de relajación resultantes mostraban a tiempos cortos (del orden de unos pocos minutos) una región en que la imanación decrecía exponencialmente con el tiempo. Para tiempos algo mayores, la imanación se desviaba en seguida de este comportamiento, aunque **sin seguir la ley logarítmica** propia de la relajación en superconductores de tipo II. MTB no

precisaban la ley exacta que seguía la variación temporal de la imanación o de la susceptibilidad, pero sugerían el ajuste de una dependencia algebraica o de la ley que describe la variación temporal de la imanación termoremanente M_{TMR} en vidrios de espín, una *stretched exponential*.²⁸

$$M_{\text{TMR}}(t) = M_0 \exp [- (t/\tau)^n], \quad 0 < n < 1. \quad (2.14.)$$

La posibilidad de ajustar esta ley, junto con un conjunto de semejanzas hallado por MTB entre su material y los vidrios de espín, llevó a estos autores a extender al caso particular de su SCAT un modelo desarrollado por Ebner y Stroud²⁹ para superconductores granulares, en el cual se establecía una correspondencia entre estos materiales y los vidrios de espín. Dicho modelo recibe el nombre de **modelo de estado de vidrio superconductor (EVS)** [en inglés, *superconductive glass state (SGS)*]. En el modelo EVS se considera que la relajación de la imanación desde un estado metaestable hacia un estado estable es debida a la existencia de una **jerarquía de caminos de relajación**: las líneas de flujo se mueven a lo largo de estos caminos mediante cambios de fase de la función de onda superconductor, de manera similar al proceso de inversión de espines individuales (*spin flop*) en vidrios de espín. Y también de manera similar a lo que sucede en estos materiales, en que algunos grupos o *clusters* de espines deben esperar a que otros *clusters* vecinos se encuentren simultáneamente en su mismo estado para poder relajarse (lo que se conoce con el nombre de **dinámica jerárquicamente restringida**), en el modelo EVS la coherencia de fase dentro de un *cluster* de líneas de flujo debe ser lo suficientemente similar a la de los *clusters* vecinos para que aquél pueda relajarse junto con éstos. Esto es tanto más difícil cuanto más ha evolucionado el sistema, puesto que cada vez hay volúmenes mayores de *clusters* con diferentes coherencias de fase.

El modelo EVS fue utilizado con éxito por Giovannella *et al.*³⁰ para describir sus resultados obtenidos mediante medidas con magnetometría de torsión en muestras **granulares** de $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. A diferencia de MTB, este grupo consiguió ajustar las curvas experimentales a una ley algebraica o al producto de ésta por una *stretched exponential*, según la intensidad del campo magnético aplicado. Parecía, por tanto, que el modelo EVS era el contexto indicado para la interpretación del proceso de relajación en SCAT granulares.

b. Modelo de *flux creep* gigante de Yeshurun y Malozemoff

En septiembre de 1987, Mota *et al.* presentaron³¹ medidas de relajación obtenidas en diversos SCAT policristalinos: $\text{Ba}_{0.15}\text{La}_{1.85}\text{CuO}_4$ y $\text{Sr}_{0.2}\text{La}_{1.8}\text{CuO}_4$ en forma de polvo y $\text{Sr}_{0.2}\text{La}_{1.8}\text{CuO}_4$ prensado en forma de paralelepípedo. En dicho artículo, las curvas correspondientes a la evolución temporal de la imanación ZFC a 4.2 K, con campos magnéticos aplicados posteriormente en el rango $25 < H_a < 385$ Oe, eran **perfectamente logarítmicas** a lo largo de una ventana de tiempos de medida que iba desde 10 hasta 10^5 segundos. Asimismo, el ritmo de relajación a bajas temperaturas resultaba ser directamente proporcional a la temperatura ($S \propto T$). Estos resultados contrastaban con los datos mencionados con anterioridad, presentados por MTB y por Giovannella *et al.* en muestras similares, en virtud de los cuales se establecía el paralelismo entre SCAT y vidrios de espín, y recibieron **por vez primera** una interpretación en el marco de los modelos AK y BLW de **activación térmica de flujo magnético** en superconductores de tipo II.

En enero de 1988, Tuominen, Goldman y Mecartney (TGM) presentaron³² resultados similares en muestras policristalinas prensadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Para muy diversas temperaturas en el rango $2 < T < 87.5$ K ($T_c \approx 90$ K), la evolución temporal de la imanación remanente con campos magnéticos aplicados durante el proceso FC de enfriamiento en el rango $50 < H_a < 5000$ Oe, resultaba ser también **logarítmica** a lo largo de tiempos de medida del orden de unos 500 segundos. Además, a bajas temperaturas, el ritmo de relajación **normalizado por el primer valor de imanación detectado para cada temperatura** aumentaba linealmente con ésta.

Poco después, Yeshurun y Malozemoff (YM) presentaron³³ medidas de relajación magnética de las imanaciones ZFC y remanente en un monocristal de Y-123, con un campo magnético de 1 kOe aplicado tanto perpendicular como paralelamente al eje *c* de la muestra. También para esta muestra las curvas obtenidas a bajas temperaturas eran lineales con el logaritmo del tiempo, y el ritmo de relajación (no normalizado) seguía una dependencia lineal con la temperatura. Dos argumentos esenciales motivaron a YM a extender el modelo de AK y BLW al caso de los SCAT. En primer lugar, su muestra **no presentaba naturaleza granular** puesto que se trataba de un monocristal, lo que reducía las posibilidades de establecer una analogía formal con los vidrios de espín como hasta entonces se había hecho a partir de muestras

policristalinas. En segundo lugar, la relajación logarítmica era observada tanto en las muestras enfriadas siguiendo un proceso ZFC como en las enfriadas mediante un proceso FC, lo que apuntaba con fuerza hacia una imagen convencional de atrapamiento de las líneas de flujo en defectos del material. Esta imagen se veía reforzada por otros experimentos realizados con anterioridad en SCAT, como decoración Bitter de la red de líneas de flujo³⁴ y observación de ciclos de histéresis interpretables en el contexto del modelo de Bean del estado crítico.³⁵

De este modo, YM procedieron al análisis de sus resultados en el marco del modelo de BLW de *flux creep* térmicamente activado. Los ajustes de las curvas experimentales del ritmo de relajación mediante la ecuación (2.13.) permitieron a YM determinar el valor de U_0 , parámetro comparable al valor medio de la energía de *pinning*, U_p : $U_0 \simeq 0.6$ eV, con el campo magnético paralelo al eje c , y $U_0 \simeq 0.1$ eV, con el campo magnético perpendicular al eje c . La combinación de estos valores (que son menores que los hallados típicamente en superconductores de tipo II convencionales; por ejemplo, $U_0 \simeq 1$ eV)²⁵ y de las mayores temperaturas de medida accesibles en SCAT se traduce en que el proceso de *flux creep* por activación térmica en estos materiales tiene lugar con una probabilidad muy alta. Esto se traduce en un ritmo de relajación del orden de un 1 ó 2 % del valor inicial de la imanación,³¹⁻³³ que resulta ser un orden de magnitud mayor que el ritmo de relajación típico en superconductores de tipo II convencionales.²² Debido a ello, YM dieron a este proceso el nombre de *giant flux creep* o **desplazamiento gigante de flujo**. Desde 1988, la relajación logarítmica ha sido detectada en numerosas muestras de todos los SCAT conocidos y ha sido favorablemente interpretada en el marco de este modelo.

Com se ha podido comprobar, el modelo de *flux creep* térmicamente activado describe perfectamente la dinámica de vórtices en SCAT sin necesidad de recurrir al paralelismo con vidrios de espín. A pesar de ello, es interesante destacar la similitud existente entre la ley logarítmica, la *stretched exponential* y la ley potencial en el límite en que el exponente n es mucho menor que la unidad ($n \ll 1$). En este caso, esta última ley puede desarrollarse en serie de potencias hasta primer orden:³⁶

$$\exp[-(t/\tau)^n] \sim 1 - (t/\tau)^n. \quad (2.15.)$$

A su vez, $(t/\tau)^n$ puede desarrollarse en primer orden como³⁶

$$(t/\tau)^n \sim 1 - n \ln(t/\tau), \quad (2.16.)$$

con lo que la *stretched exponential* y la ley potencial pueden aproximarse en este caso por la ley logarítmica. Esto supone que para valores muy pequeños del parámetro n , esto es, en las primeras etapas del proceso de relajación, sea muy difícil distinguir entre ambas leyes, como tendremos oportunidad de comprobar al exponer los resultados experimentales.

c. Dependencias $U(J)$

Como se ha venido destacando a lo largo de este apartado, la dependencia logarítmica de las curvas de relajación magnética y la dependencia térmica lineal del ritmo de relajación son dos características predichas teóricamente y detectadas experimentalmente **en el régimen de bajas temperaturas y tiempos no demasiado largos** (con una duración total de la medida del orden de 10^5 s). Esta restricción ya era observada por YM, quienes informaban de decaimientos **no logarítmicos** en la región de “altas temperaturas”, aunque no precisaban el rango de valores que abarcaba dicha región.³³ Ateniéndonos al objetivo principal de esta tesis, esto es, la detección de fenómenos cuánticos a bajas temperaturas, nos hemos limitado exclusivamente a la medida de procesos de relajación magnética en dicha región, entendiendo aproximadamente por “bajas temperaturas” el rango correspondiente a $T/T_c < 0.5$. No obstante, debido a la discusión que se plantea sobre la validez general de la ley de relajación logarítmica y sobre la adecuación de la misma a las posibles ventanas de tiempos de observación, hemos considerado oportuno incluir un sumario de algunas de las dependencias temporales alternativas a la ley logarítmica que con mayor frecuencia aparecen en la bibliografía sobre el tema. Como veremos, en la región de bajas temperaturas dichas dependencias se reducen, pese a su diversidad, a la ley logarítmica.

Como ya avanzamos al describir los modelos de activación térmica de flujo magnético, la forma precisa de la dependencia de la barrera de energía con la densidad de corriente determina la ley concreta de evolución temporal que sigue la imanación. Por ello, hemos optado por dividir este epígrafe en diversos puntos, cada uno de ellos dedicado a una dependencia $U(J)$.

c.1. Dependencia lineal

En este punto reescribiremos las expresiones de los modelos AK y BLW utilizando una notación más adecuada que facilite la comparación del modelo de *flux creep* gigante en SCAT con las diversas dependencias que se analizarán con posterioridad.

Recordemos que el elemento fundamental (que ya aparecía en el modelo original de Anderson) para la deducción de la ley logarítmica es la **dependencia lineal** de la energía de activación con la densidad de corriente superconductor. Dicha dependencia surgía de manera natural al considerar la fuerza de Lorentz que actúa sobre una línea de flujo o un haz de líneas **sin considerar correlaciones entre líneas o haces**, y se escribía como [ecuación (2.6.)] $U(J) = U_p - (1/c)(\partial H/\partial B)JBVX$. Esta expresión puede reescribirse de la siguiente manera:

$$U(J) = U_0[1 - (J/J_{c0})], \quad (2.17.)$$

donde $U_0 = U(J = 0)$ es el valor medio de la energía de *pinning* (equivale a U_p del modelo original de Anderson) y J_{c0} es la densidad de corriente en ausencia de activación térmica [$U(J_{c0}) = 0$].

Por otro lado, la ecuación que rige el decaimiento temporal de la densidad de corriente por activación térmica puede expresarse como

$$dJ/dt \propto t_0^{-1} \exp[U(J)/k_B T], \quad (2.18.)$$

donde t_0 es un tiempo de intento de salto de la barrera de energía [es el inverso de la frecuencia de intento que aparece en la ecuación (2.7.)]. Sustituyendo la expresión para $U(J)$, esta ecuación puede resolverse de manera aproximada para obtener las siguientes dependencias:

$$J(t) = J_{c0}[1 - (k_B T/U_0)\ln(t/t_0)], \quad t \ll t_{cr}, \quad (2.19.a.)$$

$$J(t) = J_{c0} \exp(-c t/t_{cr}), \quad t > t_{cr}, \quad (2.19.b.)$$

donde c es una constante geométrica de orden uno que depende de las dimensiones de la muestra y t_{cr} es un tiempo de transición definido como $t_{cr} \equiv t_0 \exp(U_0/k_B T)$. Este tiempo conecta dos dependencias temporales muy distintas,

correspondientes a dos ventanas de tiempo sucesivas: para tiempos de observación inferiores a t_{cr} , los cuales podrían ser considerados cortos o moderados, se tiene la conocida ley logarítmica, que se convierte en una dependencia exponencial para tiempos largos, superiores a t_{cr} . Asimismo, la ventana de tiempos de observación cortos o moderados en que tiene validez la ley logarítmica no sólo tiene un límite superior definido por t_{cr} , sino que además se encuentra limitada inferiormente: diversos autores han presentado^{32,37,38,39} curvas de evolución de la densidad de corriente en función del logaritmo del tiempo que, para tiempos de observación **muy cortos** (inferiores normalmente a uno o dos minutos), se encuentran fuertemente curvadas. Rossel y Chaudhari consideran³⁹ que se trata de un **régimen transitorio inicial** debido a una reconfiguración de la distribución inhomogénea de flujo creada en la muestra al cambiar bruscamente (aplicar o retirar) el campo magnético.

Como ya sabemos, la pendiente de la ley logarítmica es lo que se conoce con el nombre de ritmo de relajación, S . A partir de la ecuación (2.19.a), es sencillo ver que esta pendiente tiene la siguiente expresión:

$$P \equiv -dJ/d\ln(t) = J_{\infty} k_B T / U_0. \quad (2.20.)$$

Dado que generalmente J_{∞} es un parámetro desconocido cuando se realizan medidas de relajación magnética, se suele definir un **ritmo de relajación normalizado** de la siguiente manera:

$$R \equiv d\ln(J)/d\ln(t) = -(1/J)dJ/d\ln(t). \quad (2.21.)$$

Es decir, viene a ser una normalización **instántanea** de la pendiente en cada valor de la densidad de corriente. De este modo, se obtiene la siguiente expresión para R :

$$R = k_B T / [U_0 - k_B T \ln(t/t_{cr})]. \quad (2.22.)$$

En el límite de bajas temperaturas, la ecuación anterior se convierte en la típica dependencia lineal de los modelos de activación térmica de flujo:

$$R \cong k_B T / U_0. \quad (2.23.)$$

Ecuaciones idénticas a (2.19.a) y (2.19.b) determinan la ley de evolución temporal de la imanación siempre que el material se encuentre en el estado crítico, puesto que en dicha situación la imanación es directamente proporcional, en primer orden, a la densidad de corriente (ver, por ejemplo, la referencia 29, donde Fietz y Webb desarrollan las expresiones correspondientes a los casos en que el campo magnético aumenta o disminuye).

c.2. Dependencia potencial directa

Como ya hemos mencionado, la evolución temporal de la densidad de corriente (o de la imanación) a altas temperaturas se desvía de la dependencia logarítmica y pasa a seguir una ley totalmente distinta. Dado que la ley logarítmica de relajación magnética se obtiene única y exclusivamente para el caso particular de $U(J)$ lineal, es evidente que la causa de dicha desviación debe buscarse en la no linealidad de la función $U(J)$. La importancia de esta no linealidad ya era reconocida por BLW,²⁵ quienes destacaban el poco contenido físico de la dependencia lineal y sugerían alguna función de tipo potencial con exponente fraccionario o incluso sinusoidal que reflejase de manera mucho más real la forma de las barreras de energía asociadas a los centros de atrapamiento del material. En este sentido, Xu *et al.*⁴⁰ han realizado cálculos explícitos para una gran variedad de formas y espaciados de pozos de potencial, obteniendo una función de la forma $U(J) = U_0 [1 - (J/J_{c0})]^n$ con $3/2 < n < 2$.

Este mismo tipo de dependencia $U(J)$ es utilizado por Griessen⁴¹ para deducir la dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado instantáneamente [ecuación (2.21.)]: en la región de temperaturas cercanas a cero, R no sería lineal con T , sino que presentaría una ligera curvatura que seguiría una ley de la forma

$$R \propto T^{1/n}. \quad (2.24.)$$

En muestras hipotéticamente perfectas, el valor de n , el exponente de la dependencia $U(J)$ potencial, es aproximadamente $3/2$, siendo bastante mayor en el caso de muestras inhomogéneas. Esta dependencia térmica supone que la región en que la curva $R(T)$ presenta un comportamiento aproximadamente lineal, éste no es extrapolable a cero sino que intercepta el eje de ordenadas en un cierto valor (ver figura 2.3.). Como podremos comprobar, este comportamiento

aparece en la mayoría de nuestras muestras, y es consecuencia directa de la presencia de una dependencia $U(J)$ “real”, esto es, no lineal.

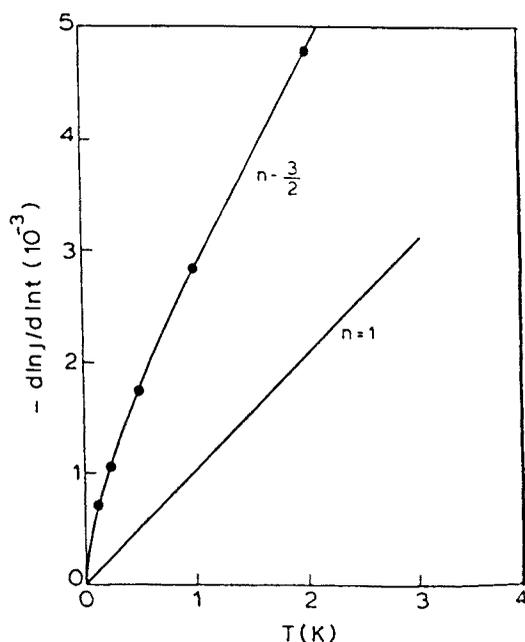


Figura 2.3 Dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado instantáneamente para los casos $n = 3/2$ [$U(J)$ potencial] y $n = 1$ [$U(J)$ lineal] (Ref 41)

c.3. Dependencia potencial inversa

En 1989, Feigel'man, Geshkenbein, Larkin y Vinokur (FGLV)^{42,43} desarrollaron, utilizando el formalismo de la teoría ACD, una teoría para describir la dinámica de vórtices a altas temperaturas y/o tiempos de observación largos: la teoría de *flux creep* colectivo o *collective flux creep theory*. En esta teoría, la dependencia $U(J)$ tiene la siguiente expresión:

$$U(J) = U_0 (J_{c0}/J)^\alpha. \quad (2.25.)$$

El exponente α es un parámetro que depende de la dimensionalidad de la red de vórtices y de la intensidad del campo magnético aplicado.

Un modelo alternativo desarrollado por Fisher⁴⁴ y otros autores,^{45,46} y que también parte de la teoría ACD, es la llamada **teoría del vidrio de vórtices** o *vortex glass theory*. En el caso de SCAT tridimensionales (es decir, no en el caso de capas finas), dicha teoría predice la existencia en el plano $H-T$ de una verdadera línea de equilibrio de fases entre el estado de *vortex liquid* o líquido de vórtices (por encima de la línea) y el estado de *vortex glass* o vidrio de vórtices (por debajo de la línea), conceptos que ya fueron introducidos en el apartado 1.1.3. Este último estado se corresponde exactamente con el estado de vidrio superconductor (EVS) desarrollado por Müller, Takashige y Bednorz.²⁷ La teoría del vidrio de vórtices, sin embargo, va más allá de la simple analogía entre SCAT y vidrios de espín que constituye la base del modelo EVS, puesto que predice la existencia de una **verdadera fase superconductor**a para el estado de *vortex glass*. Por este motivo, cabe esperar que la densidad de corriente seguirá una dependencia temporal distinta de la *stretched exponential* propia de los vidrios de espín sugerida en el modelo EVS. De hecho, la expresión de la dependencia $U(J)$ que aparece en la teoría del vidrio de vórtices en su forma más simple⁴⁴ es exactamente la ecuación (2.25.) de la teoría de *flux creep* colectivo, aunque sin entrar en detalles sobre el valor exacto de α (< 1).

En el contexto de cualquiera de los dos modelos, sustituyendo la ecuación (2.25.) en la ecuación (2.18.), se obtiene la siguiente ley para la evolución temporal de la densidad de corriente:

$$J(t) = J_{\infty} [(k_B T / U_0) \ln(t/t_0)]^{-1/\alpha} . \quad (2.26.)$$

Utilizando la definición de ritmo de relajación normalizado instantáneamente, $R = d \ln(J) / d \ln(t)$, se obtiene la siguiente expresión:

$$R = [\alpha \ln(t/t_0)]^{-1} , \quad (2.27.)$$

es decir, R presenta una zona constante en la región de **altas temperaturas**. Seleccionando adecuadamente los parámetros α y t_0 ($\alpha \simeq 1$, $t_0 \simeq 10^{-10}$ s) y tomando un tiempo de observación típico ($t \simeq 10^3$ s), Malozemoff y Fisher han estimado⁴⁷ un valor para la región constante de $R \simeq 3$ %, que coincide en buena medida con los resultados experimentales obtenidos en una gran diversidad de muestras de Y-123 en el rango $20 < T < 80$ K ($R \simeq 2 - 3.5$ %).^{40,48,49,50,51}

c.4. Fórmula de interpolación

Como hemos visto, la dependencia potencial inversa había sido deducida por FGLV en el régimen de altas temperaturas y/o tiempos largos. Es evidente, no obstante, que en las primeras etapas del proceso de relajación la muestra se encuentra muy cerca del estado crítico, por lo que la ley logarítmica del modelo AK de activación térmica de flujo magnético debería seguir siendo válida. Con el ánimo de conectar ambos regímenes, Geshkenbein, Larkin, Feigel'man y Vinokur (GLFV) introducen⁴³ lo que se conoce con el nombre de **fórmula de interpolación**, válida para el proceso completo de evolución temporal de la densidad de corriente (cualquier temperatura, cualquier tiempo de observación):

$$J(t) = J_{c0} [1 + (\alpha k_B T / U_0) \ln(t/t_0)]^{-1/\alpha}. \quad (2.28.)$$

Esta expresión se obtiene introduciendo en la ecuación diferencial (2.18.) la siguiente dependencia $U(J)$:

$$U(J) = (U_0/\alpha)[(J_{c0}/J)^\alpha - 1]. \quad (2.29.)$$

A partir de la ecuación (2.28.) se deduce el siguiente ritmo de relajación normalizado instantáneamente:

$$R = (k_B T)[U_0 + \alpha k_B T \ln(t/t_0)]^{-1}. \quad (2.30.)$$

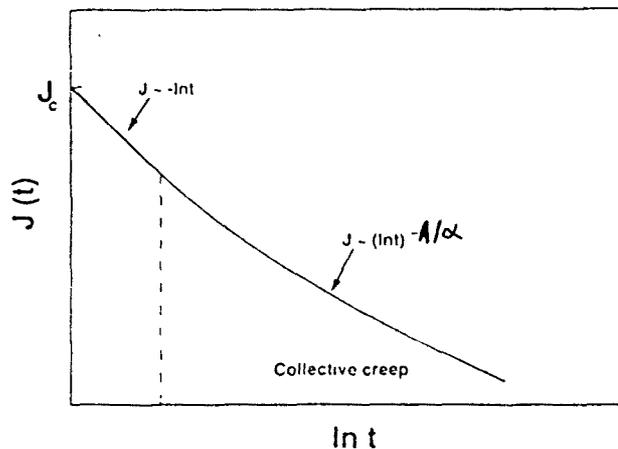


Figura 2.4. Esquema de la evolución temporal de la densidad de corriente en SCAT. En el régimen de *flux creep* colectivo, α varía con la densidad de corriente. (Ref. ⁵².)

La figura 2.4. ilustra esquemáticamente el cambio de dependencia de la evolución temporal de la densidad de corriente, a medida que ésta se va alejando de su valor crítico. La forma precisa de la curva depende de la temperatura de medida.

Es fácil comprobar que la ecuación (2.28.) es una verdadera fórmula de interpolación en el sentido de que a partir de ella se recuperan las expresiones correspondientes a los límites de bajas temperaturas y tiempos cortos y de altas temperaturas y tiempos largos:^{47,53}

- $t < t_{cr}$:

para tiempos cortos comparados con el tiempos de transición t_{cr} , el denominador de la ecuación (2.28.) puede ser desarrollado en serie de potencias hasta primer orden y recuperar así la dependencia logarítmica del modelo de Anderson y Kim. Del mismo modo, a partir de la ecuación (2.30.) se obtiene la dependencia lineal de R con T .

- $t > t_{cr}$:

en el límite de tiempos largos comparados con t_{cr} , el sumando 1 del denominador de la ecuación (2.28.) es despreciable frente al segundo sumando, con lo que se obtiene la ley potencial inversa con $\ln(t)$. A efectos prácticos, dado que la ventana de tiempos de observación está restringida de manera natural, el único medio de acceder al límite de tiempos largos consiste en ir aumentando la temperatura hasta que $t_{cr} = t_0 \exp(U_0/k_B T)$ sea menor que el tiempo de observación. Por ello, el límite de tiempos largos y el límite de altas temperaturas resultan ser equivalentes. También a partir de la ecuación (2.30.) se recupera la expresión del ritmo de relajación normalizado correspondiente a este límite [ecuación (2.27.)].

La validez de la fórmula de interpolación ha sido verificada experimentalmente por varios grupos en diversas muestras de Y-123 (Refs. 54,55,56,57) y Bi-2212,^{52,58} obteniendo distintos valores de α en el rango 0.6 – 1.8.

c.5. Dependencia logarítmica

En 1989, medidas de transporte con densidades de corriente elevadas llevadas a cabo por Zeldov *et al.*⁵⁹ en capas finas epitaxiales de Y-123, para temperaturas cercanas a T_c , con campos magnéticos aplicados entre 0.5 y 6 T, pusieron de manifiesto la existencia de una dependencia $U(J)$ logarítmica:

$$U(J) = U_0 \ln(J_{c0}/J). \quad (2.31.)$$

La existencia de esta dependencia fue atribuida por Zeldov *et al.* al hecho de que, en el régimen de densidades de corriente elevadas, la fuerza de Lorentz sobre los vórtices es muy intensa y se refleja en un movimiento colectivo fuertemente correlacionado donde las energías de atrapamiento individual y los volúmenes y distancias involucrados en los saltos de barreras pueden ser muy distintos de los correspondientes a densidades de corriente pequeñas.

La resolución de la ecuación diferencial temporal para la densidad de corriente [ecuación (2.18.)] conduce a la siguiente función potencial inversa:⁶⁰

$$J(t) = J_{c0} (t/t_0)^{-n}, \quad (2.32.)$$

con $n = k_B T/U_0$, y a una dependencia térmica **aparentemente lineal** del ritmo de relajación normalizado instantáneamente:

$$R = k_B T/U_0. \quad (2.33.)$$

Decimos “aparentemente lineal” porque según GLFV,⁴³ en el régimen de *flux creep* colectivo U_0 presenta una dependencia térmica en el rango de altas temperaturas de la forma $U_0 \propto T^4$, por lo que en realidad R sigue una dependencia T^3 . Esto explicaría que en una gran variedad de muestras (entre ellas, algunas de las nuestras), la dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado presente un máximo seguido de una región decreciente a altas temperaturas. Esta dependencia global ha sido también interpretada por Földeáki *et al.*⁶¹ y por Hagen y Griessen⁶² considerando la existencia de una **distribución de barreras de energía** en el material: en las primera etapas del proceso de relajación, esto es, para valores de J cercanos a J_{c0} , el flujo magnético atrapado por las barreras de energía de menor altura es el causante de dicho proceso; en estados avanzados del proceso, esto es, para valores pequeños de J , sólo quedan las barreras de energía más altas, por lo que el proceso se vuelve más lento. Ambas imágenes son perfectamente compatibles.

La existencia de la función logarítmica ha sido verificada experimentalmente por varios grupos en diversas muestras de Y-123,^{63,64} Bi-2212 (Ref. 58) y La-Sr-Cu-O,⁶⁵ obteniendo distintos valores del exponente n en el rango 0.04 – 0.5.

d. Conclusión

Como conclusión general es importante destacar que la ley logarítmica de relajación magnética resulta válida sólo en la región de temperaturas bajas y en una ventana de tiempos de observación muy limitada ($10 < t < 10^4$ s). En la región de altas temperaturas y para tiempos de observación superiores a los señalados, es inevitable una descripción a partir de una dependencia $U(J)$ no lineal, ya sea en el contexto de la teoría de *flux creep* colectivo, ya en el marco de la teoría del vidrio de vórtices.

Por otro lado, dado que en este trabajo se exponen medidas de relajación de la imanación, y NO de la densidad de corriente superconductor, conviene reescribir la ecuación (2.19.a.), que determina la ley de evolución temporal de J , en términos de M . La expresión que normalmente se utiliza es la siguiente:

$$M(t) = M_0 [1 - R \ln(t/t_0)], \quad (2.34.)$$

donde M_0 es el valor inicial de la imanación y t_0 es el tiempo arbitrario de referencia. En este caso, el ritmo de relajación normalizado R viene directamente definido a partir de la ecuación anterior como

$$R \equiv |d(M/M_0)/d\ln(t)|. \quad (2.35.)$$

El orden de magnitud típico de R es 10^{-2} y, dado que es un parámetro adimensional, puesto que representa una variación relativa de imanación, suele expresarse en %.

Esta definición podría haberse introducido también en el caso de J [ver ecuación (2.20.)], pero vimos que el posible parámetro normalizador, J_{c0} , era una magnitud normalmente inasequible a partir de las propias medidas de relajación, por lo que se introducía el criterio de normalización “instantánea” [ecuación (2.21.)]. En el caso que ahora nos ocupa, nos encontramos con un problema similar: M_0 es el valor inicial de la imanación en el proceso evolutivo, por lo que es experimentalmente inasequible (se necesita un sistema de detección terriblemente rápido, del que carecemos, que mida el primer dato experimental una pequeñísima fracción de segundo después del cambio del campo magnético).

Podemos intentar solventar este problema operando el segundo miembro de la igualdad de la ecuación (2.34.) para obtener la siguiente expresión:

$$M(t) = M_0 + M_0 R \ln(t_0) - M_0 R \ln(t), \quad (2.36.)$$

es decir, una ecuación de la forma $M(t) = a + b \ln(t)$, con $a = M_0 + M_0 R \ln(t_0)$ y $b = -M_0 R$. De esta manera, podrían ajustarse los datos experimentales a una regresión lineal y, a partir de estas expresiones, despejar M_0 y R en términos de los coeficientes de la misma:

$$M_0 = a + b \ln(t_0), \quad R = -b/[a + b \ln(t_0)]. \quad (2.37.)$$

No obstante, estas expresiones contienen también el factor $\ln(t_0)$, donde t_0 es el tiempo arbitrario de referencia cuyo valor exacto se desconoce, lo que dificulta sobremanera su uso. Por este motivo, hemos optado por utilizar tres normalizaciones alternativas de este parámetro:

(1) Ritmo de relajación normalizado por el primer valor de imanación detectado experimentalmente:

$$R \equiv |d(M/M)/d\ln(t)|. \quad (2.38.)$$

(2) Ritmo de relajación normalizado por la ordenada en el origen de la regresión lineal:

$$R \equiv |d(M/a)/d\ln(t)|. \quad (2.39.)$$

Este caso equivale a la definición original de R asumiendo $t_0 = 1$ segundo (de este modo, $M_0 = a$ y $R = -b/a$).

(3) Ritmo de relajación normalizado instantáneamente:

$$R \equiv |d\ln(M)/d\ln(t)|. \quad (2.40.)$$

Es el criterio introducido en el caso de la evolución temporal de J . En este caso, se llevan a cabo regresiones de la forma $\ln(M) = c + d \ln(t)$, donde R es directamente la pendiente de la recta, d .

Estos serán los tres criterios de normalización que utilizaremos en el próximo capítulo para el estudio de la dinámica cuántica en nuestras muestras.

2.2. Descripción de las medidas

Las medidas de relajación magnética realizadas se dividen en dos grupos: medidas $M(t)$ a diversas temperaturas para un campo magnético fijo, y medidas $M(t)$ a una temperatura fija para diversos campos magnéticos.

2.2.1. Medidas $M(t)$ a diversas temperaturas para un campo magnético fijo

En este primer grupo, al que nos referiremos con el nombre de **grupo (1)**, se han seguido dos protocolos basados en los dos procesos de enfriamiento ya descritos: “ZFC + H_a on + $M_{ZFC}(t)$ ” y “FC(H_a) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ ”.

2.2.1.1. ZFC + H_a on + $M_{ZFC}(t)$

El proceso consta de los siguientes pasos:

- En un primer paso, se enfría la muestra hasta la temperatura deseada siguiendo un proceso ZFC.
- Cuando la temperatura se ha estabilizado (recordemos que hay que esperar unos 10 minutos, y que la estabilidad en el régimen de bajas temperaturas es de 0.01 K), se aplica un campo magnético.
- A continuación, el magnetómetro inicia la detección de la evolución temporal de la imanación de la muestra, $M_{ZFC}(t)$, debido a la entrada de flujo magnético en el interior de la misma.

2.2.1.2. $FC(H_a) + H_a \rightarrow 0 + M_r(t)$

Los pasos seguidos en este proceso son los siguientes:

- En primer lugar, se somete la muestra a un proceso FC con un campo magnético aplicado de una cierta intensidad.
- Cuando la temperatura se estabiliza, se suprime el campo y se inicia la detección del proceso de evolución temporal de la imanación remanente, $M_r(t)$, asociado a la salida de flujo magnético de la muestra.

En ambos protocolos, una vez completada la detección, la muestra es calentada por encima de su temperatura de transición superconductor para eliminar el flujo magnético que pudiese quedar atrapado. A continuación, se repite el mismo proceso, con la misma intensidad de campo magnético, pero para una temperatura de medida distinta. La colección de resultados obtenidos dentro de este primer grupo de medidas constituye la base del análisis de la dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado, para una intensidad fija del campo magnético.

La tabla 2.1. recoge para cada muestra investigada (la única muestra donde no se ha realizado este tipo de medidas ha sido Y-123) las intensidades del campo magnético aplicado en cada uno de los protocolos de medidas y los tiempos iniciales invertidos por el magnetómetro para medir el primer punto experimental.

	ZFC + H_a on	FC(H_a) + $H_a \rightarrow 0$	t_i (s)
Tl-2223(p)	50 Oe	3 kOe, 6 kOe	20
Tl-2223(f)	50 Oe, 500 Oe	50 Oe, 500 Oe	20
Tl-2212	1.5 kOe	0.1 kOe	10
(Hg,Tl)-1223	–	3 kOe, 10 kOe	60
(Bi,Pb)-2212	100 Oe	–	20

Tabla 2.1. Campos magnéticos aplicados y tiempos iniciales en las medidas de relajación magnética llevadas a cabo dentro del grupo (I).

En casi todas las medidas realizadas, el campo magnético ha sido aplicado de manera interna, esto es, la corriente inyectada al solenoide superconductor es suministrada por una fuente instalada en el mismo. Las excepciones son tres casos, los procesos “ZFC + $H_a = 50$ Oe + $M_{ZFC}(t)$ ” en Tl-2223(p), “FC($H_a = 100$ Oe) + $H_a \rightarrow 0 + M_r(t)$ ” en Tl-2212 y “ZFC + $H_a = 100$ Oe + $M_{ZFC}(t)$ ” en (Bi,Pb)-2212, en que la corriente es suministrada exteriormente, mediante una fuente de corriente externa conectada a la bobina superconductora. En cualquier caso, la estabilidad del campo es de ± 0.01 Oe. Por otro lado, la ausencia de un posible decaimiento temporal del campo magnético ha sido comprobada midiendo a diversas temperaturas la variación con el tiempo de la imanación del conjunto formado por la pajita de refresco y la cinta adhesiva: la señal resulta ser paramagnética y no se observa relajación a lo largo de un tiempo total de medida superior a 1 hora.

El tiempo que tarda el magnetómetro en registrar el primer punto experimental, t_p , es distinto para cada muestra, puesto que el tiempo necesario para escoger el rango de valores adecuado donde registrar las medidas con la mayor resolución posible depende de cada señal magnética particular. Este tiempo se cronometra manualmente, desde el momento en que se cambia (se aplica o se suprime) el campo magnético hasta el momento en que en el magnetómetro aparece la primera medida registrada, y se suma a todos los tiempos que aparecen en el fichero de datos. Los siguientes puntos experimentales son registrados por el magnetómetro cada 45 segundos [70 segundos en el caso de (Hg,Tl)-1223]. El tiempo total de una medida oscila entre 1 hora y 1 hora y media, aproximadamente.

2.2.2. Medidas $M(t)$ a una temperatura fija para diversos campos magnéticos

En este caso se ha seguido únicamente el protocolo basado en el proceso FC de enfriamiento [protocolo “FC(H_a) + $H_a \rightarrow 0 + M(t)$ ”], ya que en medidas realizadas enfriando la muestra mediante el proceso ZFC, la temperatura de la muestra se desestabiliza, sin causa aparente, aproximadamente a mitad del proceso de relajación magnética, imposibilitando el estudio de dicho proceso. Nos referiremos a este grupo de medidas con el nombre de **grupo (2)**.

De manera similar al grupo anterior de medidas, al final de cada proceso la muestra es calentada por encima de su temperatura de transición superconductor antes de iniciar el proceso de enfriamiento FC con un campo magnético distinto, para la misma temperatura de medida. En todas las medidas realizadas dentro de este grupo, el campo magnético ha sido aplicado exclusivamente de manera externa.

Dado que el objetivo de este grupo de medidas es el estudio de la dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación normalizado en el **régimen cuántico**, todas las muestras han sido enfriadas hasta una temperatura de medida de 2.4 K, excepto (Hg,Tl)-1223, que ha sido enfriada hasta 2.8 K. Es probable que para algunas intensidades del campo magnético esta temperatura no sea lo suficientemente baja como para asegurar que la muestra se encuentra en el régimen cuántico. No obstante, confiamos en que se encuentre en una región del régimen térmico próxima a aquél, de manera que la dependencia con el campo no sea muy distinta de la esperada.

2.3. Resultados experimentales

Como se comentaba en la introducción a este capítulo, la muestra Tl-2223(f) ha sido seleccionada para ilustrar las características generales del proceso de relajación magnética. Con esta finalidad, dentro del grupo (1) de medidas [$M(t)$ a distintas temperaturas, para una intensidad fija del campo magnético] se ha seleccionado una sola temperatura ($T = 2$ K), y dentro del grupo (2) de medidas [$M(t)$ con distintas intensidades del campo magnético, para una temperatura fija] se ha seleccionado una sola intensidad de campo magnético ($H_a = 100$ Oe). En el capítulo 3 veremos que el resto de curvas obtenidas dentro de cada grupo de medidas llevadas a cabo en la muestra Tl-2223(f) presentan el mismo comportamiento que el de las curvas seleccionadas.

Por otro lado, conviene destacar que la muestra utilizada tiene una superficie de 3×4 mm² y un espesor de $1 \mu\text{m}$, y que en todas las medidas realizadas en esta muestra el campo magnético ha sido aplicado perpendicularmente a la superficie del material ($H_a \parallel c$). Medidas llevadas a cabo con el campo magnético aplicado paralelamente a la superficie de la muestra ($H_a \parallel ab$, $H_a = 50, 500$ Oe) detectan variaciones temporales de la imanación comparables a la resolución del magnetómetro, por lo que resulta imposible estudiar el proceso de relajación magnética con esta configuración. Tales variaciones podrían ser debidas a un proceso de atrapamiento intrínseco (*intrinsic pinning*) de vórtices Josephson entre láminas superconductoras.

2.3.1. Grupo (1) de medidas $M(t)$

Las figuras 2.5. y 2.6. muestran respectivamente las curvas $M_{\text{ZFC}}(t)$ y $M_r(t)$ obtenidas para esta muestra a una temperatura de 2 K con un campo magnético de 500 Oe.

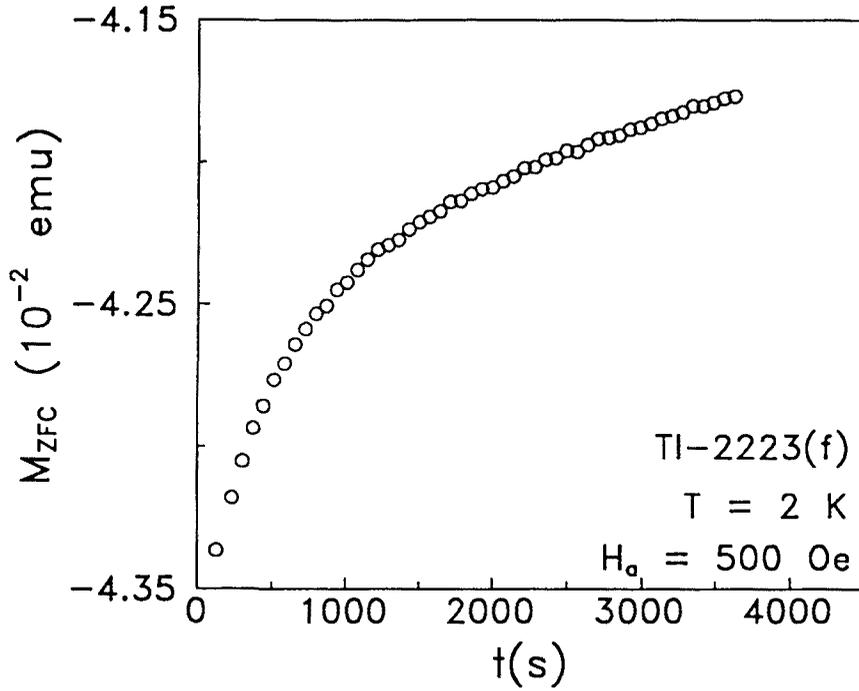


Figura 2.5. Curva de relajación magnética $M_{ZFC}(t)$ obtenida en TI-2223(f) a 2 K. El campo magnético aplicado es $H_a = 500$ Oe.

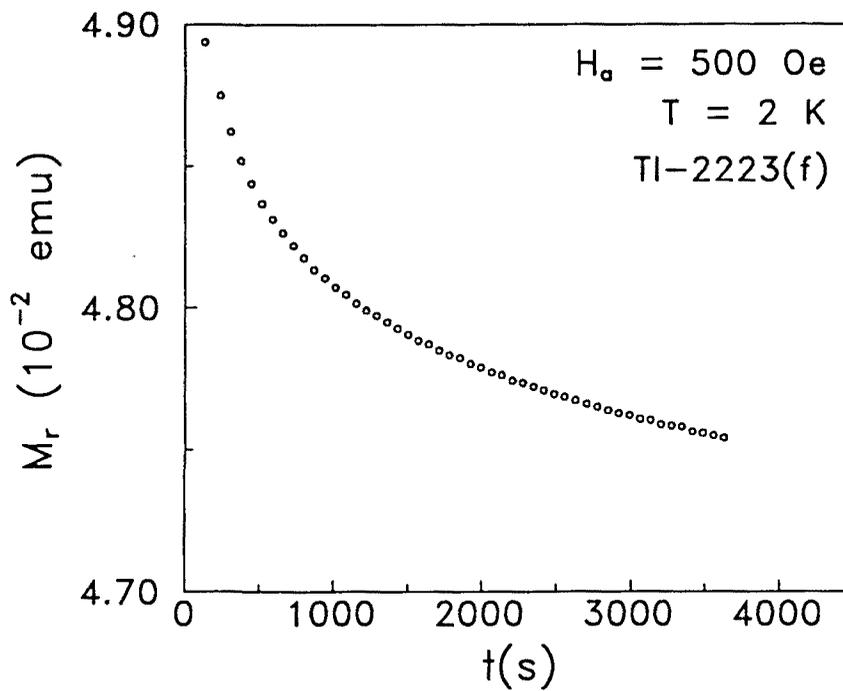


Figura 2.6. Curva $M_r(t)$ obtenida en TI-2223(f) a una temperatura de 2 K con un campo magnético aplicado de 500 Oe.

Las dos curvas muestran una disminución progresiva del valor absoluto de la imanación, siendo ésta negativa en el caso de las curvas $M_{ZFC}(t)$ y positiva en el caso de las curvas $M_r(t)$. Estos comportamientos reflejan la dinámica de flujo magnético que tiene lugar en cada caso:

(1) “ZFC + H_a on + $M_{ZFC}(t)$ ”:

Inicialmente, se lleva la muestra al estado superconductor perfecto (no hay campo aplicado), por lo que la imanación exhibe un valor negativo. A continuación se aplica el campo magnético y, a través de la medida $M_{ZFC}(t)$, se detecta la penetración de líneas de flujo dentro del material. La densidad de líneas aumenta progresivamente con el tiempo, por lo que la contribución diamagnética de la imanación debida a la región superconductora va disminuyendo, haciendo que la imanación total sea cada vez menos negativa.

(2) “FC + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ ”:

En un primer paso, se lleva la muestra al estado superconductor mixto habiendo aplicado un campo magnético en el estado normal. Esto hace que, para la intensidad de campo magnético aplicado, la densidad de líneas de flujo en el material sea tan elevada que la imanación presente un valor positivo. Tras suprimir el campo, la medida $M_r(t)$ detecta la salida de líneas de flujo fuera de la muestra. A medida que pasa el tiempo, la densidad de líneas de flujo es cada vez menor, por lo que la contribución diamagnética de la región superconductora va en aumento. Esto hace que la imanación total sea cada vez menos positiva.

En las figuras 2.7. y 2.8. (página siguiente) se muestran respectivamente los datos de las figuras 2.5. y 2.6. representando la **imanación en función del logaritmo del tiempo** expresado en segundos: $M_{ZFC}[\ln(t)]$ y $M_r[\ln(t)]$. Ambas curvas exhiben las dos características que, como veremos, se reproducen en la mayoría de muestras, para los diversos campos magnéticos aplicados: una **clara dependencia lineal a lo largo de toda la ventana temporal investigada**, excepto en una corta región inicial donde los datos presentan una ligera curvatura. Como ya se mencionó en la sección teórica, esta región transitoria inicial corresponde a una reconfiguración de la distribución inhomogénea de flujo magnético creada al cambiar bruscamente (aplicar o suprimir) el campo magnético.³⁹ Dicha reconfiguración tiene lugar durante un tiempo que varía de una muestra a otra, pero que suele ser inferior a unos 200 segundos.

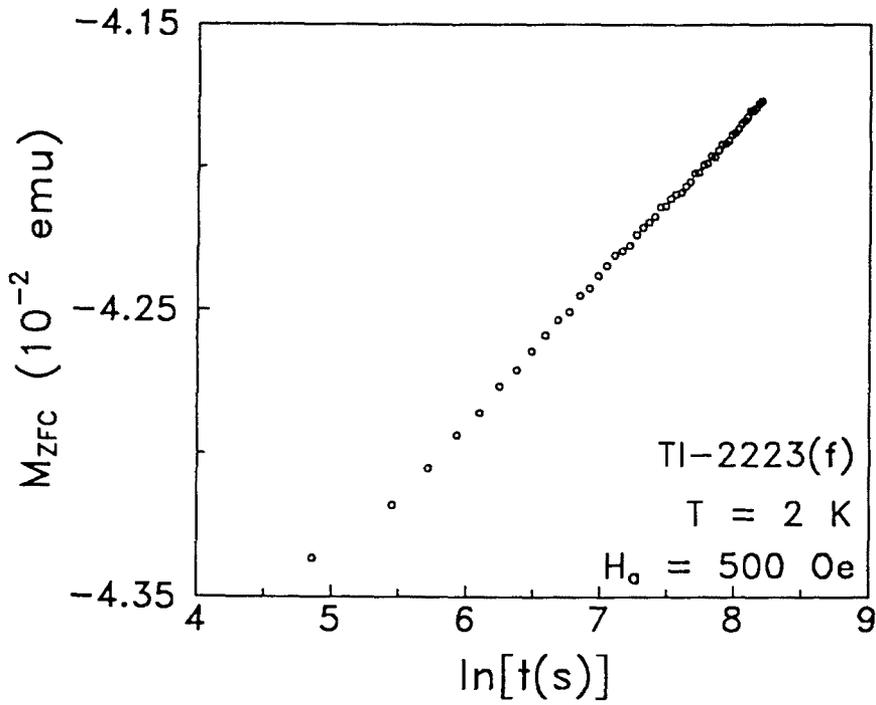


Figura 2.7. Curva de relajación magnética a 2 K obtenida en TI-2223(f), representada de la forma $M_{zfc}[\ln(t)]$. El campo magnético aplicado es de 500 Oe.

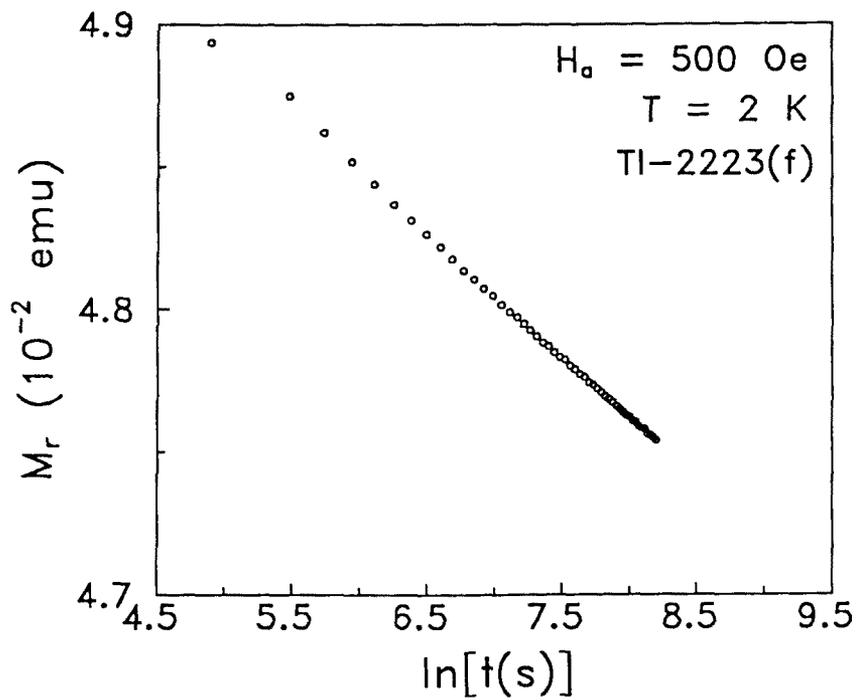


Figura 2.8. Curva $M_r[\ln(t)]$ para TI-2223(f) obtenida a una temperatura de 2 K con un campo magnético de 500 Oe.

Después de esta etapa inicial, el material entra de lleno en el proceso efectivo de relajación magnética. Como ya sabemos, en esta etapa, las líneas de flujo se desplazan hacia posiciones energéticas cada vez más favorables, bien saltando por activación térmica las barreras de energía que separan dichas posiciones, bien pasando por efecto túnel a través de ellas. Sabemos también que, si bien la relajación logarítmica se obtiene teóricamente sólo a partir de la dependencia más sencilla de las barreras de energía con la densidad de corriente [modelo de Anderson-Kim con $U(J)$ lineal], la ley de relajación obtenida a partir de cualquier otro modelo con mayor contenido físico [dependencia $U(J)$ potencial directa, potencial inversa, logarítmica, ...] se reduce a la ley logarítmica en el régimen de **bajas temperaturas y tiempos de observación cortos y moderados**. Los resultados experimentales que se muestran en las figuras 2.7. y 2.8. confirman este hecho.

Por último, en todas las curvas la dependencia lineal se mantiene claramente hasta tiempos de medida del orden de 4000 segundos. Esto significa que el **régimen de tiempos largos** al que se hacía referencia en la sección teórica, en que las curvas pasan del comportamiento logarítmico a un comportamiento exponencial, se encuentra por encima del máximo tiempo de observación investigado. No obstante, es muy difícil llevar a cabo en nuestro equipo experimental medidas con una duración total superior a una hora y media, puesto que por encima de este tiempo tanto el campo magnético como la temperatura tienden a desestabilizarse.

Al final de la sección teórica se presentaron los tres criterios de normalización que se utilizarán en el próximo capítulo para analizar los datos de relajación en las diversas muestras. Recordemos que el tercero de estos criterios, la normalización instantánea, requiere la representación de los datos experimentales con $\ln(M)$ en función de $\ln(t)$, y el posterior ajuste de los mismos a una regresión lineal. Por este motivo, en la figura 2.9. se muestran los datos que hemos ido comentando en este apartado, con $\ln|M(\text{emu})|$ en función de $\ln[t(\text{s})]$ para los dos protocolos de medida (la curva superior corresponde a M_r y la inferior a M_{zFC}). Existe una gran similitud entre esta representación y la correspondiente a las figuras 2.7. y 2.8., M en función de $\ln[t(\text{s})]$: en ambos casos, aparece la región inicial ligeramente curvada, hasta un tiempo que oscila entre 500 y 800 segundos, seguida de la dependencia lineal que se mantiene hasta el último tiempo de observación. El ajuste de ambas dependencias a sendas regresiones lineales arroja coeficientes de correlación muy similares, lo

que hace verdaderamente difícil discernir si los datos experimentales siguen una ley logarítmica, $M_r \propto \ln(t)$, o bien una ley potencial, $M_r \propto t^n$ [$\ln(M) = c + d \ln(t)$ no es más que una representación alternativa de esta ley]. Tal dificultad, sin embargo, puede entenderse recordando que, en las primeras etapas del proceso de relajación (esto es, para tiempos de observación moderados), la ley potencial se reduce a la ley logarítmica [ecuación (2.16.)], por lo que los ajustes con ambas leyes deben ser, y de hecho son, muy similares.

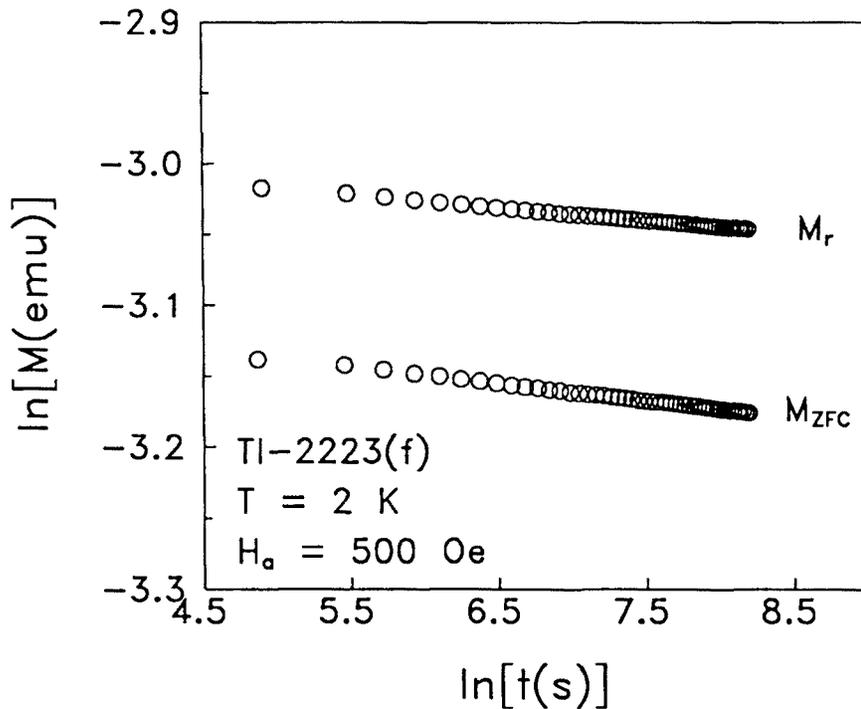


Figura 2.9. Representación de los datos obtenidos en TI-2223(f) dentro del grupo (1) de medidas para $T = 2$ K, con $\ln[M(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(\text{s})]$. Las curvas superior e inferior corresponden respectivamente a M_r y M_{ZFC} .

2.3.2. Grupo (2) de medidas $M(t)$

La figura 2.10. muestra la curva de relajación magnética $M_r(t)$ obtenida a una temperatura de 2.4 K dentro de este grupo, después de someter a la muestra TI-2223(f) a un proceso FC con campo magnético aplicado de 100 Oe. La curva es muy similar a la presentada en la figura 2.6., correspondiente al grupo (1) de medidas: la imanación presenta un valor positivo que decrece a medida que avanza el tiempo de medida, lo que refleja la salida del flujo magnético creado en la muestra durante el proceso FC.

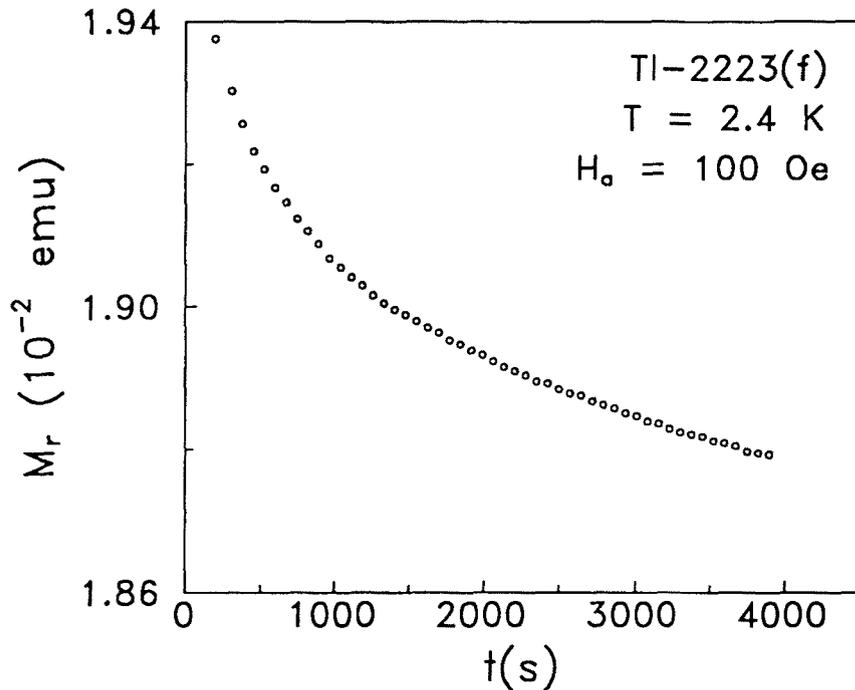


Figura 2.10. Curva de relajación magnética para Tl-2223(f) obtenida con un campo magnético de 100 Oe. La temperatura de medida es 2.4 K.

Los mismos datos experimentales, representando M_r y $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(\text{s})]$, aparecen en las figuras 2.11. y 2.12., respectivamente. Como sucedía con las medidas del grupo (1) expuestas en el apartado anterior, las dos representaciones son muy parecidas, por lo que vuelve a ser imposible decantarse por una de ellas. Las características generales son similares a las mostradas en las anteriores figuras y, como tendremos ocasión de comprobar, reproducen las observadas en el resto de muestras: una región inicial en que la imanación y el logaritmo de la imanación exhiben una dependencia no lineal con el logaritmo del tiempo, seguida de una región caracterizada por un comportamiento lineal que se extiende hasta el máximo valor del tiempo de observación. La curvatura inicial varía de una muestra a otra, pero normalmente el tiempo máximo hasta el cual se extiende es inferior a 800 segundos. La interpretación que se le puede atribuir es la misma que se ha argumentado con anterioridad: el material se encuentra en una etapa transitoria de reconfiguración de la distribución inhomogénea de flujo magnético creada al suprimir bruscamente el campo magnético antes de iniciar la detección del proceso de relajación.

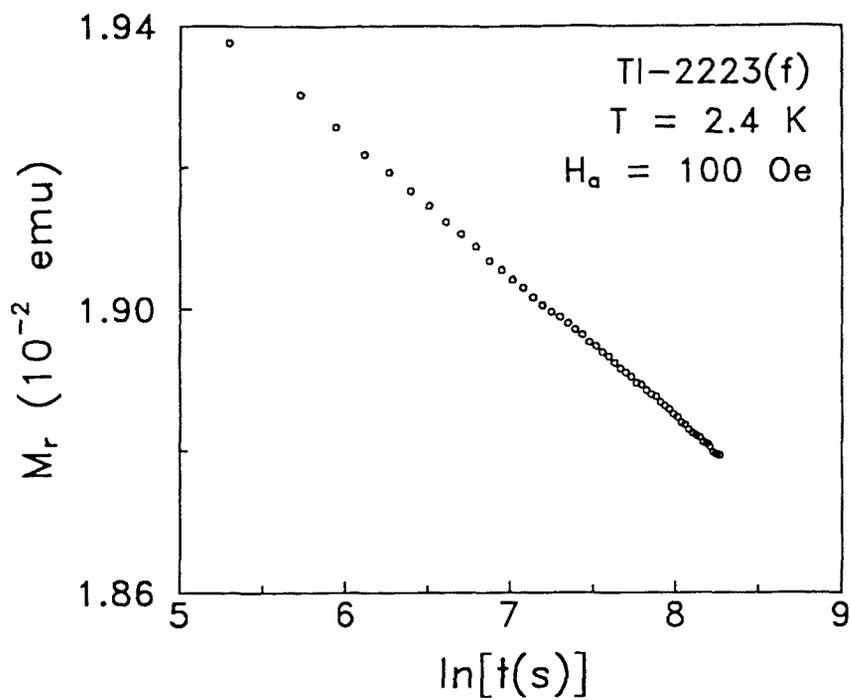


Figura 2.11. Representación $M_r[\ln(t)]$ de la curva de la figura anterior. El tiempo se expresa en segundos.

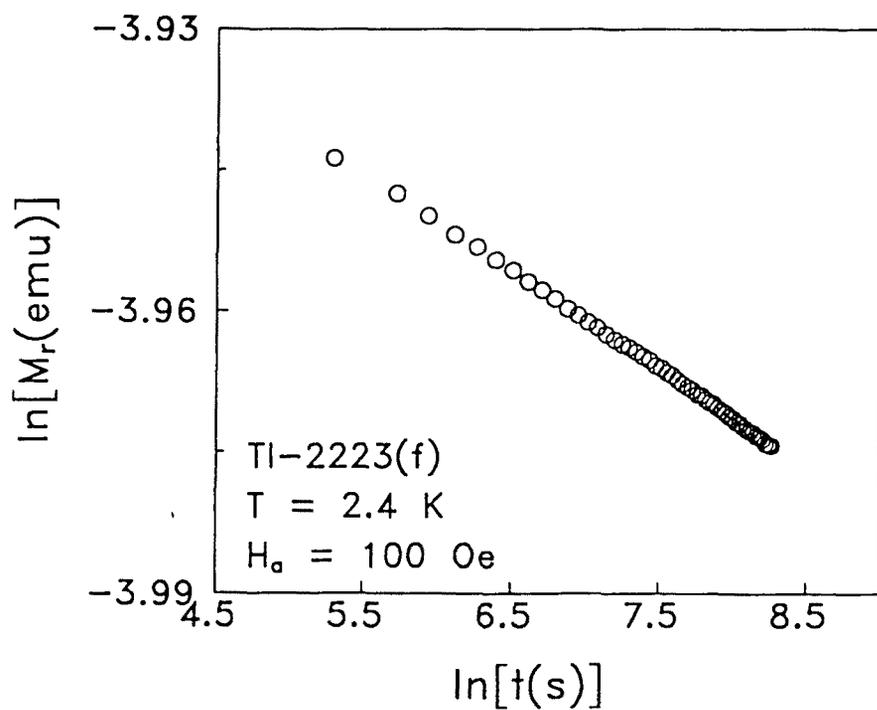


Figura 2.12. Representación de los datos de la figura 2.10. con $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(s)]$.

Referencias

- ¹ C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 250.
- ² C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36** (1964) 31.
- ³ J. Friedel, P. G. de Gennes y J. Matricón, *Appl. Phys. Lett.* **2** (1963) 119.
- ⁴ Y. B. Kim, C. F. Hempstead y A. R. Strnad, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 306.
- ⁵ Y. B. Kim, C. F. Hempstead y A. R. Strnad, *Phys. Rev.* **129** (1963) 528.
- ⁶ W. A. Fietz, M. R. Beasley, J. Silcox y W. W. Webb, *Phys. Rev.* **136** (1964) A335.
- ⁷ D. E. Farrell, B. S. Chandrasekhar, M. R. DeGuire, M. M. Fang, V. G. Kogan, J. R. Clem y D. K. Finnemore, *Phys. Rev. B* **36** (1987) 4025.
- ⁸ S. Senoussi, M. Oussena, G. Collin y I. A. Campbell, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 9792.
- ⁹ G. Ravi Kumar y P. Chaddah, *Phys. Rev. B* **39** (1989) 4704.
- ¹⁰ A. I. Larkin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **58** (1970) 1466 [*Sov. Phys. JETP* **31** (1970) 784].
- ¹¹ P. H. Kes, *Physica C* **153-155** (1988) 1121.
- ¹² M. Tinkham, *Helvetica Phys. Acta* **61** (1988) 443.
- ¹³ A. M. Campbell y J. E. Evetts, *Adv. Phys.* **21** (1972) 199.
- ¹⁴ E. V. Thuneberg, J. Kurkijärvi y D. Rainer, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1853.
- ¹⁵ E. V. Thuneberg, J. Kurkijärvi y D. Rainer, *Phys. Rev. B* **29** (1984) 3913.
- ¹⁶ A. I. Larkin y Yu. N. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* **34** (1979) 409.
- ¹⁷ A. I. Larkin y Yu. N. Ovchinnikov, *Sov. Phys. JETP* **38** (1974) 854.
- ¹⁸ C. J. van der Beek y P. H. Kes, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 13032.
- ¹⁹ E. M. Chudnovsky, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 3060.
- ²⁰ C. A. Murray, P. L. Gammel, D. J. Bishop, D. B. Mitzi y A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2312.

-
- ²¹ P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 309.
- ²² Y. B. Kim, C. F. Hempstead y A. R. Strnad, *Phys. Rev.* **131** (1963) 2486.
- ²³ P. W. Anderson y Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36** (1964) 39.
- ²⁴ P. DeFeo y G. Sacerdoti, *Phys. Lett.* **2** (1962) 264.
- ²⁵ M. R. Beasley, R. Labusch y W. W. Webb, *Phys. Rev.* **181** (1969) 682.
- ²⁶ W. A. Fietz y W. W. Webb, *Phys. Rev.* **178** (1969) 657.
- ²⁷ K. A. Müller, M. Takashige y J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1143.
- ²⁸ R. V. Chamberlin, G. Mozurkewich y R. Obach, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 867; *ibid.* **53** (1984) 1025.
- ²⁹ C. Ebner y A. Stroud, *Phys. Rev. B* **31** (1985) 165.
- ³⁰ C. Giovannella, G. Collin, P. Rouault e I. A. Campbell, *Europhys. Lett.* **4** (1987) 109.
- ³¹ A. C. Mota, A. Pollini, P. Visani, K. A. Müller y J. G. Bednorz, *Phys. Rev. B* **36** (1987) 4011.
- ³² M. Tuominen, A. M. Goldman y M. L. Mecartney, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 548.
- ³³ Y. Yeshurun y A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 2202.
- ³⁴ P. L. Gammel, D. J. Bishop, G. J. Dolan, J. R. Kwo, C. A. Murray, L. F. Scheenemeyer y J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2592.
- ³⁵ T. R. Dinger, T. K. Worthington, W. J. Gallagher y R. L. Sandstrom, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2687.
- ³⁶ M. R. Spiegel, *Manual de Fórmulas y Tablas Matemáticas*, Serie Schaum, (McGraw-Hill, Méjico 1986), pág. 111.
- ³⁷ M. E. McHenry, M. P. Maley, E. L. Venturini y D. L. Ginley, *Phys. Rev. B* **39** (1989) 4784.
- ³⁸ M. Tuominen, A. M. Goldman y M. L. Mecartney, *Physica C* **153-155**, 324 (1988).
- ³⁹ C. Rossel y P. Chaudhari, *Physica C* **153-155** (1988) 306.
- ⁴⁰ Y. Xu, M. Suenaga, A. R. Moodenbaugh y D. O. Welch, *Phys. Rev. B* **40** (1989) 10882.
- ⁴¹ R. Griessen, *Physica C* **172** (1991) 441.
- ⁴² M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 2303.

-
- ⁴³ V. Geshkenbein, A. Larkin, M. Feigel'man y V. Vinokur, *Physica C* **162-164** (1989) 239.
- ⁴⁴ M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1415.
- ⁴⁵ D. S. Fisher, M. P. A. Fisher y D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 130.
- ⁴⁶ T. Nattermann, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2454.
- ⁴⁷ A. P. Malozemoff y M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 6784.
- ⁴⁸ I. A. Campbell, L. Fruchter y R. Cabanel, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 1561.
- ⁴⁹ L. Civale, A. D. Marwick, M. W. McElfresh, T. K. Worthington, A. P. Malozemoff, F. Holtzberg, J. R. Thompson y M. A. Kirk, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1164.
- ⁵⁰ J. Z. Sun, C. B. Eom, B. Lairson, J. C. Bravman y T. H. Geballe, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 3002.
- ⁵¹ G. M. Stollman, B. Dam, J. H. P. M. Emmen y J. Pankert, *Physica C* **159** (1989) 854.
- ⁵² D. Shi y M. Xu, *Phys. Rev. B* **44** (1991) 4548.
- ⁵³ M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 6263.
- ⁵⁴ J. R. Thompson, Y. R. Sun y F. Holtzberg, *Phys. Rev. B* **44** (1991) 458.
- ⁵⁵ J. R. Thompson, Y. R. Sun, A. P. Malozemoff, D. K. Christen, H. R. Kerchner, J. G. Ossandon, A. D. Marwick y F. Holtzberg, *Appl. Phys. Lett.* **59** (1991) 2612.
- ⁵⁶ L. Gao, Y. Y. Xue, P. H. Hor y C. W. Chu, *Physica C* **177** (1991) 438.
- ⁵⁷ Y. Y. Xue, L. Gao, Y. T. Ren, W. C. Chan, P. H. Hor y C. W. Chu, *Phys. Rev. B* **44** (1991) 12029.
- ⁵⁸ P. Svedlindh, C. Rossel, K. Niskanen, P. Norling, P. Nordblad, L. Lundgren y G. V. Chandrasekhar, *Physica C* **176** (1991) 336.
- ⁵⁹ E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, R. J. Gambino y M. W. McElfresh, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 3093.
- ⁶⁰ V. M. Vinokur, M. V. Feigel'man y V. B. Geshkenbein, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 915; H. G. Schnack y R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2706; V. M. Vinokur y V. B. Geshkenbein, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1991) 2707.
- ⁶¹ M. Földeáki, M. E. McHenry y R. C. O'Handley, *Phys. Rev. B* **39** (1989) 2883 y 11475.
- ⁶² C. W. Hagen y R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 2857.
- ⁶³ B. M. Lairson, J. Z. Sun, J. C. Bravman y T. H. Geballe, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 1008.

⁶⁴ M. P. Maley, J. O. Willis, H. Lessure y M. E. McHenry, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 2639.

⁶⁵ M. E. McHenry, S. Simizu, H. Lessure, M. P. Maley, Y. C. Coulter, I. Tanaka y H. Kojima, *Phys. Rev. B* **44** (1991) 7614.

3. Dinámica cuántica de vórtices intragranulares

3.0. Introducción

Este capítulo se ocupa del objetivo central de esta tesis: el estudio de la dinámica cuántica de vórtices intragranulares en las distintas muestras basadas en talio, mercurio, itrio y bismuto. En concreto, las propiedades analizadas son la dimensionalidad del proceso de *creep* a bajas temperaturas y la dependencia con el campo magnético y con la temperatura del mismo. En la primera de estas dependencias no se ha incluido la muestra (Bi,Pb)-2212, mientras que en la segunda es Y-123 la muestra que no ha sido investigada. Las razones de estas exclusiones son puramente circunstanciales (en el momento de llevar a cabo cada una de las medidas mencionadas no disponíamos de estas muestras).

La organización del capítulo es la siguiente. En la sección 3.1. se presentan los fundamentos teóricos que luego serán utilizados en la discusión de los resultados experimentales. Dentro de esta sección, el apartado 3.1.1. se ocupa de la dimensionalidad de las fluctuaciones térmicas, *pinning* y *creep* en SCAT, prestando especial atención al campo de transición dimensional a bajas temperaturas y a la determinación experimental del parámetro de anisotropía. En el apartado 3.1.2. se expone la teoría del movimiento cuántico de vórtices, incluyendo un breve repaso a los antecedentes históricos: se deducen las expresiones del ritmo de relajación normalizado en los distintos límites disipativos, se presenta la asistencia térmica del mismo a temperaturas finitas, se determina la temperatura de transición del régimen térmico al cuántico y se discute la posibilidad del fenómeno de autocalentamiento. En las secciones 3.2. y 3.3. se presentan y analizan en el marco de estos fundamentos teóricos la dependencia con el campo magnético y con la temperatura, respectivamente, del ritmo de relajación normalizado, poniendo especial énfasis en la determinación del campo de transición dimensional y del parámetro de anisotropía (sección 3.2.) y de la temperatura de transición (sección 3.3.) de cada material, así como en la comparación de los ritmos de relajación normalizados con las estimaciones teóricas.

3.1. Fundamentos teóricos

3.1.1. Dimensionalidad de fluctuaciones térmicas, *pinning* y *creep* en SCAT

En este apartado se analiza la dimensionalidad de las fluctuaciones de la red de vórtices y de los fenómenos de *pinning* y *creep* en SCAT, así como la influencia que la interacción Josephson entre láminas tiene sobre dicha dimensionalidad. Estas propiedades han sido estudiadas en SCAT laminares por Vinokur, Kes y Koshchev (VKK)¹ y Feigel'man, Geshkenbein y Larkin (FGL)² en el marco de la teoría de atrapamiento colectivo débil (ACD). En este apartado nos centraremos en el análisis de VKK puesto que nos parece mucho más completo que el llevado a cabo por FGL. Como en seguida veremos, en una misma región del diagrama de fases campo-temperatura, las dimensionalidades de las fluctuaciones térmicas, *pinning* y *creep* de los vórtices dependen del valor de una longitud característica cuyo significado es distinto para cada propiedad. Por ello, dichas dimensionalidades son por lo general distintas entre sí, lo que se refleja en la diversificación del diagrama en multitud de regiones.

3.1.1.1. Dimensionalidad de las fluctuaciones térmicas. Campo de transición H_{3D-2D}

En su análisis de la dimensionalidad de las fluctuaciones térmicas, VKK empiezan¹ calculando la energía elástica asociada a la interacción Josephson mediante el desarrollo de la parte dependiente de la fase del parámetro de orden en la energía libre de Ginzburg-Landau para un SCAT laminar en potencias del desplazamiento de los vórtices respecto a sus posiciones de equilibrio, u . Cuando el desplazamiento de un vórtice, u , es mayor que la longitud Josephson efectiva $\Lambda \equiv \gamma d$, donde γ es el parámetro de anisotropía y d es la distancia

interlaminar, la principal contribución a la energía elástica es debida a vórtices 2D en láminas desacopladas. En el caso opuesto, $u < \Lambda$, el término dominante es la interacción entre vórtices en láminas distintas. A partir de la energía elástica, VKK calculan la fluctuación cuadrática media en el desplazamiento:

$$\langle u^2 \rangle^{1/2} = (k_B T / 2\pi C_{66}) \ln(r_{3D}/a_0), \quad (3.1.)$$

donde $C_{66} = (\Phi_0 B d) / (16\pi\lambda^2)$ es el módulo o coeficiente de cizalladura de la red, y $r_{3D} \equiv (\Lambda a_0)^{1/2}$ ($a_0 < r_{3D} < \Lambda$). De este modo, la fluctuación es de naturaleza bidimensional cuando $a_0 < r_{3D}$ o, teniendo en cuenta la definición de r_{3D} , cuando $a_0 < \Lambda$, esto es, cuando la interacción Josephson entre dos vórtices en distintas láminas pierde importancia en relación con la separación dentro de una misma lámina. Esto se traduce en un valor característico para el campo magnético de transición dimensional:

$$H_{3D-2D} \simeq \Phi_0 / \Lambda^2. \quad (3.2.)$$

Para campos superiores a H_{3D-2D} , la interacción entre vórtices 2D dentro de una lámina es más intensa que el acoplamiento con los vórtices situados en láminas vecinas, es decir, es energéticamente favorable que los vórtices pertenecientes a láminas adyacentes se encuentren desacoplados. En este caso, las fluctuaciones son de naturaleza 2D y se encuentran confinadas en cada lámina superconductora. Para campos inferiores a H_{3D-2D} , se da la situación opuesta, por lo que las fluctuaciones son de naturaleza 3D. En el subapartado 3.1.1.3. tendremos oportunidad de ver que H_{3D-2D} cobra un sentido adicional como campo de transición en la dimensionalidad del *pinning* de vórtices a **bajas temperaturas**.

A través de la ecuación (3.2.), H_{3D-2D} es inversamente proporcional al parámetro de anisotropía, por lo que cuanto mayor sea éste, menor será H_{3D-2D} y, por consiguiente, mayor será el rango de valores del campo magnético en el cual el atrapamiento y las fluctuaciones térmicas presentan un comportamiento 2D. Por consiguiente, para tener una idea del valor del campo de transición dimensional en cada una de las muestras investigadas debemos conocer el valor del parámetro de anisotropía correspondiente. En este sentido, en el próximo subapartado se presentan valores hallados en la bibliografía para los SCAT más conocidos y se discuten las diversas técnicas experimentales que conducen a la determinación de γ .

3.1.1.2. Determinación experimental del parámetro de anisotropía

Como vimos en el primer capítulo, γ es expresable en función de distintos parámetros superconductores (fundamentalmente ξ , λ , H_{c1} o H_{c2}), lo que da lugar a un amplio abanico de métodos experimentales para su determinación: determinación del campo crítico superior mediante medidas de resistividad, resistencia eléctrica, magnetoresistencia, imanación d.c. y susceptibilidad a.c.; medidas de magnetometría de torsión; determinación del campo crítico inferior mediante medidas d.c. de imanación; determinación de λ mediante medidas d.c. de imanación, rotación de espín muónico (μ^+ SR) y decoración Bitter con partículas magnéticas, ... Esto se traduce en una gran dispersión de valores del parámetro de anisotropía de un sistema concreto, en función sobre todo de la forma y geometría de la muestra. A continuación se exponen brevemente las técnicas más utilizadas para la determinación experimental del parámetro de anisotropía, haciendo hincapié en las ventajas e inconvenientes de cada una.

a. Determinación de H_{c2}

Los elevados valores que presentan los SCAT para el campo crítico superior a bajas temperaturas (del orden de 100 T) no permiten, salvo en contadas excepciones,^{3,4} la determinación **directa** de dicha propiedad, debido a las dificultades que la generación de campos magnéticos tan intensos entraña [el campo magnético más intenso normalmente generado es de 24 T, mediante bobinas Bitter; las excepciones consisten en la generación en un tiempo de microsegundos de campos magnéticos pulsados incluso superiores ¡a 100 T! (Ref. 4)]. De este modo, el método utilizado con mayor frecuencia es la determinación **indirecta** de $H_{c2}(0)$ mediante medidas de resistividad, resistencia eléctrica o magnetoresistencia, con el campo magnético aplicado alternativamente en el plano *ab* y a lo largo de la dirección *c*.

En los tres tipos de medidas (que se encuentran íntimamente relacionadas, muchas veces mediante métodos numéricos⁵) se estudia, bien la dependencia de la propiedad elegida con la temperatura para un valor fijado del campo magnético, bien la dependencia con la intensidad de campo magnético para una temperatura fijada. En ambos casos, se debe definir un criterio para determinar el campo crítico superior a partir de las curvas experimentalmente

obtenidas, y ahí es donde empieza el desacuerdo entre autores. Los criterios utilizados con mayor frecuencia en las medidas de dependencia con la temperatura para un valor fijado del campo magnético son los siguientes: temperatura a la cual la magnitud resistiva se anula; temperatura correspondiente al punto medio de la transición resistiva del estado normal al estado superconductor; extrapolación a cero del comportamiento lineal de la magnitud resistiva en el estado normal; temperatura para la cual $\rho(T)/\rho_N(T) = 10, 20, 30, 50, 70$ ó 90% , siendo $\rho(T)$ la resistencia correspondiente a dicha temperatura y $\rho_N(T)$ la resistencia resultante de la extrapolación hasta dicha temperatura del comportamiento lineal de la resistencia en el estado normal. Los criterios utilizados en las medidas de dependencia con el campo magnético a una determinada temperatura son muy similares a los anteriores.

Varios son los problemas, sin embargo, que complican la correcta determinación del campo crítico superior mediante los criterios descritos a partir de medidas resistivas y de susceptibilidad a.c. y que, por tanto, ponen en entredicho la validez de dichas técnicas para reflejar la anisotropía de propiedades superconductoras fundamentales:

(1) Malozemoff *et al.*⁶ sugieren que el ensachamiento de la transición resistiva en función de la temperatura a medida que aumenta la intensidad de campo magnético, con el consiguiente desplazamiento hacia temperaturas inferiores del punto de resistencia nula, debe interpretarse como un efecto de resistencia debida al fenómeno de *flux-flow*. En la mayoría de casos se observa que el ensanchamiento de la transición resistiva tiene lugar para $\rho(T)/\rho_N(T) < 50 \%$, de manera que los resultados obtenidos mediante criterios asociados a dicho rango de valores están seriamente influenciados por el fenómeno de *flux-flow*.

(2) Por otro lado, la determinación de H_{c2} a partir del punto de inicio de la transición resistiva [por ejemplo, mediante el criterio $\rho(T)/\rho_N(T) = 90 \%$] adolece de problemas asociados a la importancia de las fluctuaciones de las propiedades superconductoras cerca de T_c , cuya dependencia con el campo no se conoce con exactitud.⁷

De todo lo anterior se desprende que los criterios más fiables son los asociados al rango resistivo intermedio, $50 \% < \rho(T)/\rho_N(T) < 90 \%$.

b. Magnetometría de torsión

En contraposición a todos estos problemas asociados a las medidas de carácter resistivo, la técnica experimental que refleja de manera más directa la anisotropía intrínseca de los SCAT es la magnetometría de torsión. Esta técnica se basa en el peculiar estado mixto de los SCAT analizado en el subapartado 1.1.3.2.: cuando el campo magnético no se encuentra aplicado según una de las direcciones cristalográficas principales, la imanación presenta una componente normal al campo. El módulo del producto vectorial de dicha componente por el campo magnético recibe el nombre de momento de torsión, τ , y es la magnitud que se detecta experimentalmente para distintas orientaciones θ del campo magnético respecto a la dirección c .

Cabe señalar que este tipo de medidas debe realizarse a temperaturas próximas a T_c y con campos magnéticos intensos, donde la imanación es lo suficientemente reversible como para asegurar que el momento de torsión medido no es originado por flujo magnético atrapado. Los datos experimentales se ajustan entonces a un modelo teórico desarrollado por Kogan⁸ para superconductores anisótropos, basado en las ecuaciones de London y válido para el rango $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$, donde γ y H_{c2} a lo largo del eje c son parámetros del ajuste.

Este sistema de medida, sin embargo, adolece también de varios problemas que pueden dar lugar a una determinación incorrecta del parámetro de anisotropía:

- (1) Zonas con distintas orientaciones de granos en capas finas con una supuesta orientación total de granos en la dirección c , o la presencia de desalineaciones microestructurales en supuestos monocristales, así como una resolución angular insuficiente de la técnica experimental, pueden conducir a una infravaloración del parámetro de anisotropía.
- (2) El ajuste de los datos experimentales no depende sólo de γ , sino también de H_{c2} , parámetro que no tiene una determinación experimental independiente.
- (3) En el caso de los SCAT basados en bismuto y en talio, como consecuencia de la interacción Josephson entre las láminas de óxido de cobre y del atrapamiento intrínseco de vórtices Josephson entre éstas, el ajuste de los

puntos correspondientes a orientaciones del campo magnético próximas al plano ab suele ser deficiente. Esto pone en entredicho la aplicabilidad del modelo anisótropo de Kogan para deducir el parámetro de anisotropía de los superconductores de bismuto y talio.^{9,10,11}

Relacionado con la magnetometría de torsión, se encuentra un método desarrollado por Tuominen *et al.*¹⁰ consistente en la determinación del parámetro de anisotropía, de manera totalmente independiente de cualquier otro parámetro, a partir de la medida directa mediante magnetometría d.c. de las componentes transversal y longitudinal de la imanación propias del estado mixto de los superconductores anisótropos. Las expresiones que reflejan la dependencia de dichas componentes con la temperatura, el campo magnético y el ángulo que éste forma con la dirección c , han sido calculadas por Kogan, Fang y Mitra (KFM)¹² para un superconductor anisótropo uniaxial, utilizando la teoría anisotrópica 3D de London. El cociente entre las dos componentes conduce a una expresión en que las cantidades con una dependencia térmica indeterminada o desconocida han desaparecido, y el único parámetro es el parámetro de anisotropía, γ .

De este modo, la medida directa de las dos componentes de la imanación para distintas orientaciones del campo magnético aplicado y a una temperatura fijada, y el posterior ajuste de los datos experimentales, permite obtener el parámetro de anisotropía unívocamente. El principal problema que se puede plantear es el mencionado en el punto (3) de la lista de inconvenientes presentados por la magnetometría de torsión: en SCAT extremadamente anisótropos, el modelo 3D de Kogan no reproduce de manera adecuada los datos experimentales obtenidos con el campo magnético formando un ángulo muy próximo al plano ab , de manera que se puede producir una determinación incorrecta de γ .

c. Determinación de H_{c1}

Otro sistema de obtención experimental del parámetro de anisotropía fundamental consiste en la determinación del campo crítico inferior, H_{c1} , a partir de medidas de imanación d.c. en monocristales con el campo magnético aplicado paralela y perpendicularmente a los planos de óxido de cobre. El método más común consiste en estudiar la curva de primera imanación y determinar H_{c1} a partir del punto de pérdida del comportamiento lineal $M(H)$

que caracteriza el efecto Meissner del superconductor. Tras corregir los efectos desimadores introducidos por la geometría de la muestra, el cociente entre el valor obtenido con el campo magnético aplicado según la dirección c , $H_{c1,c}$, y el valor obtenido con el campo magnético aplicado paralelamente al plano ab , $H_{c1,ab}$, determina el parámetro de anisotropía fundamental, γ . Los valores así determinados suelen ser, sin embargo, menores que los obtenidos mediante métodos resistivos o mediante magnetometría de torsión. Kogan¹³ sugiere algunos motivos para explicar esta discrepancia:

- (1) Pudiera ser que el monocristal tuviera defectos planares paralelos al eje c , que permitieran la entrada de vórtices con campos magnéticos aplicados menores que el campo crítico inferior en esta dirección, con lo que se estaría subestimando $H_{c1,c}$.
- (2) En monocristales con forma de paralelepípedo, con las caras mayores paralelas a los planos de CuO_2 , la presencia de barreras superficiales y de efectos de forma podría conducir a una sobreestimación de $H_{c1,ab}$.
- (3) Una ligera desalineación entre el campo magnético aplicado y el plano ab también podría provocar una sobreestimación del valor del campo crítico inferior en dicho plano.

d. Determinación de λ

Un último método que aparece con frecuencia en la bibliografía es la determinación de la anisotropía de la profundidad de penetración del campo magnético, λ , mediante una gran diversidad de técnicas, algunas de las cuales se detallan a continuación:

- (1) La más simple consiste en aprovechar la determinación del campo crítico inferior mediante medidas de imanación d.c. y utilizar la expresión de Ginzburg-Landau que relaciona H_{c1} y λ : $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2)\ln(\lambda/\xi)$. Esta técnica debe usarse en combinación con uno de los métodos de determinación del campo crítico superior y con la expresión de Ginzburg-Landau que relaciona H_{c2} y ξ , $H_{c2} = \Phi_0/(2\pi\xi^2)$.
- (2) Una segunda técnica basada en la medida d.c. de la componente longitudinal de la imanación consiste en realizar ciclos de histéresis con el

campo magnético aplicado en las dos direcciones usuales y analizar la parte reversible de los mismos mediante el modelo KFM¹² mencionado anteriormente, donde las profundidades de penetración a lo largo de estas direcciones son parámetros de las ecuaciones correspondientes.

(3) El uso de la técnica de rotación de espín muónico y la observación directa mediante decoración Bitter con partículas magnéticas son algunas de las alternativas utilizadas para la determinación experimental del parámetro de anisotropía fundamental en función de λ .

e. Discusión. Criterio de elección de γ

La diversidad de técnicas y métodos expuestos tiene como consecuencia la existencia de una gran dispersión de valores del parámetro de anisotropía. De este modo, el valor de γ depende fundamentalmente de la propiedad superconductora que se mida, del método de medida de dicha propiedad y de la forma de la muestra. Así por ejemplo, para el parámetro de anisotropía del Bi-2212 se encuentran valores distintos con medidas de magnetometría de torsión en un monocristal y con medidas de resistividad en una capa fina con granos alineados en la dirección *c*. Debido a esto, hemos considerado oportuno definir un criterio propio de elección: teniendo en cuenta los comentarios oportunamente realizados acerca de cada técnica y criterio, hemos tomado como valores más representativos de la anisotropía intrínseca los obtenidos a partir de medidas de magnetometría de torsión y medidas de carácter resistivo utilizando un criterio en el rango de resistividad de origen puramente anisótropo [$50 \% < \rho(T)/\rho_N(T) < 90 \%$].

La tabla 3.1. recoge parámetros de anisotropía hallados en la bibliografía para los SCAT más usuales basados en itrio (Y-123), bismuto (Bi-2212 y Bi-2223) y talio (Tl-2212 y Tl-2223). En la tabla se consigna, de izquierda a derecha, la forma de la muestra, la propiedad superconductora medida, el método experimental [en las medidas de magnetoresistencia (representada por MR), resistencia (representada por R) y resistividad se especifica el criterio utilizado para la determinación del campo crítico superior], el valor del parámetro de anisotropía y la referencia.

Tabla 3.1. Parámetros de anisotropía hallados en la bibliografía para Y-123, Bi-2212, Bi-2223, Tl-2212 y Tl-2223.

Muestra	Propiedad	Método de medida	γ	Ref.
---------	-----------	------------------	----------	------

Y-123

capas finas epitaxiales	H_{c2}	R(T) + punto medio; R(T) + resistencia nula	2-3	14
monocristal	H_{c2}	M(H) d.c. (medición directa con campos pulsados)	3	4
monocristal	H_{c2}	R(T) + R(T)/R _N (T) = 50 %	3.6	15
cerámica con granos alineados	imanación transversal	magnetometría de torsión	4	16
monocristal	H_{c2}	R(H); $\rho(T)$ + resistividad nula; $\rho(T) + \rho(T)/\rho_N(T) = 50 %$	4-5	17
monocristal	H_{c2}	$\rho(T) + \rho(T)/\rho_N(T) = 50 %$	5.3	18
monocristal	imanaciones transversal y longitudinal	M(H, T, θ) d.c.	5.5	10
monocristal	λ	decoración Bitter	5.5	19
capas finas epitaxiales	H_{c2}	$\rho(T) + \rho(T)/\rho_N(T) = 90 %$; $\rho(T) + \rho_N(T)$ extrapolado a 0	6.5-8	7
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	8	20

Tl-2212

capa fina con granos orientados	H_{c2}	R(T) + R(T)/R _N (T) = 50 %	70	21
capa fina con granos orientados	imanación transversal	magnetometría de torsión	94	22
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	350	23

Tl-2223

monocristal	H_{c2}	$MR(T) + R_N$ extrapolado a 0	20	24
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	900	9,25,26

Bi-2223

monocristal	H_{c2}	$\rho(T) + \rho(T)/\rho_N(T) = 50 \%$	31	27
-------------	----------	---------------------------------------	----	----

Bi-2212

capa fina con granos orientados	H_{c2}	$\rho(T) +$ punto medio transición	15	28
monocristal	imanaciones transversal y longitudinal	$M(H, T, \theta)$ d.c.	17	10
monocristal	H_{c2}	$\rho(T) +$ punto medio transición	19	29
monocristal	H_{c2}	$R(T) + R(T)/R_N(T) = 50 \%$	44	30
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	50–280	31
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	55	32
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	120	33
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	> 150	34
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	> 150	25
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	400	11
monocristal	imanación transversal	magnetometría de torsión	900	9,25,26

Siguiendo esta elección, es posible observar una tendencia general que pone de manifiesto el diverso grado de anisotropía de los SCAT más comunes. Así, Y-123 es el superconductor con un menor parámetro de anisotropía [$\gamma \simeq 2$ (Ref. 14) – 8 (Ref. 20)], y corresponde a lo que hemos definido como superconductor 3D anisotrópico. Por el contrario, las fases Tl-2223 [$\gamma \simeq 20$ (Ref. 24) – 900 (Refs. 9, 25, 26)], Bi-2212 [$\gamma \simeq 15$ (Ref. 28) – 900 (Ref. 9, 25, 26)] y Tl-2212 [$\gamma \simeq 70$ (Ref. 21) – 350 (Ref. 23)] presentan, en principio, un grado extremo de anisotropía, por lo que se ajustan a la definición de superconductor 2D laminar. La fase Bi-2223 ($\gamma \simeq 31$)²⁷ puede ser considerada como un caso intermedio.

Conviene recordar, no obstante, que esto no es más que una nomenclatura para clasificar los SCAT según su grado de anisotropía, puesto que cada propiedad superconductor exhibe un comportamiento 2D ó 3D particular según la relación entre la intensidad del campo magnético aplicado y el campo de transición dimensional. Sustituyendo en la ecuación (3.2.) los valores o rangos de valores de γ arriba citados y la distancia interlaminar d correspondiente a cada SCAT, se obtienen los siguientes valores o rangos de valores del campo de transición dimensional: $H_{3D-2D} \simeq 51 - 810$ T para Y-123; $\simeq 0.65$ T para Bi-2223; $\simeq 0.0008 - 1.6$ T para Tl-2223; $\simeq 0.0012 - 4.1$ T para Bi-2212; $\simeq 0.0075 - 0.1875$ T para Tl-2212. Todos estos parámetros se recogen en la tabla 3.2.

Material	γ	d (Å)	H_{3D-2D} (kOe)
Y-123	2 (Ref. 14)– 8 (Ref. 20)	12 (Ref. 35)	510 – 8100
Bi-2212	15 (Ref.28)– 900 (Ref.25)	15 (Ref. 36)	0.012 – 41
Tl-2223	20 (Ref.24) – 900 (Ref. 25)	18 (Ref. 37,38)	0.008 – 16
Bi-2223	31 (Ref. 27)	18 (Ref. 39)	6.5
Tl-2212	70 (Ref. 21)– 350 (Ref. 23)	15 (Ref. 38)	0.075 – 1.875

Tabla 3.2. De izquierda a derecha: valores representativos aproximados del parámetro de anisotropía, distancia interlaminar y campo de transición dimensional de los SCAT más típicos.

Esto significa que para los campos magnéticos accesibles experimentalmente, y por lo que respecta al atrapamiento y a las fluctuaciones de vórtices, Y-123 se comportaría como 3D, mientras que, en función del valor del campo magnético aplicado, el resto de SCAT puede exhibir un comportamiento u otro, siendo primordialmente 2D en el caso de Bi-2212 y Tl-2212. El sistema (Hg,Tl)-1223 no aparece en las tablas 3.1. y 3.2. ya que no hemos hallado bibliografía sobre la determinación experimental de su parámetro de anisotropía. En el apartado 3.1.2. volveremos a hablar de esta transición dimensional cuando presentemos la teoría del efecto túnel de vórtices. Veremos entonces cómo, a partir de la detección experimental de dicha transición, se puede determinar H_{3D-2D} y, mediante la ecuación (3.2.), extraer el valor correcto del parámetro de anisotropía correspondiente a cada SCAT estudiado en este trabajo.

f. Dependencia de γ con H y T

Para finalizar este apartado, comentaremos brevemente la dependencia del parámetro de anisotropía con el campo magnético y con la temperatura,⁴⁰ que aparece como consecuencia de las fluctuaciones térmicas de los vórtices y de la peculiar estructura del estado mixto en los SCAT. Como ya sabemos (subapartado 1.1.3.2.), un campo magnético aplicado en la dirección c crea *2D pancake vortices* en los planos de cobre-oxígeno. Si los vórtices 2D situados en sucesivas láminas adyacentes se encuentran alineados formando una línea de flujo recta, el parámetro de orden no experimenta una diferencia de fase $\Delta\gamma$ de una lámina a la siguiente, por lo que la densidad de corriente Josephson, $J_J(x,y) = J_0 \sin[\Delta\gamma(x,y)]$, toma su valor máximo, J_0 . Sin embargo, a medida que aumenta la temperatura, los *2D pancake vortices* dejan de estar alineados debido a las fluctuaciones térmicas. La desalineación entre vórtices 2D situados en láminas adyacentes genera una diferencia de fase $\Delta\gamma$ que hace que J_J disminuya localmente.⁴¹ Como resultado, la densidad de corriente Josephson térmicamente promediada disminuye, lo que provoca que la longitud a lo largo de la cual decae la corriente superconductor en la dirección c , $\lambda_c(H) = [c\Phi_0/(8\pi^2 dJ_J(H))]^{1/2}$, aumente. La reducción de J_J causada por las fluctuaciones térmicas aumenta con la intensidad del campo magnético (esto es, con la densidad de vórtices) y con la temperatura, por lo que λ_c aumenta con ambas magnitudes. Finalmente, considerando la expresión del parámetro de anisotropía en función de las longitudes de decaimiento de las corrientes superconductoras, $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab}$, se obtiene una **dependencia creciente** de γ con el

campo magnético y la temperatura, contrariamente a lo predicho por el modelo de Ginzburg-Landau en el que γ es una constante.⁴² Conviene no confundir esta dependencia con la que presenta la anisotropía de la densidad de corriente crítica, ya que esta última refleja la dependencia de la anchura de los ciclos de histéresis con la temperatura y con el campo magnético aplicado en la dirección c y en el plano ab , por lo que depende fundamentalmente de la morfología de la muestra. De este modo, la anisotropía de la densidad de corriente crítica puede presentar una dependencia creciente⁴³ o decreciente⁴⁴ con H y T crecientes, o incluso una dependencia distinta con cada una de dichas magnitudes.⁴⁴

3.1.1.3. Dimensionalidad del *pinning* de vórtices

Para determinar la condición que se debe cumplir para que tenga lugar el régimen de *pinning* 2D, VKK proceden¹ del siguiente modo: los vórtices 2D situados en láminas distintas se encuentran atrapados de manera independiente si la densidad superficial de energía de *pinning* es mayor que la energía elástica involucrada en el desplazamiento relativo de las redes de vórtices 2D situadas en láminas adyacentes a lo largo de una distancia r_p donde r_p es el rango del potencial asociado a los centros de atrapamiento. Esta desigualdad se traduce en la siguiente condición para *pinning* 2D:

$$R_c < r_{3D}, \quad (3.3.)$$

donde R_c es la expresión ACD de la dimensión transversal del objeto atrapado. En el caso contrario, $R_c > r_{3D}$, el *pinning* es de naturaleza tridimensional.

La línea de transición entre ambos regímenes en el diagrama de fases campo–temperatura se obtiene entonces a partir de la ecuación

$$R_c(B, T) = r_{3D}(B). \quad (3.4.)$$

A las anteriores condiciones hay que añadir aquella que determina el tamaño del objeto atrapado: en el caso en que la dimensión transversal del objeto atrapado es menor que el espaciado de la red de vórtices,

$$R_c < a_0, \quad (3.5.)$$

el material se encuentra en el límite de atrapamiento colectivo de **vórtices individuales**. Esta situación corresponde al límite de bajas temperaturas y campos magnéticos débiles, representado por las regiones ① y ⑤ del diagrama de fases de la figura 3.1. En el caso opuesto, $R_c > a_0$, tiene lugar el atrapamiento colectivo de **haces de vórtices**.

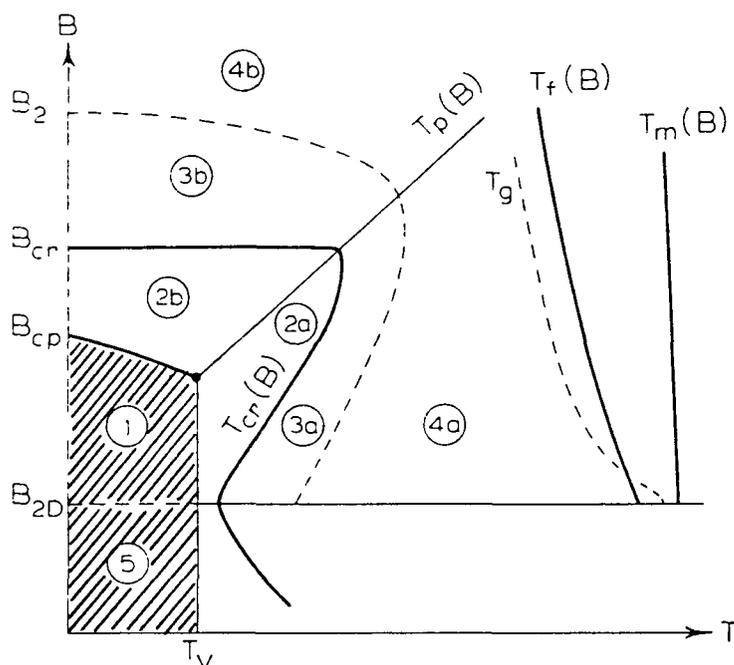


Figura 3.1 Diagrama de fases B - T esquemático mostrando la dimensionalidad del *pinning* de vórtices en SCAT. Las regiones sombreadas corresponden al régimen de trabajo de nuestros experimentos ($B_{2D} \approx H_{v,2D}$) (Ref. 1)

Las distintas líneas del diagrama se definen de la siguiente manera:

- $T_p(B)$: recibe el nombre de línea de liberación de vórtices o *depinning line*, y se define⁴⁵ como la temperatura a la cual el desplazamiento cuadrático medio de los vórtices debido al desorden, $\langle u^2 \rangle^{1/2}$, es del orden del rango del potencial asociado a los centros de atrapamiento, r_p . Su valor correspondiente a $B = 0$ es la temperatura T_v .
- $T_{cr}(B)$: es la línea de transición entre los regímenes de *pinning* 2D (por debajo) y 3D (por encima), para temperaturas superiores a T_p .

- B_{cr} (o H_{cr}) : es el campo de transición de *pinning* 2D a 3D de haces de vórtices para $T = 0$.
- B_{cp} (o H_{cp}) : es el campo de transición de atrapamiento de vórtices individuales a haces de vórtices para $T = 0$.
- $T_f(B)$: es la línea de transición en la dependencia térmica de la densidad de corriente crítica, desde una ley potencial a una ley exponencial, y se define por la condición $\langle u^2 \rangle^{1/2} \approx a_0$.
- $T_m(B)$: es la línea de fusión de la red de vórtices.
- $T_g(B)$: es la línea por debajo de la cual puede existir el estado de vidrio de vórtices.

Las diversas regiones que aparecen numeradas en el diagrama corresponden a los siguientes regímenes:

①: *Pinning* 2D de vórtices individuales.

②(a) y ②(b): *Pinning* 2D de haces de vórtices, por encima y por debajo, respectivamente, de la temperatura de *depinning*, T_p . Veremos que en esta región el *creep* puede ser tanto 2D como 3D.

③[(a), (b)] y ④[(a), (b)]: *Pinning* 3D de haces de vórtices. La línea de rayas describe la transición desde la región ③ de gran dispersión de los módulos elásticos de la red de vórtices (comportamiento no local de los módulos) a la región ④ de no dispersión (comportamiento local de los módulos), y viene determinada por la condición $R_c(B, T) = \lambda$. Su valor para $T = 0$ es el campo magnético B_2 (o H_2).

⑤: Esta región se encuentran por debajo de H_{3D-2D} , por lo que se caracteriza por fluctuaciones térmicas 3D ($r_{3D} < a_0$). Así mismo, se encuentran en el límite de vórtices individuales ($R_c < a_0$) y además se verifica $r_{3D} < R_c$, por lo que tiene lugar *pinning* 3D de vórtices individuales. La línea que delimita esta región es la temperatura de *depinning* para $B = 0$, T_v .

Observemos, por tanto, que H_{3D-2D} se convierte en un campo de transición en la dimensionalidad del *pinning* a bajas temperaturas, puesto que separa las regiones ① y ⑤, correspondientes a los regímenes de *pinning* 2D y 3D, respectivamente, de vórtices individuales. Y dado que es en estas dos regiones donde se han llevado a cabo la mayoría de mediciones de relajación magnética en nuestras muestras, H_{3D-2D} cobra un significado especial en la interpretación de nuestros resultados.

3.1.1.4. Dimensionalidad del *creep* de vórtices

A partir de una consideración similar a la anterior, VKK determinan la dimensionalidad del proceso de *creep*. Comparando la energía elástica del desplazamiento relativo u de dos haces que contengan $LR_l/(a_0)^2$ vórtices 2D (donde L y R_l son las dimensiones longitudinal y transversal, respectivamente, del objeto involucrado en el proceso de *creep*, y el resto de parámetros ya han sido definidos) con la energía de activación térmica se llega a la siguiente condición para que tenga lugar *creep* 2D:

$$R_l < r_{3D}(a_0/r_{3D})^{1/5}. \quad (3.6.)$$

En el caso opuesto, el proceso de *creep* pasa a ser tridimensional.

En las regiones del diagrama de fases de la figura 3.1. por encima de H_{3D-2D} [esto es, con fluctuaciones térmicas 2D ($a_0 < r_{3D}$)] correspondientes al *pinning* de haces de vórtices ($a_0 < R_c$), pueden darse las siguientes combinaciones entre las dimensionalidades de *pinning* y *creep*:

(i) $a_0 < R_c < R_l < r_{3D}(a_0/r_{3D})^{1/5} < r_{3D}$: *pinning* 2D y *creep* 2D.

La condición es equivalente a $H_{cp} < H < H_{cr}$.

(ii) $a_0 < R_c < r_{3D}(a_0/r_{3D})^{1/5} < R_l$: *pinning* 2D y *creep* 3D.

Esta situación surge a partir de (i) al aumentar el campo magnético sin superar H_{cr} . De este modo, tanto (i) como (ii) pueden darse en la región ② del diagrama de fases.

(iii) $a_0 < r_{3D} < R_c$: *pinning* 3D y *creep* 3D.

Este régimen se alcanza cuando el campo magnético supera H_{cr} . En este caso se pasa a la región ③ del diagrama de fases.

3.1.2. Movimiento cuántico de vórtices

3.1.2.1. Antecedentes

Como vimos en la sección 2.1.3., el movimiento de vórtices bidimensionales o tridimensionales por activación térmica es el responsable directo de la evolución temporal de la imanación en SCAT. Vimos también que, de acuerdo con cualquiera de los modelos interpretativos de este proceso, el ritmo de relajación magnética a bajas temperaturas (normalizado o no) debería tender a cero, linealmente (modelo AK y modificaciones del mismo) o siguiendo una ley potencial (modelo de Griessen), a medida que la temperatura se acerca a cero. No obstante, ya en su trabajo de 1987 sobre policristales de $\text{Ba}_{0.15}\text{La}_{1.85}\text{CuO}_4$ y $\text{Sr}_{0.2}\text{La}_{1.8}\text{CuO}_4$, Mota *et al.* informaban⁴⁶ de un ritmo de relajación que se desviaba del comportamiento predicho puesto que adquiriría un valor no nulo para una temperatura tan pequeña como 5 mK y, lo que es más importante, similar al valor correspondiente a 1 K. Dicho comportamiento era inexplicable en el marco de cualquier modelo de movimiento de vórtices por activación térmica. A partir de entonces, han ido apareciendo diversos trabajos que ponen de manifiesto un cambio en el mecanismo responsable del movimiento de vórtices a bajas temperaturas en SCAT: para una temperatura característica de cada sistema, llamada **temperatura de transición** (*crossover temperature*, en inglés), el ritmo de relajación se desvía del comportamiento lineal y adquiere un valor constante que se mantiene hasta temperaturas del orden de unos pocos mK. Es decir, la activación térmica deja de ser la causa de la liberación de los vórtices de los centros de atrapamiento y un nuevo mecanismo adquiere protagonismo. La figura 3.2. (ver página siguiente) presenta un esquema de la mencionada transición.

Para explicar esta anomalía, Simánek sugirió⁴⁷ en 1989 un modelo basado en el atrapamiento local de electrones, que da lugar a una dependencia térmica no lineal similar a la del modelo de Griessen. Por otro lado, Sun *et al.* propusieron⁴⁸ en 1991 un modelo de relajación magnética basado en una distribución inhomogénea de densidad de corriente crítica en la muestra. Ambos modelos eran muy complicados y exigían circunstancias muy extremas que no tenían porqué llevarse a cabo de manera general en cualquier sistema, por lo que resultaba difícil aceptarlos como modelos universales para la

interpretación del movimiento de vórtices a bajas temperaturas. En 1987, Mitin había obtenido⁴⁹ relajaciones logarítmicas en una fase Chevrel, $Pb_{1.2}Mo_{6.4}S_8$, con un comportamiento del ritmo de relajación hasta una temperatura mínima de 0.5 K similar al observado por Mota *et al.*⁴⁶ Dado que en dicho sistema las líneas de flujo presentan longitudes de coherencia muy pequeñas (similares, de hecho, a las correspondientes a vórtices en SCAT), Mitin sugirió⁴⁹ que el mecanismo responsable de este comportamiento podía ser el efecto túnel de pequeños segmentos de líneas de flujo a través de las barreras de energía asociadas a los centros de atrapamiento.

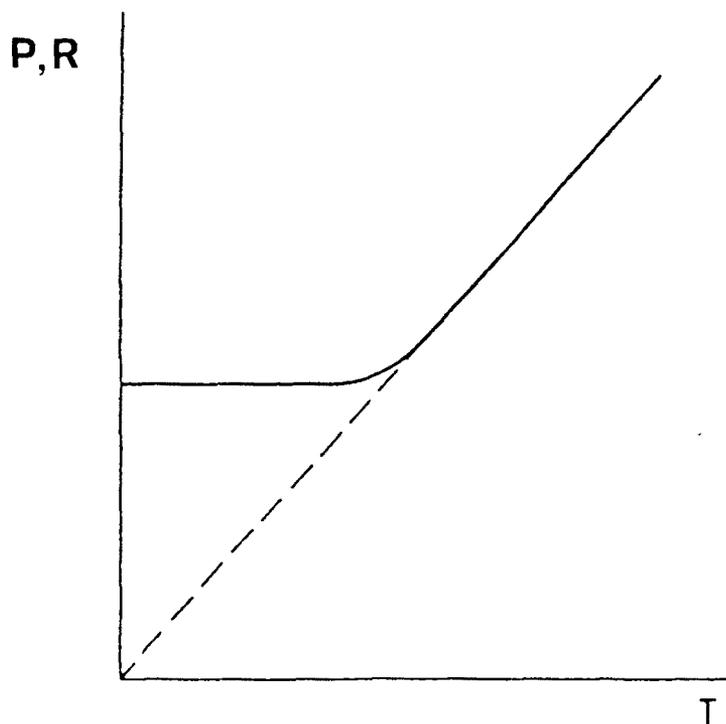


Figura 3.2. Esquema de la dependencia térmica del ritmo de relajación de un SCAT en que se refleja la transición en el mecanismo responsable de la dinámica de vórtices a bajas temperaturas.

Este proceso se puede inscribir en la dinámica de vórtices en SCAT a bajas temperaturas de manera mucho más lógica e intuitiva que los modelos propuestos por Simánek⁴⁷ y Sun *et al.*⁴⁸: a medida que disminuye la temperatura, se llega a un cierto valor para el cual las fluctuaciones térmicas no son lo suficientemente intensas como para facilitar el salto de los vórtices por

encima de las barreras de energía que los atrapan, por lo que la imanación debería dejar de evolucionar temporalmente; sin embargo, por debajo de esta temperatura, los vórtices son lo suficientemente pequeños y ligeros como para atravesar las barreras por efecto túnel, dando lugar a una evolución temporal de la imanación del mismo orden de magnitud que la causada por activación térmica.

La posibilidad de la observación a escala macroscópica del efecto túnel ya había sido sugerida⁵⁰ en 1978 por Leggett. En 1981, con la intención de interpretar diversos resultados obtenidos experimentalmente en un S.Q.U.I.D.,⁵¹ donde la variable macroscópica era el flujo atrapado en el anillo, Caldeira y Leggett desarrollaron⁵² la teoría del efecto túnel en uniones Josephson. En dicha teoría, el efecto túnel del flujo magnético es el mecanismo evolutivo predominante cuando el sistema se encuentra en un estado metaestable a bajas temperaturas. Esta teoría fue generalizada⁵³ en 1987 por Leggett *et al.* para un sistema cualquiera de dos estados separados por una barrera de energía en una configuración metaestable (ver figura 3.3.).

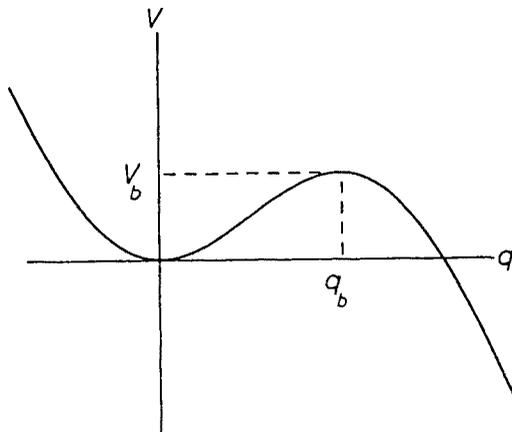


Figura 3.3. Esquema de una configuración metaestable. (Ref. ⁵⁴.)

En 1988, al mismo tiempo que el movimiento cuántico de vórtices empezaba a ser detectado en SCAT, aun sin una base teórica para su interpretación, la posibilidad de observar el efecto túnel en sistemas magnéticos era predicha teóricamente en 1988 por Chudnovsky y Gunther para el caso

concreto de la rotación cuántica coherente de la imanación en partículas monodominio a través de una barrera de energía entre dos direcciones de fácil imanación.⁵⁵ Posteriormente, se amplió esta teoría⁵⁶ y las predicciones se extendieron a la nucleación cuántica en materiales ferromagnéticos⁵⁷ y al movimiento cuántico de paredes de dominio atrapadas por defectos.⁵⁸ Todas estas predicciones teóricas han sido verificadas experimentalmente por diversos autores en una amplísima variedad de sistemas magnéticos.⁵⁹

En cuanto a las observaciones en sistemas superconductores, éstas no se han limitado exclusivamente a SCAT: el movimiento cuántico de vórtices también ha sido detectado por Mota *et al.* en superconductores de fermiones pesados [CeCu₂Si₂ (Ref.^{60,61}) y UPt₃ (Ref.⁶²)] y en superconductores orgánicos [β -(BEDT-TTF)₂I₃ (Ref.⁶³) y (BEDT-TTF)₂Cu(SCN)₂ (Refs. ^{64,65,66})]. Como veremos, el parámetro básico en la teoría que determina el ritmo cuántico de relajación es el cociente ρ_n/ξ , donde ρ_n es el valor en el plano *ab* de la resistividad del estado normal extrapolada a $T = 0$ y ξ es la longitud de coherencia superconductora en el mismo plano. Según dicha teoría, sistemas con ρ_n grande y ξ pequeña son buenos candidatos para la observación del movimiento cuántico de vórtices. Los SCAT y los superconductores orgánicos y de fermiones pesados mencionados pertenecen a esta categoría.

La tabla 3.3. recoge las observaciones experimentales más importantes que presentan indicios o verificaciones de movimiento cuántico de vórtices a bajas temperaturas en SCAT. Algunas observaciones sobre lo que en ella se representa:

(1) En cada caso se detalla el tipo de imanación cuya evolución temporal se estudia: “ZFC” representa una imanación obtenida mediante el protocolo “ZFC + H_a on + $M_{ZFC}(t)$ ” introducido en la sección 2.2.; “rem” indica una imanación obtenida mediante el protocolo “FC(H_a) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ ”; “ZFC+rem” consiste en una imanación obtenida con un proceso ZFC de enfriado, con posterior aplicación de un campo magnético que, después de un cierto tiempo de espera, es retirado antes de iniciar la medida; “ZFC+ciclo” significa que la muestra es enfriada siguiendo un proceso ZFC, y a continuación se aplica un campo magnético intenso que, tras un tiempo de espera, es reducido a un valor menor que se mantiene constante durante la medida.

(2) Las abreviaturas utilizadas en la columna de los materiales tienen el siguiente significado: “pv” \equiv material policristalino en forma de polvo, “pp” \equiv material policristalino prensado, “cf” \equiv capa fina, “mc” \equiv monocristal.

(3) En cada observación se indica si el ritmo de relajación estudiado ha sido normalizado (“SI”) o no (“NO”) por el valor inicial de la imanación.

(4) Por último, los casos en que no se indica ninguna temperatura de transición corresponden a observaciones preliminares en las que un ritmo de relajación no nulo a bajas temperaturas todavía no se interpretaba como efecto túnel de vórtices.

Tabla 3.3 Observaciones experimentales de movimiento cuántico de vórtices en SCAT. En las columnas se consigna, de izda a dcha: primer autor y año del trabajo, referencia, material, tipo de imanación (M), campo magnético aplicado (H_a), temperatura de transición (T_{tr}) y ritmo de relajación (R)

1 ^{er} autor (año)	Ref.	Material	M	H_a	T_{tr} (K)	R (%)
Mota (1987-88)	46, 67	BaLaCuO pv; SrLaCuO pv, pp	ZFC + rem	77 Oe, 115 Oe	0.02	NO 1-2
Rossel (1988)	68	Y-123 cf	ZFC, rem	300 Oe		SI 1-3
Hamzic (1990)	69	Y-123 mc en una matriz de resina	ZFC + ciclo	1 T \rightarrow 0.24 T		NO (?)
Mota (1990)	64	BaLaCuO pv	ZFC + rem	340 Oe		SI 1
Fruchter (1991)	70	Y-123 mc	ZFC + ciclo	3 T \rightarrow 0.2 T, 1.7 T	1	SI 0.5-1.5
Griessen (1991)	71	Y-123 mc, cf	ZFC	1.5 T	1	SI 1
Mota (1991)	65, 66	Y-124 pv	ZFC + rem	340 Oe	1	SI 0.4
García (1992-93)	72, 73	Tl-2212 pv	ZFC, rem	1.5 kOe (ZFC) 100 Oe (rem)	5-6	SI 2
Prost (1993)	74	Bi-2212 mc	ZFC + ciclo	3 T \rightarrow 0.2 T, 0.5 T	1-2	SI 1.5-2.2

Seidler (1993)	75	Y-123 mc	ZFC	2 T	0.8	SI 1
Uji (1993)	76	Y-123 pp con granos orientados	ZFC + rem	9 T, 13 T	3	SI 0.1
Aupke (1993)	77	Bi-2212 mc	ZFC + rem	880 Oe, 2200 Oe	4	SI 1.7
Moehlecke (1994)	78	Bi-2223 pv, pp	ZFC	0.07 – 5 T	4 – 6	SI 0.5–2.5
Zhang (1994)	79	Tl-2223 pp	ZFC	50 Oe	10	SI 0.5
Zhang (1994)	80	Tl-2223 pp	rem	3 kOe, 6 kOe	2.5 – 3.5	SI 0.7–1.1
García (1994)	81,82, 83	Tl-2223 cf	ZFC, rem	50 Oe, 500 Oe, para ambas <i>M</i>	2.5–3.5	SI 0.2–1.1
Zhang (1995)	84	(Hg,Tl)-1223 pp	rem	3 kOe, 10 kOe	2.1	SI 1–1.8

3.1.2.2. Efecto túnel disipativo de vórtices en SCAT. Teoría CCC

En 1991, Blatter, Geshkenbein y Vinokur desarrollaron⁸⁵ la primera versión de la teoría de *creep* colectivo cuántico o teoría CCC (en inglés, *quantum collective creep theory* o *QCC theory*) para la descripción del movimiento cuántico de vórtices en superconductores. En esta primera versión, que constituía una extensión al régimen cuántico de la teoría de *flux creep* colectivo clásico,⁸⁶ los autores se limitaban al caso particular de un material isótropo. Como sabemos, los SCAT son materiales con un alto grado de anisotropía, por lo que esta primera versión no podía utilizarse como un modelo definitivo con el que comparar los resultados que se habían obtenido experimentalmente en diversos SCAT. La extensión de la teoría al caso de materiales anisótropos fue llevada a cabo también en 1991 por Blatter y Geshkenbein (BG).⁸⁷ Estos mismos autores desarrollaron⁸⁸ en 1993 la versión completa y definitiva de la teoría CCC, que incluye la categoría de los materiales laminares a la que pertenece la mayor parte de los SCAT.

a. Condiciones de la teoría CCC

Las premisas esenciales de las que parten BG para desarrollar la teoría CCC son las siguientes:

(1) BG consideran que cada vórtice o línea de flujo forma un ángulo ϑ con el plano ab (ver figura 3.4.) y calculan el movimiento de dicho vórtice a lo largo de dos direcciones distintas: a lo largo de la dirección $x = x'$ en el plano ab (lo que se conoce como **movimiento en el plano** o *in-plane motion*), y a lo largo de la dirección y' en el plano bc (lo que se conoce como **movimiento fuera del plano** o *out-of-plane motion*).

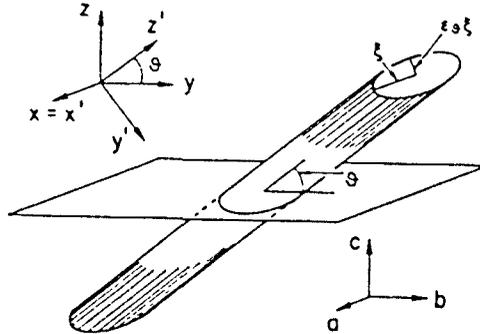


Figura 3.4. Sistema de coordenadas utilizado en la teoría CCC para describir el movimiento de vórtices en SCAT anisótropos y laminares (Ref. 88.)

(2) El uso del límite débil de la teoría de atrapamiento colectivo impone una condición restrictiva sobre la dimensión longitudinal del objeto atrapado en SCAT laminares. Como ya sabemos, en estos materiales, una línea de flujo se descompone en vórtices 2D situados en láminas adyacentes, separados por la distancia interlaminar d . Si el valor de la longitud del objeto atrapado cuando el campo magnético es paralelo al eje c , L_c , es menor que la distancia interlaminar, el material entra en el límite de atrapamiento colectivo fuerte en que cada vórtice 2D se encuentra atrapado individualmente. Por tanto, para que el material se encuentre en el límite de atrapamiento colectivo débil es necesario que se verifique la siguiente condición:

$$L_c > d. \quad (3.7.)$$

(3) La teoría contempla el régimen de atrapamiento colectivo de **vórtices individuales**. El rango de aplicabilidad de este régimen viene determinado por la condición de que la energía elástica de inclinación de un vórtice individual sea mayor que la energía de interacción con el vórtice vecino. Esto se traduce en una condición sobre la intensidad del campo magnético aplicado:

$$B \lesssim \alpha (J_c/J_0) H_{c2}, \quad (3.8.)$$

donde α es un factor numérico del orden de 10, J_c es la densidad de corriente crítica y $J_0 = (c\Phi_0)/(12\sqrt{3}\pi\lambda^2\xi)$ es la densidad de corriente de ruptura de pares de electrones, ambos valores en el plano ab . Para valores típicos en SCAT [$(J_c/J_0) \simeq 10^{-2}$, $H_{c2} \simeq 100$ T], el régimen de vórtices individuales se extiende hasta campos magnéticos del orden de 10 T.

b. Cálculo del ritmo cuántico de relajación

La ecuación de movimiento más general para un vórtice en un superconductor contiene tres términos principales:

$$M_v(d\mathbf{v}_v/dt) + \eta\mathbf{v}_v + \alpha \mathbf{v}_v \wedge \mathbf{n} = \mathbf{f}_{\text{ext}}, \quad (3.9.)$$

donde M_v es la masa del vórtice, \mathbf{v}_v es la velocidad del vórtice, η es el coeficiente de fricción o de transporte viscoso, α es el coeficiente de transporte Hall, \mathbf{n} es un vector unitario a lo largo de la dimensión longitudinal del vórtice y \mathbf{f}_{ext} denota la suma de todas las fuerzas externas que actúan sobre el vórtice, como por ejemplo la fuerza de Lorentz o la fuerza de *pinning*. El primer sumando se conoce como **término másico**, el segundo es la fuerza de fricción y constituye el **término disipativo**, y el tercero se conoce con el nombre de **término Hall**.

Asumiendo las premisas expuestas en el anterior epígrafe, BG empiezan calculando el ritmo cuántico de relajación en el **límite másico**, es decir, considerando sólo el primer término en la ecuación de movimiento. Para ello, llevan a cabo la siguiente analogía formal: así como el ritmo clásico de relajación por activación térmica se describe por medio del punto de ensilladura de la energía libre de un vórtice individual, $F[\mathbf{u}]$ [donde $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ es el vector desplazamiento del vórtice], el ritmo cuántico viene determinado por el punto

de ensilladura de la acción euclidiana del proceso de túnel, S . De este modo, el movimiento cuántico puede considerarse como una generalización $(n+1)$ -dimensional del proceso clásico n -dimensional, donde el tiempo juega el papel de dimensión adicional. Por ello, en un primer paso, BG empiezan calculando la longitud óptima del objeto involucrado en el proceso clásico y la barrera de activación de dicho proceso. En un segundo paso, determinan el tiempo de túnel óptimo correspondiente al punto de ensilladura de la acción y, usando el resultado obtenido para la energía de activación clásica, obtienen la acción que determina el ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico:

$$R = -\text{dln}(M)/\text{dln}(t) \simeq \hbar/S. \quad (3.10.)$$

Mediante este proceso, BG llegan a la conclusión de que esta magnitud en un SCAT anisótropo es independiente del ángulo que forman los vórtices con el plano ab y de la dirección del movimiento de los mismos, y deducen la siguiente expresión para la acción euclidiana:

$$S_{\parallel} \simeq S_{\perp} \simeq S_c = (\xi^2/\gamma)(\varepsilon_0 M_v)^{1/2}, \quad (3.11.)$$

donde S_{\parallel} , S_{\perp} y S_c son respectivamente la acción para un vórtice moviéndose en el plano, para un vórtice moviéndose fuera de éste y para un vórtice paralelo al eje c . En la definición de S_c , ξ es la longitud de coherencia superconductor en el plano ab , γ es el parámetro de anisotropía, $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$ y corresponde a la densidad lineal de energía elástica del vórtice, y $M_v \equiv (2/\pi^3)mK_F$ es la masa del vórtice, siendo m la masa efectiva planar y K_F el vector de onda de Fermi a lo largo del eje c .

En el caso de SCAT laminares, el resultado SÍ depende del ángulo que forman los vórtices con el plano ab :

- En la región de ángulos que verifican $\vartheta > 1/\gamma$, se reproducen los resultados obtenidos para SCAT anisótropos.
- Para ángulos que verifican $|\vartheta| < 1/\gamma$, se obtienen distintos resultados para el movimiento en el plano y fuera del plano y además se produce una diversificación para distintos rangos de ángulos. Dado que los materiales estudiados en esta tesis presentan valores de anisotropía (ver tabla 3.1.) que hacen que el rango de ángulos que verifican la condición anterior se limite a ángulos de unos pocos minutos, y puesto que, como veremos, es verdaderamente difícil que el campo magnético utilizado en las medidas

de relajación forme tales ángulos con el plano ab , prescindiremos de la exposición de las expresiones de la acción en este rango angular. Por otro lado, tendremos ocasión de comprobar en un próximo apartado que la condición que rige el límite de atrapamiento débil ($L_c > d$) es violada con facilidad en materiales laminares, por lo que la acción del proceso cuántico se adaptará al límite de atrapamiento fuerte ($L_c < d$).

c. Disipación óhmica

Como ya se ha mencionado, las expresiones expuestas hasta ahora se limitan a lo que se conoce con el nombre de **efecto túnel másico**, puesto que se considera exclusivamente el movimiento cuántico de un vórtice de masa M_v . El siguiente paso llevado a cabo por BG consiste en el estudio de la influencia de la **disipación** sobre el proceso cuántico. La disipación en el movimiento de un vórtice es originada por la dispersión, debida a impurezas del material, de las **quasi-partículas** que se encuentran en los estados ligados en el núcleo del vórtice.⁸⁹ Este efecto dispersivo es importante cuando el espaciado entre los estados de menor energía, ω_0 , es menor que o similar a la anchura de los niveles energéticos correspondientes a dichos estados, $1/\tau$, siendo τ el tiempo de transporte entre dispersiones. Utilizando $\omega_0 = \Delta^2/\varepsilon_F$ (donde ε_F es la energía del nivel de Fermi y Δ es el gap superconductor de energía, definido como $\Delta = \hbar v_F/\pi\xi$, siendo respectivamente v_F y ξ la velocidad de Fermi y la longitud de coherencia superconductor, ambos valores en el plano ab), la condición para el límite dispersivo ($\omega_0 \tau \lesssim 1$) puede expresarse en términos del recorrido libre medio de las quasi-partículas, $l = v_F \tau$ (donde v_F es la velocidad de Fermi en el plano ab), del siguiente modo:

$$l \lesssim \xi(\Delta/\varepsilon_F). \quad (3.12.)$$

Por lo general, el efecto túnel de una variable macroscópica es un proceso inherentemente disipativo, puesto que dicha variable se encuentra acoplada a un cierto número de grados de libertad de su entorno. En 1981, Caldeira y Leggett (CL) modelizaron⁵² de manera elegante el efecto del entorno sobre una unión Josephson en un SQUID mediante el acoplamiento de la variable macroscópica a un baño formado por un conjunto de osciladores armónicos. Este conjunto está caracterizado por una determinada densidad espectral $J(\omega)$ proporcional a la densidad de osciladores con frecuencia ω y al cuadrado de la intensidad del acoplamiento entre estos osciladores y la variable

macroscópica. La dependencia general de la densidad espectral con ω puede representarse mediante la siguiente función:

$$J(\omega) = \eta \omega^s \exp(-\omega/\omega_c), \quad (3.13.)$$

donde η ha sido introducido anteriormente, ω_c es un límite inferior para la frecuencia en aquellos sistemas donde se necesite esta limitación y s representa los diversos casos posibles de disipación.⁹⁰ $s = 1$ es el caso estudiado con mayor frecuencia y corresponde al llamado **límite de disipación óhmica**.

Integrando los grados de libertad del conjunto de osciladores para el límite óhmico, CL dedujeron una acción euclidiana efectiva, S_{ef} , para el movimiento cuántico del flujo magnético atrapado en un SQUID acoplado disipativamente a su entorno. Generalizando este resultado al caso de un vórtice, BG incorporan la disipación a su teoría por medio de la adición a la acción euclidiana de un término que contiene los coeficientes de transporte viscoso para movimiento en el plano y fuera del mismo, $\eta^{\parallel}(\mathcal{G})$ y $\eta^{\perp}(\mathcal{G})$. Estos coeficientes son directamente proporcionales al coeficiente de transporte viscoso para vórtices paralelos al eje c , η , cuya expresión aparece en la teoría de *flux flow* de Bardeen y Stephen:⁹¹

$$\eta = (\Phi_0)^2 / (2\pi c^2 \xi^2 \rho_n), \quad (3.14.)$$

donde ρ_n y ξ son, respectivamente, los valores en el plano ab de la resistividad del estado normal extrapolada a $T = 0$ y de la longitud de coherencia superconductora.

La inclusión del término disipativo conduce a la reformulación del problema en términos de masas dispersivas renormalizadas, por lo que BG solucionan la acción euclidiana siguiendo el mismo método que en el caso de efecto túnel másico, y obtienen la siguiente expresión para la acción efectiva correspondiente a un SCAT anisótropo:

$$S_{\text{ef},\parallel} \simeq S_{\text{ef},\perp} \simeq S_{\text{ef},c} \simeq \eta \xi^2 L_c \simeq (\hbar/e^2)^2 (L_c/\rho_n), \quad (3.15.)$$

donde ρ_n ha sido introducido al definir η , $\hbar/e^2 = 4.1 \text{ k}\Omega$ recibe el nombre de cuanto de resistencia y la dimensión longitudinal del objeto involucrado en el proceso cuántico viene dada por la siguiente expresión:

$$L_c = (\xi/\gamma) (J_0/J_c)^{1/2}, \quad (3.16.)$$

donde todos los parámetros han sido definidos con anterioridad.

Así, el ritmo cuántico de relajación de un SCAT anisótropo en el límite de disipación óhmica, en el régimen de atrapamiento colectivo débil de vórtices individuales, se calcula como

$$R_{\text{CCC,3D}} \simeq \hbar/S_{\text{ef,c}} \simeq (e^2/\hbar)(\rho_n/L_c), \quad (3.17.)$$

donde el subíndice “3D” indica que el vórtice involucrado en el proceso de relajación tiene naturaleza tridimensional, puesto que debe verificarse la condición para el régimen de atrapamiento débil, $L_c > d$. Sustituyendo valores típicos en Y-123 [$\xi \simeq 15 \text{ \AA}$, $\gamma \simeq 5$, $(J_0/J_c)^{1/2} \simeq 15$],⁹² se obtiene $L_c \simeq 45 \text{ \AA}$, que junto con $\rho_n \simeq 15 \mu\Omega \text{ cm}$,⁹³ da lugar a $R_{3\text{D}} \simeq 1 \%$.

Del mismo modo que en el caso de efecto túnel másico, las expresiones de la acción para un SCAT laminar en el rango $\mathcal{G} > 1/\gamma$ coinciden con las que acabamos de exponer, siendo algo más complicadas en el rango $|\mathcal{G}| < 1/\gamma$. Por los motivos anteriormente expuestos, prescindiremos de la exposición de estas últimas expresiones. Y también de manera similar a lo observado en el efecto túnel másico, el proceso cuántico de relajación incluyendo efectos disipativos resulta ser independiente de la orientación del campo magnético y de la dirección del movimiento del vórtice. Esto sugiere que los ritmos de relajación de muestras monocristalinas y policristalinas de un mismo sistema deberían ser similares, lo que ha sido verificado por Mota *et al.* en BaLaCuO,⁶⁷ Fruchter *et al.* en Y-123,⁷⁰ Moehlecke y Kopelevich en Bi-2223 (Ref. 78) y por nosotros mismos en los diversos materiales que configuran esta tesis.

3.1.2.3. Límite de atrapamiento fuerte en SCAT laminares. Dependencia del ritmo cuántico de relajación con el campo magnético

Hemos visto que una de las condiciones esenciales en la teoría CCC es que el material se encuentre en el régimen de atrapamiento colectivo débil, para lo cual es necesario que se verifique la condición $L_c > d$. Para una distancia

interlaminar determinada, esta condición está sujeta al valor concreto de la dimensión longitudinal del objeto atrapado en cada SCAT particular. Dado que la expresión de esta dimensión en SCAT anisótropos y laminares es $L_c \approx (\xi/\gamma) (J_0/J_c)^{1/2}$, para unos valores fijados de ξ y $(J_0/J_c)^{1/2}$, L_c resulta ser inversamente proporcional al parámetro de anisotropía del material. Recordemos que Daemen *et al.* han demostrado⁴⁰ que, contrariamente a lo predicho por el modelo de Ginzburg-Landau, este parámetro de anisotropía no es constante con el campo magnético, sino que aumenta con la intensidad del mismo. Esto se traduce en que la dimensión longitudinal del objeto atrapado disminuye a medida que la intensidad del campo magnético aplicado aumenta, hasta llegar a una cierta intensidad para la cual es menor que la distancia interlaminar: $L_c < d$. En este caso, el material se aparta del régimen de atrapamiento débil y pasa al régimen de atrapamiento colectivo fuerte de vórtices 2D individuales.

La expresión de la acción para el caso de efecto túnel disipativo en el límite óhmico en este régimen se obtiene directamente a partir de la expresión obtenida en el régimen de atrapamiento débil sustituyendo L_c por d :⁹⁴

$$S_{ef} \approx (\hbar/e)^2 (d/\rho_n). \quad (3.18.)$$

El ritmo cuántico de relajación en este caso se representa por $R_{CCC,2D}$:

$$R_{CCC,2D} \approx \hbar/S_{ef} \approx (e^2/\hbar)(\rho_n/d). \quad (3.19.)$$

Sustituyendo en la ecuación (3.16.) valores típicos en un material laminar como, por ejemplo, Bi-2212 [$\xi \approx 30 \text{ \AA}$, $\gamma \approx 50 - 200$, $(J_0/J_c)^{1/2} \approx 15$]⁹² se obtiene $L_c \approx 3-12 \text{ \AA}$, que resulta ser menor que $d (\approx 15 \text{ \AA})$.⁹² De este modo, utilizando $\rho_n \approx 15 \mu\Omega \text{ cm}$ (Ref. 83), se llega a $R_{CCC,2D} \approx 2.4 \%$, es decir, un orden de magnitud similar al obtenido para el ritmo de relajación cuántico 3D en Y-123.

La consecuencia de este cambio de dimensionalidad es que en los SCAT intermedios entre anisótropos y laminares, como Bi-2223 y Tl-2223, el ritmo cuántico de relajación presenta una clara transición en su dependencia con el campo magnético: en el régimen 3D, R es inversamente proporcional a L_c , por lo que aumenta con la intensidad del campo; cuando se llega al régimen 2D, R deja de depender de L_c , por lo que pasa a ser independiente del campo magnético. Esta transición ha sido observada experimentalmente por Prost *et al.*

en monocristales de Bi-2212 para campos magnéticos de 0.2 y 0.5 T,⁷⁴ y por Moehelecke y Kopelevich en muestras policristalinas en polvo y en forma másica en un amplio rango de campos magnéticos (0.07 – 5 T).⁷⁸ El campo para el que se da la transición entre los regímenes 2D y 3D de atrapamiento de vórtices individuales no puede ser otro que el valor del campo de transición dimensional H_{3D-2D} en la región de bajas temperaturas (ver figura 3.1.). La determinación experimental de la variación del ritmo cuántico con el campo magnético aplicado (que también puede presentarse en Bi-2212 y Tl-2212, aunque con un estrecho régimen 3D, debido a la extremada anisotropía de estos materiales), $R(H_0)$, permite determinar el campo de transición y, utilizando la definición de dicho campo [ecuación (3.2.)], obtener el valor de γ a bajas temperaturas.

3.1.2.4. Efecto túnel Hall de vórtices en SCAT

En el subapartado anterior hemos visto que el movimiento cuántico de vórtices en SCAT puede ser de dos clases, en función del término que se considere dominante en la ecuación de movimiento: efecto túnel másico y efecto túnel disipativo. Estos dos tipos de procesos cuánticos fueron los únicos contemplados por CL al desarrollar su teoría para uniones Josephson en SQUID y por BG en la traslación de esta teoría al caso de los SCAT. Recordemos, sin embargo, que en la ecuación de movimiento [ecuación (3.9.)] aparece un tercer sumando, el término Hall $\alpha \mathbf{v} \wedge \mathbf{n}$, donde α , el coeficiente de transporte Hall, se define como $\alpha = \pi \hbar n_s$, siendo n_s la densidad de pares de electrones del material.

La fuerza asociada al término Hall recibe normalmente el nombre de **fuerza de Magnus**, y es una fuerza que actúa transversalmente a la dirección del movimiento del vórtice debido a que éste se está moviendo relativamente a los pares de electrones que constituyen el estado superconductor. Aunque la existencia de esta fuerza ya había sido apuntada por Friedel, de Gennes y Matricon en 1963,⁹⁵ otros autores, como Bardeen (1964),⁹⁶ Bardeen y Stephen (1965),⁹¹ y Suhl (1965),⁹⁷ habían llegado justamente a la conclusión opuesta. El problema de todos estos trabajos es que no tomaban en cuenta las fuerzas de *pinning* y de fricción en sus deducciones. Solventando este fallo, Nozières y Vinen dedujeron⁹⁸ en 1966 la existencia de la fuerza de Magnus a partir de la aplicación de argumentos hidrodinámicos a un superconductor. La

confirmación definitiva de que la fuerza de Magnus es una propiedad general de un vórtice en un superconductor ha sido recientemente presentada por Ao y Thouless, quienes han deducido⁹⁹ la existencia de dicha fuerza a partir de dos propiedades básicas del estado superconductor: la existencia de dicho estado y la univaluación de la función de onda de los pares de electrones.

La cuestión que se plantea es bajo qué circunstancias será dominante cada uno de los términos que aparecen en la ecuación de movimiento. Como vimos en el apartado anterior, la condición para que el término disipativo fuese importante era que el espaciado entre los estados de menor energía del núcleo del vórtice debía ser menor que o similar a la anchura de los niveles correspondientes, $\omega_0 \tau \lesssim 1$. Sucede, sin embargo, que, a medida que disminuye la temperatura, el espaciado entre los niveles va aumentando y llega a ser mucho mayor que la anchura de los mismos. De este modo, la disipación se ve enormemente reducida y la fuerza de Magnus se convierte en el término dominante en la ecuación de movimiento.¹⁰⁰ En este caso, el movimiento cuántico de vórtices a bajas temperaturas recibe el nombre de efecto túnel Hall.

La condición para este límite, $\omega_0 \tau \gg 1$, se expresa en términos del recorrido libre medio de las quasi-partículas como $l \gg \xi(\varepsilon_F/\Delta)$. Esta condición es mucho más fuerte que la condición para el “límite limpio” de un superconductor ($l \gg \xi$), por lo que cuando se cumple se dice que el material se encuentra en el “límite superlimpio”. En superconductores clásicos es prácticamente imposible que dicha condición se verifique, debido a los valores típicos de los parámetros involucrados, especialmente del cociente ε_F/Δ ($\approx 10^3$; Ref. ¹⁰¹). Sin embargo, los SCAT presentan un gap superconductor y un nivel de Fermi mayor y menor, respectivamente, que el gap y el nivel de Fermi de los superconductores clásicos: $\Delta \approx 30$ meV, $\varepsilon_F \approx 500$ meV.¹⁰² Considerando los valores típicos de la longitud de coherencia superconductora en SCAT, $\xi \approx 15 - 30$ Å,⁹² se obtiene $\xi(\varepsilon_F/\Delta) \approx 25 - 50$ nm. Por otro lado, a partir del valor de la resistividad del estado normal extrapolada a $T = 0$ se obtiene un valor para el recorrido libre medio de $l \approx 70$ nm.¹⁰¹ Por tanto, es muy probable que a bajas temperaturas los SCAT se encuentren en el “límite superlimpio” y que el mecanismo dominante de la relajación magnética en dicho régimen sea el efecto túnel Hall de vórtices. Esta posibilidad ha sido confirmada recientemente por Matsuda *et al.*¹⁰³ y Harris *et al.*¹⁰² en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+y}$ ($T_c = 60$ K) e $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ ($T_c = 90$ K), respectivamente.

Las expresiones para la acción euclidiana correspondiente al efecto túnel Hall en SCAT anisótropos y laminares han sido deducidas por Feigel'man, Geshkenbein, Larkin y Levit (FGLL).¹⁰¹ El proceso seguido es muy similar al utilizado por BG, pero en este caso FGLL empiezan con el caso 2D, correspondiente a SCAT laminares, y generalizan el resultado para el caso 3D, correspondiente a SCAT anisótropos, sustituyendo d por L_c . Las expresiones obtenidas son independientes del ángulo de orientación del campo magnético y de la dirección del movimiento del vórtice:

$$S_H \simeq \pi \hbar n_s \xi^2 d, \quad \text{en el caso 2D,} \quad (3.20.a)$$

$$S_H \simeq \pi \hbar n_s \xi^2 L_c, \quad \text{en el caso 3D,} \quad (3.20.b)$$

donde todos los parámetros han sido definidos con anterioridad. Los ritmos cuánticos de relajación en este régimen se representan por $R_{H,2D}$ y $R_{H,3D}$ para los casos 2D y 3D, respectivamente:

$$R_{H,2D} \simeq \hbar/S_{H,2D} \simeq (\pi n_s \xi^2 d)^{-1}, \quad (3.21.)$$

$$R_{H,3D} \simeq \hbar/S_{H,3D} \simeq (\pi n_s \xi^2 L_c)^{-1}. \quad (3.22.)$$

Para valores típicos en Y-123 ($\xi \simeq 15 \text{ \AA}$, $L_c \simeq 45 \text{ \AA}$) y Bi-2212 ($\xi \simeq 30 \text{ \AA}$, $d \simeq 15 \text{ \AA}$),⁹² y considerando que n_s es similar a la densidad de portadores de carga, $n \simeq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (ver apartado 2.1.2.), se obtiene para los ritmos cuánticos de relajación Hall un orden de magnitud similar al obtenido en el límite disipativo: $R_{H,2D} \simeq R_{H,3D} \simeq 2 - 3 \%$.

Para terminar, obsérvese que, como consecuencia de la similitud formal de las fuerzas de fricción ($\eta \mathbf{v}_v$) y de Magnus ($\alpha \mathbf{v}_v \wedge \mathbf{n}$), las ecuaciones (3.20.a.) y (3.20.b.) son idénticas a las ecuaciones obtenidas por BG para un SCAT anisótropo en el límite de disipación óhmica [ecuaciones (3.15.) y (3.18.)] sustituyendo el coeficiente de transporte disipativo, η , por el coeficiente de transporte Hall, α .

3.1.2.5. Asistencia térmica al proceso cuántico

El desarrollo llevado a cabo por BG para los casos de efecto túnel másico y disipativo y por FGLL para el caso de efecto túnel Hall son aplicables estrictamente en el límite de **temperatura nula** ($T = 0$). Para **temperaturas**

finitas, los límites de las integrales temporales que aparecen en las expresiones de la acción euclidiana viene dados por dos valores de corte, $\pm\beta/2$, donde $\beta \equiv \hbar/k_B T$. Esto se traduce en que la acción euclidiana a temperaturas finitas se ve reducida respecto a su valor a temperatura nula.

Para el caso en que el objeto involucrado en el proceso cuántico es un objeto puntual, Grabert, Weiss y Hänggi (GWH)^{54,104} demostraron que las correcciones de temperatura finita vienen determinadas esencialmente por el mecanismo disipativo, originando dos dependencias claramente diferenciadas: en el **límite no disipativo** (efecto túnel másico), las correcciones son exponencialmente pequeñas, $\propto \exp(-T_0/T)$ (donde T_0 es una temperatura característica del sistema), mientras que en cualquier caso **disipativo**, las correcciones siguen una ley potencial, $\propto T^{2(n+1)}$, donde $n \geq 0$ viene dado por el primer término no nulo del desarrollo de Taylor del coeficiente de transporte disipativo dependiente de la frecuencia, $\eta(\omega)$. La dependencia térmica más pronunciada corresponde al **límite óhmico** ($n = 0$).

Las expresiones de las correcciones térmicas correspondientes al caso del movimiento cuántico de un vórtice en un SCAT han sido deducidas⁸⁸ por BG mediante un proceso de reducción de este caso al caso puntual tratado por GWH. Así, en el **límite no disipativo**, BG obtienen

$$\Delta S(T) = S(T) - S(0) \simeq -S(0) \exp(-T_0/T), \quad (3.23.)$$

con $T_0 \equiv \hbar/k_B t_{c,M}$ siendo $t_{c,M} \simeq \gamma L_c (M_v/\epsilon_0)^{1/2}$ el tiempo de efecto túnel másico; y en el **límite óhmico**,

$$\Delta S_{cI}(T) \simeq -S_{cI}(0) (T/T_0)^2, \quad (3.24.)$$

con $T_0 \equiv \hbar/k_B t_{c,\eta}$ siendo $t_{c,\eta} \simeq (\gamma L_c)^2 (\eta/\epsilon_0)$ el tiempo de efecto túnel disipativo óhmico.

En cuanto a las correcciones para el caso de efecto túnel **Hall**, FGLL sugieren que éstas deberían ser de la misma forma que las correspondientes al límite no disipativo, es decir, exponencialmente pequeñas. Aunque FGLL no entran en el cálculo detallado de las mismas, por analogía a lo comentado sobre la similitud entre las expresiones de la acción disipativa y Hall, podemos aventurar que el tiempo de efecto túnel Hall debería adoptar una forma similar

a la del tiempo de túnel disipativo, con la sustitución del coeficiente de transporte viscoso, η , por el coeficiente de transporte Hall, α .

A partir de la expresión de la corrección térmica puede deducirse la **temperatura de transición** del régimen cuántico al régimen térmico, T_{tr} . Esta temperatura viene determinada por la condición $\Delta S_{(ef)}(T)/S_{(ef)}(0) \simeq 1$, que se traduce en

$$T_{tr} \simeq \hbar/k_B t_c, \quad (3.25.)$$

donde t_c representa el tiempo de túnel correspondiente a cada tipo de proceso. Por tanto, el valor de T_{tr} depende del tipo de mecanismo cuántico dominante. Concretamente, BG demuestran⁸⁸ que el tiempo de túnel disipativo es mayor que el tiempo de túnel másico, por lo que la temperatura de transición en el primer caso será menor que en el segundo.

Finalmente, a través de la estimación dimensional utilizada por BG a lo largo de su trabajo para deducir las expresiones del punto de ensilladura de la acción euclidiana, $S_{(ef)}(0) \simeq t_c U_c$, donde U_c es la energía de activación del proceso de *creep* clásico, BG obtienen una relación que permite estimar la temperatura de transición sin necesidad de conocer el valor del tiempo de túnel:

$$S_{(ef)}(0)/\hbar \simeq U_c/(k_B T_{tr}), \quad (3.26.)$$

donde $\hbar/S_{(ef)}(0)$ no es más que el ritmo cuántico de relajación a temperatura nula. Esta es una expresión idónea para obtener una estimación de T_{tr} a partir de la dependencia térmica del ritmo de relajación experimental.

3.1.2.6. Autocalentamiento frente a efecto túnel de vórtices

Recientemente, Gerber y Franse (GF)¹⁰⁵ han sugerido que bien pudiera ser que el efecto túnel de vórtices NO fuera el mecanismo responsable del ritmo de relajación no nulo a bajas temperaturas en materiales “volúmicos” (en contraposición a materiales en forma de capa fina). Como alternativa a este mecanismo, GF recordaban que en un proceso de relajación magnética desde un estado metaestable se libera una cierta cantidad de energía magnética almacenada en el superconductor. En una muestra volúmica, esta disipación de

energía produce un calentamiento local que se conoce como **autocalentamiento** (*self-heating* en inglés) y que, según GF, no es despreciable a bajas temperaturas, puesto que en lugar de disminuir con la temperatura de la superficie de la muestra (la temperatura medida experimentalmente y considerada como la temperatura a la que se encuentra toda la muestra) se satura a un cierto nivel. De este modo, el movimiento de un vórtice en este régimen viene determinado por una **temperatura local efectiva distinta de la temperatura de la superficie de la muestra** y es, además, prácticamente independiente de esta última.

El argumento principal esgrimido por GF es el cálculo del aumento que sufre la temperatura interna de una muestra volúmica respecto a la temperatura de su superficie debido al fenómeno del autocalentamiento. Para simplificar el modelo, GF consideran que toda la potencia es liberada en el centro de la muestra. Así, en equilibrio termodinámico, la temperatura del centro de una muestra cúbica viene dada por

$$T_i = T_s + P/kl, \quad (3.27.)$$

donde T_i es la temperatura interna de la muestra, T_s es la temperatura de la superficie de la muestra medida durante un experimento de relajación, k es la conductividad térmica del material y l es la distancia desde el punto donde se libera la potencia P hasta la superficie. Considerando una conductividad térmica a bajas temperaturas dominada por fonones, $k = \alpha T^3$, con $\alpha = 2500 \mu\text{W}/\text{K}^4\text{cm}$ (Ref. ¹⁰⁶), $P = 1.5 \text{ nW}$ (medida después de 5000 segundos de relajación) y $l = 0.5 \text{ mm}$, GF obtienen que la temperatura interna de la muestra es $T_i = 1.000012, 0.112$ y 12.01 K , para $T_s = 1, 0.1$ y 0.01 K , respectivamente. Es decir, para una temperatura de la superficie de 0.01 K (la hipotética temperatura de la muestra), la temperatura interna del centro de la muestra sería ¡de 12.01 K ! Debido a esto, GF concluyen que la relajación a bajas temperaturas es debida al efecto del autocalentamiento interno.

La réplica a este trabajo ha llegado a través de sendos comentarios de Griessen, Hoekstra y Wijngaarden (GHW),¹⁰⁷ y Fruchter, Campbell y Konczykowski (FCK).¹⁰⁸ A continuación nos centraremos en el comentario de GHW puesto que es el que más argumentos ofrece, y debido también a que el argumento principal de FCK coincide con uno de los expuestos por GHW:

(1) El análisis de GF es aplicable exclusivamente a materiales volúmicos, por lo que las capas finas no deberían presentar efectos de autocalentamiento significativos. Por tanto, si estos efectos fuesen importantes, la dependencia térmica del ritmo de relajación a bajas temperaturas en capas finas y en monocristales debería ser distinta, en contradicción con las observaciones experimentales de Griessen *et al.*⁷¹ que presentan el mismo orden de magnitud en capas finas y en monocristales volúmicos.

(2) La ecuación utilizada por GF para estimar la temperatura interna de la muestra no es la solución correcta para una muestra cúbica de arista l con una fuente de potencia P en una de sus caras. Para deducir aquella ecuación, GF tratan la conducción de calor en una aproximación unidimensional y calculan la temperatura T_i de la cara donde se encuentra la fuente P en función de la temperatura T_s de la cara opuesta. Sin embargo, en un estado estacionario, la misma potencia P es transferida a través de cualquier sección transversal de área l^2 de la muestra: $P = kl^2(dT/dx)$. Utilizando la misma aproximación fonónica ($k = \alpha T^3$) que GF, GHW integran la ecuación anterior y obtienen

$$T_i = [(T_s)^4 + 4P/(\alpha l)]^{1/4}, \quad (3.28.)$$

que da lugar a $T_i = [(T_s)^4 + 4.8 \times 10^{-5}]^{1/4}$ al sustituir los mismos valores utilizados por GF. De este modo, para cualquier temperatura inferior a 10 mK, la ecuación anterior conduce a $T_i \approx 83$ mK, en lugar de 12.01 obtenido por GF. Este es también el argumento esgrimido por FCK.

(3) Según esto, si el autocalentamiento fuese la causa del movimiento de vórtices a bajas temperaturas, el ritmo de relajación independiente de la temperatura debería observarse por debajo de 83 mK y no por debajo de una temperatura de 1 a 6 K, como se observa experimentalmente (ver tabla 3.3.). Para que esta temperatura de transición fuese causada por autocalentamiento, la potencia disipada debería ser cuatro o cinco órdenes de magnitud mayor, esto es, del orden de decenas o centenas de μW .

Por tanto, aunque los efectos disipativos siempre acompañan al movimiento de vórtices, dichos efectos no son tan importantes a bajas temperaturas como para considerarlos como la causa principal de este movimiento en lugar del efecto túnel de los vórtices a través de las barreras de energía asociadas a los centros de atrapamiento.

3.2. Dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación normalizado

En esta sección se analiza en distintos apartados, dedicado cada uno de ellos a una muestra concreta, la dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación normalizado, $R(H_a)$. Este estudio se ha realizado a partir del análisis de las curvas de relajación magnética obtenidas dentro del grupo (2) de medidas [$M(t)$ con diferentes intensidades de campo magnético, para una temperatura fijada] descrito en la sección anterior. La razón de empezar con este grupo de medidas, en lugar de exponer en primer lugar el grupo (1) [medidas $M(t)$ a distintas temperaturas, para una intensidad de campo magnético fija], reside en el hecho de que el análisis de los resultados obtenidos con este último grupo requiere el conocimiento previo del campo de transición dimensional H_{3D-2D} , cuyo valor se obtiene a partir de la dependencia que en la presente sección se estudia.

3.2.1. Tl-2223(p)

Para la realización de medidas de relajación magnética en este sistema se ha utilizado una masa de 20 mg en lugar de los 40 mg utilizados para la caracterización magnética de la muestra. Este cambio se debe a que medidas de relajación llevadas a cabo sobre la masa de 40 mg, dentro de cualquiera de los dos grupos expuestos en el capítulo anterior, no reflejaban variaciones apreciables de la imanación; es decir, la señal magnética asociada a esta masa de muestra saturaba la sensibilidad del magnetómetro. La figura 3.5. muestra algunas curvas de relajación $M_r(t)$ obtenidas a una temperatura de 2.4 K con distintas intensidades de campo magnético aplicado durante el proceso FC ($H_a = 8, 10, 12, 14$ y 16 kOe). También se han obtenido curvas similares (no mostradas) con $H_a = 1, 2, 3, 4, 6, 20, 25$ y 30 kOe.

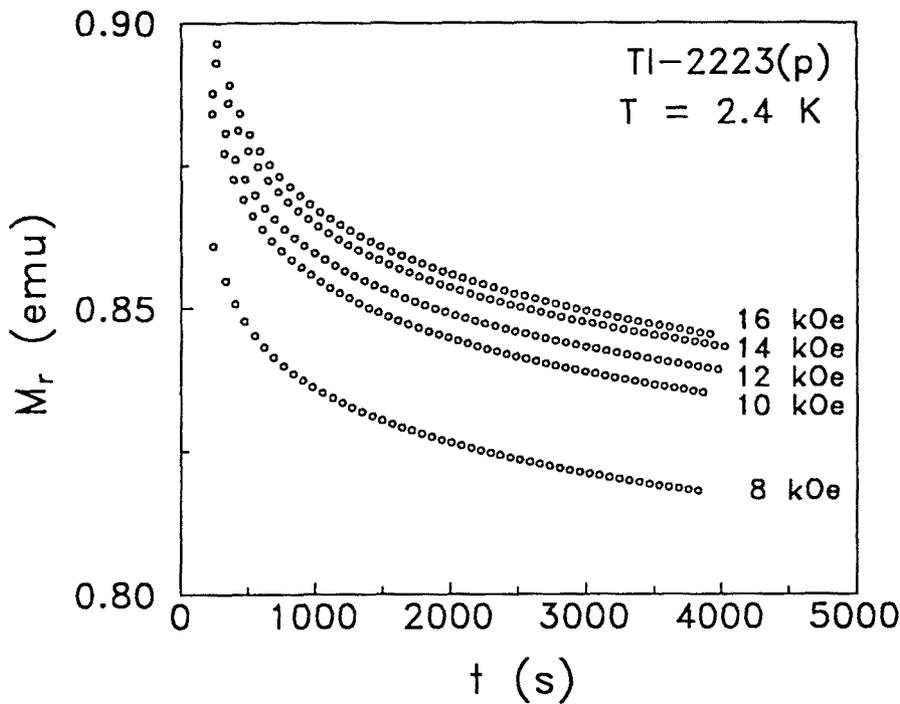


Figura 3.5. Curvas de relajación magnética $M_r(t)$ obtenidas en Tl-2223(p) a una temperatura de 2.4 K con diversas intensidades de campo magnético.

La forma general de las curvas es muy similar a la de la curva presentada en la figura 2.12. para la muestra Tl-2223(f) a la misma temperatura (2.4 K): la imanación presenta un valor positivo que decrece progresivamente a medida que pasa el tiempo. Sin embargo, la imanación de Tl-2223(p) es un orden de magnitud mayor que la imanación de Tl-2223(f) [p.e., el valor inicial de la imanación con $H_a = 8$ kOe en Tl-2223(p) es $M_i(8 \text{ kOe}) = 0.8609$ emu, mientras que con $H_a = 100$ Oe en Tl-2223(f) es $M_i(100 \text{ Oe}) = 0.0193$ emu], debido a la mayor intensidad de campo magnético aplicado durante el proceso FC [en el siguiente apartado veremos que los campos magnéticos aplicados sobre Tl-2223(f) son un orden de magnitud menor que los aplicados sobre Tl-2223(p)] y a la mayor cantidad de muestra empleada [recordemos que la muestra de Tl-2223(f) consiste en capas finas de $1 \mu\text{m}$ de espesor y $3 \times 4 \text{ mm}^2$ de superficie, por lo que la masa contenida es mucho menor que en Tl-2223(p)]. A pesar de ello, cabe señalar que la variación relativa del valor de la imanación a lo largo de todo el proceso de relajación, $\Delta M \equiv (M_f - M_i)/M_i$ (donde M_i y M_f son respectivamente los valores de la imanación en los tiempos inicial y final de medida), es muy similar en ambas muestras [p.e., $\Delta M(8 \text{ kOe}) = 5 \%$ en Tl-2223(p), y $\Delta M(100 \text{ Oe}) = 3 \%$ en Tl-2223(f)], por lo que el valor absoluto de la imanación parece no influir decisivamente en el ritmo del proceso evolutivo.

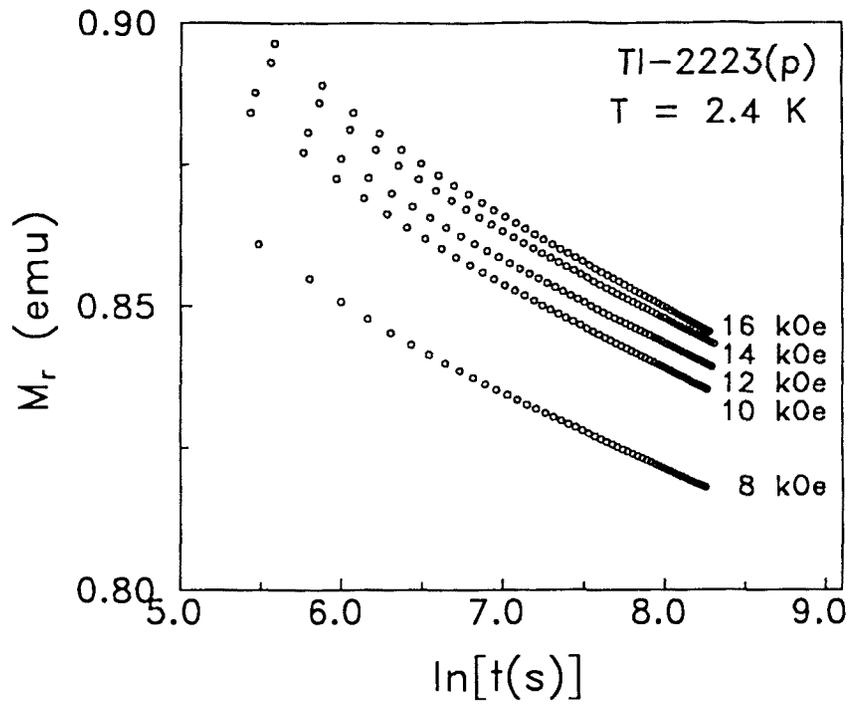


Figura 3.6 Representación $M_r[\ln(t)]$ de los datos de relajación magnética mostrados en la figura anterior

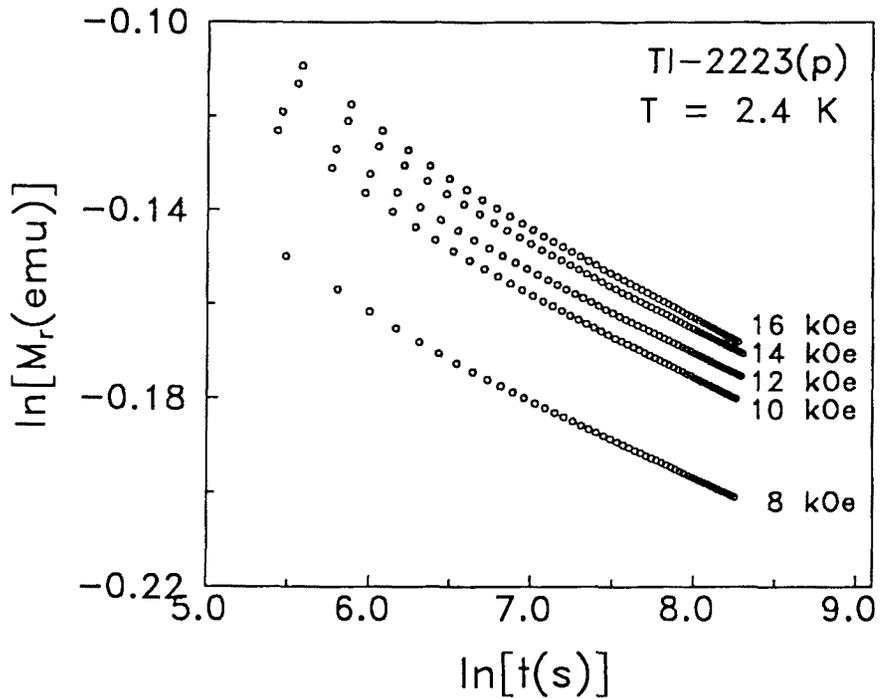


Figura 3.7 Representación de las curvas de relajación de la figura 3.5 con $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(s)]$

En las figuras 3.6. y 3.7. aparecen respectivamente los datos de relajación de la figura 3.5. con la imanación y el logaritmo de la imanación representados en función del logaritmo del tiempo, $M_r[\ln(t)]$ y $[\ln(M_r)][\ln(t)]$. El comportamiento que se observa es similar a los exhibidos por Tl-2223(f) en las figuras 2.11. y 2.12., con un régimen transitorio inicial que se extiende hasta un tiempo de entre 500 y 800 segundos, según la intensidad del campo magnético aplicado. En ambas representaciones, la región lineal de todas las curvas obtenidas, tanto las mostradas como las no mostradas, ha sido ajustada mediante la regresión lineal correspondiente, obteniéndose en ambos casos coeficientes de correlación en el rango 0.9999 – 0.99999. Como ya se comentó en el capítulo anterior, esto dificulta la distinción entre los dos tipos de leyes (logarítmica y potencial) y confirma que el material se encuentra en las etapas iniciales del proceso de relajación.

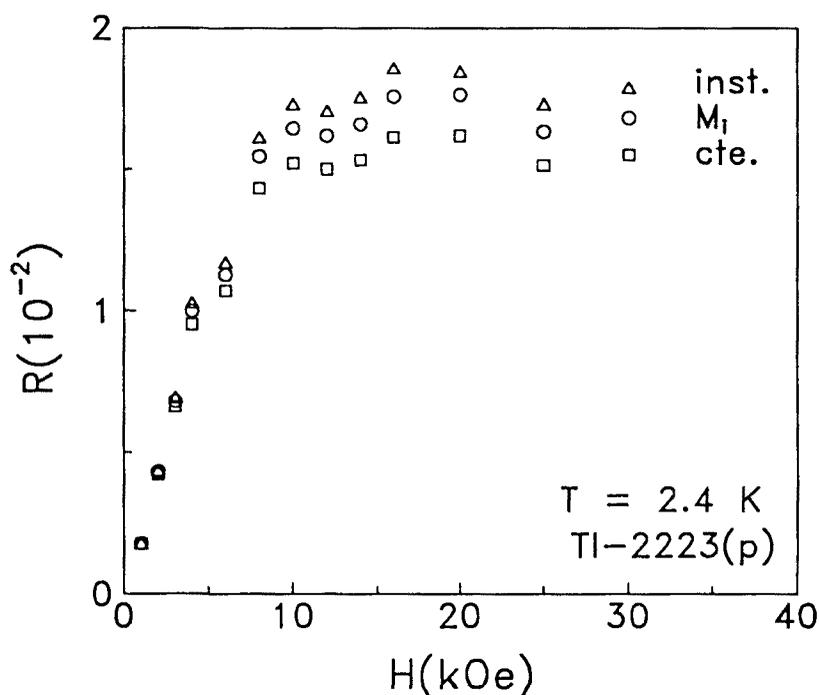


Figura 3 8 Dependencia con el campo magnético [aplicado en el proceso FC de la muestra Tl-2223(p)] del ritmo de relajacion normalizado instantaneamente (Δ), por el primer valor de imanacion detectado (O) y por la ordenada en el origen de la regresion lineal (\square). La temperatura de medida es de 2 4 K

En la figura 3.8. aparece representado el ritmo de relajación normalizado según los tres criterios mencionados [instantáneamente (Δ), por el primer valor de imanación detectado (O) y por la ordenada en el origen de la regresión lineal (\square)] en función de la intensidad del campo magnético aplicado en el proceso FC de la muestra Tl-2223(p), a la temperatura de 2.4 K. Con independencia del criterio de normalización, las tres curvas presentan una forma común: el ritmo de relajación normalizado R aumenta con el campo magnético, hasta llegar a una intensidad (10 – 12 kOe) por encima de la cual pasa a una dependencia constante (con una cierta dispersión), cuyo valor exacto sí depende del criterio de normalización escogido ($R_{\Delta} \simeq 1.75 \%$, $R_O \simeq 1.65 \%$, $R_{\square} \simeq 1.55 \%$). Como ya se avanzaba en la sección teórica, este comportamiento refleja la existencia de una **transición en la dimensionalidad del proceso de *creep* cuántico**, pasando del movimiento de líneas de flujo 3D al movimiento de vórtices 2D a medida que aumenta la intensidad de campo magnético. La intensidad de campo que conecta la dependencia lineal con la región constante es precisamente el campo de transición dimensional, $H_{3D-2D}(2.4 \text{ K}) \simeq 10 - 12 \text{ kOe}$.

El comportamiento exhibido puede entenderse recordando las expresiones teóricas del ritmo de relajación normalizado en los casos 3D y 2D, en los límites altamente disipativo (efecto túnel disipativo óhmico) y no disipativo (efecto túnel Hall) [ecuaciones (3.17.), (3.19.), (3.21.) y (3.22.)]:

$$R_{\text{CCC},3D} \simeq (e^2/\hbar)(\rho_n/L_c), \quad (3.17.)$$

$$R_{\text{CCC},2D} \simeq (e^2/\hbar)(\rho_n/d), \quad (3.19.)$$

$$R_{\text{H},3D} \simeq (\pi n_s \xi^2 L_c)^{-1}, \quad (3.21.)$$

$$R_{\text{H},2D} \simeq (\pi n_s \xi^2 d)^{-1}, \quad (3.22.)$$

donde ρ_n es el valor extrapolado a temperatura nula de la resistividad del estado normal en el plano ab , ξ es la longitud de coherencia superconductora en el mismo plano, d es la distancia interlaminar, n_s es la densidad volúmica de pares de electrones y L_c es la dimensión longitudinal del objeto involucrado en el proceso de *creep* cuántico,

$$L_c \simeq (\xi/\gamma) (J_0/J_c)^{1/2}, \quad (3.16.)$$

siendo γ el parámetro de anisotropía del material y J_c y J_0 las densidades de corriente crítica y de ruptura de pares de electrones en el plano ab , respectivamente.

Recordemos brevemente la base física de la dependencia $R(H_a)$ observada. A través de las ecuaciones (3.17.) y (3.21.), R_{3D} es, en cualquiera de los dos límites disipativos, inversamente proporcional a la dimensión longitudinal del objeto involucrado en el proceso cuántico, L_c . Ésta, a su vez, es inversamente proporcional [ecuación (3.16.)] al parámetro de anisotropía γ , que, como recientemente se ha demostrado,⁴⁰ es una función creciente de la intensidad del campo magnético. Esto significa que, a medida que aumenta esta intensidad, γ aumenta, L_c disminuye y, por tanto, R_{3D} aumenta. Esto sucede así hasta que se llega al campo de transición dimensional: cuando H supera H_{3D-2D} , L_c disminuye por debajo de la distancia interlaminar d , por lo que el proceso de *creep* cuántico se ve limitado exclusivamente a un objeto confinado en una lámina superconductora individual, es decir, a un vórtice 2D. En este caso, el proceso viene descrito por R_{2D} , que no presenta, en ninguno de los dos límites disipativos, dependencia alguna con el parámetro de anisotropía [ecuaciones (3.19.) y (3.22.)], lo que explica la transición de la dependencia creciente a la independencia de R con el campo magnético.

La sustitución de valores típicos para TI-2223(p) en las ecuaciones (3.19.) y (3.22.) permite obtener una estimación teórica del valor de la región constante que aparece en la figura 3.8. Utilizando $\hbar/e^2 \simeq 4.1 \text{ k}\Omega$, $\rho_n \simeq 15 \text{ }\mu\Omega \text{ cm}$ (Ref. 93), $n_s \simeq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (ver apartado 2.1.2.), $\xi \simeq 30 \text{ \AA}$ (Ref. 92) y $d \simeq 18 \text{ \AA}$ (Refs. 37,38), se obtiene el mismo valor para los ritmos de relajación en el límite disipativo óhmico y en el límite Hall: $R_{\text{CC},2D} \simeq R_{\text{H},2D} \simeq 2 \%$. A pesar de tratarse de una estimación muy burda (se han utilizado valores muy generales para los parámetros que aparecen en las ecuaciones), el valor obtenido es similar, aunque ligeramente superior, al correspondiente a la zona constante de las tres curvas de la figura 3.8. ($R_{\Delta} \simeq 1.75 \%$, $R_O \simeq 1.65 \%$, $R_{\square} \simeq 1.55 \%$). Por otro lado, la coincidencia en las estimaciones de R en los dos límites disipativos opuestos impide averiguar a partir de este tipo de estudio en qué régimen disipativo se encuentra la muestra TI-2223(p). En la siguiente sección intentaremos obtener mayor información sobre este punto a partir del análisis de la dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado.

Por lo que respecta al campo de transición dimensional hallado experimentalmente, $H_{3D-2D}(2.4 \text{ K}) \simeq 10 - 12 \text{ kOe}$, este valor se encuentra muy cerca y muy lejos, respectivamente, de los límites superior e inferior del intervalo de valores calculados en la sección teórica: $H_{3D-2D} \simeq 0.008 - 16 \text{ kOe}$

(ver tabla 3.2.). Para entender esto, lo mejor es seguir el proceso inverso al desarrollado en aquella sección y estimar el valor del parámetro de anisotropía de nuestra muestra Tl-2223(p) a partir del valor experimental de H_{3D-2D} . Sustituyendo $d \simeq 18 \text{ \AA}$ y $\Phi_0 \simeq 2.07 \times 10^{-15} \text{ T m}^2$ en la definición de H_{3D-2D} ,

$$H_{3D-2D} \simeq \Phi_0 / (\gamma d)^2, \quad (3.2.)$$

se obtiene $\chi(2.4 \text{ K}) \simeq 23 - 25$. Este valor es muy próximo al valor encontrado a partir de medidas de magnetoresistencia en un monocristal de la misma fase, $\chi(0) \simeq 20$ (Ref. 24), y muy alejado del valor hallado mediante medidas de magnetometría de torsión a una temperatura de 100 K también en un monocristal de la misma fase, $\chi(100 \text{ K}) \simeq 900$ (Ref. 26) (ver tabla 3.1.). Estos son precisamente los valores utilizados en la sección teórica para el cálculo de H_{3D-2D} . Recordemos que γ no sólo es una función creciente del campo magnético, sino también de la temperatura (ver epígrafe 3.1.1.1.f.), lo que podría explicar, por un lado, la gran diferencia entre estos dos valores obtenidos a temperaturas tan dispares y, por otro lado, la gran semejanza entre nuestro valor [$\chi(2.4 \text{ K}) \simeq 23 - 25 \text{ K}$] y el valor obtenido en la Ref. 24 a temperatura nula [$\chi(0) \simeq 20 \text{ K}$]. Por tanto, consideraremos que el valor de γ estimado por nosotros es un valor representativo de la anisotropía intrínseca de la muestra Tl-2223(p), y lo utilizaremos en cualquier cálculo o estimación en que el parámetro de anisotropía se encuentre involucrado.

Terminaremos este apartado con un breve comentario sobre los criterios de normalización del ritmo de relajación. Como hemos visto en la figura 3.8., el criterio no afecta a la forma general de la dependencia $R(H_a)$ sino tan sólo al valor del ritmo de relajación, de manera leve en el régimen 3D y de manera más importante en el régimen 2D. A pesar de esto, en este último régimen, los valores correspondientes a los tres criterios son muy parecidos entre sí (la variación relativa es inferior a un 10 %) y son, además, cualitativa y cuantitativamente comparables a los valores estimados a partir de las expresiones teóricas correspondientes [ecuaciones (3.19.) y (3.22.)]. Debido a estos argumentos, los tres criterios son, en principio, perfectamente válidos como alternativa a la definición original del ritmo de relajación normalizado por el valor inicial de la imanación [ecuación (2.35.)], y son simultáneamente analizados en los siguientes apartados dedicados al resto de muestras.

3.2.2. Tl-2223(f)

Como ya se ha avanzado en el capítulo anterior, la muestra utilizada en las medidas de relajación llevadas a cabo en este sistema es la que ya se utilizó en las medidas de imanación d.c. destinadas a su caracterización magnética: capas finas con una superficie de $3 \times 4 \text{ mm}^2$ y un espesor de $1 \mu\text{m}$. Por otro lado, recordemos que todas las medidas han sido realizadas con el campo magnético aplicado perpendicularmente a la superficie de la muestra.

Dado que las líneas generales de las curvas de relajación magnética de esta muestra han sido sobradamente analizadas en el capítulo anterior, en este apartado se expondrán dichas curvas representando directamente la imanación y el logaritmo de la imanación en función del logaritmo del tiempo. Así, en las figuras 3.9. y 3.10. aparecen respectivamente las representaciones $M_r[\ln(t)]$ y $[\ln(M_r)][\ln(t)]$ de algunas curvas obtenidas a una temperatura de 2.4 K, con campos magnéticos de 100, 220, 280, 400, 500 y 600 Oe, aplicados durante el proceso FC. Otras intensidades aplicadas y no mostradas en las figuras han sido 75, 150, 350, 800, 1000, 1200, 1400, 1600, 1800, 2000, 3000, 4000, 5000, 6000 y 8000 Oe.

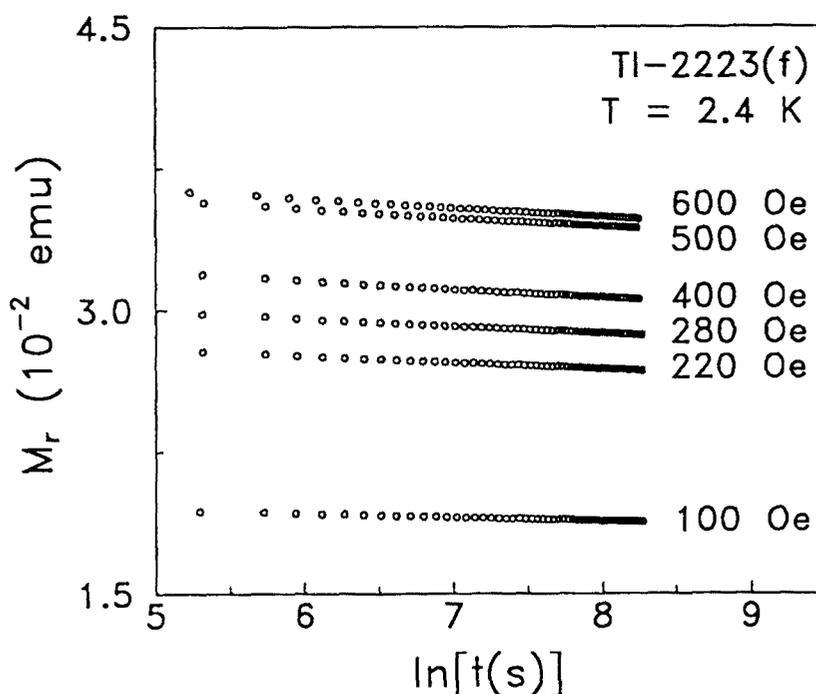


Figura 3.9. Curvas de relajación magnética obtenidas a 2.4 K en Tl-2223(f) con distintas intensidades del campo magnético, con M_r en función de $\ln[t(s)]$.

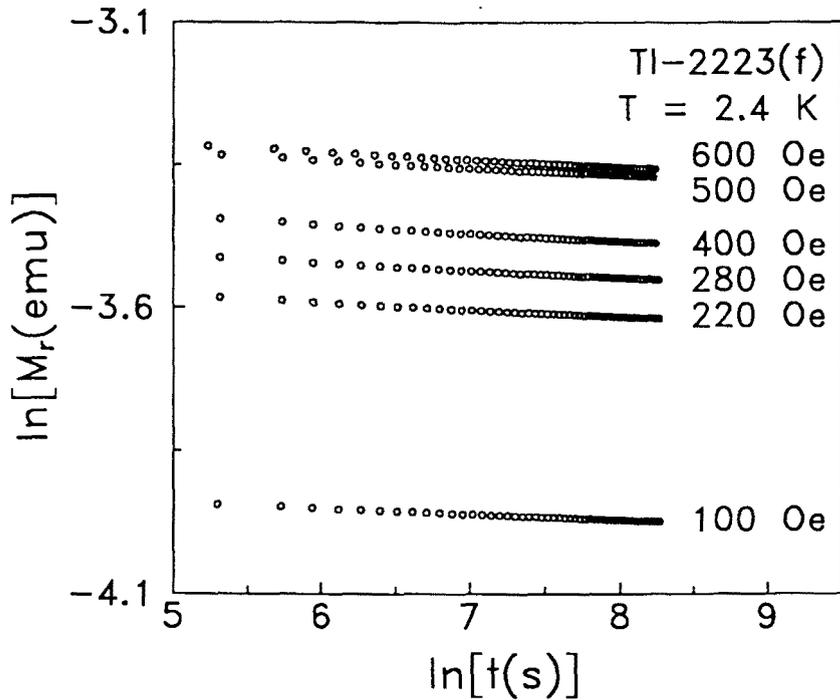


Figura 3.10. Representación de $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(\text{s})]$ para TI-2223(f), con distintas intensidades del campo magnético ($T = 2.4 \text{ K}$).

Todas las curvas mostradas en la figura 3.9. siguen un comportamiento común muy similar al presentado en la figura 2.11. (de hecho, la curva que se exhibía en aquella figura para un campo magnético de 100 Oe aparece también en las figuras que ahora nos ocupan): la imanación evoluciona linealmente con el logaritmo del tiempo, excepto en una pequeña región inicial que varía de una curva a otra, pero que, como máximo, se extiende durante 800 segundos. La variación relativa de la imanación a lo largo de la ventana completa de tiempos de observación es de un 3 a un 4 %, según la intensidad del campo magnético aplicado. Por otro lado, de la misma manera que la curva de la figura 2.12., las curvas que aparecen en la figura 3.10. muestran también una evolución lineal del logaritmo de la imanación con el logaritmo del tiempo, excepto en una región inicial transitoria que se extiende también hasta un tiempo máximo de unos 800 segundos. En este caso, la variación del logaritmo de la imanación a lo largo de una medida completa es de un 6 a un 8 %. Los ajustes de las regiones lineales de las dos representaciones son muy similares entre sí ($r \approx 0.9999$) por lo que es difícil distinguir cuál de ellas es la más acertada.

De este modo, también en esta muestra estudiaremos los tres criterios de normalización del ritmo de relajación. La figura 3.11. presenta la dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación normalizado por la ordenada en el origen de la regresión lineal (\square), por el primer valor de imanación detectado (O) e instantáneamente (Δ). El comportamiento general exhibido por las tres curvas reproduce las líneas generales observadas en Tl-2223(p), **desplazadas hacia campos magnéticos un orden de magnitud menores**: R crece rápidamente a medida que el campo magnético aumenta desde cero, hasta llegar a una intensidad, ≈ 1 kOe, por encima de la cual se satura y mantiene un valor constante hasta una intensidad de unos 2 kOe. Esto se aprecia mucho mejor en la figura 3.12. (página siguiente), donde se muestra una ampliación de la dependencia $R(H_a)$ para campos magnéticos en el rango 0 – 2 kOe.

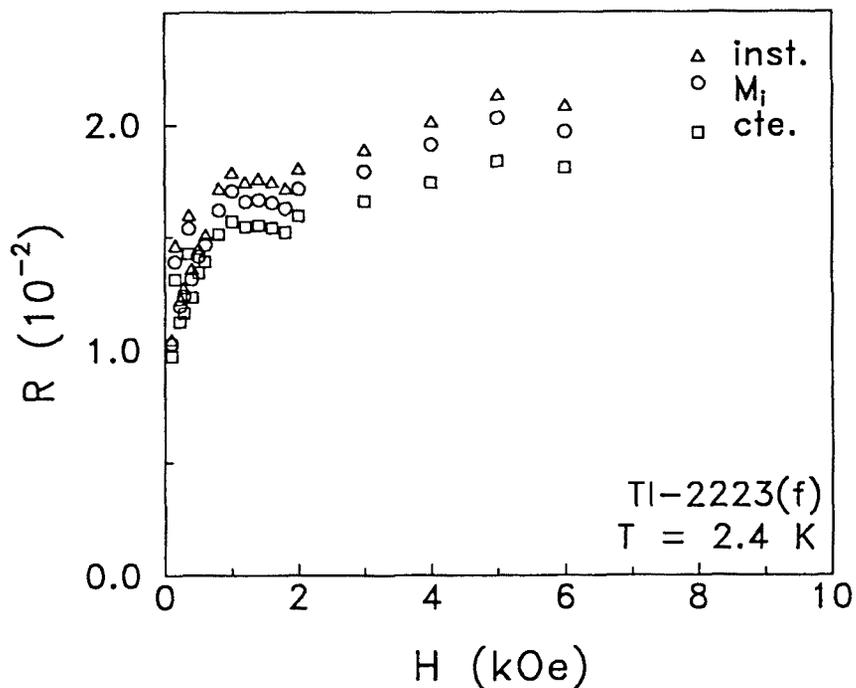


Figura 3.11 Dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación normalizado de la muestra Tl-2223(f). La temperatura de medida es de 2.4 K. Junto a cada curva se detalla el criterio de normalización correspondiente.

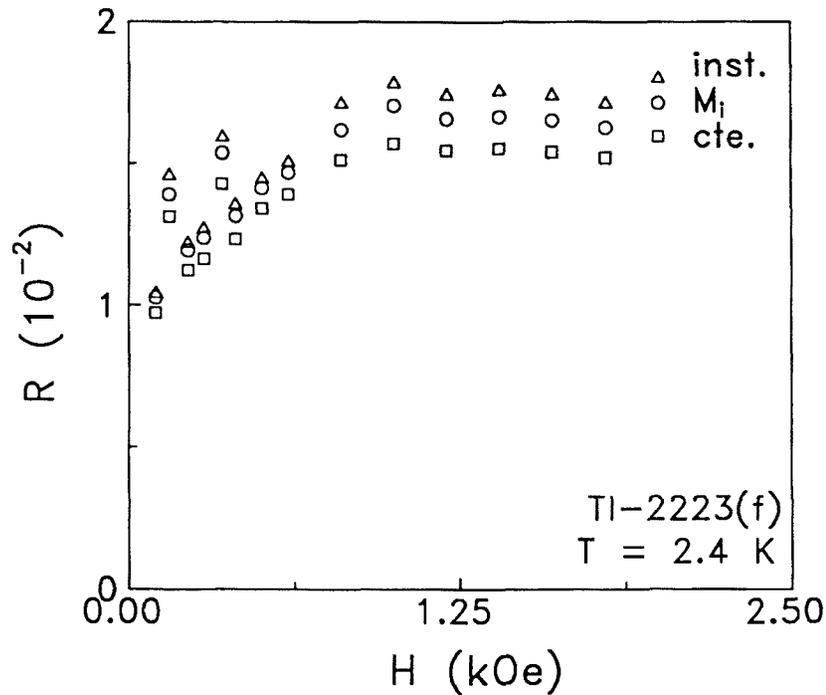


Figura 3.12. Ampliación de la dependencia $R(H_a)$ de la muestra Tl-2223(f) para campos magnéticos en el rango 0 – 2 kOe. La temperatura de medida es 2.4 K.

Sin embargo, la dependencia completa de la figura 3.11. introduce una característica que no aparecía en Tl-2223(p): para campos magnéticos por encima de 2 kOe, R vuelve a crecer a medida que H_a aumenta, con un ritmo mucho más lento que en la región inicial de campos débiles. Para entender la aparición de esta segunda región creciente recurriremos al diagrama de fases campo-temperatura de la figura 3.1. En el régimen de bajas temperaturas de dicha figura, a medida que el campo magnético aumenta desde cero, se atraviesan diversos campos magnéticos característicos. El primero de ellos es el ya familiar campo de transición dimensional, H_{3D-2D} (B_{2D} en la figura), que determina el paso del atrapamiento 3D de vórtices individuales al atrapamiento 2D de vórtices individuales. Este es el único campo que se detectaba en la dependencia $R(H_a)$ de la muestra Tl-2223(p) [$H_{3D-2D}(2.4 \text{ K}) \simeq 10 - 12 \text{ kOe}$] y que también aparece en las figuras 3.11. y 3.12. para Tl-2223(f), desplazado hacia un valor un orden de magnitud menor: $H_{3D-2D}(2.4 \text{ K}) \simeq 1 \text{ kOe}$. Sin embargo, si el campo magnético sigue aumentando se supera un segundo campo característico, H_{cp} (B_{cp} en la figura), que determina la transición del atrapamiento 2D de vórtices individuales al atrapamiento 2D de haces de vórtices. Dentro de este último régimen de *pinning*, el proceso de *creep* puede

experimentar a su vez una transición dimensional: si el campo sigue aumentando, se puede pasar de *creep* 2D a *creep* 3D de haces de vórtices. Blatter *et al.* han deducido¹⁰⁹ que, al entrar en este régimen, la acción viene dada por una expresión que resulta ser proporcional a la expresión en el régimen de *creep* 3D de vórtices individuales (régimen de campos magnéticos débiles). De este modo, el crecimiento del parámetro de anisotropía con la intensidad de campo magnético vuelve a ser un argumento válido para explicar el segundo aumento observado en la dependencia $R(H_a)$.

Por lo que respecta a la región constante de la figura 3.12., los valores correspondientes a los distintos criterios de normalización son idénticos a los hallados en Tl-2223(p): $R_{\square} \approx 1.55 \%$, $R_{\circ} \approx 1.65 \%$, $R_{\Delta} \approx 1.75 \%$. Por lo tanto, son comparables a los valores estimados en el apartado anterior para los ritmos de relajación normalizados en los límites altamente disipativo y no disipativo, $R_{\text{CCC,2D}} \approx R_{\text{H,2D}} \approx 2 \%$, ya que los parámetros que intervienen en las ecuaciones (3.19.) y (3.22.) son iguales para las dos muestras [el valor a temperatura nula de la resistividad del estado normal en el plano *ab* puede variar ligeramente de una muestra a otra, pero esto ya se tuvo en cuenta en su momento al tomar un valor promedio, $\rho_n \approx 15 \mu\Omega \text{ cm}$, de los que se encuentran normalmente en la bibliografía, $\rho_n \approx 10 - 20 \mu\Omega \text{ cm}$ (Ref. 93)]. De este modo, también en esta muestra resulta imposible averiguar, a partir de esta simple estimación, el grado de disipación del proceso cuántico, por lo que en la siguiente sección se analizará con detalle la dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado para intentar obtener mayor información sobre este punto.

Terminaremos con la estimación del parámetro de anisotropía de esta muestra y con unas observaciones al respecto. Utilizando el valor de la distancia interlaminar en la fase Tl-2223, $d \approx 18 \text{ \AA}$ (Refs. 37,38), el valor experimental del campo de transición dimensional, $H_{\text{3D-2D}}(2.4 \text{ K}) \approx 1 \text{ kOe}$, y la definición del mismo [ecuación (3.2.)], se obtiene $\chi(2.4 \text{ K}) \approx 80$ para Tl-2223(f). Este valor es mayor que el hallado en el apartado anterior para la muestra Tl-2223(p) a la misma temperatura, $\chi(2.4 \text{ K}) \approx 23 - 25$, debido a la ya mencionada disminución, en un orden de magnitud, del campo de transición dimensional de Tl-2223(f) respecto a Tl-2223(p). Es decir, realizando el mismo proceso de medida en dos muestras distintas de la misma fase se encuentran valores distintos del campo de transición dimensional y del parámetro de anisotropía. La razón física de esta diferencia hay que buscarla, por tanto, en la geometría y forma de las muestras:

(1) Por una parte, el hecho de que la epitaxia de las capas finas de $1 \mu\text{m}$ de espesor de la muestra Tl-2223(f) itere la estructura laminar cristalina a lo largo de la dirección c (considerando que el parámetro de red en la dirección c es de unos 36 \AA , el espesor mencionado contiene unas 275 celdas unidad alineadas a lo largo de dicha dirección), podría dar lugar a que el magnetómetro detectase una especie de “superanisotropía” o “anisotropía mesoscópica” en lugar de la anisotropía intrínseca propia de los planos superconductores. Esta es una hipótesis poco fundada que simplemente nos atrevemos a aventurar.

(2) Una segunda explicación mucho más lógica consiste en considerar la importancia que los efectos desimanadores tienen en las capas finas:¹¹⁰ el pequeño espesor de la muestra facilita la entrada del flujo magnético perpendicularmente a la superficie para intensidades de campo magnético mucho más débiles que en muestras volúmicas. En la teoría más básica que tiene en cuenta efectos desimanadores, los campos que experimenta el material se ven reducidos respecto a los valores aplicados externamente en un factor t/w , donde t y w son respectivamente el espesor y la anchura de la muestra. Para los valores de estos parámetros en nuestra muestra ($t \simeq 1 \mu\text{m}$, $w \simeq 3 \text{ mm}$), la reducción sería del orden de 10^{-4} . Sin embargo, esta teoría deja de ser aplicable cuando el espesor es comparable a la profundidad de penetración, como en nuestra muestra. Según Rose-Innes y Rhoderick,¹¹⁰ la teoría revisada arroja correcciones menos severas, lo que explicaría la traslación en Tl-2223(f) de la dependencia completa $R(H_o)$ hacia campos magnéticos un orden de magnitud menores que en Tl-2223(p).

3.2.3. Tl-2212

De la misma manera que en la muestra anterior, también en este sistema se ha utilizado la misma muestra en las medidas de caracterización magnética y en las medidas de relajación, esto es, una muestra en polvo contenida en una cápsula de plástico. Las figuras 3.13. y 3.14. (página siguiente) muestran respectivamente las ya conocidas representaciones $M_r[\ln(t)]$ y $[\ln(M_r)][\ln(t)]$ de algunos datos de relajación magnética obtenidos a una temperatura de 2.4 K , tras someter a la muestra Tl-2212 al proceso FC con diversas intensidades de campo magnético ($H_o = 2, 4, 6, 10$ y 12 kOe).

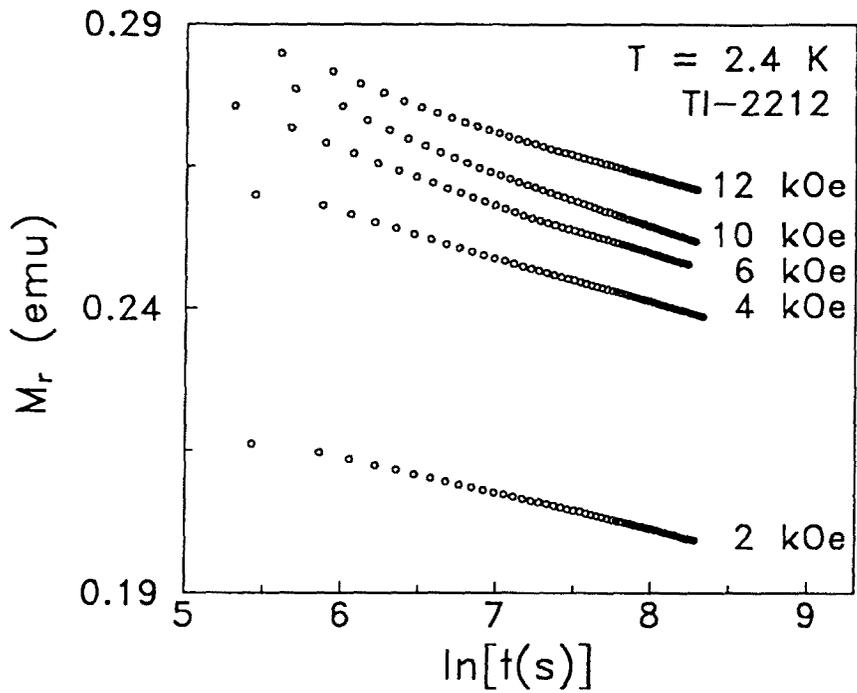


Figura 3.13. Representación $M_r[\ln(t)]$ de los datos de relajación magnética obtenidas a una temperatura de 2.4 K en TI-2212, para distintas intensidades del campo magnético aplicado durante el proceso FC previo.

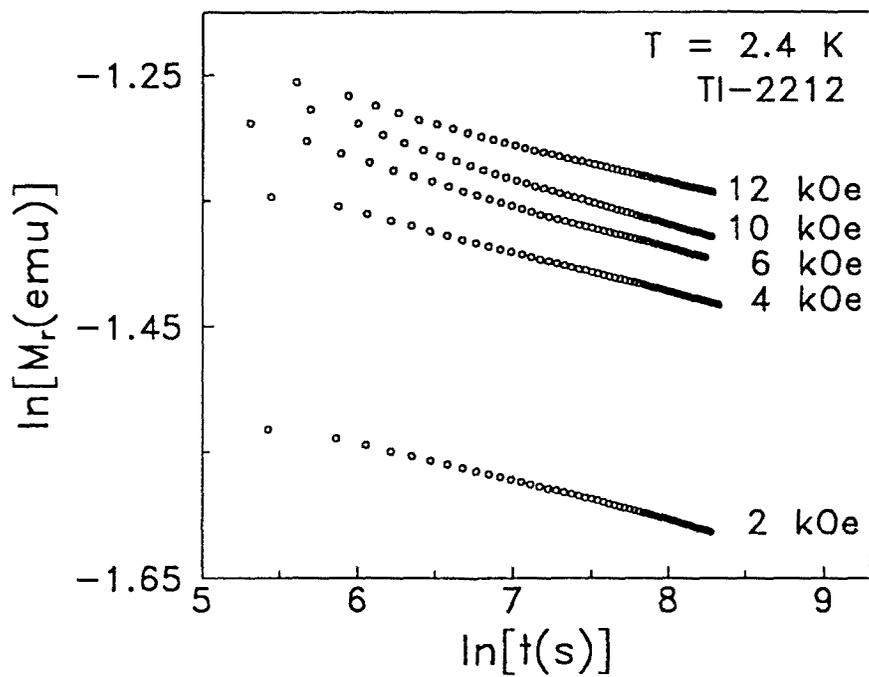


Figura 3.14. Representación $[\ln(M_r)][\ln(t)]$ de los datos de relajación magnética de la muestra TI-2212 para distintas intensidades del campo magnético. La temperatura de medida es 2.4 K.

Como en las dos muestras analizadas en los dos apartados anteriores, todas las curvas exhiben en ambas representaciones un comportamiento lineal a lo largo de la ventana completa de tiempos de observación, a excepción de una región inicial curvada que se extiende hasta un tiempo máximo que en esta muestra oscila entre 800 y 1000 segundos. Tanto la variación relativa de la imanación como la variación absoluta del logaritmo de la misma a lo largo del tiempo total de observación varían entre un 8 y un 10 %, según la intensidad del campo magnético aplicado. Los datos experimentales han sido ajustados mediante las regresiones lineales pertinentes con excelentes y similares resultados en ambos casos (los coeficientes de correlación se encuentran en el rango 0.9993 – 0.99998).

Otras intensidades aplicadas para las que se han obtenido curvas y ajustes muy parecidos, han sido 7, 8, 9, 11, 14, 16, 18, 20, 22, 25 y 30 kOe. Conviene señalar que para intensidades de campo magnético inferiores a 2 kOe los datos experimentales no exhiben, en ninguna de las dos representaciones anteriores, un comportamiento lineal definido, y no han podido ser ajustados con éxito a ninguna de las dos leyes correspondientes, ni siquiera a una tercera representación alternativa como, por ejemplo, una *stretched exponential*. Esto deja un vacío en el régimen de campos magnéticos débiles, lo que, como a continuación veremos, repercutirá negativamente en el estudio de la dependencia $R(H_a)$ y en la determinación del campo de transición dimensional H_{3D-2D} de esta muestra.

La figura 3.15. (página siguiente) muestra la dependencia $R(H_a)$ con las curvas correspondientes a los tres criterios de normalización del ritmo de relajación: por la ordenada en el origen de la regresión lineal (\square), por el primer valor de imanación detectado por el magnetómetro (O) e instantánea (Δ). La figura introduce una novedad respecto a las dos muestras estudiadas con anterioridad: las tres curvas presentan un único comportamiento, a saber, un valor constante en todo el rango de campos magnéticos aplicados ($2 < H_a < 30$ kOe), con una mayor o menor dispersión en algunos de los datos. De este modo, sólo el régimen cuántico 2D aparece reflejado en la dependencia $R(H_a)$, mientras que la dependencia creciente inicial, propia del régimen cuántico 3D, que habíamos hallado en las dos muestras de la fase Tl-2223, no aparece en ninguna de las tres curvas en el rango de campos magnéticos mencionado.

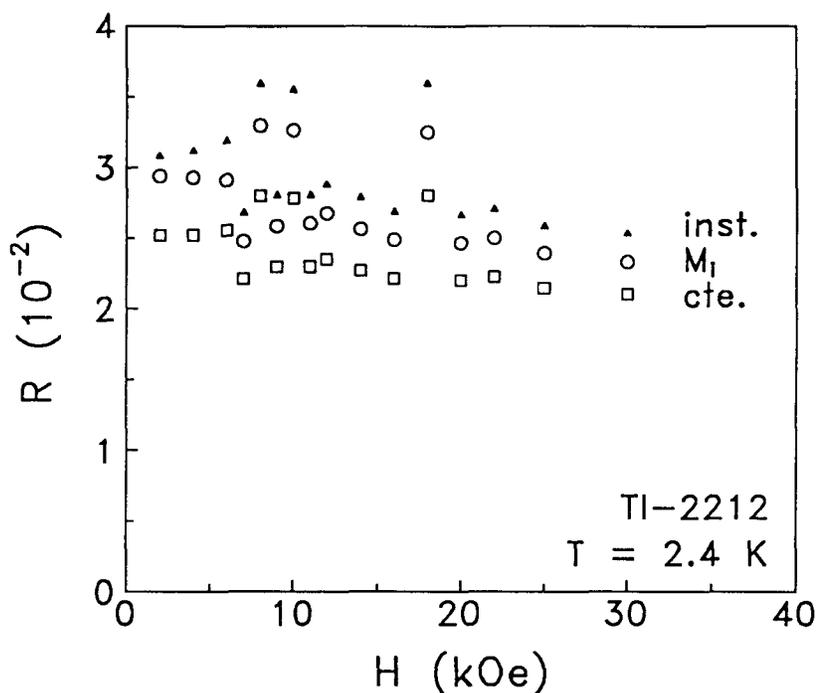


Figura 3.15. Dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación de la muestra TI-2212, normalizado según los tres criterios descritos en el texto. La temperatura de medida es 2.4 K.

Los valores medios del ritmo de relajación normalizado correspondiente a la región constante propia de cada curva son $R_{\square} \approx 2.3\%$, $R_{\circ} \approx 2.6\%$ y $R_{\Delta} \approx 2.8\%$, es decir, superiores a los valores experimentales hallados en las dos muestras de la fase TI-2223. Como ya sabemos, utilizando las ecuaciones (3.19.) y (3.22.) podemos estimar el valor del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico 2D en los límites altamente disipativo, $R_{\text{CCC},2\text{D}}$, y no disipativo, $R_{\text{H},2\text{D}}$. Sustituyendo los parámetros típicos en SCAT ya utilizados en la estimación de estas mismas magnitudes en la muestra TI-2223(p), y el valor de la distancia interlamina en esta fase, $d \approx 15 \text{ \AA}$ (Ref. 13), se obtiene $R_{\text{CCC},2\text{D}} \approx R_{\text{H},2\text{D}} \approx 2.4\%$. Éste es un valor ligeramente superior al de la fase TI-2223 ($R_{\text{CCC},2\text{D}} \approx R_{\text{H},2\text{D}} \approx 2\%$), y concuerda muy bien cualitativa y cuantitativamente con los valores experimentales de la región constante de las curvas de la figura 3.15. [especialmente con R_{\square} y R_{\circ}].

Por lo que respecta al campo de transición dimensional, la ausencia de transición en la dependencia $R(H_a)$ impide la determinación en esta muestra del valor exacto del mismo a la temperatura de 2.4 K. En este caso, sólo podemos considerar el mínimo campo magnético aplicado como un límite superior para

H_{3D-2D} , puesto que lo único que podemos asegurar es que por encima de este campo el material se encuentra en el régimen cuántico 2D a 2.4 K: $H_{3D-2D}(2.4 \text{ K}) \lesssim 2 \text{ kOe}$. A partir de este valor, utilizando la definición de H_{3D-2D} [ecuación (3.2.)] y $d \approx 15 \text{ \AA}$, se obtiene un límite inferior para el parámetro de anisotropía de esta muestra: $\gamma(2.4 \text{ K}) \gtrsim 70$. A pesar de la lógica indeterminación de este parámetro, consecuencia de la indeterminación en el campo de transición dimensional, este valor concuerda con el límite inferior del rango de valores hallado en la bibliografía para distintas muestras de esta fase, $70 \lesssim \gamma \lesssim 350$ (ver tablas 3.1. y 3.2.). Veremos en la próxima sección que estas indeterminaciones tendrán una importante repercusión sobre el análisis de la dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado de esta muestra: para intensidades de campo magnético inferiores a 2 kOe, será imposible precisar si la muestra se encuentra en el régimen cuántico 2D ó 3D, por lo que será necesario comparar los datos experimentales con estimaciones realizadas utilizando las expresiones correspondientes a ambos regímenes.

3.2.4. (Hg,Tl)-1223

Antes de empezar, recordemos que la temperatura a que se han llevado a cabo las medidas de relajación en (Hg,Tl)-1223 es 2.8 K, en lugar de los 2.4 K a que se han realizado en el resto de materiales. Esto se debe a que 2.8 K es la mínima temperatura que se mantiene estable a lo largo del proceso de relajación en (Hg,Tl)-1223 para todas las intensidades aplicadas de campo magnético.

Las figuras 3.16. y 3.17. (página siguiente) presentan algunos datos de relajación magnética obtenidos a 2.8 K en (Hg,Tl)-1223, con distintas intensidades de campo magnético aplicadas durante el proceso FC previo ($H_a = 4, 6, 8, 12$ y 15 kOe), representando respectivamente M_r y $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(\text{s})]$. Otras intensidades de campo magnético para las que se han obtenido en ambas representaciones curvas de relajación magnética muy similares a las mostradas han sido 1, 2, 3, 10, 20, 25 y 30 kOe. Las curvas reproducen las características que se han venido observando en el resto de muestras analizadas: una linealidad a lo largo de toda la ventana de tiempos de observación, con la excepción de un régimen inicial curvado que se extiende hasta tiempos similares a los correspondientes a las dos muestras de la fase Tl-2223 ($t_i \approx 500 - 800 \text{ s}$).

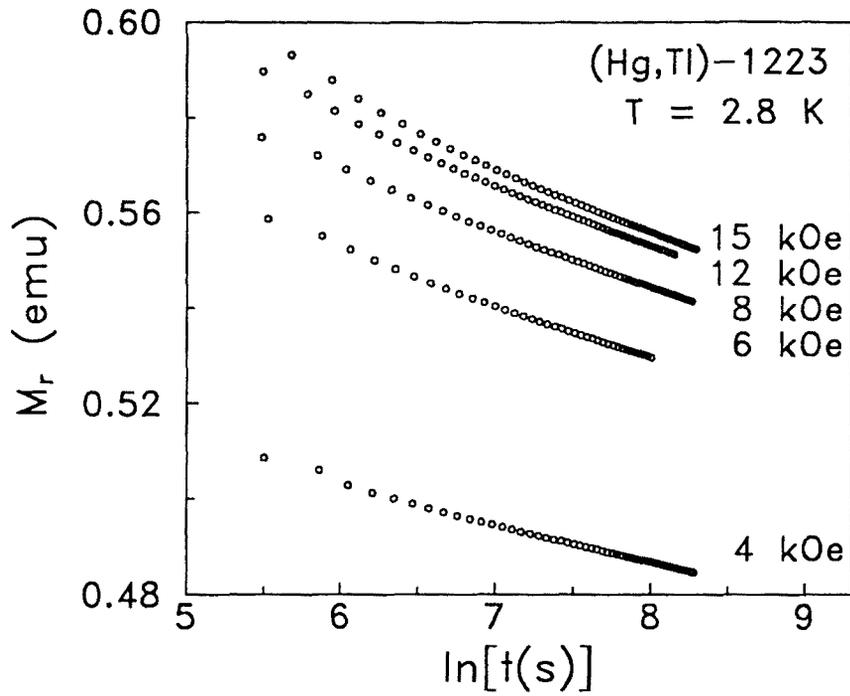


Figura 3.16. Curvas de relajación magnética en la representación $M_r[\ln(t)]$ (t se expresa en segundos), obtenidas en la muestra (Hg,Tl)-1223, a una temperatura de 2.8 K, con diversas intensidades de campo magnético aplicadas en el proceso FC.

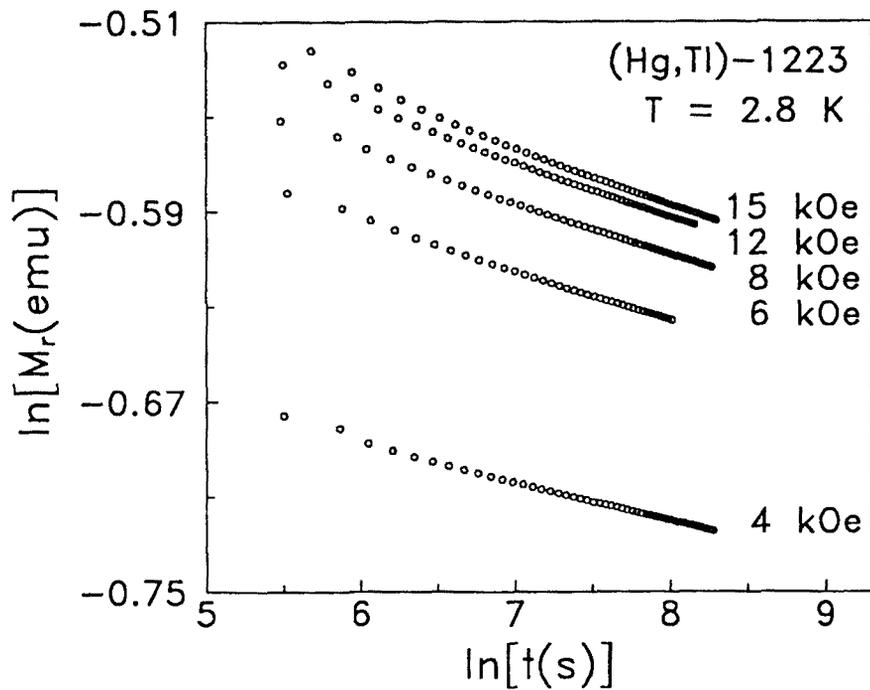


Figura 3.17. Representación de las curvas de relajación magnética de la figura anterior con $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(s)]$. La temperatura es 2.8 K.

La variación relativa de la imanación en la representación $M_r[\ln(t)]$ y la variación absoluta del logaritmo de la imanación en la representación $[\ln(M_r)][\ln(t)]$ son similares a las detectadas en el resto de muestras, oscilando entre un 5 y un 7 % según la intensidad del campo magnético aplicado. La parte lineal de todas las curvas ha sido ajustada a la regresión lineal pertinente, obteniéndose coeficientes de correlación en el rango 0.9997 – 0.99998.

En la figura 3.18. se muestra la dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación de la muestra (Hg,Tl)-1223 a 2.8 K: normalizado por la ordenada en el origen de la regresión lineal de la representación $M_r[\ln(t)]$ (\square), normalizado por el primer valor de imanación detectado experimentalmente (\circ) y normalizado instantáneamente (\triangle). El comportamiento general es casi idéntico al exhibido por Tl-2223(p) a 2.4 K: R crece a medida que el campo magnético aumenta desde cero, hasta llegar a una intensidad común a las tres curvas ($\approx 10 - 12$ kOe), por encima de la cual adquiere un valor constante, con una dispersión muy pequeña alrededor del mismo. Los valores de esta región dependen del criterio de normalización y son ligeramente superiores a los hallados en Tl-2223(p): $R_{\square} \approx 1.9$ %, $R_{\circ} \approx 2.1$ %, $R_{\triangle} \approx 2.3$ %.

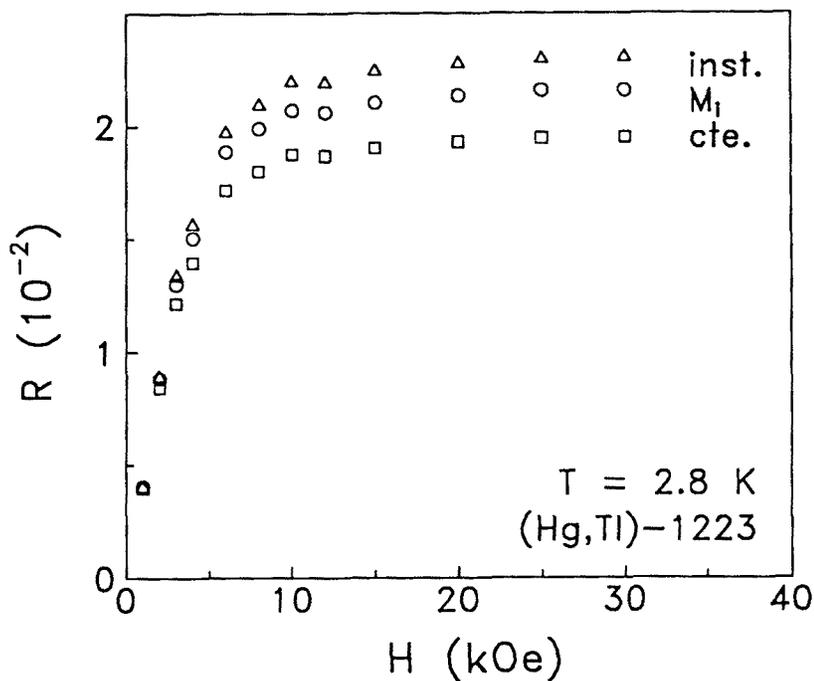


Figura 3.18. Dependencia $R(H)$ obtenida en la muestra (Hg,Tl)-1223 a una temperatura de medida de 2.8 K. Las tres curvas mostradas corresponden a los tres criterios de normalización del ritmo de relajación.

Antes de comparar estos resultados con estimaciones del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico 2D, conviene señalar que éste es un material relativamente nuevo, preparado a principios de 1994 mediante la sustitución parcial de mercurio por talio en una muestra de la fase libre de talio Hg-1223. Esto supone que casi no exista bibliografía sobre este material y que, en particular, no se conozca con exactitud el valor de la distancia interlaminar d . Para subsanar este defecto, en las estimaciones que a continuación se realizan se ha utilizado el valor del parámetro de la celda unidad de este material a lo largo de la dirección c : $d \simeq c \simeq 16 \text{ \AA}$ (Ref. ¹¹¹). Esta equivalencia se fundamenta también en el hecho de que el sistema Hg-1223 es muy similar a la fase 1223 de la familia de SCAT con un solo plano de talio por celda unidad, donde se da esta identificación entre ambos parámetros (Ref. ¹¹²). Sustituyendo este valor en las ecuaciones (3.19.) y (3.22.) para el ritmo de relajación normalizado en los límites altamente disipativo y no disipativo, y utilizando los valores típicos en SCAT de los parámetros que aparecen en las mismas, se obtiene $R_{\text{CCC},2\text{D}} \simeq R_{\text{H},2\text{D}} \simeq 2.3 \%$. Estos valores son muy similares a los obtenidos en Tl-2212 ($R_{\text{CCC},2\text{D}} \simeq R_{\text{H},2\text{D}} \simeq 2.4 \%$) y concuerdan muy bien con los valores correspondientes a la región constante de las curvas de la figura 3.18., especialmente con R_{O} y R_{Δ} .

Como ya sabemos, el campo que determina la transición entre los dos comportamientos presentes en la dependencia $R(H_a)$ no es más que el campo de transición dimensional. De la misma manera que en las muestras ya analizadas, a partir del valor experimental de dicho campo podemos determinar el valor del parámetro de anisotropía de esta muestra para la temperatura a que se han realizado las medidas de relajación. Sustituyendo $H_{3\text{D},2\text{D}}(2.8 \text{ K}) \simeq 10 - 12 \text{ kOe}$ y $d \simeq 16 \text{ \AA}$ en la ecuación (3.2.) y despejando γ se obtiene $\gamma(2.8 \text{ K}) \simeq 26 - 28$. Este es un rango de valores muy similar al obtenido en Tl-2223(p), como no podía ser de otra manera, ya que $H_{3\text{D},2\text{D}}$ es idéntico en ambas muestras y d varía muy ligeramente de una a otra [$d \simeq 16 \text{ \AA}$ en (Hg,Tl)-1223 y $\simeq 18 \text{ \AA}$ en Tl-2223]. Sin embargo, resulta aún más interesante descubrir que estos valores son mayores que el valor correspondiente a una muestra policristalina de granos alineados del sistema libre de talio Hg-1223, $\gamma \simeq 7$. Este valor ha sido hallado por M.-K. Bae *et al.*¹¹³ a partir del análisis de medidas de imanación d.c. en el estado normal realizadas con el campo magnético aplicado perpendicularmente a los planos superconductores. Parece ser, por tanto, que la incorporación de talio al sistema Hg-1223, aun en una proporción Hg/Tl tan pequeña como 0.8/0.2, altera las propiedades superconductoras del mismo, de tal manera que

se crea un sistema mucho más cercano a los SCAT basados únicamente en talio, con un parámetro de anisotropía y unos ritmos de relajación muy similares a los correspondientes a estos últimos materiales.

3.2.5. Y-123

El objetivo del estudio de una muestra policristalina del sistema Y-123 es el de hallar una dependencia $R(H_a)$ que muestre un comportamiento que, como consecuencia de la distinta naturaleza de los SCAT basados en itrio y en talio [recordemos que Y-123 es un sistema mucho menos anisótropo que Tl-2212 y Tl-2223, por lo que presenta un campo de transición dimensional mucho mayor (ver tablas 3.1. y 3.2.)], contraste fuertemente con los hasta ahora analizados.

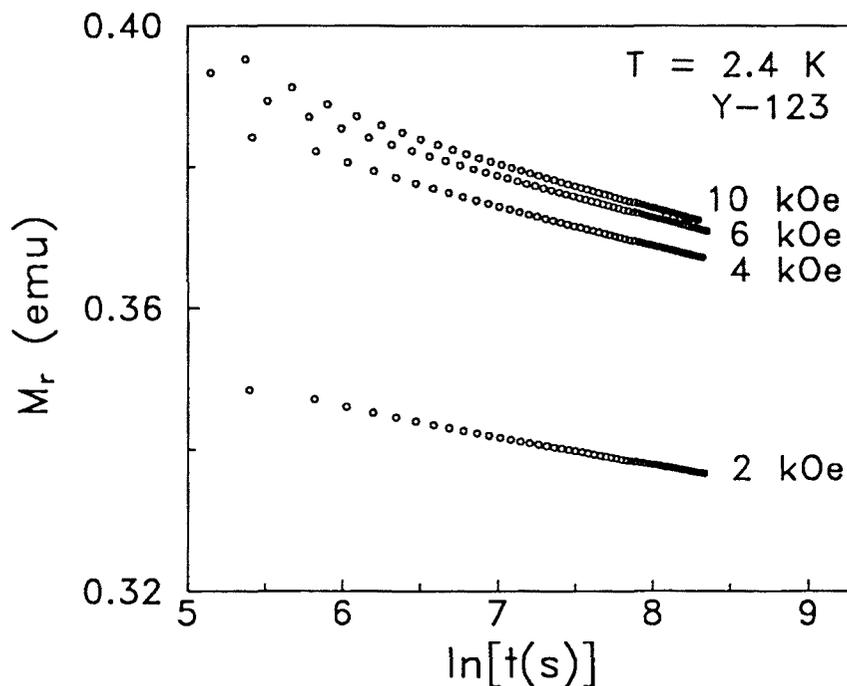


Figura 3.19. Representación $M_r[\ln(t)]$ de los datos de relajación magnética obtenidos en Y-123 con distintas intensidades de campo magnético aplicadas durante el proceso FC. La temperatura de medida es 2.4 K.

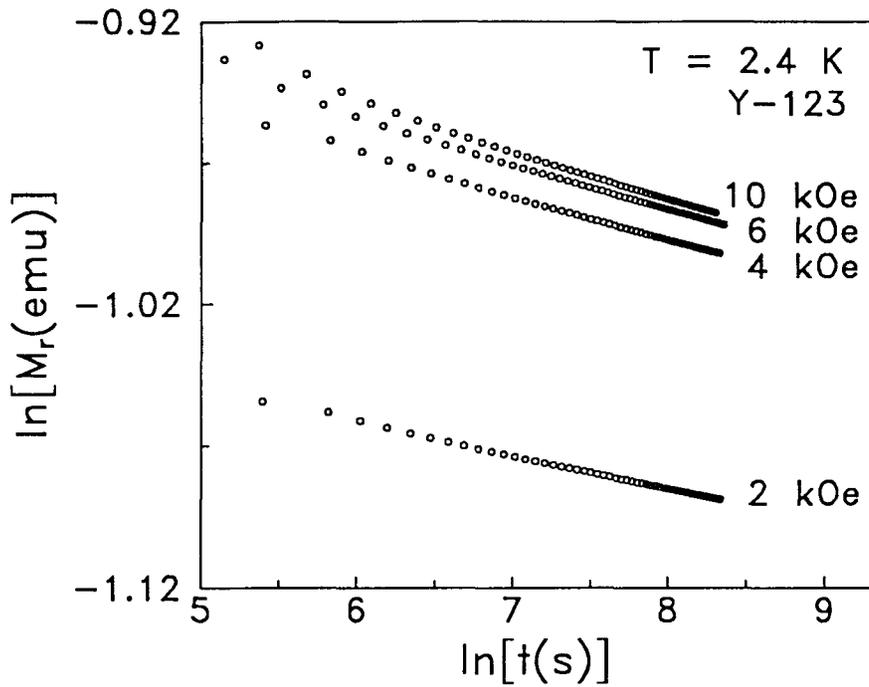


Figura 3.20 Representación de las curvas de la figura anterior con $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(\text{s})]$ La temperatura de medida es 2.4 K

Las figuras 3.19. y 3.20. muestran respectivamente las representaciones $M_r[\ln(t)]$ y $[\ln(M_r)][\ln(t)]$ de algunos de los datos de relajación magnética obtenidos en Y-123, a una temperatura de 2.4 K, con diversas intensidades del campo magnético aplicado durante el proceso FC ($H_a = 4, 6, 8, 10$ y 15 kOe). Las curvas expuestas en ambas figuras son muy similares entre sí y presentan, a pesar de la distinta naturaleza de esta muestra, las características generales que se han encontrado en el resto de muestras: el régimen curvado inicial, que se extiende en este caso hasta tiempos de observación de unos 1000 segundos, seguido de la dependencia lineal a lo largo del resto de tiempos de observación. También se han obtenido curvas parecidas (no mostradas en las figuras) para campos magnéticos de 0.5, 2, 20, 30, 40 y 50 kOe de intensidad. La variación relativa de la imanación y la variación absoluta de su logaritmo a lo largo de todo el proceso de relajación son de un 4.5 a un 6 %, similares a las detectadas en las muestras basadas en talio y en mercurio y talio. Asimismo, el orden de magnitud de la imanación es muy parecido al de aquellas muestras, con la excepción de Tl-2223(f) por los motivos en su momento expuestos. El ajuste de las regiones lineales a las regresiones propias de cada representación arrojan muy buenos resultados, con coeficientes de correlación en el rango 0.9995 – 0.99998.

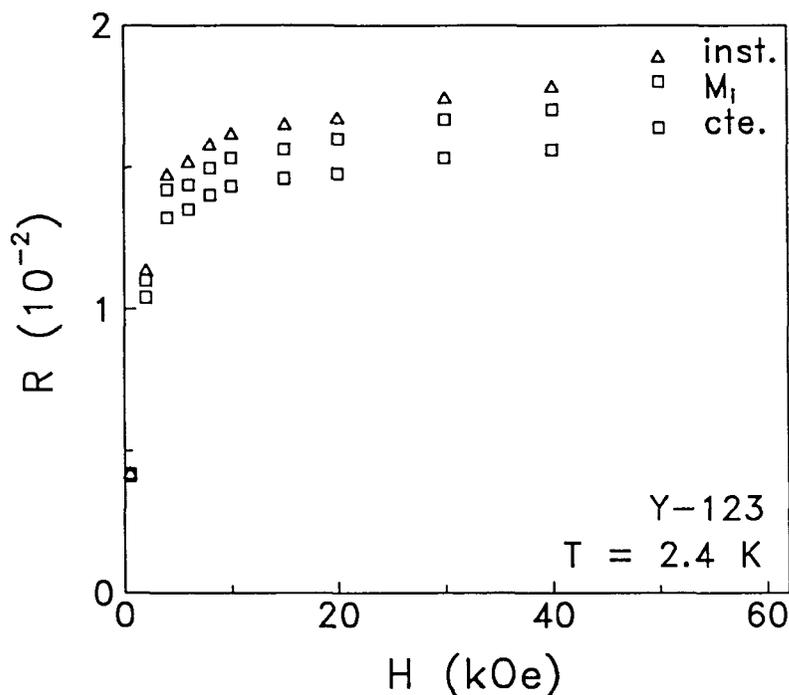


Figura 3.21. Ritmo de relajación normalizado en función del campo magnético aplicado durante el proceso FC de la muestra Y-123 hasta la temperatura de 2.4 K.

En la figura 3.21. se presenta la dependencia $R(H_a)$ de la muestra Y-123 a la temperatura de 2.4 K, con las tres curvas correspondientes a los tres criterios de normalización del ritmo de relajación: por la ordenada en el origen de la regresión lineal $M_r = a + b \ln(t)$ (\square), por el primer valor de imanación detectado (\circ) e instantánea (Δ). A primera vista, el comportamiento parece ser similar al detectado en el resto de muestras, excepto en Tl-2212: R crece rápidamente a medida que el campo magnético aumenta desde cero hasta que, al llegar a una cierta intensidad (≈ 4 kOe), este rápido crecimiento se ve frenado. No obstante, la diferencia con el resto de muestras estriba en que el campo mencionado no da paso a una región más o menos constante, sino que **conecta con una segunda dependencia creciente**, con un ritmo mucho más lento a medida que el campo magnético sigue aumentando. Es decir, el régimen cuántico 2D no está presente en la dependencia $R(H_a)$. Esto se puede apreciar mucho mejor en la figura 3.22., donde además puede observarse que este segundo crecimiento conduce al hecho de que, para una intensidad de 30 kOe, los valores del ritmo de relajación normalizado ($R_{\square} \approx 1.53$ %, $R_{\circ} \approx 1.67$ %, $R_{\Delta} \approx 1.75$ %) son casi idénticos a los valores correspondientes a Tl-2223(p) para la misma intensidad ($R_{\square} \approx 1.55$ %, $R_{\circ} \approx 1.68$ %, $R_{\Delta} \approx 1.79$ %; ver figura 3.8.), a pesar de las enormes diferencias existentes entre ambas muestras.

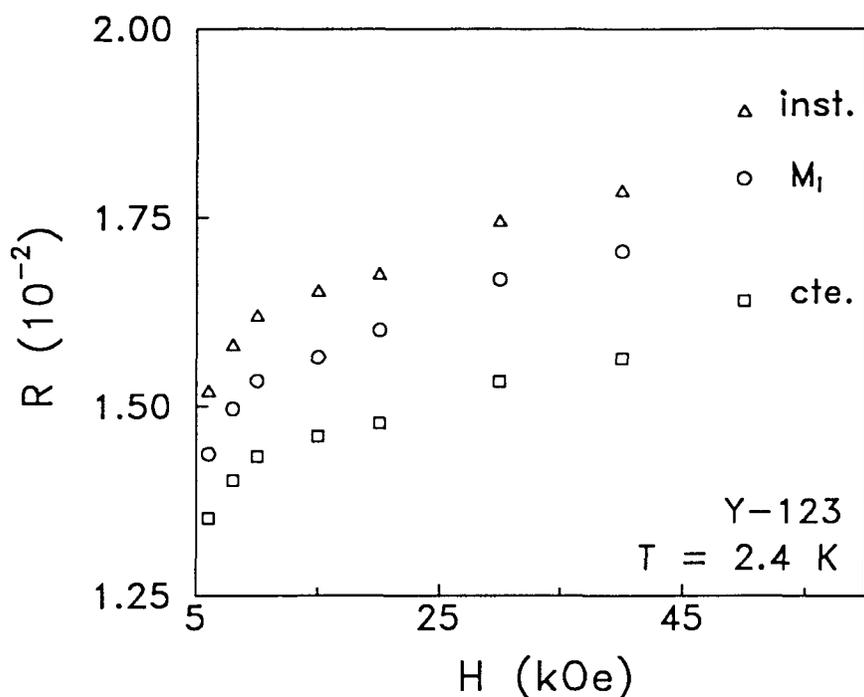


Figura 3.22. Ampliación de la dependencia $R(H_a)$ de la muestra Y-123 para intensidades de campo magnético en el rango 5 – 55 kOe ($T = 2.4$ K).

El comportamiento general de la figura 3.21. confirma las expectativas creadas por el cálculo en la sección teórica del campo de transición dimensional de Y-123: sustituyendo en la definición de H_{3D-2D} el valor de la distancia interlaminar [$d \approx 12 \text{ \AA}$ (Ref. 35)] y el rango de valores del parámetro de anisotropía hallados en la bibliografía ($\gamma \approx 2 - 8$; ver tabla 3.1.), se obtuvo el rango 510 – 8100 kOe para H_{3D-2D} (ver tabla 3.2.). El límite inferior de este rango es casi diez veces superior a la máxima intensidad de campo magnético aplicable en el magnetómetro en que se han realizado las medidas ($H_{a,max} = 54$ kOe), por lo que el régimen cuántico 2D debería ser, y de hecho es, experimentalmente inaccesible en nuestra muestra. Lo único que podemos deducir, por tanto, es un límite inferior para H_{3D-2D} : $H_{3D-2D} \gtrsim 54$ kOe.

Esto supone que en esta muestra no tiene sentido estimar el ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico 2D, ya que el resultado no podría ser comparado con ningún valor experimental. Sí podemos, sin embargo, comparar los valores de la figura 3.22. con las estimaciones en el régimen cuántico 3D en los límites altamente disipativo y no disipativo. Utilizando valores característicos en Y-123 de los parámetros que aparecen en la ecuación

(3.16.) [$\xi \approx 15 \text{ \AA}$ (Ref. 92), $\gamma \approx 5$ (valor medio en el rango 2 – 8), $(J_0/J_c)^{1/2} \approx 15$] se obtiene el valor de la dimensión longitudinal del objeto involucrado en el proceso cuántico, $L_c \approx 45 \text{ \AA}$. Sustituyendo a continuación este valor en las ecuaciones (3.17.) y (3.21.) se obtiene $R_{\text{CCC,3D}} \approx 1 \%$ y $R_{\text{H,3D}} \approx 3 \%$. Aunque estos valores son cualitativamente comparables a los valores que se encuentran en la figura 3.22., es difícil establecer una comparación cuantitativa sólida. La causa es el uso en la estimación de $R_{\text{CCC,3D}}$ y $R_{\text{H,3D}}$ de una dimensión L_c independiente del campo magnético, en un régimen que se caracteriza precisamente por una dependencia $L_c(H_a)$. Sería necesario conocer esta dependencia para poder llegar a estimaciones mucho más precisas del valor del ritmo de relajación normalizado correspondiente a cada campo magnético.

Terminaremos con la que sin duda es la característica más sorprendente de la figura 3.21., a saber, la presencia de dos regímenes crecientes en la dependencia $R(H_a)$. Dos son las posibles interpretaciones que podemos aventurar para este comportamiento:

(1) En primer lugar, podría ser que a la temperatura de 2.4 K la muestra de Y-123 no se encontrase tan cerca del régimen cuántico como el resto de muestras a la misma temperatura (la temperatura típica de transición entre el régimen térmico y el cuántico en Y-123 es de 1 K; ver tabla 3.3.). De este modo, la figura 3.21. correspondería a la dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación normalizado **en el régimen térmico**. En este caso, es posible que dicha dependencia refleje una transición en la dimensionalidad del proceso de *creep* térmico, siempre dentro del régimen de atrapamiento 3D. Esta posibilidad no está contemplada en el diagrama de fases campo – temperatura de la figura 3.1., puesto que dicho diagrama corresponde a materiales extremadamente anisótropos o laminares, como los SCAT basados en talio o bismuto, y no a materiales de pequeña anisotropía, como los SCAT basados en itrio. Desconocemos, sin embargo, el diagrama correspondiente a este último tipo de materiales, por lo que no podemos fundamentar con propiedad este argumento.

(2) Una segunda posibilidad consiste en suponer que el material sí se encuentra en el régimen cuántico 3D. Como ya sabemos, la presencia del parámetro de anisotropía dependiente del campo magnético en las ecuaciones (3.16.), (3.17.) y (3.21.) que describen el proceso cuántico en este régimen es la causa de una dependencia $R(H_a)$ creciente. De este modo, el peculiar comportamiento observado en la figura 3.21. puede

atribuirse a un cambio en el ritmo de aumento de γ con el campo magnético: inicialmente, γ aumentaría bruscamente con el campo, para dar paso enseguida a un aumento mucho más gradual. Este comportamiento, sin embargo, no es contemplado⁴⁰ por Daemen *et al.* en sus artículos sobre la dependencia $\chi(H_a)$. En dichos artículos, los autores deducen dos dependencias posibles, en función del valor del parámetro de anisotropía: para $\gamma \gtrsim 60$, γ aumenta exponencialmente con H_a ; para $\gamma \lesssim 60$, γ aumenta primero progresivamente y después diverge bruscamente con H_a . Y-123 debería ajustarse a este último comportamiento, lo que, como ya hemos tenido oportunidad de comprobar, no sucede.

El comportamiento hallado en la dependencia $R(H_a)$ de esta muestra queda, por tanto, sin una interpretación clara y definitiva.

3.2.6. Observaciones finales

Terminaremos esta sección con un par de observaciones que conviene tener presentes después del estudio exhaustivo que acabamos de exponer.

(1) En todos los materiales investigados, se han utilizado dos representaciones para mostrar los datos experimentales obtenidos en las medidas de relajación magnética: M_r en función de $\ln[t(s)]$ y $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(s)]$. Las curvas en ambas representaciones son muy similares, exhibiendo una dependencia lineal que ha sido ajustada a la regresión lineal adecuada, con resultados muy parecidos en ambos casos. Como ya se expuso en la sección 2.1., esta similitud tiene un sentido físico más profundo, válido para todas las muestras: en las primeras etapas del proceso de relajación, la ley logarítmica y la ley potencial {obsérvese que al representar $\ln[M_r(\text{emu})]$ en función de $\ln[t(s)]$ no hacemos más que representar $M_r \propto t^n$ de una manera alternativa} se reducen a la misma expresión:

$$(t/\tau)^n \sim 1 - n \ln(t/\tau). \quad (2.16.)$$

Por otro lado, en la misma sección se comentó la similitud que existe también entre estas dos leyes y la tercera ley que suele utilizarse para ajustar medidas de relajación, la *stretched exponential* [ver ecuaciones (2.15.) y (2.16.)], en las

primeras etapas del proceso de relajación. Esto se puede comprobar en la figura 3.23., donde se muestran algunos de los datos obtenidos en Tl-2223(p) a la temperatura de 2.4 K, representando $\ln\{-\ln[M_r(\text{emu})]\}$ en función de $\ln[t(\text{s})]$ (una manera alternativa de representar la *stretched exponential*): todas las curvas presentan una dependencia lineal muy similar a la que se observa en las dos representaciones utilizadas a lo largo del texto. Sin embargo, no hemos incluido esta ley en el análisis de la dependencia $R(H_a)$, porque consideramos que, si bien está dotada de pleno sentido matemático y físico, el significado del ritmo de relajación asociado a la misma se encuentra muy alejado del significado del ritmo de relajación original.

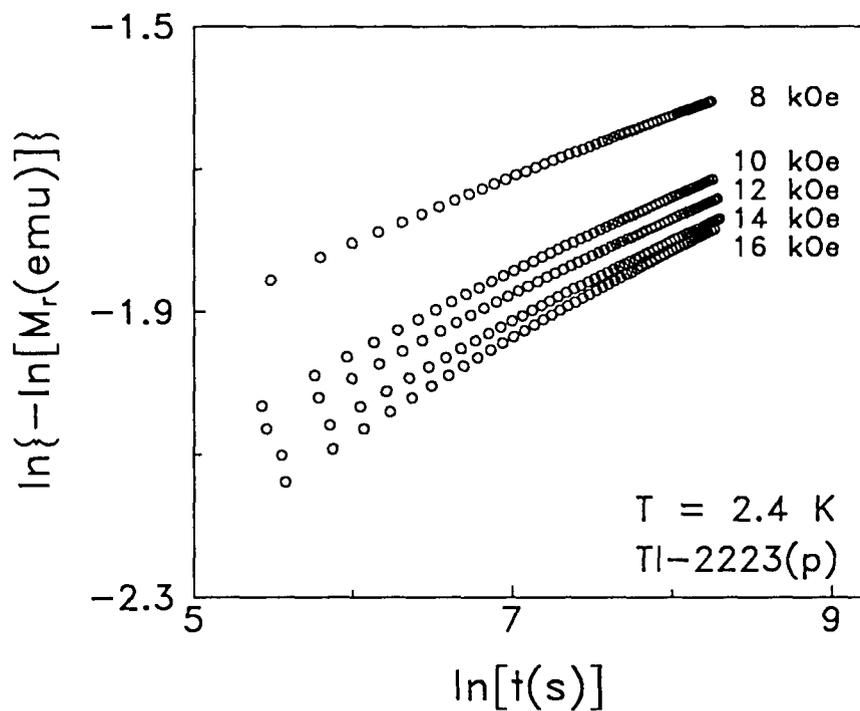


Figura 3.23. Curvas de relajación magnética obtenidas en Tl-2223(p) a la temperatura de 2.4 K para distintas intensidades del campo magnético, representando $\ln\{-\ln[M_r(\text{emu})]\}$ en función de $\ln[t(\text{s})]$.

(2) A lo largo de toda la sección se ha supuesto que la temperatura de medida [2.4 K en todas las muestras, excepto 2.8 K para (Hg,Tl)-1223] es lo suficientemente baja como para que la muestra se encuentre en el régimen cuántico o muy cerca de éste. Siempre puede quedar la duda, sin embargo, de

cuál debe ser este grado de proximidad y de si, siendo ésta suficiente, el ritmo de relajación normalizado tendrá las mismas expresiones que en el caso de hallarse plenamente en el régimen cuántico. Conviene, por tanto, fundamentar esta hipótesis.

Para ello, utilizaremos las expresiones que aparecen en la teoría CCC para la acción euclidiana en el límite altamente disipativo, $S_{\text{ef}}(0)$, la energía de activación térmica, U_c , y el tiempo de efecto túnel disipativo óhmico, $t_{c,\eta}$, en el régimen 3D:⁸⁸

$$S_{\text{ef}}(0) \simeq U_c t_{c,\eta} \quad (3.29.a.)$$

$$U_c \simeq (\varepsilon_0/L_c)(\xi/\gamma)^2, \quad (3.29.b.)$$

$$t_{c,\eta} \simeq (\eta/\varepsilon_0)(\gamma L_c)^2, \quad (3.29.c.)$$

donde L_c viene dado por la ecuación (3.16.) y el resto de parámetros ha sido introducido en la sección teórica. Manipulando estas expresiones se obtiene que $S_{\text{ef}}(0)$ y U_c son inversamente proporcionales al parámetro de anisotropía: $S_{\text{ef}}(0) \propto 1/\gamma$, $U_c \propto 1/\gamma$. Es decir, las dependencias con γ y, por tanto, con el campo magnético, de los ritmos de relajación normalizados en el régimen cuántico, $R_c \simeq \hbar/S_{\text{ef}}(0)$, y en el régimen térmico, $R_T \simeq k_B T/U_c$, son indistinguibles.

Por lo que respecta al régimen 2D, las expresiones son idénticas a las anteriores, sustituyendo L_c por d , la distancia interlaminar.⁹⁴ De este modo, $S_{\text{ef}}(0)$ resulta ser independiente de γ , mientras que U_c es inversamente proporcional a γ^2 . Esto significa que si la muestra se encontrase en el régimen térmico, el régimen 2D no se vería representado por una región constante en la curva $R(H_a)$, sino por una cierta dependencia asociada a la proporcionalidad $R_T \simeq k_B T/U_c \propto \gamma^2$. Dado que esto no sucede en ninguna de las muestras analizadas [ni siquiera en el caso de la segunda dependencia creciente que aparece en Tl-2223(f)], podemos afirmar casi con toda seguridad que todas las medidas se han realizado en el régimen cuántico.

(3) Como resumen, en la tabla 3.4. se recogen los valores determinados experimentalmente (simbolizados con el subíndice “exp”), hallados en la bibliografía (“bib”) y estimados teóricamente (“teo”) de los diversos parámetros de especial relevancia en el estudio de la dependencia $R(H_a)$ en las distintas muestras. De arriba a abajo, las filas representan respectivamente los valores

experimental y estimado del campo de transición dimensional ($H_{3D-2D,exp}$ y $H_{3D-2D,teo}$), los valores experimental y hallado en la bibliografía del parámetro de anisotropía (γ_{exp} y γ_{bib}), la distancia interlaminar (d), y los valores experimental y estimado del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico bidimensional ($R_{2D,exp}$ y $R_{2D,teo}$). Por lo que respecta a estos dos últimos parámetros, el valor experimental consignado es el correspondiente a la normalización por el primer valor de imanación detectado y el valor estimado es el mismo en los límites altamente disipativo y no disipativo ($R_{CCC,2D} \approx R_{H,2D}$). El desconocimiento de valores experimentales, bibliográficos o estimados en alguna de las muestras aparece representado por “-”.

	Tl-2223(p)	Tl-2223(f)	Tl-2212	(Hg,Tl)-1223	Y-123
$H_{3D-2D,est}$ (kOe)	10 – 12	1	$\lesssim 2$	10 – 12	> 54
$H_{3D-2D,teo}$ (kOe)	0.008 – 16	0.008 – 16	0.075 – 1.875	-	510 – 8100
γ_{exp}	23 – 25	80	$\gtrsim 70$	26 – 28	< 16
γ_{bib}	20 – 900	20 – 900	70 – 350	-	2 – 8
d (Å)	18	18	15	16	12
$R_{2D,exp}$ (%)	1.65	1.65	2.6	2.1	-
$R_{2D,teo}$ (%)	2	2	2.4	2.3	-

Tabla 3.4. Parámetros característicos experimentales y teóricos asociados a la dependencia $R(H_o)$ correspondiente a cada una de las muestras investigadas. De arriba a abajo, las filas representan el valor experimental del campo de transición dimensional ($H_{3D-2D,exp}$), el valor estimado para este mismo campo ($H_{3D-2D,teo}$), el valor experimental del parámetro de anisotropía (γ_{exp}), el rango de valores hallados en la bibliografía para este parámetro (γ_{bib}), la distancia interlaminar (d), el valor experimental del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico 2D ($R_{2D,exp}$) y el valor teóricamente estimado para este último parámetro ($R_{2D,teo}$).

(4) De la comparación de los valores que se recogen en la tabla anterior para el ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico 2D hallados experimentalmente en las diversas muestras, $R_{2D,exp}$, se sigue la siguiente

relación entre los mismos: $R_{2D,exp}[Tl-2223(p),(f)] < R_{2D,exp}[(Hg,Tl)-1223] < R_{2D,exp}(Tl-2212)$. Esta relación puede entenderse de la siguiente manera. Volviendo a la tabla anterior, observamos que los valores de la distancia interlaminar d en los distintos sistemas siguen la relación $d[Tl-2223(p),(f)] > d[(Hg,Tl)-1223] > d(Tl-2212)$, es decir, justo la relación inversa a la hallada para $R_{2D,exp}$. Recordemos además que el ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico 2D es inversamente proporcional a la distancia interlaminar d [ecuaciones (3.19.) o (3.22.)], lo que explica la relación hallada para los valores experimentales del mismo.