

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

3.3. Dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado

En esta sección se analiza la dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado, $R(T)$, en las cuatro muestras básicas que configuran esta tesis, y en una quinta muestra, un monocristal de la fase 2212 de la familia de SCAT basados en bismuto, con una sustitución parcial de bismuto por plomo[(Bi,Pb)-2212]. Este estudio ha sido realizado a partir del análisis de las curvas de relajación magnética obtenidas dentro del grupo (1) de medidas [medidas $M(t)$ a distintas temperaturas, para una intensidad de campo magnético fija].

Debido a la ya mencionada similitud cuantitativa y cualitativa de los resultados obtenidos en la sección anterior para los tres criterios de normalización del ritmo de relajación, nos centraremos en el estudio del ritmo de relajación normalizado por el primer valor de imanación detectado. Dos son las razones principales que nos han movido a esta elección. La primera razón es de tipo práctico: en todas las muestras investigadas, este ritmo de relajación presenta un valor intermedio entre los ritmos de relajación normalizados siguiendo los otros dos criterios. De este modo, a la hora de comparar con estimaciones teóricas, no estaremos utilizando valores extremos, como sucedería si escogiésemos uno de los otros dos criterios de normalización. La segunda razón tiene un sentido físico: consideramos que éste es el criterio más cercano al espíritu de la definición original del ritmo de relajación normalizado puesto que, para los valores típicos del primer tiempo de observación ($t_1 < 200$ segundos), el primer valor de imanación detectado no será muy distinto del valor inicial de la imanación. Se puede suponer entonces que la relajación desde este estado será muy similar a la relajación que tendría lugar desde el estado asociado al valor inicial de la imanación.

3.3.1. Tl-2212

Empezamos esta sección con esta muestra, en lugar de seguir el orden establecido en las secciones anteriores, porque, como *a posteriori* veremos y a pesar de la indeterminación de su campo de transición dimensional (ver sección anterior), Tl-2212 presenta una dependencia $R(T)$ con unas características generales perfectamente definidas, lo que ayudará a sentar conceptos antes de analizar otras dependencias con características algo más complicadas.

Dos han sido los protocolos seguidos en la realización de medidas de relajación magnética en esta muestra (ver tabla 2.1.):

- protocolo ZFC: “ZFC + $H_a = 1.5$ kOe + $M_{\text{ZFC}}(t)$ ”

- protocolo FC: “FC ($H_a = 0.1$ kOe) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ ”

En el primer caso, la corriente necesaria para crear el campo magnético ha sido aplicada mediante la fuente interna instalada en el magnetómetro, mientras que en el segundo caso se ha utilizado una fuente externa que puede suministrar una corriente máxima de 160 mA, equivalente a un campo de 250 Oe.

Conviene señalar que las medidas llevadas a cabo en esta muestra son las únicas en que el sistema de adquisición de datos no es parte del software del propio magnetómetro, sino que consiste en un programa especial instalado en un ordenador personal. Este programa adquiere el primer valor experimental unos 5 segundos después de cambiar el campo e invierte entre 4 y 5 segundos para adquirir cada uno de los datos posteriores. Para poder llevar a cabo una adquisición tan rápida, el magnetómetro trabaja con el algoritmo “pico a pico” presentado en la sección 1.2.: mide veinte veces en cada uno de los tres picos de la señal asociada a las espiras de detección del magnetómetro, y promedia estos valores con sus signos correspondientes para obtener cada dato. Como ya se comentó, esto se traduce en una imprecisión de los datos experimentales y en una importante dispersión de las curvas de relajación magnética.

Las figuras 3.24. y 3.25. muestran respectivamente la representación $M[\ln(t)]$ de algunas de las curvas experimentales obtenidas sometiendo a la muestra Tl-2212 a los protocolos ZFC ($T = 1.9, 2.2, 2.5, 3.5$ y 6 K) y FC ($T = 2, 3, 4, 5$ y 6.5 K). Otras temperaturas de medida para las que se han obtenido curvas similares a las mostradas han sido $1.8, 4, 5.5, 6.5, 7, 8, 10$ y 12 K para el protocolo ZFC, y $1.8, 2.5, 3.5, 5.5, 6, 7, 8, 10$ y 12 para el protocolo FC.

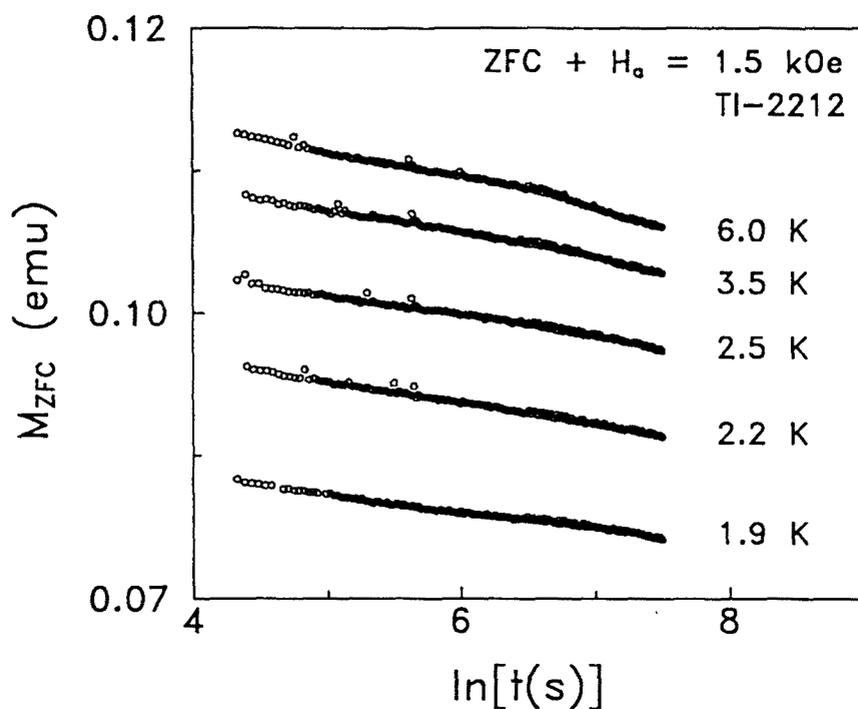


Figura 3.24. Representación $M_{ZFC}[\ln(t)]$ de los datos de relajación magnética obtenidos sometiendo a la muestra TI-2212 al protocolo ZFC a distintas temperaturas.

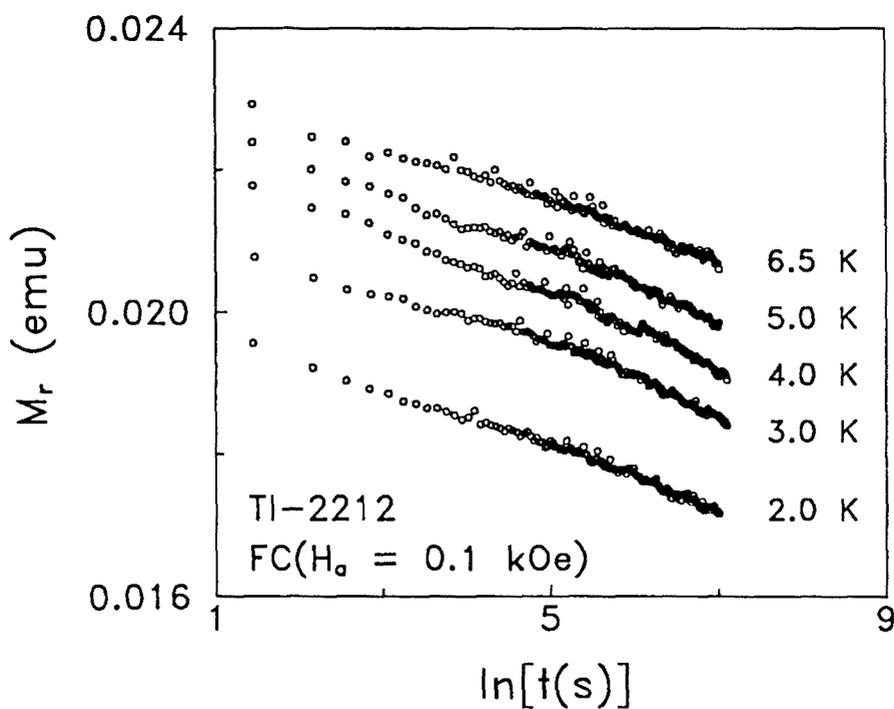


Figura 3.25. Representación $M_r[\ln(t)]$ de los datos de relajación magnética obtenidos en la muestra TI-2212 mediante el protocolo FC a distintas temperaturas.

Las curvas del protocolo ZFC presentan un valor positivo de la imanación, lo que contrasta con el valor negativo de la imanación de la curva mostrada en la figura 2.5., correspondiente a la muestra Tl-2223(f) a la temperatura de 2 K tras haber sido sometida a un proceso ZFC similar (con $H_a = 0.5$ kOe en lugar de 1.5 kOe). Esto se debe a que, para la intensidad de campo magnético aplicado, la señal paramagnética asociada a la cápsula que contiene a la muestra es mucho más importante que la señal diamagnética de ésta. El proceso de relajación, sin embargo, se debe única y exclusivamente a esta última señal, puesto que la relajación de una señal paramagnética es inapreciable para tiempos de observación típicos.

Todas las curvas son muy similares entre sí y presentan una evolución aproximadamente lineal de la imanación con el logaritmo del tiempo con una mayor o menor dispersión, fruto, como más arriba se explicaba, del proceso de adquisición de datos. Por otro lado, las curvas, especialmente las correspondientes al protocolo FC (ver figura 3.25.), muestran una ligera curvatura hacia el final del proceso de relajación, cuyo origen podría hallarse también en la características del proceso de medida seguido (es difícil que esta curvatura corresponda a la dependencia no logarítmica propia del régimen de tiempos de observación largos, ya que el máximo tiempo de medida en esta muestra es inferior a una hora). La variación relativa de la imanación a lo largo de la ventana de tiempos de observación es de un 6.5 % para las curvas del protocolo ZFC y de un 12 % para las curvas del protocolo FC.

La región lineal de todas las curvas (mostradas y no mostradas) ha sido ajustada a la regresión lineal $M = a + b \ln(t)$. Debido a la dispersión de los datos experimentales, los ajustes no han sido tan satisfactorios como los realizados en la sección anterior, obteniéndose coeficientes de correlación del orden de sólo 0.99 (recordemos que los coeficientes típicos en aquella sección se encontraban en el rango 0.999 – 0.99998). Veremos que ésta no es una característica compartida por el resto de muestras, puesto que en éstas se han obtenido excelentes ajustes, con coeficientes de correlación similares a los hallados en la sección anterior. Como ya se ha razonado en la introducción, en esta sección sólo nos ocuparemos del ritmo de relajación (es decir, la pendiente de los ajustes) normalizado por el primer valor de imanación detectado. A este respecto, las figuras 3.26. y 3.27. muestran respectivamente la dependencia térmica de los ritmos de relajación normalizados correspondientes a los protocolos ZFC y FC.

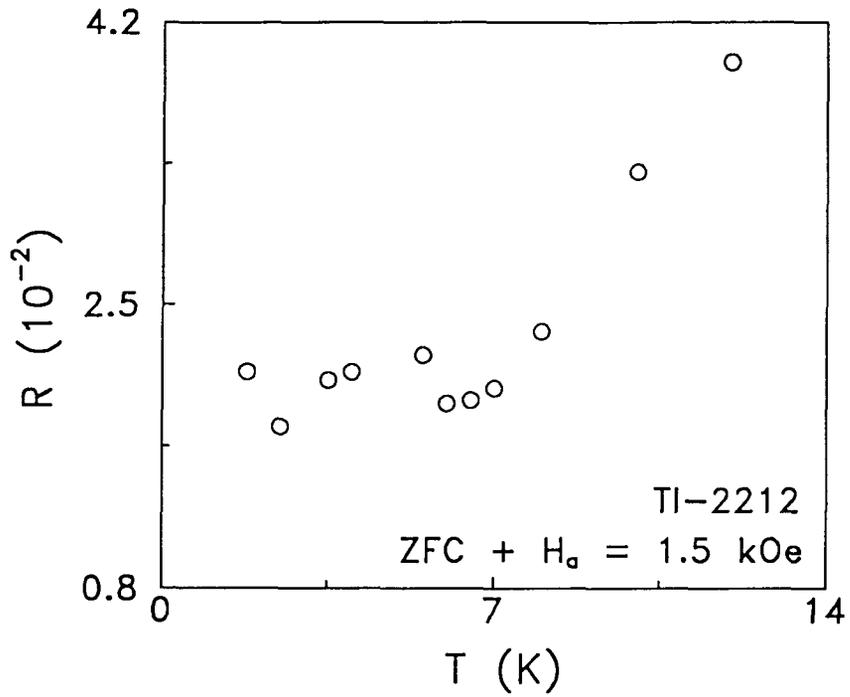


Figura 3.26. Dependencia $R(T)$ de la muestra TI-2212 sometida al protocolo ZFC.

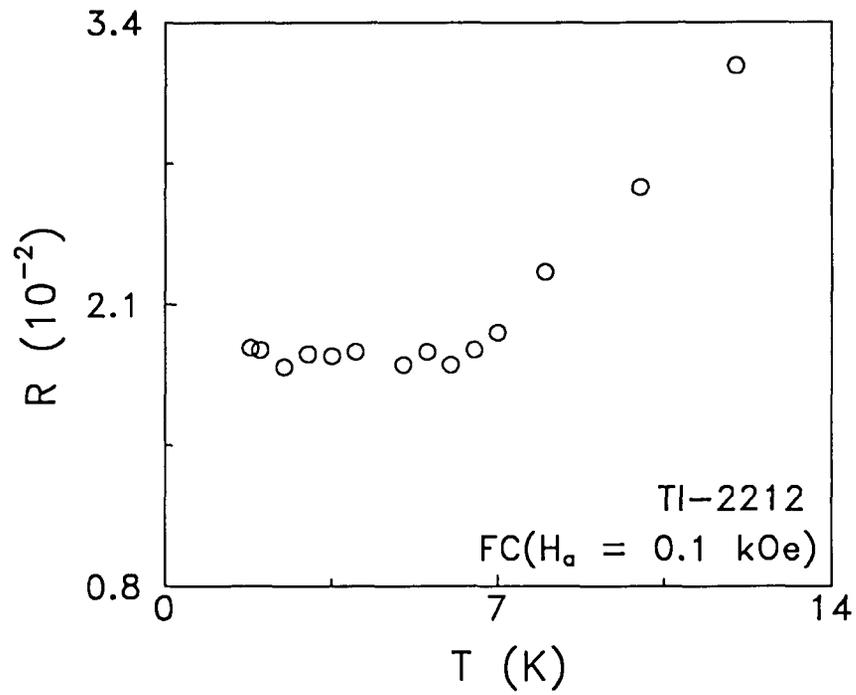


Figura 3.27. Dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado para la muestra TI-2212 sometida al protocolo FC.

Las dependencias $R(T)$ de ambas figuras son casi idénticas y presentan el comportamiento típico de la dinámica de SCAT a bajas temperaturas: a medida que disminuye la temperatura, las dos curvas muestran una transición de una dependencia más o menos lineal a una región constante (con una mayor dispersión en la figura 3.26.) que empieza a una temperatura aproximada de 6 – 6.5 K. Como ya se ha comentado en la sección teórica, esta dependencia se debe a la existencia de un cambio de mecanismo responsable del proceso de relajación magnética a bajas temperaturas, pasando del movimiento clásico de vórtices por activación térmica (región aproximadamente lineal de las curvas) al movimiento cuántico de vórtices por efecto túnel (región aproximadamente constante).

Del mismo modo que en la sección anterior comparábamos el valor experimental de las regiones constantes de las curvas de las dependencias $R(H_a)$ con estimaciones del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico 2D, en esta sección también compararemos el valor experimental de la región constante de la dependencia $R(T)$ con la estimación pertinente, 2D ó 3D, según las intensidades del campo de transición dimensional y del campo magnético aplicado. En la sección anterior nos encontramos con una indeterminación del campo de transición dimensional de Tl-2212, para el que tan sólo pudimos obtener un límite superior, $H_{3D-2D} \lesssim 2$ kOe. Esto imposibilita la determinación de la dimensionalidad del régimen cuántico para los campos magnéticos de 1.5 y 0.1 kOe que configuran respectivamente los protocolos ZFC y FC, por lo que estimaremos los valores de R en el régimen cuántico, en los límites altamente disipativo y no disipativo, tanto en el caso 2D como en el caso 3D.

Para ello, en primer lugar calcularemos el valor de L_c a partir de la ecuación (3.16.). Sustituyendo $\xi \simeq 30$ Å, $(J_0/J_c)^{1/2} \simeq 15$ y el rango de valores del parámetro de anisotropía citado en la tabla 3.2., $\gamma \simeq 70 - 350$ (recordemos que la indeterminación en H_{3D-2D} conducía a una indeterminación en γ , para el que sólo podíamos dar un límite inferior, $\gamma \gtrsim 70$), se obtiene $L_c \simeq 1.3 - 6.5$ Å. Esto sugiere que, a pesar del desconocimiento de la dimensionalidad del proceso cuántico a partir de la dependencia $R(H_a)$, el material debería hallarse en el régimen 2D, dado que la dimensión longitudinal del objeto involucrado en el proceso cuántico es mucho menor que la distancia interlaminar, $d \simeq 15$ Å. Sin embargo, seguiremos adelante con el cálculo de R en los dos regímenes dimensionales. Sustituyendo el rango de valores hallado para L_c en las ecuaciones (3.17.) y (3.21.), y utilizando $\rho_n \simeq 15$ $\mu\Omega$ cm y $n_s \simeq 10^{21}$ cm⁻³, se

obtienen los siguientes rangos de valores para R en el régimen cuántico 3D en los límites altamente disipativo y no disipativo: $R_{\text{CCC},3\text{D}} \approx 5.7 - 28.5 \%$ y $R_{\text{H},3\text{D}} \approx 5.5 - 27.2 \%$. Estos son unos valores mucho mayores que los valores experimentales de las regiones constantes de las dependencias $R(T)$, $R_{\text{C,ZFC}} \approx R_{\text{C,FC}} \approx 1.9 \%$ (el subíndice “C” representa “región constante” o bien “régimen cuántico”), lo que supone un argumento más en contra de la tridimensionalidad del régimen cuántico.

Por el contrario, sustituyendo en las ecuaciones (3.19.) y (3.22.) los valores ya mencionados de los parámetros que aparecen en las mismas se obtiene $R_{\text{CCC},2\text{D}} \approx R_{\text{H},2\text{D}} \approx 2.2 \%$ para el ritmo de relajación normalizado en el régimen 2D en los dos límites disipativos. La concordancia entre estos valores y los experimentales arriba citados (1.9 %) es bastante buena, tanto cualitativa como cuantitativamente, por lo que casi no queda ninguna duda sobre la bidimensionalidad del proceso cuántico. Finalmente, si tenemos en cuenta la independencia del ritmo de relajación experimental con la intensidad del campo magnético [$R_{\text{C,ZFC}}(1.5 \text{ kOe}) \approx R_{\text{C,FC}}(0.1 \text{ kOe})$] podemos dar casi por seguro este hecho (recordemos que el régimen cuántico 2D se caracteriza por la no dependencia de R con H_a).

Terminaremos el estudio de la dependencia $R(T)$ de esta muestra con el análisis de la transición entre el régimen térmico y el régimen cuántico. Observemos que en las figuras 3.26. y 3.27. esta transición tiene lugar de manera muy brusca, pasando repentinamente del régimen térmico al cuántico cuando la temperatura desciende por debajo de $T_c \approx 6 - 6.5 \text{ K}$. Normalmente, el proceso cuántico a temperaturas finitas se encuentra térmicamente asistido, lo que se traduce en una transición gradual que puede ser ajustada a una dependencia cuadrática o exponencial, según el grado de disipación del sistema. El comportamiento hallado sugiere, por tanto, la ausencia de asistencia térmica al proceso cuántico a temperaturas finitas. Sin embargo, esto es sólo una sugerencia: deberíamos realizar un examen exhaustivo del régimen de temperaturas no sólo alrededor de T_c sino también por encima, para comprobar si, efectivamente, la transición tiene lugar de manera abrupta o si este efecto es sólo consecuencia de la falta de suficientes datos experimentales que configuren una transición gradual en el régimen térmico mencionado.

La temperatura de transición entre los regímenes térmico y cuántico, T_{tr} , puede ser estimada a partir de la identificación de los valores del ritmo de relajación normalizado en los regímenes cuántico y térmico a esta temperatura:

$$R_c \approx k_B T_u / U. \quad (3.30.)$$

Esta ecuación no es más que la ecuación (3.26.) escrita de otra manera, donde en este caso U representa la energía de activación térmica **promediada sobre las distintas temperaturas del régimen térmico**. La razón de introducir este promedio es la siguiente. Si el régimen térmico fuese perfectamente lineal y extrapolase a cero a temperatura nula, el proceso lógico sería ajustar una regresión lineal a dicho régimen y calcular U a partir de la pendiente [en este caso, la ecuación (3.30.) no representaría más que la intersección entre la regresión lineal y la región constante]. Sin embargo, en la muestra Tl-2212 y, como veremos, también en el resto de muestras investigadas, la dependencia $R(T)$ en el régimen térmico es más o menos lineal, pero en ningún caso extrapola a cero cuando $T \rightarrow 0$. Por ello, el método que hemos seguido consiste en suponer que para cada temperatura del régimen térmico la dependencia $R(T)$ es lineal localmente y que, por tanto, es válido usar la expresión $R_T = k_B T / U$ (donde el subíndice “T” representa “régimen térmico”) para extraer el valor de U correspondiente a cada temperatura. Si la dependencia $R(T)$ en el régimen térmico es aproximadamente lineal, esto debería dar lugar a una dependencia $U(T)$ aproximadamente constante, con una mayor o menor dispersión en función de la dispersión del régimen térmico de $R(T)$. Promediando entonces los valores hallados, obtenemos el valor de U que determina T_u .

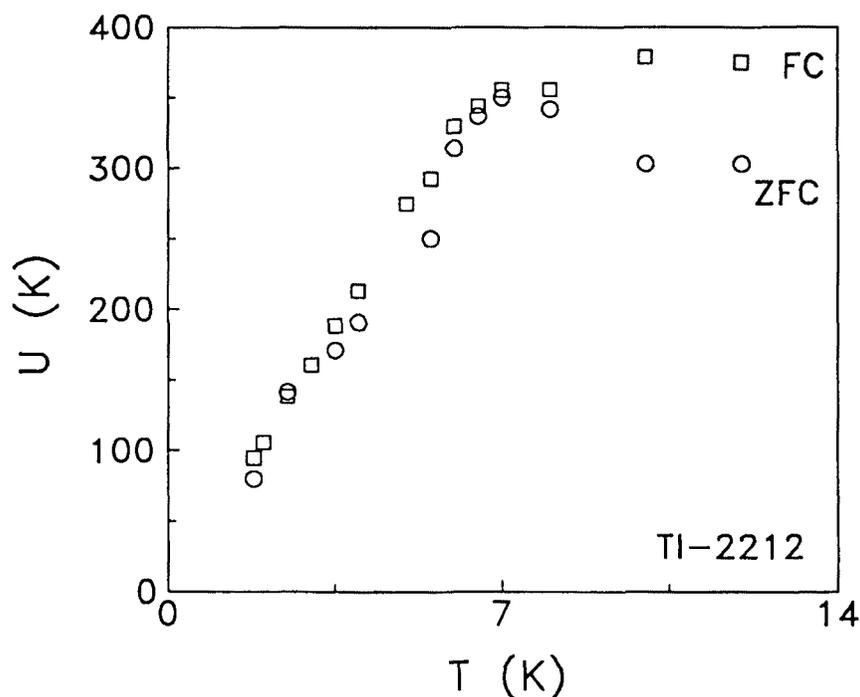


Figura 3 28 Dependencia $U(T)$ de la muestra Tl-2212 obtenida a partir de las dependencias $R(T)$ correspondientes a los protocolos ZFC (○) y FC (□)

La figura 3.28. muestra la dependencia $U(T)$ hallada mediante este proceso, con las curvas correspondientes a los protocolos ZFC (O) y FC (\square). Los datos experimentales se encuentran más o menos dispersos alrededor de un valor constante que varía ligeramente de una curva a otra, con un orden de magnitud típico en SCAT: $U_{ZFC} \approx 325$ K (≈ 28 meV), $U_{FC} \approx 355$ K (≈ 31 meV). Sustituyendo estos valores en la ecuación (3.30.), se obtiene $T_{tr,ZFC} \approx 6.2$ K y $T_{tr,FC} \approx 6.7$ K, valores que concuerdan en gran medida con el valor hallado experimentalmente para la temperatura por debajo de la cual aparece la región constante, $T_C \approx 6 - 6.5$ K.

Por último, el comportamiento hallado en el régimen térmico no es más que un reflejo de que la dependencia $U(J)$, que es la responsable directa de la dependencia $R(T)$, no sigue una simple ley lineal (modelo de Anderson-Kim), sino una ley más complicada. Es probable que esta dependencia sea una ley potencial directa (modelo de Griessen), $U(J) = U_0 [1 - (J/J_{c0})]^n$, que da lugar a una ley $R(T) \propto T^{1/n}$, con $n \approx 3/2$. Esta dependencia se convierte en lineal en el rango de temperaturas que configura nuestro régimen térmico, pero no extrapola a cero (ver figura 2.3.), lo que podría explicar nuestros resultados.

3.3.2. Tl-2223(p)

En esta muestra se han seguido los dos protocolos de medidas especificados en el apartado anterior, aunque con distintas intensidades del campo magnético aplicado:

- "ZFC + $H_a = 50$ Oe + $M_{ZFC}(t)$ "
- "FC($H_a = 3$ kOe) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ "
- "FC($H_a = 6$ kOe) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ "

Antes de analizar los resultados de estas medidas conviene recordar los valores de los campos críticos inferiores intergranular e intragranular (ver tabla 1.3.): $H_{c1l}(5$ K) ≈ 10 Oe, $H_{c1g}(5$ K) ≈ 700 Oe. Teniendo presentes estos valores, es evidente que un campo magnético de 50 Oe aplicado tras un proceso ZFC sólo puede crear vórtices intergranulares, pero no es lo suficientemente intenso como para crear vórtices intragranulares. Por este motivo y dado que, como veremos *a posteriori*, los campos magnéticos aplicados sobre el resto de muestras sí han sido lo suficientemente intensos como para crear el estado

mixto intragranular, dedicaremos un capítulo particular al análisis del primer protocolo, y en este apartado nos centraremos en los otros dos procesos.

Conviene señalar también que el sistema de adquisición de datos utilizado en las medidas de relajación magnética en esta muestra, y también en las medidas que se exponen en los siguientes apartados, forma parte del software de control del magnetómetro. En el caso particular de Tl-2223(p), este sistema adquiere el primer dato unos 20 segundos después de cambiar (aplicar o suprimir) el campo magnético, e invierte unos 45 segundos entre datos posteriores. Durante este tiempo, el magnetómetro sigue el sistema de rastreo completo presentado en la sección 3.1.: mide en 32 posiciones equidistantes a lo largo de todo el conjunto de espiras, con 20 medidas en cada una de ellas, para obtener cada dato experimental. De este modo, como ya se comentó en aquella sección, se gana precisión respecto a las medidas realizadas con el algoritmo “pico a pico” (utilizado en la muestra Tl-2212), lo que se traduce en curvas de relajación magnética con una dispersión mucho menor.

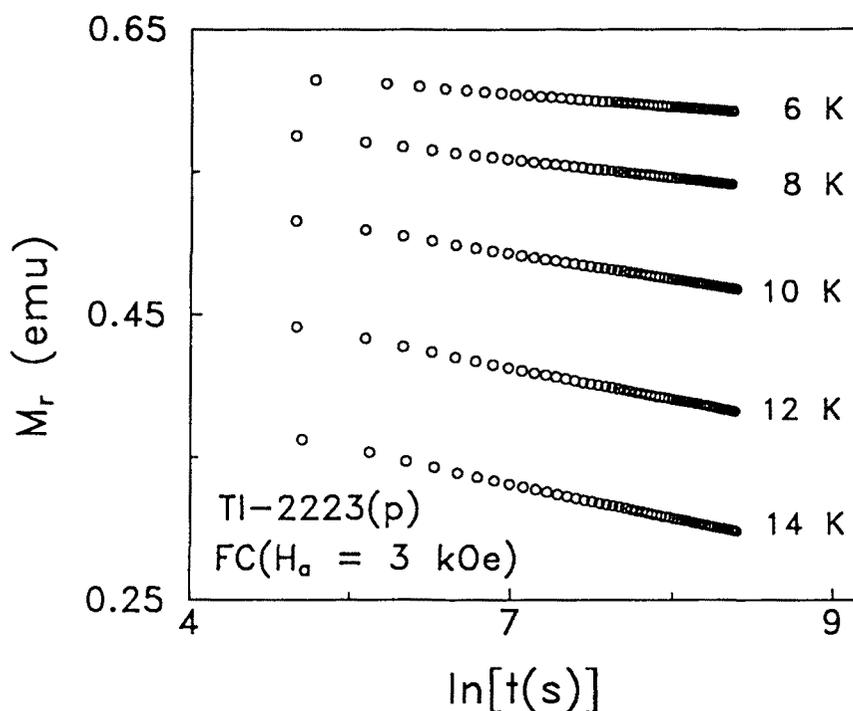


Figura 3.29. Representación $M_r[\ln(t)]$ de los datos obtenidos a diversas temperaturas en la muestra Tl-2223(p) tras un proceso FC con $H_a = 3$ kOe.

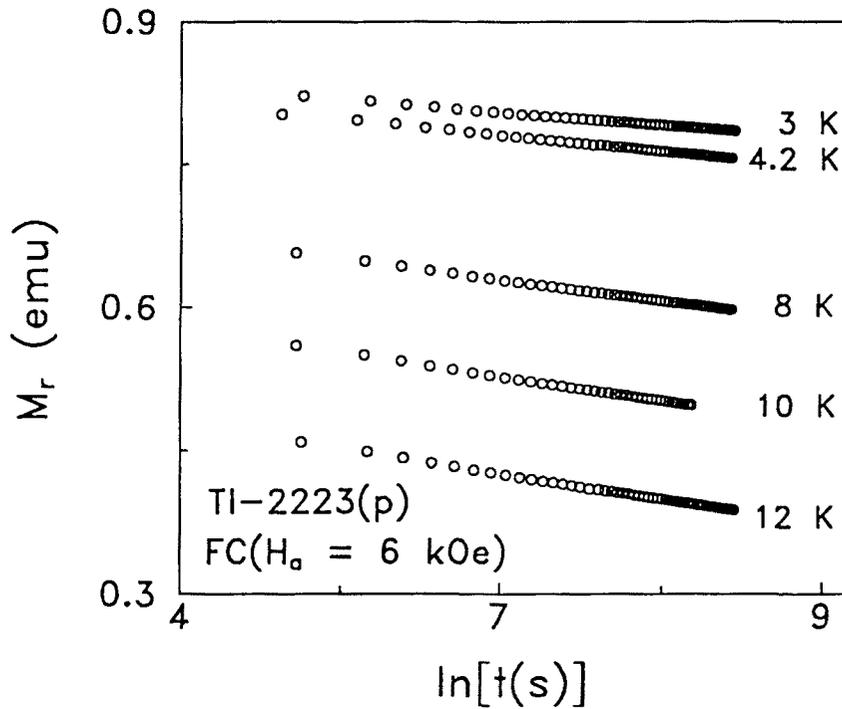


Figura 3.30. Curvas de relajación magnética $M_r[\ln(t)]$ para TI-2223(p) obtenidas a diversas temperaturas tras un proceso FC con $H_a = 6$ kOe.

Las figuras 3.29. y 3.30. muestran la representación $M_r[\ln(t)]$ de datos de relajación magnética obtenidos sometiendo a la muestra TI-2223(p) a un proceso FC previo con campos magnéticos de 3 y 6 kOe, respectivamente. Las temperaturas a que se han realizado las medidas son 6, 8, 10, 12 y 14 K con $H_a = 3$ kOe y 3, 4.2, 8, 10 y 12 K con $H_a = 6$ kOe. Otras temperaturas de medida para las que se han obtenido resultados muy parecidos han sido 1.9, 2, 2.2, 2.4, 2.6, 2.8, 3, 3.2, 3.3, 3.4, 2.6, 3.8, 4, 4.2, 4.6, 5 y 16 K para $H_a = 3$ kOe y 2.1, 2.2, 2.4, 2.6, 2.8, 3.4, 3.8, 6, 14, 16, 18 y 20 K para $H_a = 6$ kOe. Todas las curvas de las figuras 3.29. y 3.30. exhiben la ausencia de dispersión que antes comentábamos, fruto del sistema de medida y adquisición de datos, y presentan una evolución lineal de la imanación con el logaritmo del tiempo, excepto en una región inicial muy breve que se extiende hasta un tiempo máximo de unos 500 segundos. La variación relativa de la imanación en el régimen de bajas temperaturas ($T < 12$ K) a lo largo de todo el período de medida es $\Delta M \simeq 2.2 - 9.3$ % con $H_a = 3$ kOe y $\simeq 4.3 - 5.7$ % con $H_a = 6$ kOe, aunque para temperaturas superiores a 12 K puede llegar a ser del 20 %. La parte lineal de cada una de las curvas (mostradas y no mostradas) ha sido ajustada a una regresión lineal, obteniendo coeficientes de correlación del orden de 0.99999.

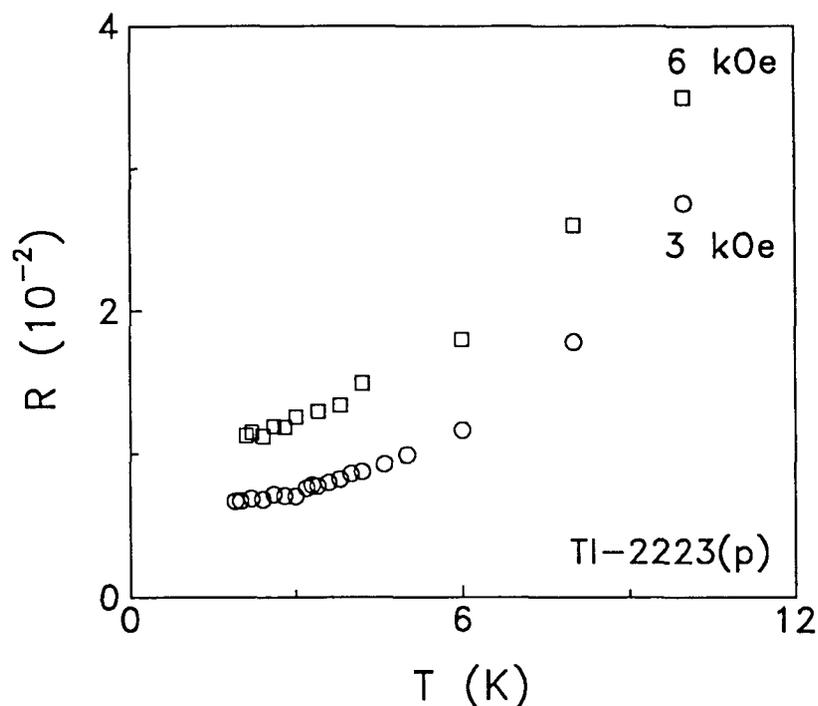


Figura 3.31. Dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado de la muestra TI-2223(p) con $H_a = 3$ kOe (O) y 6 kOe (□).

En la figura 3.31. se presenta la dependencia $R(T)$ hallada a partir de todas las curvas de relajación magnética (mostradas y no mostradas en las figuras 3.29. y 3.30.) obtenidas a bajas temperaturas ($1.8 < T < 12$ K) en TI-2223(p) con $H_a = 3$ kOe (O) y $H_a = 6$ kOe (□). Las dos curvas que aparecen en la figura son muy parecidas entre sí y su comportamiento general es similar al exhibido por las dos dependencias $R(T)$ de la muestra TI-2212 (figuras 3.26. y 3.27.): R decrece progresivamente a medida que disminuye la temperatura, hasta llegar a un valor [$T_{c,3} \equiv T_c(3 \text{ kOe}) \simeq 3$ K, $T_{c,6} \equiv T_c(6 \text{ kOe}) \simeq 2.5$ K] por debajo del cual aparece una región constante que se extiende hasta la mínima temperatura de medida, con un valor de R que depende de la intensidad del campo magnético aplicado: $R_{c,3} \equiv R(3 \text{ kOe}) \simeq 0.7 \%$, $R_{c,6} \equiv R(6 \text{ kOe}) \simeq 1.1 \%$.

Observemos que los campos magnéticos aplicados son menores que la intensidad del campo de transición dimensional estimado en la sección anterior a partir de la dependencia $R(H_a)$, $H_{3D-2D}(2.4 \text{ K}) \simeq 10 - 12$ kOe. Esto significa que las curvas que aparecen en la figura 3.31. han sido obtenidas en el régimen de *creep* tridimensional. Por tanto, los valores hallados experimentalmente para el ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico deberán ser

comparados con estimaciones realizadas utilizando las expresiones correspondientes al caso 3D [ecuaciones (3.17.) y (3.21.)]. Para ello, en primer lugar calcularemos el valor de L_c . Sustituyendo en la ecuación (3.16.) $\xi \approx 30 \text{ \AA}$, $(J_0/J_c)^{1/2} \approx 15$ y el valor del parámetro de anisotropía hallado en la sección anterior a partir de la dependencia $R(H_a)$, $\chi(2.4 \text{ K}) \approx 24$ [valor medio en el rango $\chi(2.4 \text{ K}) \approx 23 - 25$], obtenemos $L_c \approx 19 \text{ \AA}$, es decir, un valor ligeramente superior a la distancia interlaminar en Tl-2223, $d \approx 18 \text{ \AA}$. Sustituyendo entonces en las ecuaciones (3.17.) y (3.21.) el valor de L_c y los valores típicos de $\rho_n (\approx 15 \mu\Omega \text{ cm})$ y $n_s (\approx 10^{21} \text{ cm}^{-3})$, hallamos $R_{\text{CCC,3D}} \approx R_{\text{H,3D}} \approx 1.9 \%$.

Aunque cualitativamente comparables, estos valores resultan ser bastante mayores que los valores experimentales de R_c ($R_{c,3} \approx 0.7 \%$, $R_{c,6} \approx 1.1 \%$). La causa de este desajuste cuantitativo es la misma que se argumentó para explicar un desajuste similar que aparecía al analizar la dependencia $R(H_a)$ de la muestra Y-123: en la estimación de $R_{\text{CCC,3D}}$ y $R_{\text{H,3D}}$ se ha utilizado el valor de L_c correspondiente [a través de la ecuación (3.16.)] al valor del parámetro de anisotropía hallado a partir del campo de transición dimensional a 2.4 K, cuando en realidad γ depende del campo magnético aplicado y de la temperatura de medida. Si se conociese el valor exacto de γ para cada campo magnético aplicado y cada temperatura de medida, $\chi(H_a, T)$, se podría estimar L_c y, por tanto, $R_{\text{CCC,3D}}$ y $R_{\text{H,3D}}$ con mucha mayor precisión, y obtener valores que, muy probablemente, se encontrarían mucho más cerca de los valores experimentales. Para ello, se debería realizar un estudio exhaustivo conjunto de las dependencias $R(H_a)$ y $R(T)$ siguiendo estos pasos:

(1) Medir dependencias $R(H_a)$ a todas las temperaturas que se quiera incluir en una dependencia $R(T)$. Sustituyendo el valor de R de cada punto del régimen 3D de cada dependencia en la ecuación (3.17.) o (3.21.) (ya hemos visto que las estimaciones en los dos regímenes disipativos son iguales, por lo que no importa la ecuación utilizada), se puede extraer el valor correspondiente de L_c . De este modo, se obtiene un valor de L_c para cada campo magnético aplicado y cada temperatura de medida: $L_c(H_a, T)$.

(2) Medir dependencias $R(T)$ para todos los campos magnéticos que configuraban el régimen 3D en cada dependencia $R(H_a)$. Sustituyendo entonces en las ecuaciones (3.17.) o (3.21.) el valor de $L_c(H_a, T)$ obtenido en el primer paso se obtiene una estimación de R en el régimen cuántico que no debería diferir demasiado del valor experimental en la dependencia $R(T)$ medida con el H_a correspondiente.

Si bien el comportamiento general de la dependencia $R(T)$ mostrada en la figura 3.31. es muy parecido al de la dependencia $R(T)$ obtenida en Tl-2212 (figuras 3.26. y 3.27.), existen tres detalles fundamentales que las diferencian: el valor de R en el régimen cuántico, la forma de la transición del régimen térmico al cuántico y la temperatura a que tiene lugar dicha transición.

(1) Por lo que respecta a la primera diferencia, el hecho de que R_C sea mucho menor en Tl-2223(p) ($R_{C,3} \approx 0.7 \%$, $R_{C,6} \approx 1.1 \%$) que en Tl-2212 ($R_{C,ZFC} \approx R_{C,FC} \approx 1.9 \%$) es consecuencia directa de la distinta dimensionalidad del proceso de *creep* que se detecta con los campos magnéticos aplicados en cada una de las muestras: Tl-2212 se encuentra en el régimen 2D, mientras que Tl-2223(p) se encuentra en el régimen 3D. Como sabemos por la sección anterior, para una temperatura determinada, el ritmo de relajación normalizado en el régimen 3D es menor que en el régimen 2D, lo que explica la diferencia observada. Si en las medidas en Tl-2223(p) hubiésemos aplicado campos magnéticos mayores que el campo de transición dimensional, el proceso de *creep* hubiese sido 2D y, aunque viésemos también en la sección anterior que el ritmo de relajación normalizado en este régimen era ligeramente inferior en Tl-2223(p), la diferencia entre ambas muestras no hubiese sido tan grande.

(2) El segundo detalle salta a la vista con una simple observación de la figura 3.31.: la transición del régimen térmico al cuántico en Tl-2223(p) tiene lugar de manera progresiva, a diferencia del cambio abrupto que se observaba en Tl-2212. Como se explicó en la sección teórica, esto significa que el ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico se encuentra térmicamente asistido a temperaturas finitas. En este caso, la transición puede ajustarse a una determinada ley según el grado disipativo del sistema:

$$R(T) = a + b T^2, \quad (3.31.)$$

en el caso altamente disipativo (efecto túnel disipativo óhmico), o

$$R(T) = c + d \exp(-T_0/T), \quad (3.32.)$$

en el caso no disipativo (efecto túnel Hall). En estas expresiones, a , b , c , d y T_0 son los parámetros del ajuste.

Los datos experimentales mostrados en la figura 3.31. han sido ajustados utilizando estas ecuaciones, con los siguientes resultados (R se expresa en unidades de 10^{-2}):

Con $H_a = 3$ kOe:	$R(T) = 0.59 + 0.015 T^2$	hasta $T_{CAT} \approx 6$ K,
	$R(T) = 0.64 + 3.15 \exp(-11.5/T)$	hasta $T_{CAT} \approx 6$ K,
Con $H_a = 6$ kOe:	$R(T) = 1.03 + 0.02 T^2$	hasta $T_{CAT} \approx 9$ K,
	$R(T) = 1.07 + 4.79 \exp(-10.6/T)$	hasta $T_{CAT} \approx 8$ K.

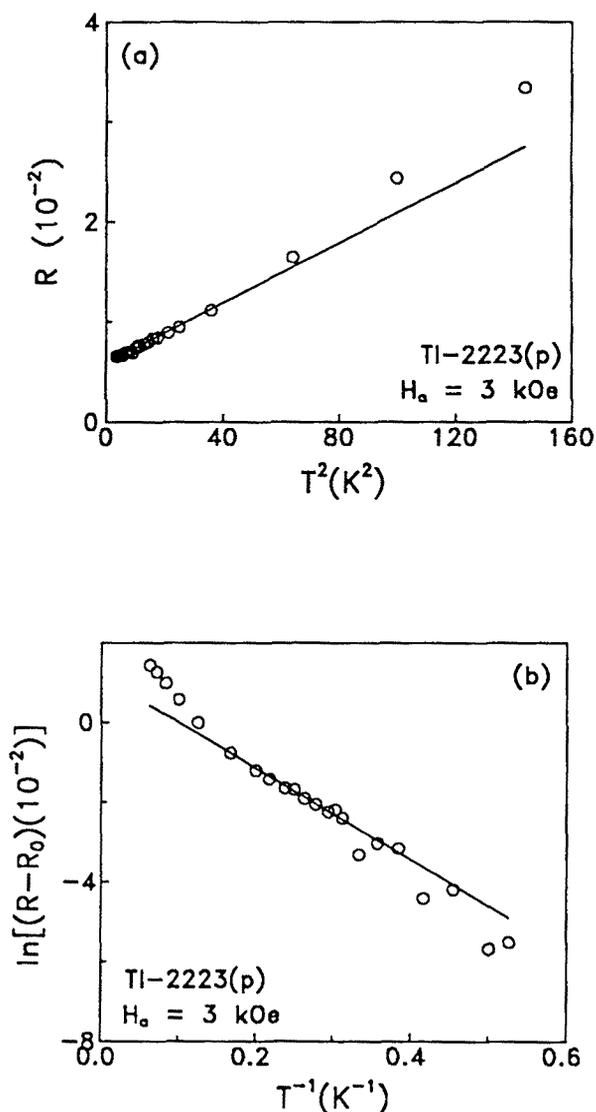


Figura 3.32 Ajustes de las curvas $R(T)$ obtenidas en TI-2223(p) con $H_a = 3$ kOe a las leyes (a) T^2 y (b) $\exp(-T_0/T)$

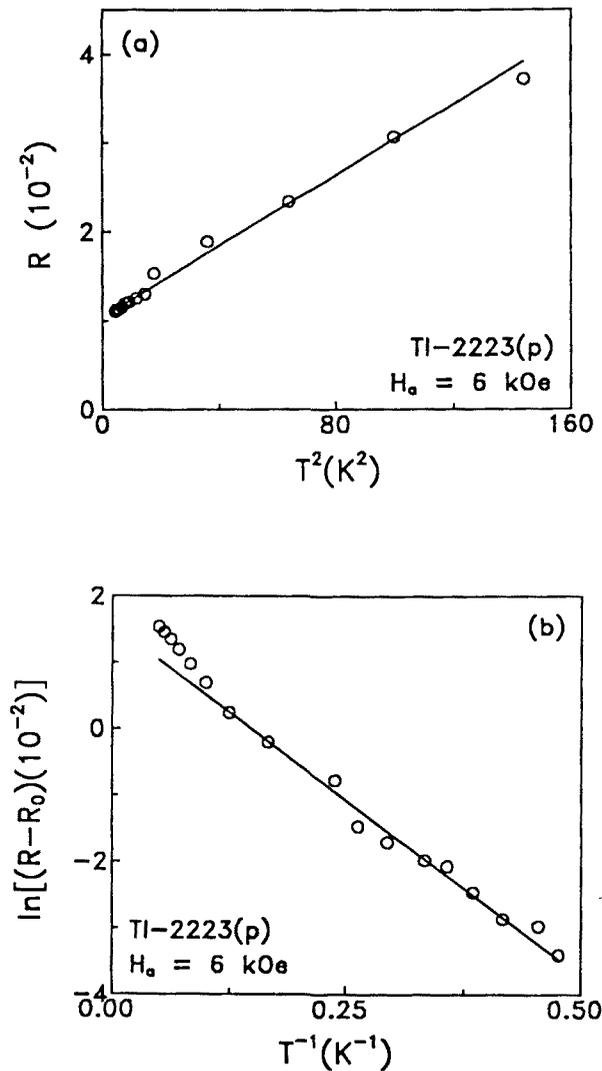


Figura 3.33. Ajustes (a) T^2 y (b) $\exp(-T_0/T)$ de las curvas $R(T)$ obtenidas en TI-2223(p) con $H_a = 6$ kOe.

Las figuras 3.32. y 3.33. presentan estos ajustes para cada uno de los campos aplicados, representando R en función de T^2 [figura (a)] y $\ln(R - R_0)$ en función de $1/T$ [figura (b)], donde R_0 no es más que el parámetro c de la ecuación (3.32.). Como se puede comprobar, para cada intensidad de campo magnético, los ajustes con ambas leyes son muy parecidos entre sí y son válidos hasta una cierta temperatura que hemos denominado T_{CAT} (donde "CAT" significa "régimen cuántico asistido térmicamente") y que conecta el régimen estrictamente térmico con el régimen cuántico asistido térmicamente, pero no

con el régimen estrictamente cuántico, puesto que éste está caracterizado exclusivamente por la región constante que aparece por debajo de T_C . Conviene observar, no obstante, que T_{CAT} no debería tomar valores tan grandes como los arriba citados ($T_{\text{CAT}} \simeq 6$ K para $H_a = 3$ kOe y $T_{\text{CAT}} \simeq 8 - 9$ K para $H_a = 6$ kOe) sino que debería ser sólo algo mayor que T_C , ya que el régimen cuántico asistido térmicamente se limita al codo de la transición. Parece ser, por tanto, que los ajustes se encuentran desplazados hacia temperaturas mayores que las que se debería esperar a partir de la simple observación de la dependencia $R(T)$. Esto se debe a que T_{CAT} ha sido deducida gráficamente a partir de la desviación de los ajustes y es, por tanto, una estimación muy burda que depende en gran medida del número de datos medidos en el régimen cuántico. Si se hubiese podido extender el estudio hasta temperaturas del orden de mK, el régimen cuántico estaría formado por muchos más puntos que, muy probablemente, aumentarían la bondad de los ajustes y desplazarían T_{CAT} hacia valores menores y más próximos a T_C .

Por otro lado, la gran similitud entre los ajustes de ambas leyes, los valores de T_{CAT} deducidos gráficamente y las estimaciones de $R_{\text{CCC,3D}}$ y $R_{\text{H,3D}}$ realizadas con anterioridad, impide extraer una conclusión sólida sobre el grado de disipación del proceso cuántico. Por tanto, no se puede confirmar si Tl-2223(p) se encuentra en el “límite superlimpio”, donde el proceso cuántico se ve dominado por el efecto túnel Hall de vórtices, como se esperaba debido a la óptima combinación en SCAT de los parámetros superconductores para la realización de dicho límite (ver subapartado 3.1.2.4.).

(3) El tercer detalle hace referencia a la temperatura por debajo de la cual empieza el régimen estrictamente cuántico: el valor de esta temperatura en Tl-2223(p) ($T_{\text{C,3}} \simeq 2.5$ K, $T_{\text{C,6}} \simeq 3$ K) es aproximadamente la mitad de su valor en Tl-2212 ($T_C \simeq 6 - 6.5$ K). Antes de analizar esta diferencia, estimaremos el valor de la temperatura de transición T_r mediante la ecuación (3.30.). Para ello necesitamos el valor medio de la energía de activación en el régimen térmico, U , que estimaremos de la misma manera que hemos hecho en el apartado anterior para Tl-2212. La figura 3.34. presenta la dependencia $U(T)$ calculada a partir de $R(T)$, con las curvas correspondientes a $H_a = 3$ kOe (O) y 6 kOe (□). En la figura se puede apreciar que el régimen térmico se extiende hasta temperaturas que no se incluían en la dependencia $R(T)$, que aparecen ahora con la finalidad de aumentar la precisión en el cálculo de U . Como consecuencia de la falta de linealidad de la dependencia $R(T)$ en el régimen

térmico y de la no extrapolación a cero a temperatura nula, la curva $U(T)$ correspondiente a $H_a = 3$ kOe no presenta una zona constante con dispersión, como sucedía con TI-2212, sino una determinada distribución en función de la temperatura. Por ello, y dado que sólo perseguimos una estimación muy simple de T_{tr} , tomaremos el valor medio de dicha distribución: $U_3 \equiv U(3 \text{ kOe}) \approx 440$ K (≈ 39 meV). La región constante sí que se halla presente en la curva $U(T)$ aproximadamente por encima de 6 K, por lo que tomaremos el valor medio de dicha región: $U_6 \equiv U(6 \text{ kOe}) \approx 300$ K (≈ 24 meV). Sustituyendo estos valores y los valores de R_C propios de cada curva, $R_{C,3} \approx 0.7\%$ y $R_{C,6} \approx 1.1\%$, en la ecuación (3.30.) se obtiene $T_{tr,3} \approx 3.1$ K y $T_{tr,6} \approx 3.3$ K, esto es, unos valores no muy distintos de los valores experimentales $T_{C,3} \approx 3$ K y $T_{C,6} \approx 2.5$ K.

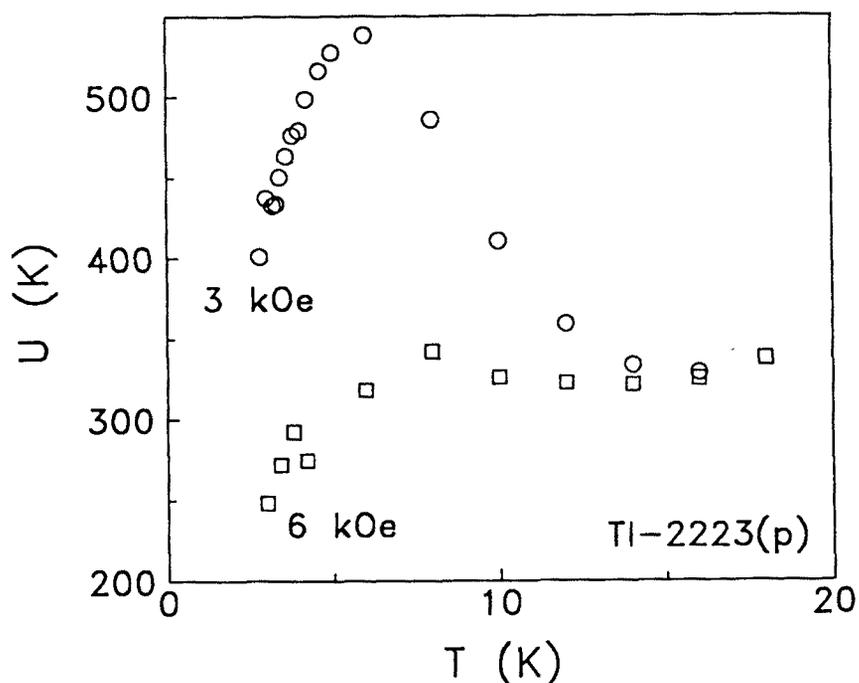


Figura 3.34. Dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ obtenida en TI-2223(p) con $H_a = 3$ kOe (O) y 6 kOe (□).

Estamos ahora en condiciones de explicar por qué T_C es mucho menor en TI-2223(p) que en TI-2212. Observemos que, a partir de la ecuación (3.30.), la temperatura de transición es directamente proporcional al valor medio de la energía de activación, U , y al valor de R en el régimen cuántico, R_C : $T_{tr} \approx U R_C / k_B$. Los valores de U obtenidos en TI-2223(p) ($U_3 \approx 440$ K, $U_6 \approx 300$ K)

son parecidos (siendo incluso algo mayores en el caso de U_3) a los obtenidos en Tl-2212 ($U_{ZFC} \approx 325$ K , $U_{FC} \approx 355$ K). Sin embargo, ya hemos visto que los valores experimentales de R_C en Tl-2223(p) ($R_{C,3} \approx 0.7$ %, $R_{C,6} \approx 1.1$ %) son mucho menores que en Tl-2212 ($R_{C,ZFC} \approx R_{C,FC} \approx 1.9$ %), lo que puede explicar la gran diferencia obtenida para T_C . Conviene aclarar que esta explicación debe tomarse como algo orientativo, ya que por definición T_r equivale al valor correcto de T_{CAT} que se obtendría a partir de los ajustes si se extendiese el régimen cuántico por debajo de 1.85 K, y no a T_C {la deducción de la expresión de T_r [ecuación (3.25.)] se basa precisamente en la existencia del régimen cuántico asistido térmicamente}. Sin embargo, dado que los valores calculados para T_r son tan parecidos a los valores experimentales de T_C , podemos considerar el argumento como válido desde el punto de vista cualitativo.

3.3.3. Tl-2223(f)

Las medidas de relajación magnética a diversas temperaturas en esta muestra han sido realizadas siguiendo los dos protocolos que ya conocemos, aplicando en cada uno de ellos dos intensidades de campo magnético distintas:

- “ZFC + H_a + $M_{ZFC}(t)$ ”, con $H_a = 50$ y 500 Oe;
- “FC(H_a) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ ”, con $H_a = 50$ y 500 Oe.

Por ello, este apartado se encuentra dividido a su vez en dos subapartados, dedicado cada uno de ellos al análisis de los resultados obtenidos para cada una de las dos intensidades de campo magnético aplicadas.

Antes de entrar en materia, conviene recordar que todas las medidas han sido realizadas utilizando el sistema de adquisición de datos integrado en el software del magnetómetro, con el campo magnético aplicado perpendicularmente a la superficie de la muestra. Por otro lado, observemos que, a pesar de su débil intensidad, los campos magnéticos aplicados ($H_a = 50, 500$ Oe) son mayores que el campo crítico inferior intragranular, $H_{c1g}(5$ K) $\approx 10 - 15$ Oe (ver tabla 1.3.), por lo que la evolución temporal de la imanación que se ha detectado se encuentra asociada al movimiento de vórtices intragranulares. Esto contrasta con lo que sucede en Tl-2223(p), donde $H_a = 50$ Oe no es lo suficientemente intenso para penetrar dentro de los granos y se limita, por tanto, a crear el estado mixto intergranular, y es consecuencia directa de la importancia de los efectos desimanadores en capas finas.

3.3.3.1. $H_a = 50$ Oe

En este subapartado utilizaremos los siguiente términos para referimos a los dos procesos seguidos con $H_a = 50$ Oe:

- protocolo ZFC: “ZFC + $H_a = 50$ Oe + $M_{ZFC}(t)$ ”
- protocolo FC: “FC($H_a = 50$ Oe) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ ”

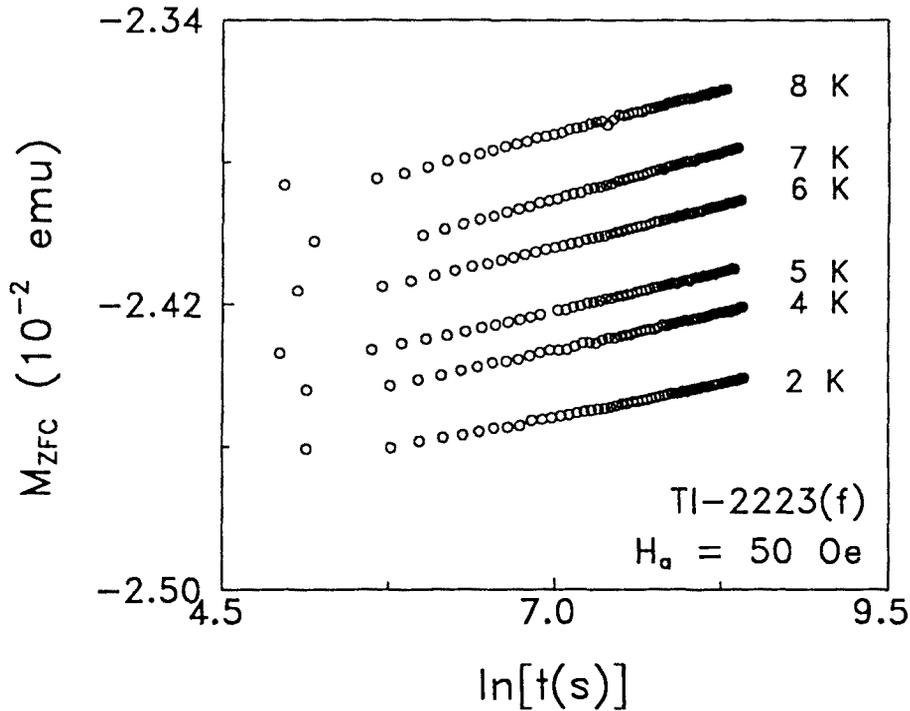


Figura 3.35. Curvas $M_{ZFC}[\ln(t)]$ de relajación magnética obtenidas a distintas temperaturas sometiendo a Tl-2223(f) al protocolo ZFC con $H_a = 50$ Oe.

Las figuras 3.35. y 3.36. (página siguiente) muestran la representación $M[\ln(t)]$ de algunas medidas de relajación magnética obtenidas tras someter a la muestra Tl-2223(f) respectivamente a los protocolos ZFC ($T = 2, 4, 5, 6, 7$ y 8 K) y FC ($T = 2, 3, 4, 5, 6$ y 7 K). Todas las curvas presentan el comportamiento de sobras conocido y comentado a lo largo de la tesis: M sigue una evolución lineal con el logaritmo del tiempo, excepto en una pequeña región inicial que se extiende en este caso hasta un tiempo de unos 200 segundos. En esta evolución, la variación relativa de imanación a lo largo de la ventana completa de tiempos de observación se encuentra aproximadamente entre un 0.8 y un 1.2 % para ambos protocolos, siendo tanto más pronunciada cuanto mayor es la temperatura de medida. Resultados similares han sido obtenidos para muy

diversas temperaturas en el rango $1.85 < T < 20$ K. La región lineal de todas las curvas (mostradas y no mostradas) ha sido ajustada a una regresión lineal, con coeficientes de correlación en el rango $0.998 - 0.9998$.

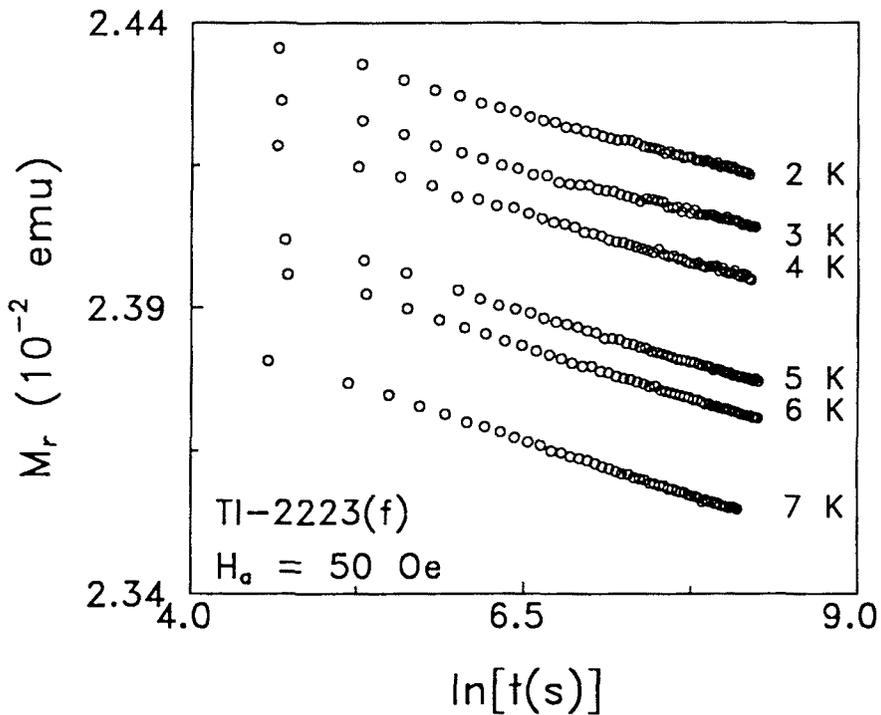


Figura 3.36 Representación $M_r[\ln(t)]$ de las medidas de relajación obtenidas a diversas temperaturas sometiendo a Tl-2223(f) al protocolo FC con $H_a = 50$ Oe.

En la figura 3.37. (página siguiente) se ha representado la dependencia $R(T)$ obtenida a partir de las regresiones lineales mencionadas, con las curvas correspondientes a los protocolos ZFC (\square) y FC (O). Ambas curvas reproducen las características generales observadas en las dos muestras ya analizadas: R decrece de manera bastante lineal a medida que disminuye la temperatura, hasta llegar a un cierto valor ($T_{C,ZFC} \approx 3.2$ K, $T_{C,FC} \approx 3.6$ K) similar al obtenido en Tl-2223(p) ($T_C \approx 2.5 - 3$ K), por debajo del cual R adquiere un valor constante ($R_{C,ZFC} \approx 0.3$ %, $R_{C,FC} \approx 0.25$ %). A diferencia de lo observado en Tl-2223(p) y tal como sucedía en Tl-2212, la transición en este caso tiene lugar de manera bastante abrupta, lo que indica la ausencia de asistencia térmica en el régimen cuántico a temperaturas finitas. Por lo tanto, en este caso no tiene sentido ajustar los datos a las ecuaciones (3.31.) y (3.32.).

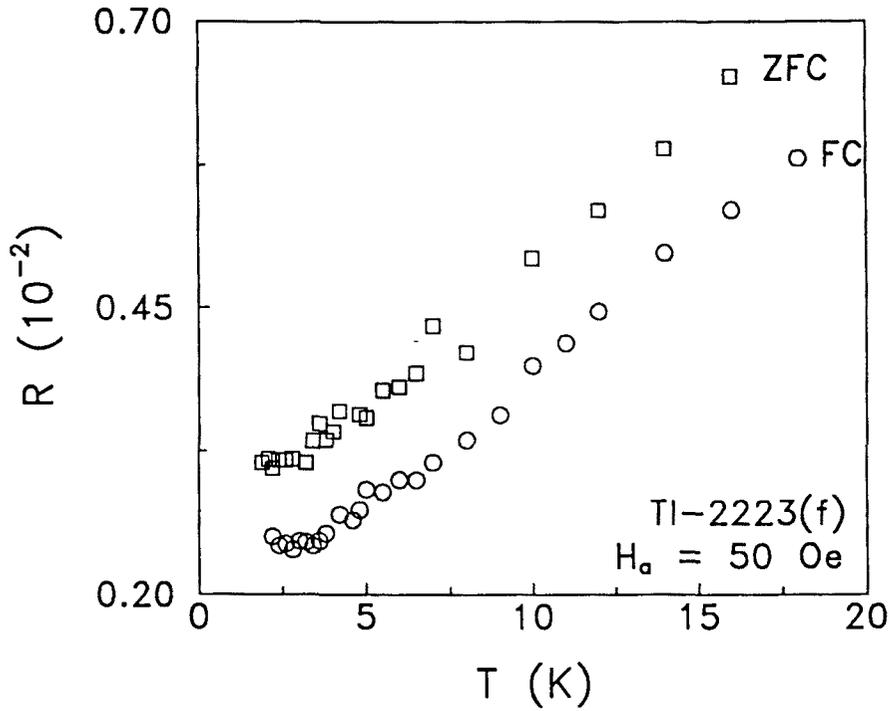


Figura 3.37. Dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado obtenido sometiendo a TI-2223(f) a los protocolos ZFC (□) y FC (○) con $H_a = 50$ Oe.

Para obtener una estimación del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico de esta muestra, debemos tener presente que el campo magnético aplicado, $H_a = 50$ Oe, es mucho menor que el campo de transición dimensional detectado en la sección anterior a partir de la dependencia $R(H_a)$, $H_{3D-2D}(2.4 \text{ K}) \approx 1$ kOe. Por lo tanto, tenemos que utilizar las expresiones correspondientes al régimen cuántico 3D. Como siempre, empezamos calculando el valor de L_c . Sustituyendo en la ecuación (3.16.) los valores típicos de ξ ($\approx 30 \text{ \AA}$) y $(J_0/J_c)^{1/2}$ (≈ 15), y el valor del parámetro de anisotropía hallado en la sección anterior, $\chi(2.4 \text{ K}) \approx 80$, se obtiene $L_c \approx 5.6 \text{ \AA}$. Sustituyendo este valor, junto con $\rho_n \approx 15 \mu\Omega \text{ cm}$ y $n_s \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, en las ecuaciones (3.17.) y (3.21.) se obtiene $R_{\text{CCC},3D} \approx R_{\text{H},3D} \approx 6.5 \%$, es decir, un valor muchísimo mayor que los obtenidos experimentalmente ($R_{\text{C,FC}} \approx 0.25 \%$, $R_{\text{C,ZFC}} \approx 0.3 \%$). El motivo de esta discrepancia es el que se ha argumentado con anterioridad: en la estimación de $R_{\text{CCC},3D}$ y $R_{\text{H},3D}$ hemos utilizado el valor de L_c correspondiente a $T = 2.4 \text{ K}$ y $H_{3D-2D} \approx 1$ kOe, en lugar de utilizar el valor correcto para el campo magnético aplicado. Esto explica también el hecho de que hayamos obtenido un valor de L_c mucho menor que d ($\approx 15 \text{ \AA}$), lo que sugiere que la muestra debería hallarse en el régimen 2D, cuando se halla claramente en el régimen 3D.

Para terminar, calcularemos la temperatura de transición del régimen térmico al cuántico mediante la ecuación (3.30.). Para ello, necesitamos como siempre el valor medio de la energía de activación en el régimen térmico. A tal efecto, en la figura 3.38. aparece la dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ con las curvas correspondientes a los protocolos ZFC (\square) y FC (O). Observemos que, a pesar de la linealidad de la dependencia $R(T)$ en el régimen térmico (ver figura 3.37.), las dos curvas que aparecen en la figura 3.38. no muestran una región constante en dicho régimen. Esto es debido a que la mencionada dependencia lineal no extrapola a cero para temperatura nula, sino que, como consecuencia de la existencia de una dependencia $U(J)$ no lineal, corta al eje de ordenadas en un determinado valor no despreciable frente al valor de R_c . Por lo tanto, volveremos a utilizar el método introducido en el primer apartado de esta sección, y calcularemos el valor medio de los valores de energía que aparecen en la figura.

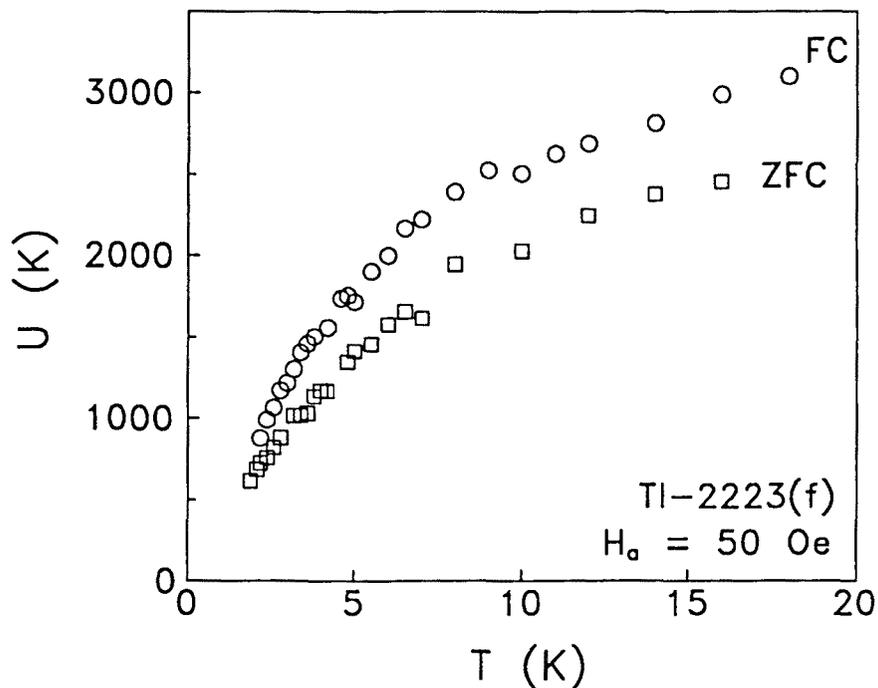


Figura 3.38. Dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ obtenida sometiendo a Tl-2223(f) a los protocolos ZFC (\square) y FC (O) con $H_a = 50$ Oe.

Utilizando este método en el régimen térmico (por encima de los valores gráficos de T_c) de la figura 3.38. se obtiene $U_{ZFC} \approx 1700$ K (≈ 145 meV) y $U_{FC} \approx 2200$ K (≈ 190 meV). Sustituyendo estos valores en la ecuación (3.30.) junto con $R_{C,FC} \approx 0.25$ % y $R_{C,ZFC} \approx 0.3$ %, se obtiene $T_{rr,ZFC} \approx 5$ K y $T_{rr,FC} \approx 5.5$ K. Estos valores son algo superiores a los hallados gráficamente para la temperatura por debajo de la cual empieza el régimen cuántico, $T_{C,ZFC} \approx 3.2$ K y $T_{C,FC} \approx 3.6$ K, y a los calculados en Tl-2223(p) [$T_{rr,3} \equiv T_{rr}(3 \text{ kOe}) \approx 3.1$ K y $T_{rr,6} \equiv T_{rr}(6 \text{ kOe}) \approx 3.3$ K]. Esto se debe a que, a pesar de que el ritmo de relajación cuántico es mucho menor en Tl-2223(f), las energías de activación térmica calculadas en esta muestra son mucho mayores que las calculadas en Tl-2223(p) para campos magnéticos superiores [$U(3 \text{ kOe}) \approx 440$ K y $U(6 \text{ kOe}) \approx 300$ K]. No obstante, esto no significa que los valores reales de la energía de activación en Tl-2223(f) sean tan grandes como los calculados. En realidad, deberíamos realizar el proceso inverso y utilizar la ecuación (3.30.) para estimar U a partir de los valores experimentales de T_c y R_c . Así, sustituyendo $R_{C,ZFC} \approx 0.3$ % y $T_{C,ZFC} \approx 3.2$ K en dicha ecuación se llega a $U_{ZFC} \approx 1065$ K (≈ 90 meV), mientras que sustituyendo $R_{C,FC} \approx 0.25$ % y $T_{C,FC} \approx 3.6$ K se obtiene $U_{FC} \approx 1440$ K (≈ 124 meV).

3.3.3.2. $H_a = 500$ Oe

Al igual que en el subapartado anterior, en el presente representaremos los dos procesos seguidos con $H_a = 500$ Oe de la siguiente manera:

- protocolo ZFC: “ZFC + $H_a = 500$ Oe + $M_{ZFC}(t)$ ”
- protocolo FC: “FC($H_a = 500$ Oe) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ ”

Las figuras 3.39. y 3.40. muestran la representación $M[\ln(t)]$ de algunos de los datos de relajación magnética obtenidos para $T = 2, 3, 4, 5, 6, 7$ y 8 K en Tl-2223(f) siguiendo estos protocolos. Las curvas vuelven a presentar la típica dependencia lineal a lo largo de toda la ventana de tiempos de observación, excepto en una pequeña región inicial que se extiende hasta un tiempo máximo de unos 200 segundos. La variación relativa de imanación a lo largo de todo el proceso evolutivo depende de la temperatura de medida y es superior a la observada con $H_a = 50$ Oe: $\Delta M \approx 3.7 - 4.8$ % en el protocolo ZFC, $\approx 2.8 - 3.5$ % en el protocolo FC. Un comportamiento similar al mostrado ha sido obtenido para muy diversas temperaturas en el rango $1.85 < T < 20$ K. La región lineal de todas las curvas ha sido ajustada mediante una regresión lineal, obteniendo coeficientes de correlación en el rango $0.999 - 0.9999$.

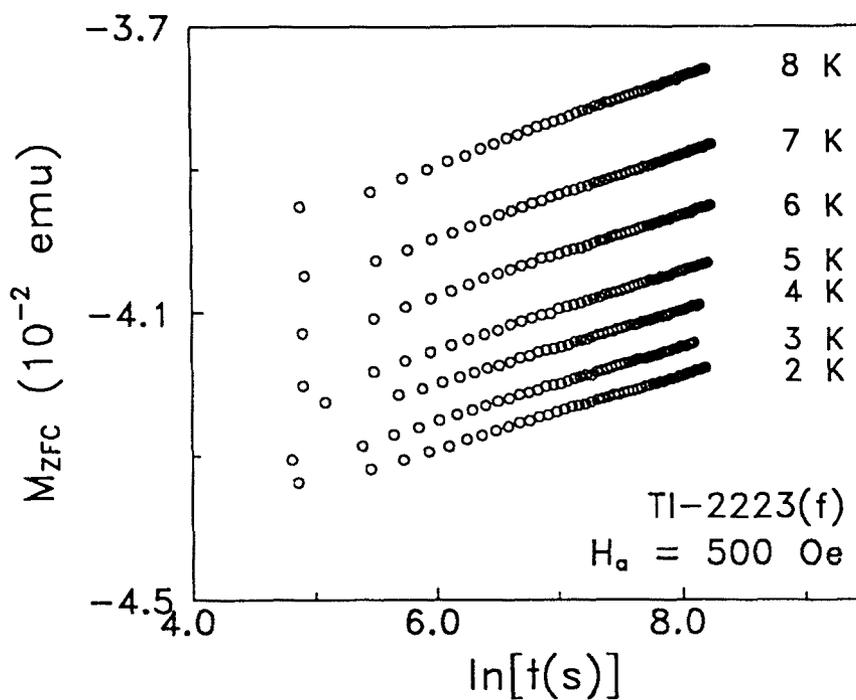


Figura 3 39 Curvas $M_{ZFC}[\ln(t)]$ de relajación magnética obtenidas a diversas temperaturas tras someter a TI-2223(f) al protocolo ZFC con $H_a = 500$ Oe

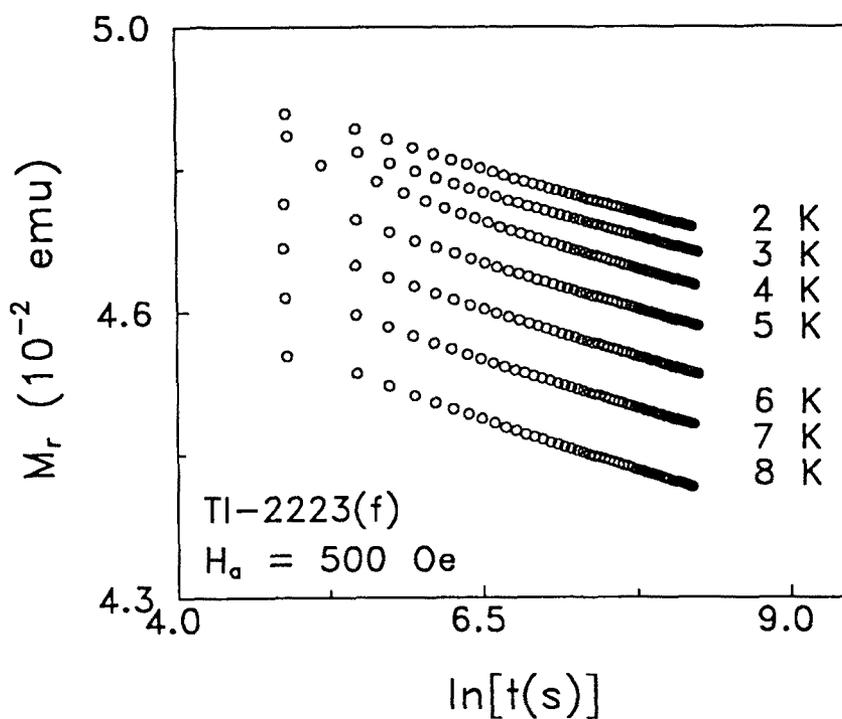


Figura 3 40 Representación $M_r[\ln(t)]$ de las medidas de relajación magnética obtenidas tras someter a TI-2223(f) al protocolo FC con $H_a = 500$ Oe

En la figura 3.41. se muestra la dependencia térmica de los ritmos de relajación normalizados correspondientes a los protocolos ZFC (\square) y FC (O) con $H_a = 500$ Oe. El comportamiento general de las dos curvas es muy parecido al exhibido por las curvas correspondientes a Tl-2223(p): R decrece de manera bastante lineal a medida que disminuye la temperatura, para pasar de manera progresiva a adquirir un valor constante, que aparece por debajo de $T_c \approx 2.5 - 3$ K y que depende del proceso seguido ($R_{C,ZFC} \approx 1.1$ %, $R_{C,FC} \approx 0.85$ %). Como se puede comprobar, no sólo la forma general de las curvas es similar a la mostrada en la dependencia $R(T)$ de Tl-2223(p) (figura 3.31.), sino que, a pesar de la diferencia de campos magnéticos aplicados, el rango de valores de la temperatura por debajo de la cual aparece el régimen cuántico y los valores del ritmo de relajación normalizado en dicho régimen son muy parecidos en ambas muestras. Este resultado, que también ha sido observado por otros autores en otros materiales,^{64,70,78} confirma la predicción realizada por Blatter y Geshkenbein en la teoría CCC:⁸⁸ la dinámica de vórtices en el régimen cuántico es independiente de la orientación del campo magnético respecto a los planos superconductores, por lo que medidas de relajación en el régimen cuántico en muestras policristalinas, monocristalinas y capas finas deberían arrojar resultados similares.

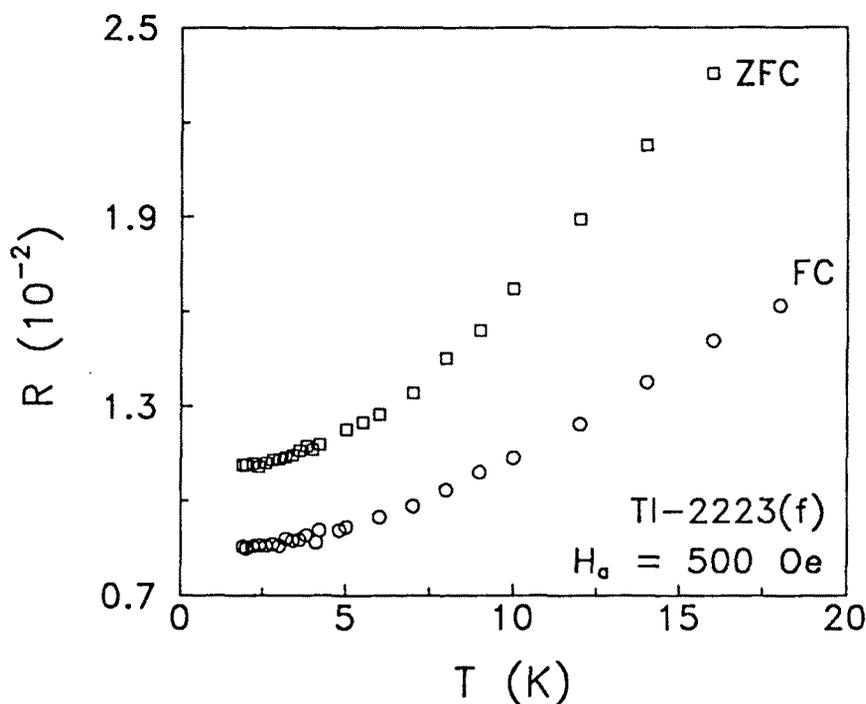


Figura 3.41. Dependencia $R(T)$ obtenida en Tl-2223(f) con $H_a = 500$ Oe, con las curvas correspondientes a los protocolos ZFC (\square) y FC (O).

Observemos que también con $H_a = 500$ Oe la muestra se encuentra en el régimen cuántico 3D, puesto que $H_{3D-2D}(2.4 \text{ K}) \approx 1 \text{ kOe}$. Por tanto, los valores experimentales de R_c arriba citados deben ser comparados con la estimación 3D realizada en el subapartado anterior para $H_a = 50$ Oe: $R_{\text{CCC},3D} \approx R_{\text{H},3D} \approx 6.5 \%$. Este valor siguen siendo mucho mayor que los hallados experimentalmente ($R_{\text{C,ZFC}} \approx 1.1 \%$, $R_{\text{C,FC}} \approx 0.85 \%$), debido al motivo que ya se expuso en aquel subapartado, a saber, el uso incorrecto en la estimación de $R_{\text{CCC},3D}$ y $R_{\text{H},3D}$ de una dimensión longitudinal L_c independiente de H_a . La certeza de que el material se encuentra en el régimen cuántico 3D y de que, por tanto, debería usarse una longitud dependiente del campo magnético, se ve confirmada experimentalmente por la observación de la dependencia con H_a del ritmo de relajación obtenido en cada uno de los protocolos (ver figuras 3.37. y 3.41.): $R_{\text{C,ZFC}}(50 \text{ Oe}) \approx 0.3 \%$, $R_{\text{C,ZFC}}(500 \text{ Oe}) \approx 1.1 \%$; $R_{\text{C,FC}}(50 \text{ Oe}) \approx 0.25 \%$, $R_{\text{C,FC}}(500 \text{ Oe}) \approx 0.85 \%$.

Pasemos al estudio de la transición del régimen térmico al cuántico. Como ya hemos comentado, ésta tiene lugar de manera progresiva para las dos curvas de la figura 3.41., lo que indica la asistencia térmica del proceso cuántico a temperaturas finitas. Utilizando las ecuaciones (3.31.) ($R \propto T^2$, límite disipativo óhmico) y (3.32.) [$R \propto \exp(-T_0/T)$ límite no disipativo], hemos obtenido los siguientes ajustes a nuestros datos experimentales (R se expresa en unidades de 10^{-2}):

Protocolo ZFC:	$R(T) = 1.087 + 0.005 T^2$	hasta $T_{\text{CAT}} \approx 7 \text{ K}$,
	$R(T) = 1.11 + 1.17 \exp(-11.7/T)$	hasta $T_{\text{CAT}} \approx 7 \text{ K}$,
Protocolo FC:	$R(T) = 0.840 + 0.003 T^2$	hasta $T_{\text{CAT}} \approx 9 \text{ K}$,
	$R(T) = 0.85 + 0.74 \exp(-12.2/T)$	hasta $T_{\text{CAT}} \approx 8 \text{ K}$.

Las figuras 3.42. y 3.43. (páginas siguientes) presentan estos ajustes para cada uno de los protocolos, representando R en función de T^2 [figura (a)] y $\ln[(R - R_0)(10^{-2})]$ en función de $1/T$ [figura (b)], donde R_0 es el parámetro c de la ecuación (3.32.). Observemos que para cada protocolo, igual que sucedía en Tl-2223(p) para cada campo magnético, los ajustes y la temperatura de transición del régimen térmico al régimen cuántico asistido térmicamente, T_{CAT} , son muy similares. Este hecho, junto con la coincidencia de las estimaciones de $R_{\text{CCC},3D}$ y $R_{\text{H},3D}$, impide pronunciarse sobre la naturaleza disipativa de la dinámica cuántica de vórtices y averiguar si la muestra se encuentra en el “límite superlimpio” propio de los SCAT a bajas temperaturas.

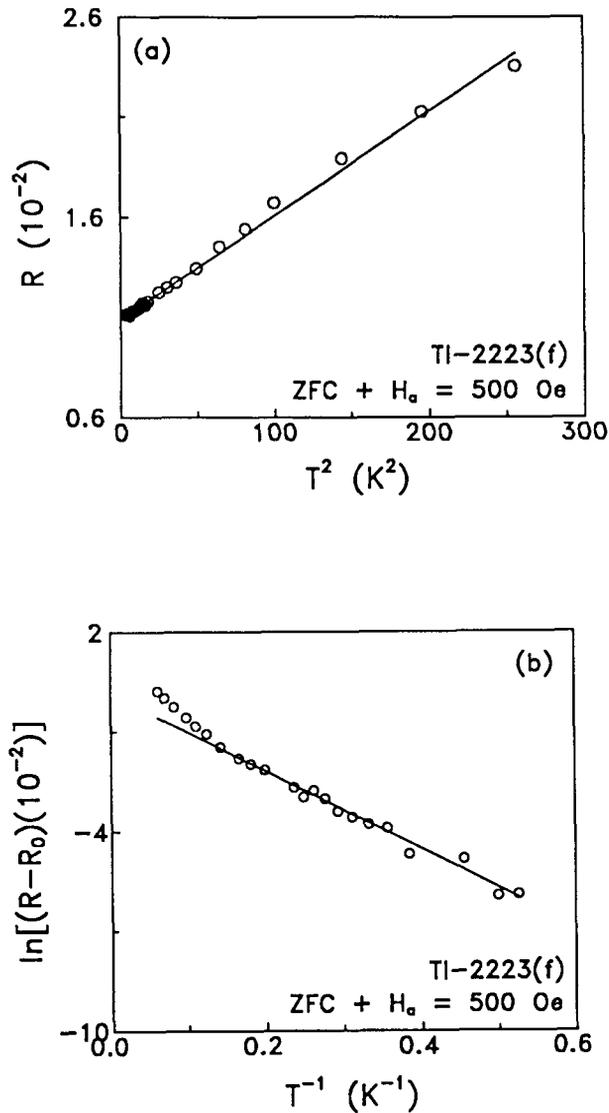


Figura 3.42 Ajustes de la curva $R(T)$ experimental obtenida en Tl-2223(f) con el protocolo ZFC y $H_a = 500$ Oe (a) T^2 (representación lineal de R en función de T^2) y (b) $\exp(-T_0/T)$ [representación lineal de $\ln(R - R_0)$ en función de $1/T$]

Con la temperatura de transición del régimen estrictamente térmico al régimen cuántico asistido térmicamente, T_{CAT} , sucede lo mismo que en Tl-2223(p): aunque por su significado T_{CAT} es lógicamente mayor que T_C , no debería tomar valores tan grandes como los deducidos a partir de los ajustes ($T_{CATZFC} \approx 7$ K para el protocolo ZFC, $T_{CATFC} \approx 8 - 9$ K para el protocolo FC), puesto que dichos valores se encuentran inmersos de lleno en el régimen térmico. La causa de esta incoherencia se encuentra de nuevo en la extensión

del rango de temperaturas pertenecientes al régimen cuántico que se incluye en los ajustes. Este régimen se limita a unos pocos datos entre $T_c \approx 2.5 - 3$ K y 1.85 K, ya que este último valor es la mínima temperatura accesible en el magnetómetro utilizado. Por este motivo, los ajustes se encuentran desplazados hacia temperaturas superiores a las que se ajustarían si el régimen cuántico se extendiese hasta temperaturas muy por debajo de 1.85 K.

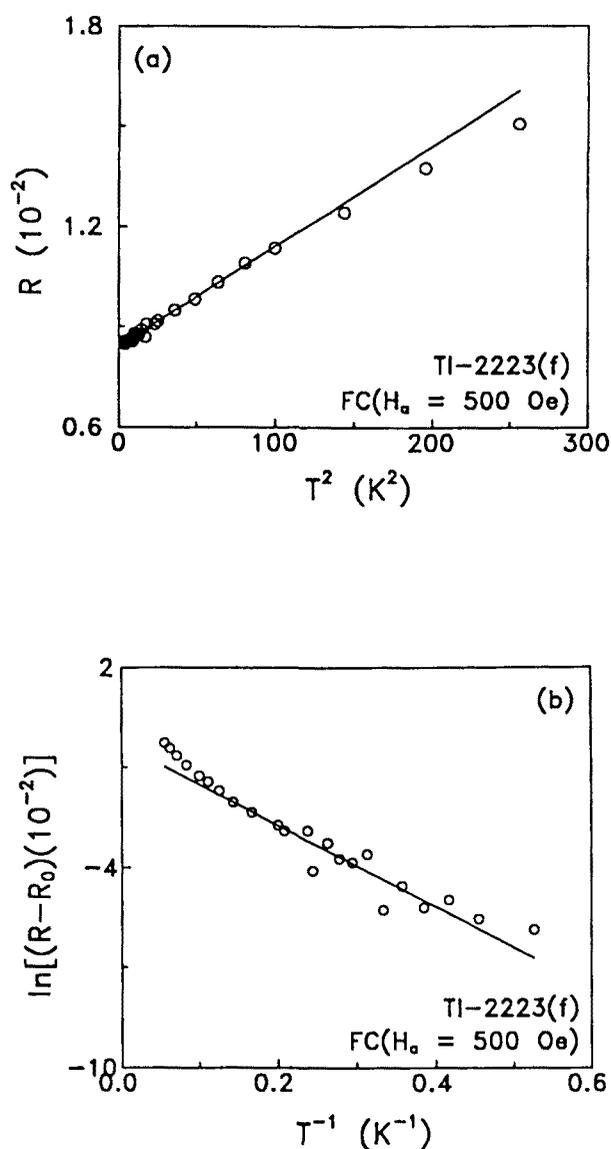


Figura 3.43 Ajustes (a) T^2 [representación lineal $R(T^2)$] y (b) $\exp(-T_0/T)$ {representación lineal $[\ln(R-R_0)](1/T)$ } de la curva $R(T)$ experimental hallada en TI-2223(f) con el protocolo FC y $H_q = 500$ Oe.

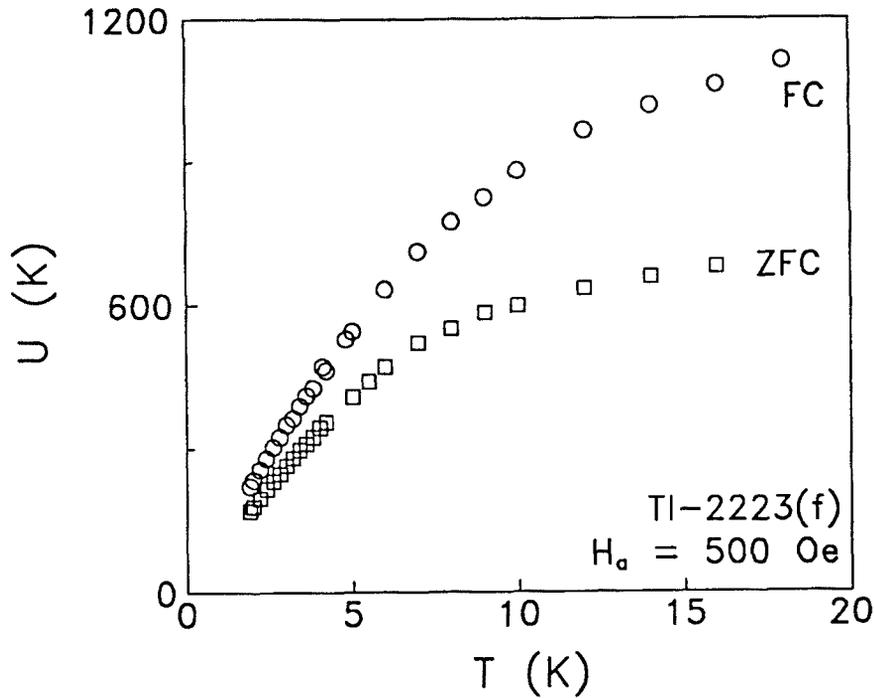


Figura 3.44 Dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ obtenida con $H_a = 500$ Oe en TI-2223(f) siguiendo los protocolos ZFC (\square) y FC (O)

Terminaremos este subapartado con el cálculo de la temperatura de transición T_u . Como siempre, para este cálculo necesitamos el valor medio de la energía de activación en el régimen térmico, U . La figura 3.44. muestra la dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$, con las curvas correspondientes a los protocolos ZFC (\square) y FC (O). El comportamiento general de ambas curvas en el régimen térmico (por encima de T_c) es el mismo que se mostraba en la figura 3.38. para $H_a = 50$ Oe: aunque la figura 3.41. mostrase una clara dependencia lineal de $R(T)$ en el régimen térmico, esta dependencia no extrapola a cero a temperatura nula, por lo que $U(T)$ no presenta una región constante. Por este motivo, tomaremos el valor medio de cada una de las curvas: $U_{ZFC} \approx 465$ K (≈ 40 meV) y $U_{FC} \approx 645$ K (≈ 55 meV). Observemos que estos valores son casi una cuarta parte de los obtenidos con $H_a = 50$ Oe ($U_{ZFC} \approx 1700$ K, $U_{FC} \approx 2200$ K), lo que indica una **dependencia fuertemente decreciente** de U con H_a . Una dependencia similar, aunque no tan fuertemente decreciente, se obtenía en TI-2223(p), donde $U(3 \text{ kOe}) \approx 440$ K y $U(6 \text{ kOe}) \approx 300$ K. Este comportamiento puede explicarse recuperando las ecuaciones (3.16) y (3.29.b) para L_c y U_c respectivamente: $L_c \approx (\xi/\gamma)(J_0/J_c)^{1/2}$ y $U_c \approx (\varepsilon_0/L_c)(\xi/\gamma)^2$. Sustituyendo L_c en U_c (de la que U es un valor medio) se

llega a una expresión en la que U_c es inversamente proporcional al parámetro de anisotropía γ , $U_c \propto 1/\gamma$, lo que explica la dependencia $U(H_a)$ decreciente, ya que para las intensidades de campo magnético aplicadas el material se encuentra en el régimen 3D, donde γ es una función creciente de H_a .

Sustituyendo $U_{ZFC} \simeq 465$ K y $U_{FC} \simeq 645$ K junto con $R_{C,ZFC} \simeq 1.1$ % y $R_{C,FC} \simeq 0.85$ % en la ecuación (3.30.) ($T_{ir} \simeq R_C U/k_B$) se obtiene $T_{ir,ZFC} \simeq 5$ K y $T_{ir,FC} \simeq 5.5$ K, esto es, los mismos valores que se obtuvieron con $H_a = 50$ Oe. Esto se debe a la compensación de las dependencias con H_a de los dos parámetros que aparecen en la ecuación (3.30.), U y R_C : U es inversamente proporcional a γ , mientras que R_C lo es directamente, por lo que su producto debe ser independiente de este parámetro y, por consiguiente, del campo magnético, tal como hemos comprobado experimentalmente. Algo parecido se observaba para Tl-2223(p), dentro del posible error de cálculo de T_{ir} [$T_{ir}(3 \text{ kOe}) \simeq 3.1$ K, $T_{ir}(6 \text{ kOe}) \simeq 3.3$ K].

Por otro lado, observemos que los valores de T_{ir} obtenidos se encuentran a medio camino entre la temperatura por debajo de la cual aparece el régimen estrictamente cuántico, $T_C \simeq 2.5 - 3$ K, y los valores deducidos a partir de los ajustes de $R(T)$ para la temperatura que conecta el régimen estrictamente térmico con el régimen cuántico asistido térmicamente, $T_{CAT,ZFC} \simeq 7$ K y $T_{CAT,FC} \simeq 8 - 9$ K. Como ya se comentó al final del apartado anterior, T_{ir} debería ser, por definición, similar al valor “correcto” de T_{CAT} , esto es, el que se obtendría a partir de los ajustes si el régimen cuántico se extendiese muy por debajo de 1.85 K. En los casos en que la transición del régimen térmico al régimen cuántico tiene lugar de manera brusca [Tl-2212, Tl-2223(f) con $H_a = 50$ Oe], T_{CAT} no tiene razón de ser y T_{ir} se aproxima con mayor (Tl-2212) o menor [Tl-2223(f)] precisión a T_C .

3.3.4. (Hg,Tl)-1223

Las medidas de relajación magnética a diversas temperaturas en esta muestra han sido realizadas siguiendo el protocolo “FC(H_a) + $H_a \rightarrow 0 + M_r(t)$ ” con $H_a = 3$ y 10 kOe. Se trata, pues, de un proceso de enfriamiento con campos magnéticos suficientemente intensos para penetrar dentro de los granos de la muestra y crear de este modo el estado mixto intragranular.

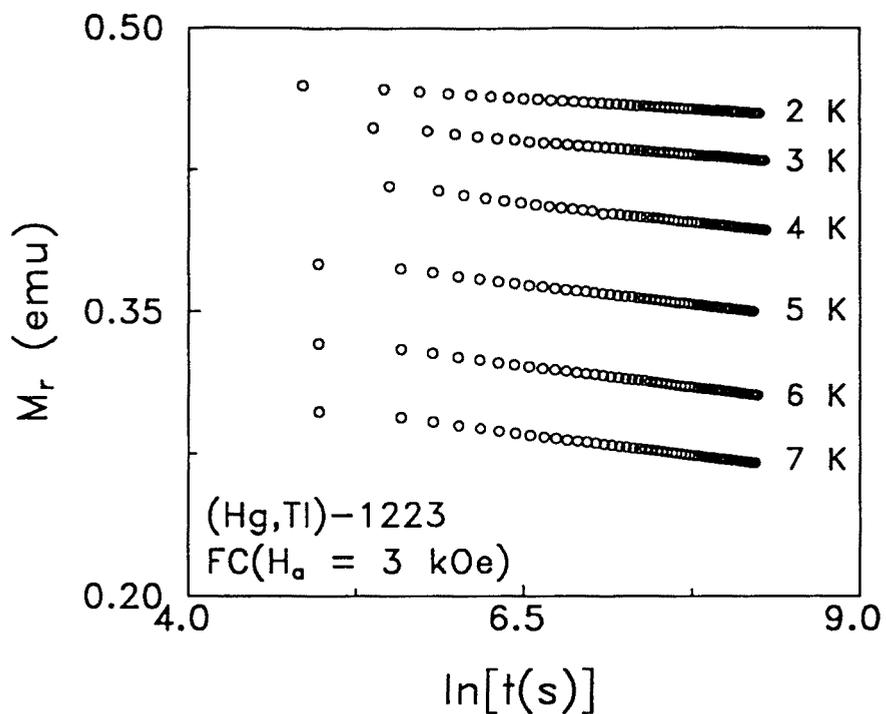


Figura 3.45. Curvas $M_r[\ln(t)]$ de relajación magnética obtenidas a diversas temperaturas en (Hg,Tl)-1223 con $H_a = 3$ kOe aplicado en el proceso FC.

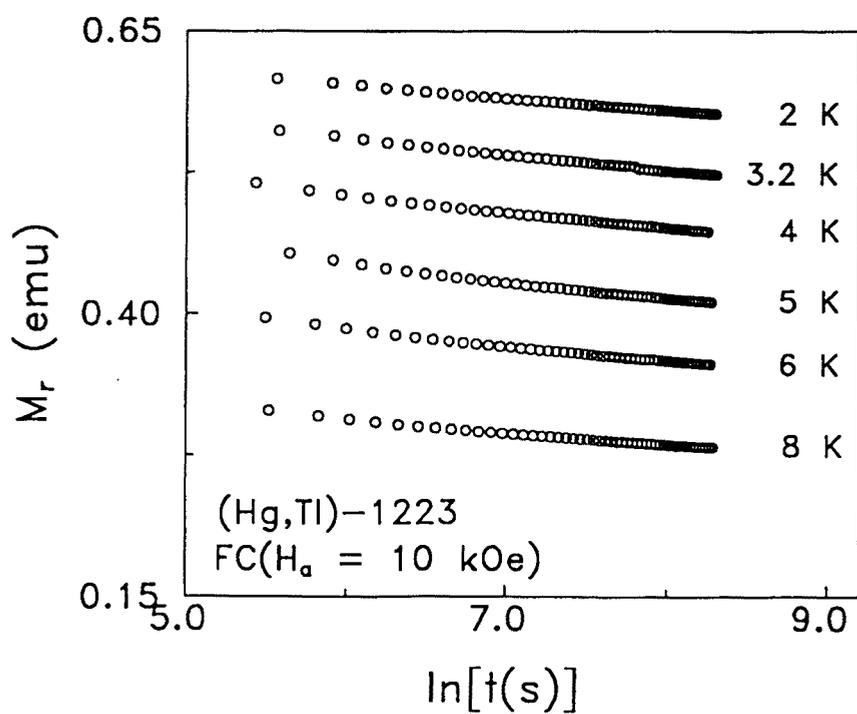


Figura 3.46. Representación $M_r[\ln(t)]$ de los datos de relajación magnética obtenidos tras someter a (Hg,Tl)-1223 al proceso FC con $H_a = 10$ kOe.

Las figuras 3.45. y 3.46. muestran la representación $M_r[\ln(t)]$ de algunas de las medidas de relajación obtenidas sometiendo a (Hg,Tl)-1223 al protocolo mencionado con $H_a = 3$ kOe ($T = 2, 3, 4, 5, 6$ y 7 K) y $H_a = 10$ kOe ($T = 2, 3.2, 4, 5, 6$ y 8 K), respectivamente. Curvas similares a las mostradas han sido obtenidas para muy diversas temperaturas en el rango $1.85 - 20$ K. En todas las curvas (mostradas y no mostradas), la imanación toma valores muy similares a los detectados en el resto de muestras analizadas ($M \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ emu) y sigue una evolución lineal con el logaritmo del tiempo, excepto en la típica región transitoria inicial que comprende los dos o tres primeros datos experimentales. La variación relativa de la imanación a lo largo de la ventana completa de tiempos de observación es $\Delta M \simeq 3 - 10.8\%$ para $H_a = 3$ kOe (figura 3.45.) y $\simeq 5 - 10.5\%$ para $H_a = 10$ kOe (figura 3.46.), esto es, muy similar también a la detectada en las muestras basadas en talio. La región lineal de todas las curvas ha sido ajustada a la regresión lineal $M = a + b \ln(t)$, obteniéndose coeficientes de correlación del orden de 0.999, llegando en algún caso a 0.9999.

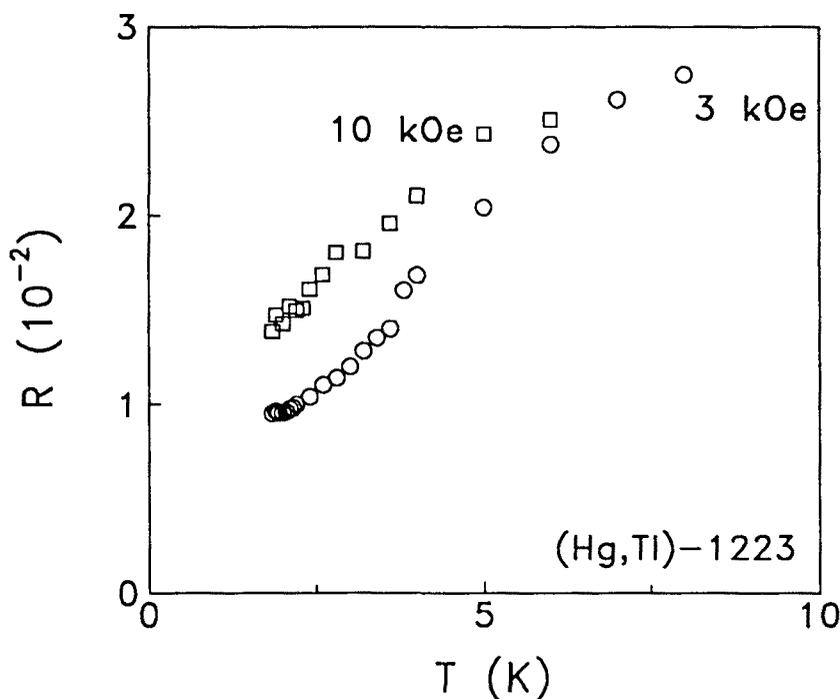


Figura 3.47. Dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado obtenido sometiendo a (Hg,Tl)-1223 al proceso FC con $H_a = 3$ kOe (O) y 10 kOe (\square).

Como en el resto de muestras, el ritmo de relajación normalizado R ha sido calculado dividiendo la pendiente de las regresiones por el primer valor de imanación detectado. La figura 3.47. muestra la dependencia $R(T)$ en el régimen de bajas temperaturas ($T < 10$ K), con las curvas correspondientes a $H_a = 3$ kOe (O) y $H_a = 10$ kOe (\square). En ambas curvas, R decrece a medida que disminuye la temperatura, pero sólo lo hace de manera aproximadamente lineal por debajo de 5 K, ya que por encima de esta temperatura la dependencia $R(T)$ tiende a curvarse para dar paso a un máximo que no se muestra en la figura. Esto es una manifestación más de lo que ya hemos venido observando en el resto de muestras: una dependencia $R(T)$ estrictamente lineal en el régimen térmico sólo puede darse en el caso de que la dependencia $U(J)$ sea también lineal, lo que, como ya sabemos, tiene muy poco sentido físico. Sucede, sin embargo, que en la región de bajas temperaturas del régimen térmico, las dependencias $R(T)$ correspondientes a dependencias $U(J)$ con verdadero sentido físico (potencial inversa, potencial directa, logarítmica, ...) se reducen a una ley lineal, tal como hemos visto en las muestras basadas en talio y vemos ahora en la figura 3.47.

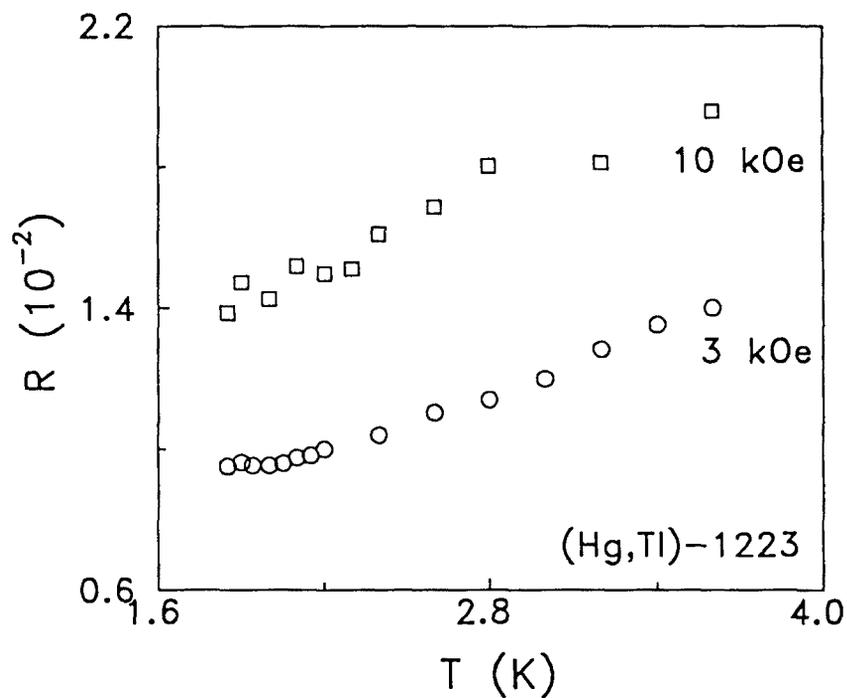


Figura 3.48 Ampliación de la dependencia $R(T)$ en el rango de temperaturas menores que 4 K. Los símbolos son los mismos que en la figura 3.47.

A pesar de compartir las características generales que acabamos de mencionar, las dos curvas se diferencian en un detalle fundamental que aparece en el régimen de temperaturas de medida más bajas: mientras la curva para $H_a = 3$ kOe reproduce el comportamiento observado en las muestras basadas en talio, a saber, la dependencia lineal da paso de manera muy brusca a una región constante [$R_{C,3} \equiv R_C(3 \text{ kOe}) \simeq 0.95 \%$] que aparece por debajo de $T_C \simeq 2.1$ K, la curva para $H_a = 10$ kOe sigue disminuyendo de manera aproximadamente lineal hasta la mínima temperatura de medida ($T_{\text{min}} = 1.85$ K), para la cual $R_{\text{min},10} \equiv R_{\text{min}}(10 \text{ kOe}) \simeq 1.4 \%$. Esto puede apreciarse mucho mejor en la figura 3.48., donde se representa una ampliación de la figura 3.47. en el régimen de temperaturas por debajo de 4 K.

Dos son las conclusiones relativas al régimen cuántico que podemos extraer de estos resultados:

(1) El ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico depende de la intensidad del campo magnético. Esto era de esperar, ya que los campos aplicados son inferiores (3 kOe) o similares (10 kOe) al campo de transición dimensional determinado en la sección anterior a partir de la dependencia $R(H_a)$, $H_{3D-2D}(2.8 \text{ K}) \simeq 10 - 12$ kOe, lo que hace que la muestra se encuentre en el régimen de *creep* 3D.

(2) La temperatura por debajo de la cual aparece el régimen cuántico, T_C , depende también de la intensidad del campo magnético, ya que se desplaza de 2.1 K, para $H_a = 3$ kOe, a algún valor inferior a 1.85 K, para $H_a = 10$ kOe. Esta dependencia ya se observaba, aunque de manera menos espectacular, en Tl-2223(p) [$T_C(3 \text{ kOe}) \simeq 3$ K, $T_C(6 \text{ kOe}) \simeq 2.5$ K] y en Tl-2223(f) ($T_{C,ZFC} \simeq 3.2$ K y $T_{C,IC} \simeq 3.6$ K para $H_a = 50$ Oe, y $T_{C,ZFC} \simeq T_{C,FC} \simeq 2.5 - 3$ K para $H_a = 500$ Oe). Desafortunadamente, no tenemos una explicación lógica para este comportamiento puesto que si indentificásemos T_C con T_u (recordemos que aunque, en general, lo correcto es identificar $T_{C,AT}$ con T_u , en una transición abrupta T_{ir} se aproxima a T_C), por el mismo argumento que explicaba la no dependencia con el campo magnético de los valores de T_u calculados en Tl-2223(f), tampoco deberíamos hallar dependencia de T_C con el campo magnético en (Hg,Tl)-1223.

Pasemos a la estimación del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico. Como acabamos de comentar, para las intensidades de campo magnético aplicadas el material se encuentra en el régimen de *creep* 3D.

El caso de $H_a = 10$ kOe puede plantearnos alguna duda, dada la similitud existente con $H_{3D-2D}(2.8 \text{ K}) \approx 10 - 12$ kOe: ¿en qué régimen dimensional se encuentra el material para esta intensidad? Dado que no sabemos si H_{3D-2D} depende de la temperatura (ver figura 3.1.), podría ser que el valor hallado para 2.8 K fuera el mismo para todo el régimen cuántico. Por este motivo, el hecho de haber hallado la dependencia de R con H_a no asegura que $H_a = 10$ kOe se encuentre inmerso en el régimen 3D (puede ser precisamente el último campo de este régimen y el primero del régimen 2D, esto es, H_{3D-2D}). De este modo, estimaremos el ritmo de relajación normalizado tanto en el régimen 3D como en el régimen 2D. Asimismo, aunque para esta intensidad no podamos hablar de R_c puesto que el régimen cuántico no aparece en la dependencia $R(T)$ correspondiente, utilizaremos el valor de $R_{\text{min},10}$ como un valor muy próximo al valor de R_c que se obtendría si se extendiese el estudio a temperaturas suficientemente menores que 1.85 K para detectar dicho régimen.

Empezaremos, como siempre, calculando L_c . Sustituyendo en la ecuación (3.16.) $\xi \approx 30 \text{ \AA}$, $(J_0/J_c)^{1/2} \approx 15$ y el valor medio del rango de valores de γ hallado en la sección anterior, $\gamma(2.8 \text{ K}) \approx 27$ (valor medio del rango 26 – 28), se obtiene $L_c \approx 16.7 \text{ \AA}$, esto es, un valor ligeramente superior a la distancia interlaminar en esta fase, $d \approx 16 \text{ \AA}$. Sustituyendo entonces L_c en las ecuaciones (3.17.) y (3.21.) y d en las ecuaciones (3.19.) y (3.22.), junto con $\rho_n \approx 15 \mu\Omega \text{ cm}$ y $n_s \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, se llega a $R_{\text{CCC},3D} \approx R_{\text{H},3D} \approx 2.15 \%$ y $R_{\text{CCC},2D} \approx R_{\text{H},2D} \approx 2.3 \%$, unos valores mucho mayores que $R_{C,3} (\approx 0.95 \%)$ y $R_{\text{min},10} (\approx 1.4 \%)$. Una discrepancia similar ha sido obtenida en el resto de muestras en el régimen 3D e interpretada en términos de la dependencia de L_c con H_a , lo que, por analogía, apunta hacia la tridimensionalidad del proceso de *creep* también para $H_a = 10$ kOe. De hecho, si la muestra se hallase en el régimen 2D con esta intensidad, las estimaciones y los valores experimentales del ritmo de relajación normalizado deberían ser muy similares, ya que no dependen del campo magnético, tal como se observaba en Tl-2212.

Para terminar, calcularemos la temperatura de transición T_{tr} , para lo que necesitaremos el valor medio de la energía de activación en el régimen térmico, U . La figura 3.49. (página siguiente) presenta la dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ con las curvas correspondientes a $H_a = 3$ kOe (O) y $H_a = 10$ kOe (□). Como en el resto de muestras, a pesar del comportamiento lineal de R en el régimen térmico (en este caso, por debajo de ≈ 5 K), la no extrapolación de este comportamiento a cero a temperatura nula se traduce en

la dependencia de U con la temperatura. A partir de estas dependencias se obtienen los siguientes valores medios: $U_3 \equiv U(3 \text{ kOe}) \approx 245 \text{ K} (\approx 21 \text{ meV})$ y $U_{10} \equiv U(10 \text{ kOe}) \approx 165 \text{ K} (\approx 14 \text{ meV})$. Estos son los valores más pequeños que hemos hallado dentro del conjunto de muestras investigadas y, de la misma manera que en Tl-2223(p) y Tl-2223(f), presentan una dependencia decreciente con el campo magnético. Sustituyendo estos valores junto con $R_{C,3} \approx 0.95 \%$ y $R_{\text{min},10} \approx 1.4 \%$ en la ecuación (3.30.), se obtiene el mismo valor de T_r para ambas intensidades de campo magnético, $T_{r,3} \approx T_{r,10} \approx 2.3 \text{ K}$. La conjunción de estos dos resultados, dependencia de U con H_a e independencia de T_r con H_a , termina de confirmar que la muestra se encuentra en el régimen cuántico 3D para $H_a = 10 \text{ kOe}$. Por otro lado, el valor calculado para T_r es muy próximo al valor experimental de T_C para $H_a = 3 \text{ kOe}$, $T_C \approx 2.1 \text{ K}$, como era de esperar debido a lo abrupto de la transición. Por lo que respecta a $H_a = 10 \text{ kOe}$, no podemos pronunciarnos sobre la adecuación del cálculo puesto que carecemos de un valor experimental para T_C , en el caso de que la transición fuera abrupta, o para T_{CAT} , en el caso de que fuera gradual, con el que comparar.

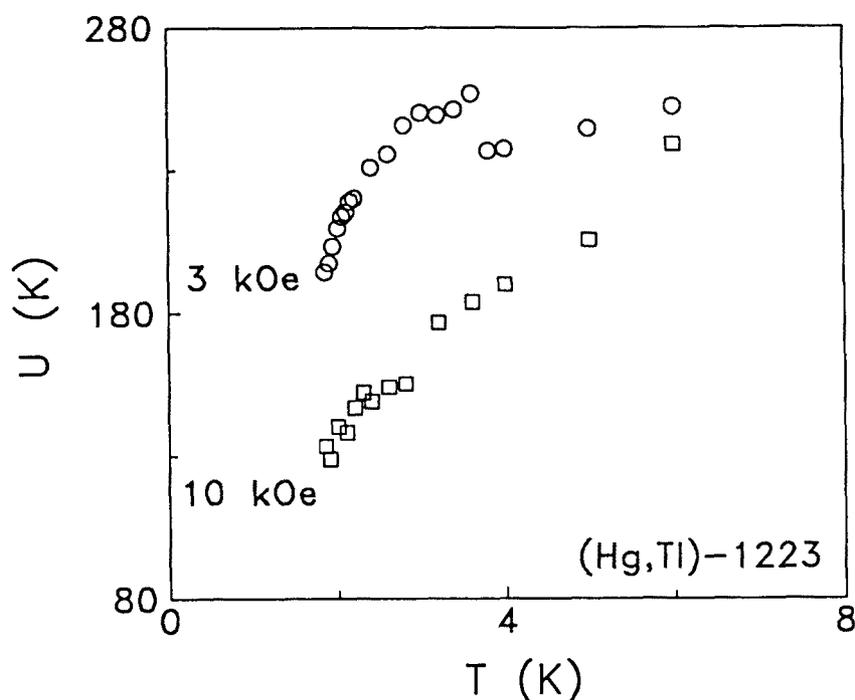


Figura 3.49. Dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ obtenida en (Hg,Tl)-1223 con $H_a = 3 \text{ kOe}$ (O) y 10 kOe (□).

3.3.5. (Bi,Pb)-2212

Con la inclusión de esta muestra en esta sección se persigue el estudio de la dinámica de vórtices a bajas temperaturas en un SCAT laminar que no contenga talio en su composición. Sabemos, por la bibliografía correspondiente, que la distancia interlaminar y el grado de anisotropía de Bi-2212 son comparables, en mayor o menor medida, a los parámetros correspondientes en Tl-2212 y Tl-2223 (ver tabla 3.2.). Por otro lado, la introducción de plomo en la muestra se traduce normalmente en un aumento de la temperatura de transición superconductor, pero no en una modificación sustancial de la estructura y propiedades superconductoras respecto a las del material libre de plomo.¹¹⁴ Es de esperar, por tanto, que el proceso de *creep* en (Bi,Pb)-2212 no difiera demasiado del observado en el resto de muestras investigadas.

Las medidas de relajación magnética en esta muestra han sido realizadas siguiendo un único protocolo con un solo campo magnético aplicado: “ZFC + $H_a = 100$ Oe + $M_{ZFC}(t)$ ”. Para la aplicación del campo magnético se ha utilizado la fuente de corriente externa que ya se utilizó para el protocolo “FC($H_a = 100$ Oe) + $H_a \rightarrow 0$ + $M_r(t)$ ” en Tl-2212. Aunque desconocemos el valor exacto del campo crítico inferior [$H_{c1}(5\text{ K}) \simeq 100 - 200$ Oe], veremos *a posteriori* que $H_a = 100$ Oe es suficientemente intenso para crear el estado mixto en el material. Para la adquisición de datos se utilizó el programa instalado en el propio software del magnetómetro, con un tiempo inicial de medida que oscila entre 6 y 300 segundos según la temperatura, pero que normalmente es de unos 20 segundos.

La figura 3.50. muestra la representación $M_{ZFC}[\ln(t)]$ de algunos datos de relajación obtenidos a 2, 3, 4.2, 6, 8 y 10 K, sometiendo a la muestra al protocolo mencionado. Otras temperaturas para las que se han obtenido resultados similares han sido 1.8, 1.85, 1.9, 2.1, 2.5, 3.5, 12 y 15 K. A pesar de que, debido a las pequeñas dimensiones de la muestra, la imanación es uno o dos órdenes de magnitud menor que en las muestras ya analizadas [$M \sim 10^{-3}$ emu en (Bi,Pb)-2212, $\sim 10^{-2}$ emu en Tl-2223(f) y $\sim 10^{-1} - 10^{-2}$ emu en el resto de muestras], las curvas siguen la típica evolución lineal con el logaritmo del tiempo, excepto en un corto espacio de tiempo inicial de unos 60 segundos. La variación relativa de imanación a lo largo de la ventana completa de tiempos de observación es $\Delta M \simeq 1.1 - 11.6$ % para temperaturas en el rango 1.8 - 8 K, llegando a ser del 17.5 % para $T = 12$ K.

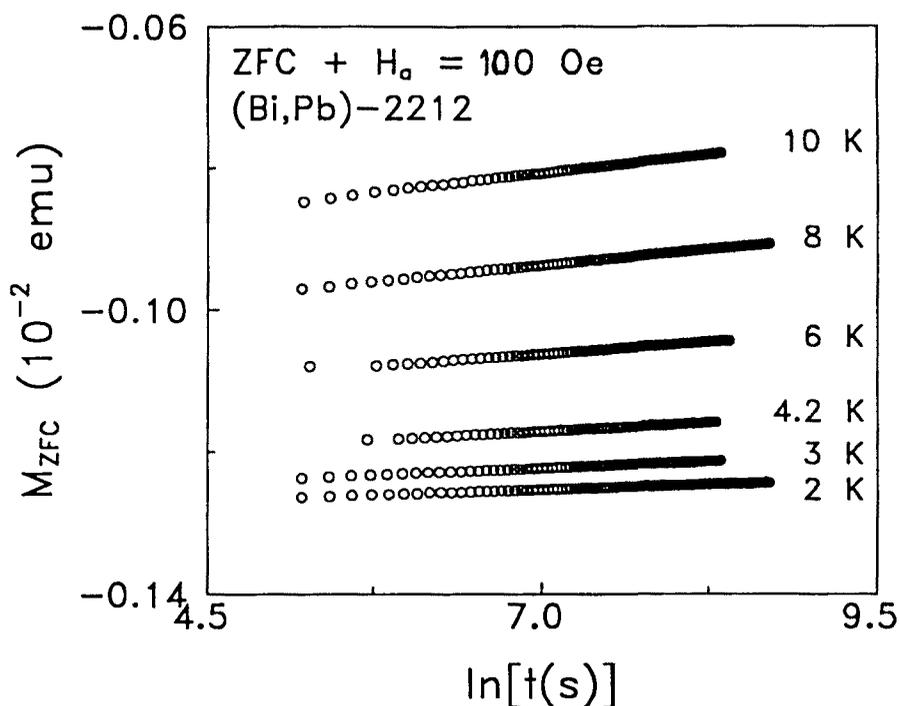


Figura 3.50. Curvas de relajación $M_{ZFC}[\ln(t)]$ obtenidas a diversas temperaturas en (Bi,Pb)-2212 con el protocolo especificado.

La región lineal de todas las curvas (mostradas y no mostradas en la figura) ha sido ajustada con éxito a una regresión lineal, con coeficientes de correlación en el rango 0.997 – 0.9999. En la figura 3.51. (página siguiente) se muestra la dependencia térmica en el rango 1.8 – 14 K del ritmo de relajación normalizado calculado a partir de estos ajustes. De la misma manera que en el resto de muestras, R decrece progresivamente a medida que disminuye la temperatura pero, a diferencia de aquéllas [con la salvedad de (Hg,Tl)-1223 con $H_a = 10$ kOe], este decrecimiento se prolonga hasta la mínima temperatura de medida (1.8 K), sin dar lugar a la aparición de la región constante propia del régimen cuántico. No obstante, la escala de la figura puede hacernos dudar sobre este hecho, ya que puede parecer que en el régimen de temperaturas más bajas, por debajo de 2.1 K, sí que aparece la región constante. Para aclarar esta duda, en la figura 3.52. se muestra una ampliación de la dependencia $R(T)$ en el rango 1.8 – 6 K. En esta figura puede apreciarse claramente que R decrece de manera aproximadamente lineal en este rango, sin llegar a tomar un valor constante por debajo de 2.1 K.

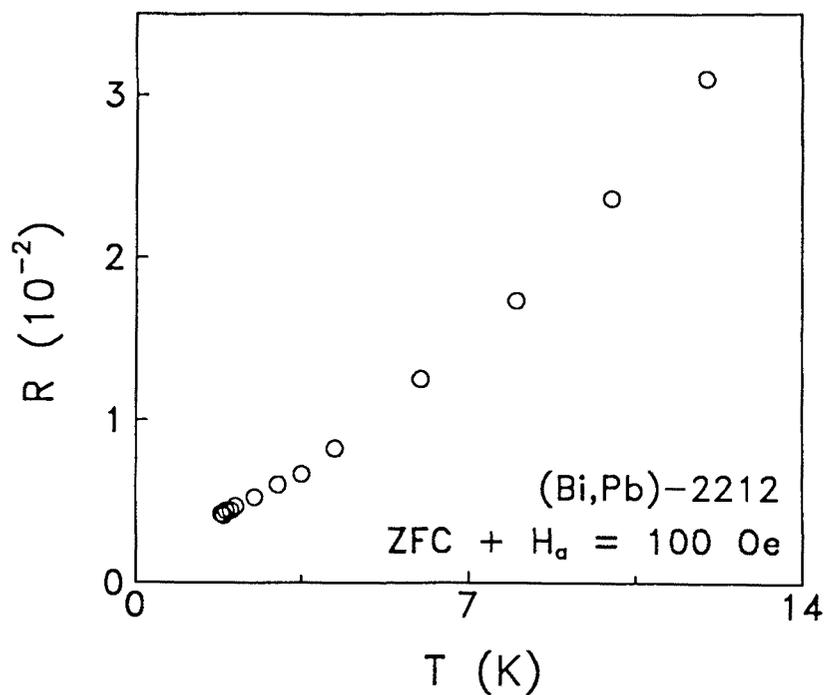


Figura 3 51 Dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado obtenido en (Bi,Pb)-2212 manteniendo $H_a = 100$ Oe durante el proceso de medida

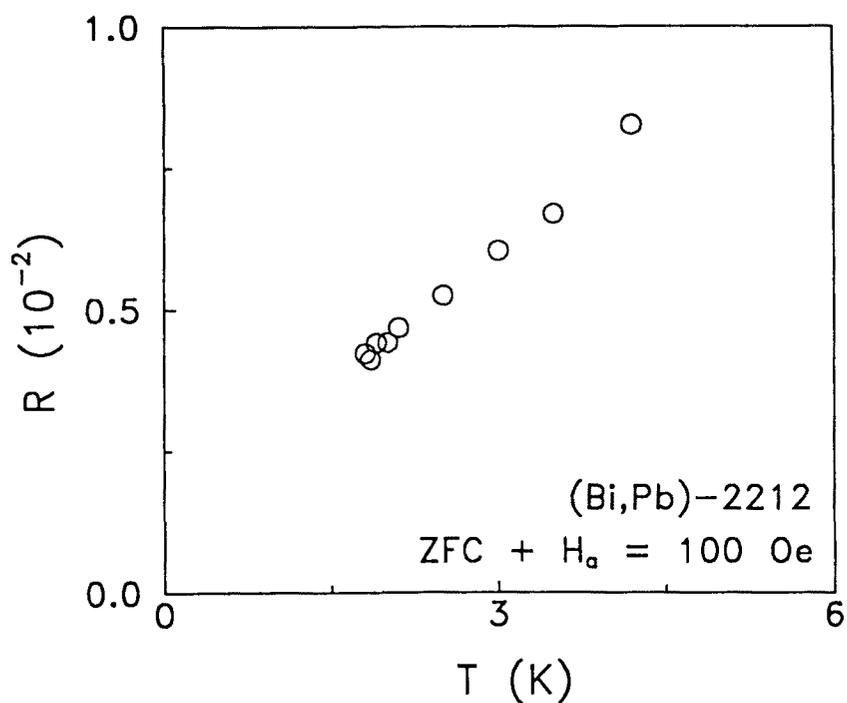


Figura 3 52 Ampliación de la dependencia $R(T)$ de la muestra (Bi,Pb)-2212 para temperaturas en el rango 1.8 - 6 K

A pesar de la ausencia de régimen térmico, el comportamiento general de la curva sugiere que éste debería aparecer a una temperatura por debajo de 1.8 K no muy alejada de este valor. Por este motivo, de la misma manera que en el resto de muestras, estimaremos el ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico a partir de las expresiones teóricas en los límites no disipativo y altamente disipativo y compararemos el resultado con el valor de R correspondiente a la mínima temperatura de medida, $R_{\min} \equiv R(1.8 \text{ K}) \simeq 0.41 \%$. Observemos que el orden de magnitud de este valor es similar a los obtenidos en Tl-2223(f) y Tl-2223(p), por lo que no es descabellado pensar que será muy parecido al valor constante propio del régimen cuántico.

Antes de realizar las estimaciones debemos averiguar la dimensionalidad del proceso de *creep* en este material. Lamentablemente, carecemos del estudio de la dependencia $R(H_a)$ correspondiente, por lo que ignoramos el valor correcto del campo de transición dimensional. Por consiguiente, nos vemos obligados a recurrir a la bibliografía para obtener esta información. En la tabla 3.2. aparece el rango de valores hallado en diversos artículos para el parámetro de anisotropía del sistema Bi-2212, $\gamma \simeq 15 - 900$ (ver también tabla 3.1.), y el rango de valores del campo de transición dimensional calculados a partir de la definición del mismo, $H_{3D-2D} \simeq 0.012 - 41 \text{ kOe}$. Por los motivos especificados al principio de este apartado, supondremos que el sistema (Bi,Pb)-2212 no es muy distinto de Bi-2212 y asumiremos estos valores como válidos para nuestra muestra. De este modo, el campo magnético aplicado ($H_a = 100 \text{ Oe} = 0.1 \text{ kOe}$) cae dentro del rango citado de valores de H_{3D-2D} , por lo que no podemos pronunciarnos sobre la dimensionalidad del proceso de *creep*. Por este motivo, realizaremos las estimaciones de R en el régimen cuántico para ambas dimensionalidades y compararemos ambos resultados con R_{\min} .

Sustituyendo $\xi \simeq 30 \text{ \AA}$, $(J_0/J_c)^{1/2} \simeq 15$ y el rango de valores arriba mencionado para el parámetro de anisotropía, $\gamma \simeq 15 - 900$, en la ecuación (3.16.) se obtiene un rango amplísimo de valores para la dimensión longitudinal del objeto involucrado en el proceso cuántico: $L_c \simeq 0.5 - 30 \text{ \AA}$. Sustituyendo este rango junto con $\rho_n \simeq 15 \mu\Omega \text{ cm}$ y $n_s \simeq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ en las ecuaciones (3.17.) y (3.21.) se obtiene $R_{\text{CCC.3D}} \simeq R_{\text{II.3D}} \simeq 1.2 - 70 \%$. Evidentemente, el límite superior es absurdo, no sólo por el valor exorbitante hallado, sino debido a que, cuando la dimensión longitudinal es menor que la distancia interlaminar ($d \simeq 15 \text{ \AA}$ para Bi-2212), el material se encuentra directamente en el régimen de *creep* 2D y hay que usar, por tanto, las expresiones propias de este régimen. En

este caso, sustituyendo $d \simeq 15 \text{ \AA}$, junto con los parámetros mencionados con anterioridad, en las ecuaciones (3.19.) y (3.22.) se obtiene $R_{\text{CCC,2D}} \simeq R_{\text{H,2D}} \simeq 2.3 \%$. Este es un valor mucho mayor que R_{min} , lo que sugiere que el material se encuentra en realidad en el régimen 3D, ya que si se hallase en el régimen 2D podría haber una ligera discrepancia, pero no tan importante (ver, por ejemplo, el análisis de los resultados obtenidos en Tl-2212). Partiendo entonces de esta conclusión, podemos estimar el valor del parámetro de anisotropía para $H_a = 100 \text{ Oe}$. Sustituyendo $R_{\text{min}} \simeq 0.41 \%$ y $\rho_n \simeq 15 \mu\Omega \text{ cm}$ en (3.17.) se obtiene $L_c(100 \text{ Oe}) \simeq 90 \text{ \AA}$ que, sustituido en (3.16.) con los parámetros adecuados [ξ , $(J_0/J_c)^{1/2}$], conduce a $\chi(100 \text{ Oe}) \simeq 5$. Es decir, para la intensidad de campo magnético aplicada, (Bi,Pb)-2212 presenta un grado de anisotropía similar al que se conoce en Y-123 ($\gamma \simeq 2 - 8$), lo que confirma la dependencia del parámetro de anisotropía con el campo magnético.

La similitud del aspecto general de la dependencia $R(T)$ hallada en (Bi,Pb)-2212 y el de las halladas en Tl-2223(p) con $H_a = 3$ y 6 kOe y en Tl-2223(f) con $H_a = 500 \text{ Oe}$, sugiere que, si bien no hemos podido detectar el régimen estrictamente cuántico, es probable que sí estemos observando el régimen cuántico asistido térmicamente. Por este motivo, hemos ajustado también en este material los datos experimentales a las leyes T^2 y $\exp(-T_0/T)$, obteniendo los siguientes resultados, donde R se expresa en unidades de 10^{-2} :

$$\begin{aligned} R(T) &= 0.351 + 0.025 T^2 && \text{hasta } T_{\text{CAT}} \simeq 6 \text{ K,} \\ R(T) &= 0.412 + 4.45 \exp(-9.57/T) && \text{hasta } T_{\text{CAT}} \simeq 8 \text{ K.} \end{aligned}$$

En la figura 3.53. (página siguiente) se muestran ambos ajustes, representando como de costumbre R en función de T^2 [figura (a)] y $\ln[(R - R_0)(10^{-2})]$ en función de $1/T$ [figura (b)]. Como se puede comprobar, nos encontramos en la misma situación que con el resto de muestras: los dos ajustes son muy parecidos y son válidos hasta similares temperaturas de transición al régimen térmico, $T_{\text{CAT}} \simeq 6 - 8 \text{ K}$, por lo que tampoco en esta muestra podemos llegar a ninguna conclusión sobre la naturaleza disipativa de la dinámica de vórtices a bajas temperaturas. Por otro lado, esta temperatura resulta ser también en este sistema demasiado elevada, ya que se encuentra inmersa de lleno en el régimen térmico y muy alejada del rango donde debería iniciarse el régimen térmico ($T < 1.8 \text{ K}$). La causa vuelve a ser, y en este caso más que nunca, la falta de datos a bajas temperaturas dentro de los ajustes.

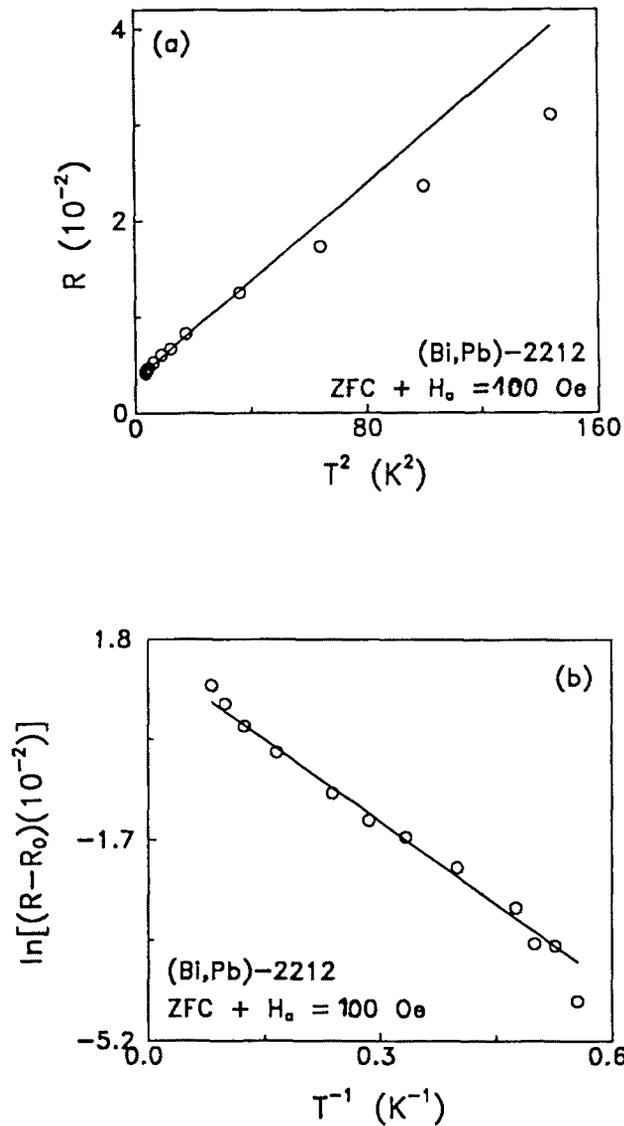


Figura 3.53. Ajustes de la dependencia $R(T)$ a las leyes T^2 y $\exp(-T_0/T)$: (a) representación lineal de R en función de T^2 ; (b) representación lineal de $\ln[(R - R_0)(10^{-2})]$ en función de $1/T$.

Para estimar la temperatura de transición T_v , mediante la ecuación (3.30.) necesitamos, como en el resto de muestras, el valor medio de la energía de activación térmica. Para ello, hemos representado en la figura 3.54. (página siguiente) la dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ de la figura 3.51. Debido a la falta de linealidad de esta última dependencia, la curva $U(T)$ presenta una forma acampanada, de la que tomaremos el valor medio, $U \simeq 460$ K, esto es, un valor similar a los hallados en el resto de muestras, a

excepción de Tl-2223(f) con $H_a = 50$ Oe ($U \approx 1700 - 2200$ K). Sustituyendo este valor y $R_{\min} \approx 0.41$ % en la ecuación (3.30.) se obtiene $T_r \approx 1.9$ K, un valor muy alejado de $T_{\text{CAT}} \approx 6 - 8$ K, y muy próximo a la mínima temperatura de medida, $T_{\min} \approx 1.8$ K. Este cálculo viene a confirmar, por un lado, que en la curva $R(T)$ estamos muy cerca de detectar el régimen cuántico (T_c debería encontrarse alrededor de 1.8 K) y, por otro lado, que los ajustes de los datos experimentales a las leyes T^2 y $\exp(-T_0/T)$ necesitan de más puntos en el régimen de bajas temperaturas para arrojar resultados coherentes (no basta con que los ajustes sean buenos, sino que T_{CAT} debería tener sentido físico).

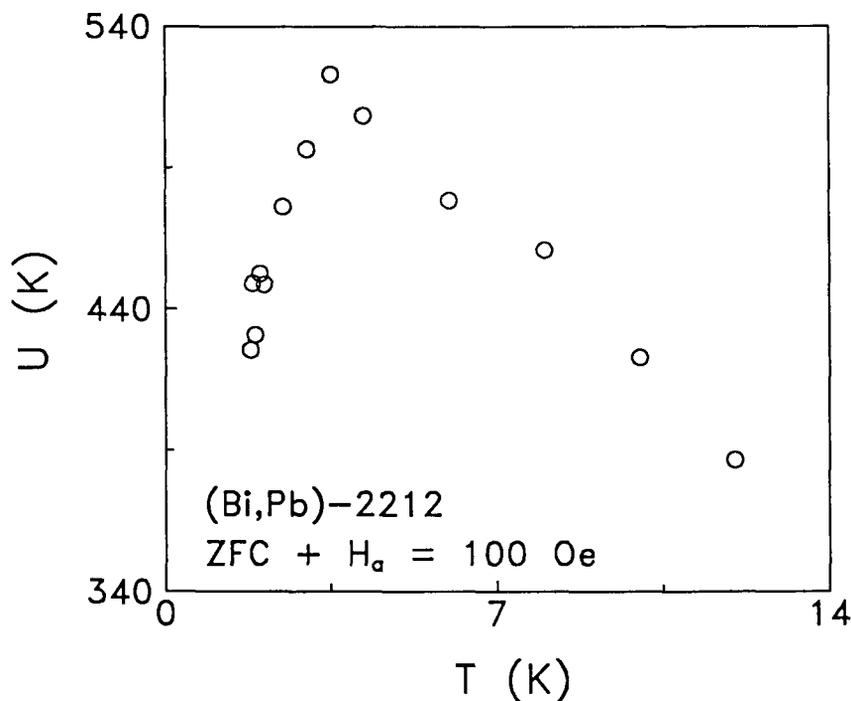


Figura 3.54 Dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ obtenida en (Bi,Pb)-2212 con $H_a = 100$ Oe

Para terminar, resulta conveniente comparar los resultados hallados en esta muestra con otros resultados ya existentes en la bibliografía obtenidos en monocristales del sistema Bi-2212, libre de plomo (ver tabla 3.3.). Por un lado, Prost *et al.* han estudiado⁷⁴ la relajación magnética hasta temperaturas del orden de mK en un monocristal de $625 \times 750 \times 15 \mu\text{m}^3$ sometido a un proceso “ZFC + ciclo”: se enfría la muestra siguiendo un proceso ZFC, se aplica a

continuación un campo magnético intenso (30 kOe en este caso) y, tras un tiempo de esperar, se reduce este campo a una intensidad menor (2 y 5 kOe), que se mantiene constante durante la medida. Con este método, Prost *et al.* observan una transición gradual del régimen térmico al cuántico y obtienen $R_C \simeq 1.5 - 2.2 \%$, $T_{CAT} \simeq 2 - 3$ K y $T_C \simeq 1 - 2$ K, sin datos experimentales dentro de este rango (sólo miden a 1 K y a 2 K en este rango). Por otro lado, Aupke *et al.* han realizado⁷⁷ medidas de relajación, también hasta ultrabajas temperaturas, en un monocristal de $1 \times 1 \times 0.05$ mm³, sometido a un proceso “ZFC + rem”: se enfría el material siguiendo un proceso ZFC, a continuación se aplica un campo magnético (0.88 y 2.2 kOe, en este caso) que, tras un cierto tiempo de espera, es suprimido antes de iniciar la medida. Aupke *et al.* observan también la transición gradual, con $R_C \simeq 1.7 \%$, $T_{CAT} \simeq 4$ K y $T_C \simeq 1$ K. Parece ser, por tanto, que nuestros resultados son coherentes con estos dos trabajos, sobre todo por lo que respecta a la posibilidad de observar el régimen cuántico y a la determinación de la temperatura de transición del régimen térmico al régimen cuántico asistido térmicamente.

En la tabla 3.5. (página siguiente) se resumen los valores experimentales (representados por el subíndice “exp”) y teóricamente estimados (representados por “est”) para los parámetros característicos obtenidos en el estudio de la dependencia $R(T)$ en las distintas muestras. De arriba a abajo, las filas representan respectivamente el valor experimental de la temperatura por debajo de la cual aparece el régimen cuántico (T_C), el valor experimental de la temperatura hasta la que tienen validez los ajustes de las curvas en los casos de transición gradual (T_{CAT}), el valor estimado para la temperatura de transición del régimen cuántico o cuántico asistido térmicamente al régimen térmico (T_{tr}), el valor experimental del ritmo de relajación en el régimen cuántico o el correspondiente a la mínima temperatura de medida si no se ha observado transición ($R_{C,exp}$), el valor estimado teóricamente para este parámetro ($R_{C,est}$) y el valor medio de la energía de activación térmica determinado a partir de la dependencia $U(T)$ (U). En el caso de $R_{C,est}$ se recoge un valor común a los dos límites disipativos, ya que las estimaciones correspondientes son muy similares, y no se especifica la dimensionalidad del proceso de *creep*, pues sobre esto ya se ha discutido ampliamente en el texto. Los parámetros obtenidos en Tl-2223(p) con $H_a = 50$ Oe (ver capítulo siguiente) aparecen en una columna distinta de los obtenidos con $H_a = 3$ y 6 kOe. El desconocimiento de algún valor está representado por “-”.

	TI-2212		TI-2223(p)		TI-2223(f) ($H_a = 50$ Oe)		TI-2223(f) ($H_a = 500$ Oe)		(Hg, TI)-1223		(Bi,Pb)-2212	TI-2223(p) ($H_a = 50$ Oe)
	ZFC	rem	3 kOe	6 kOe	ZFC	rem	ZFC	rem	3 kOe	10 kOe		
T_c (K)	6-6.5	3	2.5	3.2	3.6	2.5-3	2.1	<1.85	<1.8			10
T_{CAT} (K)	-	6	8-9	-	-	7	8-9	-	6-8			-
T_{ir} (K)	6.2	6.7	3.1	3.3	5	5.5	2.3	2.3	1.9			11.7
$R_{C,exp}$ (%)	1.9	0.7	1.1	0.3	0.25	1.1	0.85	1.4	0.41			0.1
$R_{C,est}$ (%)	2.2	2	6.5	6.5	6.5	2.15-2.3	2.15-2.3	1.2-2.3				2.5
U (K)	325	355	440	300	1700	2200	465	645	245	165	460	11750

Tabla 3.5 Parámetros característicos experimentales y estimados asociados a las dependencias $R(T)$ obtenidas en las diversas muestras investigadas. De arriba a abajo se encuentran los siguientes parámetros: temperatura por debajo de la cual se inicia el régimen cuántico ($T_{c,exp}$), valores experimental y estimado de la temperatura de transición del régimen térmico al régimen cuántico asistido térmicamente (T_{CAT} y T_{ir} , respectivamente), valores experimental y estimado del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico ($R_{C,exp}$ y $R_{C,est}$, respectivamente), y valor medio de la energía de activación térmica (U).

Referencias

- ¹ V. M. Vinokur, P. H. Kes y A. E. Koshelev, *Physica C* **168** (1990) 29.
- ² M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein y A. I. Larkin, *Physica C* **167** (1990) 117.
- ³ T. Sakakibara, T. Goto, Y. Iye, N. Miura, H. Takeya y H. Takei, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** (1987) L1892.
- ⁴ K. Nakao, N. Miura, K. Tatsuhara, H. Takeya y H. Takei, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 97.
- ⁵ H. C. Montgomery, *J. Appl. Phys.* **42** (1971) 2971; B. F. Logan, S. O. Rice y R. F. Wick, *J. Appl. Phys.* **42** (1971) 2975.
- ⁶ A. P. Malozemoff, T. K. Worthington, Y. Yeshurun, F. Holtzberg y P. H. Kes, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 7203.
- ⁷ B. Oh, K. Char, A. D. Kent, M. Naito, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, A. Kapitulnik y J. M. Graybeal, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 7861.
- ⁸ V. G. Kogan, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 7049.
- ⁹ F. Steinmeyer, R. Kleiner, P. Müller, H. Müller y K. Winzer, *Europhys. Lett.* **25** (1994) 459.
- ¹⁰ M. Tuominen, A. M. Goldman, Y. Z. Chang y P. Z. Jiang, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 412.
- ¹¹ Y. Iye, I. Oguro, T. Tamegai, W. R. Datars, N. Motohira y K. Kitazawa, *Physica C* **199** (1992) 154.
- ¹² V. G. Kogan, M. M. Fang y S. Mitra, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 11958.
- ¹³ V. G. Kogan, *Physica C* **162-164** (1989) 1689.
- ¹⁴ P. Chaudhari, R. T. Collins, P. Freitas, R. J. Gambino, J. R. Kirtley, R. H. Koch, R. B. Laibowitz, F. K. LeGoues, T. R. McGuire, T. Penney, Z. Schlesinger, A. P. Segmüller, S. Foner y E. J. McNiff, Jr., *Phys. Rev. B* **36** (1987) 8903.

-
- ¹⁵ J. S. Moodera, R. Meservey, J. E. Tkaczyk, C. X. Hao, G. A. Gibson y P. M. Tedrow, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 619.
- ¹⁶ D. E. Farrell, C. M. Williams, S. A. Wolf, N. P. Bansal y V. G. Kogan, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2805.
- ¹⁷ Y. Iye, T. Tamegai, T. Sakakibara, T. Goto, N. Miura, H. Takeya y H. Takei, *Physica C* **153-155** (1988) 26.
- ¹⁸ Y. Hidaka, Y. Enomoto, M. Suzuki, M. Oda, A. Katsui y T. Murakami, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** (1987) L726.
- ¹⁹ G. J. Dolan, F. Holtzberg, C. Feild y T. R. Dinger, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 2184.
- ²⁰ D. E. Farrell, J. P. Rice, D. M. Ginsberg y J. Z. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 1573.
- ²¹ J. H. Kang, K. E. Gray, R. T. Kampwirth y D. W. Day, *Appl. Phys. Lett.* **53** (1988) 2560.
- ²² K. E. Gray, R. T. Kampwirth y D. E. Farrell, *Phys. Rev. B* **41** (1990) 819.
- ²³ D. E. Farrell, R. G. Beck, M. F. Booth, C. J. Allen, E. D. Bukowski y D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 6758.
- ²⁴ O. Laborde, P. Monceau, M. Potel, J. Padiou, P. Gougeon, J. C. Levet y H. Noel, *Physica C* **162-164** (1989) 1619.
- ²⁵ R. Kleiner y P. Müller, *Phys. Rev. B* **49** (1994) 1327.
- ²⁶ F. Steinmeyer, R. Kleiner, P. Müller y K. Winzer, *Physica B* **194-196** (1994) 2401.
- ²⁷ I. Matsubara, H. Tanigawa, T. Ogura, H. Yamashita, M. Kinoshita y T. Kawai, *Phys. Rev. B* **45** (1992) 7414.
- ²⁸ J. H. Kang, R. T. Kampwirth y K. E. Gray, *Appl. Phys. Lett.* **52** (1988) 2080.
- ²⁹ Y. Koike, T. Nakanomyo y T. Fukase, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27** (1988) L841.
- ³⁰ Y. Hidaka, M. Oda, M. Suzuki, Y. Maeda, Y. Enomoto y T. Murakami, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27** (1988) L538.
- ³¹ R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel y P. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2394.
- ³² D. E. Farrell, S. Bonham, J. Foster, Y. C. Chang, P. Z. Jiang, K. G. Vandervoort, D. J. Lam y V. G. Kogan, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 782.
- ³³ K. Okuda, S. Kawamata, S. Noguchi, N. Nobutaka y K. Kadowaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **60** (1991) 3226.

-
- ³⁴ J. C. Martínez, S. H. Brongersma, A. Koshelev, B. Ivlev, P. H. Kes, R. P. Griessen, D. G. de Groot, Z. Tarnavski y A. A. Menovsky, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2276.
- ³⁵ J. D. Jorgensen, M. A. Beno, D. G. Hinks, L. Soderholm, J. Volin, R. L. Hitterman, J. D. Grace, I. K. Schuller, C. U. Segre, K. Zhang y M. S. Kleefisch, *Phys. Rev. B* **36** (1987) 3608.
- ³⁶ J. M. Tarascon, Y. Le Page, P. Barboux, B. G. Bagley, L. H. Greene, W. R. McKinnon, G. W. Hull, M. Giroud y D. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 9382.
- ³⁷ C. C. Torardi, M. A. Subramanian, J. C. Calabrese, J. Gopalakrishnan, K. J. Morrissey, T. R. Askew, R. B. Flippen, U. Chowdhry y A. E. Sleight, *Science* **240** (1988) 225.
- ³⁸ R. M. Hazen, L. W. Finger, R. J. Angel, C. T. Prewitt, N. L. Ross, C. G. Hadidiacos, P. J. Heaney, D. R. Veblen, Z. Z. Sheng, A. El Ali y A. M. Hermann, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 1657.
- ³⁹ A. Umezawa, Y. Feng, H. S. Edelman, Y. E. High, D. C. Larbalestier, Y. S. Sung, E. E. Hellstrom y S. Fleshler, *Physica C* **198** (1992) 261; Y. Kopelevich, S. Moehlecke y J. H. S. Torres, *Phys. Rev. B* **49** (1994) 1495.
- ⁴⁰ L. L. Daemen, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley y J. Y. Coulter, *Phys. Rev. B* **70** (1993) 1167; *Phys. Rev. Lett.* **47** (1993) 11291.
- ⁴¹ S. L. Miller, K. R. Biagi, J. R. Clem y D. K. Finnemore, *Phys. Rev. B* **31** (1985) 2684.
- ⁴² V. L. Ginzburg y L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20** (1950) 1064.
- ⁴³ T. K. Worthington, W. J. Gallagher, D. L. Kaiser, F. H. Holtzberg y T. R. Dinger, *Physica C* **153-155** (1988) 32.
- ⁴⁴ D. E. Farrell, M. M. Fang y N. P. Bansal, *Phys. Rev. B* **39** (1989) 718.
- ⁴⁵ M. V. Feigel'man y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B.* **41** (1990) 8986.
- ⁴⁶ A. C. Mota, A. Pollini, P. Visani, K. A. Müller y J. G. Bednorz, *Phys. Rev. B* **36** (1987) 4011.
- ⁴⁷ E. Simánek, *Phys. Lett. A* **139** (1989) 183.
- ⁴⁸ J. Z. Sun, C. B. Eom, B. Lairson, J. C. Bravman y T. H. Geballe, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 3002.
- ⁴⁹ A. V. Mitin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **93** (1987) 590 [*Sov. Phys. JETP* **66** (1987) 335].
- ⁵⁰ A. J. Leggett, *J. Phys. (Paris), Colloq.* **39** (1978) C6-1264.
- ⁵¹ W. den Boer y R. de Bruyn Ouboter, *Physica B-C* **98** (1980) 185; R. J. Prance, A. P. Long, T. D. Clark, A. Widom, J. E. Mutton, J. Sacco, M. W.

-
- Potts, G. Megaloudis y F. Goodall, *Nature* **289** (1981) 543; A. Widom, T. D. Clark y G. Megaloudis, *Phys. Lett. A* **76** (1980) 163.
- ⁵² A. O. Caldeira y A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **46** (1981) 211; *Ann. Phys. (NY)* **149** (1983) 374.
- ⁵³ A. J. Leggett, S. Chakravarty, A. T. Dorsey, M. P. A. Fisher, A. Garg y W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **59** (1987) 1.
- ⁵⁴ H. Grabert y U. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1787.
- ⁵⁵ E. M. Chudnovsky y L. Gunther, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 661.
- ⁵⁶ B. Barbara y E. M. Chudnovsky, *Phys. Lett. A* **145** (1990) 205.
- ⁵⁷ E. M. Chudnovsky y L. Gunther, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 9455.
- ⁵⁸ P. C. E. Stamp, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2802.
- ⁵⁹ Ver, por ejemplo, J. Tejada, X. X. Zhang y E. M. Chudnovsky, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 14977, y J. Tejada, X. X. Zhang y A. García, *Physica Scripta* **55** (1994) 131, y las referencias citadas en ambos artículos.
- ⁶⁰ A. C. Mota, P. Visani y A. Pollini, *Physica C* **153-155** (1988) 441.
- ⁶¹ A. C. Mota, P. Visani y A. Pollini, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 9830.
- ⁶² A. Pollini, A. C. Mota, P. Visani, R. Pittini, G. Juri, T. Teruzzi y J. J. M. Franse, *Physica C* **185-189** (1991) 2625.
- ⁶³ A. C. Mota, P. Visani, A. Pollini, G. Juri y D. Jérôme, *Physica C* **153-155** (1988) 1153.
- ⁶⁴ A. C. Mota, A. Pollini, G. Juri, P. Visani y B. Hilti, *Physica A* **168** (1990) 298.
- ⁶⁵ A. C. Mota, G. Juri, P. Visani, A. Pollini, T. Teruzzi y K. Aupke, *Physica C* **185-189** (1991) 343.
- ⁶⁶ A. C. Mota, G. Juri, A. Pollini, K. Aupke, T. Teruzzi y P. Visani, *Physica Scripta* **45** (1992) 69.
- ⁶⁷ A. C. Mota, A. Pollini, P. Visani, K. A. Müller y J. G. Bednorz, *Physica Scripta* **37** (1988) 823.
- ⁶⁸ C. Rossel y P. Chaudhari, *Physica C* **153-155** (1988) 306.
- ⁶⁹ A. Hamzic, L. Fruchter e I. A. Campbell, *Nature* **345** (1990) 515.
- ⁷⁰ L. Fruchter, A. P. Malozemoff, I. A. Campbell, J. Sanchez, M. Konczykowski, R. Griessen y F. Holtzberg, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 8709.
- ⁷¹ R. Griessen, J. G. Lensink y H. G. Schnack, *Physica C* **185-189** (1991) 337.
- ⁷² A. García, X. X. Zhang, A. M. Testa, D. Fiorani y J. Tejada, *J. Phys.: Condens. Matter* **4** (1992) 10341.

-
- ⁷³ J. Tejada, E. M. Chudnovsky y A. García, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 11552.
- ⁷⁴ D. Prost, L. Fruchter, I. A. Campbell, N. Motohira y M. Konczykowski, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 3457.
- ⁷⁵ G. T. Seidler, C. S. Carrillo, T. F. Rosenbaum, U. Welp, G. W. Crabtree y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2814.
- ⁷⁶ S. Uji, H. Aoki, S. Takebayashi, M. Tanaka y M. Hashimoto, *Physica C* **207** (1993) 112.
- ⁷⁷ K. Aupke, T. Teruzzi, P. Visani, A. Amann, A. C. Mota y V. N. Zavaritsky, *Physica C* **209** (1993) 255.
- ⁷⁸ S. Moehlecke y Y. Kopelevich, *Physica C* **222** (1994) 149.
- ⁷⁹ X. X. Zhang, A. García, J. Tejada, Y. Xin y K. W. Wong, *Physica C* **232** (1994) 99.
- ⁸⁰ X. X. Zhang, A. García, J. Tejada, Y. Xin y K. W. Wong, *Physica C* **235-240** (1994) 2957.
- ⁸¹ A. García, X. X. Zhang, J. Tejada, M. Manzel y H. Bruchlos, *Phys. Rev. B* **50** (1994) 9439.
- ⁸² A. García, X. X. Zhang, J. Tejada, M. Manzel y H. Bruchlos, *Physica C* **235-240** (1994) 2961.
- ⁸³ J. Tejada, X. X. Zhang y A. García, *Physica Scripta* **55** (1994) 131.
- ⁸⁴ X. X. Zhang, A. García, J. Tejada, Y. Xin, G. F. Sun y K. W. Wong, *Phys. Rev. B.* **52** (1995) 1325.
- ⁸⁵ G. Blatter, V. B. Geshkenbein y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 3297.
- ⁸⁶ M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 2303.
- ⁸⁷ G. Blatter y V. B. Geshkenbein, *Physica C* **185-189** (1991) 2351.
- ⁸⁸ G. Blatter y V. B. Geshkenbein, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 2725.
- ⁸⁹ P. G. de Gennes and J. Matricon, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 45 (1964); P. Nozières and F. Vinen, *Phil. Mag.* **14**, 667 (1966).
- ⁹⁰ P. Ao y D. J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 132.
- ⁹¹ J. Bardeen y M. Stephen, *Phys. Rev.* **140** (1965) A 1197.
- ⁹² G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66** (1994) 1125–1388, pág. 1162.
- ⁹³ D. R. Harshman y A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. B* **45** (1992) 10684.

-
- ⁹⁴ G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66** (1994) 1125–1388, pág. 1317.
- ⁹⁵ J. Friedel, P. G. de Gennes y J. Matricon, *Appl. Phys. Lett.* **2** (1963) 119; P. G. de Gennes y J. Matricon, *Rev. Mod. Phys.* **36** (1964) 45.
- ⁹⁶ J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 747.
- ⁹⁷ H. Suhl, *Phys. Rev. Lett.* **14** (1965) 226.
- ⁹⁸ P. Nozières y W. F. Vinen, *Philos. Mag.* **14** (1966) 667; W. F. Vinen, en *Superconductivity*, ed. por R. D. Parks (Dekker, Nueva York, 1969), vol. 2.
- ⁹⁹ P. Ao y D. J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2158.
- ¹⁰⁰ N. B. Kopnin and V. E. Kravtsov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **23**, 631 (1976) [JETP Lett. **23**, 578 (1976)]; *Zh. Eks. Teor. Fiz.* **71**, 1644 (1976) [Sov. Phys. JETP **44**, 861 (1976)].
- ¹⁰¹ M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y S. Levit, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **57** (1993) 699 [Sov. Phys. JETP Lett. **57**, 711 (1993)].
- ¹⁰² J. M. Harris, Y. F. Yan, O. K. C. Tsui, Y. Matsuda y N. P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 1711.
- ¹⁰³ Y. Matsuda, N. P. Ong, Y. F. Yan, J. M. Harris y J. B. Peterson, *Phys. Rev. B* **49** (1994) 4380.
- ¹⁰⁴ H. Grabert, U. Weiss y P. Hänggi, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 2193; H. Grabert y U. Weiss, *Z. Phys. B* **56** (1984) 171.
- ¹⁰⁵ A. Gerber y J. J. M. Franse, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1895.
- ¹⁰⁶ G. Sparn, M. Baenitz, S. Horn, F. Steglich, W. Assmus, T. Wolf, A. Kapitulnik y Z. X. Zhao, *Physica C* **162-164** (1989) 508.
- ¹⁰⁷ R. Griessen, A. Hoekstra y R. J. Wijngaarden, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 790.
- ¹⁰⁸ L. Fruchter, I. A. Campbell y M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 791.
- ¹⁰⁹ G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66** (1994) 1125 – 1388, pág. 1225.
- ¹¹⁰ A. C. Rose-Innes y E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity*, Pergamon Press, 2ª ed. (reimp.), Oxford 1986, págs. 105 – 106.
- ¹¹¹ G. F. Sun, K. W. Wong, B. R. Xu, Y. Xin y D. F. Lu, *Phys. Lett. A* **192** (1994) 122.
- ¹¹² S. S. P. Parkin, V. Y. Lee, A. I. Nazzal, R. Savoy, R. Beyers y S. J. LaPlaca, *Phys. Rev. B* **61** (1988) 750.

¹¹³ M.-K. Bae, M. S. Choi, S. Lee, S.-I. Lee y W. C. Lee, *Physica C* **231** (1994) 249.

¹¹⁴ S. A. Sunshine, T. Siegrist, L. F. Schneemeyer, D. W. Murphy, R. J. Cava, B. Batlogg, R. B. van Dover, R. M. Fleming, S. H. Glarum, S. Nakahara, R. Farrow, J. J. Krajewski, S. M. Zahurak, J. V. Waszczak, J. H. Marshall, P. Marsh, L. W. Rupp, Jr. y W. F. Peck, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 893.

4. Dinámica cuántica de vórtices intergranulares

4.0. Introducción

En el apartado 3.3.2. dedicado al análisis de la dependencia $R(T)$ de Tl-2223(p) se avanzó que en las medidas de relajación magnética en esta muestra, además del protocolo “FC($H_a = 3, 6$ kOe) + $H_a \rightarrow 0 + M_r(t)$ ”, se había seguido también el protocolo “ZFC + $H_a = 50$ Oe + $M_{ZFC}(t)$ ”. Como se argumentó en su momento, la aplicación de un campo magnético de 50 Oe es insuficiente para penetrar en el interior de los granos de la muestra policristalina Tl-2223(p) [$H_{c1g}(5\text{ K}) \simeq 700$ Oe], por lo que las medidas de relajación en este caso detectan la **dinámica de vórtices intergranulares**. Dado que todos los resultados obtenidos en el resto de muestras, y en esta misma siguiendo el protocolo “FC($H_a = 3, 6$ kOe) + $H_a \rightarrow 0 + M_r(t)$ ”, reflejaban la dinámica de vórtices intragranulares, se consideró oportuno, por su singularidad, no incluir en aquel apartado los resultados que a continuación presentamos y discutimos.

En la sección 4.1. se realiza un breve repaso a la teoría de la dinámica de vórtices intergranulares. Las ecuaciones de esta dinámica se construyen por analogía a las de la dinámica intragranular, sustituyendo simplemente los parámetros correspondientes a la región intragranular por los de la región intergranular. En este sentido, se empieza con la exposición de los conceptos de estado crítico y *pinning* intergranular, para seguir con el proceso de *creep* térmico y terminar con un modelo de *creep* cuántico que incorpora los límites no disipativo y disipativo. La sección 4.2. se ocupa de los resultados obtenidos en Tl-2223(p) con el protocolo arriba mencionado, incluyendo la discusión de algunos detalles experimentales particulares.

4.1. Fundamentos teóricos

Partiendo de la premisa inicial del modelo de estado crítico de Bean, Clem¹ y Dersch y Blatter² han desarrollado un modelo muy similar para la **región intergranular** en SCAT **policristalinos**. En dicho modelo, las ecuaciones expuestas en la sección teórica del capítulo 2 son utilizadas para describir el estado crítico intergranular, considerando como densidad de corriente crítica la correspondiente a las uniones Josephson existentes entre granos, J_{cJ} , y como densidad de fuerza media de *pinning* la resultante del atrapamiento en la región intergranular, F_{pJ} :

$$|\mathbf{J}_{cJ} \times \mathbf{B}_J| = F_{pJ}. \quad (4.1.)$$

La diferencia fundamental con el modelo de Bean radica en que se tiene en cuenta la fuerte dependencia decreciente de la densidad de corriente crítica intergranular con la intensidad del campo magnético. El origen de esta fuerte dependencia reside fundamentalmente en el aumento de la repulsión mutua entre vórtices intergranulares al aumentar la intensidad del campo, lo que provoca que el *pinning* intergranular deje de ser energéticamente favorable.

Por consiguiente, debido a esta analogía, es de esperar que también los vórtices intergranulares serán susceptibles de escapar de los centros de atrapamiento por activación térmica, dando lugar a un proceso de **relajación magnética intergranular**, y que los diversos modelos desarrollados para interpretar la evolución temporal de la imanación o de la densidad de corriente en monocristales o en el interior de los granos de muestras policristalinas serán perfectamente aplicables para describir también el proceso intergranular. En efecto, diversos grupos han presentado medidas de relajación magnética intergranular en muestras de La-Sr-Cu-O (Ref. ³) e Y-123 (Refs.^{4,5,6}) que siguen una dependencia logarítmica interpretable en el contexto de los modelos más simples de activación térmica de flujo (AK, BLW).

Variaciones espaciales de la energía de interacción Josephson entre granos, desorden en la red de uniones e intersecciones entre éstas provocan variaciones espaciales de la energía libre de los vórtices intergranulares, lo que conduce a su atrapamiento (*intergranular flux pinning*),^{7,8} normalmente a lo largo de las fronteras de grano o en las intersecciones entre uniones (ambos tipos de *pinning* han sido observados experimentalmente mediante microscopia electrónica⁹). Algunos valores obtenidos para diversas muestras de Y-123 van desde $U(75 \text{ K}, 28.1 \text{ Oe}) = 1.55 \text{ eV}$ (Ref. 5), hasta $U(0,0) = 10 \text{ eV}$ (Ref. 10), pasando por $U(41 - 78 \text{ K}, 0) = 6 \text{ eV}$ (Ref. 6). Estas energías son, por un lado, comparables a las que se encuentran en superconductores de tipo II convencionales (por ejemplo, $U = 9 \text{ eV}$ en Nb_3Sn),¹¹ y, por otro lado, uno, dos o incluso tres órdenes de magnitud mayores que la energía de atrapamiento intragranular, que suele ser del orden de decenas¹² o centenas^{12,13} de meV. Esto, unido al mayor tamaño de los vórtices intergranulares en relación a los intragranulares, se traduce en que el ritmo de relajación intergranular es mucho más lento que el intragranular.

Y también es lógico plantearse la posibilidad de que, a bajas temperaturas, el mecanismo responsable del movimiento de los vórtices intergranulares sea el efecto túnel de los mismos entre los mínimos de energía asociados a los centros de atrapamiento intergranular. En 1988, con anterioridad al desarrollo de los modelos descriptivos del efecto túnel intragranular, Larkin, Ovchinnikov y Schmid (LOS) desarrollaron¹⁴ un modelo muy complejo para describir el efecto túnel de vórtices intergranulares en superconductores policristalinos. El punto de partida de dicho modelo es la conocida imagen que considera el material granular como una red cuadrada (en este caso, bidimensional), donde cada vértice está ocupado por un grano y las conexiones entre granos corresponden a uniones Josephson. En este contexto, LOS calculan la acción euclidiana, primero en el límite **no disipativo** y más tarde en el límite **disipativo**, aunque sin especificar el tipo concreto de disipación.

En el primer caso, el ritmo cuántico de relajación de vórtices intergranulares puede aproximarse por la siguiente expresión:

$$R_j \gtrsim 1.6 (R_n/R_0), \quad (4.2.)$$

donde R_n es el valor en el estado normal de la resistencia de las uniones Josephson y $R_0 \equiv h/4e^2 = 6.45 \text{ k}\Omega$. R_n es inversamente proporcional a la densidad de corriente crítica intergranular a temperatura nula, $J_c(0)$, a través de la relación de Ambegaokar-Baratoff:¹⁵

$$J_c(0) = [\pi\Delta(T)/eR_n a^2] \tanh[\Delta(T)/(2k_B T)], \quad (4.3.)$$

donde $\Delta(T)$ es el gap superconductor dependiente de la temperatura y a es el espaciado entre granos.

En el caso disipativo, la influencia de la disipación sobre el proceso cuántico se refleja en que la acción euclidiana efectiva es igual a la acción euclidiana del límite no disipativo más dos términos adicionales, dependiendo el primero del cociente entre la energía del estado de partida en el proceso de efecto túnel y la energía de oscilación alrededor del mínimo metaestable, y el segundo del cociente entre la energía asociada a las uniones Josephson y la energía de oscilación mencionada. Esto supone que el ritmo cuántico de relajación en el límite disipativo es **menor** que el correspondiente al límite no disipativo.

4.2. Resultados experimentales

Antes de analizar los resultados obtenidos en Tl-2223(p) con el protocolo “ZFC + $H_a = 50$ Oe + $M_{\text{ZFC}}(t)$ ”, conviene aclarar algunos detalles experimentales particulares de este proceso. Para la aplicación del campo magnético de 50 Oe se ha utilizado la fuente de corriente externa, con una intensidad de 42.5 mA inyectada a la bobina superconductora instalada en el interior del magnetómetro. Los datos han sido adquiridos mediante el programa instalado en el propio software del magnetómetro. El tiempo inicial de cada medida es de unos 20 segundos, con intervalos de 45 segundos entre la adquisición de dos datos consecutivos.

Conviene señalar que, a pesar de que el orden de magnitud de la imanación es similar al detectado en las medidas intragranulares ($M \sim 10^{-2}$ emu), las medidas de relajación sólo detectan variaciones en la sexta cifra decimal. Estas variaciones se encuentran en el límite de resolución del magnetómetro, por lo que, si bien son detectadas, no salen expresadas en el fichero registrado. Esto supone que la representación usual con M expresada en emu tenga forma de escalera, con cada uno de los peldaños formado por todos los datos que comparten la quinta cifra decimal. Por este motivo, hemos expresado la imanación en emu/cm³, normalizando el valor de imanación por el volumen aproximado de muestra, $V = 3.65$ mm³, estimado a partir de la masa, $m = 20$ mg, y de la densidad aproximada, $D = 6$ g/cm³. De este modo, la imanación es del orden de 10^0 emu/cm³ y las variaciones tienen lugar en la tercera cifra decimal, lo que resulta en una evolución progresiva (no escalonada) de las curvas de relajación. Por otro lado, dado que en el ritmo de relajación normalizado sólo aparecen cantidades relativas, las unidades elegidas para M no influyen en la interpretación de la dependencia $R(T)$.

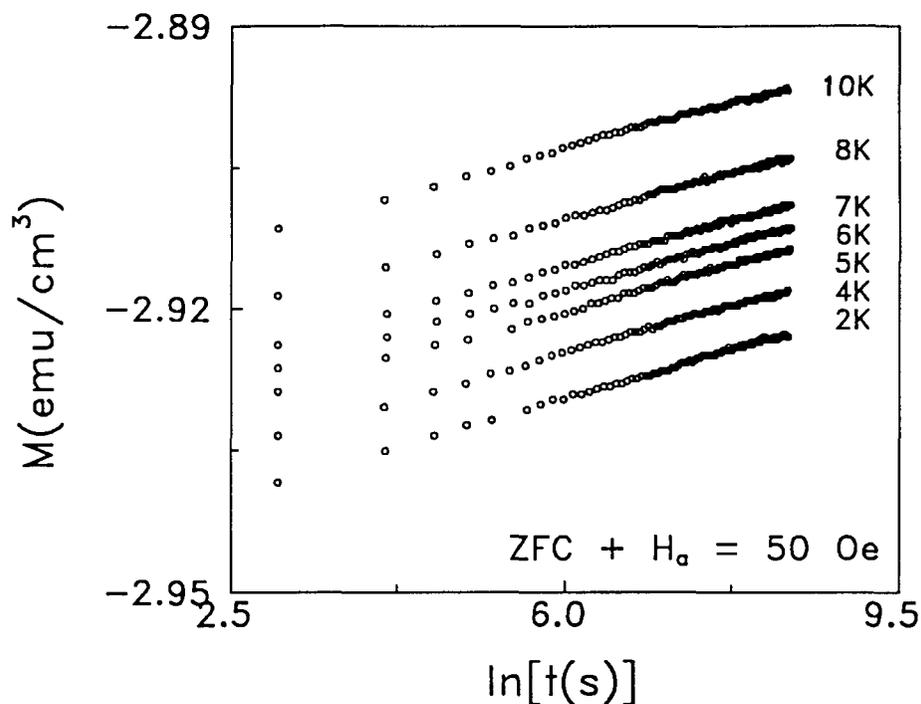


Figura 4.1. Curvas $M_{ZFC}[\ln(t)]$ de relajación magnética obtenidas a diversas temperaturas sometiendo a Tl-2223(p) al protocolo especificado. M_{ZFC} y t se expresan respectivamente en emu/cm^3 y en segundos.

La figura 4.1. muestra la representación de $M_{ZFC}[\ln(t)]$ de algunos de los datos de relajación obtenidos a diversas temperaturas (2, 4, 5, 6, 7, 8 y 10 K) sometiendo a la muestra al protocolo mencionado. Otras temperaturas de medida para las que se han obtenido curvas muy similares han sido 3, 3.5, 11, 12, 13.5 y 15 K. Todas las curvas presentan el mismo aspecto que las asociadas a la dinámica intragranular y que hemos ido viendo en los capítulos anteriores: la imanación evoluciona de manera lineal con el logaritmo del tiempo, con una región transitoria inicial no lineal que en este caso abarca sólo los dos primeros puntos de medida ($t \approx 65$ segundos). La variación relativa de imanación a lo largo de todo el proceso evolutivo es $\Delta M \approx 0.5 \%$, es decir, inferior (en un orden de magnitud, en algunos casos) a cualquiera de las detectadas en el resto de apartados [la menor variación relativa observada es $\Delta M \approx 0.8 - 1.2 \%$ para Tl-2223(f) con $H_a = 50$ Oe, pero, en general, $\Delta M \approx 3 - 12 \%$ en el resto de muestras]. En todas las curvas, la región lineal ha sido ajustada a una regresión lineal, obteniéndose coeficientes de correlación del orden de 0.998.

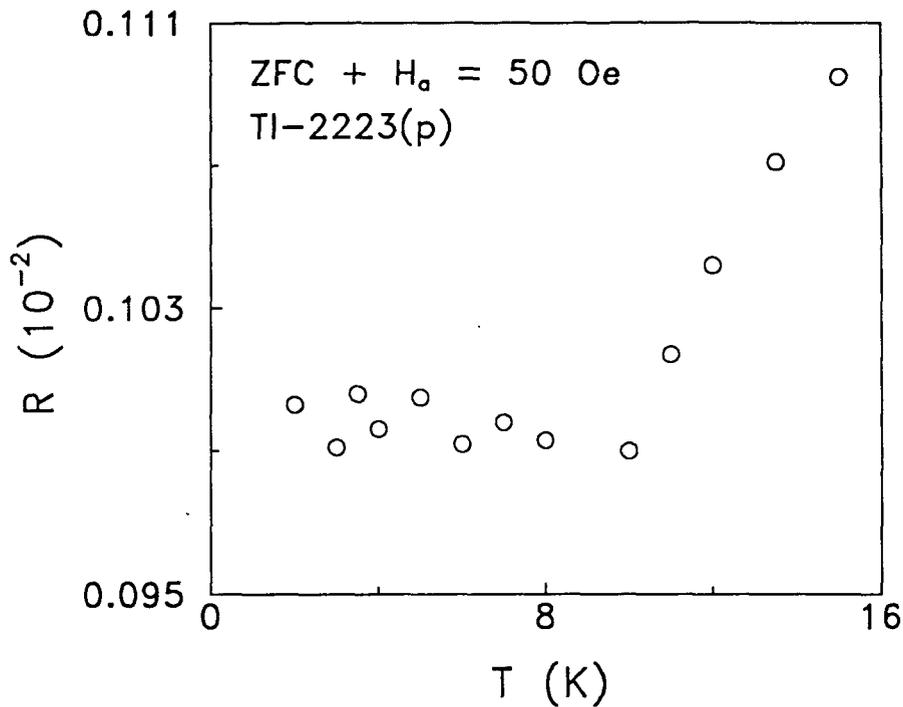


Figura 4.2. Dependencia $R(T)$ calculada a partir de las regresiones lineales ajustadas a las curvas de relajación obtenidas en TI-2223(p) con $H_a = 50$ Oe.

La figura 4.2. presenta la dependencia térmica en el rango 1.8 – 15 K del ritmo de relajación normalizado calculado a partir de las regresiones lineales mencionadas. La curva presenta unas características generales muy similares a las halladas en el resto de muestras y protocolos, especialmente en TI-2212: a medida que disminuye la temperatura, R decrece de manera aproximadamente lineal para bruscamente dar paso, por debajo de $T_c \approx 10$ K, a una región constante ($R_c \approx 0.1$ %) que se extiende hasta la mínima temperatura de medida. Sin embargo, los valores mencionados para R_c y T_c son precisamente los dos detalles fundamentales que diferencian esta dependencia de las anteriormente halladas: $R_c \approx 0.1$ % es menor que cualquiera de los valores asociados a la dinámica intragranular [el mínimo valor detectado es $R_c \approx 0.25$ % para el protocolo “FC($H_a = 50$ Oe) + $H_a \rightarrow 0 + M_r(t)$ ” en TI-2223(f)] y T_c es mayor que cualquiera de las temperaturas por debajo de las cuales empieza el régimen cuántico en el resto de muestras y protocolos [el máximo valor detectado es $T_c \approx 6 - 6.5$ K en TI-2212]. Estas dos características reflejan la distinta naturaleza de los estado mixtos intragranular e intergranular, y son analizadas detalladamente a continuación.

En primer lugar, analizaremos el valor hallado para R_C . En este caso no podemos utilizar las mismas ecuaciones que hasta ahora para estimar el valor de R en el régimen cuántico y comparar con R_C , ya que estas ecuaciones son únicamente aplicables a vórtices intragranulares. En lugar de estas ecuaciones, recuperaremos la ecuación (4.2.) correspondiente al ritmo de relajación normalizado de vórtices intergranulares en el régimen cuántico:

$$R_J \simeq 1.6 (R_n/R_0), \quad (4.2.)$$

donde R_n es el valor de la resistencia de las uniones Josephson en el estado normal y $R_0 \equiv h/4e^2 = 6.45 \text{ k}\Omega$. Según la ley de Ambegaokar-Baratoff, a valores típicos de $J_c(0)$ en materiales policristalinos, $J_c(0) \simeq 10^4 \text{ A/cm}^2$, les corresponde un valor de R_n de unos $100 \text{ }\Omega$ (Ref. 1) que, sustituido en la ecuación (4.2.), conduce a $R_J \simeq 2.5 \%$. Según esta estimación, los ritmos de relajación intergranular e intragranular deberían ser del mismo orden de magnitud, en completo desacuerdo con nuestra observación experimental de $R_C \simeq 0.1 \%$. Esto tiene dos posibles interpretaciones:

(1) Por un lado, pudiera ser que, de manera parecida a lo que sucede en el régimen cuántico 3D intragranular, R fuese una función creciente de la intensidad de campo magnético y estuviésemos estudiando la región de campos débiles de la dependencia $R(H_a)$, donde R toma valores pequeños.

(2) Por otro lado, no tenemos la certeza de que R_n sea del orden de $100 \text{ }\Omega$ en nuestra muestra, por lo que es probable que la estimación carezca de fundamento. Por tanto, en lugar de estimar R_J y comparar con R_C , utilizaremos las ecuaciones (4.2.) y (4.3.) para estimar los valores de R_n y $J_c(0)$ en nuestra muestra. Sustituyendo $R_C \simeq 0.1 \%$ en (4.2.) se obtiene $R_n \simeq 4 \text{ }\Omega$, que equivale a $J_c(0) \simeq 2.5 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$. Este un valor muy próximo al valor típico de $J_c(0)$ en muestras monocristalinas, $J_c(0) \simeq 10^6 \text{ A/cm}^2$ (Ref. 7), lo que confirma la excelente calidad de nuestra muestra policristalina, cosa que ya se había puesto de manifiesto en el apartado 1.3.4.

Por lo que respecta a la temperatura de transición al régimen cuántico, recordemos que la dinámica térmica de vórtices intergranulares viene regida por las mismas ecuaciones que la de vórtices intragranulares. Esto hace que la ecuación (3.30.) siga siendo válida para estimar la temperatura de transición, ya que en ningún paso de su deducción se ve implicada la naturaleza del objeto involucrado en el proceso de *creep*. Y de la misma manera que en el régimen

intragranular, también aquí necesitamos el valor medio de la energía de activación térmica, U . Para ello, la figura 4.3. muestra la dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$. Como siempre, a pesar del comportamiento lineal de R en el régimen térmico, la no extrapolación a cero a temperatura nula se traduce en la ausencia de región constante en $U(T)$, por lo que tomaremos el valor medio de la región creciente por encima de 10 K: $U \simeq 11750$ K ($\simeq 1$ eV). Este es un valor extremadamente superior a cualquiera de las energías de activación térmica intragranular estimadas en los anteriores apartados, y concuerda en buena medida con valores estimados a partir de medidas de relajación similares realizadas^{5,6,10} en diversas muestras de Y-123, $U \simeq 1.55 - 10$ eV. Sustituyendo este valor junto con $R_c \simeq 0.1$ % en la ecuación (3.30.) se obtiene $T_r \simeq 11.7$ K, es decir, un valor muy próximo a $T_c \simeq 10$ K, como era de esperar debido a lo abrupto de la transición. Todos estos parámetros experimentales aparecen en la última columna de la tabla 3.5. del capítulo anterior.

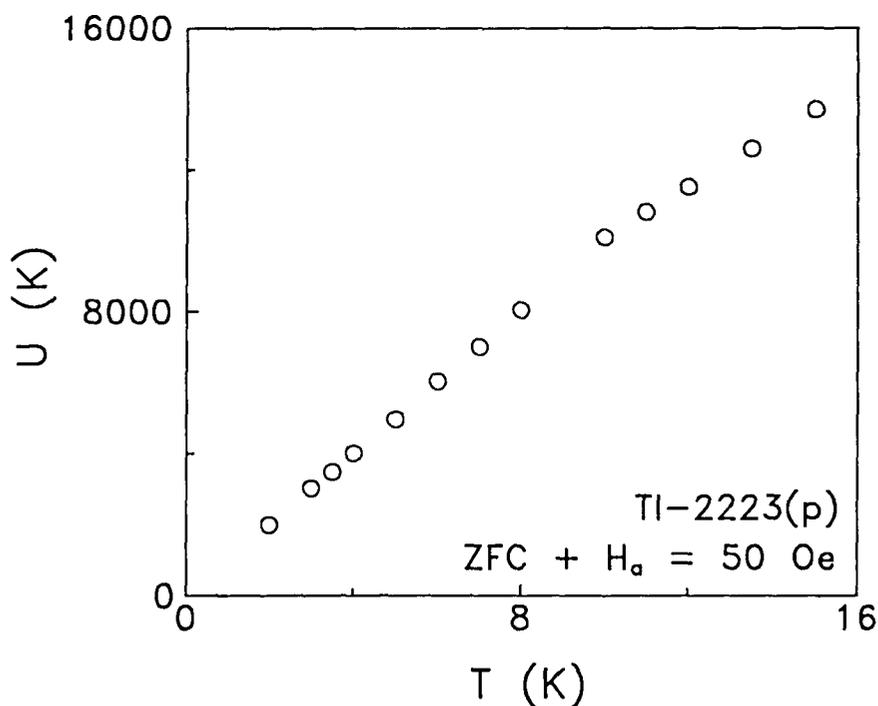


Figura 4.3. Dependencia $U(T)$ calculada a partir de la dependencia $R(T)$ obtenida en TI-2223(p) con $H_a = 50$ Oe aplicado tras el proceso ZFC.

Terminaremos con una observación conjunta sobre el sentido físico de los resultados obtenidos: el hecho de que los valores intergranulares del ritmo de relajación normalizado y de la temperatura de transición al régimen cuántico sean menor y mayor, respectivamente, que los valores intragranulares es consecuencia directa del distinto tamaño del objeto involucrado y de la distinta altura de las barreras de energía en cada caso. En el caso intragranular, los responsables de la relajación magnética son vórtices Abrikosov 2D ó 3D, cuyo radio medio es del orden de $\xi \simeq 30 \text{ \AA}$ ($\simeq 15 \text{ \AA}$ para Y-123), y las energías son del orden de decenas de meV; en el caso intergranular, los objetos involucrados en el proceso de *creep* suelen ser vórtices Josephson, con un radio medio de unos 4000 \AA (Ref. 7), y las energías suelen ser del orden de unos eV. De este modo, el mayor tamaño de los vórtices Josephson hace que el tiempo de túnel sea mayor en el régimen cuántico intergranular y que, por consiguiente, la variación de la imanación en dicho régimen sea más lenta. Asimismo, la mayor altura de las barreras de energía intergranulares hace que su superación por activación térmica sea más difícil que en el caso intragranular, lo que se traduce en dos hechos: por un lado, también la variación de imanación en el régimen térmico es más lenta en el caso intergranular que en el intragranular; por otro lado, para temperaturas alrededor de 10 – 12 K, la energía térmica deja de ser lo suficientemente elevada para superar las barreras de energía y, por consiguiente, el efecto túnel pasa a ser el mecanismo responsable de la relajación magnética observada (en el caso intragranular, al ser menores las barreras de energía, la activación térmica de vórtices es efectiva hasta temperaturas más bajas).

Referencias

- ¹J. R. Clem, *Physica C* **153-155** (1988) 50.
- ²H. Dersch y G. Blatter, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 11391.
- ³A. C. Mota, A. Pollini, P. Visani, K. A. Müller y J. G. Bednorz, *Physica C* **153-155** (1988) 67.
- ⁴E. Tjukanov, R. W. Cline, R. Krahn, M. Hayden, M. W. Reynolds, W. N. Hardy, J. F. Carolan y R. C. Thompson, *Phys. Rev. B* **36** (1987) 7244.
- ⁵E. V. Blinov, E. Lähderanta, R. Laiho y Yu. P. Stepanov, *Physica C* **199** (1992) 201.
- ⁶M. P. Maley, M. E. McHenry, J. O. Willis y M. McElfresh, *Physica C* **162-164** (1989) 701.
- ⁷M. Tinkham y C. J. Lobb, *Solid State Physics* **42**, ed. por H. Ehrenreich y D. Turnbull (Academic Press, Nueva York, 1989), pág. 91.
- ⁸K.-H. Müller, M. Nikolo y R. Driver, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 7976.
- ⁹R. A. Camps, J. E. Evetts, B. A. Glowacki, S. B. Newcomb, R. E. Somekh y W. M. Stobbs, *Nature* **329** (1987) 229.
- ¹⁰K.-H. Müller, *Physica C* **168** (1990) 585.
- ¹¹M. Tinkham, *Helvetica Physica Acta* **61** (1988) 443.
- ¹²Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, F. Holtzberg y T. R. Dinger, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 11828.
- ¹³T. T. M. Palstra, B. Batlogg, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer y J. V. Waszczak, *Appl. Phys. Lett.* **54** (1989) 763.
- ¹⁴A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov y A. Schmid, *Physica B* **152** (1988) 266.
- ¹⁵V. Ambegaokar y A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 486; **11** (1963) 104.

Conclusiones

En esta tesis hemos investigado la dinámica intragranular de vórtices a bajas temperaturas en distintas muestras policristalinas y en forma de capas finas, pertenecientes esencialmente a las familias de SCAT con dos planos de talio y con un plano de mercurio (con sustitución parcial por talio) por celda estructural, introduciendo además, a título comparativo, resultados obtenidos en un par de muestras basadas respectivamente en bismuto (única muestra monocristalina, con un dopaje de plomo) e itrio. Tras la descripción del proceso de preparación y caracterización de cada una de las muestras, la investigación se ha centrado en la realización de medidas de relajación magnética y en el estudio de las dependencias con la temperatura y el campo magnético del ritmo de relajación normalizado según diversos criterios. En una de las muestras policristalinas, Tl-2223(p), la aplicación de campos magnéticos menores que el campo crítico inferior intragranular han permitido ampliar el estudio a la dinámica intergranular de vórtices.

Las medidas de relajación realizadas con distintas intensidades de campo magnético para una temperatura fijada han sido ajustadas con similar precisión a las leyes logarítmica, potencial y *stretched exponential*, lo que evidencia que el proceso temporal evolutivo de la imanación de todas las muestras se encuentra en sus primeros estadios, esto es, en el rango de tiempos moderados. Asimismo, la evolución de la imanación de todas las muestras en el rango de tiempos cortos se aparta de las leyes mencionadas, lo que ha sido interpretado en términos de una reconfiguración de la distribución inhomogénea de flujo creada al cambiar bruscamente el campo magnético antes del inicio de cada medida.

A partir de estas medidas se ha estudiado la dependencia con el campo magnético del ritmo de relajación cuántico normalizado según diversos

criterios, $R(H_a)$. Para cada muestra, el criterio de normalización influye únicamente en el valor numérico del ritmo de relajación pero no en el comportamiento general de la dependencia $R(H_a)$, lo que sugiere la escasa importancia que desde el punto de vista cualitativo tiene la elección de un determinado criterio. El estudio de esta dependencia en cinco de las muestras [no se ha realizado en (Bi,Pb)-2212] ha puesto de manifiesto la existencia en tres de ellas [Tl-2223(p), Tl-2223(f), (Hg,Tl)-1223] 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 del campo magnético.

La determinación experimental del campo para el que tiene lugar la transición en las tres muestras mencionadas, el campo de transición dimensional, ha permitido la posterior estimación del valor del parámetro de anisotropía correspondiente a la temperatura de medida. Las discordancia entre nuestros valores y los hallados en la bibliografía ponen de manifiesto la importancia del método de medida y de la forma y geometría de la muestra. Los valores obtenidos en Tl-2223(p) y (Hg,Tl)-1223 son muy parecidos entre sí e inferiores al valor correspondiente a Tl-2223(f). En el caso de la fase Tl-2223, esto indica la influencia decisiva que la forma y geometría de la muestra tienen sobre el grado de anisotropía de la misma.

La insuficiencia de datos experimentales ha imposibilitado la detección del régimen 3D en Tl-2212 y del régimen 2D en Y-123 y, por consiguiente, la determinación de los parámetros de anisotropía correspondientes. En ambos casos se hace necesaria la ampliación del rango de campos magnéticos, al rango de campos débiles en el caso de Tl-2212 y al de campos intensos (mayores que 54 kOe) en el caso de Y-123, si se quieren solventar estas deficiencias. En el caso de Y-123, la dependencia $R(H_a)$ presenta dos regímenes distintos que han sido interpretados de dos maneras alternativas, bien como una transición dimensional del proceso de *creep* térmico dentro del régimen 3D de atrapamiento, bien como un cambio en la dependencia con el campo magnético del parámetro de anisotropía. Ninguna de las dos interpretaciones se encuentra contemplada en la bibliografía teórica al respecto, por lo que quedan como dos posibles hipótesis aventuradas por nosotros.

La dependencia creciente con el campo magnético del ritmo de relajación normalizado en el régimen 3D confirma la predicción teórica del

mismo tipo de dependencia para el parámetro de anisotropía en SCAT. Los valores experimentales del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico 2D concuerdan bastante bien, cualitativa y cuantitativamente, con las estimaciones realizadas en el marco de los modelos teóricos de dinámica cuántica de vórtices en los límites altamente disipativo (teoría CCC) y no disipativo (efecto túnel Hall), a pesar del uso de valores muy aproximados para los parámetros involucrados en las mismas. Estos modelos han permitido además interpretar la observación experimental de la dependencia decreciente con la distancia interlaminar del ritmo de relajación normalizado en el régimen 2D.

Para el estudio de la dependencia térmica del ritmo de relajación normalizado, $R(T)$, se ha elegido directamente la ley logarítmica y el criterio de normalización por el primer valor de imanación detectado. Este estudio ha revelado la presencia en casi todas las muestras investigadas, y para casi todas las intensidades de campo magnético aplicadas, de una transición en el mecanismo responsable del movimiento de vórtices a bajas temperaturas, pasando, a medida que desciende la temperatura, del salto de las barreras de energía por activación térmica al efecto túnel cuántico a través de las mismas. Las excepciones han sido (Hg,Tl)-1223 con un campo magnético de 10 kOe, donde sólo se ha observado el régimen térmico sin asomo alguno de régimen cuántico, y (Bi,Pb)-2212 con un campo magnético de 100 Oe, donde el régimen cuántico empieza a sugerirse por debajo de la mínima temperatura de medida. En ambos casos es necesaria la extensión del estudio a este rango de temperaturas si se quiere detectar el movimiento cuántico de vórtices.

En algunas de las muestras investigadas [Tl-2223(p), Tl-2223(f) con 500 Oe y (Bi,Pb)-2212] la transición del régimen térmico al cuántico tiene lugar de manera progresiva, lo que indica que el ritmo de relajación cuántico a temperaturas finitas está asistido térmicamente. Para el resto de muestras o intensidades de campo magnético [Tl-2212, Tl-2223(f) con 50 Oe y (Hg,Tl)-1223 con 3 kOe], la transición tiene lugar de manera brusca, indicando la ausencia de dicha asistencia. No hemos podido hallar una razón por la que una muestra presente un tipo u otro de transición según la intensidad de campo magnético. Sería aconsejable realizar un estudio exhaustivo alrededor de la transición en aquellas muestras donde ésta es aparentemente brusca para averiguar hasta qué punto esta brusquedad refleja el comportamiento real de la muestra o es un efecto visual fruto de la insuficiencia de datos experimentales.

En los casos de transición gradual, las curvas experimentales han sido ajustadas a dos leyes que caracterizan los dos límites disipativos del sistema. A pesar de ser matemáticamente muy buenos, los ajustes se han visto desplazados hacia temperaturas mayores que las teóricamente predichas y razonablemente esperadas, debido a la insuficiencia de datos experimentales en el régimen cuántico. La similitud de los ajustes, de los valores de la temperatura de transición del régimen estrictamente térmico al régimen cuántico asistido térmicamente y de las estimaciones del ritmo de relajación normalizado obtenidos en cada una de las muestras, han impedido extraer una conclusión sobre el grado de disipación y comprobar si las muestras investigadas se encuentran en el “límite superlimpio” predicho teóricamente. Se impone, por tanto, la extensión del estudio de la dependencia $R(T)$ hasta temperaturas muy por debajo de la mínima temperatura a la que hemos medido, para mejorar sustancialmente los ajustes y poder aclarar la naturaleza disipativa de la dinámica de vórtices en SCAT a bajas temperaturas.

En la mayoría de muestras, el ritmo de relajación normalizado en el régimen térmico presenta una dependencia aproximadamente lineal con la temperatura, pero en ningún caso se observa que esta dependencia extrapole a cero a temperatura nula, tal como se espera a partir de una dependencia lineal de la energía de activación térmica con la densidad de corriente (modelo de Anderson-Kim). Como alternativa se ha sugerido la presencia de una ley potencial (modelo de Griessen), con un mayor contenido físico. Como consecuencia además de este comportamiento, la energía de activación térmica no tiene un valor constante, sino que presenta una cierta dependencia con la temperatura. Los valores estimados para esta energía en las distintas muestras son comparables a los valores que se hallan en la bibliografía para materiales similares.

En todas las muestras el proceso de *creep* es 3D, con la posible excepción de Tl-2212, donde muy probablemente sea 2D. Los valores experimentales del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico concuerdan cualitativamente con las estimaciones realizadas en el marco de los modelos teóricos para la dinámica cuántica de vórtices en los dos límites disipativos. Sin embargo, en ninguna de las muestras, con la excepción de Tl-2212, la concordancia es también cuantitativa. Esto ha sido interpretado como una consecuencia de la dependencia con el campo magnético del parámetro de anisotropía en el régimen 3D. Esta dependencia es distinta para cada una de las

muestras, lo que ha imposibilitado la comparación razonable de los correspondientes valores experimentales del ritmo de relajación cuántico. Un análisis de este tipo requiere el estudio de la dependencia $R(T)$ siguiendo el mismo protocolo (idéntico proceso de enfriado e idéntica intensidad de campo magnético) en todas las muestras.

El aumento del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico con la intensidad del campo magnético observado en las dependencias $R(T)$ correspondientes a Tl-2223(p), Tl-2223(f) y (Hg,Tl)-1223 se ha interpretado sobre la base de los resultados del estudio de la dependencia $R(H_a)$ como una confirmación de que las muestras se hallan en el régimen 3D durante la realización de las medidas de relajación a distintas temperaturas. Por otro lado, la similitud de los resultados obtenidos en las dos muestras de la fase Tl-2223 (ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico, temperatura de transición al régimen estrictamente cuántico) con los campos magnéticos más intensos aplicados en cada caso [500 Oe en Tl-2223(f), 6 kOe en Tl-2223(p)] ha confirmado la predicción teórica de la no dependencia del proceso cuántico con la orientación del campo magnético respecto a los planos superconductores.

Por último, la dinámica de vórtices intergranulares ha sido estudiada en Tl-2223(p) con la aplicación de un campo magnético de 50 Oe. Las líneas generales del proceso evolutivo son muy parecidas a las correspondientes a la dinámica de vórtices intragranulares, pero ambas dinámicas difieren en los valores experimentales de los parámetros característicos: los valores del ritmo de relajación normalizado en los regímenes cuántico y térmico y de la temperatura de transición en el caso intergranular son menor y mayor respectivamente que en el caso intragranular, lo que ha sido interpretado como una consecuencia del mayor tamaño de los vórtices y la mayor altura de las barreras de energía intergranulares.

Publicaciones y charlas relacionadas

Publicaciones

1. "Experimental evidence of quantum tunneling in TlBaCaCuO",
A. García, X. X. Zhang, A. M. Testa, D. Fiorani y J. Tejada,
Journal of Physics: Condensed Matter **4** (1992) 10341.
2. "Quantum tunneling of vortices in $\text{Tl}_2\text{Ca}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_2\text{O}_8$ superconductor",
J. Tejada, E. M. Chudnovsky y A. García,
Physical Review B **47** (1993) 11552.
3. "Experimental evidence of quantum tunneling of 2D vortices up to 10 K
in bulk $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ superconductor",
X. X. Zhang, A. García, J. Tejada, Y. Xin y K. W. Wong,
Physica C **232** (1994) 99.
4. "Quantum Relaxation in Magnetism and High- T_c Superconductors",
J. Tejada, X. X. Zhang y A. García,
Physica Scripta **55** (1994) 131.
5. "Low-temperature quantum relaxation of single two-dimensional
vortices in an epitaxial $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ thin film",
A. García, X. X. Zhang, J. Tejada, M. Manzel y H. Bruchlos,
Physical Review B **50** (1994) 9439.
6. "Quantum relaxation of vortices in a sintered Tl-2223 high- T_c
superconductor",
X. X. Zhang, A. García, J. Tejada, Y. Xin y K. W. Wong,
Physica C **235-240** (1994) 2957.

7. "Quantum tunneling of vortices in an epitaxial Tl-based thin-film",
A. García, X. X. Zhang, J. Tejada, M. Manzel y H. Bruchlos,
Physica C **235-240** (1994) 2961.

8. "Quantum Tunneling of Vortices in High- T_c Superconductors: Magnetic Relaxation Experiments in TlBaCaCuO Compounds",
D. Fiorani, A. García, X. X. Zhang, A. M. Testa y J. Tejada,
"Proceedings of the 1st NATO Workshop on Quantum Tunneling of the Magnetization, Grenoble, June 27-July 2, 1994"

9. "Flux motion by quantum tunnelling in high- T_c superconductors",
D. Fiorani, A. García, X. X. Zhang, A. M. Testa y J. Tejada,
Il Nuovo Cimento **16 D** (1994) 1925.

10. "Magnetic relaxation and quantum tunneling of vortices in a polycrystalline ($\text{Hg}_{1.8}\text{Tl}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ superconductor",
X. X. Zhang, A. García, J. Tejada, Y. Xin, G. F. Sun y K. W. Wong,
Physical Review B **52** (1995) 1325.

11. "Experimental evidence of a crossover in the vortex dimensionality in high- T_c superconductors",
A. García, X. X. Zhang y J. Tejada,
(aceptado para ser publicado en abril de 1996 en *Journal of Applied Physics* dentro de los *Proceedings of the 40th Annual Magnetism and Magnetic Materials Conference, November 6 – 9, 1995, Philadelphia*).

12. "Quantum vortex motion in high- T_c superconductors",
A. García, X. X. Zhang y J. Tejada,
(aceptado para ser publicado en abril de 1996 en *Journal of Applied Physics* dentro de los *Proceedings of the 40th Annual Magnetism and Magnetic Materials Conference, November 6 – 9, 1995, Philadelphia*).

Charlas invitadas

1. "Quantum Tunneling in TlBaCaCuO High Temperature Superconductors"
A. García y X. X. Zhang,
Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón,
Universidad de Zaragoza (25/3/93).
2. "Efecto túnel de vórtices en superconductores de alta temperatura basados en talio",
A. García,
Conferencia sobre Superconductividad en España SMATS-94,
Sitges 21/12/94

Proyecto postdoctoral

La prolongación del trabajo doctoral realizado durante los últimos cuatro años consistirá en una estancia postdoctoral de un año en el grupo de materiales magnéticos y superconductores del *Istituto di Chimica dei Materiali (ICMAT)* del *Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR)* de Roma bajo la dirección del Dr. Dino Fiorani.

El trabajo de investigación futura constará de dos partes principales:

1ª parte: Prolongación del trabajo desarrollado en la tesis + realización de medidas relacionadas:

(1) El estudio de las dependencias $R(T)$ y $R(H_a)$ será ampliado a diferentes SCAT que serán preparados en el mencionado grupo: monocristales de $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, capas finas y monocristales de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, ... En los casos de transición gradual en $R(T)$, los datos experimentales serán ajustados a las leyes propias de los dos límites disipativos para averiguar la naturaleza del proceso cuántico. Los dos tipos de medidas se realizarán de manera exhaustiva para determinar con precisión los valores de los parámetros característicos de ambas dependencias (temperatura de transición, campo de transición dimensional, parámetro de anisotropía, ...).

(2) Con el objetivo de comprobar sólidamente la predicción teórica de la no dependencia del ritmo de relajación normalizado en el régimen cuántico con la orientación del campo magnético respecto a las láminas superconductoras, se investigará la dependencia $R(T)$ para distintas orientaciones.

2ª parte: Aspectos innovativos

(“innovativos” en tanto que escasamente tratados en la literatura sobre el tema):

(1) Se investigará cómo afecta la presión mecánica a la distancia entre láminas superconductoras y, de esta manera, a la dimensionalidad de la red de vórtices y a los ritmos de relajación. Con este objetivo, construiremos una celda especial capaz de producir una presión mecánica sobre una muestra monocristalina superconductora encerrada en la celda, y realizaremos medidas de relajación magnética sobre la muestra encerrada.

(2) Todas las medidas se realizarán sobre todos los SCAT mencionados (los investigados durante la tesis más los preparados específicamente para este trabajo de investigación futuro), mediante un magnetómetro S.Q.U.I.D. a.c. situado en el *ICMAT*, idéntico al utilizado en esta tesis. Además, se utilizará un segundo magnetómetro basado en un S.Q.U.I.D. d.c., instalado en el interior de un criostato de dilución situado en nuestro grupo de Barcelona, que permite descender hasta una temperatura mínima de medida de 26 mK, con lo que se extenderá considerablemente el régimen de temperaturas en que estudiar fenómenos cuánticos.

(3) Aparte de medidas magnéticas, en el *ICMAT* se realizarán medidas de resistencia con cuatro puntas para determinar la resistividad eléctrica en el estado normal. El valor de esta magnitud extrapolada a temperatura nula es un parámetro que aparece en las estimaciones teóricas del ritmo de relajación cuántico, de manera que es importante conocer su valor exacto a la hora de comparar cuantitativamente resultados experimentales con predicciones teóricas.

En resumen, con este proyecto esperamos profundizar en la naturaleza del movimiento cuántico de vórtices en SCAT e investigar experimentalmente aspectos innovativos asociados a la estructura laminar altamente anisótropa de estos materiales. Además, mediante la investigación combinada de las dependencias del ritmo de relajación con la temperatura y con el campo magnético esperamos obtener información sobre el complicado diagrama de fases campo-temperatura de los SCAT.

Agradecimientos

Quisiera empezar dando las gracias al Dr. Javier Tejada, por las enseñanzas y conocimientos que me ha transmitido, primero como profesor y más tarde como director de este trabajo; por la confianza depositada en mí en todo momento, especialmente al aceptarme como miembro de su grupo; por preocuparse y molestarse en asegurar mi mantenimiento económico y mi futuro postdoctoral; y por contagiarme sus energías y su entusiasmo por los aspectos innovadores del magnetismo y la superconductividad, especialmente en lo referente al estudio del efecto túnel de la imanación.

Debo agradecer también a todos los equipos extranjeros citados a lo largo de la tesis por la preparación y desinteresada cesión de las muestras investigadas: Y. Xin, *Midwest Superconductivity, Inc.* (Kansas, USA); Dr. Dino Fiorani, *ICMAT* (Roma, Italia); Dr. M. Manzel, *IPHT* (Jena, Alemania).

Esta tesis no hubiera sido posible sin los inestimables y valiosos conocimientos teóricos, técnicos y experimentales del Dr. Xi Xiang Zhang. Su incansable entrega, sincera amistad y enorme humanidad me han servido de aliento a lo largo de estos cuatro años.

Gracias también al resto de miembros del grupo de magnetismo, y muy particularmente a Albert Folch por su amistad y apoyo incondicionales, sobre todo en los momentos más difíciles, y a Jordi Llumà y Joan Manel Hernández por el apoyo informático.

El trabajo de estos años ha sido mucho más llevadero gracias a la amistad y al “tráfico musical y/o cibernético” de Lluís Gámiz, Òscar “@Sk” Morata, Pau “p@w!” Gorostiza, Jordi Servat y Sergio Ibáñez.

a mis padres, Josep y Mercè, por su cariño, por confiar en mí desde el principio y por aconsejarme y apoyarme en todas mis decisiones;

a mi hermano Josep y mis hermanas Magda y Eva, por su excelente humor y por haberme aguantado durante tantos años;

y a Helena Mira, por su amor, amistad, energía, humor, entrega y, por encima de todo, por su paciencia y comprensión durante este último año.

Esta tesis ha sido realizada como becario del Pla de Formació d'Investigadors 92/95 del Comissionat per a Universitats i Recerca de la Direcció General de Recerca del Departament de la Presidència de la Generalitat de Catalunya.



