



UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA
FACULDADE DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DA MATERIA CONDENSADA
Laboratorio de Baixas Temperaturas e Superconductividade

ESTUDIO DEL EFECTO DEL CAMPO MAGNÉTICO
SOBRE LAS CURVAS CORRIENTE-VOLTAJE
EN PELÍCULAS DELGADAS DE $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$:
ANÁLISIS DE LA INESTABILIDAD TÉRMICA

Juan Manuel Doval García





UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA
FACULDADE DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DA MATERIA CONDENSADA
Laboratorio de Baixas Temperaturas e Superconductividade

ESTUDIO DEL EFECTO DEL CAMPO MAGNÉTICO
SOBRE LAS CURVAS CORRIENTE-VOLTAJE
EN PELÍCULAS DELGADAS DE $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$:
ANÁLISIS DE LA INESTABILIDAD TÉRMICA

*Memoria presentada por Juan
Manuel Doval García para optar
al grado de Doctor en Física por
la Universidad de Santiago de
Compostela.*

12 de Noviembre de 2015

Estudio del efecto del campo magnético sobre las curvas corriente-voltaje en películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: análisis de la inestabilidad térmica.

Juan Manuel Doval García

E-mail: juanmanuel.doval@usc.es

Tesis presentada en la Universidad de Santiago de Compostela, España, para la obtención del título de Doctor en Física.

<http://www.usc.es>

Facultade de Física, Santiago de Compostela.

AUTORIZACIÓN DE LOS DIRECTORES DE TESIS

D. José Antonio Veira Suárez

Profesor del Departamento de Física de la Materia Condensada

D. Jesús Maza Frechín

Profesor del Departamento de Física de la Materia Condensada

Como Directores de la Tesis de Doctorado titulada

Estudio del efecto del campo magnético sobre las curvas corriente-voltaje en películas delgadas de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: análisis de la inestabilidad térmica

Presentada por D. Juan Manuel Doval García,
alumno del Programa de Doctorado Ciencia de Materiales

Autorizan la presentación de la tesis indicada, considerando que reúne los requisitos exigidos en el artículo 34 del reglamento de Estudios de Doctorado, y que como directores de la misma no incurrir en las causas de abstención establecidas en la ley 30/1992.

Santiago de Compostela, 12 de noviembre de 2015

Dr. Antonio Veira Suárez

Dr. Jesús Maza Frechín



A mis padres, a mi hermano y a María.





Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a los directores de este trabajo, los profesores Drs. Antonio Veira Suárez y Jesús Maza Frechín, la posibilidad de haber estado bajo su dirección y experiencia. Al profesor Antonio Veira por haberme guiado en mi trabajo a lo largo de todos estos años, ayudándome a entender y a superar las innumerables dificultades experimentales relacionadas con la fabricación de películas delgadas así como del manejo del instrumental necesario para su medida. Quiero agradecer al profesor Jesús Maza su inestimable ayuda a la hora de entender las sutilezas del modelo térmico así como su amplio conocimiento en el desarrollo de herramientas computacionales, que han sido determinantes en el análisis de las muestras de este trabajo.

Quiero agradecer al Profesor Félix Vidal el haberme aceptado en su grupo de investigación y haber dirigido mis primeros años de Tesis. Sus acertados consejos sobre cómo pensar y abordar los problemas han sido de vital importancia para mi trabajo.

A los profesores Jesús Mosqueira, Carolina Torrón, Manolo Ramallo y Carlos Carballeira, debo agradecerles su inestimable ayuda cada vez que he llamado a la puerta de sus despachos.

Quiero agradecer al Dr. Gonzalo Ferro el haberme ayudado a dar mis primeros pasos en el manejo del instrumental del laboratorio relacionado con la síntesis y medida de películas delgadas, así como al Dr. Ramón Iglesias, por haberme iniciado en el manejo del SEM así como por haberme enseñado las buenas prácticas del trabajo en el laboratorio. También quiero agradecerle al Dr. M. Osorio los conocimientos compartidos sobre la síntesis de películas delgadas.

A Juan Turnes, por su inestimable ayuda en el trabajo de corte de sustratos, la fabricación de portamuestras para las medidas e infinidad de otros componentes necesarios para el desarrollo de mis tareas. A Juan Ponte, por su ayuda en la caracterización de las muestras en el magnetómetro. A Benito, por su eficacia y disponibilidad para solucionar mis problemas con la administración. A Magdalena, por su buen humor y por haber puesto un poco de orden en mi caótico despacho.

Quiero agradecer al Dr. Javier Dancausa su simpatía y ese toque de magia que nos ha hecho desconectar de los momentos de mayor estrés. A la Dra. Noelia Cotón, por su ayuda y paciencia durante todos estos años. Al ingeniero Diego Vidal, nuestro coordinador del proyecto ENERMAT, por la cercanía y el buen humor que

siempre ha transmitió al grupo. A Alberto Ramos, por su gracia y por haberme hecho revivir los buenos años que pasé en Andalucía. A Daniel Sónora y a José Castaño, porque de la juventud también se aprende. Quiero agradecer también a las chicas de la cafetería, y en especial a Conchi, los maravillosos cafés que me han ayudado a mantener la mente despierta todas las mañanas, así como a Olga, por ser como es.

Por último, todo se lo debo a mi familia, por apoyarme de forma incondicional en mi trabajo, y en particular a mis padres, que siempre me han alentado con su cariño y han hecho posible el que ahora esté escribiendo estas palabras. Sin ellos, esto no habría sido posible.



“Tengo respuestas aproximadas y creencias posibles con distinto grado de certeza acerca de diferentes cosas, pero no estoy absolutamente seguro de ninguna, y de muchas cosas no sé nada, pero no tengo que tener una respuesta. No me asusta no saber cosas, ni estar perdido en el misterioso universo sin tener un propósito -y así es cómo creo que son las cosas-. No me asusta.”

Richard Feynman.

“He disfrutado mucho con esta obra de teatro, especialmente en el descanso”

Groucho Marx.

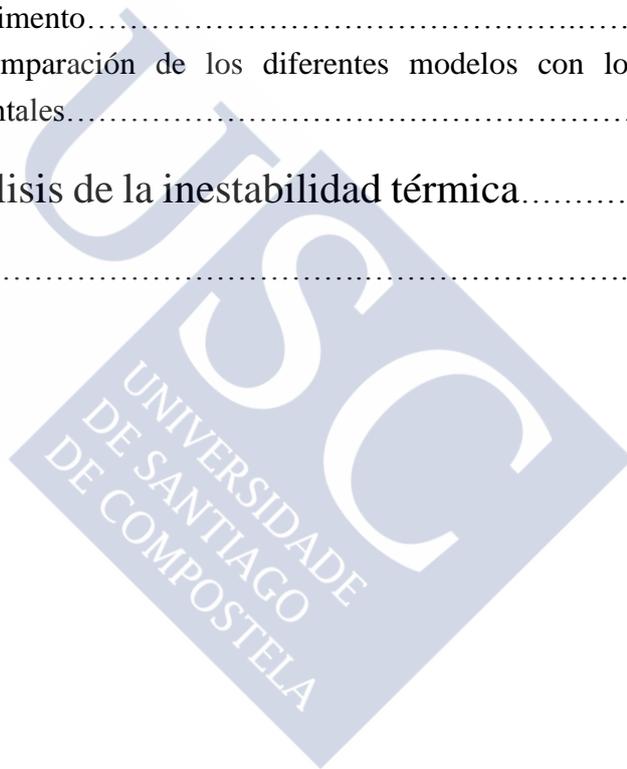




Índice general

1. Introducción	
1.1. Introducción a la superconductividad.....	15
1.2. Transición al estado normal inducido por altas densidades de corriente...19	
1.3. Mecanismos responsables del <i>quenching</i>	20
1.4. Objetivos de este trabajo.....	22
2. Síntesis, caracterización y preparación de las muestras	
2.1. Síntesis de capas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ mediante pulverización catódica DC.....	25
2.2. Caracterización morfológica mediante microscopia de fuerza atómica.....	29
2.3. Impresión de circuitos mediante fotolitografía.....	32
2.4. Aplicación de contactos eléctricos.....	35
3. Dispositivos de medida	
3.1. Criostato de flujo continuo y electroimán.....	41
3.2. Portamuestras de medida.....	45
3.3. Circuito eléctrico de medida.....	47
3.3.1. Medidas de resistividad vs temperatura.....	47
3.3.2. Medidas de curvas E-J con nanovoltímetro.....	49
3.3.3. Medida de curvas E-J con sistema de pulsos.....	49
4. Resultados experimentales	
4.1. Medidas de resistividad eléctrica.....	53
4.2. Curvas $I(t)$ y $V(t)$ en el rango de milisegundos.....	55
4.2.1. Obtención de curvas Voltaje-Intensidad.....	57
4.3. Curvas características campo eléctrico vs densidad de corriente.....	60
4.3.1. Curvas a diferentes temperaturas y campos magnéticos.....	60
5. Análisis de datos: Modelo de Larkin-Ovchinnikov	
5.1 Modelos de inestabilidad de vórtices.....	69
5.2 Modelo de Larkin-Ovchinnikov a bajos campos magnéticos.....	69

6. Análisis de datos: Modelo térmico	
6.1. Introducción teórica.....	77
6.2. La ecuación dinámica $T(t)$	86
6.3. Análisis de la estabilidad térmica.....	87
6.4. Resultados experimentales y análisis de datos.....	90
6.4.1. Isotermas intrínsecas frente a isotermas medidas.....	90
6.4.2. Medidas en ausencia de campo magnético externo.....	91
6.4.3. Medidas bajo campos magnéticos externos.....	96
7. Resumen y conclusiones	
7.1. Resumen.....	111
7.1.1. Del experimento.....	111
7.1.2. De la comparación de los diferentes modelos con los datos experimentales.....	113
A. Software de análisis de la inestabilidad térmica.....	115
Bibliografía.....	129



Capítulo 1

Introducción.

1.1. Introducción a la superconductividad.

La superconductividad, descubierta en 1911 por Onnes [1] cuando estudiaba las propiedades del mercurio a la temperatura de helio líquido, engloba un conjunto de propiedades especiales, tanto eléctricas como magnéticas, presentes en ciertos materiales cuando se enfrían a bajas temperaturas. Una de las propiedades fundamentales asociadas a la superconductividad es la transición desde una resistividad finita ρ_n en el estado normal hacia un valor de resistividad $\rho=0$ en el estado superconductor, que implica una conductividad DC perfecta por debajo de una determinada temperatura conocida como temperatura crítica T_c . Esta ausencia de resistividad es explicada en el contexto de la teoría BCS [2] por el apareamiento de los electrones de conducción, formando los denominados pares de Cooper [3], con características típicamente bosónicas que no sufren la dispersión por los iones de la red y por impurezas que da lugar a la aparición de resistividad en el estado normal. Estos electrones apareados tienen asociados una función de onda escalar compleja que cambia en una distancia dada por la longitud de coherencia $\xi(T)$ [4], que es un parámetro esencial en la descripción de las propiedades de los superconductores.

Otra propiedad fundamental que caracteriza el estado superconductor es el diamagnetismo perfecto. Cuando el superconductor se expone a campos magnéticos relativamente débiles, aparecen unas corrientes de apantallamiento superficiales que crean un campo magnético tanto en el interior como en el exterior del material y que se oponen al campo externo aplicado, haciendo que la inducción magnética en el interior del mismo sea cero. Las corrientes superficiales penetran dentro de la muestra una distancia caracterizada por la longitud de penetración London $\lambda(T)$ [5] que es característica de cada material, de forma que el campo magnético decae exponencialmente a cero hacia el interior del material. Esta característica de los superconductores, conocida como efecto Meissner-Ochsenfeld [6], supone un cambio en la susceptibilidad magnética χ , desde un valor positivo paramagnético por encima de T_c hacia un valor $\chi=-1$ por debajo de esa temperatura.

En 1950 Ginzburg y Landau [7] desarrollaron una teoría fenomenológica para explicar la superconductividad aplicando principios generales de transiciones de

fase de segundo orden a transiciones superconductoras bajo campos magnéticos externos. Dependiendo de la contribución de la energía límite entre el estado normal y el estado superconductor a la energía total del sistema, los superconductores se pueden dividir en superconductores tipo I y tipo II. Si esta energía límite es positiva el superconductor es de tipo I y si es negativa, de tipo II. El signo de la interfase entre el estado normal y el superconductor depende de los valores relativos de λ y ξ . El cociente de estas dos longitudes características se conoce como parámetro de Ginzburg-landau $K=\lambda/\xi$. Si $K\leq 1/\sqrt{2}$ el superconductor es de tipo I. En estos materiales, para campos magnéticos aplicados por debajo del campo crítico H_{c1} tiene lugar el efecto Meissner, con una expulsión completa del flujo magnético del interior del material. Una vez superado este valor del campo, la energía de ligadura de los pares de Cooper se hace cero y la muestra transita al estado normal. Si $K\geq 1/\sqrt{2}$ el superconductor pasa a denominarse de tipo II.

Estos superconductores presentan dos valores de campo crítico, H_{c1} y H_{c2} , con $H_{c1}<H_{c2}$. Por debajo de H_{c1} el comportamiento del superconductor es análogo a los de tipo I. En la región de campo comprendida entre H_{c1} y H_{c2} , conocida como estado mixto, el campo magnético penetra al interior del superconductor en forma de líneas de flujo magnético cilíndricas cuantizadas denominadas vórtices magnéticos [8]. Los superconductores de tipo II son los más interesantes desde el punto de vista tecnológico, debido a que pueden transportar altas densidades de corriente en presencia de campos magnéticos relativamente altos.

Existe una segunda clasificación de los materiales superconductores atendiendo a su temperatura crítica, dividiéndose en superconductores de baja temperatura crítica (LTSC) y superconductores de alta temperatura crítica (HTSC). En los LTSC, los portadores de carga se acoplan a través de interacciones electrón-phonón y están correctamente descritos por la teoría BCS, mientras que en los HTSC la interacción entre portadores de carga y los fonones no explica la alta energía necesaria para romper los pares de Cooper. EL origen de los HTSC sigue siendo a día de hoy un problema abierto en el campo de la superconductividad desde su descubrimiento en el año 1986 por J. G. Bednorz y K. A. Müller [9]. Este descubrimiento supuso el punto de partida para la síntesis de nuevos materiales basados en óxidos de cobre con valores de T_c cada vez mayores hasta superar la temperatura de ebullición de nitrógeno líquido (77 K), abriendo toda una nueva área de investigación y potenciales aplicaciones tecnológicas dado que la facilidad de

acceso a refrigerantes en términos de eficiencia y coste a estas bajas temperaturas es uno de los factores críticos para el uso de los superconductores.

Uno de los HTSC más relevantes desde el punto de vista tecnológico y estudiado en esta tesis es el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), que presenta una temperatura crítica en torno a 90 K. Por tratarse de un HTSC, el YBCO es un superconductor de tipo II (hasta la fecha todos los HTSC son de tipo II) y por lo tanto su comportamiento frente a corrientes y campos magnéticos externos está gobernado por la presencia de vórtices. En el equilibrio los vórtices se disponen en una red triangular denominada red de Abrikosov [8]. La presencia de inhomogeneidades y defectos en el material actúan como centros de anclaje de vórtices, dado que es energéticamente favorable para un vórtice permanecer localizado en un defecto, donde la densidad de pares de Cooper se encuentra ya suprimida y no es necesario crear un núcleo normal. La fuerza con la que los vórtices permanecen ligados a estos centros de anclaje proviene de la energía potencial que adquieren las líneas de flujo magnético respecto a sus centros de anclaje. Sin embargo, una distribución aleatoria de estos centros de anclaje no es efectiva para ligar rígidamente toda la red de vórtices, dado que la suma de todas las fuerzas de anclaje de cada uno de los centros podría ser cero. El anclaje es efectivo solo en pequeños volúmenes de la red, donde haces de vórtices permanecen correlacionados. El volumen de estos haces viene determinado por la competición entre la energía elástica de la red y la energía de anclaje, lo que permite a los vórtices adaptarse al paisaje de centros de anclaje del volumen de la muestra.

Cuando se aplica una densidad de corriente J perpendicularmente a la red de vórtices en un superconductor cuando se encuentra en el estado mixto, aparece una fuerza por unidad de longitud sobre cada uno de ellos $F=J \times \Phi$, donde Φ representa el cuanto de flujo magnético. La fuerza por unidad de volumen extendida a toda la muestra viene dada por $F=J \times B$, donde B es el campo magnético dentro del superconductor. Si la magnitud de esta fuerza es menor que la fuerza que mantiene anclados a los vórtices, el superconductor permanece en un estado de perfecta conductividad. En el momento en que la densidad de corriente aumenta por encima de cierto valor crítico J_c , la fuerza de Lorentz supera la fuerza de anclaje, la velocidad promedio de los vórtices se hace finita y estos comienzan a moverse induciendo un campo eléctrico en el interior del superconductor dado por $E=v \times B$, donde v es la velocidad de las líneas de flujo. El campo E da lugar a resistencia eléctrica en el sistema de forma que se rompe el estado de perfecta superconductividad. Este régimen de movimiento de vórtices se conoce como de *flux flow* (FF), donde el movimiento de vórtices viene determinado por el equilibrio

entre la fuerza de Lorentz una fuerza de arrastre que se opone a dicho movimiento $f = -\eta v$, donde η es el coeficiente de arrastre viscoso del medio. En 1965 J. Bardeen y Stephen desarrollaron un modelo para explicar como ocurre la disipación en el estado FF [10]. Según este modelo, la disipación generada por las corrientes tanto del interior de los vórtices como de la región de transición dan lugar a la resistividad de FF $\rho_{ff} = \rho_n B/B_{c2}$ donde ρ_n es la resistividad en el estado normal. Cuando $B=B_{c2}$ la resistividad es la correspondiente al estado normal, mientras que cuando $B=0$ la resistividad se hace cero debido a la ausencia de vórtices en el superconductor.

El anclaje de vórtices es más efectivo a bajas temperaturas, donde las fluctuaciones térmicas no son tan importantes. Por contra, el desanclaje se ve favorecido a temperaturas próximas a T_c y es posible medir una caída de voltaje en el superconductor para valores de corriente menores o del orden de J_c . En estas condiciones, la energía térmica puede superar el mínimo de energía potencial en el que se encuentran anclados los vórtices, de forma que estos pueden saltar a centros de anclaje adyacentes en un proceso conocido como *flux creep* (FC). Anderson y Kim [11] propusieron una teoría según la cual, en ausencia de corriente aplicada, el salto entre centros de anclaje es igualmente probable en todas las direcciones y la velocidad promedio de vórtices se hace cero. La aplicación de una corriente induce un gradiente de flujo de vórtices que favorece el salto en la dirección en la cual este gradiente disminuye, la velocidad promedio se hace finita y esto implica una disipación finita medible experimentalmente.

Incluso para valores de corriente $J \rightarrow 0$, los HTSC muestran un comportamiento óhmico a bajas temperaturas en presencia de un campo magnético externo. Si el potencial de anclaje de vórtices U_0 es mayor que la energía térmica, la resistencia muestra un comportamiento óhmico que viene descrito por

$$\rho = \rho_0 e^{-U_0/K_B T} \quad (1.1)$$

donde U_0 es dependiente de la temperatura y del campo. En este régimen, conocido como *flux flow térmicamente asistido* ($TAFF$), el sistema de vórtices se comporta como un líquido altamente viscoso, de cuya descripción se ocupa el modelo propuesto por Kes *et al.* [12]. Por lo tanto, la interpretación de la disipación en el estado mixto de los HTSC es más compleja, pudiendo distinguirse diferentes regímenes en las curvas E-J dependiendo de la temperatura del sistema y de la densidad de corriente aplicada. A bajas densidades de corriente ($J \ll J_c$) se observa una dependencia lineal asociada con el régimen $TAFF$, donde la disipación es

promovida por las excitaciones térmicas. Para densidades de corriente $J \sim J_c$ las curvas E-J muestran un comportamiento exponencial propio del régimen de *flux creep* mientras que a altas densidades de corriente ($J \gg J_c$) domina el comportamiento de *flux flow*, donde las fuerzas de anclaje son mucho más débiles respecto a la fuerza aplicada, los vórtices se mueven con una velocidad constante y $E \propto J$.

1.2. Transición al estado normal inducido por altas densidades de corriente.

A altas densidades de corriente se observa experimentalmente que las curvas E-J son altamente no lineales debido a un aumento considerable del campo eléctrico medido en la muestra respecto a pequeñas variaciones de la densidad de corriente aplicada. En la figura 1.1 se representa esquemáticamente el comportamiento E-J típico de una muestra de YBCO.

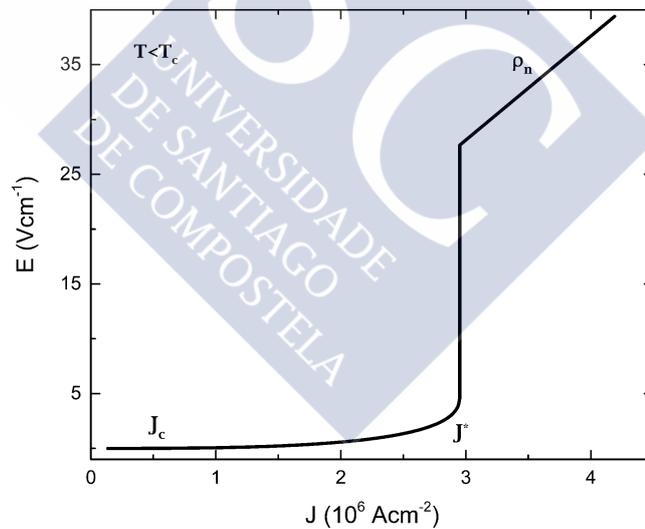


Figura 1.1. Esquema del comportamiento E-J de una muestra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

El comportamiento no lineal característico de *flux creep* es dominante para densidades de corriente del orden de J_c . A altas densidades de corriente, en el régimen de *flux flow*, las curvas E-J evolucionan también de forma no lineal hasta que, para un valor dado de densidad de corriente, denominado densidad de corriente supercrítica J^* , se rompe completamente el estado superconductor y la muestra pasa al estado normal comportándose de forma óhmica. Esta transición (también denominada *quenching*) es varios órdenes de magnitud superior a la densidad de

corriente de desanclaje de vórtices J_c , dependiendo de la temperatura a la que se mida y de la intensidad del campo magnético externo aplicado. El origen de este comportamiento no lineal y el consecuente salto al estado normal en los HTSC se debe fundamentalmente a la inestabilidad electrodinámica del sistema de vórtices o bien a inestabilidades promovidas por el calentamiento de la muestra. Como veremos a continuación, existen diferentes modelos que tratan de explicar este comportamiento teniendo en cuenta ambos efectos, bien por separado o bien de forma conjunta.

1.3. Mecanismos responsables del *quenching*.

Desde los años 70 del pasado siglo hasta hoy han aparecido numerosas teorías que tratan de explicar los mecanismos de esta transición. Destacamos de ellas, como especialmente relevantes para nuestro trabajo, dos grandes grupos. Un primer grupo comprende las teorías basadas exclusivamente en la dinámica de vórtices a altas densidades de corriente. El modelo más ampliamente aceptado es el propuesto por Larkin y Ovchinnikov (LO) [13], basado en la inestabilidad que experimenta el conjunto de vórtices en su movimiento en el seno de un superconductor una vez que estos superan cierta velocidad supercrítica v^* . Esta velocidad supercrítica está relacionada con el voltaje supercrítico V^* medido experimentalmente, correspondiente al voltaje máximo soportado por una muestra en el estado mixto antes del salto a un estado de resistividad normal. La descripción de la dinámica de vórtices propuesta por el modelo LO no tiene en cuenta los mecanismos de anclaje de vórtices ni efectos debidos al autocalentamiento por efecto Joule. Además, su validez se reduce a una región de temperaturas próximas a T_c y a bajos campos magnéticos.

El modelo de Bezuglyj y Shklovskij (BS) [14] extiende la descripción dada por el modelo LO al tener en cuenta los efectos térmicos debidos a la capacidad finita que tiene el sistema para eliminar eficazmente el calor generado por el movimiento de las cuasipartículas (electrones normales) a través del material. La propuesta de Milind N. Kunchur [15] para temperaturas lejos de T_c tiene en cuenta también efectos de origen térmico debido al movimiento de los vórtices, que dan lugar a un aumento de la temperatura electrónica, lo que a su vez crea más cuasipartículas en el interior de los vórtices. Un mayor número de cuasipartículas implica un aumento progresivo del radio de los vórtices a medida que aumenta la densidad de corriente aplicada, en contraposición a la imagen que ofrece el modelo LO, donde las cuasipartículas ganan energía suficiente como para escapar de los núcleos de los

vórtices dando lugar a una disminución de su radio. El efecto final en ambos modelos es el mismo, es decir, una disminución progresiva de la fricción que experimentan los vórtices en su movimiento en el seno del superconductor, que desemboca finalmente en la inestabilidad del sistema y la ruptura abrupta de la fase superconductor. Dado que es la corriente la que fuerza el movimiento de los vórtices, se trata de modelos en los que la magnitud causante de la inestabilidad es la densidad de corriente, y en los que la temperatura desempeña un papel menor de corrección. Recientemente, P. Bernstein *et al.* describe la dinámica de vórtices en la transición al estado normal sobre films de YBCO en base a un repentino aumento de la potencia disipada debido al desanclaje de vórtices [16-18].

Existe otro grupo de modelos donde los mecanismos responsables de la transición superconductor tienen su origen en efectos de carácter puramente térmico. En un superconductor de tipo II en el estado mixto, aparece disipación de energía en forma de calor debido al movimiento de vórtices. Si la muestra no es capaz de evacuar de forma eficaz el calor generado en su seno, se produce un aumento de temperatura que finalmente desencadena una avalancha térmica, alcanzándose la temperatura crítica T_c que hace que la muestra transite al estado normal. La mayor parte de estos modelos se basan en la propagación de puntos calientes o *hot spots*, originados por inhomogeneidades [19], por la existencia de regiones o dominios a diferentes temperaturas dentro de la muestra frente al paso de corriente, etc. Unos pocos tienen en cuenta el calentamiento uniforme de toda la muestra como precursor del salto al estado normal.

De entre todos estos modelos, cabe destacar el modelo de autocalentamiento publicado en la Ref. 20. Como ya se ha comentado, el movimiento de vórtices en los superconductores de tipo II en el estado mixto induce disipación de calor al baño por efecto Joule. Debido a la capacidad finita que tiene el medio circundante para disipar este calor, una vez superado cierto valor de corriente, se produce una ruptura del equilibrio térmico existente entre la muestra y el sustrato, de modo que el aumento de disipación que acompaña a un aumento de corriente genera un aumento de temperatura, que a su vez produce un aumento adicional de la disipación, por la fuerte dependencia de la resistencia con la temperatura. Esta realimentación puede producir eventualmente un punto de inestabilidad en el que el sistema transita al estado normal. Aunque el calentamiento se puede producir parcialmente mediante la utilización de pulsos de corriente muy cortos ($\lesssim 1 \mu\text{s}$) los efectos térmicos no son obviados debido al muy bajo tiempo de respuesta del film ($\lesssim 0.1 \mu\text{s}$).

1.4. Objetivos de este trabajo.

El estudio de la transición superconductor inducida por altas densidades de corriente, tanto desde un punto de vista teórico como experimental, ha ocupado buena parte del trabajo llevado a cabo en nuestro laboratorio en los últimos años. Este trabajo se inició con el estudio de muestras de YBCO fabricadas en nuestro laboratorio [21, 22], donde analizó con cierto detalle el salto al estado normal mediante un dispositivo de pulsos de corriente del orden de decenas de milisegundos. El siguiente paso fue el uso de rampas escalonadas de decenas de milisegundos de duración, conformadas por pulsos del orden del milisegundo, para el estudio de muestras de YBCO con el objetivo de minimizar los efectos térmicos [20, 23]. En este trabajo se propuso un modelo simplificado para describir la evolución térmica de las muestras con el objetivo de poner de manifiesto el papel que juega el calentamiento en la evolución de las curvas E-J. Posteriormente, aplicando un método similar de medida sobre micropuentes de YBCO, se estudiaron los efectos que la baja dimensionalidad térmica tienen sobre las corrientes críticas J_c y supercríticas J^* , donde la anchura de los micropuentes es menor que la longitud de difusión térmica [24, 25]. Utilizando cálculos mediante elementos finitos, pudo dar cuenta de la dependencia de J^* y E^* con la anchura de los micropuentes a través de un modelo puramente térmico, sin necesidad de invocar otro tipo de fenomenología como explicación del *quenching*.

En los últimos años, se puso a punto un dispositivo de medida que permitió explorar intervalos temporales de medida del orden de microsegundos así como de milisegundos [26] mediante el uso de pulsos aislados de corriente, en lugar de utilizar rampas escalonadas en las cuales, la corriente se aplica de forma continua hasta que la muestra transita. Este dispositivo permitió reducir aún más el tiempo que la corriente circula por un micropunto para poder así analizar en detalle si los efectos térmicos siguen siendo relevantes en la transición superconductor. A partir de herramientas numéricas basadas en elementos finitos, se pudo resolver la ecuación del calor dependiente del tiempo según un modelo de autocalentamiento [27] que ya había sido aplicado con éxito en trabajos precedentes llevados a cabo en nuestro laboratorio. A partir de estas simulaciones numéricas, se pudo reproducir de forma cualitativa el comportamiento de las curvas experimentales E-J, donde las divergencias entre los valores de J^* simulados y los valores experimentales oscilaron entre un 2% y un 8%. Estos resultados permitieron concluir que el autocalentamiento uniforme afecta a la transición superconductor cuando se aplican pulsos de corriente tan cortos como centenas de nanosegundos.

El presente trabajo de tesis es una extensión de los trabajos llevados a cabo en nuestro laboratorio al incorporar una nueva variable, como es el campo magnético, al estudio de la fenomenología asociada al transporte de altas densidades de corriente en capas delgadas superconductoras. La presencia de vórtices, como resultado de la aplicación de campos externos, modifica el comportamiento de las curvas E-J, precipitando la transición superconductoras para valores de J^* menores a medida que aumenta el campo. Estas curvas serán analizadas en el marco de un modelo basado en inestabilidades de vórtices [13] así como a través de un modelo basado en inestabilidades térmicas propuesto por J. Maza *et al.* [28, 29]. Este último modelo se sustenta en dos ideas fundamentales que son: la inevitable existencia de efectos de calentamiento en presencia de corriente eléctrica y la naturaleza no lineal de la resistencia eléctrica en los HTSC. El modelo térmico proporciona resultados analíticos para la corriente de salto J^* así como del correspondiente campo de salto E^* . Sin embargo, las ecuaciones no admiten una solución algebraica, por lo que deben ser tratadas numéricamente.

Mediante el desarrollo de un software de análisis ex profeso, testaremos la evolución de las curvas E-J en base a una ecuación dinámica para la temperatura en función del tiempo que nos permitirá determinar la temperatura a la cual, según este modelo, se encuentra el micropunto hasta T^* , que es la temperatura a la cual la muestra transita al estado normal. El modelo nos proporciona además un criterio de estabilidad térmica que permite calcular J^* , que es el observable que compararemos con el correspondiente experimental.



Capítulo 2

Síntesis, caracterización y preparación de muestras.

En este capítulo trataremos el proceso de fabricación de las capas delgadas superconductoras utilizadas en este trabajo, las técnicas de caracterización morfológica que permitirán evaluar la calidad de las mismas así como los procesos seguidos para la obtención de los micropuentes superconductores finales y su integración en el dispositivo experimental diseñado para poder medirlos.

2.1. Síntesis de capas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ mediante pulverización catódica DC.

Para las medidas llevadas a cabo en este trabajo se emplearon muestras consistentes en capas delgadas superconductoras de YBCO, crecidas sobre sustratos cristalinos de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ de SrTiO_3 (STO), cuyo parámetro de red es similar al del YBCO y por lo tanto facilita su crecimiento epitaxial. Para el crecimiento de estos films se ha recurrido a la técnica de pulverización catódica DC o *sputtering*, una de las más utilizadas en la fabricación de HTS de buena calidad. Esta técnica consiste en un bombardeo iónico que permite la deposición sobre un sustrato, del material blanco bombardeado. En la figura 2.1 se muestra una imagen de la cámara de deposición empleada para el crecimiento de capas delgadas de YBCO, diseñada íntegramente en el Laboratorio de Baixas Temperaturas e Supercondutividade (LBTS).



Figura 2.1. Cámara de deposición diseñada en el Laboratorio de Baixas Temperaturas e Superconductividade (LBTS).

Dicha cámara consta de un diodo inmerso en una atmósfera de oxígeno a baja presión formado por un ánodo y un cátodo sobre los que se aplica una elevada diferencia de potencial (~ 1000 V), generándose así un plasma de oxígeno. La intensidad del campo es elevada en las cercanías del cátodo, donde se aloja el material del blanco (YBCO), de forma que los iones positivos que conforman el plasma son fuertemente acelerados hacia el cátodo. La transferencia de momento entre los iones del plasma y los átomos de YBCO hace posible que algunos de estos adquieran energía suficiente como para abandonar la superficie del blanco, alcanzar el sustrato, situado a una distancia de unos 3 cm y adherirse a él. En el proceso de colisión, los iones neutralizan su carga y vuelven al plasma como átomos. Por este motivo suelen emplearse fuentes de corriente DC. Además de la erosión del blanco, en el proceso de colisión tiene lugar también la emisión de iones y electrones secundarios, radiación, etc. Parte de estos electrones secundarios se recombinan con los iones del plasma dando lugar a la emisión de luz. Los electrones secundarios contribuyen además a aumentar el grado de ionización del plasma, lo que provoca

que el bombardeo sea más intenso. Gran parte de la energía adquirida por los átomos de YBCO en colisiones con los iones del plasma se disipa en forma de calor, siendo necesario un circuito de refrigeración para evitar el sobrecalentamiento del cátodo.

La utilización de oxígeno como gas de descarga tiene una doble finalidad. Por un lado, evita que la pastilla cerámica que conforma el blanco pierda oxígeno y se vuelva aislante, dado que es el elemento más volátil de su composición. Además, el oxígeno es necesario para que la capa de YBCO que se va depositando sobre la superficie del sustrato mantenga una composición estequiométrica óptima similar a la del blanco.

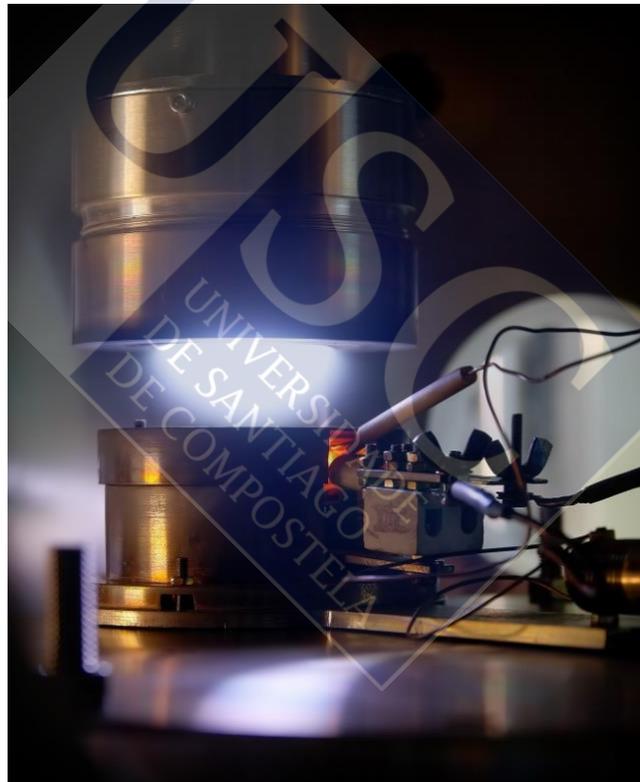


Figura 2.2. Proceso de pulverización catódica DC. El diodo superior aloja el material blanco. En la parte inferior se sitúa el sustrato sobre un circuito resistivo cuya temperatura se monitoriza a través de un termopar.

El crecimiento de capas de YBCO se realiza bajo una presión de oxígeno de 1.5 Torr, manteniendo el sustrato a una temperatura de 830 °C. Estas condiciones de presión y temperatura finales se alcanzan en una etapa previa de *presputtering*

de 40 min de duración, en la cual se aumentan de forma progresiva y simultánea el voltaje aplicado a los electrodos y la presión de oxígeno en el interior de la cámara, manteniendo el volumen del plasma constante en todo el proceso. Una vez alcanzadas las condiciones óptimas de deposición, se deja crecer una película de YBCO durante 2 horas. En la figura 2.2 se muestra una imagen del interior de la cámara en la fase de deposición por pulverización catódica DC.

Una vez finalizada esta etapa, se obtiene una capa delgada de YBCO del orden de 150 nm de espesor que presenta una estructura tetragonal no superconductora. En una tercera etapa, la muestra se somete a un proceso de oxigenación de 1 hora de duración a una temperatura sostenida de 600 °C y a una presión de oxígeno de 500 Torr. De esta forma, se consigue un dopado óptimo de oxígeno que modifica la estructura de la capa de YBCO, pasando a ser ortorrómbica y por lo tanto superconductora.

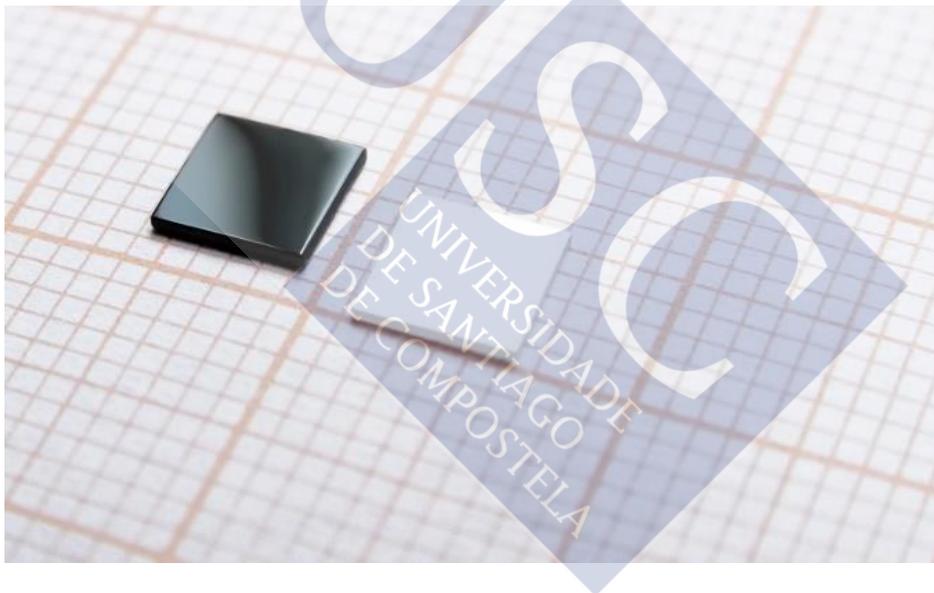


Figura 2.3. Imagen de un film de YBCO de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ de superficie junto a un sustrato de STO.

Finalizado el proceso de oxigenación y una vez que la temperatura del film se ha igualado a la del ambiente, se extrae de la cámara y se hace un primer chequeo a ojo descubierto para comprobar la uniformidad de la deposición en toda el área de la muestra y que ésta presenta un aspecto espejado en toda su superficie bajo la incidencia de una fuente de luz. Esta primera inspección permite descartar films que presenten irregularidades observables originadas en la fase de deposición. En la figura 2.3 se muestra el aspecto final que presenta una capa de YBCO de un espesor medio de 150 nm, crecida sobre un sustrato de STO.

2.2. Caracterización morfológica mediante Microscopía de Fuerza Atómica.

La Microscopía de Fuerza Atómica (AFM) es una técnica de caracterización que se vale de una sonda puntiaguda para barrer la superficie de una muestra y obtener información tanto morfológica como estructural en la escala nanométrica y micrométrica. En nuestro caso particular, el AFM nos ha permitido obtener información acerca de la morfología de la superficie de las capas de YBCO crecidas así como las dimensiones de los micropuentes utilizados en nuestras medidas. Para ello, hemos utilizado un microscopio de la marca Digital Instruments (Santa Barbara, USA) NanoScope E, como el que se muestra en la figura 2.4. El equipo AFM consta del microscopio de barrido por sonda (figura 2.5) capaz de escanear área máxima de $100 \times 100 \mu\text{m}$, una unidad controladora y un ordenador con dos monitores de control.



Figura 2.4. Imagen del microscopio de fuerza atómica Digital Instruments Nanoscope E. A la derecha, sobre un soporte antivibraciones, se sitúa la unidad de medida LFM-3/239. Sobre la mesa se sitúan los monitores y la unidad de control. Sobre esta, se sitúa la fuente de alimentación del visor óptico para el visionado de imágenes en tiempo real y operación de la punta del escáner.

El principio de funcionamiento del AFM se basa en la utilización de una punta de dimensiones nanoscópicas, situada en el extremo de una estructura flexible denominada cantiléver, compuesta de Si_3N_4 , con una constante elástica entre 0.18 y 0.58 Nm^{-1} . Nuestro microscopio AFM opera en modo contacto, de forma que la punta barre la superficie de la muestra aplicando una fuerza constante y manteniendo un contacto físico con la muestra en todo momento. Un haz láser incide sobre el dorso especular del cantiléver, donde se refleja hacia un fotodetector sensible a la posición. La fuerza de contacto, del orden de decenas de nanonewton, hace que el cantiléver se flexione, adaptándose a la topografía de la muestra, lo que se traduce en un cambio en la posición de incidencia del láser en el fotodetector. Esto origina una respuesta mecánica en el piezoeléctrico que desplaza verticalmente la muestra a fin de que el haz vuelva a incidir en el centro del fotodetector.

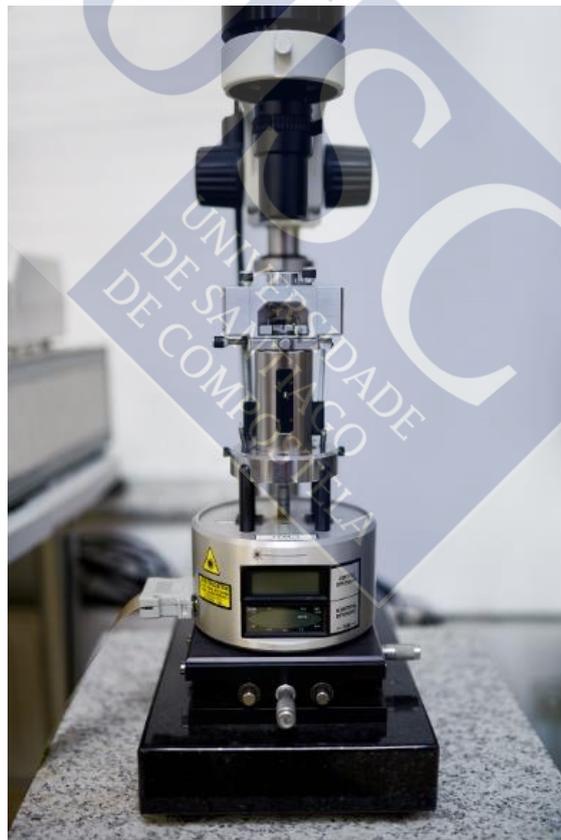


Figura 2.5. Detalle de la unidad de medida LFM-3/239 del microscopio AFM. De abajo hacia arriba, sobre la base granítica antivibraciones se coloca una mesa X-Y sobre la que se apoya la unidad de desplazamiento horizontal y vertical del láser, cuya señal se visualiza a través de dos pantallas. Sobre esta unidad se sitúa el cilindro piezoeléctrico, fijado al cabezal mediante un par de muelles. El cabezal integra el sistema óptico del láser y el soporte del cantilever. Sobre este conjunto se sitúa un visor óptico con cámara CCD para la operación de la punta del escáner.

El dispositivo óptico puede detectar movimientos verticales de la punta del cantiléver con una resolución del orden de Å. Los valores de voltaje aplicados al cantiléver para hacer estas correcciones son usados para reconstruir una imagen 3D de la superficie de la muestra.

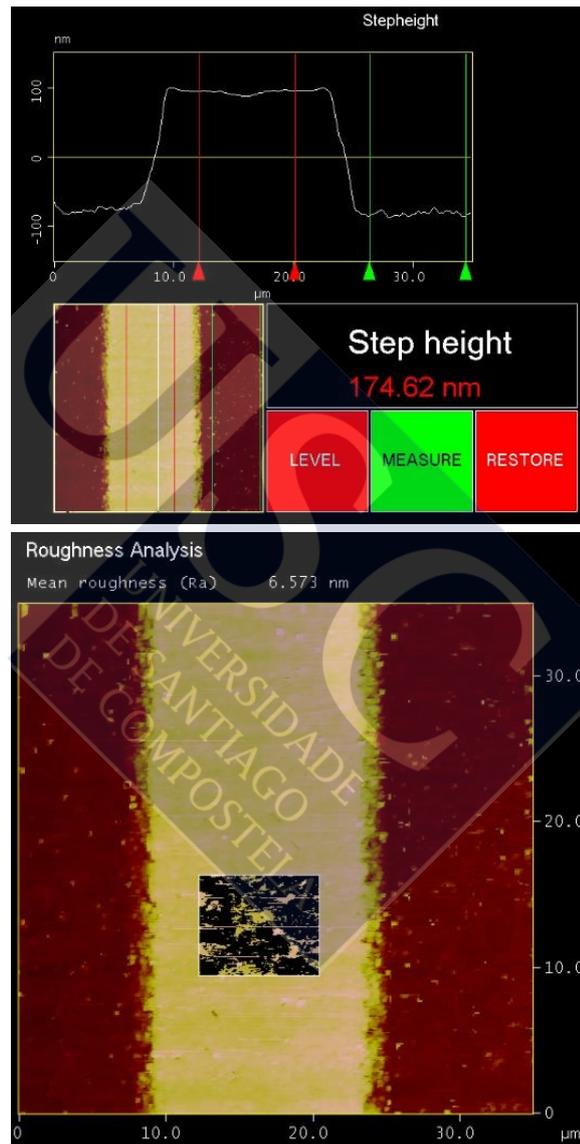


Figura 2.6. En la imagen superior se muestra una imagen del perfil de AFM de un micropunte con el dato de altura promedio medio. En la imagen inferior se muestra un análisis de la rugosidad superficial de una selección cuadrada arbitraria dentro del mismo micropunte.

En la imagen superior de la figura 2.6 se puede ver un ejemplo del análisis del perfil de una muestra mediante AFM que permite determinar la altura de un

micropunte. De la diferencia entre los valores promedio contenidos entre las barras verticales rojas y verdes se extrae un valor de altura del orden de 175 nm. En la imagen inferior de la figura 2.6 se muestran el resultado de un análisis de rugosidad correspondiente a una porción cuadrada de $10.2 \mu\text{m}^2$ de área seleccionada arbitrariamente sobre la parte central del micropunte. La rugosidad media es de 6.6 nm, muy próxima a los valores medidos en trabajos llevados a cabo en nuestro laboratorio [26], así como del mismo orden de los valores encontrados por otros autores en YBCO crecido sobre STO [30] o sobre zafiro [31].

2.3. Impresión de circuitos mediante Fotolitografía.

Una vez que se han crecido los films de YBCO y se ha comprobado su homogeneidad superficial mediante AFM, se procede al grabado de los circuitos que serán utilizados posteriormente en los experimentos de transporte de corriente mediante fotolitografía óptica [32, 33]. El patrón impreso elegido para nuestro estudio se muestra en la figura 2.7, donde se distinguen una serie de micropuentes de diferentes longitudes y cuyas anchuras son diez veces menores.

En esencia, la técnica de fotolitografiado es análoga al proceso de revelado químico utilizado en fotografía. En un primer paso, se deposita una gota de resina positiva Shipley Microposit S1400-37 sobre la muestra con la ayuda de una pipeta regulada a $1.5 \mu\text{l}$ y se centrifuga a 5900 r.p.m. durante 40 segundos. Si la distribución de la resina sobre la superficie del film es homogénea (ausencia de burbujas de aire), se endurece la resina calentando la muestra en un horno a una temperatura de $90 \text{ }^\circ\text{C}$ durante 60 segundos. En caso contrario, se elimina la resina con acetona, se seca con aire comprimido y se iniciaría de nuevo el proceso. Una vez que la muestra recupera la temperatura ambiente, se sitúa en el banco de litografiado, donde se alinea la máscara sobre la muestra.

La máscara (una placa de vidrio con un patrón impreso en una de sus caras) se aproxima con precisión sobre la muestra mediante el uso de una lupa Leica S6D hasta establecer un contacto físico entre la cara de la máscara patroneada y la resina. De esta forma, se consigue una buena definición en los bordes del patrón al eliminar las posibles sombras que se puedan proyectar sobre la muestra al ser iluminada. A continuación, se ilumina el conjunto durante 35 segundos bajo una lámpara ultravioleta (KarlSuss IN470 con lámpara de

Xenón). Las partes de la resina expuestas a la luz cambian sus características químicas de forma que las hace más solubles frente a la acción de un líquido revelador. Las zonas iluminadas son eliminadas entonces mediante la inmersión de la muestra en una solución reveladora durante unos 45 s, agitándola constantemente, y a continuación se sumerge en agua destilada para detener la acción del revelador.

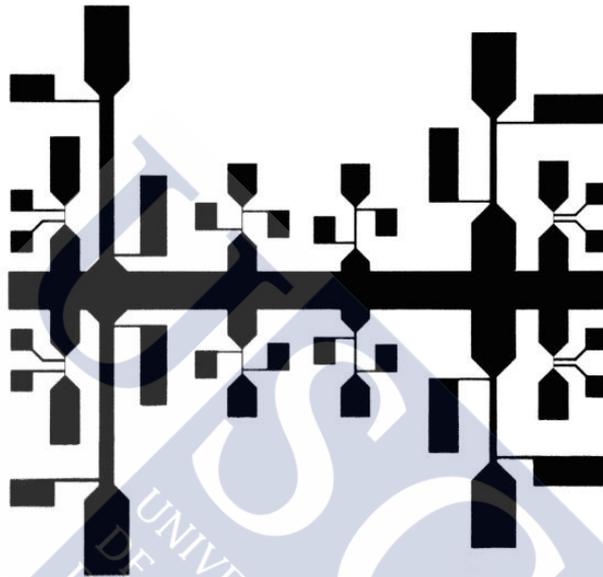


Figura 2.7. Conjunto de micropuentes de anchuras comprendidas entre 100 y 5 μm usados en nuestros experimentos. El diseño es simétrico respecto al eje horizontal de la figura, que sirve de contacto de corriente común tanto para los micropuentes superiores como para los inferiores. Cada micropunto individual consta de dos contactos de corriente y dos contactos de voltaje de menor superficie en los bordes del micropunto.

A continuación se seca la muestra con un flujo bajo de aire y se comprueba bajo la lupa que el patrón revelado ha quedado perfectamente definido. Hasta aquí, el proceso de litografiado es reversible, de forma que se puede eliminar toda la resina mediante un baño de acetona e iniciar de nuevo todos los pasos seguidos previamente. Si no ha habido ninguna incidencia hasta este punto, se procede al grabado químico del circuito mediante la inmersión de la muestra en una disolución acuosa (5% en volumen) de H_3PO_4 al 1% durante no más de 3 s, para aclararla a continuación en agua destilada y detener el ataque químico. El ácido elimina el YBCO no protegido por la resina, grabando el circuito de la máscara.

La resina que aun protege el YBCO así como otros residuos generados en el proceso de litografía se elimina con sendos baños en acetona y en etanol. Una vez

que se ha limpiado la muestra con aire seco comprimido, queda desprotegida frente a la acción de ácidos, agua o frente a las condiciones de humedad ambientales, de forma que para su conservación ha de almacenarse en un ambiente seco.



Figura 2.8. Imagen de microscopía óptica correspondiente a un micropuente de 20 μm de ancho.

En la figura 2.8 se muestra una imagen en falso color de microscopía óptica 10x, donde aprecia un micropuente de 20 μm de anchura unido a los contactos de corriente y de voltaje, grabados mediante fotolitografía. Los bordes se observan ligeramente redondeados pero todo el circuito aparece perfectamente definido, sin imperfecciones estructurales aparentes. El área del sustrato (superficie blanca) aparece ligeramente manchada con restos de estructuras puntuales aisladas de YBCO que no han sido eliminadas por el ácido, así como restos del proceso de limpieza y artefactos generados por el sistema óptico.

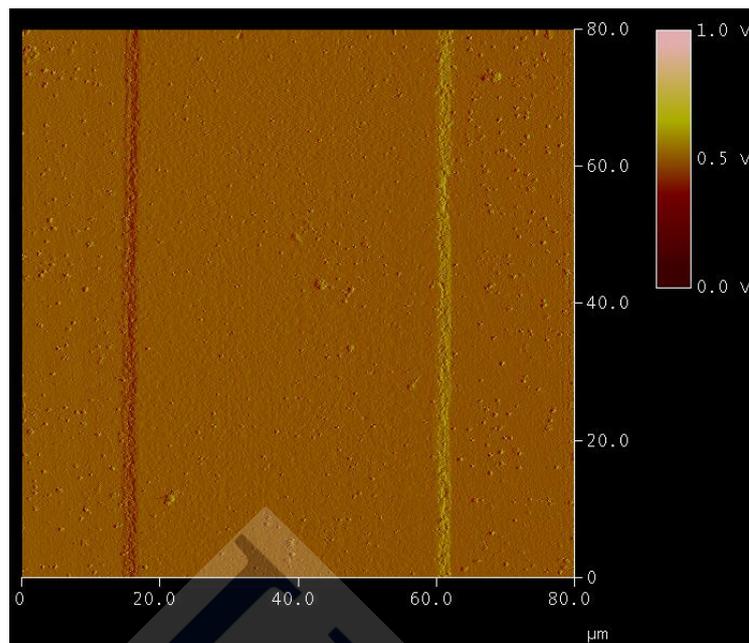


Figura 2.9. Imagen de AFM de un tramo de un micropuente de YBCO, donde destacan la rectitud y buena definición de los bordes.

La figura 2.9 muestra la imagen de un escaneado de AFM sobre un área de $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ donde se distingue un micropuente de YBCO de unos $45 \mu\text{m}$ de ancho y 170 nm de altura. Pese a ser un recorte de una zona arbitraria del micropuente, es una imagen representativa del nivel de definición que se alcanza en los bordes de los circuitos en cualquier región del área total fotolitografiada.

2.4. Aplicación de contactos eléctricos.

Una vez litografiadas con éxito las muestras, se les aplica una capa de oro con el fin de facilitar el proceso de soldadura de los hilos conductores sobre los contactos de corriente y de voltaje, así como una reducción de la resistencia eléctrica de contacto de las soldaduras. Para la deposición de oro en los contactos se sigue un proceso análogo al descrito en la sección anterior, es decir, se deposita una capa de resina sobre la muestra, se fija en el horno y a continuación se alinea la máscara de contactos de la figura 2.10 sobre el patrón litografiado de la muestra.

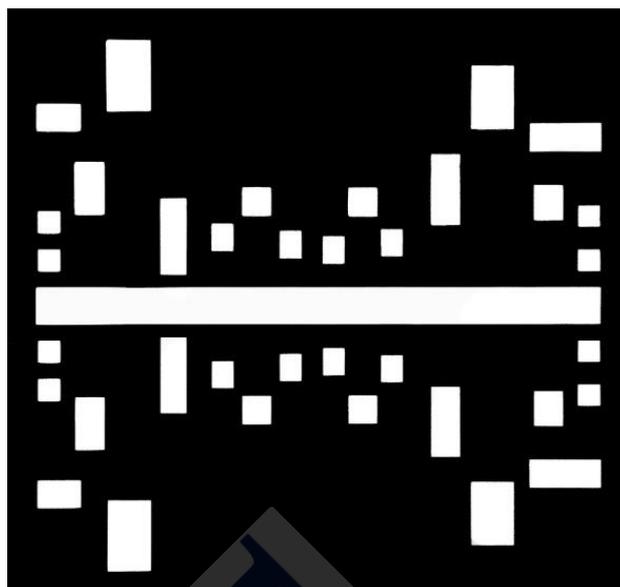


Figura 2.10. Máscara de contactos correspondiente al diseño de la figura 2.7. Las zonas en blanco coinciden con los contactos y permiten el paso de luz.

Esta máscara se corresponde con la máscara de la figura 2.7 utilizada en la fotolitografía. La máscara cubre toda la muestra a excepción de los contactos, de forma que, una vez iluminada con la lámpara ultravioleta, se elimina la resina de los contactos en el proceso de revelado. A continuación se hace la deposición de una capa de oro de 150 nm de espesor en un evaporador BAE 250 de la marca Balzers. Un baño en acetona elimina la capa de oro depositada sobre la resina que protege la muestra, permaneciendo fijada solo la capa de oro sobre los contactos. La muestra se fija a continuación en la parte central de un portamuestras de cobre mediante barniz IMI 7031. Este portamuestras, fabricado mediante fotolitografía, consta de un agujero circular en su parte central, donde se aloja la muestra, en torno al cual se disponen un conjunto de patillas de cobre.

Para el proceso de fabricación del portamuestras se parte del diseño e impresión en acetato de una máscara adecuada. Esta se coloca sobre una placa de circuitos impresos y se ilumina el conjunto con luz ultravioleta durante 2 minutos. A continuación, se introduce la placa en una solución reveladora de 12 g de NaOH diluidos en 800 ml de agua destilada hasta que el diseño de la máscara se ve perfectamente definido. Por último, se ataca la superficie de cobre de la placa que ha sido expuesta a la luz ultravioleta sumergiéndola en una solución compuesta en un 40 % de H_2O_2 y un 60 % de aguafuerte.



Figura 2.11. Imagen del microsoldador por ultrasonidos Kulicke & Soffa 4523.

Desde los contactos de los micropuentes se sueldan hilos hacia las patillas de cobre del portamuestras. Antes de proceder, es importante que las superficies sobre las que se suelda estén limpias de restos de líquidos de los procesos de litografía o de capas de óxido que dificulten la fijación de los hilos. En las soldaduras se emplea hilo de aluminio con un 1 % de Si, de 25 μm de diámetro, mediante un microsoldador por ultrasonidos Kulicke & Soffa 4523 ManualWire Bonder como el mostrado en la figura 2.11. Se sueldan del orden de tres hilos por cada unión eléctrica a fin de evitar cortes en el circuito debido al desprendimiento de hilos tanto en la manipulación del portamuestras como debido a procesos de dilatación y contracción térmicos. En la base de las soldaduras hechas en las patillas de cobre se añade una gota de pasta de plata conductora a fin de mejorar la resistencia mecánica de las soldaduras y aumentar el área de contacto eléctrico con el cobre. Adicionalmente, cuando se extienden hilos a largas distancias o el diseño de los contactos exige establecer puentes de hilos entre los contactos y las patillas de cobre, se aplica una gota de pasta de plata en la base de la soldadura de los contactos de cada micropunto a fin de evitar cortocircuitos por el desprendimiento de hilos.

Para ello se utiliza el propio hilo a modo de pincel para depositar manualmente una gota en cada contacto con la ayuda de una lupa.

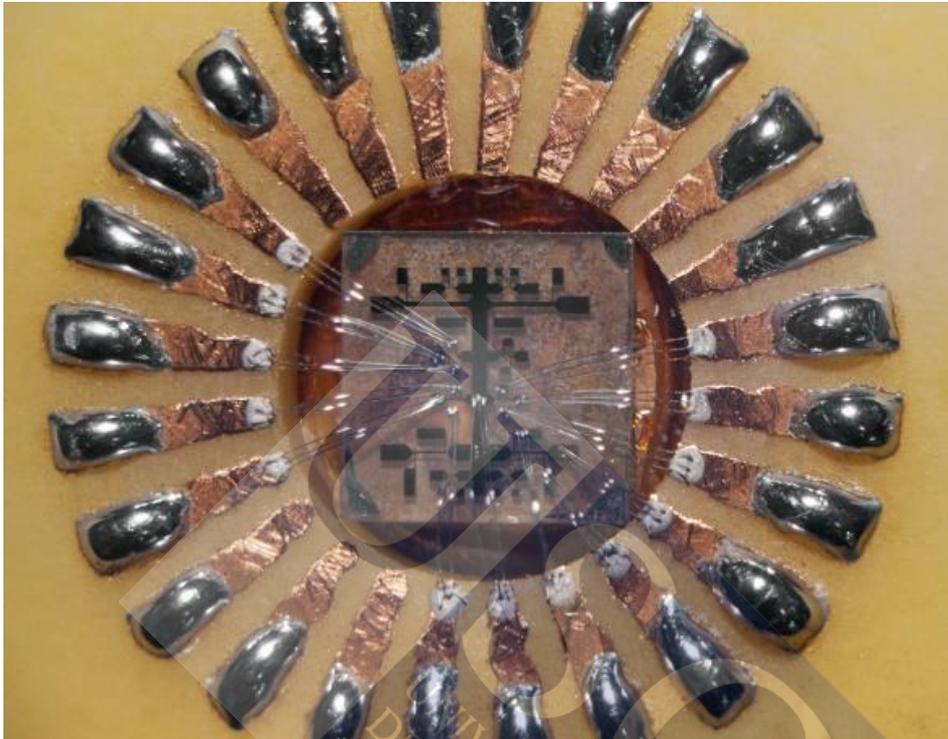


Figura 2.12. Detalle de las microsoldaduras aplicadas sobre los micropuentes de un film de YBCO. La iluminación de la imagen no permite apreciar la capa de oro depositada sobre los contactos de los micropuentes. Los puntos de soldadura de las patillas de cobre del portamuestras llevan aplicados una gota de pasta de plata. A los puntos de estaño de los extremos de las patillas del portamuestras se sueldan cables (no incluidos en la imagen) que conectan con el resto del circuito de medida.

En la figura 2.12 se muestra con cierto detalle un film de YBCO patroneado con contactos de oro, sobre el que se han tendido hilos desde los contactos de algunos micropuentes hasta las patillas de cobre del portamuestras. Las microsoldaduras de los hilos se realizan por presión de una punta de carburo de wolframio mientras se aplican ultrasonidos. Los parámetros configurables en el microsoldador atendiendo al tipo de superficie sobre la que se suelda y el tipo de hilo empleado son: la potencia de ultrasonidos (power), el tiempo de soldadura (time) y la fuerza que ejerce la punta en la soldadura (force). Los parámetros óptimos elegidos para las soldaduras en oro y en cobre se recogen en la tabla 2.1.

Tabla 2.1 Parámetros elegidos para las microsoldaduras con el KS 4523 Wire Bonder. Los valores están dentro de una escala del 0 al 10.

Superficie	Power	Time	Force
Oro	3.5	5	3
Cobre	6.0	3	2

Finalmente, en el extremo exterior de cada una de las patillas de cobre (parte estañada de la figura 2.12) se sueldan cables trenzados de cobre que conectarán eléctricamente los contactos de corriente y de voltaje de los micropuentes con el resto del dispositivo experimental de medida.





Capítulo 3

Dispositivos de Medida.

En este tercer capítulo se describe el dispositivo experimental utilizado para las medidas llevadas a cabo en este trabajo. El montaje experimental está integrado por un criostato de flujo continuo, un portamuestras cableado para transmitir pulsos eléctricos y hacer lecturas de temperatura, una fuente de alimentación, multímetros, un amplificador y un osciloscopio.

3.1. Criostato de flujo continuo y electroimán.

El criostato es un dispositivo contenedor que permite hacer descender la temperatura de las muestras por debajo de la transición superconductora (~ 90 K para el YBCO) donde se llevan a cabo los experimentos. Para ello, se utiliza un criostato de flujo continuo Spectrostat CF de la marca Oxford Instruments. En la figura 3.1 se muestra un esquema de los distintos componentes del criostato. La capa más interna del criostato está constituida por un compartimento cilíndrico recubierto por una pantalla resistente a la radiación térmica, en cuyo interior se aloja la muestra. Este compartimento está rodeado por una cámara donde se hace un alto vacío ($\sim 10^{-6}$ Torr) a través de la válvula de vacío intermedio situada en la parte superior del criostato conectada con una bomba Varian TV250 CART. Esta cámara proporciona un eficaz aislamiento frente a intercambios térmicos de tipo convectivo. La parte inferior de la cámara donde se ubica la muestra está rodeada por un intercambiador de calor. A este se hace llegar un flujo continuo de Helio líquido, que permite hacer descensos de temperatura. Esta temperatura se equilibra a través de un calentador controlado a través de una entrada eléctrica situada en la parte superior del criostato. La temperatura de la muestra se monitoriza a través de un termómetro Cernox 983 situado en el intercambiador de calor. Mediante una bomba Pfeiffer DUO 2.5 C se extrae el aire atmosférico del interior de la cámara que contiene la muestra para evitar que este condense al bajar la temperatura y dañe la muestra. La muestra se encuentra inmersa en una atmósfera de helio gas, que se introduce al compartimento a través de la válvula de intercambio de gas situada también en la parte superior del criostato. El Helio actúa como gas de intercambio térmico y previene la condensación del aire atmosférico que pudiese estar presente en el interior de la cámara y que resulta dañino para la muestra.

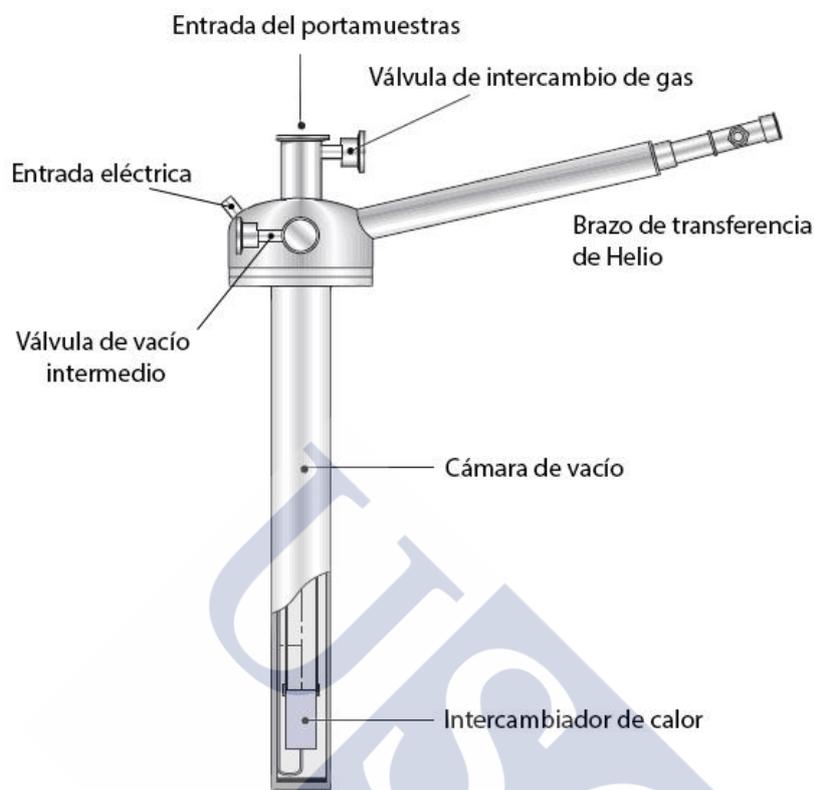


Figura 3.1. Esquema lateral del criostato Spectrostat CF.

En la figura 3.2 se muestra un esquema del montaje completo del criostato de flujo continuo. El Helio líquido es transportado hacia el criostato desde un depósito externo a través de un tubo de transferencia térmicamente aislada. El Helio desciende por el tubo del criostato hasta el intercambiador de calor y retorna de nuevo por el tubo hasta una bomba de diafragma conectada a un medidor-controlador de flujo. El caudal de Helio que se hace pasar a través del tubo de transferencia se controla manualmente mediante el medidor-controlador de flujo, regulado en 0.5 lh^{-1} , y a través de una válvula de aguja de regulación automática situada en un extremo del tubo de transferencia. Esta válvula, junto con el termómetro y el calentador situados en el intercambiador de calor del criostato, se regulan electrónicamente a través de un controlador temperatura ITC-503S de la marca Oxford Instruments, que está conectado a un ordenador a través de un puerto rs-232. El controlador ITC permite modificar y estabilizar los valores de temperatura de la muestra de forma automática con una precisión de décimas de Kelvin, utilizando para ello un algoritmo de PID. Los valores elegidos para las

derivadas térmicas son de $P = 4$, $I = 1$ y $D = 0.5$. Para la estabilización de la temperatura se han tomado los valores de $P = 10$, $I = 2$ y $D = 0$.

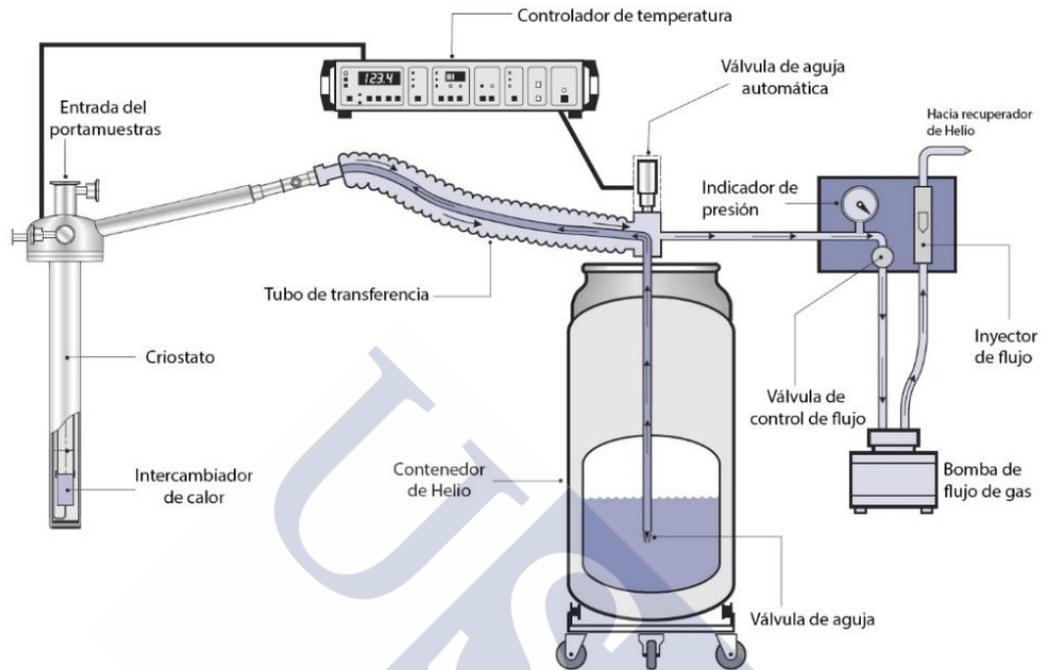


Figura 3.2. Esquema completo del sistema de regulación de temperatura.

El criostato se sitúa entre los polos cilíndricos de un electroimán, cuyo eje pasa por el intercambiador de calor donde se aloja la muestra. Las bobinas del electroimán están alimentadas por una fuente de potencia KSM Brookmans PK Herts. En la figura 3.3 se muestra una imagen del criostato situado entre las bobinas del electroimán. Éstas están soportadas por un doble yugo de hierro formando un ángulo de 45° con el plano horizontal, que confiere mayor rigidez al conjunto y minimiza en campo magnético en el exterior. Toda la estructura se asienta sobre una base cuadrada de vigas de madera.

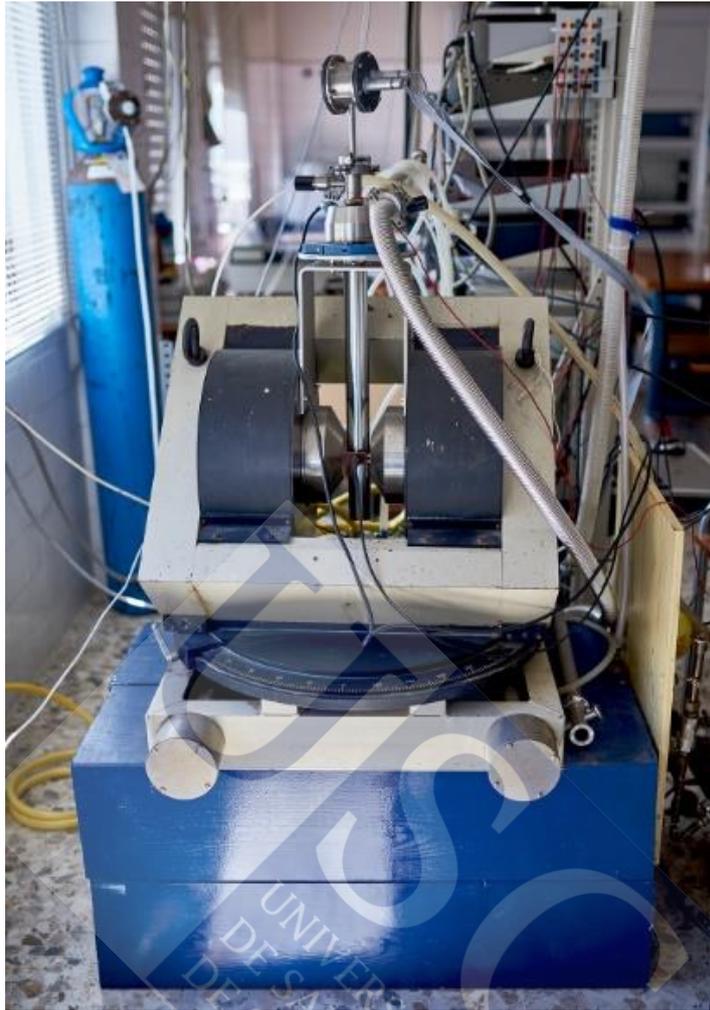


Figura 3.3. Imagen de la estructura de doble yugo que soporta las bobinas del electroimán, entre cuyos polos se sitúa el criostato.

El circuito de refrigeración de las bobinas mediante agua les permite soportar valores de corriente de hasta 20 A, lo cual se traduce en intensidades de campo magnético máximas del orden de 1 T. El campo magnético se mide con un magnetómetro Oxford Hall Effect Magnetometer 5200, cuya sonda se sitúa en el exterior del criostato en la zona de la muestra.

3.2. Portamuestras de medida.

El portamuestras de medida es un vástago de acero inoxidable que permite llevar la muestra hasta el intercambiador de calor donde será medida (figura 3.4). En uno de sus extremos posee una placa de cobre plana, en una de cuyas caras se fija el portamuestras intermedio de cobre, mientras que en la otra cara de la placa se coloca un termómetro Pt-100 para monitorizar la temperatura de la muestra. Tanto el portamuestras intermedio como el termómetro se adhieren a la placa mediante grasa térmica Apiezon N.



Figura 3.4. Imagen del portamuestras de medida. En el extremo derecho se sitúa el portamuestras intermedio y en la parte izquierda el cabezal de contactos BNC.

A continuación de la placa de cobre existe una estructura de plástico a lo largo de la cual se distribuyen una serie de contactos eléctricos donde se sueldan los cables del termómetro junto con los cables procedentes del portamuestras intermedio. En estos puntos de soldadura se utiliza metal de Wood, cuyo bajo punto de fusión (~ 70 K) respecto al del estaño, permite alargar la vida útil de la estructura de plástico. En la figura 3.5 se muestran imágenes de la placa de cobre sobre la que se monta el portamuestras intermedio, así como el sistema de cableado que va soldado sobre la estructura de plástico unida al vástago.



Figura 3.5. Imagen derecha: detalle del portamuestras intermedio pegado con grasa Apiezon N sobre la placa de cobre del portamuestras de medida. Por la parte posterior de la placa se pega el termómetro Pt-100. Imagen izquierda: imagen del cableado procedente del portamuestras intermedio que se suelda a los contactos situados a ambos lados de la estructura plástica

El tubo del vástago central, de 45 cm de largo, posee un anillo para cerrar herméticamente el criostato. En su interior aloja los cables que van desde el conector de contactos hasta un cabezal cilíndrico situado en el otro extremo, cerrado de forma estanca mediante dos tapas de PVC atornilladas a la estructura metálica del cabezal. En una de las tapas del cabezal se sitúan dos conectores BNC a los que se sueldan los cables del conector de contactos.

3.3. Circuito eléctrico de medida.

Una vez que se ha montado la muestra en el portamuestras de medida como se ha descrito en el apartado anterior, se conecta a diferentes circuitos externos en función del régimen disipativo en el que se lleven a cabo las medidas.

3.3.1. Medidas de resistividad vs temperatura.

Para hacer medidas de resistividad en función de la temperatura, se hace descender la temperatura de la muestra de forma progresiva desde la temperatura ambiente hasta un valor varios grados por debajo de la transición superconductora. Para monitorizar la temperatura de la muestra se utiliza el controlador de temperatura ITC 503, configurado para hacer una deriva de la temperatura suave de forma controlada. El circuito de medida de la temperatura consta de un termómetro Pt-100 conectado en serie con una resistencia de prueba y ambos conectados a una fuente de corriente HP-6205C. Mediante un multímetro con escáner HP-3457A se mide el voltaje que cae entre los extremos de la resistencia de prueba y el voltaje del Pt-100. De la primera medida se obtiene la intensidad de corriente que circula por el termómetro, que junto con el valor de voltaje medido en el termómetro, permite calcular la resistencia de éste en todo momento. La resistencia del termómetro varía de forma lineal con la temperatura, de forma que, una vez calibrado convenientemente, permite conocer la temperatura a la que se encuentra la muestra.

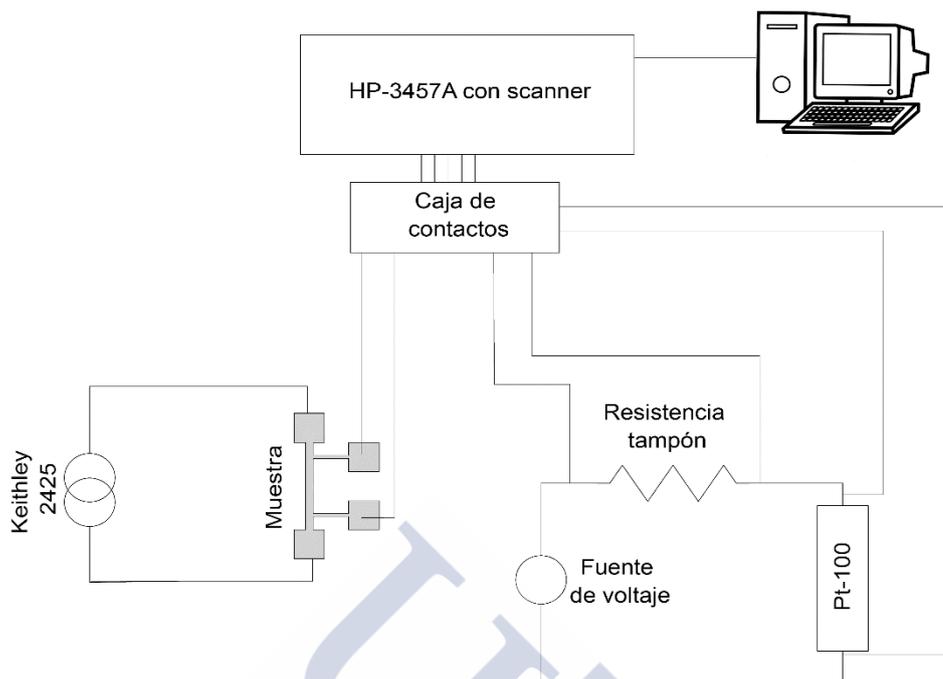


Figura 3.6. Circuito de medida de la resistividad frente a la temperatura. El circuito de la izquierda mide la resistividad en la muestra utilizando el método de los 4 hilos mientras que el circuito de la derecha mide la temperatura de la muestra.

Para medir la resistividad de la muestra se utiliza el método de los 4 hilos. En la figura 3.6 se muestra un esquema de los dispositivos utilizados para la medida de la resistividad junto con un esquema del circuito utilizado para monitorizar la temperatura. Una fuente de alimentación Keithley 2425 suministra la corriente que circula por los micropuentes de la muestra, mientras que el voltaje que cae entre los extremos de cada uno de ellos se mide mediante el multímetro HP-3457A. Tanto el multímetro HP como la fuente de corriente Keithley están conectadas mediante puertos GPIB a una tarjeta PCI Agilent 4522 insertada en un slot de expansión de un ordenador a través del cual se controlan ambos dispositivos, además de leer los voltajes que mide el multímetro HP-3457A. Todas las medidas se automatizan a través del ordenador mediante un entorno gráfico programado en Labview.

3.3.2. Medidas de curvas E-J con nanovoltímetro.

La determinación de la densidad de corriente crítica de una muestra requiere el uso de dispositivos que permitan medir valores de voltaje tan bajos como sea posible. Para ello, en nuestros experimentos usaremos un nanovoltímetro HP-34420A, configurado para medir a 10 NPLC, donde 1 NPLC = 20 ms. La resolución en la medida del campo eléctrico para un micropuente de 200 μm de largo es del orden de $0.05 \mu\text{Vcm}^{-1}$. Teniendo en cuenta que este valor disminuye debido al ruido experimental, se puede fijar un criterio para el mínimo valor del campo eléctrico mensurable un orden de magnitud por encima de este valor, es decir, $E \sim 0.1 \mu\text{Vcm}^{-1}$. Una fuente Keithley 2425 suministra corriente continua de baja intensidad, de forma que se pueden hacer medidas de larga duración para minimizar el ruido de las señales, siempre que los valores de voltaje medidos se mantengan por debajo de cierto umbral ($\sim 1 \text{ mV}$) para evitar que el progresivo calentamiento de la muestra puedan conducir a su temprana destrucción. Cada punto de las curvas E-J es el resultado de efectuar la semidiferencia de dos medidas de corriente de igual magnitud pero de sentidos opuestos. De esta forma se consiguen minimizar los efectos termoeléctricos, que son notables cuando las señales son muy bajas. La medida de curvas E-J se controla mediante ordenador, que se comunica con el voltímetro y la fuente de alimentación a través de una tarjeta controladora GPIB Agilent.

3.3.3. Medidas de curvas E-J con sistema de pulsos.

Extender las medidas de curvas E-J hasta conseguir que la muestra transite al estado normal implica la inyección de altas densidades de corriente en los micropuentes. En este régimen de corrientes, los efectos térmicos se vuelven cada vez más relevantes, por lo que es importante tener en cuenta este aspecto a la hora de diseñar nuestro dispositivo de medida.

Por un lado, los efectos térmicos, derivados de la aplicación de altas densidades de corriente, no permiten asegurar que las teorías sustentadas en la dinámica de vórtices en torno a J^* den cuenta por si mismas del salto al estado normal observado experimentalmente. Por lo tanto, es necesario minimizar la aparición de tales efectos mediante el uso de dispositivos que permitan hacer medidas de muy corta duración. Por otro lado, en ese rango temporal de medidas, es importante conocer la evolución de las señales de corriente y de voltaje para obtener información del comportamiento térmico de la muestra en todo momento. Variaciones en las señales

de voltaje a altas densidades de corriente serán signos claros de calentamiento en la muestra, que tendrá su reflejo en la evolución de las curvas E-J en la región de salto. Esto permitirá interpretar el *quenching* en base a una teoría que capaz de describir la evolución de las curvas E-J entre J_c y J^* a partir de hipótesis de carácter geométrico y térmico.

En la figura 3.7 se muestra un esquema del circuito para llevar a cabo estas medidas. Una fuente de intensidad Keithley 2425 suministra corriente a la muestra en forma de pulsos de 1 ms de duración. La corriente real que circula por el micropuente se determina a partir de la medida de voltaje que cae entre los extremos de una resistencia conocida conectada en serie con la muestra. Para esta medida se utiliza un osciloscopio TDS 2004B que posee una velocidad de muestreo de 10^6 muestras/s con una resolución de 8 bits, de forma que la resolución que se puede alcanzar en su rango de medida de voltaje más bajo (± 5 mV) es de $0.2 \text{ V}/2^8 \approx 150 \mu\text{V}$.

Para la medida del voltaje que cae entre los terminales del micropuente se emplea una tarjeta digitalizadora de alta velocidad National Instruments PCI-5122. Su velocidad de muestreo es de 2×10^8 muestras/s, es decir, mide una muestra cada 5 ns, con una resolución de 14 bits, por lo que en su rango de voltaje más bajo (± 200 mV) ofrecerá una resolución teórica de $0.2 \text{ V}/2^{14} \approx 12 \mu\text{V}$. Este nivel de resolución se reduce significativamente debido a las soldaduras presentes en el circuito, a la calidad de las conexiones, etc. Para mitigar estos efectos se utiliza un preamplificador SRS SR-560 que se encarga de restar las dos señales que proviene de los contactos de voltaje y amplificar la señal resultante con una ganancia de $\times 10$, de forma que la resolución de la señal experimental se mantiene en el rango de μV .

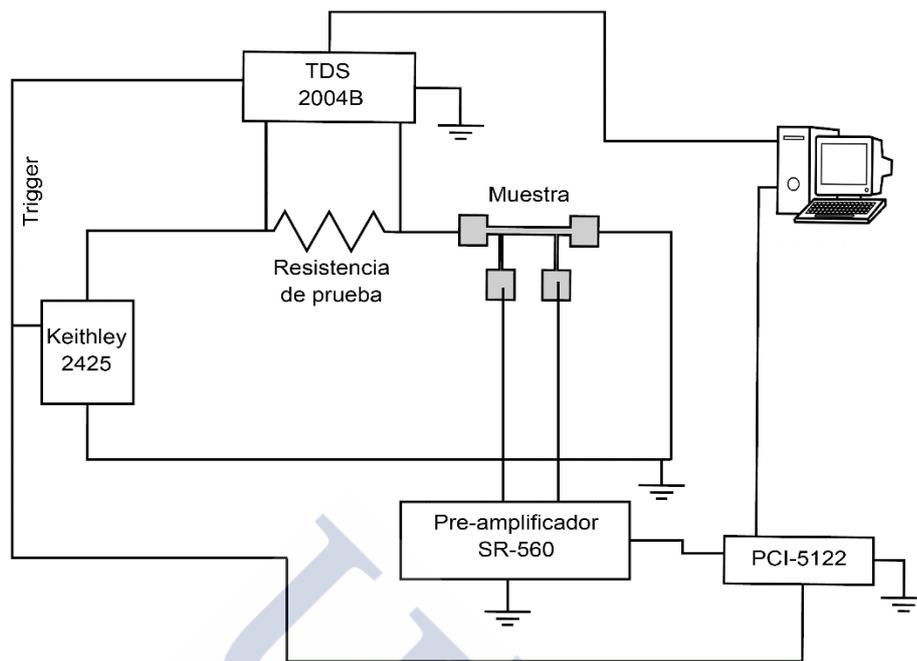


Figura 3.7. Circuito para las medidas realizadas en el rango de milisegundos.

Para la obtención de una curva E-J, la fuente se programa para que suministre un determinado número de pulsos de intensidad creciente entre un valor inicial y un valor final de corriente o de voltaje, dependiendo del modo de operación de la fuente (modo corriente o modo voltaje). Los pulsos de corriente se aplican cada 2 s para garantizar que la temperatura al inicio de cada nuevo pulso se corresponda con la del baño. La fuente de alimentación genera además un pulso breve de -5 V y 10 μ s de duración que sincroniza la medida simultánea de la señal del osciloscopio y de la tarjeta digitalizadora. La fuente es capaz de suministrar pulsos de corriente de amplitud constante con una potencia máxima de operación de 110 W, que sobrepasa el valor de potencia generado por la muestra en el momento del salto, de forma que es necesario programar un voltaje (o una corriente) límite en la fuente para prevenir la destrucción de la muestra por sobrecalentamiento. Esta medida no evita que la muestra transite al estado normal antes de que se haya alcanzado el máximo valor de corriente o de voltaje programado, sino que limita la intensidad que es capaz de suministrar una vez se ha alcanzado el valor límite, de forma que la evolución de la curva E-J se ve limitada por esta imposición. Mientras no se agote el número de pulsos programado, la fuente seguirá inyectando corriente en el micropuente dentro del límite máximo fijado, de forma que es necesario hacer un seguimiento de la evolución de los pulsos para abortar manualmente la inyección de corriente una vez la muestra ha transitado para evitar su destrucción.

Las medidas están controladas por ordenador a través de una interfaz gráfica específica programada en Labview, mediante la cual se puede programar la fuente de intensidad a través de una controladora GPIB Agilent 4522. El osciloscopio se comunica con el ordenador a través de un puerto USB, mientras que la tarjeta digitalizadora esta insertada en un puerto PCI dentro del ordenador.



Capítulo 4

Resultados experimentales.

4.1. Medidas de resistividad eléctrica.

Una primera caracterización de las muestras superconductoras empleadas en este trabajo comienza con la medida de la resistividad eléctrica en función de la temperatura. Partiendo de la temperatura ambiente del laboratorio, se enfría progresivamente la muestra mientras se inyectan pulsos de corriente de tan bajos como $100 \mu\text{A}$ para evitar posibles efectos de calentamiento en los valores de resistividad. En el intervalo de temperaturas comprendido entre 110 K y 80 K se tomaron una mayor densidad de puntos con el objetivo de definir con mayor precisión la transición abrupta desde el estado normal hacia el estado superconductor

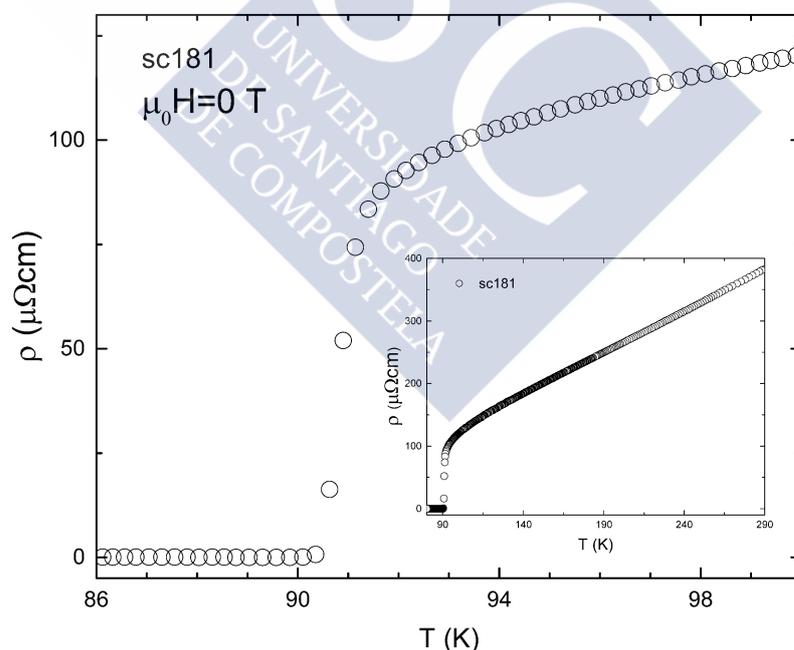


Figura 4.1. Detalle de la transición resistiva de la muestra sc181. En el recuadro se muestra la curva completa medida desde la temperatura ambiente.

En la figura 4.1 se muestra la dependencia con la temperatura de la resistividad eléctrica de la muestra sc181 medida en ausencia de campo magnético externo.

Denotamos como ρ_{ab} al promedio de la resistividad medida en las direcciones a y b perpendiculares a la dirección c de crecimiento de los films. En el estado normal el comportamiento es típicamente óhmico, como se aprecia en el recuadro de la figura, con una transición redondeada de la resistividad eléctrica desde el estado normal al estado superconductor. La existencia de dominios con diferentes temperaturas críticas, debido a la inhomogeneidad de las muestras, así como fluctuaciones térmicas, dan lugar de este comportamiento redondeado de la transición resistiva.

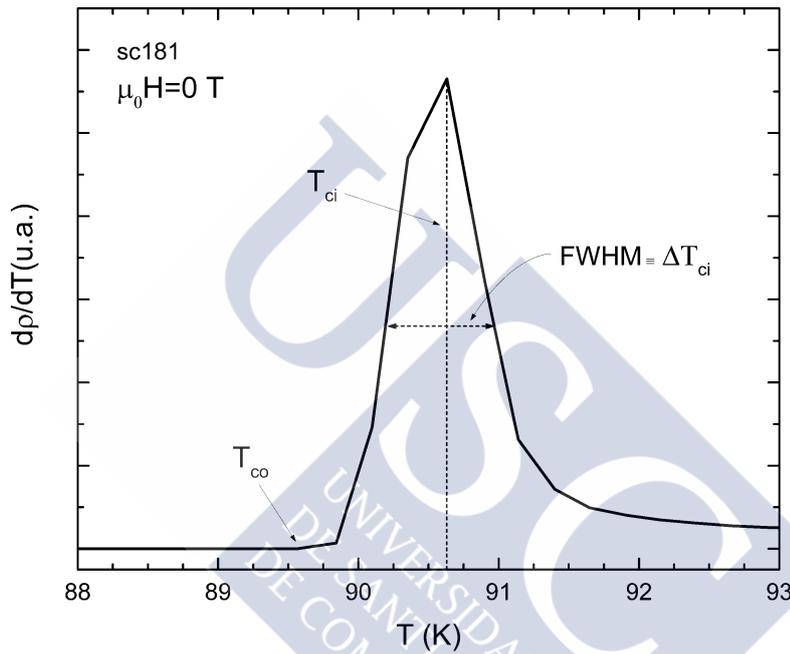


Figura 4.2. Detalle de los parámetros más relevantes extraídos de la derivada de la resistividad en la región de transición superconductora.

A partir de la derivada de la resistividad con la temperatura se pueden definir una serie de parámetros característicos de la transición superconductora. En el esquema de la figura 4.2 correspondiente a la muestra sc181, el valor máximo de la derivada marca el punto de inflexión de la transición, que se corresponde con la temperatura T_{ci} , mientras que T_{co} es la temperatura a la cual la resistividad es cero y que tomaremos como valor de temperatura crítica en posteriores análisis.

Tabla 4. Características de la muestra analizada en este trabajo.

Muestra	w μm	d nm	l μm	T _{ci} (K)	ΔT _{ci} (K)	T _{co} (K)	dρ/dt (μΩcmK ⁻¹)	ρ ₁₀₀ (μΩcm)
sc181	15.5	173	200	90.6	0.7	89.6	1,31	121.1
sc143	45.0	140	400	90.7	0.8	90.3	0.98	88.4
<i>m50b</i>	50.0	120	500	88.8	0.9	87.5	1.71	166.3

La anchura a media altura de la derivada ΔT_{ci} (FWHM) es un criterio útil para evaluar la calidad de la muestra y de los contactos. En la tabla 4 se resumen los parámetros descritos anteriormente así como el valor de la resistividad a 100K y el valor de la pendiente de la recta de extrapolación a temperatura cero ($d\rho/dT$) correspondientes a las muestras utilizadas en este trabajo.

4.2. Curvas I(t) y V(t) en el rango de milisegundos.

El dispositivo experimental diseñado para suministrar altas densidades de corriente en forma de pulsos de 1ms de duración nos proporciona datos de corriente y de voltaje en función del tiempo, es decir, pulsos I(t) y V(t), que hay que procesar convenientemente para obtener las curvas características E-J. El monitor de control de nuestro dispositivo permite hacer un seguimiento en tiempo real de la evolución de la forma de los pulsos I(t) y V(t) a medida que aumenta la intensidad de corriente, de manera que se puede conocer el momento exacto en el que la muestra transita al estado normal. Llegado a este punto, se aborta la toma de datos para evitar que la disipación de energía en forma de calor termine destruyendo la muestra.

En la figura 4.3 se muestran a modo de ejemplo pulsos I(t) en la parte izquierda y los correspondientes pulsos V(t) a la derecha, pertenecientes a tres instantes diferentes en la evolución del proceso de medida. A continuación se detalla brevemente cada uno de ellos.

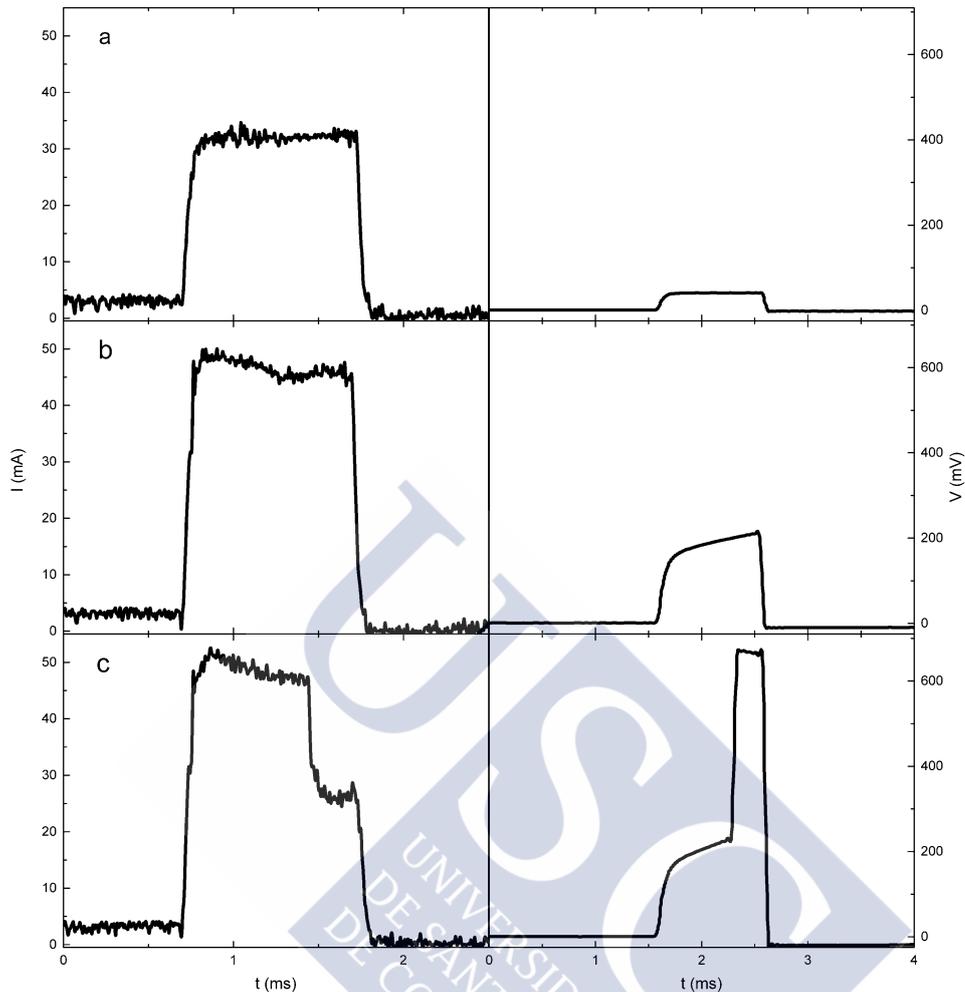


Figura 4.3. Pulsos $I(t)$ y $V(t)$ de 1 ms de duración. Los pulsos de corriente (izquierda) son medidos en la resistencia de prueba a la salida de la fuente y los pulsos de voltaje (derecha) es la correspondiente tensión medida entre los extremos del micropuente.

En la figura 4.3a se muestra un pulso de corriente a la izquierda y su respectivo pulsos de voltaje a la derecha, correspondientes al inicio de las medidas, cuando la amplitud del pulso de corriente no es lo suficientemente elevada como para hacer notar los efectos de calentamiento en la respuesta de voltaje y ambas señales mantienen una forma teóricamente cuadrada. Las capacitancias y autoinductancias parásitas existentes en el circuito degradan la forma de la señal alejándola de su forma ideal. Este efecto se aprecia con más claridad al inicio de los pulsos de corriente y en menor medida en el borde final de los mismos. En general, para pulsos de 1 ms de duración como los empleados en nuestras medidas, la amplitud de la señal se estabiliza hacia el final del pulso, que será la zona de interés a la hora de promediar los valores de corriente y de voltaje para obtener las curvas V-I.

A partir de un valor de corriente dado, el micropuente comienza a tener dificultades para disipar de forma eficaz el calor generado por efecto Joule, lo cual se traduce en un aumento de la resistencia al paso de corriente y por lo tanto en un aumento progresivo del voltaje hacia el final del pulso, como se aprecia en la figura 4.2*b*. La pendiente que va adquiriendo el máximo de la señal de voltaje se hace progresivamente más pronunciada a medida que aumenta la corriente aplicada al micropuente hasta que, para un valor dado de intensidad, se produce un aumento abrupto de la amplitud de la señal de voltaje sobre el valor previamente medido. Este salto abrupto en el voltaje es un signo inequívoco de que la muestra ha transitado a un estado de mayor impedancia a partir del cual su comportamiento pasa a ser puramente Ohmico. Si los límites de operación impuestos a la fuente como protección del micropuente frente a un exceso de disipación, son insuficientes para mantener un pulso de corriente estable, la amplitud del pulso de corriente también experimenta una caída abrupta en su amplitud en el momento del salto. Esta respuesta característica de la señal de corriente frente a un aumento abrupto de la impedancia del micropuente es observable independientemente del modo de operación en el que trabaje la fuente, bien sea en modo corriente o bien sea operando en modo voltaje. Un ejemplo de este comportamiento singular en la forma de los pulsos toda vez que la muestra transita al estado normal se muestra en la figura 4.2*c*.

4.2.1. Obtención de curvas Voltaje-Intensidad.

Cada *set* de medidas V-I, para un campo y una temperatura determinados, genera un conjunto de pulsos $I(t)$ y $V(t)$ que son tratados siguiendo un criterio común para todos ellos. Debido a la existencia de variaciones en la modulación de las señales, tanto en el eje de tiempo como en la amplitud, dicho criterio se aplica de forma independiente a cada conjunto de medidas. Existen a su vez variaciones entre señales dentro de cada paquete de pulsos $I(t)$ y $V(t)$ correspondientes a una medida, pero son tenidas en cuenta al procesar cada conjunto de pulsos como se detalla a continuación.

En un primer paso, se promedian los valores de voltaje e intensidad antes del comienzo de los pulsos para definir el cero de amplitud respecto al cual se normalizan todos los demás valores de corriente y de voltaje.

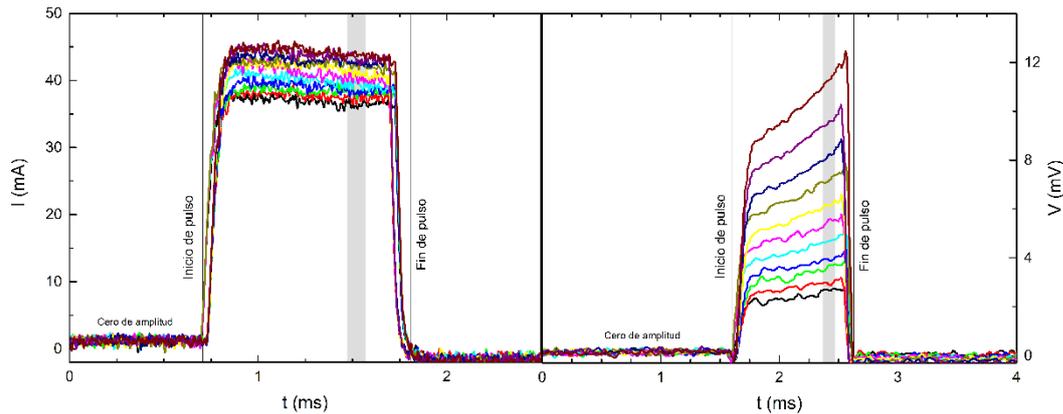


Figura 4.4. Esquema del protocolo de corte de pulsos. La zona sombreada representa el intervalo temporal sobre el que se hace el promedio de intensidad (izquierda) y de voltaje (derecha) para obtener los puntos de las curva V-I.

El paquete de pulsos previos al salto, tanto de corriente como de voltaje, se tratan conjuntamente. Se define un tiempo de inicio y de fin de los mismos a partir del valor promedio de la abscisa de la base del conjunto de pulsos. Como ya se ha señalado, existen ligeras diferencias observables entre señales que afectan a la posición del origen de tiempo de cada una de ellas así como al final de las mismas. Sin embargo, el error que se comete en la elección de estos puntos y por consiguiente de la región que se promedia para la obtención de los valores de corriente y voltaje, no es lo suficientemente significativo como para modificar la forma final de las curvas V-I. Tomando el origen de tiempo tal como lo hemos definido, se promedia una región de puntos de $100 \mu\text{s}$ de ancho en torno a $t=800 \mu\text{s}$, próxima al final de los pulsos, donde las señales son estables y sus amplitudes nos proporcionan información de lo que está sucediendo en el micropunto en ese instante de tiempo. Un esquema de este procedimiento se muestra en la figura 4.4, donde se representa un paquete pulsos de corriente y de voltaje previos al salto. La zona sombreada en ambas gráficas representa la región de puntos promediada, junto con el resto de etiquetas que señalan los puntos de inicio y fin del conjunto de pulsos así como la región tomada como referencia para el cero de amplitud.

Los pulsos de salto al estado normal se tratan independientemente de los demás pulsos, dado que el ancho de los máximos de amplitud de estas señales no siempre coincide con el intervalo de tiempo tomado para promediar los valores de corriente y de voltaje anteriores al salto, tal y como se ha descrito más arriba. Este comportamiento pone de manifiesto la dependencia con el tiempo de la transición abrupta al estado normal, para una temperatura y un valor del campo magnético externo determinados. La obtención de estos puntos de salto no tiene otro interés

más que certificar gráficamente que la muestra ha transitado al estado normal. Esta ambigüedad en la elección de la posición del intervalo temporal a partir del cual se obtienen los puntos de salto de las curvas V-I no está presente en el conjunto de pulsos previos al salto, donde se ha seguido en todos ellos el mismo criterio ya descrito.

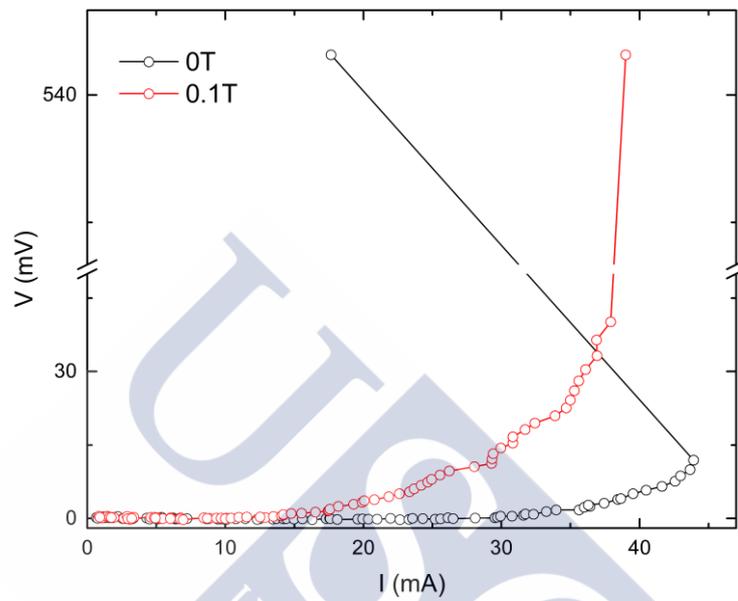


Figura 4.5. Ejemplo de curvas completas V-I.

Una vez promediados todos los datos relativos a las medidas hechas con el dispositivo de pulsos, se obtiene un conjunto de curvas V-I como las de la figura 4.5, donde se han incluido también los puntos de salto al estado normal. Cabe notar que la señal de corriente no siempre experimenta una caída brusca en su amplitud en respuesta a un pico en la señal de voltaje. Si el límite de trabajo impuesto a la fuente es lo suficientemente alto como para mantener un pulso de corriente estable cuando la impedancia del micropuente aumenta súbitamente varios órdenes de magnitud, la curva V-I resultante tendrá el aspecto de la medida a 0.1 T en la figura 4.5. En caso contrario, independientemente del modo de operación en el que trabaje la fuente, bien sea en modo corriente o bien en modo voltaje, la intensidad se adaptará al límite máximo impuesto, observándose en este caso un retroceso en la corriente en el momento del salto similar al de la curva medida a 0 T. La información fundamental que se extrae de estas curvas reside en su forma funcional y los valores de corriente y voltaje supercríticos previos al salto al estado normal. Por este motivo, los puntos de salto se eliminan de las curvas finales dado que el

comportamiento de la muestra en esta región de disipación no es relevante en nuestros análisis.

4.3. Curvas características campo eléctrico vs densidad de corriente.

Tanto de las medidas a baja corriente con el nanovoltímetro, como del dispositivo de altas corrientes mediante el sistema de pulsos, se obtienen una serie de curvas voltaje-intensidad V-I, a partir de las cuales se obtienen las curvas E-J según las transformaciones $E=V/l$ y $J=I/wd$, donde l , d y w representan respectivamente la longitud, el espesor y la anchura de los micropuentes (Tabla 4). En los siguientes apartados se describen en detalle los diferentes tipos de curvas E-J.

4.3.1. Curvas a diferentes temperaturas y campos magnéticos.

En la figura 4.5 se muestran curvas E-J representadas en dos escalas diferentes de la ordenada E, medidas a diferentes temperaturas y a campo nulo, correspondientes a la muestra sc181. Estas curvas se derivan de medidas V-I hechas a baja corriente mediante el nanovoltímetro, medidas cuyo propósito es el de poder determinar con precisión la densidad de corriente crítica J_c , es decir, la densidad de corriente a partir de la cual el voltaje adquiere un valor mensurable que implica la destrucción del estado superconductor. Las medidas a baja corriente permiten conocer el voltaje que cae entre los extremos de un micropunto con una enorme resolución. Sin embargo, en estas medidas se emplean pulsos de corriente de 1 s de duración, tiempo suficientemente largo como para que la muestra manifieste efectos de calentamiento importantes una vez superado el umbral de 10^{-1} Vcm^{-1} . A partir de este punto, el estado normal se alcanza con relativa rapidez, sobre todo en medidas a campo cero, lo que conduciría a una temprana destrucción de la muestra. Por este motivo, la adquisición de datos finaliza cuando se alcanza un valor del campo eléctrico del orden de 10^{-2} Vcm^{-1} , como se aprecia en las curvas E-J medidas a 0 T en el gráfico superior de la figura 4.6. De esta forma, se miden a la vez con precisión las densidades de corriente críticas y las tendencias de las curvas en los estadios iniciales de disipación. En la parte inferior del mismo gráfico se muestra con cierto detalle el salto del campo eléctrico que tiene lugar en torno a 10^{-7} Vcm^{-1}

y que se toma como orden de magnitud de referencia en este trabajo para la determinación de J_c .

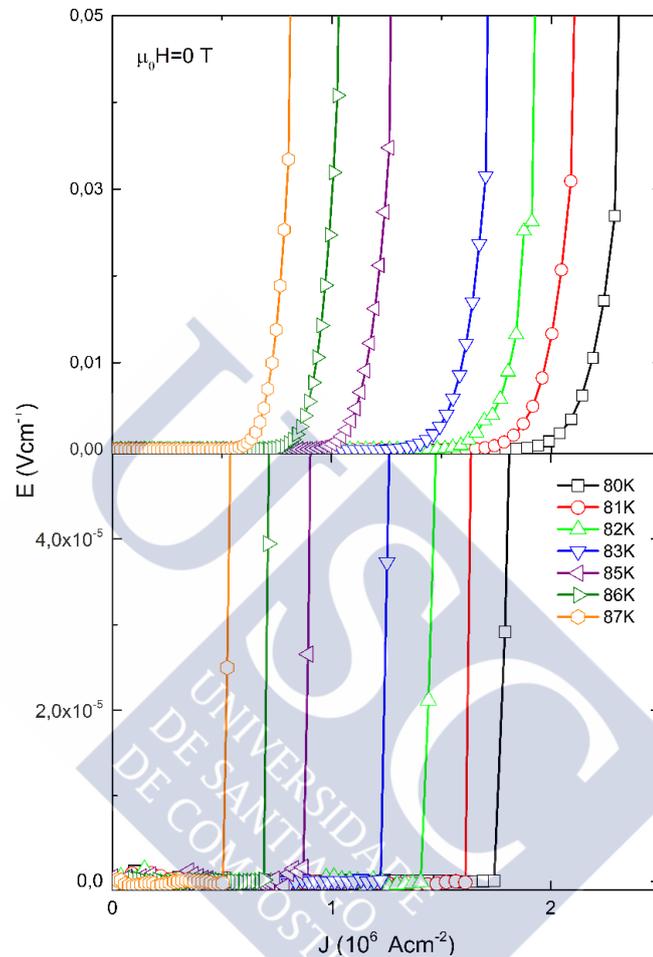


Figura 4.6. Curvas características E-J para la muestra sc181, medidas a distintas temperaturas a 0 T mediante el nanovoltímetro. En el gráfico inferior se representan las mismas curvas en una escala inferior del campo E, para apreciar los detalles de las curvas próximas al límite de resolución del nanovoltímetro.

En la figura 4.7 se muestran las mismas curvas E-J de la figura 4.6 en presencia de un campo magnético externo de 0.9 T y graficadas en la misma escala vertical. En líneas generales, las medidas bajo campos magnéticos externos suavizan la tendencia de las curvas E-J, con un aumento del campo eléctrico más amortiguado a medida que aumenta la densidad de corriente aplicada. A su vez, la densidad de corriente necesaria para producir un determinado grado de disipación en el

micropunto disminuye para todas las temperaturas cuando se aplica un campo magnético externo.

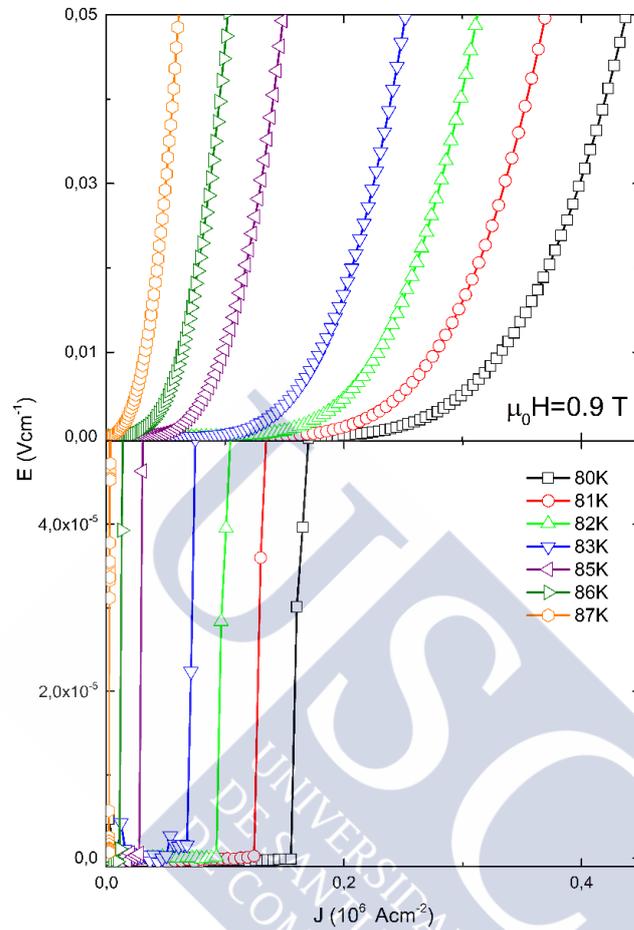


Figura 4.7. Curvas características E–J medidas con nanovoltímetro para la muestra sc181, a distintas temperaturas y con campo aplicado de 0.9 T. En el gráfico inferior se representan las mismas curvas en una escala inferior del campo E, donde se aprecia la influencia del campo sobre la densidad de corriente en el arranque de las curvas respecto a las mismas curvas bajo un campo de 0 T (Fig. 4.6).

En la figura 4.8 se presentan curvas E-J para una temperatura del baño de 81 K, medidas en ausencia de campo magnético externo y bajo diferentes intensidades del campo. Ambas gráficas obedecen a las mismas curvas representadas en diferentes escalas. Para una temperatura del baño constante, se observa un desplazamiento de las curvas E-J hacia menores valores de corriente a medida que aumenta la intensidad del campo externo aplicado.

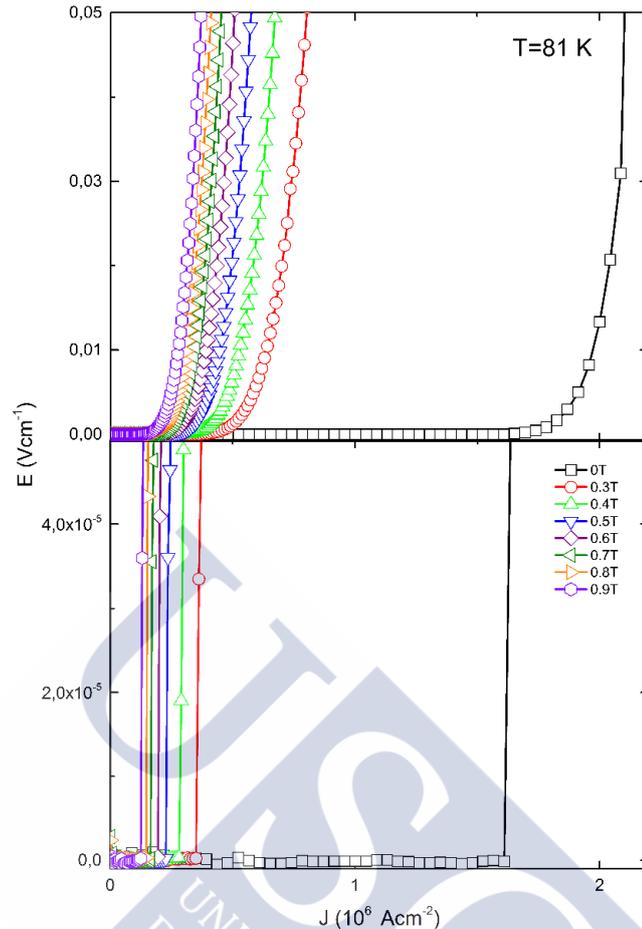


Figura 4.8. Curvas características E-J para la muestra sc181, medidas a 81K bajo diferentes intensidades de campo magnético con nanovoltímetro. En la gráfica inferior se aprecia del desplazamiento de J_c hacia valores menores a medida que aumenta el campo.

Este efecto se ve con más detalle en el gráfico inferior de la figura, donde se aprecia cómo el arranque de las curvas requiere de una menor densidad de corriente a medida que aumentamos el campo magnético sobre la muestra respecto a la isoterma medida a campo cero. Del dispositivo de pulsos en el rango de milisegundos se obtienen curvas E-J como las de la figura 4.9, donde aparecen representadas un conjunto de isothermas medidas a 0 T y en presencia de un campo de 0.3 T. Todas las curvas están conformadas por puntos experimentales que alcanzan su máximo en los valores supercríticos J^* y E^* , a partir de los cuales tiene lugar el salto al estado normal y que representado en la figura mediante líneas verticales. A campos tan bajos como 0.3 T ya se observa una evolución más suave de las curvas respecto a las medidas sin campo, con un salto al estado normal menos abrupto.

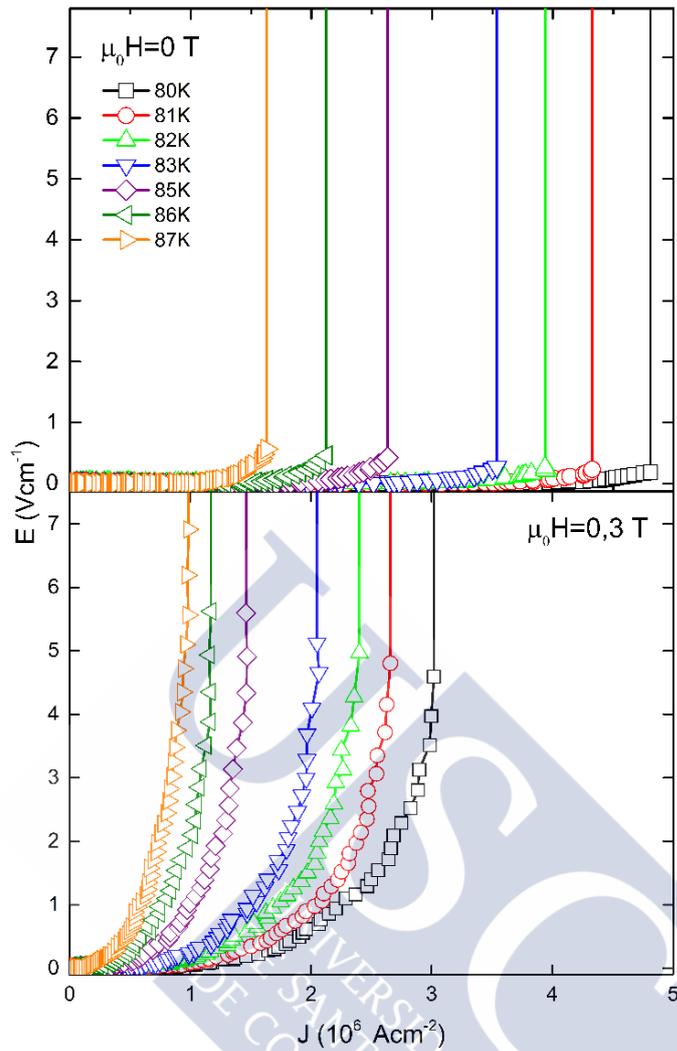


Figura 4.9. Curvas características E–J para la muestra sc181, medidas a diferentes temperaturas con el dispositivo de pulsos bajo campos magnéticos de 0 T y 0.3 T. En la gráfica inferior se aprecia del desplazamiento de la densidad de corriente de salto J^* hacia valores menores así como un aumento significativo del correspondiente valor del campo eléctrico E^* respecto a las medidas a 0 T.

En líneas generales, los valores de J^* se reducen a medida que aumenta el campo mientras que E^* aumenta significativamente en la mismas condiciones de medida. Las tres gráficas de la figura 4.10 condensan la respuesta E-J del micropunto sc181 a las temperaturas del baño de 80 K, 85 K y 87 K cuando se aplican sobre él diferentes intensidades de campo magnético externo. Para cada una de las temperaturas del baño, las curvas evolucionan de forma cada vez más suave a medida que aumenta el campo externo aplicado, llegando a hacerse inobservable el salto abrupto al estado normal para campos magnéticos próximos a 1 T cerca de T_c . La densidad de corriente necesaria para inducir la transición al estado normal

aumenta a medida que nos alejamos de T_c , mientras que los valores de campo eléctrico se ven disminuidos bajo las mismas condiciones de medida.

Cabe notar además la mayor dispersión que sufren los puntos que conforman las curvas E-J obtenidas a través del dispositivo de pulsos respecto a las medidas con el nanovoltímetro. Cerca de los valores supercríticos, mientras que los pulsos de corriente conservan un máximo de amplitud aproximadamente estable, los respectivos pulsos de voltaje se ven deformados por efecto del calentamiento del micropuente, efecto que contribuye a una mayor dispersión en los valores de corriente y en especial sobre los valores de voltaje medidos. La incertidumbre en la determinación del campo eléctrico supercrítico E^* en las medidas bajo campos magnéticos condicionará posteriores análisis de la fenomenología del *quenching* a partir de modelos que tienen en cuenta este observable en sus predicciones.



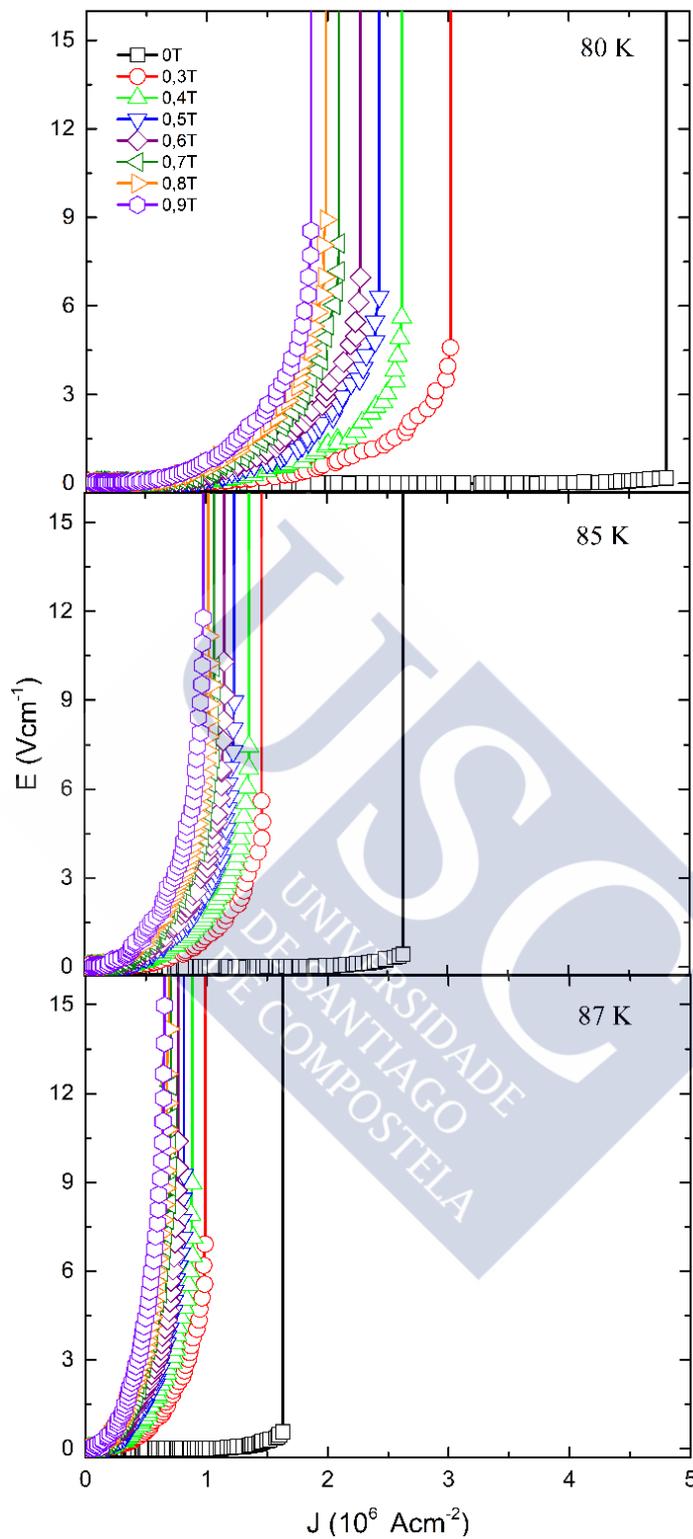
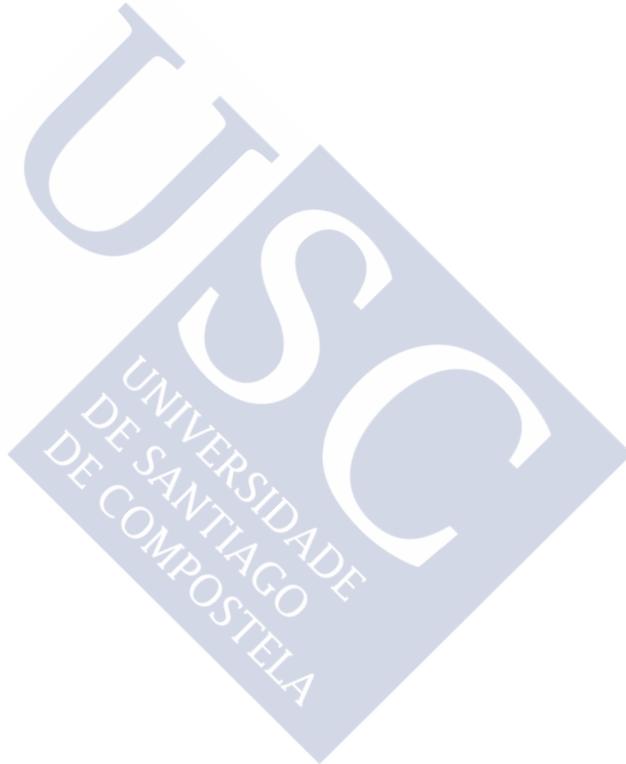


Figura 4.10. Comportamiento de las curvas E-J de la muestra sc181 medidas con el dispositivo de pulsos a tres temperaturas distintas bajo campos magnéticos de intensidad creciente así como a campo cero.

Además de los efectos que las inductancias y capacitancias presentes en el circuito tienen sobre a la estabilidad de los pulsos, cada uno de los puntos de las curvas E-J obtenidas con el dispositivo de pulsos son el resultado del promedio de una menor cantidad de datos respecto a las medidas llevadas a cabo con el nanovoltímetro, lo que aumenta la incertidumbre en la determinación de dichos puntos y contribuye a una mayor dispersión en las medidas a altas corrientes respecto a las llevadas a cabo a bajas corrientes.

Las curvas E-J obtenidas en trabajos precedentes llevados a cabo tanto en nuestro grupo como en otros grupos de investigación para medidas tanto en ausencia de campo magnético [19, 25, 26, 34] como en presencia de campo [20,35], respaldan el comportamiento general de las curvas obtenidas en este trabajo.





Capítulo 5

Análisis de datos: Modelo de Larkin-Ovchinnikov.

5.1. Modelos de inestabilidad de vórtices.

Está bien establecido en los superconductores de tipo II que una corriente aplicada induce el movimiento de las líneas de flujo magnético dando lugar a la aparición de una resistencia finita. En el límite de altas corrientes, el anclaje de los vórtices se hace irrelevante frente a la fuerza de Lorentz debida a la corriente aplicada y la resistencia tiene al límite de *free flux flow*, alcanzándose finalmente la inestabilidad del sistema de vórtices y con ello la transición al estado normal. Los mecanismos que dan lugar a esta transición, que ocurre para una densidad de corriente J^* , pueden tener un origen diverso, siendo inclusive dependientes de la naturaleza y de la calidad del material.

En este capítulo analizaremos brevemente la transición superconductor en base a la inestabilidad que sufren los vórtices a altas densidades de corriente en el marco de la teoría de Larkin y Ovchinnikov (LO).

5.1.1 Modelo de Larkin-Ovchinnikov a bajos campos magnéticos.

En el intervalo de temperaturas próximas a T_c y para campos magnéticos muy por debajo del campo crítico superior, Larkin y Ovchinnikov [13] proponen un mecanismo para el salto al estado normal basado en la inestabilidad del movimiento de la red de vórtices. El salto abrupto observado en el voltaje es debido a que las cuasipartículas (electrones libres) no son capaces de disipar su energía dentro de los vórtices durante el tiempo en el que estos se desplazan una distancia del orden de la longitud de coherencia ξ . Cuando una corriente eléctrica pasa a través del superconductor genera una fuerza sobre el conjunto de vórtices que, una vez se

supera cierto valor crítico (J_c), los desancla y comienzan a moverse con una velocidad proporcional al campo eléctrico inducido en el núcleo de los mismos. Para magnitudes suficientemente altas del campo, la función de distribución de las cuasipartículas se mueve hacia energías mayores respecto a la distribución de equilibrio, por lo que estas pueden escapar hacia el superfluido circundante. Como consecuencia, el radio de los vórtices se contrae y el coeficiente de viscosidad del medio $\eta(v)$ se reduce, propiciando un aumento progresivo de la velocidad de los vórtices. En este régimen, las curvas E-J presentan un comportamiento no lineal, alcanzándose la inestabilidad para una velocidad crítica v^* dada por la expresión

$$v_{\phi}^{*2} = \frac{D[14\zeta(3)]^{1/2}(1-T/T_c)^{1/2}}{\pi\tau_{in}} \quad (5.1)$$

donde $D = v_f l/3$ es el coeficiente de difusión de las cuasipartículas, v_f la velocidad de Fermi, l el recorrido libre medio del electrón, $\zeta(3)$ es la función de Riemann de 3 y τ_{in} es el tiempo de dispersión de las partículas. La velocidad crítica de los vórtices viene fijada por la velocidad de relajación energética de las cuasipartículas τ_{in}^{-1} , magnitud que juega un papel central en la función de distribución energética de las cuasipartículas en el régimen de inestabilidad. El campo eléctrico asociado a esta velocidad crítica viene dado por

$$E^* = v^* \mu_0 H \quad (5.2)$$

Aplicando la ecuación 5.2 se puede determinar la velocidad crítica v^* a partir del valor del campo crítico E^* obtenido experimentalmente de las curvas E-J.

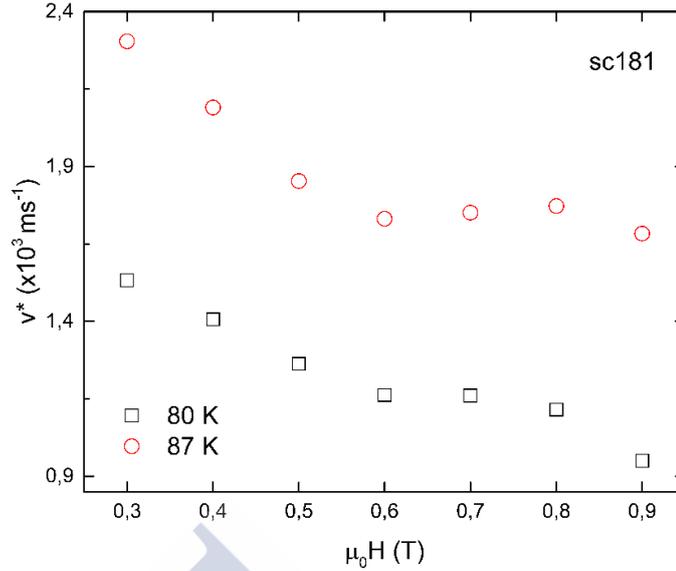


Figura 5.4. Dependencia con el campo magnético de la velocidad crítica de los vórtices para las temperaturas de 80 y 87 K correspondientes a la muestra sc181.

En la figura 5.4 aparecen representados los valores de velocidad crítica en función del campo magnético para las temperaturas de 80 K y 87 K. Se aprecia una clara dependencia de la velocidad con el campo magnético, aumentando a medida que disminuye el campo para ambas temperaturas. Para campos magnéticos por encima de 0.6 T la pendiente de las curvas se suaviza y v^* tiende a hacerse independiente de B [35-38, 41]. La teoría de LO tiene validez cerca de T_c , donde se asume que la distribución de no equilibrio de cuasipartículas se extiende uniformemente sobre todo el volumen superconductor, verificándose que la distancia $v^* \tau$ es mayor que la distancia entre vórtices a [38, 39]. En este caso, la velocidad crítica v^* es independiente del campo magnético, como se desprende de la ecuación 5.1. Sin embargo, la dependencia observada en la figura 5.4 supone una distribución inhomogénea de las cuasipartículas ($v^* \tau < a$), que se puede recuperar aumentando la velocidad crítica de los vórtices. Teniendo en cuenta que para una red triangular de vórtices $a = \left(\frac{2\phi_0}{\sqrt{3}}\right)^{1/2} \times B^{-1/2}$, se obtiene:

$$v_{\phi}^* = \left(\frac{2\phi_0}{\sqrt{3}}\right)^{1/2} \frac{B^{-1/2}}{\tau_{in}} \quad (5.3)$$

De la ecuación 5.3 se espera que v^* varíe de forma proporcional a $B^{-1/2}$ a bajos campos magnéticos. En la figura 5.5 se confirma la dependencia esperada $v^* \sim B^{-1/2}$ por debajo de 0.6 T para ambas temperaturas, mientras que

por encima de ese valor v^* tiende a ser independiente de $B^{-1/2}$ a medida que aumenta la temperatura [36, 38].

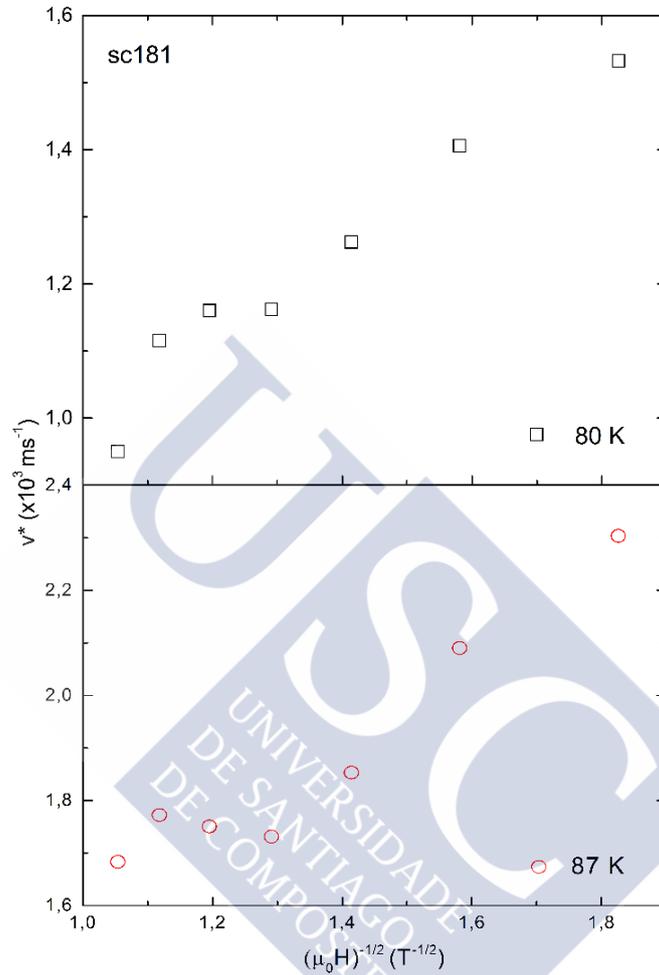


Figura 5.5. Velocidad crítica de los vórtices frente a $B^{-1/2}$ para las temperaturas de 80 K y 87 K.

A partir de la ecuación 5.1, tomando los valores $v_f = 1 \times 10^7 \text{ cms}^{-1}$ y $l = 5 \text{ nm}$ de la Ref. 40, calculamos la velocidad de dispersión inelástica de las cuasipartículas τ^{-1} para distintas temperaturas. En la figura 5.6 se representa τ^{-1} , en escala logarítmica, frente a la temperatura y para diferentes campos magnéticos.

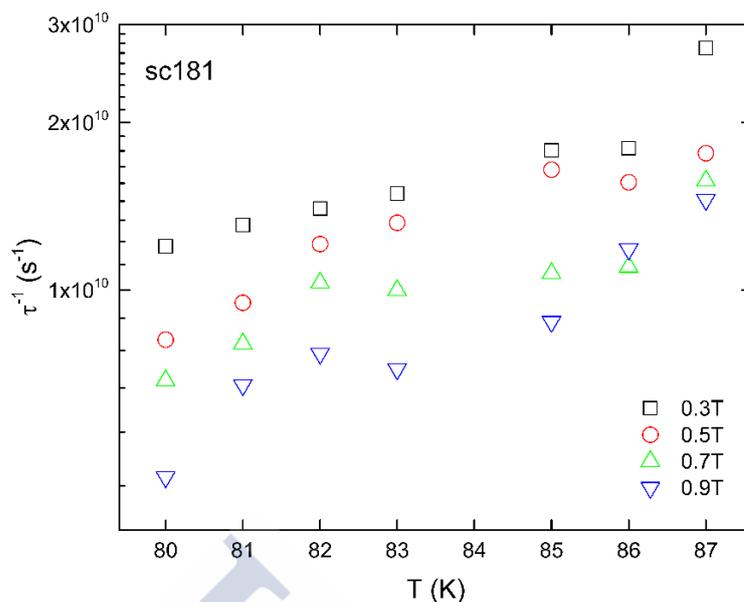


Figura 5.6. Dependencia con la temperatura de la velocidad de dispersión inelástica τ^{-1} de acuerdo con la ecuación 5.1 para diferentes campos magnéticos.

Los valores de τ^{-1} encontrados disminuyen a medida que disminuye la temperatura por debajo de T_c y son compatibles con los obtenidos en otros experimentos llevados a cabo sobre films de YBCO dentro del rango de validez de la teoría de LO [35, 36].

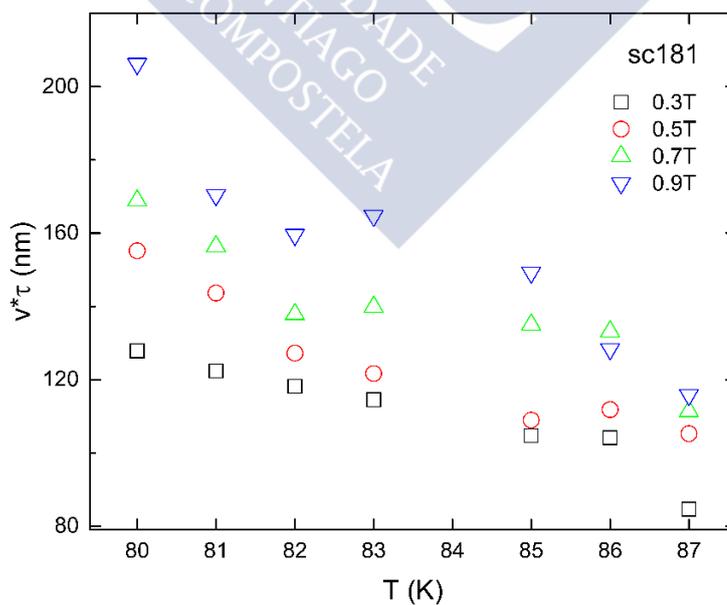


Figura 5.7. Distancia $v^* \tau$ calculada para todas las temperaturas bajo campos magnéticos externos comprendidos entre 0.3 T y 0.9 T.

La distancia $v^* \tau$, calculada a partir de los datos representados en la figura 5.6 y los correspondientes valores de v^* , tiende a aumentar a medida que disminuye la temperatura para todos los campos (Figura 5.7). Los valores obtenidos son claramente mayores que el diámetro del núcleo de los vórtices, que es dos veces la longitud de coherencia ξ . La distancia entre vórtices $a(B) \sim \sqrt{\Phi_0/B}$, para un campo de 0.9 T, es del orden de 50 nm, mientras que para un campo de 0.3 T es del orden de 90 nm. Estas distancias son menores que los valores calculados de $v^* \tau$ en todo el rango de campos y temperaturas estudiados, excepto para el valor determinado a 87 K bajo un campo de 0.3 T, que es ligeramente menor que a para ese valor del campo, aunque del mismo orden de magnitud. En líneas generales, la relación $v^* \sim B^{-1/2}$ en el rango de campos estudiados garantiza la uniformidad de la distribución de no equilibrio de las cuasipartículas en todo el volumen del micropunto cuando el movimiento de los vórtices se vuelve inestable.

En la figura 5.8 se representan los valores de velocidad crítica en función del campo magnético obtenidos para la muestra sc143, para un rango de temperaturas comprendido entre 81 K y 87 K. Se aprecia nuevamente una clara dependencia de la velocidad de los vórtices con el campo magnético para todas las temperaturas, aunque los valores obtenidos son menores que los correspondientes a la muestra sc181.

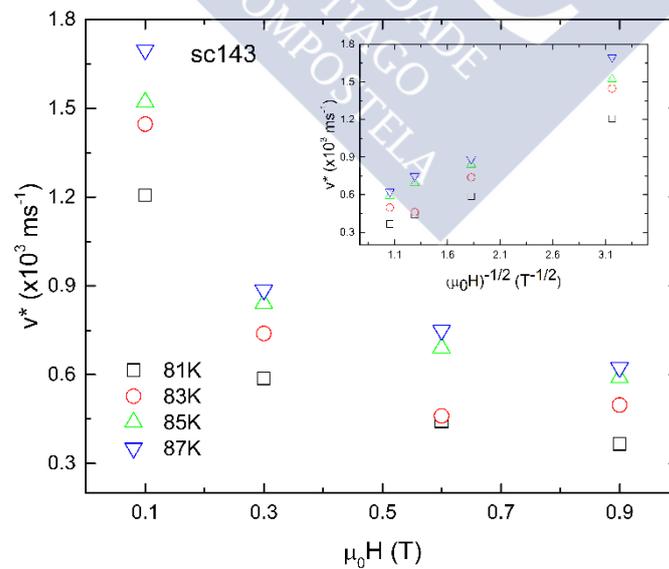


Figura 5.8. Dependencia con el campo magnético de la velocidad crítica de los vórtices para las temperaturas de 81 K, 83 K, 85 K y 87 K correspondientes a la muestra sc143. En el recuadro se muestra la dependencia de v^* con $B^{-1/2}$.

Los valores de v^* muestran además una dependencia proporcional a $B^{-1/2}$ en el rango de campos estudiados como se aprecia en el recuadro de la figura 5.8, sin que se observe ninguna tendencia hacia la saturación para los campos más altos, en acuerdo con el requerimiento de que la distribución de las cuasipartículas fuera del equilibrio sea homogénea en todo el volumen del superconductor.

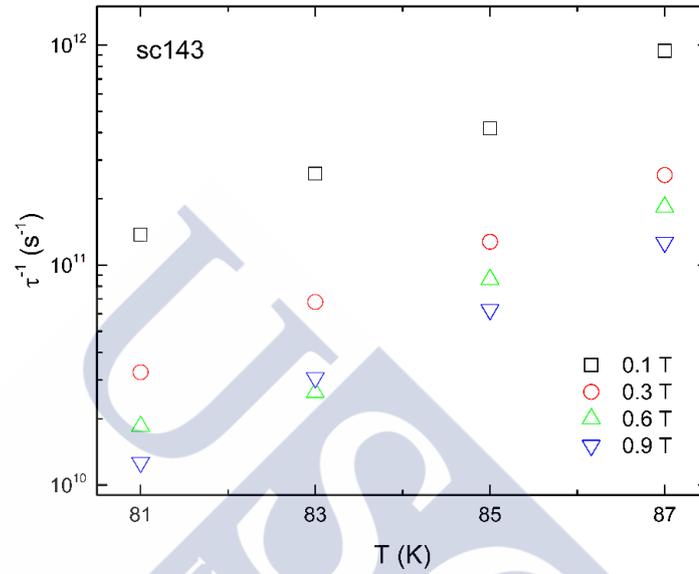


Figura 5.10. Dependencia con la temperatura de la velocidad de dispersión inelástica τ^{-1} (Eq. 5.1) para diferentes intensidades del campo magnético correspondientes a la muestra sc143.

De acuerdo con la ecuación 5.1, los valores más bajos de v^* respecto a los obtenidos para la muestra sc181 tiene su reflejo en los valores de la velocidad de dispersión de las cuasipartículas, como se aprecia en la figura 5.10.

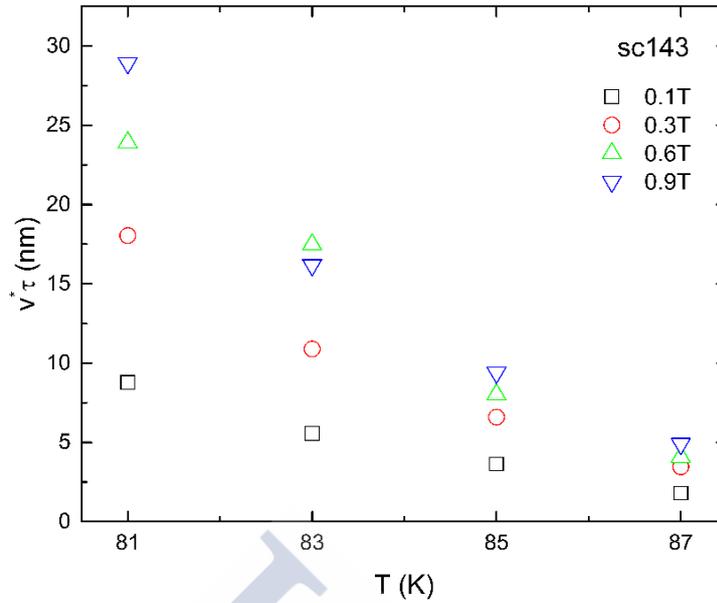


Figura 5.11. Distancia $v^* \tau$ calculada para todas las temperaturas bajo campos magnéticos externos comprendidos entre 0.1 T y 0.9 T.

La distancia $v^* \tau$ a la que se difunden las quasipartículas aumenta al disminuir la temperatura, como se puede apreciar en la figura 5.11, siendo mayor que el diámetro de los vórtices pero menor que la distancia entre ellos en el rango de campos estudiados, de forma que las quasipartículas son capaces de escapar de los núcleos de los vórtices pero su distribución, para la velocidad dada por la ecuación 5.1, no es uniforme, encontrándose confinadas dentro de la celda unidad de la red de vórtices, es decir, $v^* \tau < a$. Este resultado no satisface, por lo tanto, una de las condiciones esenciales del modelo LO a la hora de describir el salto al estado normal como el resultado de una inestabilidad electrónica.

Capítulo 6

Análisis de datos: Modelo térmico.

6.1. Introducción teórica.

Hemos visto que los modelos de inestabilidad del sistema de vórtices presentan ciertos problemas a la hora de dar cuenta de los resultados experimentales en un rango de temperaturas próximos a T_c bajo campos magnéticos externos. En este capítulo abordaremos el salto al estado normal inducido por altas densidades de corriente a través de una teoría analítica de estabilidad térmica, que denominaremos *modelo térmico*. Esta teoría proporciona una ecuación dinámica de la evolución de la temperatura de la muestra en el tiempo a partir de una modelización tridimensional del sistema film-sustrato, junto con un criterio de estabilidad térmica que nos permite describir la evolución de las curvas E-J así como hacer predicciones acerca de la dependencia de J^* con la temperatura del baño. A diferencia de las teorías basadas en la inestabilidad del sistema de vórtices vistas en los capítulos precedentes, la aproximación que proporciona el modelo de inestabilidad térmica a la hora de dar cuenta del *quenching* a altas densidades de corriente se basa en el calentamiento producido por el paso de corriente y el comportamiento no lineal de la resistividad en un superconductor.

Partiremos de los primeros principios en lo que a la que ecuación de difusión del calor se refiere. Así, la ecuación de balance de energía nos proporciona

$$c \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}(\vec{r}, t) = \dot{Q}(\vec{r}, t), \quad (6.1)$$

donde \vec{q} es la densidad de flujo de calor, c es el calor específico a presión constante y por unidad de volumen, $T(\vec{r}, t)$ es el campo de temperaturas y $\dot{Q}(\vec{r}, t)$ es la velocidad o tasa de calentamiento, más precisamente el calor suministrado en la unidad de tiempo y por unidad de volumen. Por otro lado, la ley de Fourier para la conducción térmica en su forma vectorial viene dada por

$$\vec{q}(\vec{r}, t) = -\kappa \vec{\nabla} T(\vec{r}, t) \quad (6.2)$$

donde $\kappa = cD$ es la conductividad térmica y D es la difusividad térmica del medio. Combinando las ecuaciones 6.1 y 6.2 llegamos a la ecuación de difusión del calor, que describe la evolución del campo de temperaturas T

$$\nabla^2 T(\vec{r}, t) - \frac{1}{D} \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\kappa} \dot{Q}(\vec{r}, t) \quad (6.3)$$

Para el caso particular de una fuente puntual en \vec{r}_0 e instantánea a tiempo t_0 embebida en un medio infinito de difusividad D , podemos re-exresar 6.3 como

$$\nabla^2 T(\vec{r}, t) - \frac{1}{D} \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = -4\pi\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) \quad (6.4)$$

De la ecuación 6.4 se sabe la solución, que es la función de Green del problema [42]:

$$T_G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) = \begin{cases} 0, & t < t_0 \\ \frac{4\pi D^2}{\{4\pi D(t-t_0)\}^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{r}-\vec{r}_0)^2}{4D(t-t_0)}}, & t > t_0 \end{cases} \quad (6.5)$$

Buscamos la solución general de 6.3, es decir, buscamos extender la solución 6.5 a fuentes finitas. Para ello multiplicamos ambos miembros de la ecuación 6.4 por el término $\frac{1}{4\pi\kappa} \dot{Q}(\vec{r}_0, t_0)$ e integramos en las fuentes, es decir, en \vec{r}_0 y t_0 , que admitimos que ocupan el volumen V

$$\begin{aligned} & \nabla^2 \int_V \int_0^t \frac{\dot{Q}(\vec{r}_0, t_0)}{4\pi\kappa} T_G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) dt_0 d^3\vec{r}_0 \\ & - \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \int_0^t \frac{\dot{Q}(\vec{r}_0, t_0)}{4\pi\kappa} T_G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) dt_0 d^3\vec{r}_0 \\ & = - \int_V \int_0^t \frac{\dot{Q}(\vec{r}_0, t_0)}{\kappa} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) dt_0 d^3\vec{r}_0 = -\frac{\dot{Q}(\vec{r}, t)}{\kappa} \end{aligned} \quad (6.6)$$

Si identificamos los términos de la ecuación 6.6 con los correspondientes a la ecuación 6.3 obtenemos la solución buscada para el campo de temperaturas

$$T(\vec{r}, t) = \int_V \int_0^t \frac{\dot{Q}(\vec{r}_0, t_0)}{4\pi\kappa} T_G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) dt_0 d^3\vec{r}_0 + T_b \quad (6.7)$$

En esta expresión, t_0 es la variable que cubre los tiempos, anteriores al actual t , en los que tuvo lugar algún aporte de calor $\dot{Q}(t_0)$. Tomaremos como cero el instante más antiguo en que $\dot{Q}(t_0) \neq 0$. El volumen ocupado por las fuentes de calor, V , será constante en lo que sigue. El término T_b se introduce para acomodar las soluciones de la ecuación 6.5 a nuestro problema particular, en el que para un tiempo $t < 0$, la temperatura inicial es la del baño que cubre la muestra, no cero como en 6.5.

Como volumen activo V en 6.7 tomaremos un paralelepípedo de dimensiones $l \times w \times 2d$. Este es el volumen donde tiene lugar la disipación de calor y forma parte de un medio infinito único de difusividad D y conductividad térmica κ (ver figura 6.1). La adecuación a la geometría típica de un film depositado se consigue apelando al *método de las imágenes*, tan habitual en problemas electromagnéticos. Dividimos el espacio V en dos mitades por el plano de simetría perpendicular a la dimensión d , de modo que en cada una de ellas la porción activa tiene de dimensiones $l \times w \times d$. La solución de la ecuación de difusión de la mitad inferior, cuya geometría ya se acerca a la de un film depositado en un sustrato con forma de paralelepípedo, será la misma que la del espacio total, siempre y cuando las condiciones de contorno lo sean. Explicitemos esto. En el volumen total, el flujo de calor a través del plano perpendicular a d es cero por la propia simetría. Si en los semi-espacios ya separados podemos garantizar ese flujo nulo vertical a través del plano de corte, la solución 6.7 será también válida (ver figura 6.2). Esta nulidad del flujo de calor hacia el espacio superior (focalizándonos en la mitad inferior en 6.2) viene asegurada por el hecho de que la conductividad térmica del sustrato de STO es al menos dos órdenes de magnitud superior a la del gas refrigerante que bañaría la cara superior de dicha porción [43].

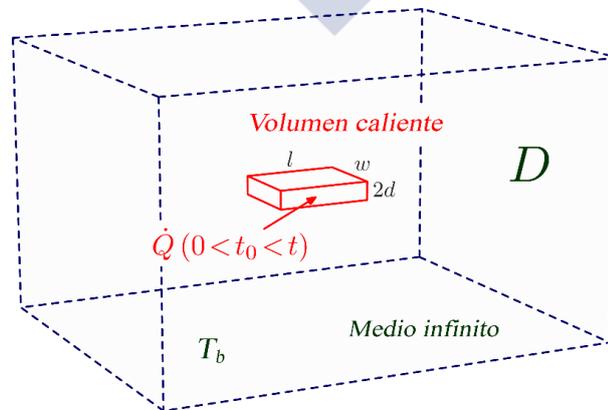


Figura 6.1. Situación de partida para la modelización térmica de la geometría del film superconductor.

Hay que añadir que por tratarse de un medio único, no existe ninguna impedancia térmica entre la región calefactora $l \times w \times d$ y el resto del medio. El modelo real film-sustrato acepta bien esta misma aproximación teniendo en cuenta que el coeficiente de intercambio térmico film-sustrato $h \approx 10^3 \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ es muy alto [64, 75]. En efecto, en trabajos previos utilizando simulación por elementos finitos se ha visto que ese orden de valores no modifica sustancialmente los resultados frente a la aproximación $h \rightarrow \infty$ [27].

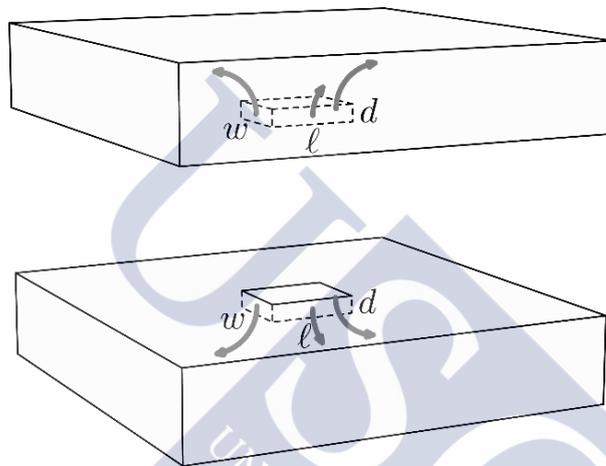


Figura 6.2. Modelo film-sustrato y su imagen espejo. El flujo de calor, representado mediante flechas, no atraviesa la interfaz entre el modelo y su imagen.

Finalmente (ver figura 6.3), el error que se comete al considerar el film embebido en el propio sustrato, en vez de depositado encima, es despreciable, dado que su espesor es mucho menor respecto a su anchura y longitud. Además, el tratamiento del sustrato como un medio semi-infinito es una buena aproximación teniendo en cuenta que las dimensiones del film y del sustrato difieren típicamente en tres órdenes de magnitud.

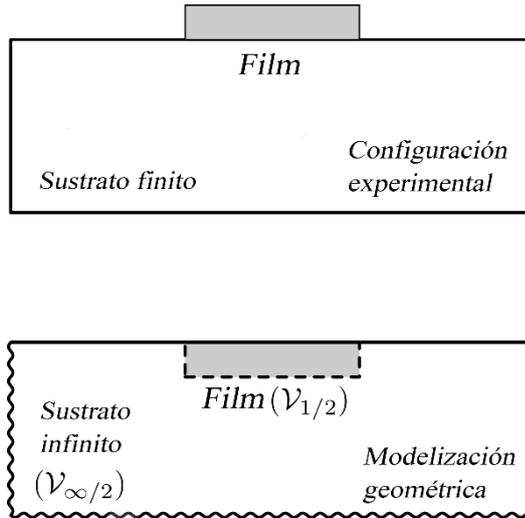


Figura 6.3. Comparación entre el esquema experimental y la modelización geométrica. La consideración del film y del sustrato como hechos del mismo material permite utilizar la ecuación 6.5.

Volviendo a la solución general 6.7, diremos que la temperatura local de un film (dimensiones micrométricas) no es medible actualmente, al menos que nosotros sepamos. Por eso, tiene más sentido calcular la temperatura media del film, que denotaremos por $T(t)$. La integral correspondiente de 6.7 es realizable como sigue:

$$\begin{aligned}
T(t) &= \frac{1}{V} \int_V \int_V \int_0^t \frac{\dot{Q}(\vec{r}_0, t_0)}{4\pi\kappa} T_G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) dt d^3\vec{r}_0 d^3\vec{r} + T_b \\
&= \int_V \int_0^t \frac{\dot{Q}(\vec{r}_0, t_0)}{4\pi\kappa} \left[\frac{\sqrt{\pi}\lambda}{4d} \left(\frac{\text{erf}(d - \xi)}{\lambda} + \frac{\text{erf}(d + \xi)}{\lambda} \right) \right. \\
&\quad \times \frac{\sqrt{\pi}\lambda}{2w} \left(\frac{\text{erf}(w/2 - \eta)}{\lambda} + \frac{\text{erf}(w/2 + \eta)}{\lambda} \right) \\
&\quad \left. \times \frac{\sqrt{\pi}\lambda}{2l} \left(\frac{\text{erf}(l/2 - \delta)}{\lambda} + \frac{\text{erf}(l/2 + \delta)}{\lambda} \right) \right] dt_0 d\vec{r}_0 + T_b \tag{6.8}
\end{aligned}$$

En la ecuación 6.8, (ξ, η, δ) son las coordenadas del punto fuente genérico \vec{r}_0 , erf es la función error y $\lambda = 2\sqrt{D(t - t_0)}$ la longitud de difusión. Dado que solo llevamos adelante el cálculo de la temperatura media, sería coherente aproximar el calentamiento local $\dot{Q}(\vec{r}_0, t_0)$ por su media espacial $\dot{Q}(t_0)$ sobre el volumen activo $l \times w \times 2d$. Esto equivale a suponer que el calentamiento de la muestra está originado por la aplicación de una densidad de corriente que se distribuye uniformemente a través de la sección eficaz de todo el superconductor, para lo cual,

en efecto, la literatura nos proporciona cierto soporte, al menos relativamente cerca de T_c , que es nuestro caso [46, 47]. La integral correspondiente resulta entonces factible con el resultado:

$$T(t) = \int_0^t \frac{\dot{Q}(t_0)}{c} M(t - t_0) dt_0 + T_b \quad (6.9)$$

donde la función M , que llamaremos función *memoria térmica*, viene dada por

$$\begin{aligned} M(t - t_0) = & \left[\operatorname{erf} \frac{w}{\lambda} + \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}w} \left(e^{-\frac{w^2}{\lambda^2}} - 1 \right) \right] \\ & \times \left[\operatorname{erf} \frac{l}{\lambda} + \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}l} \left(e^{-\frac{l^2}{\lambda^2}} - 1 \right) \right] \\ & \times \left[\operatorname{erf} \frac{2d}{\lambda} + \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}2d} \left(e^{-\frac{4d^2}{\lambda^2}} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (6.10)$$

La lectura de 6.9 es que la temperatura actual (magnitud de salida) es una *convolución*, en sentido matemático, entre el calor suministrado en tiempos pasados $\dot{Q}(t_0)$ (magnitud de entrada) con la función memoria térmica, que representa el peso térmico que se da, a efectos de calcular la temperatura actual, al calor suministrado en instantes anteriores. Esto es lo que se pretende ilustrar en la figura 6.4. Por tanto, M desempeña el papel de función instrumental del film. Su forma general aparece en la figura 6.4 y depende de las dimensiones de la muestra y de la difusividad del film [48,49]. Como queda ilustrado, M da más peso al momento presente y al pasado inmediato ($\lim_{t_0 \rightarrow t} M(t - t_0) = 1$) que al pasado remoto ($\lim_{t_0 \rightarrow -\infty} M(t - t_0) = 0$) a efectos de calcular la temperatura actual T del film.

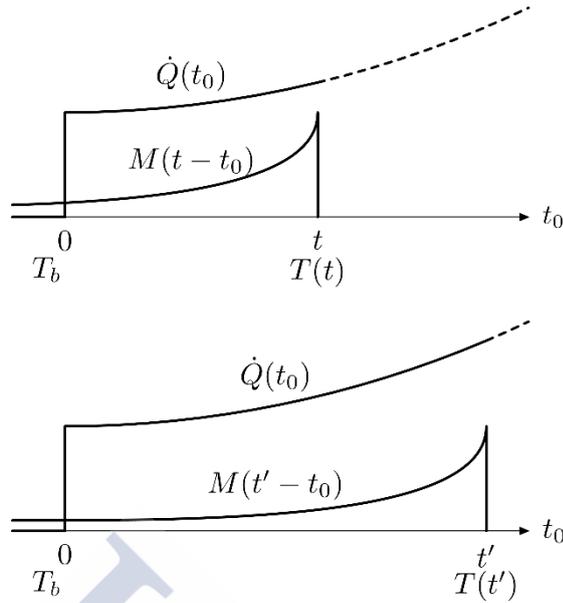


Figura 6.4. Esquema de la velocidad de calentamiento $\dot{Q}(t_0)$ y de la función memoria térmica $M(t - t_0)$ para dos instantes de tiempo, t y $t' > t$.

Para llevar adelante los cálculos con más facilidad, vamos a explorar alguna simplificación adicional. Esta consistirá en sustituir la función M , tal como está definida en la ecuación 6.10, por una función rectangular M_τ , como se ilustra en la figura 6.4b. Como valor de M_τ tomaremos la unidad, pues es el valor exacto de M en el instante presente. Como anchura, adoptaremos la que resulte de imponer la misma área en ambas funciones, de modo que globalmente *pesen* lo mismo para el cálculo de $T(t)$. Esto se traduce en la condición:

$$\int_{-\infty}^t M(t - t_0) dt_0 = \int_{t-\tau}^t M_\tau(t - t_0) dt_0 = \tau \quad (6.11)$$

Esta aproximación permite reescribir la ecuación 6.8 de la forma

$$T(t) = \int_0^t \frac{\dot{Q}(t_0)}{c} M_\tau(t - t_0) dt_0 + T_b \approx \int_{t-\tau}^t \frac{\dot{Q}(t_0)}{c} dt_0 + T_b \quad (6.12)$$

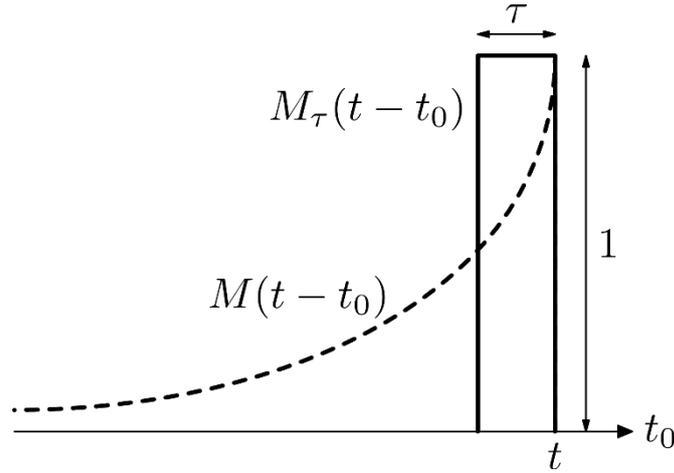


Figura 6.4b. Comparación de la función memoria $M(t - t_0)$ con su aproximación $M_\tau(t - t_0)$.

Dado que M_τ sobrevalora el pasado inmediato en comparación con la historia térmica detallada, compensaremos infravalorando en 6.12 los valores de $\dot{Q}(t_0)$. Considerando que, bajo una inyección creciente de corriente en el film, el calor aportado irá aumentando, es decir, $\dot{Q}(t_0)$ será creciente en el tiempo, parece razonable tomar en 6.12 su valor más bajo en el intervalo τ . Este será, por lo que se acaba de decir, $\dot{Q}(t - \tau)$. Entonces tendremos

$$T(t) = \tau \frac{\dot{Q}(t-\tau)}{c} + T_b, \quad (6.13)$$

o equivalentemente,

$$T(t + \tau) = \tau \frac{\dot{Q}(t)}{c} + T_b \quad (6.14)$$

Llamaremos *aproximación* τ a la que nos ha permitido escribir 6.13 o 6.14. El tiempo τ es un tiempo característico del film, en cuyo significado vamos a ahondar a continuación. Para ello, combinamos 6.10 y 6.11, lo que da como resultado

$$\tau = \frac{1}{2D} \int_0^\infty S\left(\frac{\lambda}{l}\right) S\left(\frac{\lambda}{w}\right) S\left(\frac{\lambda}{2d}\right) \lambda d\lambda, \quad (6.15)$$

donde S es una función de forma unidimensional dada por

$$S(x) = \operatorname{erf} \frac{1}{x} + \frac{x}{\sqrt{\pi}} \left[\exp\left(-\frac{1}{x^2}\right) - 1 \right] \quad (6.16)$$

En la ecuación 6.15, D es la difusividad efectiva del sistema y λ es una variable de suma entre cero e infinito, necesaria para satisfacer la suposición de un sustrato de dimensiones infinitas en nuestro modelo.

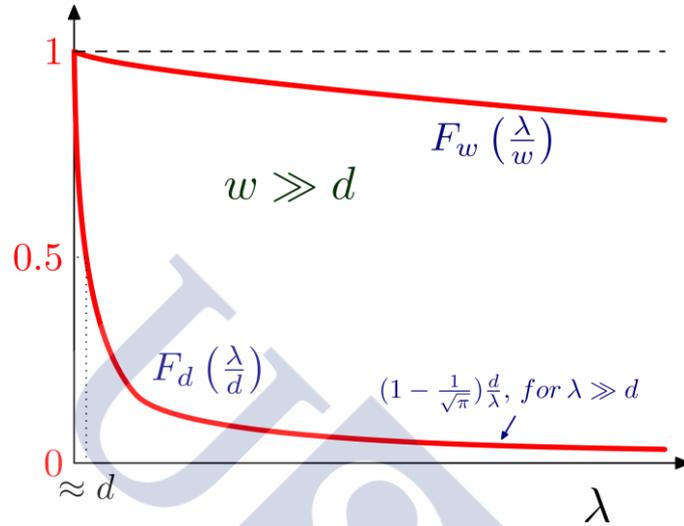


Figura 6.5. Comportamiento de las funciones de forma unidimensionales del tiempo característico τ en el caso de que la anchura w sea mucho mayor que el espesor d , que es el caso típico de los micropuentes analizados en este trabajo. Cuando las dimensiones son muy distintas entre sí, la de menor magnitud es la que mayor influencia tiene sobre τ .

Debido a la propia estructura de la función M , dada por el producto de factores que dependen de una sola dimensión espacial así como del tiempo a través de λ , τ tiende a cero cuando l , w o bien d tienden a cero mientras que las otras dos permanecen fijas, y tiende al producto de dos factores cualesquiera siempre que la dimensión del tercer factor tienda a infinito. La función de forma S tiende a cero más rápidamente para d que para l o w , de forma que el espesor del film es el factor que más influencia tiene sobre el tiempo característico. En la figura 6.5 se ilustra este comportamiento para una muestra en la que típicamente $w \gg d$.

Es interesante proporcionar un orden de magnitud al menos para el tiempo característico para los filmes de estudio en esta tesis. Recordemos antes que el modelo térmico trata de un medio único (medio efectivo). Esto implica, en particular, un único valor para la difusividad D y el calor específico c . Valores en la literatura son $0.05 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ para el YBCO y $0.18 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ para el STO [50]. Si por ejemplo tomamos $D_{\text{ef}}=0.15 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ y usamos dimensiones típicas de film de 50×10

$\times 0.15 \mu\text{m}^3$, resulta un tiempo característico $\tau \approx 0.10 \mu\text{s}$. Este valor tan bajo es una medida de la baja inercia térmica del film debido a sus dimensiones micrométricas.

6.2. La ecuación dinámica $T(t)$.

La ecuación 6.14 anterior permite seguir la evolución temporal de la temperatura del film bajo una potencia aplicada $\dot{Q}(t)$. En nuestro caso, esta potencia calorífica por unidad de volumen se aplica mediante el paso de una densidad de corriente J por el film, por lo que

$$\dot{Q}[J, E(J, T)] = J \cdot E(J, T) \quad (6.17)$$

Al sustituir de vuelta en 6.14 tendremos

$$T(t + \tau) = \Gamma_Q(t), \quad (6.18)$$

donde Γ_Q , que podemos llamar simplemente función calor, viene dada por

$$\Gamma_Q = \frac{\tau}{c} J(t) \cdot E[T(t), J(t)] + T_b. \quad (6.19)$$

A menudo, sin embargo, las medidas se realizan bien sea a corriente impuesta o a campo impuesto, en cuyo caso, solo una de las dos magnitudes (J o E) podría depender del tiempo en 6.19.

De 6.18 y 6.19 se deriva sencillamente una interpretación dinámica para el tiempo característico τ . Supongamos que a tiempo t_0 llevamos la corriente aplicada a cero. Por 6.19, $\Gamma_Q = T_b$ y por 6.18, $T(t + \tau) = T_b$, lo que quiere decir que al cabo de τ segundos, la temperatura se ha relajado hasta la temperatura del baño T_b . Por esta propiedad, τ se comporta como un *tiempo de relajación* o *tiempo de respuesta*.

Supongamos ahora que aplicamos al film una densidad de corriente J_0 en el instante cero. Por efecto Joule, el film se calentará hasta alcanzar eventualmente una temperatura final T_∞ al cabo de un tiempo t_∞ suficientemente largo, o más precisamente $t_\infty \gg \tau$. Podemos llamar a T_∞ *temperatura asintótica*. En consecuencia, también el campo eléctrico tenderá a un valor asintótico $E_\infty = E(J_0, T_\infty)$, y entonces $\dot{Q} \rightarrow \dot{Q}_\infty = J_0 \cdot E_\infty = \text{cte}$. Situémonos en un tiempo actual t , tal que $t - t_\infty \gg \tau$ y observemos ahora la ecuación 6.9. Dado que durante el dominio

temporal de la función memoria térmica (del orden de τ) \dot{Q} ha permanecido constante, puede salir fuera de la integral, de forma que

$$T(t) = \frac{\dot{Q}_\infty}{c} \int_{t_\infty}^t M(t - t_0) dt_0 + T_b = \frac{\dot{Q}_\infty}{c} \tau + T_b = T_\infty \quad (6.20)$$

La temperatura T_∞ dada por 6.20 es precisamente la que se obtendría directamente de la aproximación τ . Dicho de otro modo, la temperatura del film alcanzada al cabo de tiempos de aplicación de la corriente $t \gg \tau$ viene dada exactamente por la aproximación de tiempo característico 6.18.

6.3. Análisis de la estabilidad térmica.

Describiremos aquí lo que acabamos de esbozar, es decir, el procedimiento de obtención de las temperaturas estacionarias bajo aplicación de una corriente J y, consecuentemente, de los campos eléctricos estacionarios (estos directamente comparables con los experimentales). Y, lo que es más importante, si esas temperaturas estacionarias alcanzadas son térmicamente estables o no. La importancia de esto es que si existiese una corriente para la cual, según el modelo térmico, no se puede alcanzar un estado estacionario estable, sería natural identificar dicha corriente con la corriente de salto experimental J^* .

La ecuación 6.18 es una ecuación en diferencias no lineal de primer orden, donde Γ_Q describe una función convexa y monótonamente creciente, es decir, a medida que aumenta la densidad de corriente aplicada a la muestra su temperatura tiende a aumentar y por lo tanto $\Gamma_Q(T_b, J) > T_b$. Bajo la inyección de una densidad de corriente determinada en el superconductor, la condición de estado estacionario, es decir, cuando la temperatura de la muestra T permanece constante, viene dada por $T(t + \tau) = T(t)$, o lo que es lo mismo

$$\Gamma_Q(T, J) = T \quad (6.21)$$

El cumplimiento de la ecuación 6.21 para una cierta temperatura T implica que la muestra permanece en un estado disipativo pero estacionario a la temperatura T alcanzada bajo una densidad de corriente J . Esta condición de estado estacionario para la temperatura admite una representación gráfica, como se ilustra en la figura 6.6. En este gráfico, la línea diagonal representa los posibles estados estacionarios,

es decir, que cumplen la condición $T(t + \tau) = T(t)$, mientras que la curva $T(t + \tau) = \Gamma_Q(T(t), J)$ representa la evolución térmica de la muestra a lo largo del tiempo. Las líneas verticales indican variaciones de temperatura durante un incremento de tiempo τ , mientras que las líneas horizontales representan la temperatura final alcanzada en ese intervalo de tiempo τ y que se corresponde con la temperatura inicial del siguiente intervalo.

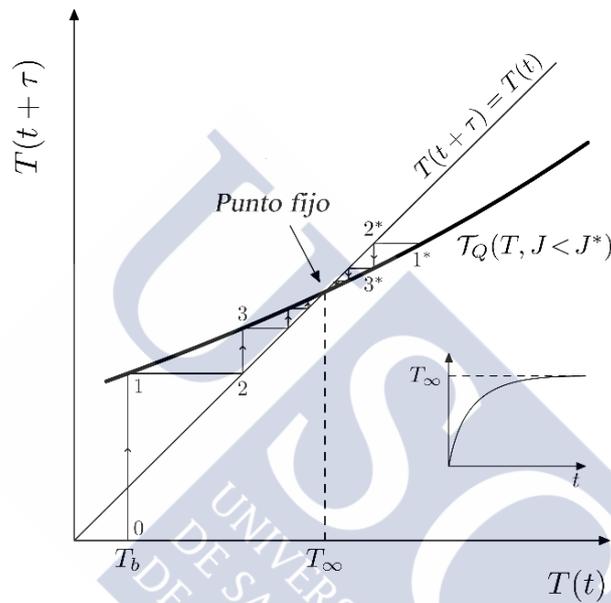


Figura 6.6. Diagrama de la evolución térmica bajo una densidad de corriente $J < J^*$. En el recuadro se muestra, en función del tiempo, la aproximación de la temperatura a su límite estable T_∞ .

La temperatura de la muestra evoluciona a través del recorrido $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow \dots$, desde la temperatura del baño T_b hasta una temperatura estable T_∞ (punto fijo de la figura 6.6) para la cual la función $\Gamma_Q(T(t), J)$ interseca a la línea $T(t + \tau) = T(t)$. En este punto, en efecto, el sistema es capaz de recuperar la temperatura de estabilidad para fluctuaciones de temperatura por encima de T_∞ siguiendo el recorrido $1^* \rightarrow 2^* \rightarrow 3^* \dots$. Para un valor de corriente J^* el sistema alcanza el último estado estable correspondiente a un valor de temperatura T^* , para el que la línea de evolución de la temperatura toca tangencialmente a la recta de estabilidad (figura 6.7).

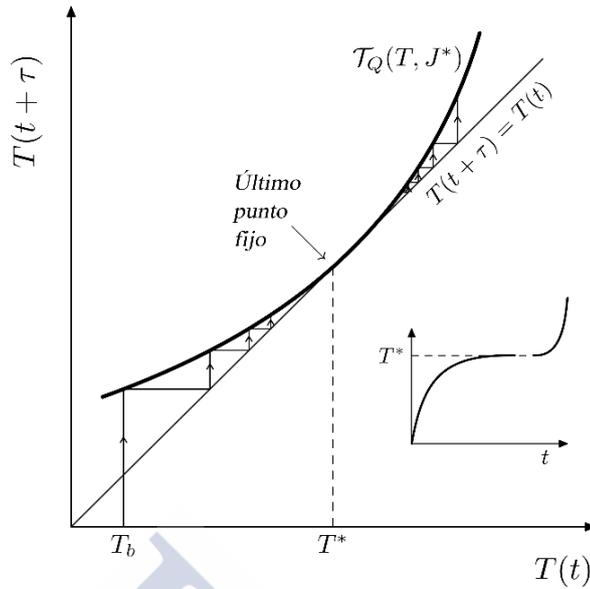


Figura 6.7. Diagrama de la evolución térmica bajo una densidad de corriente $J = J^*$. Desde bajos valores, la temperatura aumenta hacia su límite estable T^* . Por encima de este punto, la temperatura crece indefinidamente.

Para una densidad de corriente por encima de su valor supercrítico J^* , la función $\Gamma_Q(T(t), J)$ evoluciona sin llegar a intersectar a la línea de estabilidad en ningún punto (figura 6.8). En este caso, el superconductor sufre una avalancha térmica que lo hace transitar al estado normal.

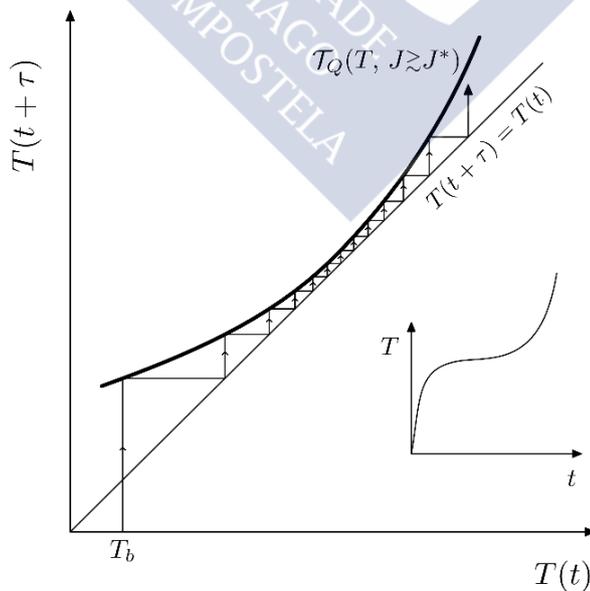


Figura 6.8. Diagrama de la evolución térmica bajo una densidad de corriente $J > J^*$. La velocidad de incremento de la temperatura se ralentiza, pero finalmente aumenta sin límite.

Por lo tanto, dado que $\Gamma_Q(T(t), J)$ aumenta a medida que aumenta J para una temperatura del baño dada, la curva $\Gamma_Q(T(t), J)$ evoluciona a través de los distintos escenarios descritos por las figuras 6.6, 6.7 y 6.8. Cuanto mayor sea la inercia térmica del superconductor (mayor valor de τ) menor será la corriente necesaria para alcanza la inestabilidad. La densidad de corriente supercrítica J^* es el valor de corriente descrito en la figura 6.7 y que analíticamente se corresponde con la condición

$$T^* = \Gamma_Q(T^*, J^*), \quad \frac{\partial \Gamma_Q}{\partial T} = (T^*, J^*) = 1 \quad (6.22)$$

Alternativamente, J^* es la mayor densidad de corriente para la cual la ecuación $T(t + \tau) = T(t)$ tiene solución. Una formulación mejor adaptada a un análisis computacional de la condición de estabilidad, permite definir la densidad de corriente supercrítica J^* como aquella que verifica la condición

$$J^* = \max_J \{ \Gamma_Q(T, J) - T = 0 \} \quad (6.23)$$

La temperatura supercrítica T^* que satisface la condición 6.18 es el mayor valor de temperatura para el que el sistema permanece en un estado térmicamente estacionario. Este valor de temperatura, asociado a la corriente J^* , es una variable cuyos valores no se pueden comparar con ningún resultado experimental debido a la ausencia de estos. Sin embargo, sí es posible comparar las predicciones para la corriente supercrítica con resultados experimentales. Este es precisamente uno de los principales objetivos de esta tesis doctoral.

6.4 Resultados experimentales y análisis de datos.

6.4.1 Isotermas intrínsecas frente a isotermas medidas.

La formulación de la condición de estabilidad térmica 6.21 pasa por el conocimiento de la función calor, como se explicita en 6.19. A su vez, esto exige conocer la forma funcional $E=E(J, T)$. Es engañoso pensar que la dependencia $E(J, T)$ es directamente medible, pues, por el inevitable efecto Joule presente en las curvas experimentales E - J , la temperatura irá creciendo progresivamente con J desde la inicial del baño T_b .

A bajas densidades de corriente, sin embargo, se espera que la temperatura del micropuente sea igual T_b . En esta región de baja disipación, los puntos experimentales no están afectados por efectos térmicos, de forma que se puede utilizar una forma funcional cuyos parámetros se obtienen a partir del ajuste a los datos experimentales en esta región.

No existe un criterio establecido que nos diga qué forma funcional es la más adecuada para el ajuste de los datos, así como tampoco qué región de ajuste es la más idónea. Afortunadamente, el resultado final no depende críticamente de estas opciones. En nuestro caso, situamos el campo eléctrico umbral para ajuste en varias veces (5 hasta 10) menor que el máximo experimental. Como requisito fuerte, la extrapolación de las curvas intrínsecas debe pasar necesariamente por debajo de los puntos experimentales. Esto se corresponde con el hecho de que las isoterms intrínsecas son las curvas E-J a $T = T_b$ en todo su recorrido, en tanto que los puntos experimentales corresponden a temperaturas crecientes a partir de la del baño T_b . Adicionalmente, se exige que las isoterms intrínsecas sean curvas suaves (continuas) tanto en J como en T. El sentido de esta exigencia es evitar que la discontinuidad observada experimentalmente pueda estar ya en germen en las propias isoterms intrínsecas y, por el contrario, que sea la inestabilidad térmica el fenómeno causante de la misma.

6.4.2 Medidas en ausencia de campo magnético externo.

El modelo térmico ha tenido un cierto recorrido desde su inicio hasta el presente trabajo que lo ha posicionado como un modelo sólido para el estudio del *quenching* no solo desde el punto de vista de su formulación teórica sino también por su capacidad para interpretar los resultados experimentales frente a otros mecanismos alternativos relacionados con la inestabilidad de vórtices. El acuerdo entre la teoría y los experimentos ha sido corroborado en trabajos previos para capas delgadas de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [20,28] así como para cables industriales de tipo HTSC fabricados por SuperPowerTM [29].

En esta sección mostraremos algún ejemplo representativo de los resultados obtenidos en nuestro laboratorio y su explicación mediante el modelo térmico. La primera muestra es un micropuente de YBCO perteneciente a la muestra *m50b*, crecida sobre un sustrato de STO (100) mediante la técnica de ablación laser. Los detalles sobre los parámetros de crecimiento así como las técnicas de caracterización vienen descritas en [51]. El micropuente fue patroneado mediante

fotolitografía, utilizando para su grabado iones de argón, mientras que los contactos eléctricos se recubrieron con una capa de oro a los que se soldaron cables de aluminio de 75 μm de diámetro siguiendo un proceso análogo al descrito en la sección 2.4. Para las medidas de resistividad así como la medida de las curvas E-J se empleó un criostato comercial para el control de la temperatura, con una precisión en su estabilización mejor que 50 mK. El dispositivo experimental diseñado para llevar a cabo las medidas consta de una fuente de corriente DC capaz de suministrar corriente tanto de forma continua como en rampas de pulsos de 1 ms de duración. El voltaje de los micropuentes se midió con una tarjeta de National Instruments PCI6035 DAQ. La adquisición de los datos de la curva E-J, a través de medidas continuas y escalonadas, así como otros detalles experimentales, aparecen descritos de forma similar en la Ref. 20.

Para la determinación de las curvas intrínsecas de la muestra *m50b* en ausencia de campo magnético externo se ha utilizado una forma funcional ya usada en trabajos previos y que tiene la forma [27,28]:

$$E_s(J, T) = \rho_n(T) \left[J^{\frac{1}{s}} - J_0(T)^{\frac{1}{s}} \right]^s \quad (6.24)$$

donde $s = s_0 + s_1(1 - T/T_c)$ y $J_0(T) = J_{01}[1 - T/T_c]^m$. La función $\rho_n(T) = \rho_0 + \alpha T$ se obtiene por extrapolación de los datos de la resistividad dependientes de la temperatura del film en el intervalo de 250 K hasta la temperatura ambiente. Cabe notar que E_s tiende al límite Ohmico $\rho_n J$ cuando $J \gg J_0$ o bien $T \rightarrow T_c$. En el gráfico de la figura 6.9 se muestran los datos experimentales (símbolos abiertos) junto con el ajuste de la ecuación 6.24 a los datos de las regiones de baja disipación (área gris), representada mediante líneas discontinuas para cada una de las temperaturas. Los valores para los cinco parámetros libres de la ecuación 6.24 obtenidos del ajuste son $J_{01} = 39.999 \times 10^6 \text{ Acm}^{-2}$, $m = 1.319$, $s_0 = 1.050$, $s_1 = 2.790$, y $T_c = 87.8 \text{ K}$. Los parámetros del ajuste de $\rho_n(T)$ son $\rho_0 = 2.45 \mu\Omega\text{cm}$ y $\alpha = 1.71 \mu\Omega\text{K}^{-1}$. A diferencia de los datos experimentales, las curvas intrínsecas dadas por la forma funcional $E_s(J, T)$ crecen de forma suave a medida que aumenta J , dado que el valor del campo eléctrico se calcula asumiendo que la temperatura de la muestra se mantiene estrictamente constante en todo momento.

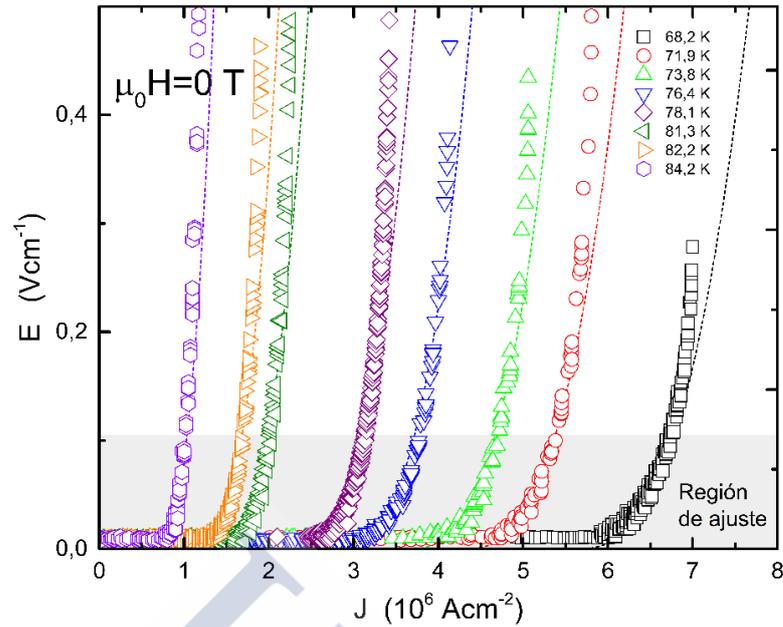


Figura 6.9. Los símbolos abiertos representan curvas E-J medidas para la muestra $m50b$ a diferentes temperaturas del baño en ausencia de campos magnéticos externos. Las líneas discontinuas muestran el ajuste de la ecuación 6.24 a los datos para valores de E dentro de la región sombreada.

Una vez calculadas las curvas intrínsecas, el siguiente paso consiste en determinar los efectos de calentamiento sobre dichas curvas a partir del análisis de la ecuación 6.21. La evaluación de la ecuación 6.15 para la muestra $m50b$ proporciona un valor $\tau \approx 0.37 \mu\text{s}$, donde se ha tomado el coeficiente de difusividad $D = 0.18 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ [50] correspondiente al sustrato de STO. La elección de este valor de difusividad frente a la difusividad del micropunto ($\sim 0.05 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$) es razonable en tanto que la longitud de difusión térmica del sustrato para un tiempo de 1 ms es del orden de $270 \mu\text{m}$, mucho mayor que las dimensiones del film.

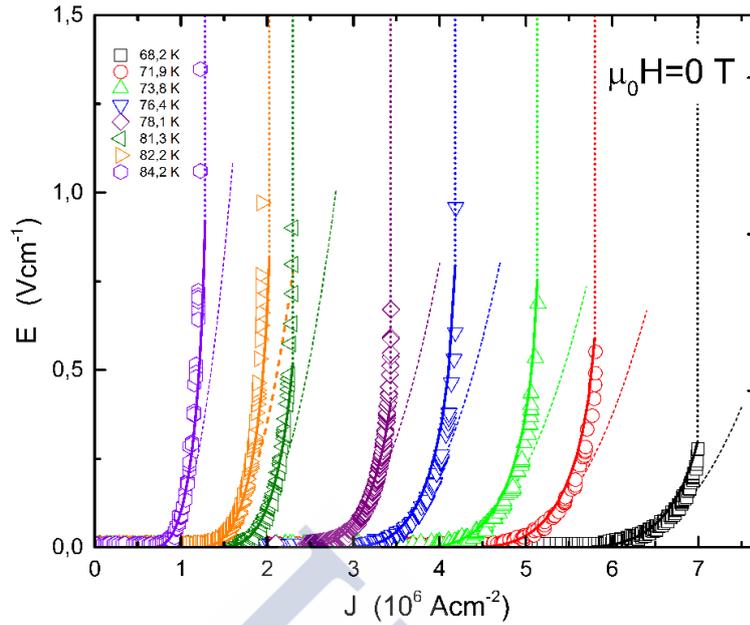


Figura 6.10. Los símbolos representan los datos experimentales mostrados en la figura 6.9. Las líneas de trazo discontinuo representan las curvas intrínsecas $E_s(J, T)$ para cada una de las isothermas. Las líneas continuas son las curvas calculadas con nuestro modelo térmico, extendidas más allá de la densidad de corriente de salto J^* mediante puntos discontinuos.

La aplicación de una densidad de corriente J por encima de J_c da lugar a un campo eléctrico $E_s(J, T)$ que sirve para evaluar la condición de estabilidad $\Gamma_Q(T, J) = T$. Esta condición se obtiene para una temperatura T_J , que es la temperatura que alcanza el sistema bajo una densidad de corriente J . Este proceso se repite, incrementando la corriente en $\delta J = 5 \times 10^4 \text{ Acm}^{-2}$, hasta un valor tal que la ecuación 6.21 deja de tener solución en T . En este punto, el sistema deja de ser térmicamente estable y se produce el salto al estado normal. Los valores de densidad de corriente y de campo eléctrico que cumplen la condición de estabilidad térmica generan una curva E-J afectada de calentamiento que puede ser comparada con la curva E-J experimental.

En la figura 6.10 se muestran los resultados de los análisis de las curvas E-J experimentales según el modelo térmico. Las isothermas intrínsecas que acompañan a cada una de las curvas experimentales (símbolos abiertos) están representadas por líneas de trazo discontinuo, mientras que las líneas continuas sobre los datos experimentales representan las curvas simuladas para cada una de las temperaturas. La transición del trazo continuo a discontinuo en estas curvas indica el punto en el que tiene lugar la inestabilidad térmica que da origen al salto al estado normal según las predicciones de nuestro modelo. Esta figura pone de manifiesto el buen acuerdo

obtenido entre las curvas experimentales y las curvas afectadas de calentamiento simuladas a todas las temperaturas del baño.

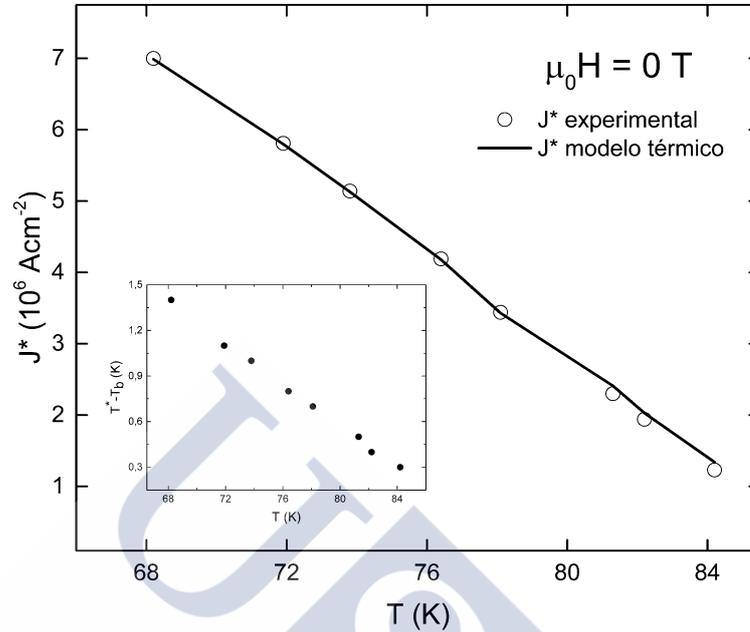


Figura 6.11. Las líneas continuas representan la predicción para J^* obtenida a partir del criterio de estabilidad térmica (Eq. 6.21) aplicado a las isotermas $E_s(J, T)$, frente a los símbolos abiertos que representan los valores experimentales de salto para la muestra *m50b*. El recuadro muestra el aumento de temperatura del micropuente cuando se alcanza J^* respecto a cada una de las temperaturas del baño.

Los valores de densidad de corriente supercrítica J^* predichos por el modelo térmico se representan en el gráfico de la figura 6.11 mediante una línea continua junto a los valores experimentales para cada una de las temperaturas del baño, que aparecen representados como símbolos abiertos. Este gráfico ilustra el buen acuerdo entre ambos tipos de datos, con una desviación entre ambos inferior al 10%. En esta escala de representación, el error experimental puede considerarse despreciable teniendo en cuenta que el valor de corriente para el que se produce un salto en el voltaje está experimentalmente bien definido. La mayor fuente de error en la determinación del valor teórico de J^* proviene de la resolución con la que se aplica la densidad de corriente para la evaluación de la condición de estabilidad a través del término δJ . Sin embargo, el aumento o disminución en un orden de magnitud del valor de δJ no altera significativamente los resultados mostrados en la figura 6.11.

El modelo térmico es capaz, a partir de la ecuación 6.23, de determinar la temperatura supercrítica T^* para la cual se rompe el balance térmico entre el film y el sustrato, dado lugar a una avalancha térmica que precipita el salto al estado normal. El aumento de temperatura que alcanza el micropuente en el momento del salto aparece representado en el recuadro de la figura 6.11 para cada una de las temperaturas del baño. Este incremento de temperatura oscila entre 0.5 K para la medida a 84.2 K y 1.5 K para la temperatura más baja del baño de 68.2 K. De este resultado en particular, se deduce que el sistema no necesita alcanzar la temperatura crítica T_c para alcanzar la inestabilidad térmica y saltar al estado normal.

6.4.3. Medidas bajo campos magnéticos externos.

El núcleo central de este trabajo es el análisis de la inestabilidad de las curvas E-J bajo campos magnéticos externos desde el punto de vista de del modelo térmico. Para ello, se parte de las curvas E-J correspondientes a la muestra sc181 medidas en un intervalo de temperaturas comprendido entre 80 K y 87 K bajo un rango de campos magnéticos externos comprendido entre 0.3 y 0.9 T.

La forma funcional utilizada para la determinación de las isoterms intrínsecas para la muestra sc181 viene dada por [16, 23, 53, 54]

$$E_n(J, T) = E_0(T) \left[\frac{J}{J_c(T)} \right]^{n(T)} \quad (6.25)$$

donde $E_0(T) = E_{01}[1 - T/T_c]^{m_e}$, $J_c(T) = J_{01}[1 - T/T_c]^{m_j}$ y $n(T) = n_{01}[1 - T/T_c]^{m_n}$. En la ecuación 6.25, E_{01} , m_e , J_{01} , m_j , n_{01} y m_n son parámetros libres que necesitan ser ajustados a las curvas experimentales E-J en la región de bajo E, mientras que el valor de T_c se determina experimentalmente a partir de las medidas de resistividad. En un primer análisis, la ecuación 6.25 se ajusta a los datos experimentales tomando $J_c(T)$ como el valor de la densidad de corriente crítica determinado experimentalmente a partir de las medidas hechas con el nanovoltímetro. Este ajuste nos proporciona los valores $E_0(T)$, $J_c(T)$ y $n(T)$ para cada isoterma a partir de los cuales se obtienen todos los parámetros libres de la ecuación 6.25. El conjunto de valores obtenidos para cada campo se muestran en la tabla 6.1.

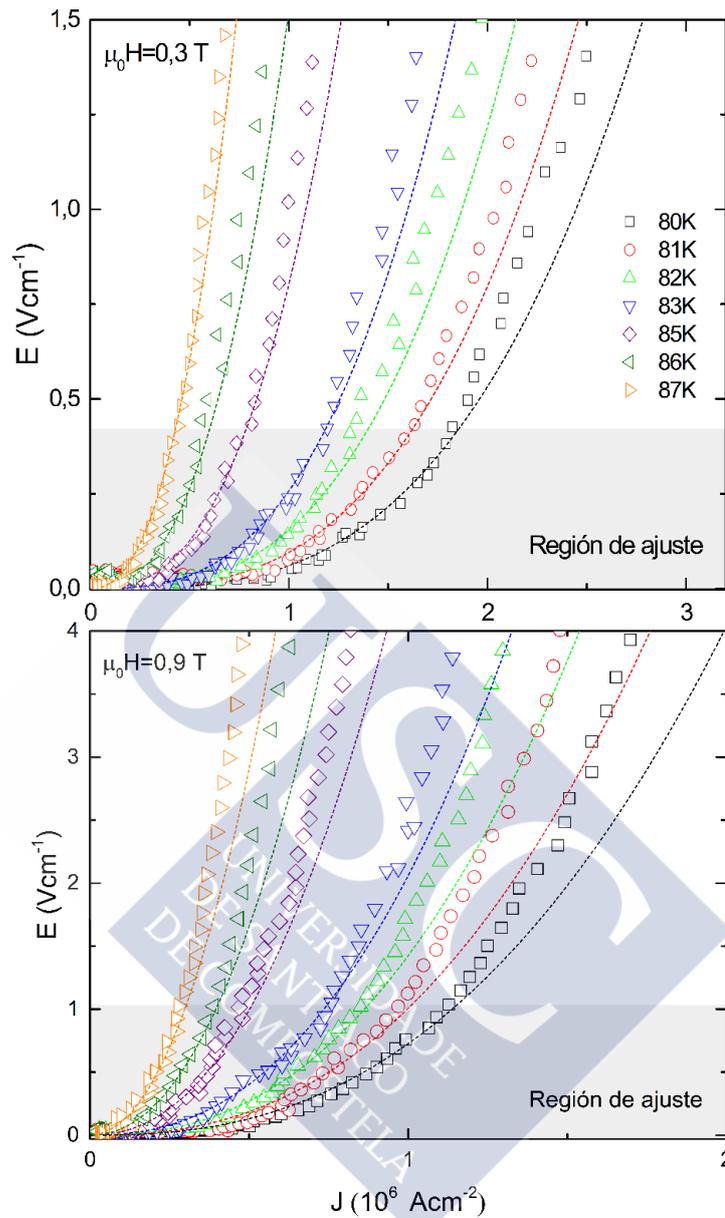


Figura 6.12. Los puntos abiertos son curvas experimentales E-J pertenecientes a la muestra sc181, medidas a diferentes temperaturas del baño T_b bajo campos magnéticos externos de 0.3 T y 0.9 T. Las curvas discontinuas son las isothermas intrínsecas que resultan del ajuste de la ecuación 6.25 a los datos de la región sombreada.

En los dos ejemplos de la figura 6.12 se muestra, mediante líneas discontinuas, la tendencia de las isothermas intrínsecas que resultan de la extrapolación del ajuste a los puntos experimentales (J , E) de la región sombreada, para un conjunto de curvas E-J medidas a diferentes temperaturas bajo campos magnéticos externos de 0.3 y 0.9 T.

Tabla 6.1. Parámetros de ajuste del modelo térmico para la muestra sc181.

$\mu_0 H$ (T)	J_{01} (10^6 Acm^{-2})	m_j	E_{01} (Vcm^{-1})	m_e	n_0	m_n
0.3	19.27	1.71	0.01	0.52	5.09	0.22
0.4	17.35	1.76	0.05	0.87	4.10	0.17
0.5	22.50	1.95	0.19	1.53	3.93	0.15
0.6	28.32	2.13	0.58	1.83	3.45	0.13
0.7	21.60	2.09	0.21	1.61	3.73	0.15
0.8	31.45	2.29	1.11	2.12	3.27	0.13
0.9	29.43	2.34	0.84	2.11	3.37	0.14

La difusividad térmica D utilizada para el cálculo del tiempo característico τ es la misma que la empleada en la sección anterior para la muestra $m50b$ de forma que, teniendo en cuenta las dimensiones de la muestra sc181, obtenemos un valor $\tau \approx 0.17 \mu\text{s}$. Una vez parametrizadas las isothermas intrínsecas para todas las temperaturas y determinado el tiempo característico del micropuente, se dispone de todos los ingredientes para poder evaluar la condición de estabilidad dada por la ecuación 6.21, para valores crecientes de densidad de corriente $J_c \leq J \leq J^*$ aplicada en intervalos de $\delta J = 8 \times 10^3 \text{ Acm}^{-2}$, de forma análoga a la descrita en la sección anterior.

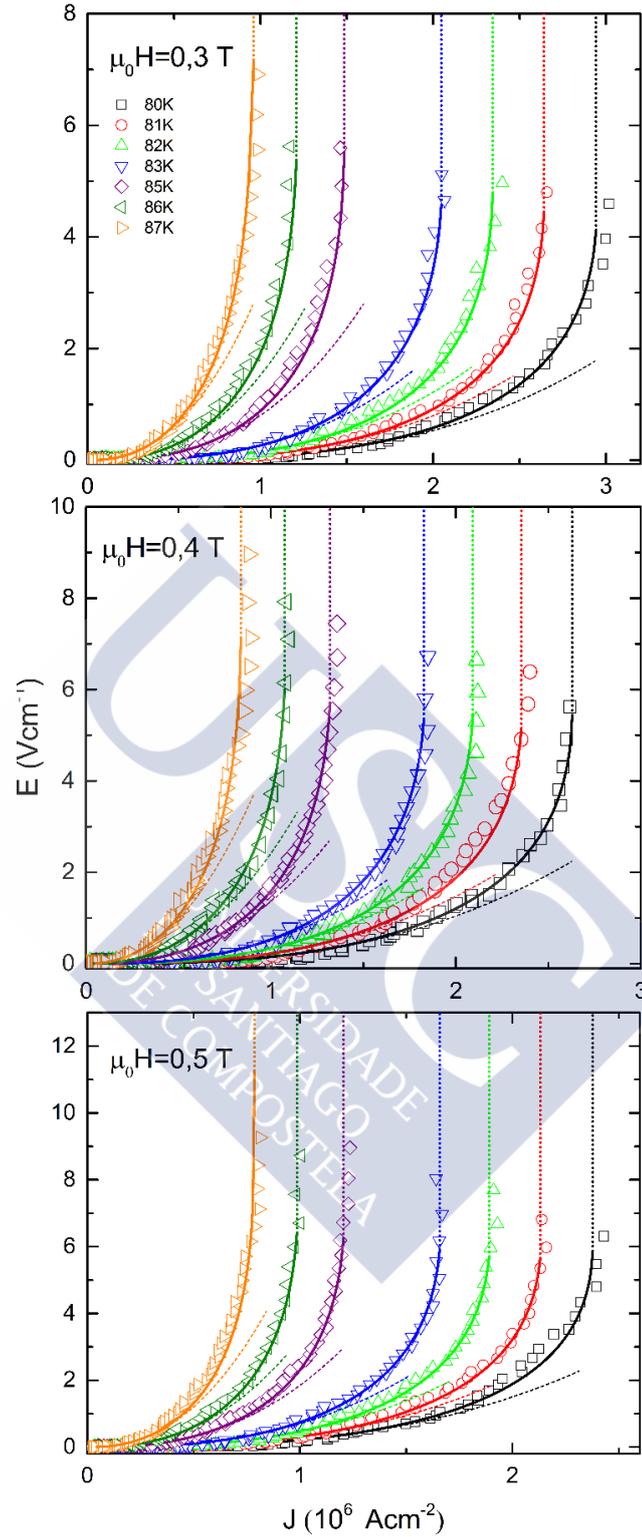


Figura 6.13a. Curvas E-J correspondientes a la muestra sc181, medidas a diferentes temperaturas bajo campos magnéticos externos de 0.3 T, 0.4 T y 0.5 T. A cada una de las curvas experimentales (símbolos abiertos) se le asocia una curva intrínseca (línea de trazo discontinuo) sobre la que se simula una curva (línea continua) constituida por puntos que cumplen la condición de equilibrio térmico (Eq. 6.21). El salto al estado normal aparece representado por líneas de puntos verticales.

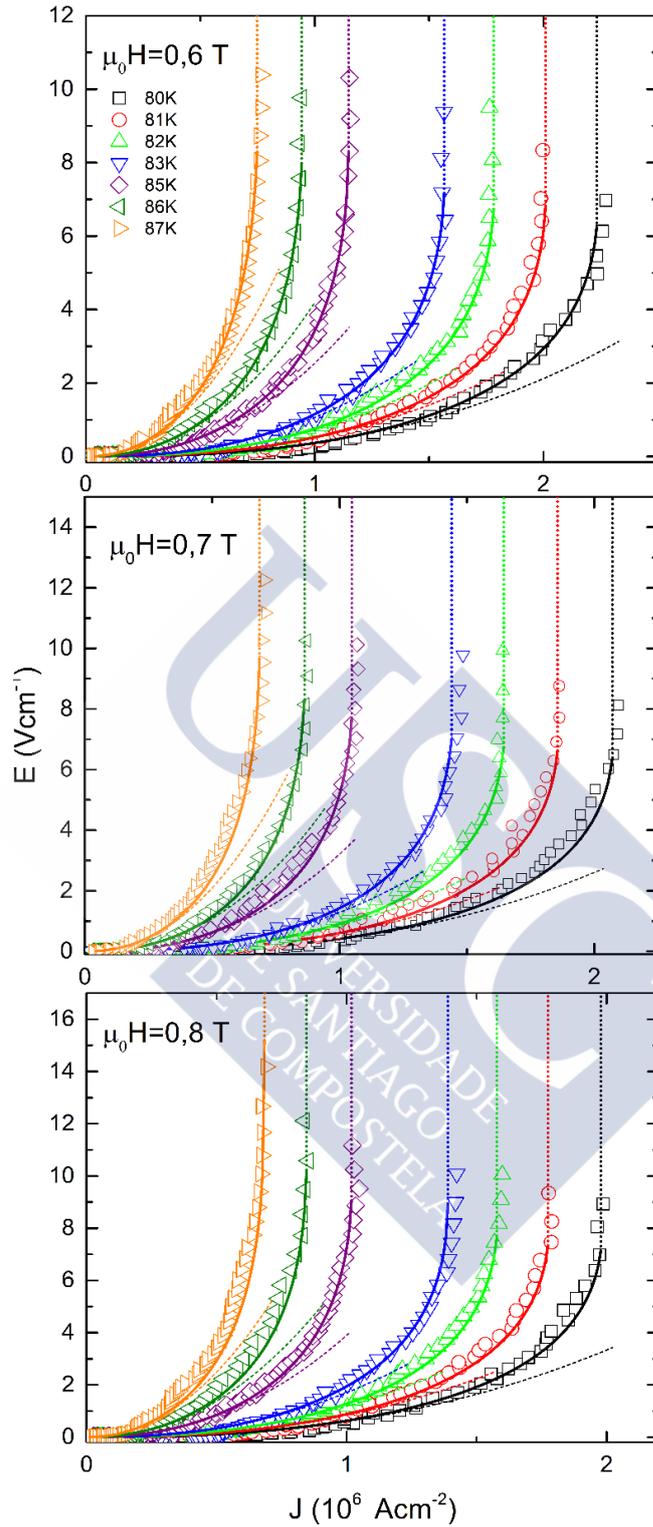


Figura 6.13b. Curvas E-J correspondientes a la muestra sc181, medidas a diferentes temperaturas bajo campos magnéticos externos de 0.6 T, 0.7 T y 0.8 T. A cada una de las curvas experimentales (símbolos abiertos) se le asocia una curva intrínseca (línea de trazo discontinuo) sobre la que se simula una curva (línea continua) constituida por puntos que cumplen la condición de equilibrio térmico (Eq. 6.21). El salto al estado normal aparece representado por líneas de puntos verticales.

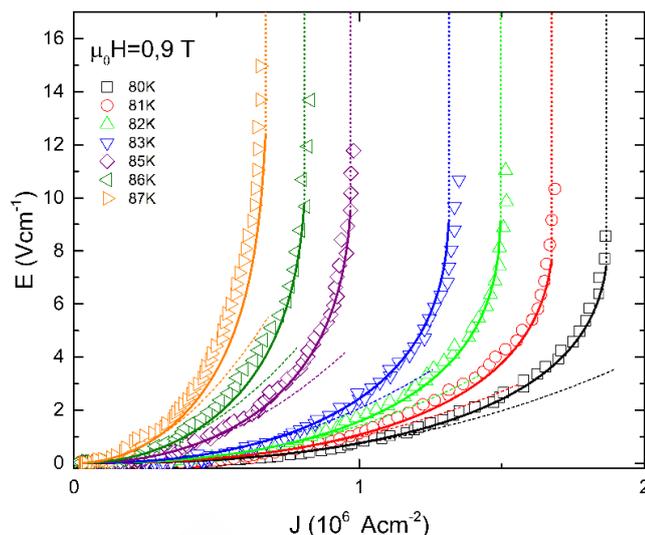


Figura 6.13c. Curvas E-J correspondientes a la muestra sc181, medidas a diferentes temperaturas bajo un campo magnético externo de 0.9 T. A cada una de las curvas experimentales (símbolos abiertos) se le asocia una curva intrínseca (línea de trazo discontinuo) sobre la que se simula una curva (línea continua) constituida por puntos que cumplen la condición de equilibrio térmico (Eq. 6.21). El salto al estado normal aparece representado por líneas de puntos verticales.

En las figuras 6.13 *a*, *b* y *c* se muestran los ajustes de las curvas teóricas (líneas continuas) a los datos experimentales medidos a diferentes campos magnéticos y representados por símbolos abiertos. Las curvas intrínsecas a partir de las cuales se calculan las curvas afectadas de calentamiento se representan mediante líneas de trazo discontinuo. Al igual que en el gráfico de la figura 6.10, la discontinuidad en el campo eléctrico predicha por el modelo térmico se representa por líneas verticales de puntos. La calidad del ajuste de las curvas teóricas a los datos experimentales para todas las temperaturas bajo diferentes campos magnéticos externos es satisfactorio teniendo en cuenta la mayor dispersión de los puntos (J , E) que conforman cada una de las curvas experimentales respecto a las medidas llevadas a cabo con la muestra *m50b* a 0 T.

Los valores teóricos de corriente supercrítica J^* que marcan el límite de estabilidad térmica aparecen representados en el gráfico de la figura 6.14 mediante líneas junto con los datos extraídos de las curvas experimentales, que aparecen representados con símbolos abiertos. El acuerdo entre los valores experimentales y los simulados es notable, con una desviación entre ambos que, en los casos más desfavorables correspondientes a las temperaturas más bajas, nunca es mayor del 5%. El líneas generales, esta desviación puede asumirse como razonable teniendo en cuenta la incertidumbre asociada a la determinación experimental de J^* , que

depende en gran medida de la resolución con la que se barre un cierto intervalo de corriente hasta alcanzar el salto al estado normal.

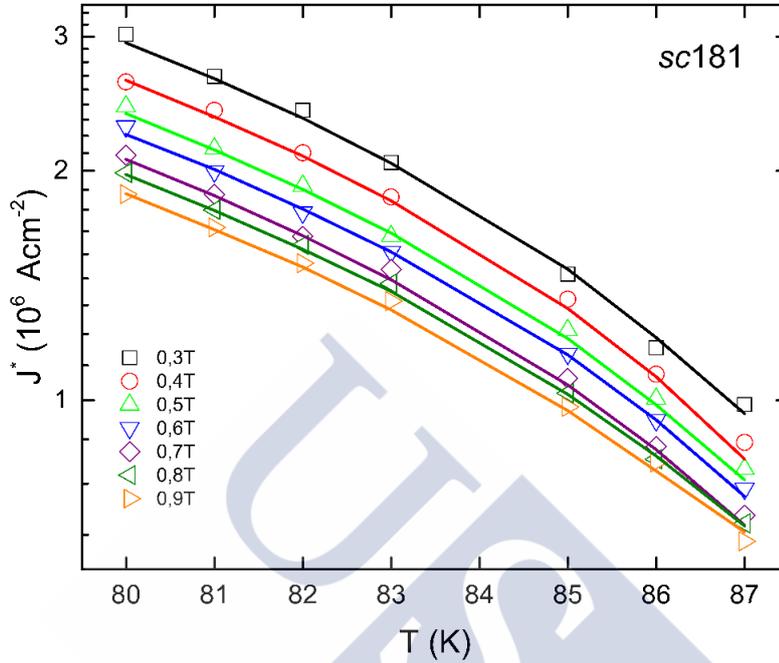


Figura 6.14. Las líneas continuas representan la predicción para J^* obtenida a partir del criterio de estabilidad térmica (Eq. 6.21) aplicado a las isotermas $E_n(J, T)$. Los símbolos abiertos representan la densidad de corriente de salto al estado normal de las curvas experimentales E-J para las diferentes temperaturas del baño. El eje vertical está en escala logarítmica.

En las figuras 6.15 *a* y *b* se muestran los análisis de las curvas E-J correspondiente a la muestra sc143, medidas a diferentes temperaturas bajo campos magnéticos comprendidos entre 0.1 T y 0.9 T. Para la obtención de las curvas base se ha utilizado la forma funcional 6.24, cuyos parámetros de ajuste se resumen en la tabla 6.2. Los parámetros que resultan del ajuste de la función $\rho_n(T)$ son $\rho_0 = 2.27 \mu\Omega\text{cm}$ y $\alpha = 0.98 \mu\Omega\text{K}^{-1}$. El tiempo característico obtenido a partir de la ecuación 6.15 para esta muestra, utilizando la difusividad térmica del STO, es de $\tau \approx 0.39 \mu\text{s}$, mientras que los incrementos de corriente sobre los que se evalúa la condición de estabilidad son de $\delta J = 5 \times 10^4 \text{ Acm}^{-2}$.

Tabla 6.2. Parámetros de ajuste del modelo térmico para la muestra sc143.

$\mu_0 H$ (T)	J_{01} (10^6 Acm^{-2})	m_j	s_0	s_1	T_c (K)
0.1	20.00	1.77	2.89	2.95	89.5
0.3	17.98	1.57	0.10	4.72	89.0
0.6	9.50	1.53	2.46	2.10	88.7
0.9	6.80	1.55	3.31	1.10	88.6

Nuevamente, las curvas de trazo discontinuo de estas figuras (6.15 *a* y *b*) representan las curvas base para cada una de las temperatura, mientras que las curvas continuas representan las respectivas curvas teóricas afectadas de calentamiento. Éstas alcanzan la inestabilidad, representada por rectas de puntos verticales, para valores del campo eléctrico menores que los experimentales para todos los campos estudiados y para todas las temperaturas, a excepción de la temperatura más alejada de T_c . Las curvas experimentales saltan al estado normal para valores de densidad de corriente ligeramente mayores que los predichos por el modelo térmico para las temperaturas más próximas a T_c , mientras que a la temperatura más baja de 81 K, las curvas teóricas alcanzan la inestabilidad casi sistemáticamente para valores de densidad de corriente mayores que los experimentales.

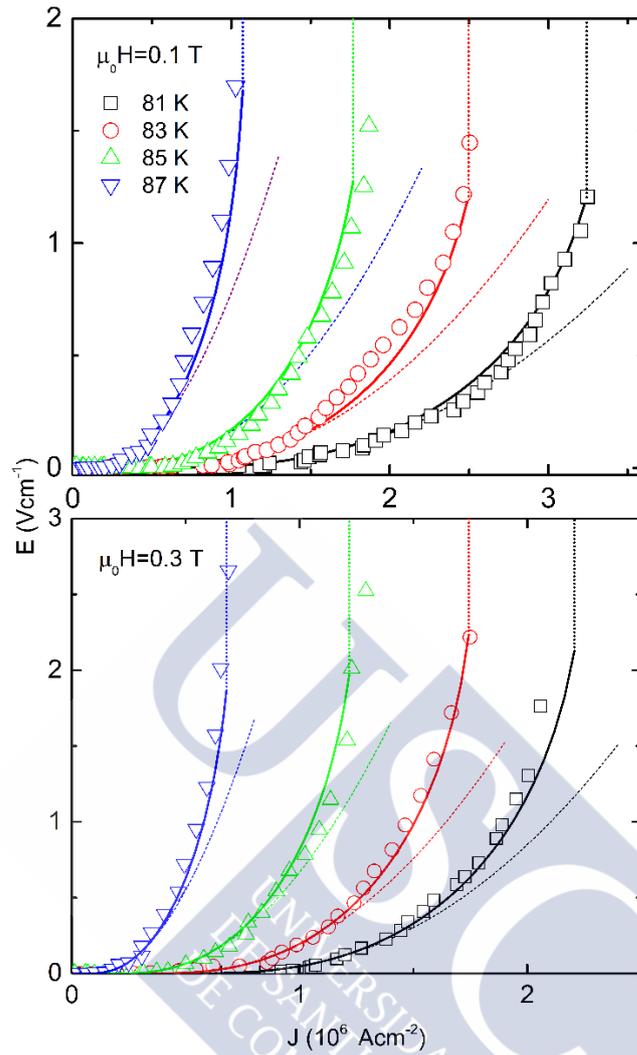


Figura 6.15 *a*. Curvas E-J correspondientes a la muestra sc143, medidas a diferentes temperaturas bajo campos magnéticos externos de 0.1 T y 0.3 T. A cada una de las curvas experimentales (símbolos abiertos) se le asocia una curva intrínseca (líneas de trazo discontinuo) sobre la que se simula una curva (línea continua) constituida por puntos que cumplen la condición de equilibrio térmico (Eq. 6.21). El salto al estado normal aparece representado por líneas de puntos verticales.

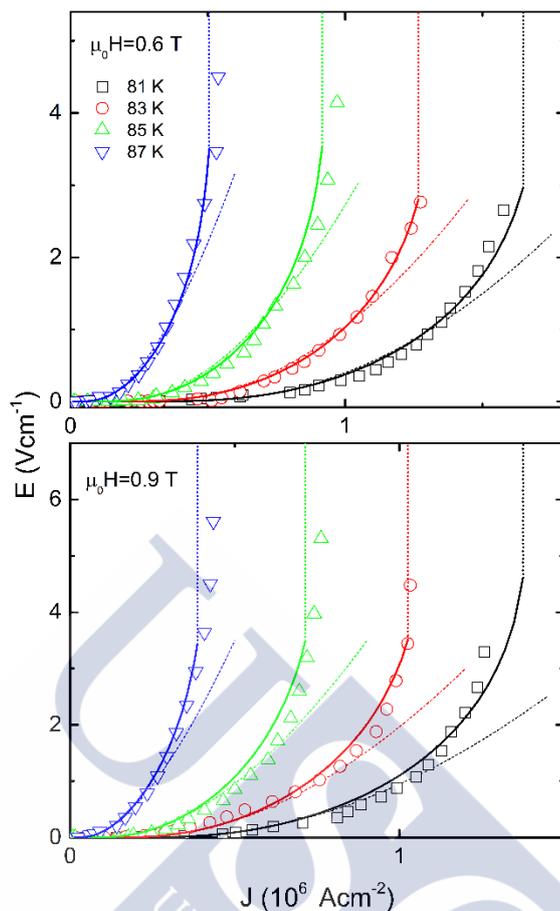


Figura 6.15 *b*. Curvas E-J correspondientes a la muestra sc143, medidas a diferentes temperaturas bajo campos magnéticos externos de 0.6 T y 0.9 T. A cada una de las curvas experimentales (símbolos abiertos) se le asocia una curva intrínseca (líneas de trazo discontinuo) sobre la que se simula una curva (línea continua) constituida por puntos que cumplen la condición de equilibrio térmico (Eq. 6.21). El salto al estado normal aparece representado por líneas de puntos verticales.

Este comportamiento se aprecia con más claridad en la figura 6.16, en la que se representan mediante símbolos, los valores de densidad de corriente supercrítica experimentales frente a los teóricos, representados mediante líneas. La calidad de los ajustes obtenido a partir de las curvas base $E_s(J, T)$ para esta muestra se va degradando progresivamente a medida que aumenta el campo magnético respecto a los ajustes obtenidos a partir de las curvas $E_n(J, T)$ en el caso de la muestra sc181. No obstante, las curvas E-J que resultan del modelo térmico reproducen las curvas experimentales hasta el punto de salto y son capaces de dar predicciones para los valores de densidad de corriente supercrítica con un error respecto a los experimentales que no supera, en el peor de los casos, el 10%.

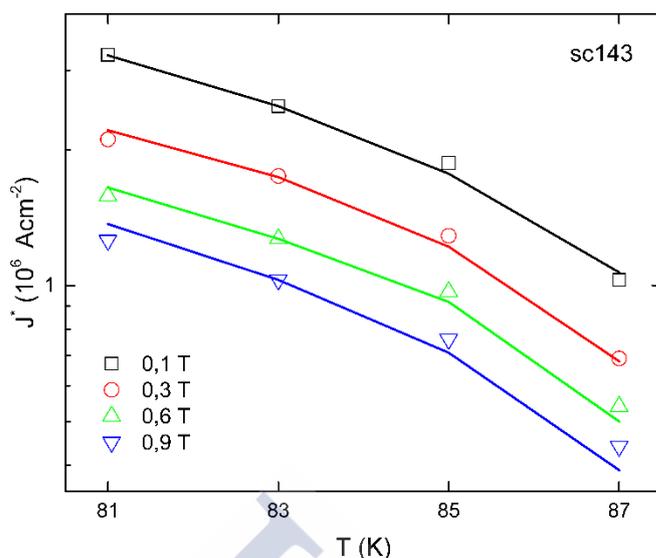


Figura 6.16. Las líneas continuas representan los valores de J^* obtenidos del análisis de la estabilidad térmica sobre las curvas base $E_s(J, T)$. Los símbolos abiertos representan la densidad de corriente de salto al estado normal de las curvas experimentales E-J para las diferentes temperaturas del baño. El eje vertical se representa en escala logarítmica.

Hay que tener en cuenta que el número de puntos que conforma cada una de las curvas experimentales E-J de la muestra sc143 es menor que en el caso de las curvas correspondientes a las muestras sc181 y m50b, por lo que el error experimental que se comete en la determinación de J^* también es mayor respecto a aquellas. Este hecho contribuye, en parte, a que el desacuerdo obtenido entre las corrientes supercríticas teóricas y experimentales se eleve hasta el 10%.

Al igual que lo visto en la sección 6.4.2 para las medidas a 0 T, la inestabilidad térmica responsable de la transición superconductora, no va acompañada necesariamente de un aumento de la temperatura del micropunto por encima de la temperatura crítica T_c . Aunque $J^*(T_b)$ se define como la densidad de corriente a la cual se produce un salto abrupto en el voltaje, las ecuaciones 6.22 y 6.23 muestran que este salto está acompañado a su vez de un salto en la temperatura de la muestra. Así, partiendo de una temperatura del baño T_b en el instante $t=0$, la temperatura $T(\tau)$ que se alcanza después de aplicar una densidad de corriente $J+\delta J$ para un instante $\tau \ll \delta t$ viene dada por las anteriores ecuaciones, donde δJ es el incremento de corriente definido en la simulación ($8 \times 10^3 \text{ Acm}^{-2}$) y δt es del orden de 1 ms, el intervalo de tiempo durante el que se aplica cada pulso. En un instante posterior 2τ , la temperatura del micropunto aumenta hasta $T(2\tau)$, y así sucesivamente hasta que deja de aplicarse corriente transcurrido un tiempo δt . A continuación se incrementa

la corriente en δJ y el proceso de calentamiento se repite hasta que se produce un salto en la temperatura para un valor de densidad de corriente $J^*(T_b)$ para el que la ecuación $\Gamma_Q(T, J) = T$ deja de tener solución en T para todo el intervalo δt . En la figura 6.17 se muestran algunos ejemplos de la temperatura promedio que alcanza el micropuente respecto a la temperatura del baño en función de la densidad de corriente aplicada.



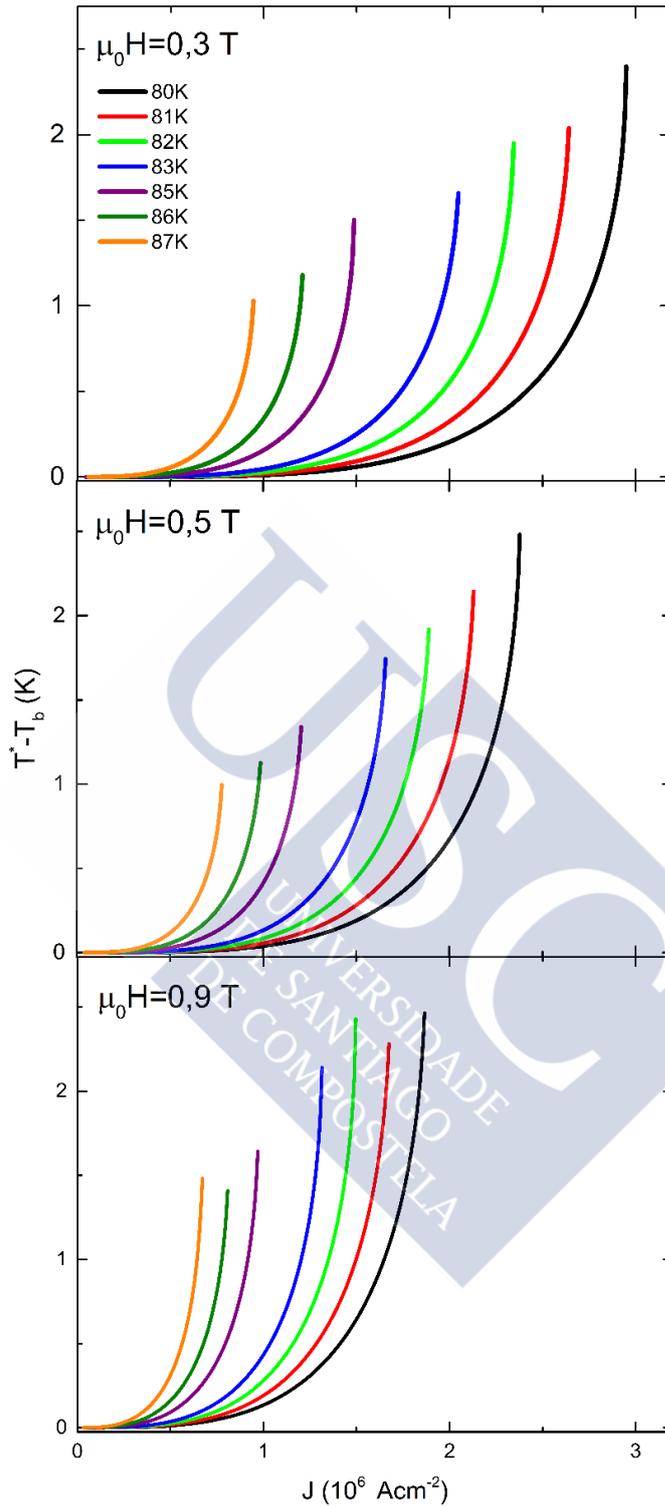


Figura 6.17. Ejemplo del aumento de la temperatura de la muestra sc181 a cada una de las temperaturas medidas bajo campos magnéticos externos de 0.3, 0.5 y 0.9 T. La temperatura final de equilibrio T para cada valor de J se obtiene a partir de la ecuación 6.21 y las isothermas $E_n(J, T)$, para incrementos en la densidad de corriente de $\delta J = 8 \times 10^3 \text{ Acm}^{-2}$.

Los incrementos de temperatura que predice el modelo se mantienen dentro de un intervalo de temperaturas que va desde 1 K hasta 2.5 K para el rango de campos magnéticos aplicados, pero en ningún caso este aumento de temperatura por encima de T_b alcanza la temperatura crítica por encima de la cual se destruye el estado superconductor. Las simulaciones corroboran, por lo tanto, el hecho de que el salto al estado normal que se observa experimentalmente no se produce por el hecho de que la temperatura del micropunto aumente hasta superar T_c , sino que, dependiendo de las condiciones de medida, basta un aumento de algunas décimas de Kelvin para que el sistema se vuelva térmicamente inestable y acabe rompiéndose el estado superconductor. Este incremento de temperatura respecto T_b aumenta a medida que nos alejamos de T_c , dado que las densidades de corriente necesarias para hacer transitar la muestra aumentan y por consiguiente la disipación Joule también aumenta en la misma medida.

El valor de E^* experimental está afectado de una mayor incertidumbre en su determinación debido al hecho de que el punto de salto al estado normal se vuelve menos definido en el caso particular de medidas realizadas bajo campos magnéticos externos. En el caso de la muestra sc181, los valores teóricos de E^* subestiman, salvo alguna excepción, a los valores experimentales en 3 Vcm^{-1} en los casos más desfavorables. El aumento de temperatura de la muestra asociado a esta discrepancia entre los valores de E^* medidos y calculados es siempre inferior a 1 K, de forma que la temperatura de la muestra se mantiene siempre por debajo de T_c en el momento en el que se produce el salto al estado normal.



Capítulo 7

Resumen y conclusiones.

Este capítulo condensa los principales resultados de esta tesis en cuanto al estudio de la transición superconductor inducida por la aplicación de altas densidades de corriente a cupratos superconductores medidos bajo campos magnéticos externos de hasta 0.9 T, así como las principales conclusiones que se extraen de los mismos.

7.1. Resumen.

7.1.1. Del experimento.

Las muestras estudiadas fueron películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, de un espesor comprendido entre 100 y 200 nm, crecidas sobre sustratos cristalinos de SrTiO_3 de 25mm^2 de superficie mediante la técnica de pulverización catódica DC en el sistema de *sputtering* de nuestro laboratorio. Sobre estas películas, utilizando la técnica de fotolitografía, se imprimieron circuitos consistentes en micropuentes de anchuras comprendidas entre 10 y 150 μm y de longitudes diez veces mayores. Las dimensiones micrométricas de los micropuentes permiten la obtención de altas densidades de corriente a partir de bajos valores de intensidad, así como una óptima evacuación del calor generado por el paso de corriente gracias al excelente acoplamiento térmico entre la película y el sustrato. Las muestras fueron analizadas mediante microscopía de fuerza atómica para obtener información acerca de la calidad del proceso de fotolitografiado, las dimensiones de los micropuentes y su rugosidad superficial.

Las muestras se han integrado en diferentes circuitos de medida para obtener, por un lado, una caracterización eléctrica de su resistividad frente a la temperatura, y por otro lado, para medir curvas E-J en diferentes regímenes de disipación. De las medidas de resistividad se han obtenido una serie de parámetros físicos tales como la temperatura crítica T_c . A bajas densidades de corriente, las medidas de curvas E-J mediante un nanovoltímetro nos han permitido determinar las densidades de corriente crítica J_c de cada uno de los micropuentes. Para estudiar el *quenching*

mediante la aplicación de altas densidades de corriente, se ha utilizado un dispositivo de medida de curvas E-J consistente en una fuente programable Keithley 2425, capaz de generar pulsos de corriente de 1 ms de duración, un osciloscopio para monitorizar dichos pulsos de corriente y una tarjeta digitalizadora de alta velocidad (DAQ) que registra las señales de voltaje de los micropuentes tras haber sido previamente amplificadas. Para realizar estas medidas a temperaturas por debajo de la temperatura de transición superconductora, las muestras se han alojado dentro de un criostato de flujo continuo, inmersas en una atmósfera de helio gas y refrigeradas mediante un flujo de helio líquido. La temperatura de trabajo se ha controlado mediante un sistema de retroalimentación PID controlado electrónicamente. Los datos de corriente y de voltaje se han analizado de forma automatizada mediante un dispositivo de medida desarrollado en anteriores trabajos llevados a cabo en nuestro grupo de investigación.

Se han medido curvas E-J a diferentes temperaturas tanto en ausencia como en presencia de campos magnéticos externos aplicados perpendicularmente al plano de las muestras. La aplicación de pulsos de corriente dentro del rango de centenas de microsegundos no ha evitado la observación de efectos de calentamiento en las señales de voltaje, tanto mayores cuanto mayor ha sido la intensidad del campo magnético externo aplicado.

La adición de campos magnéticos externos en las medidas de transporte eléctrico tiene un impacto notable sobre el comportamiento de las curvas E-J y por consiguiente sobre los parámetros supercríticos que de ellas se extraen. Así, para una temperatura del baño constante, la densidad de corriente supercrítica J^* a la que se produce el salto al estado normal disminuye a medida que aumenta el campo magnético, mientras que el campo eléctrico E^* supercrítico aumenta significativamente bajo las mismas condiciones de medida, de forma que la transición superconductora se vuelve menos definida a medida que aumenta el campo y eventualmente desaparece para los campos más altos.

7.1.2. De la comparación de los diferentes modelos con los datos experimentales.

Se ha observado una dependencia de la velocidad de los vórtices v^* con el campo magnético no descrita por el modelo de Larkin-Ovchinnikov (LO). El aumento de la velocidad v^* a bajos valores del campo, como requisito del modelo para garantizar que la distribución de no equilibrio de las cuasipartículas sea uniforme en todo el volumen del micropuente en el momento en el que el sistema se inestabiliza, es satisfecha por una de las muestras, mientras que en otra de las muestras las cuasipartículas se ven confinadas en una región menor que la distancia entre vórtices, de forma que la distribución no es homogénea y no es compatible con una inestabilidad de tipo LO.

El modelo térmico, desarrollado en nuestro grupo de investigación, se basa en el inevitable calentamiento producido por el paso de corriente y el comportamiento no lineal de la resistividad en un superconductor. El modelo nos proporciona una ecuación dinámica de la evolución de la temperatura de la muestra, que nos proporciona información cualitativa de la temperatura de la muestra hasta el punto de salto. La misma ecuación dinámica permite obtener un criterio de estabilidad térmica, que predice qué valores de densidad de corriente hacen transitar la muestra al estado normal. Estas dos herramientas nos permiten describir la evolución de las curvas E-J desde los valores más bajos de corriente, donde comienza la disipación de las muestras, en torno a J_c , hasta el punto de salto al estado normal.

El modelo térmico reproduce la evolución de las curvas E-J medidas en ausencia de campo magnético externo para todas las temperaturas y proporciona valores para J^* que se desvían de los experimentales en menos de un 10%. La temperatura que alcanza la muestra en el punto de salto, según las predicciones del modelo, oscila entre 0.5 K y 1.5 K, con un margen de desviación inferior a 1 K debido a la incertidumbre en la determinación de E^* . Este aumento de temperatura se mantiene siempre muy por debajo de la temperatura de transición superconductora, T_c , de forma que la ruptura del estado superconductor no está asociada a un calentamiento de la muestra por encima de ese valor sino a una solución “explosiva” del campo de temperaturas. Estos resultados están en acuerdo con los obtenidos para otras muestras medidas en ausencia de campo magnético en trabajos precedentes llevados a cabo en nuestro grupo de investigación.

El modelo térmico reproduce igualmente bien el comportamiento de las curvas E-J medidas bajo campos magnéticos externos de hasta 0.9 T, tanto para los valores de J^* como para los valores intermedios ($J_c < J < J^*$). Para una de las muestras, el

desacuerdo entre las corrientes supercríticas teóricas y experimentales se mantuvo por debajo del 5% para todas las temperaturas, mientras que en una segunda muestra este desacuerdo quedó por debajo del 10% para las medidas a campos magnéticos próximos a 0.9 T. El aumento de temperatura experimentado por la primera muestra, según las predicciones del modelo, se mantuvo entre 1 K, para las medidas más próximas a la temperatura crítica, y 2.5 K para las medidas más alejadas de T_c . Dentro de los anteriores márgenes de error, los valores del campo eléctrico a lo largo de las curvas E-J (curvas calientes) quedan igualmente explicadas por el modelo térmico.



Apéndice A

Software de análisis de la inestabilidad térmica.

En esta sección se incluye el programa desarrollado en el lenguaje de programación Origin C incluido en el software de análisis de datos científico-industrial Origin. Origin C es un lenguaje de programación de alto nivel basado en el lenguaje de programación ANSIC. Los programas se desarrollan en el entorno de desarrollo integrado en Origin, denominado constructor de código, que incluye un editor de código fuente, una ventana de área de trabajo, un compilador y un corrector de errores de código. El uso de este entorno de desarrollo de software integrado en el propio programa Origin facilita las tareas de importación de datos, el análisis y la generación de gráficos mediante funciones integradas en el propio programa o bien desarrolladas por el usuario, la exportación de datos e imágenes, etc.

El programa desarrollado para el análisis de la inestabilidad térmica está conformado por módulos de aplicación que tratan cada una de las temperaturas del baño por separado. Esto permite eliminar o añadir los datos correspondientes a una curva E-J para una temperatura determinada con cierta facilidad, lo que permite adaptarse a las necesidades particulares de cada experimento. El programa, por lo tanto, hace una importación de los datos de las curvas E-J experimentales a cada temperatura, junto con una serie de parámetros iniciales para el ajuste dichas curvas, tales como $E_0(T)$, $J_c(T)$ y $n(T)$, τ , T_c , criterios de corte para el ajuste de isothermas intrínsecas, número de puntos por curva, etc. Con esta información, el programa es capaz de generar unas curvas intrínsecas para cada curva E-J experimental y de analizar su estabilidad térmica, proporcionando información adicional sobre la densidad de corriente supercrítica de salto así como información sobre la evolución térmica del micropunto. Para simplificar el número de líneas de código necesarias para el tratamiento simultáneo de las curvas E-J a varias temperaturas del baño, el código que se muestra a continuación solo tiene en cuenta el análisis correspondiente a una sola temperatura.

```

#include <Origin.h>
#include <OC_nag8.h>
#include <math.h>
#include <stdio.h>
// #include <stdlib.h>
#include <..\originlab\fu_utils.h>
#include <..\originlab\NLFitSession.h>

//*****
//*****FIT E*****
vector fitE1()
{
    vector<string> errorWorksheet = {"Renombra la capa con el nombre
init_parameters"};
    return errorWorksheet;

    Worksheet wks("[Book2]init_parameters");
    if(!wks)
        return errorWorksheet;
    Worksheet wksParamsE("[Book1]params_ajuste");
    if(!wksParamsE)
        printf("Error en el book de datos params_ajuste\n");

    XYRange dr;
    // add input data range
    dr.Add(wks, 0, "X");
    dr.Add(wks, 1, "Y");
    dr.Add();

    int nRangeIndex = 0;
    vector vX, vY;
    dr.GetData(vY, vX, NULL, nRangeIndex);

    NLFitSession FitSession;

    // 1. set function
    if( !FitSession.SetFunction("EoT") // set function
    {
        //out_str("invalid fit function");
        vector<string> errFitFunc = {"invalid fit function EoT"};
        return errFitFunc;
    }
    // 2. set data
    if( !FitSession.SetData(vY, vX)
    {
        //out_str("fail to set data");
        vector<string> failSetData = {"fail to set fitE data"};
        return failSetData;
    }

    // 3. Set parameter init values
    vector<string> vsParamNames;
    int nNumParamsInFunction=FitSession.GetParamNamesInFunction(vsParamNames);
    vector vParams(nNumParamsInFunction);
    vParams[0] = 1;
    vParams[1] = 1;
    vParams[2]= wks.Cell(0, 4); //Tc
    int nErr = FitSession.SetParamValues(vParams);
    FitSession.GetChiSqr();
    FitSession.SetParamFix(2, true);
    if(nErr != 0)
        out_str("Fail to set fitE init parameters: err=" + nErr);

    out_str("The parameter values before fitting");
    FitSession.GetChiSqr(); // call GetChiSqr order to set parameter settings on
internal fit object
    show_params(FitSession);

//*****
// 4. FIT. Iterate with default settings
int nMaxIter = 400;
FitSession.SetMaxNumIter(nMaxIter);

```

```

int nFitOutcome;
if(!FitSession.Fit(&nFitOutcome))
{
    string strOutcome = FitSession.GetFitOutCome(nFitOutcome);
    printf("FitE failed:%d->%s\n", nFitOutcome, strOutcome);

    out_str("The parameter values after fitting");
    show_params(FitSession);
    //Calculate fit curve Y values using the final fit parameters
    vector vFitY(vX.GetSize());
    FitSession.GetYFromX(vX, vFitY, vX.GetSize());

    //Put fitting Y data to new worksheet column
    XYRange drFit;
    drFit.Add( wks, wks.AddCol(), "Y");
    drFit.SetData(&vFitY, &vX, 0);

}
//*****
//5. Success, get results
RegStats      fitStats;
NLSFFitInfo   fitInfo;
vector        vParamValues, vErrors;
//FitSession.GetFitResultsStats(&fitStats, &fitInfo, false, nDataIndex);
FitSession.GetFitResultsParams(vParamValues, vErrors);
//printf("# Iterations=%d, Reduced Chisqr=%g\n", fitInfo.Iterations,
fitStats.ReducedChiSq);
printf("\n");
for( int nParam = 0; nParam < vParamValues.GetSize(); nParam++)
{
    printf("%s = %f ; error = %f\n", vsParamNames[nParam],
vParamValues[nParam], vErrors[nParam]);
}

plot source data and fitting data
GraphPage gp;
gp.Create();
GraphLayer gl = gp.Layers();
if( gl.AddPlot(wks) >= 0 )
    legend_update(gl);

//*****Parámetros de ajuste*****
wksParamsE.SetCell(0, 4, vParamValues[0]);
wksParamsE.SetCell(0, 5, vErrors[0]);
wksParamsE.SetCell(0, 6, vParamValues[1]);
wksParamsE.SetCell(0, 7, vErrors[1]);
// Devuelve eo y me
return vParamValues;
}
//*****
//***** FIT N *****
vector fitNl()
{
    vector<string> errorWorksheet = {"Renombra la capa con el nombre
init_parameters"};
Worksheet wks("[Book2]init_parameters");
if(!wks)
    return errorWorksheet;
Worksheet wksParamsN("[Book1]params_ajuste");
if(!wksParamsN)
    printf("Error en el book de datos params_ajuste\n");

XYRange dr;
// add input data range
dr.Add(wks, 0, "X");
dr.Add(wks, 2, "Y");
dr.Add();

int nRangeIndex = 0;
vector vX, vY;
dr.GetData(vY, vX, NULL, nRangeIndex);

```

```

NLFitSession    FitSession;

// 1. set user function
if( !FitSession.SetFunction("nT")) // set function
{
    out_str("invalid fitN function");
    vector<string> errFitFunc = {"invalid fitN function"};
    return errFitFunc;
}
// 1.1 set lineal function
/* if( !FitSession.SetFunction("Line")) // set function
{
    out_str("invalid fit function");
    vector<string> errFitFunc = {"invalid fitN function"};
    return errFitFunc;
}
*/

// 2. set data
if( !FitSession.SetData(vY, vX))
{
    //out_str("fail to set data");
    vector<string> failSetData = {"fail to set fitN data"};
    return failSetData;
}

// 3. Set parameter init values
vector<string> vsParamNames;
int nNumParamsInFunction=FitSession.GetParamNamesInFunction(vsParamNames);
vector vParams(nNumParamsInFunction);
vParams[0] = 1;
vParams[1] = 1;
vParams[2]=wks.Cell(0, 4); //Tc
int nErr = FitSession.SetParamValues(vParams);
FitSession.GetChiSqr();
FitSession.SetParamFix(2, true);
if(nErr != 0)
out_str("Fail to set init fitN parameters: err=" + nErr);

out_str("The parameter values before fitting");
// call GetChiSqr order to set parameter settings on internal fit object
FitSession.GetChiSqr();
show_params(FitSession);

// 4. FIT. Iterate with default settings
int nMaxIter = 400;
FitSession.SetMaxNumIter(nMaxIter);

int nFitOutcome;
if(!FitSession.Fit(&nFitOutcome))
{
    string strOutcome = FitSession.GetFitOutCome(nFitOutcome);
    printf("fitN failed:%d->%s\n", nFitOutcome, strOutcome);

    out_str("The parameter values after fitting");
    show_params(FitSession);
    //Calculate fit curve Y values using the final fit parameters
    vector vFitY(vX.GetSize());
    FitSession.GetYFromX(vX, vFitY, vX.GetSize());

    //Put fitting Y data to new worksheet column
    XYRange drFit;
    drFit.Add( wks, wks.AddCol(), "Y");
    drFit.SetData(&vFitY, &vX, 0);
}

//5. Success, get results
RegStats          fitStats;
NLSFFitInfo       fitInfo;
vector             vParamValues, vErrors;
//FitSession.GetFitResultsStats(&fitStats, &fitInfo, false, nDataIndex);

```

```

    FitSession.GetFitResultsParams(vParamValues, vErrors);
    //printf("# Iterations=%d, Reduced Chisqr=%g\n", fitInfo.Iterations,
fitStats.ReducedChiSq);
    printf("\n");
    for( int nParam = 0; nParam < vParamValues.GetSize(); nParam++)
    {
        printf("%s = %f ; error = %f\n", vsParamNames[nParam],
vParamValues[nParam], vErrors[nParam]);
    }

    // plot source data and fitting data
    GraphPage gp;
    gp.Create();
    GraphLayer gl = gp.Layers();
    if( gl.AddPlot(wks) >= 0 )
        legend_update(gl);

    /*******Parámetros de ajuste*****
wksParamsN.SetCell(0, 12, vParamValues[0]);
wksParamsN.SetCell(0, 13, vErrors[0]);
wksParamsN.SetCell(0, 14, vParamValues[1]);
wksParamsN.SetCell(0, 15, vErrors[1]);
// devuelve no y mn
return vParamValues;
}

/******* FIT J *****
vector fitJ1()
{
    vector<string> errorWorksheet = {"Error en el book de datos de ajuste de Jc"};

    Worksheet wks("[Book2]init_parameters");
    if(!wks)
        return errorWorksheet;
    Worksheet wksParamsJ("[Book1]params_ajuste");
    if(!wksParamsJ)
        printf("Error en el book de datos params_ajuste\n");

    XYRange dr;
    // add input data range
    dr.Add(wks, 0, "X");
    dr.Add(wks, 3, "Y");
    dr.Add();

    int jRangeIndex = 0;
    vector vX, vY;
    dr.GetData(vY, vX, NULL, jRangeIndex);

    NLFitSession FitSession;

    // 1. set function
    if( !FitSession.SetFunction("JoT") ) // set function
    {
        vector<string> errFitFunc = {"invalid fitJ function"};
        return errFitFunc;
    }

    // 2. set data
    if( !FitSession.SetData(vY, vX) )
    {
        vector<string> failSetData = {"fail to set fitJ data"};
        return failSetData;
    }

    // 3. Set parameter init values (jo,mj)
    vector<string> vsParamNames;
    int nNumParamsInFunction = FitSession.GetParamNamesInFunction(vsParamNames);
    vector vParams(nNumParamsInFunction);
    vParams[0] = 1;
    vParams[1] = 1;
}

```

```

vParams[2]=wks.Cell(0, 4); //Tc
int nErr = FitSession.SetParamValues(vParams);
FitSession.GetChiSqr();
FitSession.SetParamFix(2, true);
if(nErr != 0)
out_str("Fail to set init fitJ parameters: err=" + nErr);

out_str("The parameter values before fitting");
FitSession.GetChiSqr(); // call GetChiSqr order to set parameter settings on
internal fit object
show_params(FitSession);

// 4. FIT. Iterate with default settings
int nMaxIter = 400;
FitSession.SetMaxNumIter(nMaxIter);

int nFitOutcome;
if(!FitSession.Fit(&nFitOutcome))
{
string strOutcome = FitSession.GetFitOutCome(nFitOutcome);
printf("fitJ failed:%d->%s\n", nFitOutcome, strOutcome);

out_str("The parameter values after fitting");
show_params(FitSession);
//Calculate fit curve Y values using the final fit parameters
vector vFitY(vX.GetSize());
FitSession.GetYFromX(vX, vFitY, vX.GetSize());

//Put fitting Y data to new worksheet column
XYRange drFit;
drFit.Add( wks, wks.AddCol(), "Y");
drFit.SetData(&vFitY, &vX, 0);
}

//5. Success, get results
RegStats      fitStats;
NLSFFitInfo   fitInfo;
vector        vParamValues, vErrors;
//FitSession.GetFitResultsStats(&fitStats, &fitInfo, false, nDataIndex);
FitSession.GetFitResultsParams(vParamValues, vErrors);
//printf("# Iterations=%d, Reduced ChiSqr=%g\n", fitInfo.Iterations,
fitStats.ReducedChiSq);
printf("\n");
for( int nParam = 0; nParam < vParamValues.GetSize(); nParam++)
{
printf("%s = %f ; error = %f\n", vsParamNames[nParam],
vParamValues[nParam], vErrors[nParam]);
}
printf("\n");

// plot source data and fitting data
GraphPage gp;
gp.Create();
GraphLayer gl = gp.Layers();
if( gl.AddPlot(wks) >= 0 )
legend_update(gl);

//*****Parámetros de ajuste*****
wksParamsJ.SetCell(0, 8, vParamValues[0]);
wksParamsJ.SetCell(0, 9, vErrors[0]);
wksParamsJ.SetCell(0, 10, vParamValues[1]);
wksParamsJ.SetCell(0, 11, vErrors[1]);
// devuelve no y mn
return vParamValues;
}
//*****
double campoN1(double j, double jo, double mj, double eo, double me, double no,
double mn, double t)
{

```

```

vector<string> errorWorksheet = {"Error en el book de datos init_parameters"};
Worksheet wks("[Book2]init_parameters");
if(!wks)
    return errorWorksheet;
double tc= wks.Cell(0, 4); //Tc
int b=wks.Cell(0, 13); // Con campo (1) o sin campo (0)
double e; // campo eléctrico
double co=t/tc;

double ei=eo*(1-co)^me;

//exponente polinómico
double n=no*(1-co)^mn;
//exponente lineal
//double n=no+mn*t;

double ji=jo*(1-co)^mj;
//double jo=jInt*ln(1/co)^mj;
double jco=j/ji;
// medida con campo o sin campo
if(b==1)
{
    e=ei*(jco)^n;
}
else if(b==0)
{
    e=ei*(jco-1)^n;
}
return e;
}
double campos(double j, double t)
{
    double Es;

    // Parámetros intrínsecos
    double rho=0.83013*t-6.00486;
    /*double j01=15.87008;
    double mj=1.62129;
    double s0=5.5599;
    double s1=5.3741;
    double j01;
    double mj;
    double s0;
    double s1;
    double Tc;

    //double tc= wks.Cell(0, 4); //Tc
    double co=t/Tc;
    double jo=j01*(1-co)^mj;
    double s=s0+s1*(1-co);
    double cs=1/s;
    double potJ=j^cs;
    double potJ0=jo^cs;

    Es=rho*(potJ-potJ0)^s;
}

//*****

bool NLFitSession_FitBackgroundM()
{
    Worksheet wksRawData("[Book1]RawData");
    if( !wksRawData )
        return false;
    Worksheet wksRawParams("[Book2]init_parameters");

    Worksheet wksRawData0("[Book1]80K");
    if( !wksRawData0 )
        return false;

    XYRange dr0;

```

```

dr0.Add(wksRawData0, 0, "X");

vector  vXRaw0;
dr0.GetData(vYRaw0, vXRaw0, NULL, 0);
int nNumDataset0 = dr0.GetNumData(DRR_GET_DEPENDENT);

//*****
// Criterio de corte en Y de datos para ajuste de background
//*****
double YCut=wksRawParams.Cell(0, 5);
//*****

double yMin0, yMax0;
double yMaxCut0;

vYRaw0.GetMinMax(yMin0, yMax0);
yMaxCut0 = yMax0/YCut;
printf("\n");
printf("yMin0=%f  yMax0=%f  yMaxCut0=%f\n", vYRaw0[0],yMax0, yMaxCut0);

// Vectores con los datos EJ de ajuste de background a partir de J>Jc
vector vYDataFit0(vYRaw0.GetSize()), vXDataFit0(vXRaw0.GetSize());

printf("Datos de ajuste del Background 80K\n");
printf("X      Y\n");

for (int a=0; a<vYRaw0.GetSize()-1; a++)
{
    if(vXRaw0[a]>wksRawParams.Cell(0, 3) && vYRaw0[a]<=yMaxCut0)
    {
        vYDataFit0[a]=vYRaw0[a];
        vXDataFit0[a]=vXRaw0[a];
        printf("%f  %f\n", vXDataFit0[a], vYDataFit0[a]);
    }
}
//*****

// Vectores con los datos EJ de ajuste de background
vector vXDataFit0(vXRaw0.GetSize());
vector vYDataFit0(vYRaw0.GetSize());

//*****Criterio de corte por fracción de potencia máxima*****
//*****
double pCut=wksRawParams.Cell(0, 12);
//*****
double xMin0, xMax0;
double yMin0, yMax0;
double cMax1, cMax3, cMax5, cMax7;

vXRaw0.GetMinMax(xMin0, xMax0);
vYRaw0.GetMinMax(yMin0, yMax0);
double cPowerMax0=(xMax0*yMax0)/pCut;

double power;// valor de potencia
printf("Datos de ajuste del Background 80K\n");
printf("J      E\n");
for (int a=0; a<vYRaw0.GetSize(); a++)
{
    power=vXRaw0[a]*vYRaw0[a];
    if(power<=cPowerMax0)
    {
        vYDataFit0[a]=vYRaw0[a];
        vXDataFit0[a]=vXRaw0[a];
        wksRawData.SetCell(a, 32, vXRaw0[a]);
        wksRawData.SetCell(a, 33, vYRaw0[a]);
        printf("%f  %f\n", vXDataFit0[a], vYDataFit0[a]);
    }
}

NLFitSession  FitSession0;

int cm = wksRawParams.Cell(0, 13);
// Set function sin campo

```

```

if(cm==0)
{
    if( !FitSession0.SetFunction("EJ_Eo_n_jc"))
    {
        out_str("invalid fit function EJ_Eo_n_jc");
        return false;
    }
}
else if(cm==1)
{
    if( !FitSession0.SetFunction("EJ_Eo_n_jc_b"))
    {
        out_str("invalid fit function EJ_Eo_n_jc");
        return false;
    }
}
// Set data
if(!FitSession0.SetData(vYDataFit0, vXDataFit0, NULL, 0, nNumDataset0,
DATA_MODE_GLOBAL))
{
    out_str("fail to set data 0");
    return false;
}
// Set parameters
vector vParams0(3);
int Eolibre = wksRawParams.Cell(0, 8);
int n = wksRawParams.Cell(0, 9);
int Jc = wksRawParams.Cell(0, 10);

// condición de Eo libre(1) o fijo(0)
if(Eolibre==1)
{
    vParams0[0] = 1;
}
else if(Eolibre==0)
{
    vParams0[0] = wksRawParams.Cell(0, 1);
}
// condición de n libre(1) o fijo(0)
if(n==1)
{
    vParams0[1] = 1;
}
else if(n==0)
{
    vParams0[1] = wksRawParams.Cell(0, 2);
}
// condición de Jc libre(1) o fijo(0)
if(Jc==1)
{
    vParams0[2] = 1;
}
else if(Jc==0)
{
    vParams0[2] = wksRawParams.Cell(0, 3);
}

if( 0 != FitSession0.SetParamValues(vParams0)) // return 0 if success
{
    out_str("fail to set parameters 0");
    return false;
}
// call GetChiSqr order to set parameter settings on internal fit object
FitSession0.GetChiSqr()
//****Fix param Eo*****
if(Eolibre==0)
{
    FitSession0.SetParamFix(0, true);
}
//****Fix param n*****
if(n==0)
{
    FitSession0.SetParamFix(1, true);
}
}

```

```

//****Fix param Jc*****
if(Jc==0)
{
FitSession0.SetParamFix(2, true);
}
//*****
//4. FIT. Iterate with default settings
int nMaxIter = 400;
FitSession0.SetMaxNumIter(nMaxIter);
int nFitOutcome0;
if(!FitSession0.Fit(&nFitOutcome0))
{
string strOutcome0 = FitSession0.GetFitOutCome(nFitOutcome0);
printf("fit 0 failed:%d->%s\n", nFitOutcome0, strOutcome0);
}
//*****
//out_str("The parameter values after fitting");
/*for(int x=0;x<8;x++)
{
show_params(FitSession, x);
}*/
//show_params(FitSession, nNumDataset);
vector eParamValues0;
vector eErrors0;

FitSession0.GetFitResultsParams(eParamValues0, eErrors0);
printf("\n");
// Parámetros Eo de ajuste de background
wksRawParams.SetCell(0, 1, eParamValues0[0]);
// Parámetros n de ajuste de background
wksRawParams.SetCell(0, 2, eParamValues0[1]);
// Parámetros Jc de ajuste de background
wksRawParams.SetCell(0, 3, eParamValues0[2]);

// Obtención de coordenada Y del background base
vector vFitX0(vXDataFit0.GetSize());
vector vFitY0(vYDataFit0.GetSize());

if(0 == FitSession0.GetYFromX(vXDataFit0, vFitY0, vFitY0.GetSize(), 0) ) // get
fitting y for 0° dataset
{
out_str("Fail to get Y0 values");
return false;
}
// Datos Y de curva background (limpieza)
DataRange drFit;
drFit.Add("", wksRawData, 0, 0, -1, 15);

vector<int> vIndY0(vFitY0.GetSize());

for(int i=0;i<vFitY0.GetSize();i++)
{
vFitX0[i]=vXDataFit0[i];
if(vFitY0[i]<=0)
{
vIndY0[i]=i;
}
}

vFitX0.RemoveAt(vIndY0);
vFitY0.RemoveAt(vIndY0);

if(!drFit.SetColumnData(vFitX0, 0, 16))
out_str("Failed to set column vFitX0 data!");
if(!drFit.SetColumnData(vFitY0, 0, 17))
out_str("Failed to set column vFitY0 data!");

return true;
}

void show_paramsM(NLFitSession& FitSession, int nNumDataset)
{
// get parameter values
vector vParamValues, vErrors;

```

```

FitSession.GetFitResultsParams(vParamValues, vErrors);

// get parameter names
vector<string> vsParamNames;
FitSession.GetParamNamesInFunction(vsParamNames);
int nNumParamsInFunction = vsParamNames.GetSize();

// output parameter values with names
for(int nParam = 0; nParam < vParamValues.GetSize(); nParam++)
{
    int nDataset = nParam / nNumParamsInFunction;
    printf("Dataset %d\t%s = %f\n", nDataset + 1, vsParamNames[nParam %
nNumParamsInFunction], vParamValues[nParam]);
}
}
//*****
void curval81()
{
    NLFitSession_FitBackgroundM();

    double ji, jf, dj;
    //*****
    //Parámetros de ajuste de E, J y n
    vector paramFitE, paramFitN, paramFitJ;
    paramFitE=fitE1();
    paramFitN=fitN1();
    paramFitJ=fitJ1();

    double jo=paramFitJ[0];
    double mj=paramFitJ[1];
    double eo=paramFitE[0];
    double me=paramFitE[1];

    //ajuste a recta y=A+Bx
    double no=paramFitN[0]; // ordenada A
    double mn=paramFitN[1]; // pendiente B

    Worksheet wksRawData("[Book1]RawData");
    if(!wksRawData)
        printf("Error en el book de datos RawData\n");
    Worksheet wksData("[Book1]Fit_Full_N");
    if(!wksData)
        printf("Error en el book de datos Fit_Full_N\n");
    Worksheet wksParamsAjuste("[Book1]params_ajuste");
    if(!wksParamsAjuste)
        printf("Error en el book de datos params_ajuste\n");
    Worksheet wksInitParams("[Book2]init_parameters");
    if(!wksInitParams)
        printf("Error en el book de datos parameters\n");

    Worksheet wksRawData0("[Book1]80K");
    if(!wksRawData0)
        printf("Failed to set sheet 80K!\n");

    XYRange dr0;
    dr0.Add(wksRawData0, 0, "X");
    dr0.Add(wksRawData0, 1, "Y");

    vector vXRaw0, vYRaw0;

    dr0.GetData(vYRaw0, vXRaw0, NULL, 0);

    double Tc= wksInitParams.Cell(0, 4); //Tc
    vector T(8);
    for(int tb=0;tb<8;tb++)
    {
        T[tb]=wksInitParams.Cell(tb, 0);
    }
    vector<int> colXRaw={0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14}; // Columnas X de RawData
    vector<int> colXFifFull={0, 7, 14, 21, 28, 35, 42, 49}; // Columnas X del
Background en Fit_Full_N

    DataRange drRaw, drFitFull, drJeT, drmFitFull;
    drRaw.Add("X", wksRawData, 0, 0, -1, 15);

```

```

drFitFull.Add("X", wksData, 0, 0, -1, -1);
drmFitFull.Add("X", wksData, 0, 0, -1, -1);
drJeT.Add("X", wksParamsAjuste, 0, 0, 7, 2);
matrix mFitFullData;
dj=0.008;
double tau=wksInitParams.Cell(0, 6); // unidades de us
double ce=1;
double deltaJ=0.05; // num pasos curva fría
double numPasos; // num pasos curva caliente
//***** Valores de J max *****
double jf0=wksInitParams.Cell(0, 7);

//*****80K*****
//BACKGROUND 80K
//vector jBackground, eBackground;
double jLim0=wksInitParams.Cell(0, 7);
double j00=vXRaw0[0];
double j0;
int numJ0=(jLim0-j00)/deltaJ;
for (int q=0;q<numJ0;q++)
{
    j0=j00+q*deltaJ;
    wksData.SetCell(q, colXFifFull[0], j0);
    wksData.SetCell(q, colXFifFull[0]+1, campoN1(j0, jo, mj, eo, me, no, mn,
T[0]));
}
// FIN BACKGROUND
// CURVA CALENTADA 80K
ji=vXRaw0[0];
jf=vXRaw0[vXRaw0.GetSize()-1];
numPasos=(jf0-ji)/dj;

printf("\n");
printf("T=%f ji=%f jf=%f\n", T[0], ji, jf0);
printf("numero de pasos %f\n", numPasos);
printf("N° J E Ti Tf DT\n");

vector dT0(numPasos);
for(int r=0;r<numPasos;r++)
{
    double ti,dt,camp;
    ti=T[0];
    if((ji+r*0.008)<0.2)
    {
        while(1)
        {
            camp=campoN(ji+r*0.008, jo, mj, eo, me, no, mn, ti);
            dt=tau*(ji+r*0.008)*camp+T[0];
            if(dt<Tc)
            {
                if((dt-ti)<0.0001) break;
            }else break;
            ti=dt;
        }
        if(dt>=Tc) break;
        dT0[r]=dt-T[0];
        wksData.SetCell(r, colXFifFull[0]+2, ji+r*0.008);
        wksData.SetCell(r, colXFifFull[0]+3, camp);
        wksData.SetCell(r, colXFifFull[0]+4, T[0]);
        wksData.SetCell(r, colXFifFull[0]+5, dt);
        wksData.SetCell(r, colXFifFull[0]+6, dT0[r]);
        printf("%i %f %f %f %f %f\n", r, ji+r*0.008, camp, T[0], dt,
dT0[r]);
        /ji=ji+dj;
    }
    else
    {
        if(dt>=Tc) break;
        while(1)
        {
            camp=campoN1(ji+r*0.008, jo, mj, eo, me, no, mn, ti);
            dt=tau*(ji+r*0.008)*camp+T[0];
            if(dt<Tc)
            {

```



```
dpBg0.SetColor(SYSCOLOR_BLUE, TRUE);
dpHot0.SetColor(SYSCOLOR_RED, TRUE);
trFormat0.Root.Symbol.Size.nVal = 5; // set size: 12
}
ly.Rescale();
}
}
```



Bibliografía

- [1] H. K. Onnes. Further experiments with liquid helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures (Reprinted from Proceedings of the Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen, vol 13, pg 1274-1276, 1911). *Proceedings of the Koninklijke Nederlandse Akademie Van Wetenschappen*, 100(3-4):153–155, 1997.
- [2] J. Bardeen, L. N. Cooper y J. R. Schrieffer. *Phys. Rev.* 108, 1175 (1957).
- [3] L. N. Cooper. *Phys. Rev* 104, 1189 (1956).
- [4] A.B. Pippard, *Prop. Roy. Soc. (London)* A216 (1953) 547.
- [5] F. London y H. London. *Proc. Roy. Soc. (London)* A155, 71 (1935).
- [6] W. Meissner y R. Ochsenfeld. *Naturwissenschaften* 21, 787 (1933).
- [7] V. L. Ginzburg y L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20 (1950) 1064.
- [8] A. A. Abrikosov. *Sov. Phys. JETP* 5, 1174 (1957).
- [9] J. G. Bednorz y K. A. Müller. *Z. Phys. B* 64, 189 (1986).
- [10] John Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* 140, A1197 (1965).
- [11] P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* 36, 39 (1964).
- [12] P.H. Kes, J. Aarts, J. den Berg, C. van der Beek and J.A. Midosh, *Supercond. Sci. Technol.* 1, 242 (1989).
- [13] A. I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 68, 1915 (1975) [*Sov. Phys. JETP* 41, 960 (1976)].
- [14] A.I. Bezuglyj, V.A. Shklovskij, *Physica C* 202 (1992) 234.
- [15] M.N. Kunchur. *Phys. Rev. Lett.* 89, 137005 (2002).
- [16] P. Bernstein, J.F. Hamet, M.T. González and M. Ruibal Acuña, *Physica C* 455, 1-12 (2007).

- [17] P. Bernstein, G. Ferro, C. Harnois, C. Mc Loughlin, J. Noudem and M. R. Osorio, Y. Thimont, J. A. Veira, D. Vidal and F. Vidal. *Journal of Applied Physics* 115, 053910 (2014).
- [18] P. Bernstein and J. F. Hamet, *J. Appl. Phys.* 95, 2569 (2004).
- [19] Z.L. Xiao, E.Y. Andrei, and P.Ziemann. *Phys. Rev. B* 58, 11185 (1998).
- [20] J. Viña, M. T. González, M. Ruibal, S. R. Currás, J. A. Veira, J. Maza and F. Vidal. *Phys. Rev. B* 68, 224506 (2003).
- [21] S. Rodríguez Currás. *Contribución al estudio de la interrelación entre la densidad de corriente crítica y la resistividad normal en muestras granulares y películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$* . Tesis Doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2000).
- [22] S. R. Currás. P. Wagner, M. Ruibal, J. Viña, M. R. Osorio, M. T. González, J. A. Veira, J. Maza and F. Vidal. *Supercond. Sci. Technol.* 14, 748 (2001).
- [23] J. M. Viña Rebolledo. *Contribución al estudio del transporte eléctrico en capas delgadas de cupratos superconductores: corrientes supercríticas y paraconductividad*. Tesis Doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2003).
- [24] M. Ruibal Acuña. *Efectos de dimensionalidad térmica en la transición al estado normal inducida por altas densidades de corriente en películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$* . Tesis Doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2006).
- [25] M. Ruibal, G. Ferro, M.R. Osorio, J. Maza, J.A. Veira and F. Vidal. *Phys. Rev. B* 75, 012504 (2007).
- [26] G. Ferro Costas. *Contribución al estudio de la transición al estado normal inducida por altas densidades de corriente en películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: influencia de los tiempos característicos de los pulsos de corriente*. Tesis Doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2010).
- [27] J. Maza, G. Ferro, J. A. Veira, and F. Vidal, *Phys. Rev. B* 78, 094512 (2008).
- [28] J. Maza, G. Ferro, M. R. Osorio, J. A. Veira and F. Vidal, *Phys. Rev. B* 84, 214530 (2011).
- [29] J. Maza, G. Ferro, J. A. Veira and F. Vidal, *Supercond. Sci. Technol.* 26, 105004 (2013).

- [30] L. Mustafa, N. Driza, S. Soltan, M. Le Tacon, H.-U. Habermeier and B. Keimer. *Physica C* 505, 70–73 (2014).
- [31] K. Develos-Bagarinao, H. Yamasaki, J. C. Nie and Y. Nakagawa. *Supercond. Sci. Technol.* 18, 667-674 (2005).
- [32] W.M. Moreau. *Semiconductor Lithography. Principles, Practices and Materials.* (Plenum Press, 1989).
- [33] S. Rodríguez Currás. *Crecimiento de películas delgadas de $YBa_2Cu_3O_7$ por pulverización catódica y su caracterización estructural.* Memoria de Licenciatura, Facultad de Física, Universidade de Santiago de Compostela. (1995).
- [34] A. Díaz, L. Mechin, P. Berghuis, and J.E. Evetts. *Phys. Rev. B* 58, R2960 (1998).
- [35] Z.L. Xiao and P. Ziemann. *Phys. Rev. B* 53, 15265 (1996).
- [36] S. G. Doettinger, R. P. Huebener, and A. Kühle, *Physica C* 251, 285 (1995).
- [37] S. G. Doettinger and R. P. Huebener, *Chinese Journal of Physics* 34, no. 2-II (1996).
- [38] G. Grimaldi, A. Leo, A. Nigro, S. Pace, and R. P. Huebener, *Phys. Rev. B* 80, 144521 (2009).
- [39] Shi-Zeng Lin *et al.*, *Phys. Rev. B* 87, 184507 (2013)
- [40] S. G. Doettinger, R. P. Huebener, R. Gendermann, A. Kühle, S. Anders, T. G. Träuble, and J. C. Villégier, *Phys. Rev. Lett.* 73, 1691 (1994).
- [41] C. Cirillo, V. Pagliarulo, H. Myoren, C. Bonavolontà, L. Parlato, G. P. Pepe, and C. Attanasio, *Phys. Rev. B* 84, 054536 (2011).
- [42] P. M. Morse and H. Feshback, *Methods of Theoretical Physics* (McGraw-Hill, New York, 1953).
- [43] *Heat Transfer Handbook*, edited by Adrian Bejan and Allan D. Kraus (Jhon Wiley & Sons, New Jersey, 2003).
- [44] G. Barton, *Elements of Green's Functions and Propagation* (Clarendon-Press, Oxford, 1995).
- [45] Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, and P. Ziemann, *Phys. Rev. B* 58, 11185 (1998).

- [46] Dan T. Fuchs, E. Zeldov, M. Rappaport, T. Tamegai, S. Ooi, and H. Shtrikman, *Nature (London)* 391, 373 (1998).
- [47] M. N. Kunchur, B. I. Ivlev, D. K. Kristen, and J. M. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* 84, 5204 (2000).
- [48] Laurence R. Rabiner and Bernard Gold, *Theory and applications of digital signal Processing* (Prentice-Hall, New Jersey, 1975).
- [49] Max Born and Emil Wolf, *Principles of optics* (Pergamon Press, Oxford, 1975).
- [50] *Thermophysical Properties of Matter*, edited by Y. S. Touloukian (Plenum Press, New York, 1970), Vols. 2 and 5.
- [51] G. J. H. M. Rijnders, G. Koster, D. H. A. Blank, and H. Rogalla, “*In situ monitoring during pulsed laser deposition of complex oxides using reflection high energy electron diffraction under high oxygen pressure*”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 14, Feb 1977.
- [52] Bincheng Li, L. Pottier, J. P. Roger, and D Fournier, *Thin Solid Films* 352, 91 (1999).
- [53] R. G. Mints and Ilya Papiashvili, *Phys. Rev. B* 71, 174509 (2005).
- [54] J. Sun, H. Watanabe, M. Hamabe, N. Yamamoto, T. Kawahara, S. Yamaguchi, *Physica C* 494, 297-301 (2013).