



Universidad Zaragoza

FACULTAD DE CIENCIAS

DEPARTAMENTO DE MATERIA CONDENSADA

Título del trabajo fin de grado:

NANOFABRICACIÓN Y PROPIEDADES DE TRANSPORTE DE HILOS SUPERCONDUCTORES DE ALTA TEMPERATURA CRÍTICA

Abel García Rubio

Directores:

Antonio Badía Majos

Irene Lucas del Pozo

Índice

1. Introducción	2
1.1. Un poco sobre superconductividad	2
1.2. El problema de la corriente	5
1.3. Objetivos y metodología	6
2. Técnicas experimentales	7
2.1. Deposición por láser pulsado	7
2.2. Litografía	8
2.3. Caracterización estructural	9
2.3.1. Difracción de Rayos X	9
2.3.2. Reflectividad de Rayos X	10
2.4. Caracterización eléctrica	11
3. Resultados experimentales	12
3.1. Optimización del crecimiento	12
3.2. Comprobación y propiedades dimensionales	13
3.3. Dependencia angular con el campo y otros fenómenos	15
4. Discusión Física	17
4.1. Presentación del modelo	17
4.2. Verificación del modelo: relación entre J_C y la resistividad	20
5. Resumen y conclusión final	23
5.1. Conclusiones físicas	23
5.2. Conclusiones sobre la metodología del trabajo	24
Referencias	25
Agradecimientos	26

1. Introducción

La física, uno de los principales pilares del conocimiento humano, tiene como finalidad explicar la realidad, el mundo, el universo. Gracias a los sucesos que nos rodean, el ser humano ha podido lanzar conjeturas intentando mostrar la realidad de lo ocurrido. Estas ideas son el principio de lo comúnmente conocido como teoría y, precisamente, no son fáciles de elaborar.

Por suerte, Descartes (1596-1650), en su obra el “*Discurso del método*”, presenta unas pautas que permiten conducir a la razón e indagar sobre la verdad de las ciencias. Aquí, en este trabajo, *Nanofabricación y propiedades de transporte de hilos superconductores de alta temperatura crítica*, trataremos de aplicar el método científico para elaborar un modelo teórico en Física de la Materia condensada.

Con respecto a los hilos superconductores, nos centraremos en los compuestos de YBaCuO que muestra una resistencia nula al paso de corriente. Sin entrar ahora en detalles, digamos que son ventajosos respecto a otros sistemas conocidos.

Conocido este fenómeno, se experimentará sobre estos materiales obteniendo información necesaria para poder esbozar una teoría de transporte eléctrico, que puede ser susceptible de ser refutada o verificada. Para llegar hasta este punto, se presentará, en un contexto histórico-teórico, el fenómeno que gobierna estos materiales a baja temperatura, la superconductividad. Posteriormente, se hablará sobre las distintas técnicas experimentales utilizadas para la elaboración del hilo superconductor. Y finalmente, se dará una justificación de los resultados obtenidos, así como la presentación de un modelo y su verificación.

1.1. Un poco sobre superconductividad

Heujiike Kamerlingh Onnes, considerado como el “padre” de la superconductividad, consiguió licuar grandes cantidades de helio líquido en 1908, que posteriormente utilizaría para diversos estudios en la física el estado sólido. Años más tarde, estudiando la conductividad del Hg a bajas temperaturas observó que la resistividad del material desaparecía cuando la temperatura era inferior a los 4 K. De una forma similar ocurría con el campo magnético en el interior, pues el material presentaba un perfecto diamagnetismo, conocido como **efecto Meissner**, ver Anexo A. Nos encontramos ante un nuevo fenómeno actualmente denominado *Superconductividad*.

La *superconductividad*, SC, es un estado de ciertos materiales que se manifiesta por debajo de una temperatura y campo magnético críticos, marcando una distinción entre el denominado estado normal y superconductor como decíamos. Este estado presenta unas características importantes que ahora detallamos:

- **Resistividad nula $\rho = 0$**

En metales puros, ρ decae de forma que la resistencia es nula cuando la temperatura es el cero absoluto. En cambio, en metales con impurezas, la resistividad a $T = 0$ vendrá dada por la concentración de las mismas. En general, los SC presentan resistencia nula por lo que no hay disipación de energía por efecto Joule y, teóricamente, pueden transportar corriente sin ninguna limitación (supercorriente).

- **Expulsión del campo magnético**

Este fenómeno, conocido como efecto Meissner, se caracteriza por la ausencia de flujo magnético en el interior del superconductor por debajo de su temperatura crítica. Se generan corrientes superficiales, formadas por los denominados superelectrones (pares de Cooper, ver Anexo D), provocando una magnetización del material que contrarresta el campo magnético aplicado del interior, lo expulsa, $B = 0$.

Como se ha recalado anteriormente, estos fenómenos no sólo ocurren por debajo de una temperatura T_C sino también por debajo de un **campo magnético crítico**, H_C , límite de campo que puede expulsar el material. Este límite se encuentra relacionado termodinámicamente con la diferencia de energía libre de Gibbs, GAP, entre el estado normal y SC.

Aunque todavía quedan muchas incógnitas, hoy en día se comprende como la aparición del estado SC está básicamente relacionada con la aparición de potenciales de interacción entre los electrones y los iones del medio, **Teoría BCS** resumida escuetamente en el anexo. Desde este punto de vista se han podido predecir propiedades esenciales, como lo son los valores de T_C y H_C para los diferentes materiales.

Ateniendo a la naturaleza de los diferentes campos críticos que aparecen en los diferentes materiales podemos hacer una clasificación de los tipos de superconductores:

- **Superconductores de tipo I**

Se caracterizan por tener un único campo crítico, con una transición a estado superconductor brusca. Los más conocidos son metales puros, como por ejemplo, el mercurio.

- **Superconductores de tipo II**

Presentan dos campos críticos. El inferior, H_{C1} , es el límite por debajo del cual el material es totalmente superconductor. Entre dicho valor y el denominado campo crítico superior, H_{C2} , el material es “parcialmente” SC puesto que permite la presencia de flujo magnético en su interior en forma de vórtices (torbellinos de corriente que contienen flujo magnético). Los vórtices aumentan tanto en número como de tamaño conforme lo hace campo aplicado hasta hacerse tan grandes que el material deja de comportarse como superconductor. Este estado intermedio, $H_{C1} < H < H_{C2}$, se genera por una situación termodinámicamente favorable que permite la inclusión del campo magnético. Normalmente suelen ser compuestos, como aleaciones metálicas o $YBa_2Cu_3O_7$ ('Ybacuo'), $Ba_2YCu_3O_7$ ('Balacuo')...

La **teoría de Ginzburg-Landau**, esbozada en el Anexo C, permite hacer la clasificación de SC de la que se hablaba hace un momento. Esta surge del cociente entre dos parámetros que caracterizan a cualquier material SC. El primer parámetro, es la **longitud de correlación electrónica**, ξ , indica la escala en la que decae el estado superconductor. En cuanto al otro parámetro, **profundidad de penetración o profundidad de London**, λ_L , nos da información de cuánto penetra el campo magnético en el interior del SC. Ambos factores guardan relación con la energía de condensación electrónica y energía magnética, respectivamente. Dependiendo de su valor relativo puede formarse un estado intermedio que permite el paso de flujo magnético cuantificado. Tenemos superconductores de tipo II.

Recapitemos lo que tenemos hasta ahora. Años 40, se enuncia la teoría de los hermanos London, *Heinz y Fritz*, comúnmente conocida como **Teoría de London**, ver Anexo B, ofrece

una explicación desde un punto de vista macroscópico al efecto Meissner, expulsión del campo magnético del interior del material. Es una teoría fenomenológica que utiliza las ecuaciones de Maxwell para explicar la ausencia de campo magnético. El inconveniente es que no explica los SC de tipo II. Como solución, **Ginzburg-Landau**, años 50, proponen otra teoría, desde un punto de vista mesoscópico, sustentada en la mecánica cuántica, que logra explicar la distinción entre dos tipos de SC. Nuevamente, esta teoría no explica los aspectos básicos de la SC. Ya, en los años 60, surge una teoría propuesta por *John Bardeen, Leon Cooper, y John Robert Schrieffer*, teoría **BCS**, de carácter microscópico y que engloba a las teorías previas. Ahora, es cuando tenemos una explicación clara de la formación de la SC y los vórtices. Estos últimos muestran unas propiedades complejas que requieren ser mejor estudiadas, concretamente en el problema que se describirá en la siguiente sección.

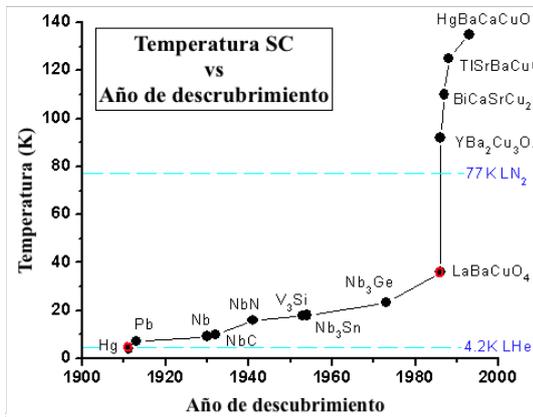


Figura 1: Descubrimiento de los distintos materiales superconductores, [1].

Para la realización de este trabajo se ha utilizado el compuesto $YBa_2Cu_3O_7$ (YBaCuO), superconductor de tipo II, debido a su relativamente fácil sintetización mediante una reacción química. Además, es uno de los primeros superconductores de alta temperatura crítica $T_C > 77K$ y por tanto mejor conocidos.

La composición química del $YBa_2Cu_3O_7$ sugiere que adopta una estructura cristalina parecida a la familia de la perovskita. La estructura se dispone en forma de una red tridimensional como se muestra en la figura. Podemos encontrar los cationes menos voluminosos (Cu) rodeados de los más voluminosos (Y ó Ba). Nuestro material presenta una celda unidad ortorrómbica en la que se puede diferenciar tres planos atómicos a lo largo del eje c, siendo los iones de cobre y oxígeno son los que confrontan la estructura similar a la perovskita, ver figura 2.

La naturaleza SC de estos materiales se asocia a los planos de óxido de cobre, dato conocido por muchos medios[2][3, Cap. 2], y que se traduce en la existencia de una serie de familias

Tras los ya más de cien años con que cuenta la SC disponemos de compuestos que tienen una temperatura crítica por encima a los 77 K, temperatura del nitrógeno líquido. Hecho primordial ya que a temperaturas menores se necesita helio líquido para poder generar la SC. En la gráfica 1 se pueden observar las diferentes temperaturas críticas de diversos materiales frente al año de descubrimiento.

El salto entre los SC de baja temperatura y alta temperatura viene marcado por la particularidad de que los nuevos materiales son **compuestos cerámicos**, es decir, compuestos químicos formados por metales y no metales (óxidos, nitruros, carburos, etc.). Son superconductores de tipo II.

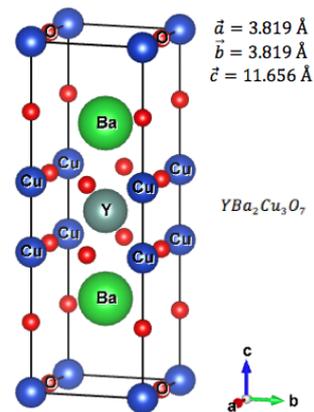


Figura 2: Celda unidad del YBaCuO

(“cupratos”) SC de alta temperatura. Dichos planos juegan un importante papel en relación con la temperatura crítica del material. Se podría resumir, en pocas palabras, que conforme aumenta el número de planos CuO en la celda unidad la temperatura crítica aumenta respectivamente, así como la densidad de corriente crítica que puede transportar el material.

Una idea general, y cualitativa, de que los planos de CuO sean los responsables de la SC podría ser la que se expone a continuación: los espines de cobre son opuestos cuando se encuentran separados por un ión O^{-2} , en cambio, estos se repolarizan ferromagnéticamente cuando un ión de O^{-} se intercala entre ellos, generando un hueco. Esta repolarización viene dada por los electrones de conducción que se mueven de sitio en sitio dejando una “onda” de spines alineados ferromagnéticamente, a este fenómeno se le conoce como **magnón**. El magnón que se ha creado tras el paso del electrón provoca un aumento temporal de iones positivos en la zona provocando que un segundo electrón, de momento opuesto al primero, sea atraído. De este modo se crea una situación favorable en la que se forman los pares de Cooper, pares de electrones, responsables de la superconductividad, [2].

Actualmente, el estudio de la superconductividad de estos materiales nos ha permitido desarrollar numerosas aplicaciones, científicas, médicas o incluso en el propio campo de las energías renovables. Estas áreas de investigación tienen algo en común, necesitan fuertes campos magnéticos. Éstos son producidos por imanes potentes que utilizan bobinas de cables superconductores.

1.2. El problema de la corriente

Como ya se ha dicho, los superconductores de alta temperatura crítica son materiales de tipo II. Estos se caracterizan por tener un estado mixto, denominado así por la presencia de zonas superconductoras y zonas que no lo son. Estas últimas son las formadas por los núcleos de los **vórtices**, los cuales son inestables en presencia de una intensidad de corriente que circula por el material. La **fuerza de Lorentz**, $\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B}$, es la responsable de su movimiento (ver Anexo E) que genera una fuerza electromotriz produciendo pérdidas de corriente.

Pero, *¿cómo podemos conocer el vector densidad de corriente en el interior una muestra?* La solución subyace en crear **hilos** del material para asegurar que la corriente circula en una única dirección. Es decir, el promedio de la densidad de corriente tiene una dirección definida que corresponde con la longitud del hilo. Gracias a esto podremos discernir las componentes de la fuerza que produzcan el desplazamiento de los vórtices. Por ejemplo, incidiendo el campo magnético en la misma dirección que el hilo, idealmente, podríamos conducir corriente sin pérdidas debidas al desplazamiento de los vórtices. $\vec{J} \times \vec{B} = 0$. Veremos que en la realidad esto no es así.

Si bien la limitación descrita es muy importante, no es la única. Debe considerarse como uno de los elementos en el siguiente panorama de limitaciones para la corriente. La más restrictiva, es la llamada **J_C granular**. Aparece porque durante el proceso de fabricación, la muestra puede no crecer homogéneamente, sino como granos uno junto a otro. Entre ellos puede haber material que no es SC, y por tanto, influye en la densidad de corriente límite en $YBaCuO$. El valor típico que alcanza es $10^3 A \cdot cm^{-2}$. Afortunadamente no es nuestro caso ya que la técnica de deposición por láser pulsado (PLD, del inglés *Pulsed Laser Deposition*) permite un crecimiento monocristalino del material consiguiendo la disposición de celdas del material próximas. De-

jando de lado el punto de vista macroscópico sobre el crecimiento de la muestra, el siguiente límite nos lo encontramos a nivel mesoscópico, ocasionado por el movimiento de los vórtices dentro del material (ya descrito). Denominado $\mathbf{J}_{C\text{desanclaje}}$, es la máxima corriente que puede soportar el medio debido a la fuerza de Lorentz sacando a los vórtices del equilibrio, suele ser de unos $10^5 A \cdot cm^{-2}$. Por último, a escala microscópica, el límite lo da la **corriente crítica de desapareamiento** de pares de Cooper (ruptura de la SC), cuyo valor alcanza $10^8 A \cdot cm^{-2}$. El objetivo de muchos trabajos es eludir el límite mesoscópico para llegar a corrientes próximas a la de desapareamiento y en este ámbito nos situamos.

Los modelos fenomenológicos básicos que intentan explicar los límites observados de la densidad de corriente a nivel mesoscópico aparecen en [4]. Destacaremos, entre otros, el denominado “*Generalized Double Critical-State Model*” (**GDSCM**, ver 3.a). Es un modelo idealista, que permite obtener resultados analíticos y construye unas ideas básicas. todo ello considerando que la densidad de corriente está limitada por dos parámetros: limitaciones fijadas por la temperatura y campo aplicado. La notación \parallel y \perp hace referencia a la dirección respecto al campo magnético aplicado. Geométricamente (3.a) se expresa imponiendo que el vector \vec{J} esté contenido en un rectángulo. Otro modelo sustentado experimentalmente, y del cual nos vamos a guiar, es el “*Original Elliptic Critical-State Model*” (**OECSM**, 3.b) que asume que el material no es tan perfecto e ideal como se conjetura en **GDSCM**, resulta un modelo más realista. Así que el diagrama 3.a deja de ser rectangular para adoptar la forma elíptica.

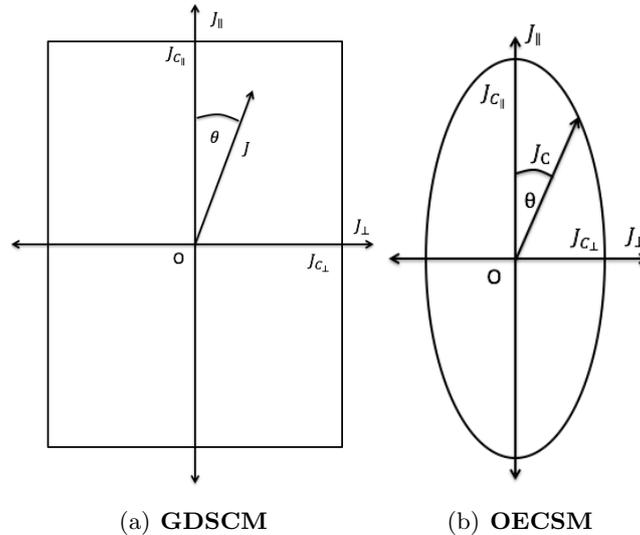


Figura 3: Imágenes obtenidas de los modelos representativos de [4].

Debemos enfatizar que $J_{C\parallel}$ introduce nueva física en el problema. Así pues, desde el punto de vista de la fuerza de Lorentz $\vec{J}_{\parallel} \times \vec{B} = 0$ implicaría $J_{C\parallel} \rightarrow \infty$ en contra de estos modelos y de los experimentos. Este punto se tratará con detalle en nuestro trabajo.

1.3. Objetivos y metodología

Los objetivos de este Trabajo Final de Grado serán la **fabricación** de hilos de YBaCuO, su **caracterización** de transporte eléctrico bajo diferentes condiciones de campo magnético y temperatura, así como la elección un **modelo teórico** que respalde los resultados experimentales obtenidos. Para ello, se hará uso de la técnica de deposición por láser pulsado para fabricar películas delgadas del material superconductor sobre un sustrato de MgO .

Tras el crecimiento, las muestras se **analizarán estructuralmente** mediante difracción de rayos X. Esto nos permitirá determinar si la muestra ha crecido en la misma dirección que el sustrato, además de determinar el espesor y rugosidad de la película. El motivo del crecimiento en la misma dirección del sustrato se explicará más adelante. Caracterizadas las muestras se procederá a determinar si el material es superconductor, o no, simplemente realizando medidas de resistencia en función de la temperatura. Una vez **comprobada** la transición superconductora y el valor esperado de temperatura crítica para una muestra de YBCO de buena calidad, se procederá a la fabricación del hilo por medio de la técnica de litografía óptica. Con el hilo elaborado, se someterá nuevamente a una verificación para saber si sigue siendo superconductor con la finalidad de descartar que durante este último proceso haya sufrido cambios.

Fabricados los hilos se continuará con la **caracterización** del transporte de corriente bajo un campo magnético aplicado. Se realizarán estas medidas a campos aplicados a 90° fuera del plano (dirección perpendicular) y a 0 y 45° respecto a la longitud del hilo en el plano, ver figura 4. Se terminará enunciando las conclusiones del análisis de estos experimentos acerca de los posibles modelos teóricos para el problema de la corriente.

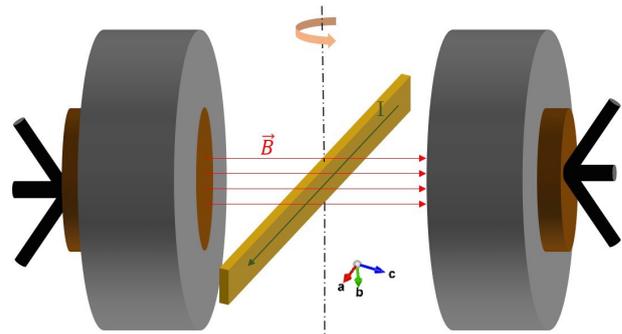


Figura 4: Esquema del experimento.

2. Técnicas experimentales

En esta sección se describen las diferentes técnicas experimentales utilizadas para: la fabricación y caracterización de las muestras, la elaboración de hilos y medidas experimentales.

2.1. Deposición por láser pulsado

La **técnica PLD**, en inglés “*Pulsed Laser Deposition*”, es una de las técnicas más utilizadas para la elaboración de películas delgadas con estructuras cristalinas. Esta técnica consiste en incidir con haz láser, dirigido mediante un sistema óptico, sobre un material (blanco) localizado en una cámara de alto vacío. La interacción láser-materia, científicamente denominado proceso de ablación, arranca material produciendo una pluma que se condensa en el sustrato dando lugar a la formación de la película.

Las **ventajas** que presenta esta técnica respecto a otras técnicas de crecimiento son: la conservación de la estequiometría, ya que el material se deposita en las posiciones más favorables de la red definida por el sustrato. Esto se debe a que es un proceso rápido y que no se encuentra en equilibrio termodinámico. La disposición de la fuente de energía (láser) en el exterior permite que la cámara trabaje bajo un rango amplio de bajas presiones en atmósferas controladas.

Las **desventajas** atribuidas al PLD: posibilidad de eyección de partículas de gran tamaño que pueden terminar en el sustrato dando lugar a malformaciones en la estructura del mismo, conocido como splashing. Otra desventaja es la direccionalidad de la pluma, mostrando una dependencia $\cos^n \theta$. Esto permite un crecimiento homogéneo de cómo máximo $12 \times 12 \text{ mm}^2$ en el

caso del equipo utilizado, ver figura 5. Bajo otros ángulos de incidencia no es posible asegurar un crecimiento homogéneo debido a que la punta de la pluma no incide en la dirección perpendicular a la superficie de la muestra, y por tanto, perdemos homogeneidad durante la deposición [5].

En un PLD, la **optimización** del crecimiento de la muestra se relaciona con diversos parámetros: (i) número de pulsos sobre la muestra; (ii) energía del láser; (iii) presión de la cámara; (iv) rotación del sustrato y del blanco, que facilita un crecimiento homogéneo; (v) atmósfera reactiva, oxígeno es el utilizado en este trabajo; (vi) parámetro de red del sustrato.

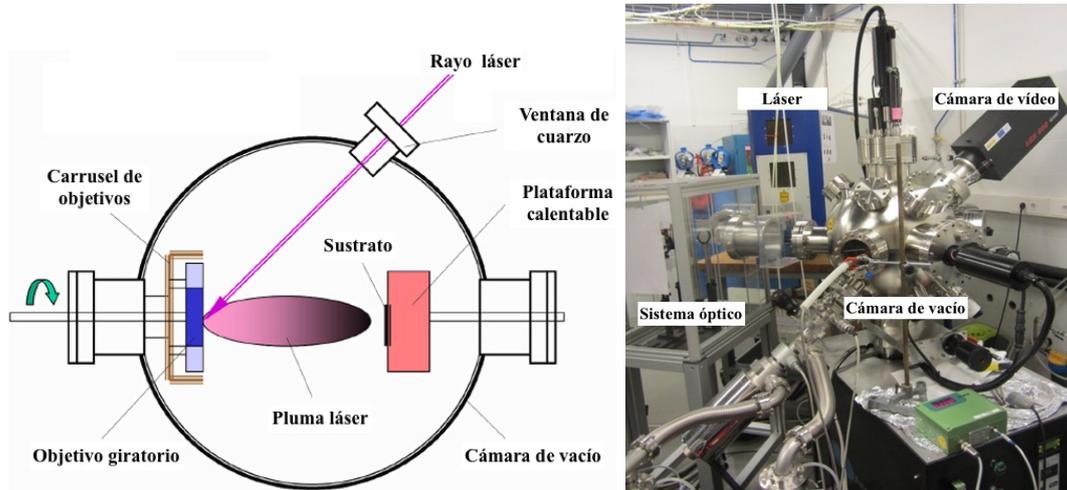


Figura 5: Esquema simplificado y PLD de los laboratorios del INA.

2.2. Litografía

Es una técnica experimental para la **fabricación de nanoestructuras** con la película delgada obtenida en el PLD. A partir de una máscara se define la forma de la nanoestructura a fabricar. El procedimiento de litografiado es el siguiente: cubriendo la muestra con una resina fotosensible la sometemos, mediante una **máscara**, a luz ultravioleta. La resina que no ha sido expuesta a los **rayos U.V.** se encuentra definiendo el diseño que estudiaremos. Posteriormente se vuelve a someter a un proceso de ataque químico eliminando la muestra sobrante. Llegados a este punto, volveremos a someter a la muestra resultante a otro proceso de litografiado adicional para definir los microcontactos, necesarios para las medidas de transporte.

La resina utilizada se compone de lo siguiente: polímero, encargado de la adherencia al material; un solvente, permite una aplicación sencilla a la muestra, y una mezcla fotosensible a los rayos U.V. responsables del cambio de solubilidad del polímero. En los laboratorios del INA la resina utilizada es positiva, reacciona con los U.V. Esto quiere decir que, las zonas de la muestra que no se pretenda eliminar deberán ser protegidas mediante la máscara.

El proceso de litografiado puede ser **corrosivo**, o atacar zonas no deseadas del material. Tras lo mencionado, es posible que tengamos que utilizar otros productos alternativos compatibles y/o modifiquemos la estrategia de fabricación, si es posible, para obtener el mismo resultado final pero manteniendo la compatibilidad del proceso con la muestra.

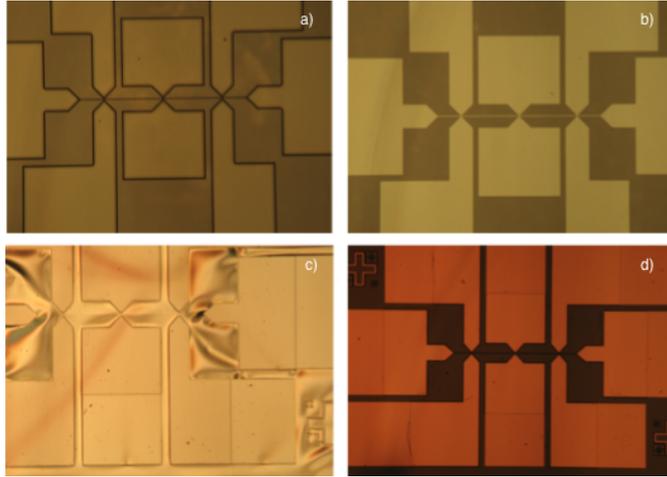


Figura 6: Fotografías tomadas durante el proceso de litografiado.

En la imagen que nos acompaña se observa el proceso de litografiado que han experimentado los films. Las imágenes a) y b) de la figura 6 corresponden a la primera litografía con grabado por iones para definir una estructura apropiada para el estudio del material. Las imágenes c) y d) de la misma figura corresponden a la segunda litografía con “lift-off” para definir los contactos metálicos.

2.3. Caracterización estructural

Aquí explicaremos las técnicas utilizadas para la caracterización estructural de las muestras fabricadas, difracción de Rayos X, así como la determinación de la rugosidad y espesor mediante reflectividad de Rayos X (XRR).

2.3.1. Difracción de Rayos X

La **difracción de rayos X** (XRD, en inglés “X-Ray Diffraction”) nos proporciona información sobre la estructura de la red cristalina de los materiales. Su funcionamiento se basa a la interacción de un haz monocromático con la estructura periódica de la red, fundamentalmente iones dispuestos en planos atómicos. Esto se refleja en detalle en la figura 7.

El haz difractado se recoge por un detector situado a 2θ respecto al haz incidente. La ocurrencia de **interferencia constructiva** de los rayos da información sobre la familia de planos (hkl) de la estructura cristalina, ver Anexo F. Esto tiene lugar si el ángulo 2θ cumple la condición de Bragg:

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda, \quad (1)$$

donde d_{hkl} es la distancia entre los planos de la familia, θ es el ángulo entre haz incidente y los planos atómicos de la familia, λ es la longitud de onda de la radiación incidente.

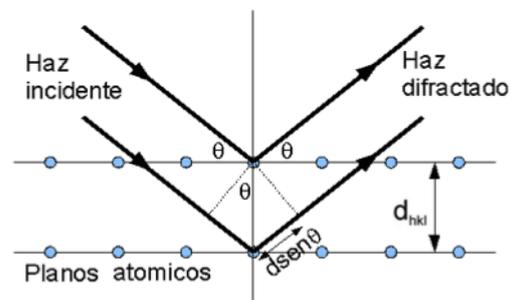


Figura 7: Interferencia constructiva de un haz monocromático con una familia de planos.

El haz es dispersado por la muestra localizada en la “**cuna euleriana**”, la cual permite estudiar cualquier orientación descrita por los ángulos de Euler. Llega a un detector posibilitando realizar un estudio completo de los posibles planos atómicos presentes, ver imagen 8. En

este trabajo, nos interesa saber si la muestra ha crecido en la misma dirección que el sustrato ya que habrá más planos de CuO responsables de la SC. Para ello, se han realizado barridos simétricos, es decir, el detector y portamuestras realizan desplazamientos angulares iguales, es lo que se conoce como reflexión especular. De esta forma solo observaremos los planos de difracción paralelos a la superficie, además de ofrecer la posibilidad de dar información sobre crecimientos anómalos en direcciones no deseadas. Las direcciones de difracción aparecerán reflejadas en el patrón de difracción de rayos X con picos notables correspondientes a la estructura del sustrato, en nuestro caso solo habrá dos, siendo los picos restantes correspondientes a la estructura cristalina del YBaCuO.

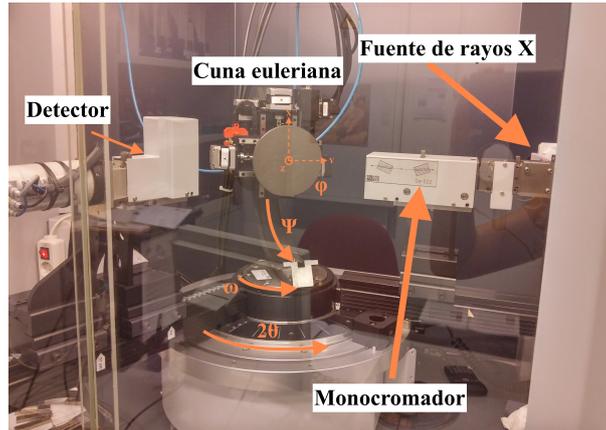


Figura 8: Equipo HRXRD utilizado.

El equipo utilizado es un *Brukers D8 Advance HRXRD* situado en el INA.

2.3.2. Reflectividad de Rayos X

Denominado en inglés por las siglas **XRR**, “X-Ray Reflectivity”, emplea un haz monocromático que incide sobre la muestra a bajo ángulo. El ángulo incidente debe ser mayor que el ángulo crítico (varía según el índice de refracción de la muestra), de esta forma aseguramos la existencia de franjas interferenciales, que reciben el nombre de **oscilaciones de Kiessig**. Estas oscilaciones nos permiten conocer el espesor de la muestra, a más oscilaciones tenemos un periodo menor lo que nos da un espesor mayor ya que tienen una relación inversa, y el decaimiento exponencial que presentan dichas oscilaciones proporcionan información de la rugosidad y densidad de la muestra.

Utilizando el programa “*Leptos*” que incluye un algoritmo basado en la técnica de “simulated annealing” se pueden encontrar los **parámetros que mejor se ajustan** a la curva proporcionando la información que deseamos conocer: espesor, rugosidad y densidad, entre otros.

La imagen 9 presenta dos gráficas superpuestas. En color rojo aparece la simulación generada por el programa y en negro los datos experimentales. El software, nos devuelve un **informe** sobre los parámetros a los que ha convergido la simulación. La tabla muestra dos filas que hacen referencia al sustrato sobre el que ha crecido la película y a la propia película.

Los experimentos XRR se realizan con el mismo equipo descrito para XRD.

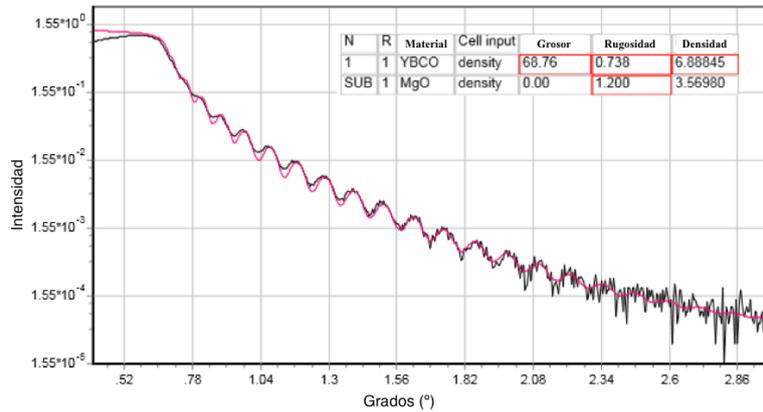


Figura 9: Informe obtenido de una de las muestras fabricadas.

2.4. Caracterización eléctrica

Para las medidas de **transporte eléctrico** se ha utilizado un sistema de medida de propiedades físicas (en inglés "Physical Properties Measurement System", PPMS) que se encuentra en la Facultad de Ciencias, (ver imagen 10). Este sistema permite realizar medidas magnéticas, térmicas y eléctricas, y ofrece la posibilidad de inyectar corriente en DC, o AC, al material a estudiar. El control de las condiciones ambientales de la muestra permite la opción de llegar a campos magnéticos de hasta 14 Teslas, y además de trabajar con temperaturas comprendidas en el rango 1.9 – 400 K. La temperatura del sistema se regula mediante un flujo continuo de helio que es totalmente ajeno a la temperatura del imán superconductor

Este mismo dispositivo se ha utilizado tanto para la **caracterización** de las muestras como para su posterior **estudio** detallado, ya que permite rotar la muestra respecto al campo aplicado. De esta forma, es posible estudiar la dependencia angular que nos interesa de la densidad de corriente.

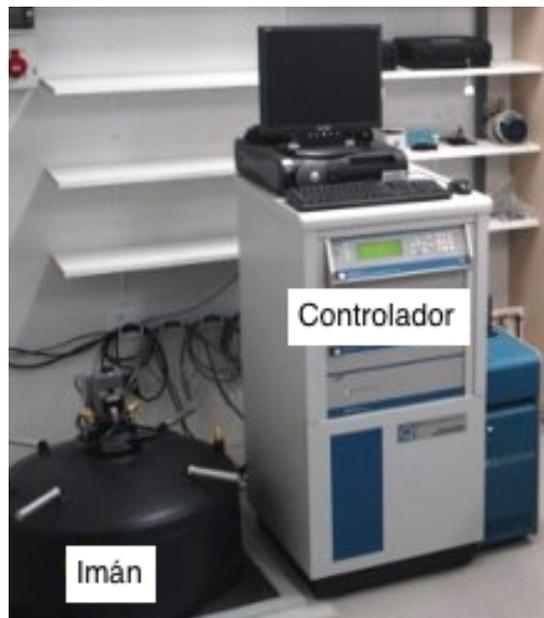


Figura 10: Sistema empleado en las medidas de transporte eléctrico y magnético.

El PPMS consta de un **imán superconductor** que se mantiene refrigerado mediante un flujo continuo de helio. También hay un controlador que nos permite conocer la temperatura y

campo aplicado a la muestra. El **ordenador** del sistema nos ayuda a controlar dichos parámetros así como a programar las medidas a realizar mediante una ventana de comandos.

Se dispone de unos portamuestras específicos adaptados para poder realizar las medidas de densidad de corriente de estos hilos. Los portamuestras se encuentran sujetos a una barra que permite colocar la película en el campo magnético, además de orientarlo bajo una dirección determinada.

3. Resultados experimentales

3.1. Optimización del crecimiento

Durante el proceso de fabricación se han realizado **diferentes muestras** de YBaCuO con la finalidad de buscar las **condiciones óptimas** de crecimiento del material. Todas las muestras han sido fabricadas en el PLD sobre un sustrato de *MgO* cortado en el plano (001) con dimensiones de $5 \times 5 \times 0.5 \text{ mm}^3$. Variando los diferentes grados de libertad (energía y número de pulsos), que influyen en el crecimiento de estas películas, podemos obtener distintos espesores. Algunas de las muestras fabricadas para el proceso de optimización se recogen en la tabla 1:

Muestra	Energía (<i>mJ</i>)	Frecuencia (<i>Hz</i>)	Espesor (<i>nm</i>)	Rate (<i>nm/min</i>)	Parámetro de red (Å)
PLDIII058 YBCO-P1	90	5	>200	-	11.785(2)
PLDIII059 YBCO-P2	80	5	>200	-	11.775(1)
PLDIII060 YBCO-P3	40	10	130	4.33	11.758(4)
PLDIII063 YBCO-P4	40	10	36	3.60	11.725(5)
PLDIII063 YBCO-P7	40	10	68	2.26	11.743(4)

Tabla 1: Datos experimentales del proceso de optimización.

La **velocidad de crecimiento**, en inglés “Rate”, tiene mucha influencia en las propiedades finales de las muestras fabricadas. Nos da información de cuánto material ha crecido según el tiempo empleado. Otro dato de interés que se muestra en la tabla es el **parámetro de red** de la celda unidad correspondiente a la dirección perpendicular a la superficie del sustrato. Para su determinación, se ha utilizado la relación 1 seleccionando los ángulos con picos de intensidad notable y cercanos a la difracción del plano del sustrato.

Como bien se conoce, el parámetro de red del YBaCuO en volumen en la dirección *c* del cristal es 11.656 Å, ver figura 2. Analizando las muestras mediante XRD obtenemos los patrones de difracción que se muestran en la figura 11. En dicha figura, se ve claramente que la tercera muestra tiene **más planos de difracción** según la dirección del sustrato, signo de que ha sido un **buena estructuración** del YBaCuO ya que los planos de CuO responsables de la SC se encuentran en esa dirección. Razón por la cual es la que se utilizará para realizar el experimento. Es bueno decir que para identificar los planos de difracción correspondientes a los picos obtenidos de la XRD, nos ayudamos de una tabla numérica en la que aparece un listado ángulos, intensidad y plano difracción.

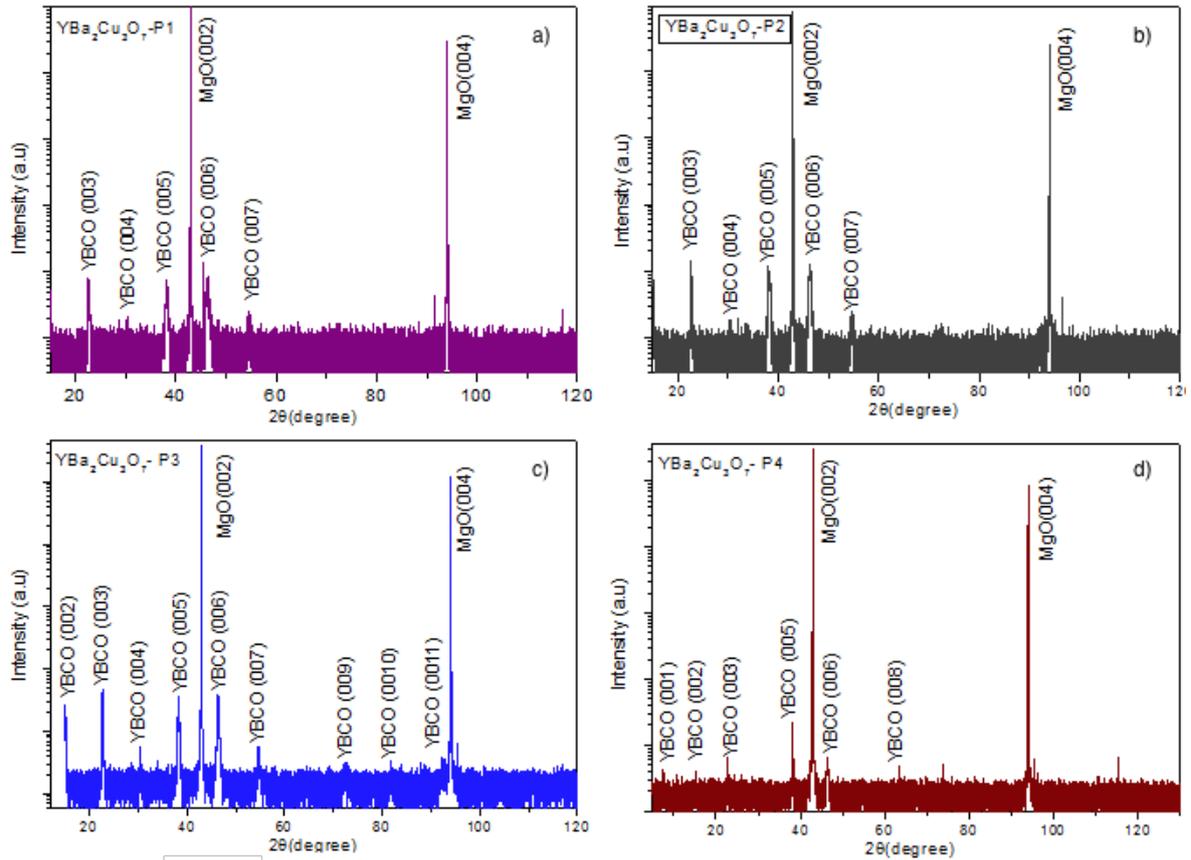


Figura 11: Patrones de difracción correspondientes a las muestras a) YBaCuO-P1, b) YBaCuO-P2, c) YBaCuO-P3 y d) YBaCuO-P4

Tras esta caracterización, y en el mismo equipo, se realizaron los experimentos de reflectividad, obteniendo el espesor de cada una de las muestras, con los valores indicados en la tabla 1 obtenidos con el ajuste realizado con el programa “Leptos”.

Una vez que conocemos los parámetros de optimización que consideramos idóneos para el crecimiento de películas delgadas podremos pasar a la **siguiente fase de experimentación**: comprobación de las **propiedades superconductoras** tanto antes como después del litografiado.

3.2. Comprobación y propiedades dimensionales

Para verificar las propiedades SC, sometemos a la película a un enfriamiento por debajo de la temperatura crítica y aplicamos una **intensidad de corriente continua**, 30 nA, de forma que midiendo la caída de tensión podemos estimar la resistividad por cada valor de temperatura. Como se observa en la gráfica 12 la resistividad del material va disminuyendo conforme lo hace la temperatura. Al tratarse de un superconductor de tipo II, caracterizado por la presencia de vórtices y una caída de la resistividad no abrupta, podemos distinguir **tres zonas**: normal, franja de transición y superconductor.

La primera se caracteriza por presentar una dependencia casi lineal con la temperatura, el material tiene una resistividad y disipa energía por **efecto Joule** dando lugar a una caída de tensión entre los extremos de la película. La segunda zona, la franja de transición, se caracteriza por la nucleación de vórtices. La caída en la resistividad se debe a que los **vórtices** cada vez son

más **pequeños**, lo que quiere decir que la **zona SC aumenta** y como consecuencia disminuye la resistividad. Por último, la zona SC presenta una resistencia nula, lo que significa que idealmente podríamos transportar corriente sin pérdidas, y se caracteriza porque no hay vórtices. Debemos comentar que adicionalmente a los fenómenos descritos, el ensanchamiento de la transición puede aparecer tensión por fluctuaciones de composición en la muestra.

Hecha la comprobación de superconductividad, las muestras se han llevado a litografiar para la elaboración de los hilos. Las **dimensiones laterales** que tienen estos hilos son de $800 \times 4 \mu m$, siendo por tanto, altamente sensibles a la corriente que circula por ellos e incluso a la **carga estática** que generamos al manipularlos. Para evitar que estos hilos se deterioren es conveniente descargarse tocando algún objeto metálico. Así pues, fabricados los hilos, para asegurar que el material no ha sido **comprometido** durante el proceso de litografiado se ha realizado de nuevo la misma medida de transporte eléctrico versus temperatura. En la gráfica 12 aparecen los resultados experimentales que representan las curvas correspondientes a la muestra inicial sin litografiar (curva azul) y el hilo obtenido tras el proceso de litografiado (curva verde), con el objetivo de mostrar que se han fabricado correctamente los hilos.

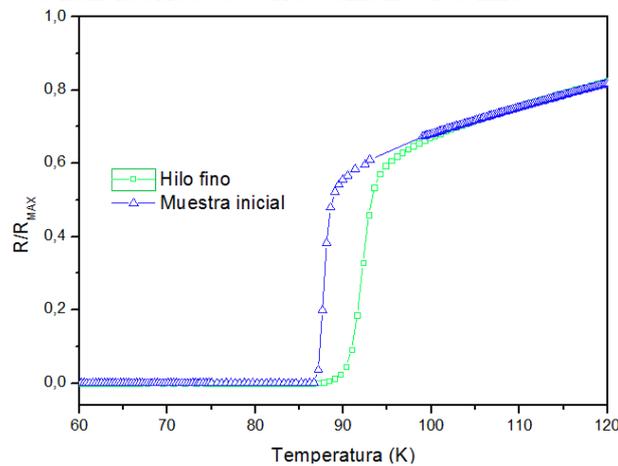


Figura 12: Resistividad YBaCuO a campo magnético nulo para la muestra sin litografiar (curva azul) y el hilo obtenido tras el litografiado (curva verde).

Posiblemente, la desigualdad entre las curvas resistivas del YBaCuO, antes y después del litografiado, se debe, principalmente, a **factores geométricos**. La resistividad ofrecida por la placa de YBaCuO es un promedio de las diferentes densidades de corriente que circulan en el interior del material. El contacto por el que la corriente es introducida se encuentra en las esquinas de un lateral de la placa. Así pues, la mayor parte de la corriente circulará por el **espacio mínimo** entre dichos contactos habiendo una parte de ella que pueda circular por el resto del material. Por otro lado, la resistividad del hilo sondea una parte muy localizada del material y por donde conocemos bien en que dirección circula la corriente.

Respecto a la “**inhomogeneidad**” en las propiedades de la placa, se cree que puede deberse a la concentración de oxígenos en la celda unidad del cristal. Hay estudios que nos informan que a mayor concentración de oxígeno mayor es la temperatura crítica del material, [6] y [7]. Como la concentración no será homogénea a lo largo de la superficie del YBaCuO habrá zonas con mayor concentración que otras lo que favorecerá la creación de islotes superconductores. Por ello, puede que en el proceso de litografiado hayamos **seleccionado** una zona con concentración de oxígeno óptima respecto del resto de la muestra.

Lo que podemos decir hasta ahora, tras el proceso de litografiado de las muestras, es que **no** experimentan **degradación** debida a los reactivos químicos utilizados. O al menos, no hay presencia de ningún fenómeno llamativo, salvo el del desplazamiento de la franja de transición ya comentado. Por lo cual, podemos pasar a la realización del experimento de transporte eléctrico.

3.3. Dependencia angular con el campo y otros fenómenos

Como veremos más adelante, el comportamiento de la resistividad frente a la temperatura y el campo magnético **se puede reproducir** mediante la expresión 6 expuesta por *M. Tinkham* en su artículo [8]. Cuando el YBCO deja de ser superconductor el voltaje se incrementa reflejándose la influencia de los fenómenos físicos que determinan la aparición de corriente crítica en presencia de \vec{B} , objeto de este trabajo. Por tanto, las medidas que se van a realizar van a ser de resistencia frente al campo aplicado para poder conocer su comportamiento a diferentes ángulos.

En este experimento utilizaremos el PPMS, situado en la Facultad de Ciencias, que nos permite aplicar campos magnéticos a la muestra hasta valores de 14 T. El sistema, que aplica un campo magnético en la dirección deseada, toma valores de la resistencia para una temperatura y campo fijos; luego, cambia el valor del campo para adquirir nuevos datos. En cada punto realiza medidas resistivas en los dos sentidos de corriente con la finalidad de descartar efectos de histéresis. También lo hace con la finalidad de eliminar las posibles **contribuciones termo-eléctricas** a la resistencia debidas al calentamiento de las uniones de los microcontactos por donde la corriente es aplicada al hilo. Se han realizado medidas a ángulos de 90, 45 y 0 grados respecto al hilo. Dicho lo precedente, procederé a exponer los resultados experimentales de este estudio.

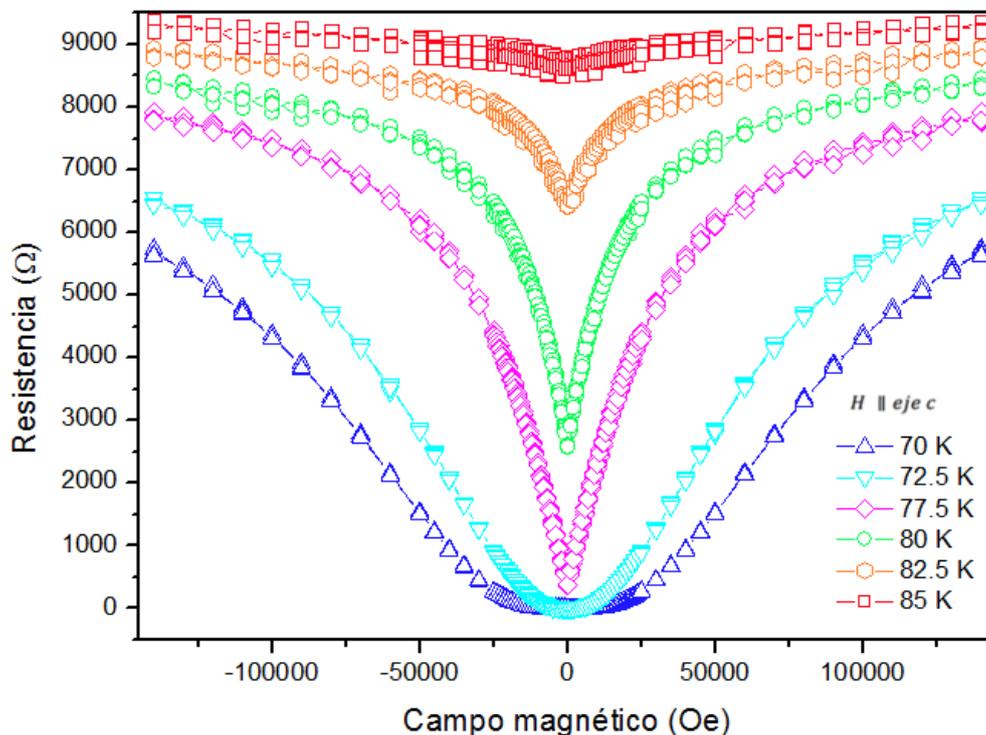


Figura 13: Magnetorresistencia a diferentes temperaturas para la orientación de 90 grados.

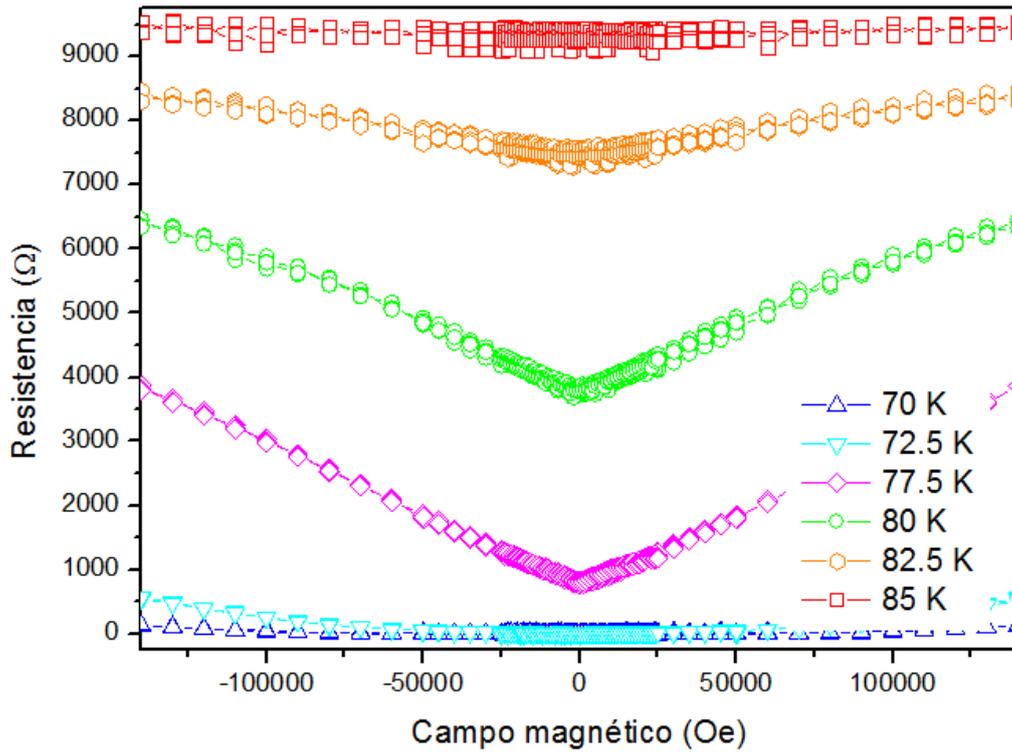


Figura 14: Magnetorresistencia a diferentes temperaturas para la orientación de 45 grados.

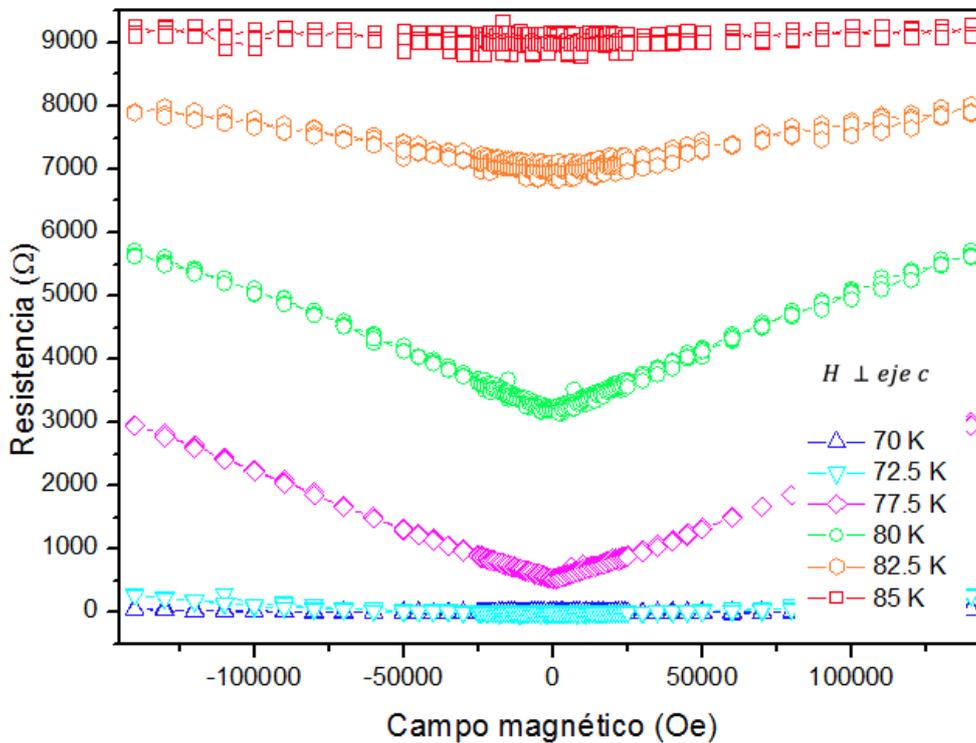


Figura 15: Magnetorresistencia a diferentes temperaturas para la orientación de 0 grados.

Claramente se puede ver una dependencia de la resistencia respecto a la orientación angular,

y existe anisotropía magnética como cabría esperar del análisis de corriente crítica que se hizo en la sección 1.2. Más aún, se puede decir que las gráficas de 0 y 45 grados tienen el aspecto de una ampliación de la de 90 a bajos campos magnéticos. Así pues, disponemos de una fenomenología física interesante que merece ser estudiada y que ahora vamos a considerar.

4. Discusión Física

En esta sección se **interpretarán** los resultados adquiridos en la parte experimental. Tras observar los fenómenos que se manifiestan en el hilo de YBaCuO sometido a un campo magnético, se considera un marco teórico que puede describir al comportamiento real del material en el estado de superconductividad de alta temperatura crítica. Comenzaremos justificando los modelos descritos en la figura 3 de la introducción.

Antonio Badía Majós y Carlos López explican en su artículo, [9], desde un punto de **vista computacional**, dicho modelo. Principalmente en esta parte hablaremos de dicho modelo y trataremos de relacionarlo con los resultados experimentales.

4.1. Presentación del modelo

Comenzaremos apoyándonos de la figura 16, que refleja las diferentes densidades de corriente posibles que pueden circular por el material desde un punto de vista **mesoscópico**. La idea básica que subyace es que los tubos de flujo magnético determinan unos ejes locales en la muestra. Entonces, la densidad de corriente máxima en cada punto va a depender de la orientación relativa a dichos ejes (paralelo o perpendicular respecto a la orientación de los tubos. Concretamente, para intentar explicar este comportamiento, se había propuesto que una **elipse** marca el límite de la ruptura de la SC, sección 1.2 .

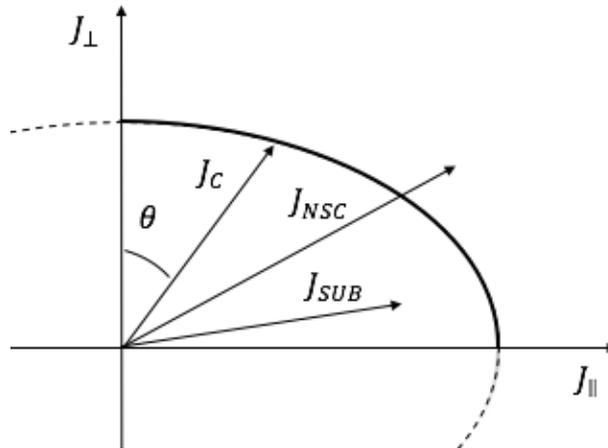


Figura 16: Interpretación geométrica de “*Elliptic Critical-State Model*”. Aquí, J_C es la densidad de corriente máxima a partir de la cual la muestra deja de ser SC, J_{NSC} expresa una densidad de corriente en la que el material deja de ser SC y J_{SUB} es una densidad de corriente en estado SC,

Para entender el modelo elipsoidal, que propone una explicación de la máxima corriente que puede transportar el hilo, debemos recurrir al trasfondo de la teoría, recordando algunos modelos explicados en la sección 1.2. Refiriéndonos a la figura 3, nótese en primer lugar que en el “*Generalized Double Critical-State Model*” subyace que las limitaciones de las componen-

tes paralela y perpendicular se encuentran gobernadas por diferentes fenómenos físicos, creando una región rectangular en la que es posible cualquier densidad de corriente. Es decir, el valor que adquiere cada parámetro crítico ($J_{C\parallel}$, $J_{C\perp}$) es funcionalmente independiente del otro.

Por contra a este concepto, el modelo “*Original Elliptic Critical-State Model*” supone la idea de que $J_{C\parallel}$ y $J_{C\perp}$ están influenciadas por el mismo mecanismo físico del que hablaremos más adelante. De esto se infiere que el modelo tiene un contorno “suave” regido por una cierta relación funcional, $J_{C\perp}(J_{C\parallel})$, dando lugar a un contorno que resultará ser elíptico.

Debemos recurrir a elementos de las teorías de London y G-L para razonarlo. Supongamos que tenemos un material en estado SC sometido a un campo magnético. El campo magnético atraviesa la muestra en forma de tubos de flujo con núcleos no SC. Para simplificar, consideraremos a estos núcleos como tubos rígidos rectos que interactúan con el campo magnético aplicado y posiblemente con el propio material. La interacción entre vórtices y con el campo puede ser descrita mediante una expresión que nos da la energía libre de una red de vórtices bajo la acción de un campo magnético externo [10]:

$$\mathcal{G}_v = \Phi_0 \left[- \sum_p H_0 l \cos \beta_p + \frac{\Phi_0}{\mu_0 \lambda} \sum_{p < m} \cot(\beta_p - \beta_m) \times \exp(-d_{pm}/\lambda) \right] \quad (2)$$

Aquí, β_p es el ángulo relativo del vórtice p respecto a la dirección del campo externo H_0 , l es la longitud del vórtice, d_{pm} es la mínima distancia entre los vórtices p - m , λ es la profundidad de penetración introducida por la teoría de London y Φ_0 es el cuanto de flujo que atraviesa el núcleo.

Es importante resaltar que el primer término de la ecuación 2, es el dominante y el que expresa la interacción de los vórtices con el campo magnético, responsable de la orientación de los vórtices según el campo aplicado. En cambio, el segundo término es el que expresa la interacción entre los tubos de flujo próximos.

Conviene aclarar que este último término determina la **orientación relativa de los vórtices**. Nótese que si la distancia entre vórtices excede la profundidad de penetración apenas existirá interacción, y, por tanto, no contribuyen a la energía libre del sistema. Por otro lado, podemos entender que la función cotangente, que relaciona la orientación relativa de los núcleos, guardará relación con los **pares de fuerzas** que se generan entre ellos, y que a continuación explicaremos.

Imaginemos que los núcleos, que son atravesados por flujo magnético, se comportan como **solenoides** colocados paralelamente. Como es natural, estos se repelen si tienen la misma orientación. Pero, cuando se encuentran ligeramente inclinados, aparece un par de fuerzas que tiende a girar los solenoides, y obviamente a juntarlos, como si se tratasen de imanes de polos opuestos. Eso es lo que intenta reflejar el término de la cotangente. Es necesario recalcar que estos solenoides, “ficticios”, **interaccionan** fuertemente conforme a su distancia, y, como se ha descrito anteriormente, si las líneas de campo creadas por estos solenoides se encuentran suficientemente distantes habrá interacción que será despreciable. Esto queda reflejado en el término exponencial que hace referencia al decaimiento del campo magnético dentro de un SC.

Cualitativamente hablando, y desde un punto de vista físico, los vórtices, que interaccionan entre sí, tienden a alinearse con el campo, pero, también se repelen y, por tanto, se van deslizando

hacia el interior de la muestra empujados por la acción externa y contra su repulsión. Quien impide este movimiento (relacionado con J_{\perp}) es la fuerza de anclaje. Por otro lado, la orientación relativa de los vórtices genera un par de fuerzas que los tiende a girar (relacionado con la J_{\parallel}).

Si se provoca una configuración de no equilibrio debe considerarse una la fuerza de anclaje, “*Pinning force*”, que puede mantener los núcleos estáticos contra la interacción magnetoestática. Llamaremos corriente crítica al valor de ésta que puede soportar el material antes de que se supere la fuerza de anclaje, produciéndose una avalancha de desplazamientos y giros hacia el equilibrio. Así pues, si la densidad de corriente crítica es superada, esto es, si se sale de la elipse, aparece una fuerza neta que ocasiona el movimiento de los núcleos. Por otro lado, queda patente que también influye la orientación relativa entre los vortices.

Consideremos para simplificar que los vórtices están orientados en capas, donde θ es el ángulo entre las direcciones de los vortices de cada capa y la dirección de \vec{B} en esa capa, puede demostrarse que la relación entre los campos macroscópicos \vec{J} y \vec{H} es:

$$J_{\perp} = \frac{dH}{dx} \quad J_{\parallel} = H \frac{d\theta}{dx} \quad (\text{Demostración en anexo G}) \quad (3)$$

Estas relaciones y lo dicho anteriormente hacen plausible la estructura elíptica de la región admisible para \vec{J}_C , relacionada por tanto con límites al desplazamiento y giro de vórtices.

Si aceptamos el criterio de la presencia de un **umbral** para J_C definido por el equilibrio entre la fuerza de anclaje y los pares de fuerza, podemos llegar a la siguiente **relación constitutiva** considerando: $J_{C\parallel} = c_1 F_0 \cos \theta$ y $J_{C\perp} = c_2 F_0 \sin \theta$

$$\left(\frac{J_{C\parallel}}{c_1 F_0} \right)^2 + \left(\frac{J_{C\perp}}{c_2 F_0} \right)^2 = 1 \quad (4)$$

donde c_1 y c_2 son constantes fenomenológicas, θ es el ángulo de incidencia campo-hilo.

Esto se deduce fácilmente sin más que considerar los siguientes productos vectoriales para la fuerza y el momento; $\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B}$ y $\vec{\Gamma} = \vec{r} \times \vec{F}$. Por tanto, no es de extrañar que la componente $|J_{\perp}|$, responsable del movimiento de vórtices, venga acompañada de $\sin \theta$ por la propia definición de producto vectorial. Por otro lado, $|J_{\parallel}|$, responsable del par de fuerzas, es perpendicular a \vec{F} lo que equivale a decir que hay un desfase de $\pi/2$ que se traduce por el término $\cos \theta$.

En definitiva, esta ecuación describe el límite de la densidad de supercorriente en cada punto de la muestra a nivel macroscópico, con ejes principales paralelos y perpendiculares al campo local, ofreciendo la superficie elíptica de la que se ha hablado hasta ahora.

No obstante, es una ecuación en coordenadas “cartesianas” que nos define el límite de la SC pero no nos da el valor de la densidad de corriente crítica respecto al ángulo. Para esto, es preferible realizar un cambio a coordenadas polares para obtener el valor de dicho módulo. El resultado es el siguiente:

$$J_C(\theta) = \frac{J_{C\parallel}}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta / \chi^2}} \quad (5)$$

Aquí, $\chi = J_{C\perp} / J_{C\parallel}$ es la excentricidad de la elipse y $J_{C\parallel}$ es la densidad de corriente crítica paralela.

4.2. Verificación del modelo: relación entre J_C y la resistividad

De acuerdo a los artículos de *M. Tinkham* y *V. Ambegaokar* y *B. I. Halperin*, [8] y [11], respectivamente, en el límite de pequeñas corrientes, la resistencia normalizada del material puede ser expresada por la ecuación,

$$\frac{R}{R_n} = \{I_0[A(1-t)^{3/2}/2B]\}^{-2} \quad (6)$$

donde I_0 es la función modificada de Bessel de orden cero, A es un parámetro característico del material que guarda una relación directa de proporcionalidad con la densidad de corriente crítica a campo nulo, t es la temperatura reducida ($t = T/T_C$), y B es el campo magnético aplicado.¹

Esta expresión le permitió a *M. Tinkham* explicar la transición resistiva de este tipo de superconductores y es válida para temperaturas cercanas o por debajo de la temperatura de transición. Nos permite simular el comportamiento de la resistencia respecto la temperatura a diferentes campos magnéticos fijos, así como observar la resistencia frente al campo para temperaturas fijas diferentes. Veámoslo:

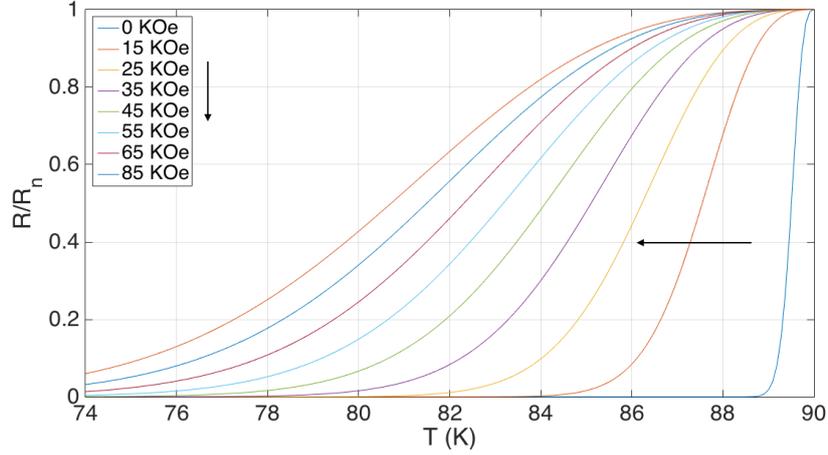


Figura 17: Simulaciones teóricas de resistencia frente a temperatura a campo fijo utilizando la ecuación 6 para SC de alta temperatura crítica. Se han utilizado los parámetros físicos del material YBCuO de la referencia [8].

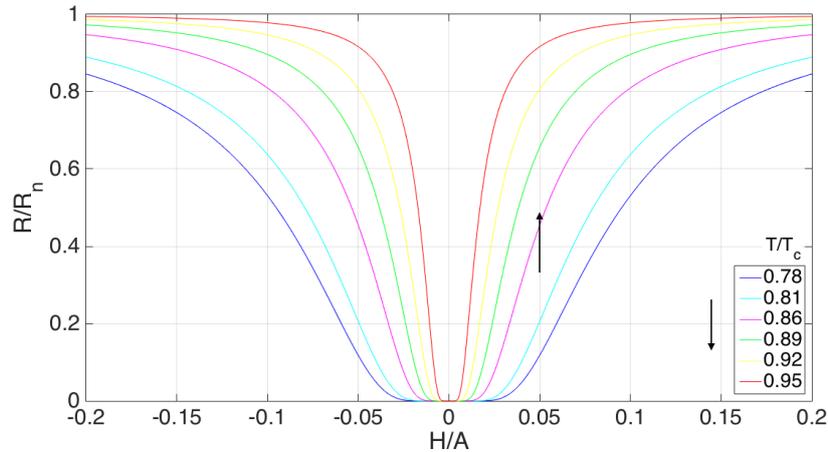


Figura 18: Simulaciones teóricas de resistencia frente a campo aplicado temperatura fija. Utilizando los mismos parámetros que en 17.

¹Esta notación no debe inducir a error en la interpretación de la fórmula. El factor $A(1-t)^{3/2}/2B$ es el que hay que introducir en la función de Bessel.

Con la aplicación directa de la expresión de *M. Tinkham* **no se reproducen correctamente** las características de los datos mostrados en la sección 3.3. Por tanto, se ha hecho la consideración de incluir un **término adicional** que refleje el atrapamiento de flujo en nuestras medidas. Además se introduce una relación funcional dependiente del ángulo. La corrección propuesta a la ecuación 6 es la siguiente:

$$\frac{R}{R_n} = \{I_0[f(\theta) \cdot A(1-t)^{3/2}/(B_{rem} + B)]\}^{-2} \quad (7)$$

$$B = 0 \Rightarrow \frac{R}{R_n} = \{I_0[f(\theta) \cdot (1-t)^{3/2}/(B_{rem}/A)]\}^{-2}$$

El **término de remanencia** se debe a que el material es un superconductor de tipo II y al ser enfriado en presencia de campo magnético lo **atrapa en forma de vórtices**. Como empezamos a medir a campos altos no es de extrañar que quede una imanación residual en el hilo a causa del atrapamiento del flujo debido a la existencia de los vórtices y la fuerza de pinning.

Veamos los resultados del análisis de nuestros datos experimentales mediante la ecuación propuesta. Los podemos ver en las figuras 19, 20 y 21.

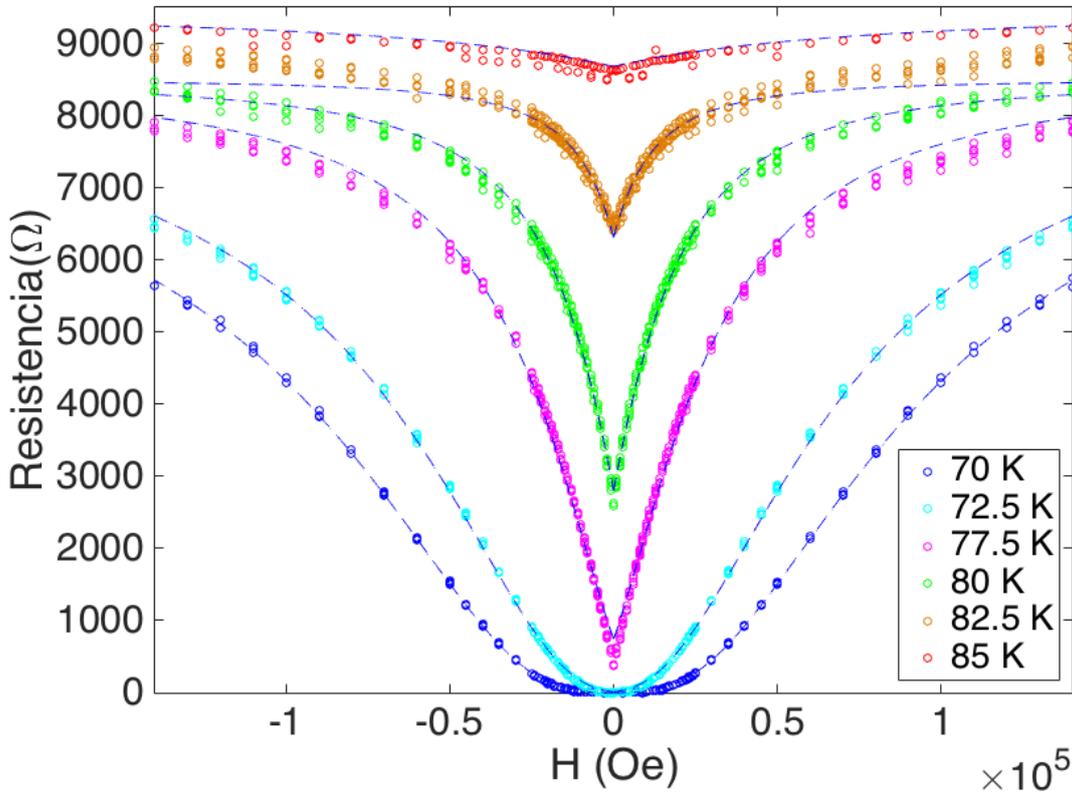


Figura 19: Ajuste teórico (líneas discontinuas) a una selección de los datos experimentales mediante la ecuación 7 para una orientación de 90 grados (campo magnético paralelo al eje c).

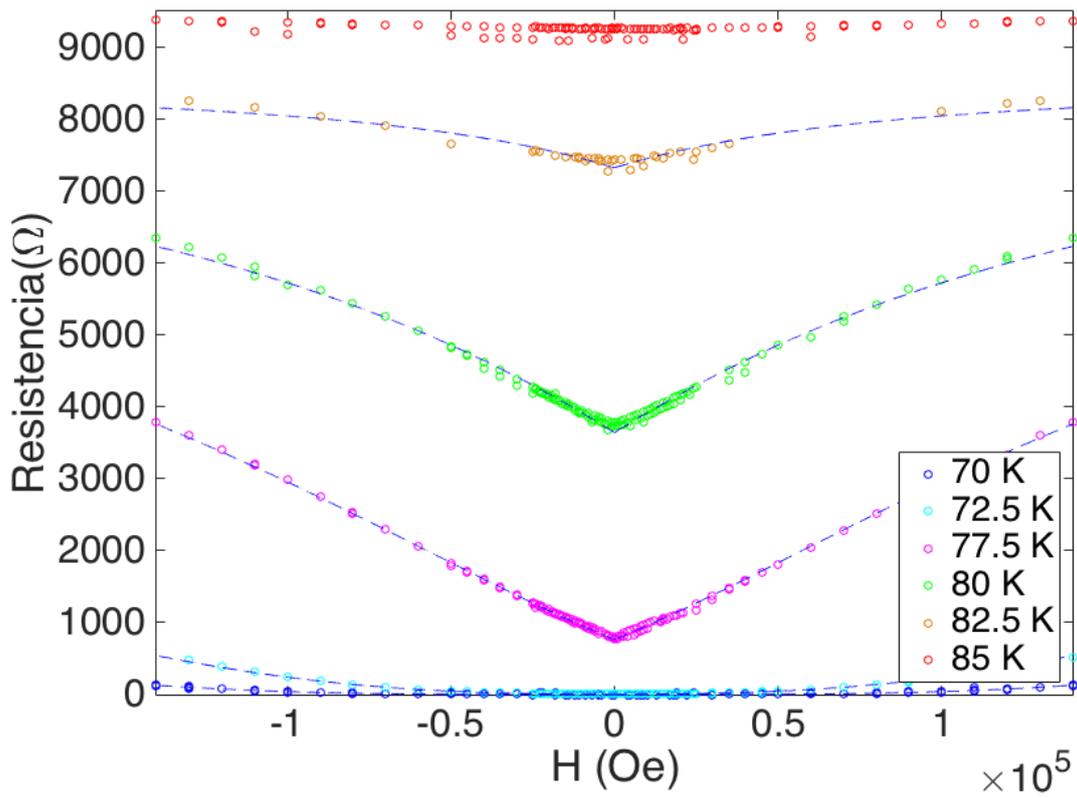


Figura 20: Ajuste teórico, líneas discontinuas, a una selección de los datos experimentales mediante la ecuación 7 para una orientación de 45 grados

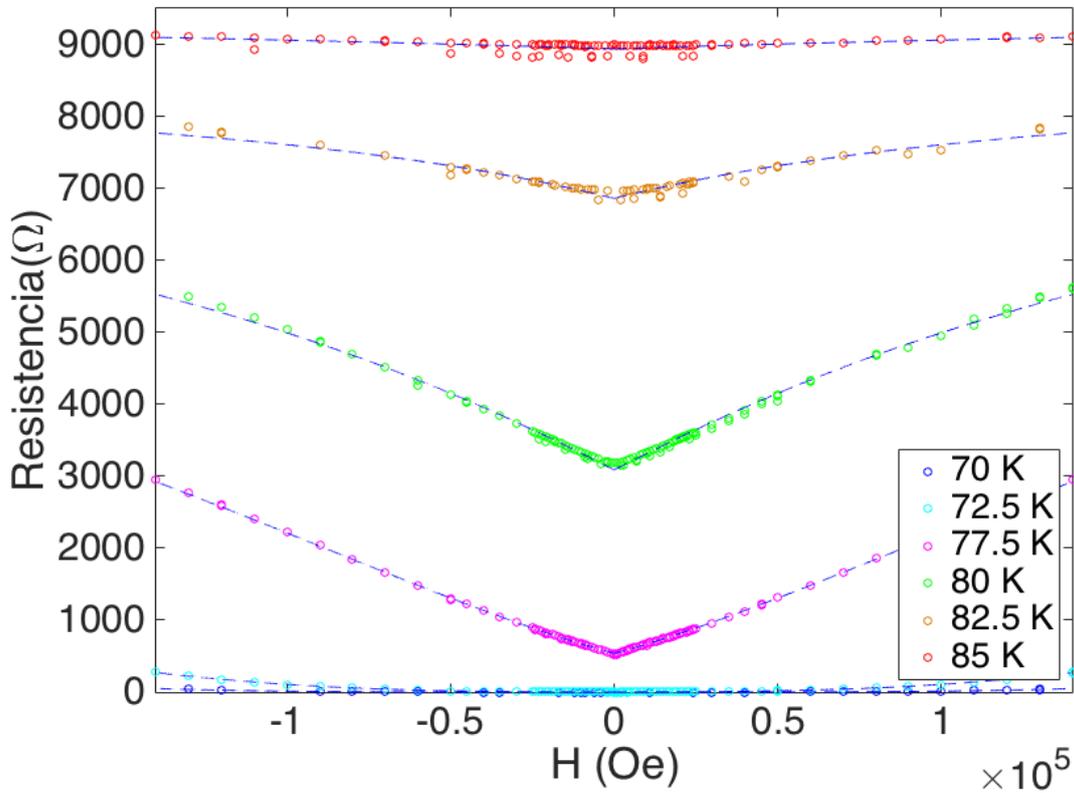


Figura 21: Ajuste teórico, líneas discontinuas, a una selección de los datos experimentales mediante la ecuación 7 para una orientación de 0 grados (campo magnético perpendicular al eje c).

De acuerdo con [4], el **factor de anisotropía magnética** influyente respecto estas medidas de densidad de corriente es en torno a 4 para $J_{C\parallel}/J_{C\perp}$, lo que dice que el eje local paralelo a la dirección de los vórtices es el eje mayor, con una longitud 4 veces superior a la del eje menor. La orientación de dichos ejes locales ha sido explicada en el apartado 4.1. Con este valor cabría esperar un comportamiento del tipo siguiente dado por la expresión 5

$$J_C(45^\circ)/J_C(0^\circ) = 0.34 \quad J_C(90^\circ)/J_C(0^\circ) = 0.25 \quad (8)$$

Sin embargo, a la vista de la tabla 2, y teniendo en cuenta que el factor $f(\theta)$ recoge la dependencia angular de la fuerza de anclaje, se obtiene:

$$J_C^{exp}(45^\circ)/J_C^{exp}(0^\circ) \approx f(45^\circ)/f(0^\circ) \approx 0.9 \quad J_C^{exp}(90^\circ)/J_C^{exp}(0^\circ) \approx f(90^\circ)/f(0^\circ) \approx 0.13 \quad (9)$$

Es decir, tal como indican las gráficas, la situación a 0° y 45° es mucho más similar.

Orientación ($^\circ$)	0		45		90	
Temperatura (K)	$f(\theta)$	B_{rem}/A	$f(\theta)$	B_{rem}/A	$f(\theta)$	B_{rem}/A
70	1050700	112200	914040	113360	147670	21770
72.5	851720	128990	708180	118630	118580	24210
77.5	504370	183700	402700	160000	58483	23076
80	360740	238430	271820	198350	36396	22856
82.5	167000	251590	84070	152650	16517	21017
85	920082	348820	-	-	58040	141310

Tabla 2: Datos de los ajustes realizados. Para la orientación de 45 grados a una temperatura de 85 K no se ha podido realizar ajuste.

Otro factor a tener en cuenta es el parámetro B_{rem} , que indica el campo remanente (en forma de vórtices) atrapado por el material. Esto da cuenta también de la fuerza de anclaje, y por ello de la densidad de corriente crítica. Nuevamente, los datos experimentales muestran comportamientos muy similares en los casos de 0° y 45° por contra a lo esperado.

5. Resumen y conclusión final

5.1. Conclusiones físicas

En este trabajo se ha utilizado **técnicas de crecimiento por láser pulsado** (PLD) para la fabricación de películas delgadas superconductoras, así como, los diferentes **métodos experimentales** para poder determinar las propiedades de la microestructura. Además se ha llevado a cabo la fabricación de microhilos mediante el litografiado de las muestras.

El **estudio** de la influencia del campo magnético en módulo y orientación sobre las propiedades de transporte nos ha permitido analizar cuál es el comportamiento de la densidad de corriente local a un nivel **mesoscópico**. En el análisis de los datos nos hemos encontrado ante algunos problemas como por ejemplo con la definición de la temperatura crítica del material. Ésta puede ser definida como la temperatura la cual el material deja de ser diamagnético, o como

la temperatura en la que el material pasa a presentar resistividad, o como la máxima pendiente que experimenta la curva de transición. Esto es importante porque las expresiones teóricas se escriben en términos de T/T_C . En nuestro caso, hemos elegido este último criterio, ya que se resuelve muy bien a partir de los datos medidos y genera ajustes muy razonables con los de la teoría.

A pesar de la complejidad de los fenómenos involucrados, las propiedades físicas del hilo SC (figuras 19,20,21) se pueden describir de modo razonable mediante la ecuación 7 que es una modificación sencilla de la conocida fórmula de *M. Tinkham*, ecuación 6. La relación de los ajustes $R(T, \theta, B)$ con la hipótesis elíptica que conlleva la fórmula 5 indica que la hipótesis anteriormente propuesta en los trabajos científicos [9] y [4] no puede ser apoyada por los datos experimentales obtenidos. Queda abierta la línea de estudio proponiéndose realizar más experimentos y considerar modelos alternativos.

5.2. Conclusiones sobre la metodología del trabajo

Pese a las **limitaciones** marcadas por el tiempo, dinero y extensiones teóricas a la hora de redactar el trabajo, se ha conseguido sacar adelante. Las limitaciones en **tiempo** se deben al periodo disponible para realizar un trabajo experimental, pues los instrumentos de medida utilizados están muy solicitados, y han de reservarse con antelación. Además, la propia adquisición de datos experimentales podía alargarse varios días.

Respecto a la limitación **económica**, la utilización del He líquido (altamente demandado y caro) en la mayor parte de los experimentos de baja temperatura implica un presupuesto que cubra las necesidades investigadoras. Por tanto, es conveniente pensar muy concretamente para qué fines lo vamos a utilizar, descartando los experimentos menos relevantes.

En lo que se refiere a **extensiones teóricas**, hay que marcar un límite para exponer en este TFG pues el mundo de la SC abarca muchas ramas, que, obviamente, no se pueden abordar en un espacio tan reducido. Habría que decir también que no todos los experimentos que se proponen teóricamente se pueden llevar al campo experimental por los límites tecnológicos en los que nos encontramos, por ejemplo, realización de experimentos con campos superiores a 14 T (máximo campo magnético que se alcanza con el PPMS).

Finalmente, a todo lo anterior habría que incluir el especial **cuidado y transporte de las muestras** pues son muy sensibles. Éstas se pueden deteriorar debido incluso a la carga electrostática que generamos, y, al manipularlas para colocarlas dentro del instrumento de medida.

Referencias

- [1] Jenny Hoffman. Introduction to superconductivity. <http://hoffman.physics.harvard.edu>.
- [2] YUEJIN Guo GUANHUA CHEN, JEAN-MARC LANGLOIS and WILLIAM A. GODDARD III. Superconducting properties of copper oxide high-temperature superconductors. Proc. Nad. Acad. Sci. USA, 1989.
- [3] Ece Uykur. Pseudogap and Precursor Superconductivity Study of Zn doped YBCO. Springer, 2015.
- [4] J H Durrell John R Clem, Marcus Weigand and A M Campbell. Theory and experiment testing flux-line cutting physics. Supercond. Sci. Technol., 24:062002, 2011.
- [5] R. Ramesh L.W. Martin, Y.-H. Chu. Advances in the growth and characterization of magnetic, ferroelectric, and. ELSEVIER, 2010.
- [6] J.M. Gonzalez-Clabet J. Ramirez C. Rillo A. Badía L.A. Angurel F. Lera M. Vallet-Regi, A. Caneiro and R.Navarro. Influence of oxygen stoichiometry on t_c and pinning force of bisrcauo. Physica C, 203:223, 1992.
- [7] J.M. Gonzalez-Clabet J. Ramirez C. Rillo A. Badía F. Lera M. Vallet-Regi, A. Caneiro and R.Navarro. Oxygen stoichiometry, critical temperature and pinning mechanisms in the bscco superconductor. Physica C, 185-189:2475, 1992.
- [8] Michael Tinkham. Resistive transition of high-temperature superconductors. Physical Review Letters, 61(14):1658, 1988.
- [9] A. Badía-Majós and C. López. Modelling current voltage characteristics of practical superconductors. Superconductor Science and Technology, 28:024003, 2015.
- [10] Kevin A. Delin Terry P. Orlando. Foundations of Applied Superconductivity. Addison-Wesley Publishing, 1991.
- [11] Vinay Ambegaokar. Voltaje due to thermal noise in the dc josephon effect. Physical Review Letters, 22(25):1364, 1969.

Agradecimientos

Me gustaría dedicar estas líneas a todos aquellos que me han ayudado a la realización de este Trabajo Fin de Grado, especialmente a los directores del mismo, Dr. Antonio Badía, la Dra. Irene Lucas y además de M. Pilar Jiménez, por todo lo que he aprendido de ellos.

A Antonio Badía por dedicarme su tiempo valioso explicándome algunos conceptos para acercarme al mundo de la superconductividad, y por su especial paciencia.

A Irene Lucas por enseñarme las diferentes técnicas experimentales de fabricación de películas delgadas, y mostrarme, de algún modo, que no todos los experimentos son realizables.

A mi vecina de Logroño, M. Pilar Jiménez Cavero, que teniendo bastante trabajo con su doctorando ha conseguido sacar tiempo para ayudarme con mi TFG.

Por último, al responsable de la fabricación de los hilos de YBaCuO mediante litografiado, A. Gala, por su gran interés a la hora de explicarme cada paso que hacía en el momento.

No me he de olvidar del Instituto de Nanociencia de Aragón (INA) por proporcionarme todas los instrumentos necesarios para la realización de este mismo trabajo.