



TESE DE DOUTORAMENTO

**ALGUNOS ASPECTOS  
FUNDAMENTALES Y  
APLICADOS DE LA  
TRANSICIÓN RESISTIVA DE  
CUPRATOS  
SUPERCONDUCTORES DE  
ALTA TEMPERATURA EN  
FUNCIÓN DE SU NIVEL DE  
DOPADO Y ESTRUCTURACIÓN**

Alberto Sebastián Viz

ESCOLA DE DOUTORAMENTO INTERNACIONAL DA UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE  
COMPOSTELA

PROGRAMA DE DOUTORAMENTO EN CIENCIA DE MATERIAIS

SANTIAGO DE COMPOSTELA

ANO 2021



D./  
Dna. **Alberto Sebastián Viz**

Título da tese: **Algunos aspectos fundamentales y aplicados de la transición resistiva de cupratos superconductores de alta temperatura en función de su nivel de dopado y estructuración**

Presento a miña tese, seguindo o procedemento axeitado ao Regulamento, e declaro que:

- 1) A tese abarca os resultados da elaboración do meu traballo.
- 2) De ser o caso, na tese faise referencia ás colaboracións que tivo este traballo.
- 3) Confirmo que a tese non incorre en ningún tipo de plaxio doutros autores nin de traballos presentados por min para a obtención doutros títulos.
- 4) A tese é a versión definitiva presentada para a súa defensa e coincide a versión impresa coa presentada en formato electrónico

E comprométome a presentar o Compromiso Documental de Supervisión no caso de que o orixinal non estea na Escola.

En **Santiago de Compostela, 09 de setembro do 2021.**

**Sinatura electrónica**



D./Dna. **Manuel Vázquez Ramallo**

En condición de: **Titor/a e director/a**

Título da tese: **Algunos aspectos fundamentales y aplicados de la transición resistiva de cupratos superconductores de alta temperatura en función de su nivel de dopado y estructuración.**

INFORMA:

Que a presente tese, correspóndese co traballo realizado por D/Dna Alberto Sebastián Viz, baixo a miña dirección/titorización, e autorizo a súa presentación, considerando que reúne os requisitos esixidos no Regulamento de Estudos de Doutoramento da USC, e que como director/titor desta non incorre nas causas de abstención establecidas na Lei 40/2015.

En **Santiago de Compostela, 09 de Setembro de 2021**

**Sinatura electrónica**





*A mis padres*







# Agradecimientos

Ahora al final de este episodio es inevitable echar la vista atrás y acordarme de todas las personas que me han ayudado de forma directa, las personas del ámbito de la universidad, o de forma indirecta, los amigos y la familia, a lo largo de estos cinco años. Todos ellos han contribuido en mayor o menor medida a la realización de esta Tesis.

En primer lugar, quiero agradecer al profesor Manuel V. Ramallo por supervisar esta Tesis y por todas las cosas que he aprendido de él no solo en el doctorado, sino también en los trabajos de fin de grado y máster. Sus enseñanzas no se han limitado sólo a la física, ya que también he aprendido a cómo se deben redactar escritos de carácter científico.

Segundamente, agradezco a los demás miembros del grupo de investigación. Todos me han ayudado en algún momento. Quiero empezar agradeciendo a los profesores Jesús Mosqueira y Antonio Veira quienes me enseñaron a utilizar los diferentes equipos experimentales: el SQUID, el sputtering, la cámara de fotolitografía y la campana de evaporación entre otros. Al resto de profesores del grupo: Carolina, Carlos, Félix y Jesús también agradecerles su colaboración y su ayuda. Quiero agradecer también a Magdalena y, especialmente, a Benito, nuestros técnicos de laboratorio, siempre dispuestos a ayudar y a aliviar la carga de trabajo. Por último quiero mencionar al profesor Carlos Montero de la rama de Óptica, el cual es coinventor de la patente a la cual la Parte II de este trabajo ha conducido, cuya diferente perspectiva ha sido enriquecedora.

En tercer lugar a todas las personas que han ocupado el despacho 230. Los ya doctores Daniel Sónora y Jose Castaño (también coinventor de la patente), con las sesiones de metal. Los que aún siguen Iago y Martín, que introdujeron el python como idioma común. Los que pasaron temporalmente tanto con trabajos de fin de grado como de máster: Daniel Faílde, Alejandro, Álvaro y Julián.

Fuera del ámbito académico tengo que agradecer a mis amigos de siempre por esos momentos de desconexión tan necesarios, ya sea con juegos de mesa, cenando en algún lugar, haciendo algún viaje, yendo al cine, o simplemente paseando y hablando. Estas personas son Andrés, Antonio, Lydia, Manuel y Rubén, gracias. Mención especial merece mi amigo Adrián Cabarcos, ya que el también se embarcó en esta aventura que es hacer un doctorado, y es el único de ellos que puede entender lo que significa emprender esta aventura, y los problemas que acarrea, pero gracias a su apoyo esos problemas son menores, gracias.

Quiero agradecer también a las personas de la Banda Artística de Merza, que me han tenido que aguantar todos los sábados durante estos cinco años y me han proporcionado momentos necesarios de descanso y desconexión. Quiero acordarme en particular de Cristina, Javier, Jorge y Paula porque ellos han sido literalmente compañeros de viaje y se han llevado la peor parte, gracias.

No menos importante, quiero agradecer a mi familia. La gran mayoría de ellos han tenido que sufrir alguna clase de física de superconductores y bajas temperaturas en alguna de las múltiples reuniones familiares que ha habido a lo largo de estos cinco años, gracias por aguantarme. Es inevitable que haga una mención a mi prima pequeña Sandra, la cual se ha embarcado también en la aventura de hacer una Tesis doctoral, ánimo y gracias por los ánimos que me diste. Quiero hacer mención especial a mis abuelas Gumersinda y Maribel por sus palabras de orgullo que me daban fuerzas para seguir: “Si,

este rapaz sabe moito” y “Ayy, hija, qué nieto más listo tengo”. Quiero acordarme también de Inuk, mi perro, un compañero que siempre prestaba atención cuando le hablaba largo y tendido y que me proporcionaba un tiempo de asueto estupendo cuando salía a pasear con él.

Finalmente quiero dar las gracias a mis padres Ángel y Esther que siempre me han apoyado y han estado ahí, tanto en las buenas como en las malas, aunque no acabasen de entender de qué iba la película como bien atestiguan muchas conversaciones durante las comidas. Muchas gracias.

Todos los trabajos encuadrados en el marco de esta Tesis fueron financiados por: Xunta de Galicia con los proyectos GPC2014/038, AGRUP 2015/11, ED431C 2018/11; Xunta de Galicia y FEDER con los proyectos ED431D 2017/06 y agrupación estratégica ED431E 2018/08; Agencia Estatal de Investigación y FEDER con los proyectos FIS2016-79109-P; Unión Europea con la acción COST CA16218 Nanocohybi.



*“Science is the belief in the ignorance of experts”*

Richard P. Feynman

*“Most important part of doing physics is the knowledge  
of approximation”*

Lev D. Landau





# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción, contexto y objetivos</b>	<b>13</b>
1.1	Fluctuaciones críticas superconductoras en los HTSC con distintos niveles de dopado (Parte I de la Tesis) . . . . .	14
1.2	Diseño de estructuraciones de dopado para la optimización de HTSC en su uso como materiales sensores de detectores ópticos bolométricos (Parte II de la Tesis) . . . . .	25
PARTE I: FLUCTUACIONES CRÍTICAS EN SUPERCONDUCTORES CON DIFERENTES NIVELES DE DOPADO		
<b>2</b>	<b>Una visión general de los datos experimentales de la paracconductividad <math>\Delta\sigma</math> en el HTSC prototípico <math>\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4</math> y análisis previos</b>	<b>31</b>
2.1	Mediciones de $\Delta\sigma$ en $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . . . . .	32
2.2	Algunos resultados, independientes de modelos . . . . .	35
2.3	Algunos análisis previos de $\Delta\sigma$ . . . . .	46
2.4	Principales aspectos no resueltos . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Escenario de fluctuaciones KT a altas temperaturas reducidas: Cálculo de expresiones teóricas</b>	<b>65</b>
3.1	Planteamiento general . . . . .	66

3.2	Introducción de un corte a cortas longitudes de coherencia en la expresión de $\Delta\sigma$ del régimen KT . . . . .	67
3.3	Introducción de efectos de inhomogeneidades de $T_{KT}$ . . . . .	68
<b>4</b>	<b>Escenario de fluctuaciones KT a altas temperaturas reducidas: Análisis de datos experimentales</b>	<b>71</b>
4.1	Comparación con los datos experimentales . . . . .	72
4.2	Comportamiento de los parámetros de ajuste con el dopado .	76
<b>5</b>	<b>Escenario de coexistencia de fluctuaciones críticas y de stripes en HTSC subdopados: Cálculo de expresiones teóricas</b>	<b>81</b>
5.1	El orden de stripes y sus fluctuaciones . . . . .	82
5.2	Introducción de fluctuaciones de stripes en el funcional de Ginzburg-Landau . . . . .	85
5.3	Cálculo de $\Delta\sigma$ incluyendo fluctuaciones de stripes . . . . .	90
<b>6</b>	<b>Escenario de coexistencia de fluctuaciones críticas y de stripes en HTSC subdopados: Análisis de los datos experimentales con las nuevas expresiones</b>	<b>95</b>
6.1	Comparación con $\Delta\sigma$ de HTSC subdopados . . . . .	96
6.2	Código software usado para la computación numérica . . . . .	100
	<b>Conclusiones de la Parte I</b>	<b>106</b>
PARTE II - DISEÑO DE ESTRUCTURACIONES DE DOPADO EN HTSC PARA MATERIALES SENSORES ÓPTICOS BOLOMÉTRICOS		
<b>7</b>	<b>Métodos para la simulación de estructuraciones de dopado en detectores ópticos HTSC TES</b>	<b>111</b>
7.1	Descripción y ecuaciones para los principales parámetros operativos de un bolómetro HTSC TES . . . . .	112



Índice general	11
7.2 Métodos de simulación computacional por elementos finitos .	115
7.3 Resistencia eléctrica de cada nodo de la malla de elementos finitos . . . . .	116
<b>8 Resultados para las características bolométricas de HTSC con sólo estructuración intrínscas, sin patronear</b>	<b>119</b>
8.1 Resultados para $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . . . . .	121
8.2 Resultados para $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$ . . . . .	122
<b>9 Resultados para las características bolométricas de HTSC con estructuraciones de dopado impuestas por patroneado</b>	<b>125</b>
9.1 Distribuciones $p(x, y)$ y función de peso $\lambda(\bar{p})$ para películas delgadas de HTSC con estructuración de dopado impuesta por patroneado . . . . .	126
9.2 Patroneado continuo lineal . . . . .	127
9.3 Patroneado continuo exponencial . . . . .	130
9.4 Patroneados discretos . . . . .	133
<b>Conclusiones de la Parte II</b>	<b>140</b>
<b>Conclusiones globales de la Tesis</b>	<b>143</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>146</b>



# Capítulo 1

## Introducción, contexto y objetivos



Esta tesis consta de dos partes. La primera se dedica a estudios fundamentales de la transición hacia el estado superconductor de los cupratos superconductores de alta temperatura (HTSC). La segunda recoge investigaciones de carácter aplicado, empleando la comprensión fenomenológica de dicha transición para la optimización de los HTSC en su uso en sensores ópticos de tipo bolométrico. Correspondientemente, también dividiremos esta Introducción en dos partes, que contextualizan por separado estos estudios fundamentales y aplicados.

## **1.1 Fluctuaciones críticas superconductoras en los HTSC con distintos niveles de dopado (Parte I de la Tesis)**

### **1.1.1 Introducción**

Dentro del estudio de los cupratos superconductores de alta temperatura crítica (HTSC), la investigación de sus de fluctuaciones críticas en función de la proximidad de su transición superconductoras es un sub-campo con un largo historial y, sin embargo, con cuestiones aún totalmente abiertas y de candente interés [1–62]. Esto último es debido, en gran medida, a la constatación de que los interrogantes en la evolución hacia el estado condensado están relacionados en último término, y como no podía ser de otro modo, con la (¡aún elusiva en estos materiales!) comprensión de las características del mecanismo de apareamiento y formación de sus superportadores [1–3].

Así, en el pasado el estudio de las fluctuaciones superconductoras críticas en los HTSC ha sido clave en establecer alguna de sus características básicas como, por ejemplo, identificar los planos de  $\text{CuO}_2$  como el lugar donde se localiza su condensación superconductoras (con acoplo túnel o Josephson en los multiplanos en el caso de HTSC con varios planos por celda unidad) [1, 2, 4–6], o la existencia de una función de onda superconductoras describible por una sola componente compleja [1, 2, 7, 8] aún teniendo una contribución notable de simetría en onda  $d$  (simetría también confirmada por la desaparición en la conductividad eléctrica de fluctuaciones del

término de rotura de pares Maki-Thompson) [1, 2, 7, 9–11].

Más recientemente, dos interrogantes de carácter general han tomado el relevo de papel protagonista en el estudio de las fluctuaciones críticas en los HTSC, nuevamente acompañados de debates generales sobre las características del mecanismo de apareamiento (y, en paralelo, del relacionado problema del entendimiento del mar electrónico en el propio estado normal) [3, 14, 19, 21, 22, 29, 32, 37, 60, 63–74]. En particular, los interrogantes a los que nos estamos refiriendo son: *i*) el comportamiento a altas temperaturas (típicamente  $T \gtrsim 1.2T_c$ , siendo  $T_c$  la temperatura crítica de la transición macroscópica a la superconductividad) [3, 14, 18–23, 29–32, 36, 37, 39, 48, 60, 62–75]; y *ii*) la evolución de las fluctuaciones superconductoras con el nivel de dopado (definido éste como la densidad de portadores por celda unidad, y controlable por ejemplo mediante los valores índices en las fórmulas composicionales no-estequiométricas de los HTSC, tales como  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  o  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) [3, 14, 19, 21, 22, 29, 32, 37, 40, 60, 63–74].

Con respecto al primer interrogante, se ha convertido en un debate central debido, en gran medida, a las propuestas (y gran impacto de las mismas) de múltiples grupos según los cuales en los HTSC la transición superconductoras sería un proceso con dos etapas que sucederían en temperaturas muy distintas entre sí [3, 14, 19, 21, 22, 29, 32, 37, 60, 63–74]. Según esas propuestas, la temperatura de condensación de pares superportadores ( $T_{\text{cond}}$  o, en adelante,  $T_{c0}$ ) sería mucho mayor que la temperatura a la cual la función de onda superconductoras establece un orden a largo alcance ( $T_{\text{phase}}$  o, en adelante,  $T_{\text{KT}}$ ). En el caso de superconductores convencionales, tridimensionales y de baja temperatura crítica, es conocido [76–79] que ambas temperaturas prácticamente coinciden entre sí y también con la temperatura crítica experimental  $T_c$  dada por la aparición del efecto Meissner y la transición a resistencia eléctrica nula. En el caso de superconductores bidimensionales, sin embargo, es sabido que  $T_{c0}$  y  $T_{\text{KT}}$  se desdoblan debido a las interacciones entre vórtices con circulación opuesta (acoplo vórtice-antivórtice y fluctuaciones críticas asociadas) como fué famosamente calculado por Kosterlitz y Thouless (así como por Berezinskii y extendido al caso superconductor por Doniach) [77–79]. En el caso de películas delgadas de superconductores convencionales de baja temperatura, se han llegado a observar desdobles  $T_{c0}-T_{\text{KT}}$  de hasta  $\sim 3\text{K}$ , [76–79] aunque normalmente

la diferencia es mucho menor. Sin embargo, las propuestas de los grupos mencionados para HTSC sitúan  $T_{c0}-T_{KT}$  del orden de las decenas o incluso cientos de Kelvin (dependiendo del autor, y de la composición y dopado considerado). [3, 14, 19, 21, 22, 29, 32, 37, 60, 63–74] Nótese que si  $T_{c0} \gg T_{KT}$  la búsqueda del mecanismo de la superconductividad de los HTSC (y del aumento de  $T_c$ ) debería centrarse en las correlaciones entre vórtices y antivórtices pre-formados, y no tanto en las correlaciones entre las cuasipartículas del estado normal [3]. Naturalmente, también las fluctuaciones superconductoras serían muy distintas de las de los superconductores convencionales (estarían dadas por teorías de fluctuaciones tipo Kosterlitz-Thouless y no Gaussianas). [3, 14, 19, 21, 22, 29, 32, 37, 60, 63–74]

Pasamos ahora a comentar el segundo interrogante, es decir la dependencia de las fluctuaciones críticas superconductoras con el nivel de dopado  $x$  (tomando  $x$  como la concentración de portadores por celda unidad de plano  $\text{CuO}_2$ ). Es en el régimen subdopado ( $x \lesssim 0.16$ ) donde mayor debate han suscitado las fluctuaciones superconductoras críticas.<sup>1</sup> Por un lado, a menudo se asocian los efectos del pseudogap del estado normal (característico precisamente de este régimen subdopado) con el incremento de la diferencia  $T_{c0}-T_{KT}$  mencionado en el párrafo anterior, de modo que las fluctuaciones no convencionales allí mencionadas deberían presentarse particularmente para  $x \lesssim 0.16$  (en principio dependiendo fuertemente de  $x$  al ser el pseudogap muy dependiente a su vez del dopado), y ser entonces fundamentalmente diferentes del caso sobredopado  $x \gtrsim 0.16$  (donde se esperarían fluctuaciones convencionales) [1–3, 75, 104–106]. Por otro lado, existen otras propuestas alternativas para dar cuenta del exótico estado normal de los HTSC subdopados y su pseudogap que también tendrán consecuencias en las fluctuaciones superconductoras: Así por ejemplo es hoy bien aceptada la relevancia en los HTSC subdopados de lo que se ha dado a conocer genéricamente como “stripes”, o estructuras filamentosas periódicas de carga y spin (de periodicidad unas pocas constantes de red en la dirección de los planos de  $\text{CuO}_2$ ) [17, 80–103]. Dichas stripes han sido predichas por varias aproximaciones teóricas y simulaciones computacionales y, crucialmente, observadas

---

<sup>1</sup>Definimos en este trabajo, como es habitual, los regímenes *subdopado* y *sobredopado* en los HTSC como respectivamente  $x \lesssim 0.16$  y  $x \gtrsim 0.16$ ; en el régimen subdopado  $T_c$  crece con  $x$  para llegar a un máximo en el llamado *dopado óptimo*  $x \simeq 0.16$ , y luego en el régimen subdopado  $T_c$  decrece con  $x$

experimentalmente como filamentos de carga y spin (de densidad de carga con periodicidad unas dos constantes de red, y el doble para su periodicidad de spin) [17, 80–103]. Central en estas propuestas teóricas es también que dicha estructuración en stripes (así como, importantemente, sus distorsiones espaciales locales, comunmente llamadas fluctuaciones de stripes; no confundir con las fluctuaciones superconductoras críticas) deberían influir en la energía necesaria para establecer una función de onda, [17, 80–103] y por tanto (como se elaborará en esta misma Tesis) tendrán influencia en las fluctuaciones superconductoras. Otro aspecto relacionado e importante es que, dado que en el régimen sobredopado los efectos de stripes se espera tengan mucha menor relevancia, es también de interés saber si las fluctuaciones superconductoras son distintas en dicho régimen sobredopado.

### 1.1.2 Sobre algunas comparaciones preliminares entre datos y teorías de fluctuaciones superconductoras en función del dopado en $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

El objetivo de la Parte I de esta tesis será explorar las fluctuaciones superconductoras de los HTSC, con énfasis en los aspectos mencionados en la subsección anterior. Para ello, presentaremos varios desarrollos teóricos (sobre todo referentes a las fluctuaciones críticas Kosterlitz-Thouless a altas temperaturas, y a los efectos de fluctuaciones de stripes a bajas y altas temperaturas) y confrontaremos nuestros resultados con series de medidas existentes en el cuprato superconductor prototípico  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Emplearemos, en particular, medidas anteriores de nuestro propio grupo [75, 104–106] tanto por su disponibilidad como por el hecho de que estas series de medidas fueron realizadas incluyendo también de forma ad-hoc varios aspectos para facilitar el análisis (como sus inhomogeneidades o sus curvas voltaje-intensidad), como se verá más adelante.

Ahora bien, será primero de gran utilidad para contextualizar nuestras contribuciones el presentar primero los aspectos más importantes del análisis de estos experimentos en términos de las teorías previas más conocidas para las fluctuaciones superconductoras, con objeto de concretar los principales aspectos ambiguos o incluso inconsistentes de esas aproximaciones

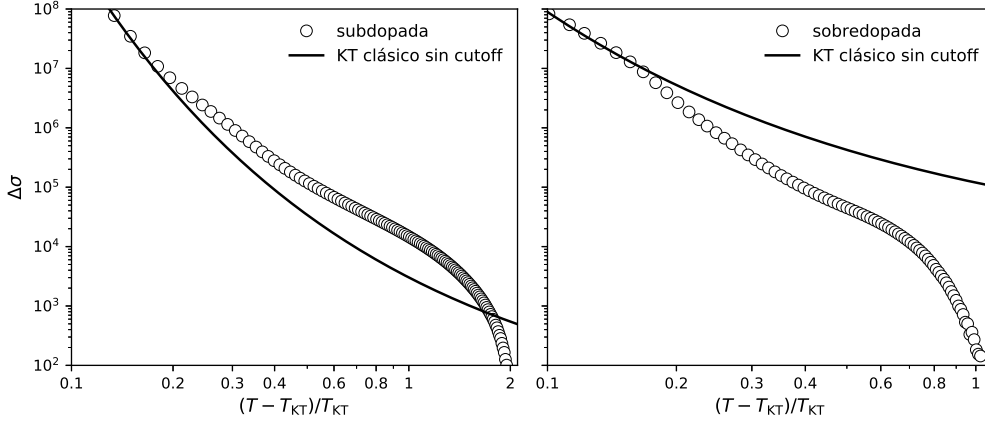


Figura 1.1: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  frente a  $\varepsilon_{KT} \equiv (T - T_{KT})/T_{KT}$  para una muestra subdopada  $x = 0.12$  (panel izquierdo) y para una sobredopada  $x = 0.19$  (panel derecho). La línea continua representa la curva teórica del modelo de Kosterlitz-Thouless clásico.

anteriores, así como también sus logros en su caso.

Gran parte de dichas comparaciones se resume en las Figuras 1.1, 1.2 y 1.3. En ellas se observa la paraconductividad experimental [75, 104–106]  $\Delta\sigma$  para una muestra subdopada y otra sobredopada típicas. Dicha  $\Delta\sigma$  se define como la cantidad  $1/\rho - 1/\rho_B$ , siendo  $\rho$  la resistencia eléctrica experimental (en la dirección de los planos de  $\text{CuO}_2$ ) y  $\rho_B$  una línea base o *background* correspondiente a la contribución no superconductor (  $\Delta\sigma$  corresponde entonces a la contribución a la conductividad eléctrica debida a fluctuaciones superconductoras críticas). Pasamos ahora a comentar brevemente dichos resultados para  $\Delta\sigma$  en cada caso de dopado:

En los paneles de la figura 1.1 se representa la  $\Delta\sigma$  experimental en función de la temperatura reducida  $\varepsilon_{KT} \equiv (T - T_{KT})/T_{KT}$  que interviene en las bien conocidas predicciones clásicas debidas a Halperin y Nelson para  $\Delta\sigma$  en la aproximación de Kosterlitz-Thouless [76]:

$$\Delta\sigma_{KT} = A_{KT} \exp \sqrt{\frac{B_{KT}}{\varepsilon_{KT}}} \quad (1.1)$$

siendo  $A_{KT}$  y  $B_{KT}$  constantes positivas. La temperatura  $T_{KT}$  se determina de medidas ad-hoc de las curvas voltaje-intensidad (la condición  $V \propto I^3$  de-



termina sin ambigüedad dicha temperatura [75, 104–106]). Esas Figuras 1.1 muestran como una línea el resultado de ajustar los datos con esa predicción clásica dejando tanto  $A_{KT}$  como  $B_{KT}$  libres, y priorizando el ajuste en la región más próxima a  $T_{KT}$  (dado que es la que cabe esperar como más propia para ese tipo de fluctuaciones y puesto que, como es evidente en la figura, la curvatura positiva de la línea teórica no podrá nunca ajustar la tendencia a altas temperaturas, de curvatura negativa). Es claro de esa comparación que la Ec. (1.1) es exitosa en ajustar los datos cerca de la  $T_{KT}$  localizada por las curvas VI. Es igualmente claro sin embargo que ese éxito no es extrapolable más que, a lo sumo, unos 3 grados Kelvin por encima de tal  $T_{KT}$ , en aparente contradicción con las propuestas de que la región de fuertes fluctuaciones de la fase se extendería decenas de Kelvin o más [3, 14, 19, 21, 22, 29, 32, 37, 60, 63–74]. Sin embargo, debe enfatizarse que la ecuación Ec. (1.1) fué calculada por sus autores sólo para temperaturas próximas a  $T_{KT}$ , sin incluir los efectos de corta longitud de coherencia necesarios para una extensión a más altas temperaturas. Curiosamente, una extensión del cálculo a más altas temperaturas no parece existir hasta ahora a pesar del impacto de las propuestas en [3, 14, 19, 21, 22, 29, 32, 37, 60, 63–74]. Solucionar dicha carencia, y realizar el correspondiente cotejo con los datos experimentales, será uno de nuestros objetivos en esta tesis.

Los paneles de la Figura 1.2 muestran la misma  $\Delta\sigma$  experimental, pero esta vez en función de la temperatura reducida  $\varepsilon \equiv \ln(T/T_{c0}) \simeq (T - T_{c0})/T_{c0}$ . Esta es una representación muy habitual en el análisis de la paraconductividad, al ser  $\varepsilon$  la principal cantidad que aparece en el resultado también clásico y bien conocido de Aslamazov y Larkin para la paraconductividad en la aproximación de fluctuaciones Gaussianas en superconductores bidimensionales (sin incluir todavía esta expresión clásica los efectos de corta longitud de coherencia, propios de altas temperaturas) [62, 107, 108]:

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{A_{AL}}{\varepsilon}, \quad (1.2)$$

donde  $A_{AL}$  es una constante dada por la cantidad  $e^2/(16\hbar s)$  siendo  $s$  la distancia entre planos superconductores ( $6.6\text{\AA}$  en  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  correspondiendo a la distancia entre planos de  $\text{CuO}_2$  vecinos). La temperatura  $T_{c0}$  es así el principal parámetro libre en la comparación entre la ecuación Ec. (1.2) y los datos de  $\Delta\sigma$ . En la Figura 1.2 ya se ha tomado tal  $T_{c0}$  de dicho ajuste.

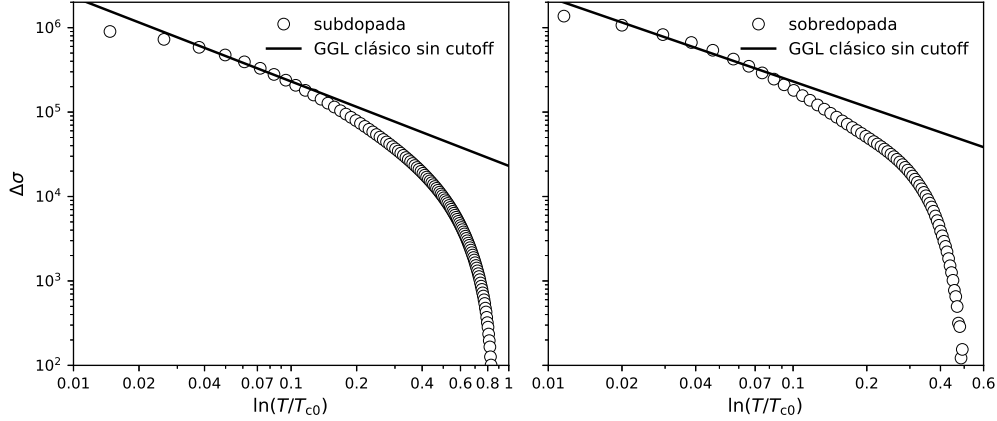


Figura 1.2: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  frente a  $\varepsilon \equiv \ln(T/T_{c0}) \simeq (T - T_{c0})/T_{c0}$  para una muestra subdopada  $x = 0.12$  (panel izquierdo) y para una sobredopada  $x = 0.19$  (panel derecho). La línea continua representa la curva teórica del modelo de Aslamazov y Larkin para fluctuaciones Gaussianas-Ginzburg-Landau (GGL) sin cutoff.

Como puede verse en ellos, el acuerdo obtenido por el ajuste de la expresión clásica AL (línea continua) se limita, como el obtenido con la expresión clásica KT, a un sólo orden de magnitud en el eje vertical de estas figuras, mientras que los datos experimentales cubren unos 4-5 órdenes de magnitud en  $\Delta\sigma$ .

Los paneles de la Figura 1.3 muestran también los resultados de estos ajustes en una representación de la resistividad frente a la temperatura. Puede comprobarse que las regiones de validez de estas teorías son consecutivas entre sí, pero que ninguna reproduce satisfactoriamente la región de altas temperaturas.

En los mismos trabajos de nuestro laboratorio [75, 104–106] donde se presentaron los datos experimentales de estas Figuras, fueron presentados relevantes esfuerzos para dar cuenta de las mediciones en altas temperaturas, en el rango completo de 5 órdenes de magnitud en  $\Delta\sigma$ . Resumamos aquí de forma crítica dichos esfuerzos para enfatizar tanto sus logros como sus limitaciones.

El aspecto central del análisis de datos en [75, 104–106] es el uso de una generalización de la ecuación clásica de Aslamazov y Larkin que tenga en

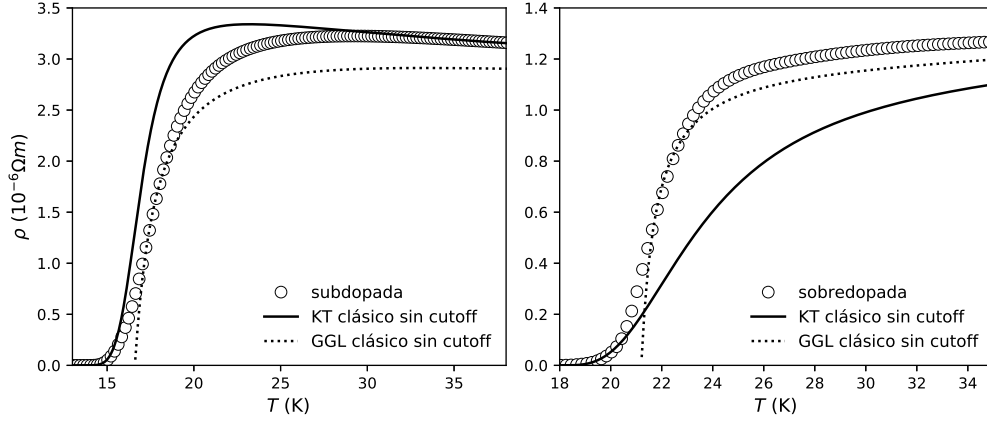


Figura 1.3: Representación de la resistividad  $\rho$  frente a la temperatura para una muestra subdopada  $x = 0.12$  (panel izquierdo) y para una sobredopada  $x = 0.19$  (panel derecho). La línea continua representa la curva teórica del modelo de Kosterlitz-Thouless clásico. La línea punteada representa la curva teórica del modelo de Aslamazov y Larkin sin cutoff.

cuenta los efectos de cortas ongitudes de coherencia. Para ello, se usaron los resultados de la Ref. [35] en la que se modelizan dichos efectos para el régimen Gaussiano-Ginzburg-Landau (GGL) de fluctuaciones, mediante la introducción de un corte (*cutoff*) en energías en el espectro de fluctuaciones críticas. Dicho cutoff, o máxima energía de una excitación superconductoras más allá de la cual dichas fluctuaciones no son posibles, puede relacionarse con una temperatura reducida  $\varepsilon^c$  a partir de la cual las fluctuaciones superconductoras críticas desaparecen. Importantemente, F. Vidal y colaboradores mostraron [33] que es posible identificar dicha  $\varepsilon^c$  como la determinada por la condición en que el principio de incertidumbre aplicado al tamaño de una fluctuación cuántica prohíbe las fluctuaciones superconductoras por haber alcanzado su mínimo tamaño permitido<sup>2</sup>. Empleando la dependencia con la temperatura de la longitud de coherencia superconductoras en el régimen de fluctuaciones Gaussianas,  $\xi(T) = \xi(0)\varepsilon^{-1/2}$  siendo  $\xi(0)$  su amplitud

<sup>2</sup>En este trabajo usaremos la notación  $\xi_0$  para el valor a  $T = 0\text{K}$  de la longitud de coherencia,  $\xi_{T=0\text{K}}$ . Para superconductores en el límite limpio  $\xi_0$  es una notación habitual, mientras que en el límite sucio no es tan habitual y es más ambigua, en esta Tesis también en ellos optamos por notar  $\xi_{T=0\text{K}}$  como  $\xi_0$ . Con nuestra notación es  $\xi_0 \sim 0.7\xi(0)$  en ambos límites. [33]

Ginzburg-Landau, la condición  $\xi(\varepsilon^c) = \xi_0$  resulta en:

$$\varepsilon^c = \left( \frac{\xi_0}{\xi(0)} \right)^2 \quad (\simeq 0.55 \text{ en aproximación BCS}), \quad (1.3)$$

donde para obtener el valor numérico  $\varepsilon^c = 0.55$  hemos empleado la relación  $\xi_0 \simeq 0.75\xi(0)$  propia de una aproximación de tipo BCS (en temperaturas, este valor corresponde a  $T^c = 1.7T_{c0}$ ). [33]

La expresión para  $\Delta\sigma$  obtenida en [35] para el  $\Delta\sigma$  en fluctuaciones Gaussianas-Ginzburg-Landau con un cutoff en energía en un superconductor bidimensional es:

$$\Delta\sigma_{\text{GGL}} = \frac{A_{\text{AL}}}{\varepsilon} \left( 1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon^c} \right)^2. \quad (1.4)$$

Y la comparación de dicha expresión con los datos de  $\Delta\sigma$  en  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  se muestra en la Figura 1.4 de nuevo tomando como único parámetro libre  $T_{c0}$  (y fijando  $\varepsilon^c$  al valor 0.55).

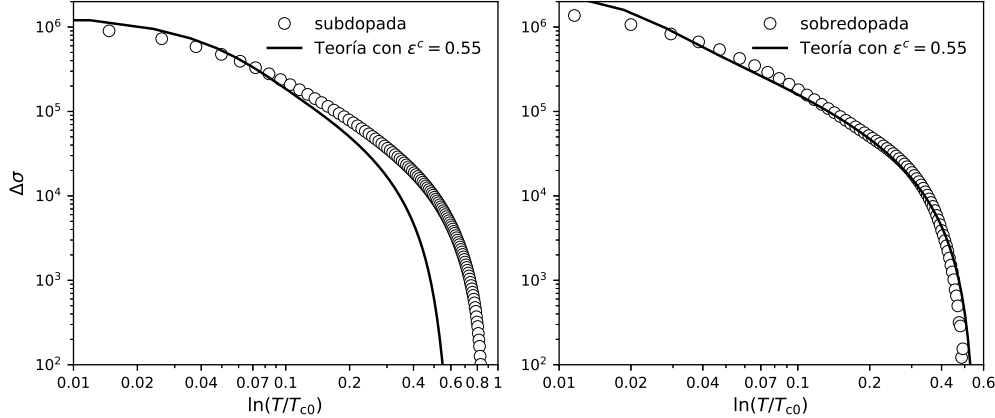


Figura 1.4: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  frente a  $\varepsilon \equiv \ln(T/T_{c0}) \simeq (T - T_{c0})/T_{c0}$  para una muestra subdopada  $x = 0.12$  (panel izquierdo) y para una sobredopada  $x = 0.19$  (panel derecho). La línea continua representa la curva teórica del modelo Ginzburg-Landau-Gaussiano con  $\varepsilon^c = 0.55$ .

Puede verse en esa Figura 1.4 que la ecuación Ec. (1.4) logra un magnífico acuerdo con los datos de la muestra sobredopada, reproduciendo la caída de

los datos a alta temperatura. De hecho, como fué mostrado en [75,104–106] (ver también más adelante en esta memoria) el acuerdo es extensible a la región de bajas temperaturas si se incluye un crossover a un comportamiento KT y los efectos de inhomogeneidades en el dopado (caracterizadas en estas series experimentales mediante medidas independientes de susceptibilidad magnética).

Sin embargo, el mismo acuerdo no se produce en la muestra subdopada, en esencia porque la caída de las fluctuaciones predicha para  $\varepsilon = 0.55$  se da realmente a temperaturas notablemente más altas.

Esta tendencia es de hecho común a otras muestras de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  medidas en [75,104–106] con otros dopados: *Todas* las muestras con dopado óptimo o sobredopadas (*todas* aquellas en que  $x \gtrsim 0.16$ ) muestran excelente acuerdo con la ecuación Ec. (1.4) y  $\varepsilon^c = 0.55$ , colapsando por lo tanto todas en una curva  $\Delta\sigma(\varepsilon)$  común (excepto cerca de las bajas temperaturas  $\varepsilon \lesssim 0.02$  donde influyen las inhomogeneidades, no universales, de dopado y  $T_c$ ) y *ninguna muestra subdopada* muestra dicho decaimiento a altas temperaturas en valores de  $\varepsilon$  tan bajos. De hecho, las muestras subdopadas no colapsan entre sí en la región de altas  $\varepsilon$ , pues cada una tiene un “cutoff efectivo” de las fluctuaciones diferente, en general mayor cuanto menor es el dopado.

Por tanto, los análisis de [75,104–106] pueden calificarse aún como incompletos respecto a los HTSC subdopados, al no justificar su distinto comportamiento a altas temperaturas. De ahí la conveniencia de explorar los posibles efectos en las fluctuaciones críticas de otras formas de orden específicas de los materiales subdopados, como las estructuraciones filamentosarias de carga o stripes, y sus dislocaciones (comunmente conocidas como fluctuaciones de stripes).

Otro aspecto que cabe caracterizar como aún incompleto en los análisis de [75,104–106] es que, como ha sido comentado, la extensión de las teorías de fluctuaciones críticas a altas temperaturas se ha realizado sólo para la aproximación GGL. La cuestión de si una extensión a altas temperaturas de la teoría KT podría explicar esos datos está por tanto totalmente abierta, tanto para HTSC óptimamente dopados y sobredopados como para el caso (probablemente más relevante dado el contexto) de los subdopados.

### 1.1.3 Principales contribuciones y organización de la Parte 1 de esta memoria

En este trabajo estudiaremos la transición al régimen superconductor de la resistencia eléctrica de los cupratos bidimensionales de alta temperatura para distintos niveles de dopado extendiendo las ecuaciones para la paraconductividad  $\Delta\sigma$  en dos escenarios de fluctuaciones:

- En el capítulo 2, se hace un resumen, más exhaustivo que el de esta Introducción, de las series experimentales disponibles en  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  y sus análisis previos hechos en [75, 104–106]. Esta información sera conveniente para las presentaciones hechas en los demás capítulos.
- En el capítulo 3, consideramos el escenario de tipo Kosterlitz-Thouless (o de fuertes fluctuaciones de la fase, es decir las dominadas por las correlaciones y fluctuaciones de vórtices y antivórtices) extendiendo las pioneras ecuaciones de Halperin y Nelson de la paraconductividad  $\Delta\sigma_{\text{KT}}$  para incluir en ellas un cutoff en la longitud de coherencia de las fluctuaciones críticas a altas temperaturas.
- En el capítulo 4, contrastamos las ecuaciones obtenidas en el capítulo anterior con los datos experimentales de  $\Delta\sigma$  existentes en  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  para distintos dopados. Alcanzamos un buen acuerdo con dichos datos, tanto en la región de temperaturas próxima a la temperatura  $T_{\text{KT}}$  como en las regiones de altas temperaturas (donde se da el decaimiento de las fluctuaciones). Sin embargo, los valores de los parámetros involucrados varían con el nivel de dopado de una forma discontinua, lo cual desafía la plausibilidad de este escenario.
- En el capítulo 5, consideramos los efectos que las dislocaciones (conocida como fluctuaciones) de stripes (relevantes sobre todo en cupratos subdopados) sobre  $\Delta\sigma$ . Para ello, incluimos los efectos de esas stripes y sus fluctuaciones espaciales en el espectro de energías de las fluctuaciones Gaussianas-Ginzburg-Landau, y extendemos las ecuaciones de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  Gaussianas-Ginzburg-Landau con cutoff en energía, para que incluyan esos efectos de fluctuaciones de stripes.

- En el capítulo 6, contrastamos las ecuaciones obtenidas en el capítulo anterior con los datos experimentales existentes de  $\Delta\sigma$  en  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  para distintos dopados. Concluimos un buen acuerdo con dichos datos en todas las regiones de temperaturas y dopados considerados, y con valores consistentes de los parámetros involucrados tanto respecto a su valor absoluto como a su dependencia con el dopado, al menos en el compuesto  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  utilizado para estas comparaciones y en los cinco órdenes de magnitud de  $\Delta\sigma$  que abarcan esos datos.

## 1.2 Diseño de estructuraciones de dopado para la optimización de HTSC en su uso como materiales sensores de detectores ópticos bolométricos (Parte II de la Tesis)

### 1.2.1 Introducción

En esta Tesis, además de los aspectos comentados hasta ahora, afrontaremos también una investigación de carácter más aplicado, que corresponde a la Parte II de este trabajo. En particular, se plantea un estudio en el ámbito de los *dispositivos superconductores*, cada vez más utilizados en varios sectores tecnológicos. Por ejemplo, en el ámbito de las emergentes tecnologías cuánticas de la información y computación (TIC-C o Q-ICT) se emplean superconductores en sensores y otros dispositivos de apoyo (e incluso en algunos casos se emplean qubits completamente superconductores) [126]. En nuestro caso aprovecharemos la capacidad alcanzada en nuestros estudios de tener una modelización mejorada de la transición superconductora en un amplio rango de temperaturas y dopados, para emplearla como herramienta fenomenológica en la búsqueda de posibles optimizaciones de los HTSC para su uso como material sensor en un tipo de detectores ópticos conocidos como “bolómetros” [110, 129–144].

Un bolómetro (superconductor o no) consiste básicamente en [110, 129–

144] un material absorbente de la luz conectado mediante un enlace térmico débil a un baño termostático. La incidencia de luz hace que el sensor se caliente y con ello varíe alguna de sus propiedades (típicamente su resistencia eléctrica) lo cual permite medir la potencia óptica incidente []. Cuando cesa la incidencia de luz (sea por intermitencia de la fuente o por acción de un obturador) el sensor vuelve a la temperatura del baño termostático. Cuando los bolómetros se basan en superconductores cerca de su transición resistiva, se conocen también como “transition-edge sensors” (TES) [110, 129–144].

Evidentemente, los superconductores convencionales de baja temperatura (LTS) son un candidato idóneo para conseguir sensores bolométricos de gran sensibilidad a pequeñas señales ópticas, con una respuesta a la señal de magnitud difícil de igualar por cualquier otro método, dado que pueden variar órdenes de magnitud su resistencia durante su transición y el ancho en temperaturas de esa transición es extremadamente pequeño. Estos bolómetros superconductores de baja temperatura (LTS TES) son comunmente utilizados por ejemplo para mediciones de la radiación de fondo cósmico. En esta aplicación, la baja temperatura de operación no es un problema dado que el sensor debe ser criogenizado en cualquier caso (para disminuir la radiación térmica del propio sensor, que de otro modo competiría con la medida; es habitual operar los LTS TES a temperaturas sub-Kelvin) [145–147]. Sin embargo, para otras aplicaciones sería interesante el desarrollo de sensores TES con temperaturas operativas no tan bajas debido a las dificultades y los costes de alcanzar dichas temperaturas. También sería interesante el desarrollo de tales sensores TES con potencias de saturación no tan bajas como la de los LTS TES (los cuales pasan al estado normal ya con potencias incidentes extremadamente pequeñas).

En particular, sería muy interesante el desarrollo de sensores con temperaturas operativas de base de 77 K (la más fácil de implementar con Nitrógeno líquido) o de 4.2 K (la más sencilla de implementar con Helio líquido). Distintos autores han presentado desarrollos de TES utilizando materiales HTSC, normalmente empleando composiciones óptimamente dopadas, es decir con temperaturas operativas del orden de 90 K en  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , que es de largo el material más usado hasta ahora en estos trabajos en HTSC TES [110, 129–144]. Respecto a las potencias de saturación, si bien el ancho de las transiciones resistivas de cualquier HTSC es mayor que el de los LTS,



todavía los HTSC TES se saturan con potencias ópticas bastante bajas (ver más adelante en este trabajo algunas estimaciones). Y con ello también es bajo su rango dinámico (el ratio entre la potencia de saturación y la mínima potencia medible, un parámetro también crucial en todo sensor óptico). Por ello, sería deseable encontrar alguna optimización de los materiales HTSC que permitiese mayores rangos dinámicos y potencias de saturación de los dispositivos HTSC TES.

En la Parte II de esta tesis presentamos estudios para encontrar optimizaciones de los materiales HTSC para su uso en HTSC TES. La optimización que exploraremos será el uso de micro- y nano-estructuración de estos materiales patroneando en ellos distintas zonas de concentración de portadores que conduzcan por tanto a una distribución espacial de temperaturas críticas (y también distintos anchos de la transición como se ha visto en la Parte I de esta tesis).

Los diseños propuestos en esta Tesis son experimentalmente realizables: La ejecución práctica de micro- y nano-estructuraciones y patroneados de dopado ha avanzado notablemente en los últimos años gracias a trabajos de numerosos grupos tales como los mostrados en las Referencias [128, 148–155]. Esos trabajos han logrado tal tipo de estructuraciones usando distintas técnicas tales como efectos locales de campo ferroeléctrico, nanodeposición, ataque iónico focalizado, o incluso ataque con microscopios electrónicos de barrido (SEM) funcionando a altos voltajes, permitiendo muy alta precisión, tanto lateral como de dopado. De hecho, la micro- y nano-estructuración y patroneado ad-hoc de HTSC se ha convertido en temática principal de varias recientes conferencias y redes financiadas por la Unión Europea [128].

### **1.2.2 Principales contribuciones y organización de la Parte II de esta memoria**

En la Parte II de esta tesis presentamos estudios para encontrar diseños optimizados de micro- y nano-estructuración y patroneado de dopado en películas delgadas de materiales HTSC que optimicen sus propiedades bolométricas. Para ello, utilizamos como herramienta fenomenológica los modelos de la transición superconductor de los HTSC con distintos dopados

discutidos en la Parte I, y presentamos simulaciones numéricas por elementos finitos de la transición resistiva de diversos diseños de patroneado de dopado para esas películas delgadas. Se calculan entonces sus parámetros funcionales como sensor óptico utilizando dichos resultados numéricos.

El objetivo será encontrar distintos diseños de estructuraciones mediante patroneado de dopado conducentes, en particular, a: *i*) lograr temperaturas operacionales de 77 K con el material  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , y de 4.2 K con el material  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ; *ii*) que presenten un amplio rango de temperaturas en que la resistencia eléctrica sea lineal con dicha temperatura (que es otra característica deseable en los bolómetros); *iii*) que la potencia óptica necesaria para rebasar tal zona operativa sea lo mayor posible (maximizar la potencia de saturación); y finalmente *iv*) a la vez que el inicio de la zona operativa sea accesible ya con bajas potencias incidentes de modo que se maximice también el rango dinámico del sensor (el ratio entre potencias máxima y mínima medibles).

Enfaticemos aquí que la utilidad tecnológica de las propuestas no se invalida por la necesidad del baño criogénico, dado que muchas aplicaciones vienen usando criogenización en cualquier caso para evitar la autorradiación térmica: es el caso, por ejemplo, de los detectores de colisiones en vuelos supersónicos, el análisis medioambiental desde satélites y otras aplicaciones en el espacio, y en general en muchos casos de radiaciones muy débiles como en ciertas implementaciones ópticas de Q-ICT.

Los desarrollos presentados en esta Parte 2 han dado lugar, de hecho, a la patente nacional 201930020 para dispositivos HTSC TES optimizados mediante micro y nanoestructuración de su densidad de portadores (independientemente de las publicaciones académicas). Asimismo la reciente Tesis de J.C. Verde [109], coinventor de la patente 201930020, y coautor de la Ref [110], toca en uno de sus capítulos una parte de los resultados de estos estudios. Sin embargo, allí no se considera el caso de los HTSC de la familia del  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ , importante para extender el rango de temperaturas operativas, ni se considera el crucial parámetro del rango dinámico, entre otras diferencias.

La organización de la Parte II de esta memoria será como sigue:

- En el capítulo 7, introducimos los métodos empleados para caracterizar y simular nuestros materiales sensores para bolómetros. Describiremos las características principales de los dispositivos bolométricos y el procedimiento que se empleará para la simulación de la resistividad eléctrica mediante elementos finitos.
- En el capítulo 8, presentamos nuestros resultados considerando un primer tipo de estructuración, consistente en sólo las inhomogeneidades intrínsecas de una muestra con un dopado nominal homogéneo (HTSC con sólo estructuración intrínseca, sin patronear). Consideramos en las sucesivas secciones de este capítulo los casos de HTSC de la familia de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  y  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ , viendo que incluso este caso sencillo conduce a mejoras en los HTS TES cuando se emplean niveles de dopado nominales no óptimos.
- En el capítulo 9, presentamos nuestros resultados para diversos diseños de patroneados espaciales del dopado nominal, en ambas familias  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  y  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ , buscando diseños del patroneado sucesivamente optimizados para mejorar los parámetros operativos de los HTS TES. Nuestros diseños más eficaces producen respecto a los HTS TES convencionales (de dopado óptimo sin estructurar ni patronear) significativamente mayores sensibilidades (aproximadamente el doble), potencias de saturación (de 4 a 6 pasos  $\log_2$ ) y rangos dinámicos (de 5 a 7 pasos  $\log_2$ ).

PARTE I: FLUCTUACIONES CRÍTICAS  
EN SUPERCONDUCTORES CON DIFE-  
RENTES NIVELES DE DOPADO

## Capítulo 2

Una visión general de los datos experimentales de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  en el HTSC prototípico  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  y análisis previos

En este capítulo presentamos un resumen del estado actual de la información experimental de la conductividad eléctrica debida a fluctuaciones críticas, o paraconductividad  $\Delta\sigma$ , en el compuesto HTSC prototípico  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  en función del nivel de dopado (coincidente en este caso con el índice composicional del Sr,  $x$ ). También resumiremos análisis previos de dichas medidas para exponer algunos resultados relevantes, tanto independientes de modelos como basados en la comparación con las teorías existentes (hasta ahora) de fluctuaciones críticas superconductoras. Esto nos será muy útil también para introducir algunas ecuaciones de base bien conocidas por los investigadores en el tema y que serán usadas en el resto de la Tesis, así como para enunciar alguno de los principales problemas aún abiertos que esta Tesis buscará abordar en los capítulos posteriores a este.

Como es lógico, en nuestra presentación seguiremos principalmente la línea de estudios experimentales y teóricos de trabajos previos de nuestro grupo, incluyendo cuando corresponda comentarios sobre las aportaciones relevantes de otros grupos.

## 2.1 Mediciones de $\Delta\sigma$ en $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

Para realizar nuestros análisis, emplearemos la serie de datos experimentales adquiridos en películas delgadas de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  en nuestro laboratorio (QMatterPhotonics-USC), principalmente en el marco de la tesis doctoral de N. Cotón (en adelante mencionados como “datos de referencia”). La razón para ello es que constituyen un conjunto particularmente completo de medidas específicamente diseñado analizar las fluctuaciones superconductoras en función del dopado en los HTSC. Pasamos a mencionar ahora las ventajas de, por un lado, utilizar el  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  como compuesto HTSC a estudiar y, por otro, las ventajas de estos datos de referencia empleados.

—*Principales ventajas del  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  para el análisis de  $\Delta\sigma$*

- El  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  es un material que, debido a sus longitudes características, presenta una fenomenología crítica bidimensional (2D). También contiene un único plano de  $\text{CuO}_2$  por cada celda unidad ( $N=1$ ) y no presenta cadenas de  $\text{CuO}$ . Además el dopado puede ser

controlado establemente mediante la variación de la concentración del ión, no volátil, de estroncio (Sr).

- Es un material que en su régimen subdopado presenta ordenamiento en stripes: Se sabe, tanto por observaciones directas como simulaciones, que el  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  subdopado presenta ordenamiento en stripes de carga y spin, manifiestas de hecho en la bien conocida depresión de  $T_c$  cuando  $x = 1/8$ . Esto nos dará, pues, la oportunidad de estudiar las muy interesantes interrelaciones entre los órdenes de stripes y superconductor.
- Es un material que presenta un cambio súbito en  $d\rho/dT$  a una temperatura  $T_{\text{onset}}$  que marca el comienzo de la región en donde los efectos críticos son relevantes. Como se verá más adelante, esto será importante para reducir la ambigüedad que siempre supone la extracción del background no-crítico.

—*Principales ventajas de la serie experimental obtenida en la Ref. [] (“datos de referencia”)*

- Las muestras abarcan tanto el régimen subdopado como el sobredopado.
- Las muestras se crecieron con un método específico para alcanzar un grado de homogeneidad máximo, en que la inhomogeneidad espacial de dopado es sólo la intrínseca (la debida a la inevitable aleatoriedad estadística posicional de los iones dopantes, debida a su no-estequiometría en la red cristalina).
- La serie de datos incluye la medida de la susceptibilidad magnética  $\chi$  que nos permite un conocimiento directo de la distribución de inhomogeneidades de  $T_c$  (siendo dada por  $d\chi/dT$  en la parte inferior de la transición).
- La serie de datos incluye la medida de las curvas voltaje-intensidad que nos permiten conocer de forma inequívoca la temperatura de Kosterlitz-Thouless ( $T_{\text{KT}}$ ); mediante la condición de que  $V \propto I^3$  a dicha temperatura.

Una representación de los datos “raw” de  $\rho(T)$  se puede ver en la Fig. 2.1. Gran parte de esta Tesis discutirá su análisis en términos de distintos modelos teóricos. Sin embargo existen previamente algunas conclusiones que pueden ya obtenerse sin acudir a ningún modelo, como pasamos a ver en la siguiente sección.

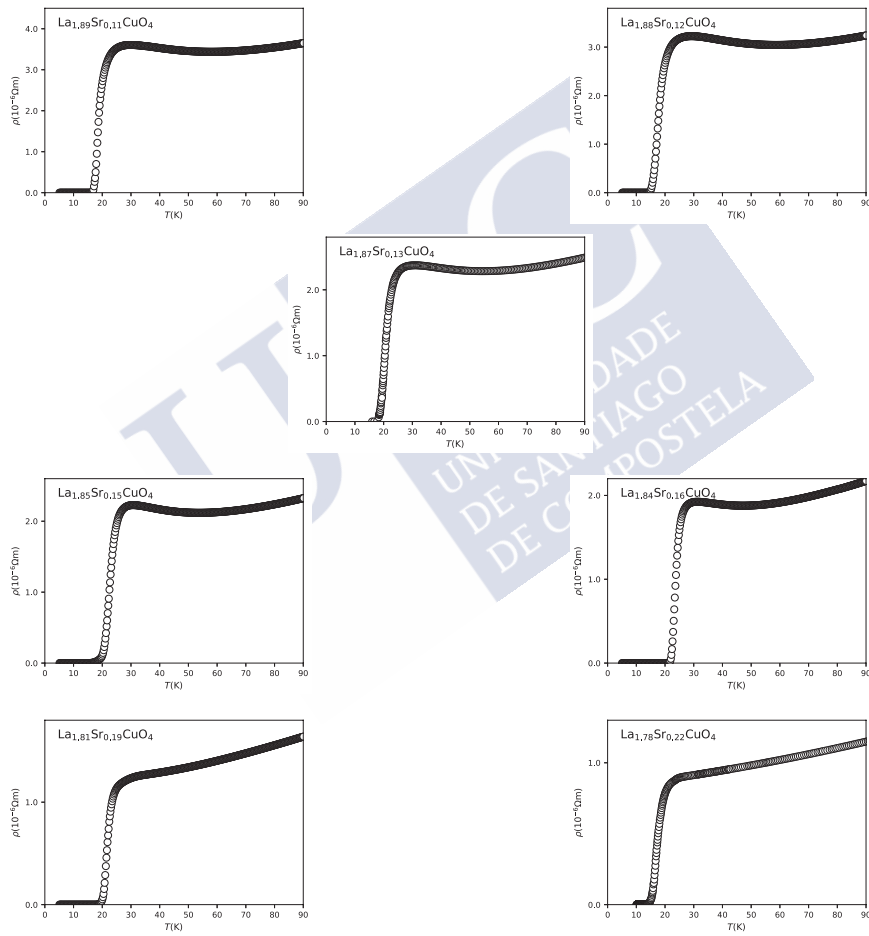


Figura 2.1: Ejemplos de la resistividad frente a la temperatura de los datos experimentales de referencia para nuestras muestras. Los paneles superiores corresponden a composiciones subdopadas ( $x \lesssim 0.16$ ), los paneles centrales a una composición óptimamente dopada ( $x \approx 0.16$ ) y los inferiores a muestras sobredopadas ( $x \gtrsim 0.16$ ).



## 2.2 Algunos resultados, independientes de modelos

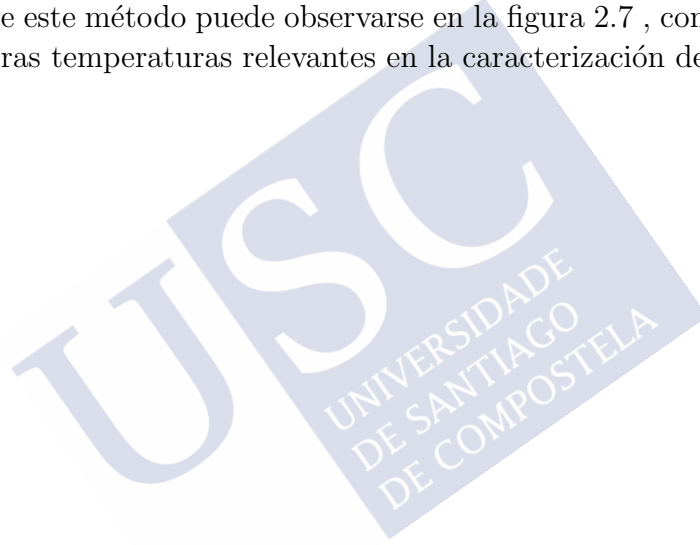
### 2.2.1 Valores de dopado y otras características de base

Las series de medidas constituyendo los datos de referencia [75, 104–106] fueron obtenidas en múltiples muestras crecidas con un método específicamente diseñado para obtener a voluntad múltiples dopados (dado por la estequiometría de Sr,  $x$ ), produciéndose un conjunto de películas con  $x$  cubriendo el rango  $0.11 \lesssim x \lesssim 0.22$  que incluye tanto el régimen subdopado  $x \lesssim 0.16$  como el sobredopado  $x \gtrsim 0.16$ ; este método, ampliamente detallado en [104, 105], consiste en la deposición por pulsos láser, PLD, sobre dos precursores (targets) alternativos cada uno con distinto porcentaje de Sr de modo que el ratio de disparos a uno vs. a otro varía directamente el índice  $x$ . Se obtuvieron así diversas películas delgadas con distintos valores de dopado crecidas sobre substratos monocristalinos de SrTiO<sub>3</sub> y espesores de aproximadamente 200 nm. Otras características básicas de esas muestras pueden consultarse en [105].

### 2.2.2 Medición de la homogeneidad de $T_c$

Dicho método de crecimiento produce también muestras con dopado de homogeneidad espacial particularmente alta. Dado que en los HTSC la temperatura crítica es dependiente del dopado  $x$ , la (in)homogeneidad de  $x$  se acompaña de (in)homogeneidad de  $T_c$ . Hasta nuestro conocimiento, la homogeneidad de  $T_c$  en estas muestras es la mayor reportada hasta el momento en películas delgadas de La<sub>2- $x$</sub> Sr <sub>$x$</sub> CuO<sub>4</sub> y su valor experimental prácticamente igual a la intrínseca, es decir, coincide con la aleatoriedad que resulta de calcular el inevitable desorden posicional de los iones dopantes en la red cristalina debido a su no estequiometría. En concreto, para determinar la distribución estadística de  $T_c$  en las muestras,  $\omega(T_c)$ , y su semianchura  $\Delta T_c$ , fueron empleadas medidas específicas de la susceptibilidad magnética  $\chi$ . El método consiste en que la evolución de  $\chi$  en la transición (de unos 5 órdenes

de magnitud, desde  $\sim 10^{-5}$  en el estado normal a  $\sim -1$  en el superconductor, en unidades SI), proporciona una medición inambigua de la distribución estadística de  $T_c$ ,  $\omega(T_c)$ , simplemente como  $\omega(T_c) \propto d\chi/dT$  en la transición. La medición de esa  $\omega(T_c)$  en las muestras de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  es un ingrediente crucial para disminuir las incertidumbres de nuestros análisis, por lo que esta información jugará papel crucial en esta tesis. La Fig. 2.2 resume los resultados experimentales obtenidos para  $\chi(T)$  cerca de la transición, y por tanto de  $\omega(T) = d\chi/dT$ , así como ajustes de picos gaussianos a estos  $d\chi/dT$ , de las cuales resulta su anchura  $\Delta T_c$  (anchura FWHM, full-width at half-maximum). La representación de la temperatura de transición obtenida mediante este método puede observarse en la figura 2.7, como círculos (junto con otras temperaturas relevantes en la caracterización de las muestras).



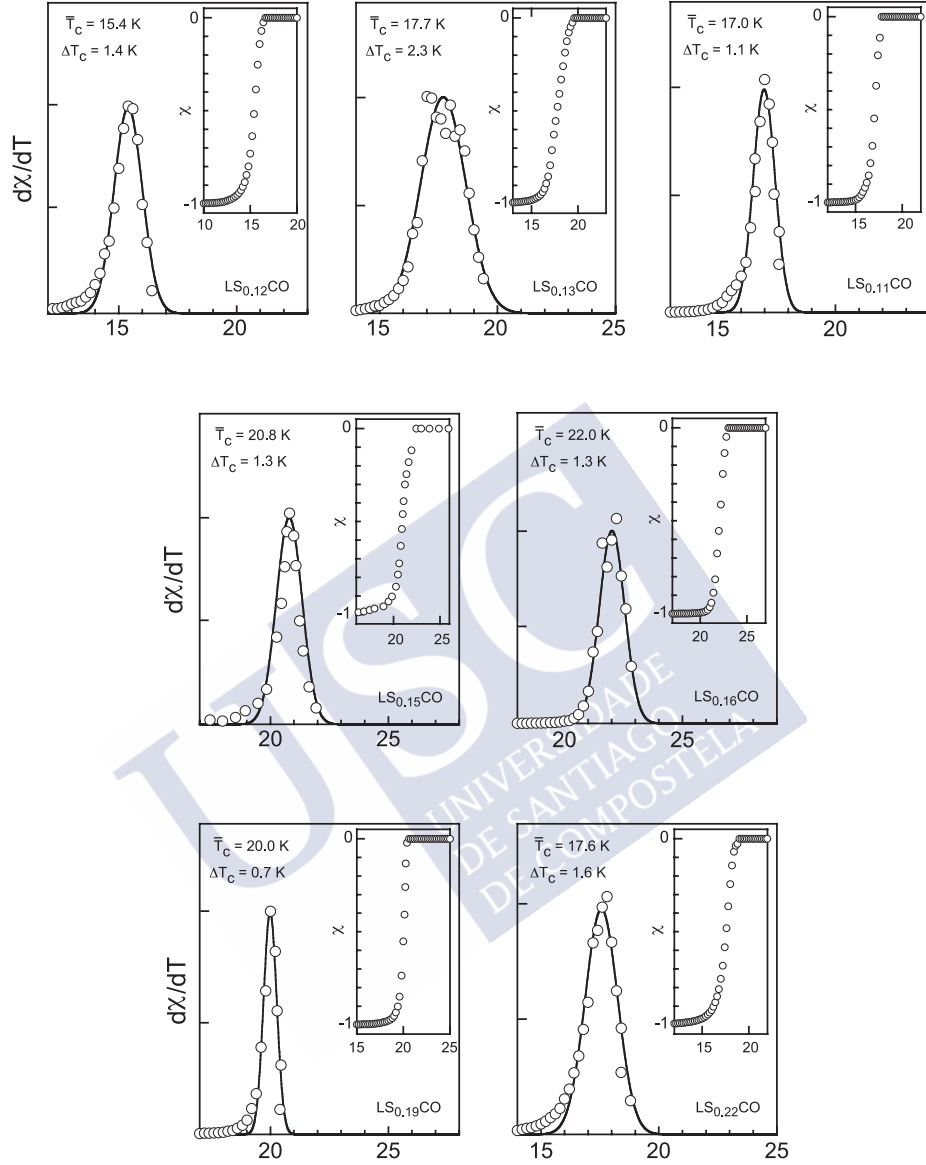


Figura 2.2: Ejemplos de la variación de la susceptibilidad magnética de las muestras crecidas y medidas en nuestro grupo con la temperatura en unidades arbitrarias. Los insets muestran el comportamiento de la susceptibilidad magnética de dichas muestras, observamos el cambio de -1 en el estado Meissner al valor  $\sim 0$  en el estado normal. La línea continua en la figura principal se corresponde con un ajuste a una distribución gaussiana cuyo máximo se encuentra en  $\bar{T}_c$  y su FWHM es  $\Delta T_c$ , valores que se muestran también en la gráfica. Figura adaptada de la representación 2.11 de la Ref. [104].

Un cálculo del valor de  $\Delta T_c$  esperable de la simple aleatoriedad en la posición de los iones dopantes en la red puede encontrarse en [104,111]. En la Fig. 2.3 representamos como una línea continua dicho valor teórico mínimo. Como puede verse en esa figura, la  $\Delta T_c$  experimental corresponde bien a ese valor mínimo. La figura también incluye datos de otros autores, mostrando que efectivamente la  $\Delta T_c$  intrínseca es un límite que da una buena idea de la máxima inhomogeneidad alcanzable.

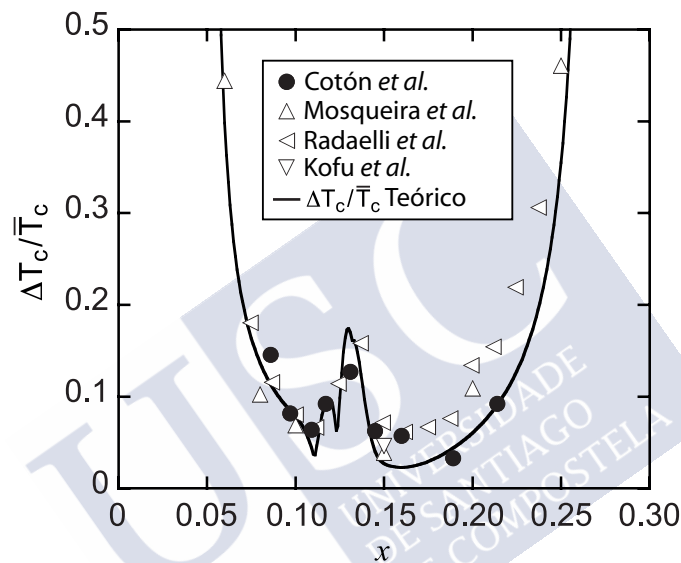


Figura 2.3: Representación del ancho de la transición normalizado con la temperatura crítica media de transición para diferentes dopados. Los círculos negros corresponden al trabajo de N. Cotón[. Los triángulos corresponden a trabajos realizados por Mosqueira *et al.* [26], Radaelli *et al.* [112] y Kofu *et al.* [113] respectivamente. Los detalles acerca de cómo calcular la curva teórica se pueden encontrar en [104]. Figura adaptada de la representación 2.13 de la Ref. [104].

### 2.2.3 $T_{KT}$

Como ya se ha comentado en la introducción, determinar el papel de las fluctuaciones de la fase del parámetro de orden superconductor es crucial en la discusión de los fenómenos críticos en los HTSC. Debería ser obvio que conocer la localización de la temperatura de transición de fase (temperatura de Kosterlitz-Thouless,  $T_{KT}$ ) es una información vital para ponderar

dichas fluctuaciones. Resulta sorprendente, sin embargo, que pocos conjuntos experimentales incluyan la medida de dicha  $T_{KT}$ . Más aún cuando existe una bien conocida manera de medir  $T_{KT}$  con gran precisión y apenas ambigüedad que pasamos a describir a continuación.

Podemos identificar un salto característico en el comportamiento frente a  $T$  del exponente  $\alpha$  de  $V \propto I^\alpha$ , que emerge desde el valor óhmico  $\alpha = 1$  a uno no lineal  $\alpha \geq 3$ . Este salto, como fue predicho por Halperin y Nelson en 1979 [76], es característico de una transición KT y está asociada con el salto en  $T_{KT}$  de la densidad superfluida (el denominado salto de Nelson). Esta observación es una marca exclusiva de la coherencia de fase mediante el acoplamiento vórtice-antivórtice. De hecho, medidas de  $\alpha$  han sido ampliamente usadas para estudiar la transición KT en superconductores de baja temperatura crítica, tanto filmes como interfaces (ver *i.e.*, [8, 120] y sus referencias). Más aún, el salto en  $\alpha$  no se ve prácticamente afectado debido a la existencia de inhomogeneidades aleatorias superconductoras de tal modo que la condición  $\alpha = 3$  simplemente marca la localización de la  $T_{KT}$  promedio o  $\bar{T}_{KT}$  (como confirman resultados independientes empleando simulación en elementos finitos, teoría de percolación, grupo de renormalización o teoría de medio efectivo [114–116]). A pesar de todas estas ventajas, el salto en  $\alpha$  no había sido medido en HTSC como función del dopado hasta el trabajo de N. Cotón [75, 104–106].

La figura 2.4 muestra una representación de las medidas del campo eléctrico frente a la densidad de corriente,  $E - J$ , para varias temperaturas y dopados. La pendiente de estas curvas  $E - J$ , debido a la escala log-log, se corresponde directamente con el exponente  $\alpha$ . Representando la evolución de este exponente con la temperatura (ver Figura 2.5) podemos observar que el exponente  $\alpha$  toma el valor óhmico  $\alpha = 1$  a altas temperaturas, pero se dispara abruptamente a valores más altos cuando el sistema se enfría, con la aparición de efectos no-óhmicos en un intervalo estrecho de temperaturas. De acuerdo con los cálculos de Halperin y Nelson para superconductores 2D perfectamente homogéneos [8], la condición  $\alpha = 3$  marca la temperatura  $T_{KT}$ . Para un superconductor con una distribución espacial de  $T_c$ , la condición  $\alpha = 3$  señala el valor promedio de la temperatura de coherencia de fase, como se puede ver en [114](las inhomogeneidades amplían el salto alrededor de  $\bar{T}_{KT}$  pero no desplazan el punto  $\alpha = 3$  [114]). Podemos enton-

ces identificar la temperatura en la que  $\alpha = 3$  de nuestras medidas con la  $\bar{T}_{KT}$  correspondiente a cada muestra. La aplicación de este procedimiento a todo el conjunto de muestras,  $0.11 \lesssim x \lesssim 0.22$ , nos conduce a una curva  $T_{KT}(x)$ , que se puede observar en la figura 2.7 (triángulos), donde también se han representado otras temperaturas relevantes para la caracterización de las muestras.



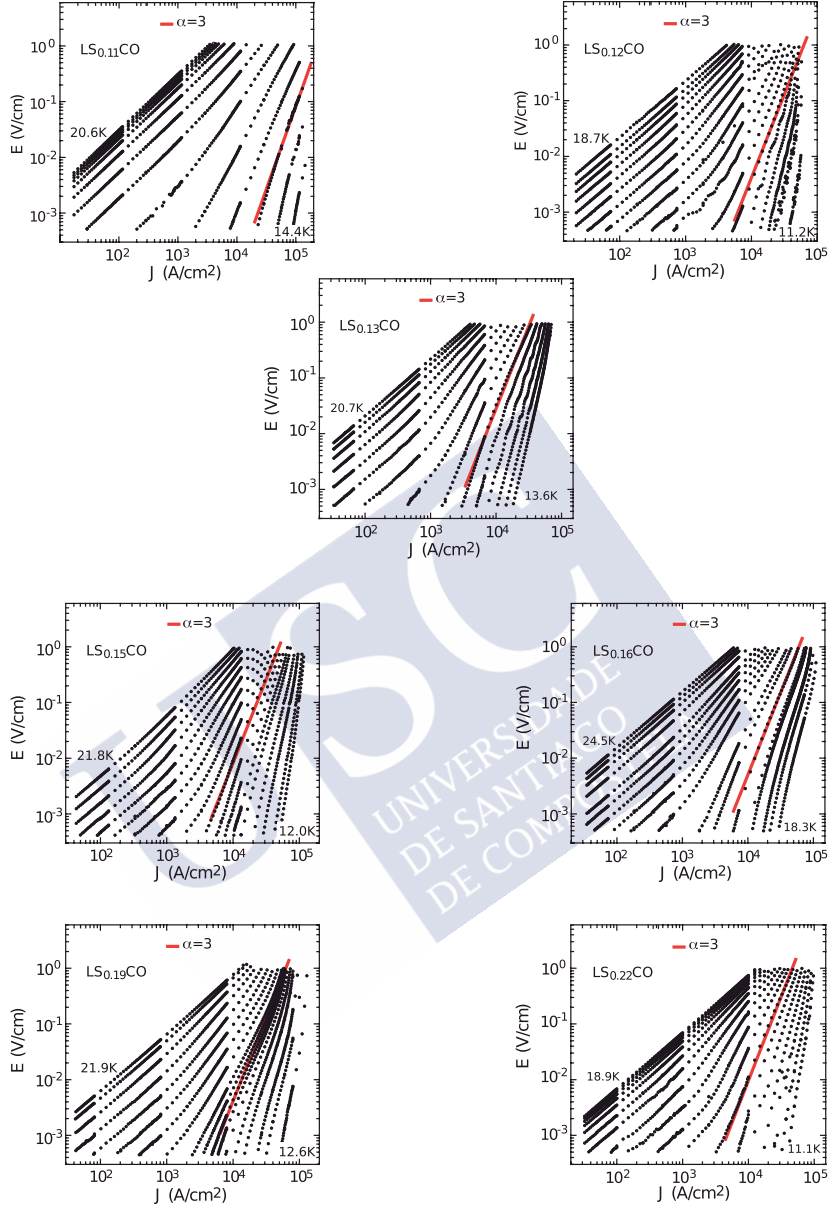


Figura 2.4: Curvas de campo eléctrico frente a la densidad de corriente ( $EJ$ ) para varias temperaturas en nuestras muestras. Los ejes se representan en escala logarítmica. La pendiente de las curvas en esta escala se corresponde directamente con el exponente  $\alpha$  donde  $E \propto J^\alpha$  (o equivalentemente  $V \propto I^\alpha$  siendo  $V$  el voltaje e  $I$  la intensidad, proporcionales a  $E$  y  $J$ ). Hemos señalado la isoterma con  $\alpha = 3$  dado que, como se ha señalado en la sección 2.2.3, esta temperatura corresponde a  $T_{KT}$ . Figura adaptada de la representación 4.3 a 4.9 de la Ref. [104].

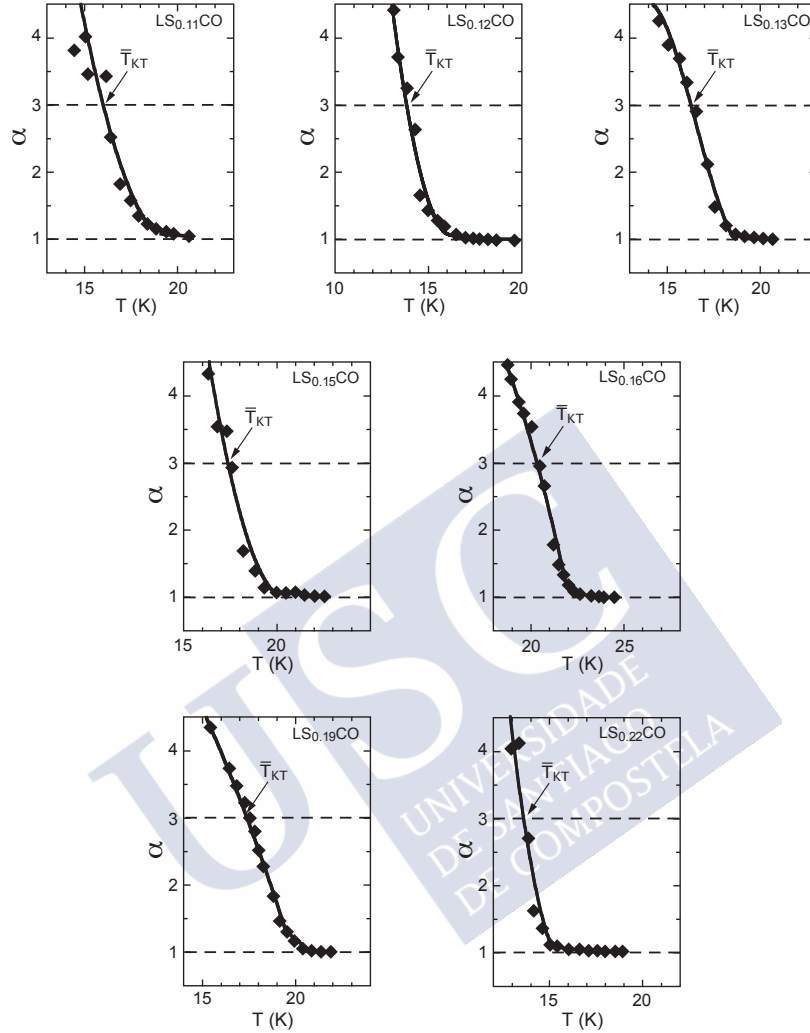


Figura 2.5: Variación del exponente  $\alpha$ , de la ley  $E \propto J^\alpha$ , en función de la temperatura para nuestros datos de referencia. Se ha señalado con una línea discontinua el valor  $\alpha = 1$ , que corresponde al valor óhmico, y el valor  $\alpha = 3$  que indica la localización de  $T_{KT}$ . La línea continua representa una guía para el ojo y no pretende ser un ajuste preciso. Figura adaptada de la representación 4.3 a 4.9 de la Ref. [104].



### 2.2.4 Contribución no crítica (background) a $\rho(T)$

El  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  presenta una ventaja importante para el análisis de su  $\Delta\sigma$  respecto a otros HTSC, y reside en la determinación de la contribución no crítica, o background  $\rho_B$ , a la resistividad eléctrica (necesaria para la determinación de  $\Delta\sigma = 1/\rho - 1/\rho_B$ ). La ventaja consiste en tener un súbito cambio en la dependencia con la temperatura de la resistividad eléctrica,  $\rho(T)$  (y particularmente en  $d\rho/dT$  vs  $T$ ). Este súbito cambio marca una frontera clara entre un comportamiento de estado normal y el surgimiento de fluctuaciones críticas superconductoras. El primer artículo describiendo esta útil fenomenología se debe a M.C. Rourke y colaboradores en su *Nature Physics* [16].

Este brusco cambio de comportamiento puede observarse en la Figura 2.6. En ella se puede observar, en los paneles principales, la variación con la temperatura de la derivada de la resistividad con la misma. El brusco cambio se produce a una temperatura que denominaremos  $T_{\text{onset}}$ , marcada con flechas en esa figura 2.6. Este cambio abrupto de comportamiento nos permite establecer una frontera entre el estado normal y el estado de fluctuaciones, por lo que es especialmente relevante para separar dicha contribución del estado normal.

La magnitud comúnmente empleada para estudiar el redondeo de la resistividad es la llamada paraconductividad,

$$\Delta\sigma(T) = \rho(T)^{-1} - \rho_B(T)^{-1}, \quad (2.1)$$

en donde  $\rho_B$  es la denominada resistividad normal de background (*i.e.*, la resistividad que tendría el material en ausencia de transición superconductor). Para obtener  $\rho_B$  es necesario ajustar los datos en una región del diagrama de fase en que los efectos de las fluctuaciones puedan ser despreciados. Posteriormente, esta función debe ser extrapolada a la proximidad de la transición. En trabajos previos de diferentes autores, (ver, *e.g.*, [2,4,5,7,31]) se emplearon o bien altas temperaturas, o bien altos campos magnéticos con el fin de ajustar esta contribución de background. Como fue estudiado en profundidad por nuestro grupo en [31] (ver también discusiones previas en [2]) este proceso introduce una incertidumbre significativa en  $\Delta\sigma$ , asociado principalmente con la elección de la región de ajuste del background

dopado ( $x$ en $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ )	$T_{\text{onset}}$ (K)	$a_0$ ( $10^{-6}$ $\Omega\text{m}$ )	$a_1$ ( $10^{-8}$ $\Omega\text{m/K}$ )	$a_2$ ( $10^{-10}$ $\Omega\text{m/K}^2$ )	$a_3$ ( $10^{-12}$ $\Omega\text{m/K}^3$ )
$x = 0.11$	40	4.6056	-4.5317	5.1577	-1.4388
$x = 0.12$	40	4.1588	-4.2480	4.7680	-1.3145
$x = 0.13$	40	3.0881	-3.3459	4.1413	-1.2807
$x = 0.15$	38	3.0416	-3.9526	5.1657	-1.8291
$x = 0.16$	38	2.3001	-3.0425	4.3906	-1.6232
$x = 0.19$	36	1.2243	-1.7521	1.0280	-3.3152
$x = 0.22$	28	0.8288	0.2387	0.1479	-2.2629

$$\rho_B(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3$$

$$d\rho_B/dT(T) = a_1 + 2a_2T + 3a_3T^2$$

Cuadro 2.1: Resistividad normal de background de nuestras muestras. El valor  $T_{\text{onset}}$  se obtiene directamente de las gráficas de  $d\rho/dT$ . Los coeficientes  $a_0$  a  $a_3$  se obtienen mediante ajustes polinómicos de los valores de  $d\rho/dT$  y de  $\rho$  en el rango de temperaturas  $T_{\text{onset}} \leq T \leq T_{\text{onset}} + 50\text{K}$  (ver sección 2.2.4 para una descripción más detallada del proceso de análisis)

(y principalmente su frontera cerca de la transición) <sup>1</sup>.

No obstante, en el caso del  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  y para todos su dopados, es posible reducir sustancialmente la incertidumbre del background acudiendo a la mencionada observación fenomenológica del cambio de dependencia en  $T$  de la derivada  $d\rho/dT$  visible en la Figura 2.6, en la temperatura  $T_{\text{onset}}$ . Es natural asumir que este gran cambio en  $T_{\text{onset}}$  señala la aparición de la primera desviación del comportamiento del estado normal. Por tanto, señala con una sustancialmente pequeña incertidumbre la frontera inferior del dominio de ajuste del background  $\rho_B(T)$ .

Así pues, obtengamos aquí el background mediante el ajuste de  $d\rho/dT$  en la región  $T_{\text{onset}} \leq T \leq T_{\text{onset}} + 50\text{K}$  a un polinomio de grado 2 (Los valores de  $T_{\text{onset}}$  y los coeficientes del ajuste se muestran en la tabla 2.1). La resistividad  $\rho_B$  se obtiene mediante la integración del polinomio anterior

<sup>1</sup>Naturalmente, la incertidumbre en la región de ajuste del background existe tanto si se emplean altas temperaturas o altos campos magnéticos, a pesar del hecho de que ciertos autores caigan en ese error [121, 124] (ver también comentarios al respecto en [122, 123]).

(cuyo término independiente se ajusta para reproducir los datos, y se puede ver también en la tabla 2.1).<sup>2</sup> Este background se representa para diferentes muestras en la figura 2.6. Se ha comprobado que emplear una región de ajuste con diferentes anchos (30 a 75K) no induce cambios en  $\Delta\sigma$  superiores a  $\pm 20\%$  en los datos en la región  $\bar{T}_{KT} \leq T \leq T_{\text{onset}} - 7\text{K}$ . La pequeña incertidumbre de  $T_{\text{onset}}$  produce variaciones incluso inferiores.

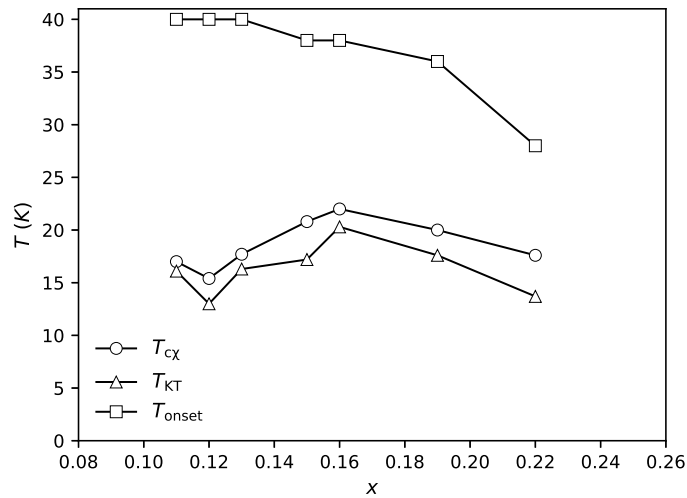


Figura 2.7: Representación de las temperaturas características de nuestras muestras en función del dopado.  $T_{c\chi}$  es la temperatura media de transición obtenida mediante susceptibilidad magnética.  $T_{KT}$  es la temperatura media de Kosterlitz-Thouless, medida como aquella en la cual  $E \propto J^3$ .  $T_{\text{onset}}$  es la temperatura en la cual la derivada de la resistencia en el estado normal presenta un brusco cambio de comportamiento.

### 2.2.5 $T_{\text{onset}}$

Más allá de su utilidad para ayudar a determinar  $\rho_B(T)$ , la propia temperatura  $T_{\text{onset}}$  es de hecho otra importante información experimental que el

<sup>2</sup>Nótese que el trabajo previo de nuestro grupo en [75,104–106] presenta una metodología para extraer  $\rho_B$  muy similar a la empleada aquí. Sin embargo, ese trabajo contiene una errata menor en las fórmulas empleadas que, si bien no conduce a apenas cambios cualitativos, sí induce a números nominalmente incorrectos en la tabla 4.2 de [104] y, ajustes ligeramente diferentes en las Figs. 4.10 a 4.16 de [104], que quedan resueltos en la presente Tesis.

análisis de  $\rho_B(T)$  proporciona. Como ya se ha mencionado,  $T_{\text{onset}}$ , se define como la temperatura en la que se produce el fuerte cambio de comportamiento de  $d\rho/dT$ , y se asocia a la aparición de una contribución crítica.

$T_{\text{onset}}$  se indica con una flecha en las figuras 2.6. También se plotea en la figura 2.7 (cuadrados), junto con otras temperaturas características de las muestras.

Esta temperatura va a jugar un papel importante en los análisis de las fluctuaciones críticas en términos de los modelos teóricos, sean tipo KT o GGL, con o sin efectos de stripes. Sin embargo, enfatizamos aquí ya algunas conclusiones previas a esa comparación y por tanto independientes del modelo:

i) En los  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  sobredopados y óptimamente dopados, es  $T_{\text{onset}} \sim 1.8T_{\text{KT}}$  (vemos que este resultado es de hecho previo a ninguna comparación con un modelo de fluctuaciones).

ii) En los subdopados,  $T_{\text{onset}}/T_{\text{KT}}$  es superior al ratio 1.8 (veremos más adelante en este capítulo que este ratio parece a primera vista incompatible con un escenario GGL para las fluctuaciones, pero uno de los resultados principales de esta Tesis, desarrollado en capítulos subsiguientes, será demostrar que la consideración de desorden inducido por fluctuaciones de stripes resuelve esta discrepancia).

## 2.3 Algunos análisis previos de $\Delta\sigma$

Como se ha comentado en la introducción, la situación respecto al análisis de datos de la paraconductividad en  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  en términos de la teorías clásicas de la paraconductividad puede resumirse brevemente según la Fig 1.1. En ella se visualiza que puede encontrarse en las temperaturas de la transición más próximas al régimen superconductor un buen acuerdo con la ecuación clásicas de Halperin y Nelson (HN) para la paraconductividad  $\Delta\sigma_{\text{KT}}$  para fluctuaciones de Kosterlitz-Thouless, pero dicho acuerdo en absoluto se extiende a toda la transición. También la figura muestra que es posible encontrar buen acuerdo en temperaturas intermedias en la transición con las expresiones clásicas de la paraconductividad  $\Delta\sigma_{\text{AL}}$  de Aslamazov y

Larkin para fluctuaciones Gaussianas de amplitud y fase 2D (fluctuaciones GGL), pero que nuevamente el ancho tiene un rango de validez bastante limitado en temperaturas.

En el análisis previo presentado por N. Cotón [75, 104–106] para la serie experimental de datos obtenida en nuestro grupo para películas de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  de alta calidad y diversos  $x$ , se resuelve una parte de estas discrepancias pero permanecen algunos aspectos de gran importancia totalmente abiertos: En particular, la consideración de las inhomogeneidades de  $T_c$  mejora notablemente el acuerdo cerca de la transición y la consideración de cutoffs en la energía de las fluctuaciones reproducen cualitativamente el decaimiento a altas temperaturas mucho más fuerte de lo predicho por las teorías clásicas. Sin embargo, los valores de los cutoff en energía obtenidos no parecen a priori consistentes con ninguna argumentación física para los compuestos subdopados, ni las zonas de aplicación de fluctuaciones tipo KT o tipo GGL quedan resueltas.

En el presente capítulo, discutiremos en detalle tales aspectos positivos y negativos de esos análisis previos, presentación que será crucial en esta memoria para una correcta exposición en los capítulos ulteriores de las contribuciones de nuestros propios análisis.

Los análisis previos de N. Cotón [75, 104–106] se basan en la consideración de  $\Delta\sigma$  incluyendo fluctuaciones tanto tipo KT como GGL mediante un crossover entre ellas en sus sucesivas regiones de aplicación, y varios aspectos conducentes a disminuir la ambigüedad de estas comparaciones. En particular:

i) *Consideración de una distribución  $\omega(T_c)$  de inhomogeneidades de  $T_c$ .* La medida de  $\chi(T)$  en la transición permite obtener de forma no ambigua tal distribución, como  $\omega(T_c) = d\chi/dT$ , que posibilita entonces el cálculo de  $\Delta\sigma$  considerando inhomogeneidades (usando una aproximación de medio efectivo, cuyas ecuaciones exponemos en el punto 2.3.3).

ii) *Localización de  $T_{\text{KT}}$ .* Como hemos establecido en el capítulo anterior,  $T_{\text{KT}}$  se obtiene de forma inambigua directamente de la condición  $\alpha(T_{\text{KT}}) = 3$  en las curvas voltaje-intensidad  $V \propto I^{\alpha(T)}$ .

iii) *Determinación del background.* También hemos descrito en el capítulo

anterior el uso de un procedimiento para la extracción del background no-crítico de los datos, de vital importancia para el análisis.

iv) *Introducción de un cutoff a altas temperaturas.* Las expresiones de  $\Delta\sigma_{\text{GGL}}$  empleadas por N. Cotón [75, 104–106] incluyen un cutoff a altas temperaturas que describe la anulación de las fluctuaciones a altas temperaturas.

Vamos a presentar ahora las expresiones matemáticas empleadas para el análisis conjunto de nuestros datos en los diferentes regímenes.

### 2.3.1 Ecuaciones para $\Delta\sigma$ según la aproximación GGL con cutoff

En esta sección vamos a presentar las expresiones para la paraconductividad en términos de la aproximación Ginzburg-Landau-Gaussiana (GGL). Para ello partimos de la expresión de la longitud de coherencia

$$\xi(T) = \xi(0)\varepsilon^{-1/2}, \quad (2.2)$$

en donde  $\varepsilon = \ln(T/T_{c0}) \simeq (T - T_c)/T_c$  representa la distancia relativa a la transición. Sabemos además que la paraconductividad  $\Delta\sigma$  es proporcional al cuadrado de esta longitud, es decir:

$$\Delta\sigma \propto \xi^2. \quad (2.3)$$

Empleando estas dos ecuaciones obtenemos

$$\Delta\sigma \propto \frac{1}{\varepsilon}. \quad (2.4)$$

En donde podemos calcular la amplitud obteniendo

$$\Delta\sigma_{\text{GGL}} = \frac{e^2}{16\hbar d} \frac{1}{\varepsilon}. \quad (2.5)$$

Esta expresión  $\Delta\sigma_{\text{GGL}}$  explica el comportamiento de las fluctuaciones siempre y cuando  $\varepsilon \ll 1$ . Particularmente, en los HTSC tiene buen funcionamiento en el rango (limitado)  $0.02 \lesssim \varepsilon \lesssim 0.1$ . Si queremos explicar

la región  $\varepsilon > 0.1$  debemos introducir un término que tenga en cuenta los efectos que se producen cuando las longitudes de coherencia se hacen muy cortas. Particularmente debemos introducir un corte de forma que las fluctuaciones desaparezcan cuando la longitud de coherencia de estas llega a un determinado valor mínimo, frustrándolas. Este desarrollo fue llevado a cabo por [35] y conduce a la expresión

$$\Delta\sigma_{\text{GGL}} = \frac{e^2}{16\hbar d} \frac{1}{\varepsilon} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon^c}\right)^2, \quad (2.6)$$

en donde el valor  $\varepsilon^c$  representa el valor al cual desaparecen las fluctuaciones, el cutoff. Esta expresión si nos permite la completa descripción desde  $\varepsilon \simeq 0.02$  hasta temperaturas tan altas como  $\varepsilon \simeq 0.5 - 0.8$ .

Cabría preguntarse que pasaría si consideramos el caso en el que  $\xi_0 = \xi_{T=0}$ , esto es el corte se produce cuando la longitud de coherencia toma su valor mínimo. Esto fue analizado por Vidal [33] y se ha concluido que en este caso el valor del cutoff  $\varepsilon^c \simeq 0.55$ , o lo que es lo mismo  $T^c \simeq 1.7T_{c0}$ .

### 2.3.2 Ecuaciones para $\Delta\sigma$ en términos de la aproximación KT y su crossover con la región GGL

Hemos dicho en la sección anterior que la paraconductividad se relaciona con la longitud de coherencia de la forma  $\Delta\sigma \propto \xi^2$ . En la sección anterior empleamos una expresión para la longitud de coherencia ( $\xi$ ) en el régimen de Ginzburg-Landau Ec. (2.2), en esta sección vamos a emplear una expresión para esa longitud de coherencia en el régimen de Kosterlitz-Thouless que fue determinada por Halperin y Nelson en el año 1979 [76], cuya expresión es:

$$\xi_{\text{KT}} \propto \exp \sqrt{\frac{b\tau_c}{\tau}}, \quad (2.7)$$

en donde

$$\tau = \frac{T - T_{\text{KT}}}{T_{\text{KT}}},$$

y

$$\tau_c = \frac{T_{c0} - T_{\text{KT}}}{T_{\text{KT}}}$$

representan las distancias relativas a la transición de la temperatura ( $\tau$ ), y de la transición macroscópica ( $\tau_c$ ).

Podemos introducir esta expresión en Ec. (2.3) obteniendo

$$\Delta\sigma_{\text{KT}} \propto \left[ \exp \sqrt{\frac{b\tau_c}{\tau}} \right]^2,$$

o equivalentemente

$$\Delta\sigma_{\text{KT}} = A_{\text{KT}} \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau}} \quad (2.8)$$

donde  $A_{\text{KT}}$  es una amplitud que resume las constantes de proporcionalidad de las Ec. (2.3) y Ec. (2.7) y se puede extraer imponiendo la condición de continuidad de las expresiones Ec. (2.6) y Ec. (2.8) en la temperatura  $T_{\text{LG}}$ , frontera entre ambas regiones

$$\Delta\sigma_{\text{GGL}}(T_{\text{LG}}) = \Delta\sigma_{\text{KT}}(T_{\text{LG}}),$$

es decir:

$$\frac{e^2}{16\hbar d} \frac{1}{\varepsilon_{\text{LG}}} \left(1 - \frac{\varepsilon_{\text{LG}}}{\varepsilon^c}\right)^2 = A_{\text{KT}} \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau_{\text{LG}}}}, \quad (2.9)$$

en donde

$$\tau_{\text{LG}} = \frac{T_{\text{LG}} - T_{\text{KT}}}{T_{\text{KT}}}$$

y

$$\varepsilon_{\text{LG}} = \ln \left( \frac{T_{\text{LG}}}{T_{c0}} \right)$$

son las distancias relativas desde la frontera ( $T_{\text{LG}}$ ) a las transiciones, de Kosterlitz-Thouless,  $\tau_{\text{LG}}$  o, de Ginzburg-Landau,  $\varepsilon_{\text{LG}}$ ). Podemos usar la expresión Ec. (2.9) para obtener el valor de  $A_{\text{KT}}$ , que resulta:

$$A_{\text{KT}} = \frac{\frac{e^2}{16\hbar d} \frac{1}{\varepsilon_{\text{LG}}} \left(1 - \frac{\varepsilon_{\text{LG}}}{\varepsilon^c}\right)^2}{\exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau_{\text{LG}}}}}, \quad (2.10)$$

con lo que:

$$\Delta\sigma_{\text{KT}} = \frac{\frac{e^2}{16\hbar d} \frac{1}{\varepsilon_{\text{LG}}} \left(1 - \frac{\varepsilon_{\text{LG}}}{\varepsilon^c}\right)^2}{\exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau_{\text{LG}}}}} \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau}}. \quad (2.11)$$



### 2.3.3 Introducción de los efectos de inhomogeneidades aleatorias de temperaturas críticas: Ecuaciones de medio efectivo

El modelo de medio efectivo permite describir los fenómenos de transporte en sistemas no homogéneos en ausencia de percolación. El modelo requiere una forma para la distribución estadística de las inhomogeneidades, para lo cual tomamos una distribución Gaussiana en  $T_c$ . Con ello, las expresiones para la conductividad  $\sigma$  son [1, 2, 51, 75, 104–106]:

$$\int_0^\infty \frac{\sigma' - \sigma}{\sigma' + 2\sigma} \exp \left[ - \left( \frac{T'_c - T_c}{\Delta T_c / (2\sqrt{\ln 2})} \right)^2 \right] \frac{dT'_c}{\Delta T_c} = 0, \quad (2.12)$$

para el caso 3D y [1, 2, 51, 75, 104–106],

$$\int_0^\infty \frac{\sigma' - \sigma}{\sigma' + \sigma} \exp \left[ - \left( \frac{T'_c - T_c}{\Delta T_c / (2\sqrt{\ln 2})} \right)^2 \right] \frac{dT'_c}{\Delta T_c} = 0 \quad (2.13)$$

para el caso 2D. En ambas expresiones  $\sigma'$  representa la conductividad considerando la muestra homogénea cuya temperatura crítica de campo medio es  $T'_c$  y  $\sigma$  representa la conductividad del sistema inhomogéneo. Esta ecuación implícita puede resolverse numéricamente para  $\sigma$ .

Para poder aplicar las ecuaciones de medio efectivo al caso en que  $\sigma$  incluya una contribución de fluctuaciones,  $\sigma = \sigma_B + \Delta\sigma$ , debe combinarse pues la Ec. (2.13), con las expresiones para las fluctuaciones vistas en las secciones anteriores (Ec. (2.6) y Ec. (2.11)). En particular nos interesa el caso de la existencia de un crossover entre el régimen KT y el GGL, sobre el cual se ha introducido un cutoff a altas temperaturas. En la sección anterior hemos visto cada uno de estos elementos, por tanto ahora sólo queda integrar el modelo de medio efectivo Ec. (2.13) teniendo en cuenta el valor  $\sigma' = \Delta\sigma + \rho_B^{-1}$ , donde  $\rho_B$  es el background y el término de fluctuaciones  $\Delta\sigma$  viene dado por las Ec. (2.6) y Ec. (2.11). Uniendo todos estos elementos tenemos la siguiente expresión:

$$\int_0^\infty \frac{\rho_B^{-1} + \frac{e^2}{16hd} \frac{1}{\varepsilon} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon^c}\right)^2 - \sigma}{\rho_B^{-1} + \frac{e^2}{16hd} \frac{1}{\varepsilon} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon^c}\right)^2 + \sigma} \exp \left[ - \left( \frac{T'_{c0} - \bar{T}_{c0}}{\Delta T_c / (2\sqrt{\ln 2})} \right)^2 \right] \frac{dT'_{c0}}{\Delta T_c} = 0, \quad (2.14)$$

si nos encontramos en la región GGL, o bien

$$\int_0^\infty \frac{\rho_B^{-1} + \frac{e^2}{16hd} \frac{1}{\varepsilon_{LG}} \left(1 - \frac{\varepsilon_{LG}}{\varepsilon^c}\right)^2 \left( \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau_{LG}}} \right)^{-1} \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau}} - \sigma}{\rho_B^{-1} + \frac{e^2}{16hd} \frac{1}{\varepsilon_{LG}} \left(1 - \frac{\varepsilon_{LG}}{\varepsilon^c}\right)^2 \left( \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau_{LG}}} \right)^{-1} \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau}} + \sigma} \times \quad (2.15)$$

$$\times \exp \left[ - \left( \frac{T'_{c0} - \bar{T}_{c0}}{\Delta T_c / (2\sqrt{\ln 2})} \right)^2 \right] \frac{dT'_{c0}}{\Delta T_c} = 0$$

si estamos en la región KT.

En función de la temperatura a la que nos encontremos podemos identificar varias regiones:

- i)  $T_{KT} \leq T \leq T_{LG}$  en este caso empleamos la Ec. (2.15)
- ii)  $T \geq T_{LG}$  en este caso emplearemos la Ec. (2.14)

Podemos, a continuación, resolver numéricamente la ecuación integral implícita para diferentes valores de temperatura y obtener con ello el valor de la conductividad  $\sigma$  teórica a comparar con nuestros datos.<sup>3</sup>

En las subsecciones siguientes presentamos las gráficas de los ajustes que se obtienen con esas expresiones para las diferentes muestras de los datos de referencia.

<sup>3</sup>Nótese que se puede agilizar el programa de integración si se consideran 2 regiones más además de las descritas anteriormente. Para  $\varepsilon > \varepsilon^c$  se puede poner directamente  $\Delta\sigma = 0$ . Para  $T < T_{KT}$  basta con tomar para esta región el valor  $\Delta\sigma(T < T_{KT}) = \Delta\sigma(T_{KT})$ , es decir, suponer un valor constante muy grande.

Muestra	$T_{KT}$	$T_{c0}$	$\Delta T_c$	$\varepsilon^c$	$\varepsilon_{LG}$
LS <sub>0.11</sub> CO	16.1	17.4	1.1	0.8	0.010
LS <sub>0.12</sub> CO	13.0	16.6	1.4	0.9	0.015
LS <sub>0.13</sub> CO	16.3	19.6	2.3	0.7	0.020
LS <sub>0.15</sub> CO	17.2	21.5	1.3	0.5	0.010
LS <sub>0.16</sub> CO	20.3	22.5	1.3	0.5	0.005
LS <sub>0.19</sub> CO	17.6	21.2	0.7	0.5	0.005
LS <sub>0.22</sub> CO	13.7	17.5	1.6	0.5	0.020

Cuadro 2.2: Parámetros de ajuste para nuestras muestras en las secciones 2.3.4 y 2.3.5.  $T_{KT}$  ha sido medido mediante curvas VI, ver sección 2.2.3 para más información.  $T_{c0}$  ha sido obtenido mediante ajuste del modelo a nuestros datos experimentales.  $\Delta T_c$  ha sido medido mediante la susceptibilidad magnética  $\chi$ , ver sección 2.2.2 para más detalles.  $\varepsilon^c$  es el valor de la temperatura reducida a la cual experimentalmente desaparecen los efectos de fluctuaciones.  $\varepsilon_{LG}$  es el valor de la temperatura reducida de la frontera entre el régimen de Kosterlitz-Thouless y el del Ginzburg-Landau en estos ajustes.

### 2.3.4 Comparación con los datos experimentales en muestras subdopadas

En las figuras 2.8 a 2.14 mostramos el resultado de ajustar las expresiones anteriores a los datos de referencia de la Ref. [75, 104–106], para lo cual se emplean los parámetros indicados en la tabla 2.2.

Las muestras subdopadas son las que presentan valores de dopado  $x = 0.11$ ,  $x = 0.12$  y  $x = 0.13$ .

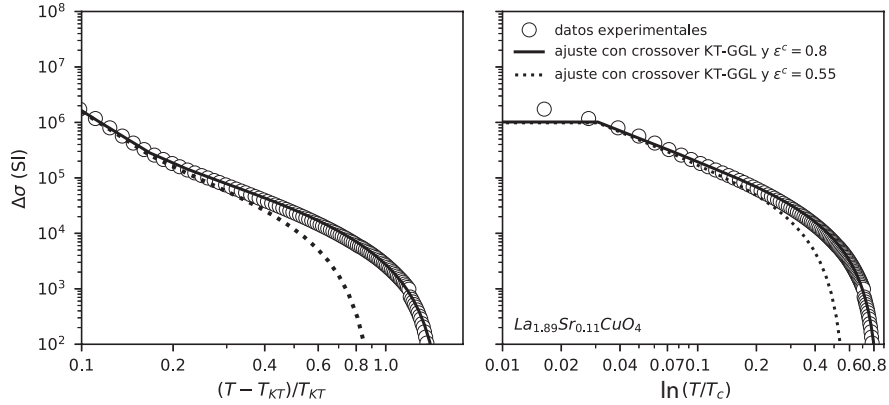


Figura 2.8: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $LS_{0.11}CO$ . Los paneles muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. Las líneas continuas representan el modelo descrito en la sección 2.3. Por referencia, se muestra también la línea punteada, que representa el ajuste del mismo modelo pero imponiendo la condición de  $\varepsilon^c = 0.55$ .

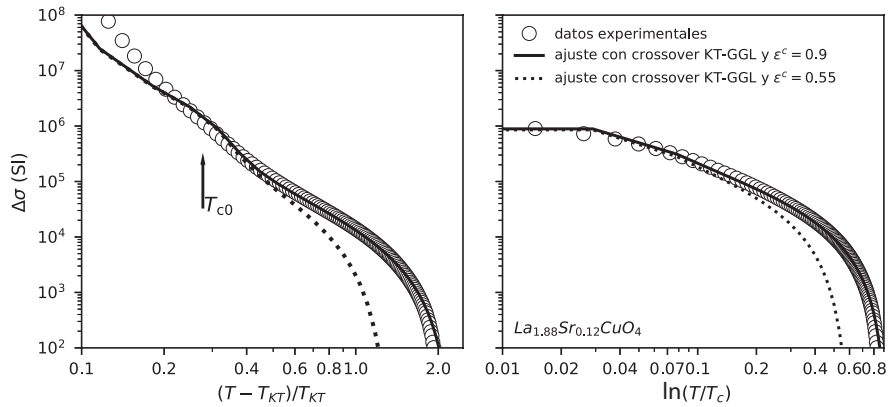


Figura 2.9: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $LS_{0.12}CO$ . Los paneles muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. Las líneas continuas representan el modelo descrito en la sección 2.3. Por referencia, se muestra también la línea punteada, que representa el ajuste del mismo modelo pero imponiendo la condición de  $\varepsilon^c = 0.55$ .

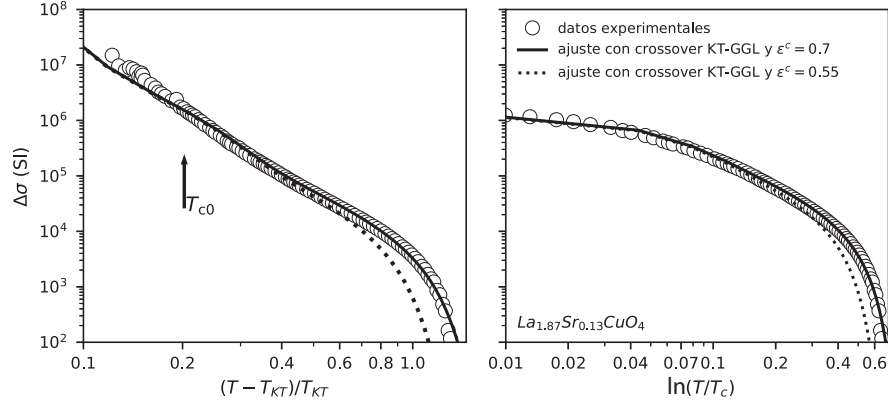


Figura 2.10: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $LS_{0.13}CO$ . Los paneles muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. Las líneas continuas representan el modelo descrito en la sección 2.3. Por referencia, se muestra también la línea punteada, que representa el ajuste del mismo modelo pero imponiendo la condición de  $\varepsilon^c = 0.55$ .

Vemos en las figuras que el acuerdo entre los datos y la teoría es bueno para un amplio rango de órdenes de magnitud (unos 4-5 órdenes). No obstante este acuerdo (líneas continuas) se obtiene considerando valores para el parámetro  $\varepsilon^c$  significativamente mayores que el valor  $\varepsilon^c = 0.55$  de considerar la condición  $\xi(\varepsilon^c) = \xi_{T=0}$  en la aproximación GGL clásica (sin considerar términos adicionales de stripes, etc.). Si se impone el valor  $\varepsilon^c = 0.55$  esperado, el acuerdo empeora drásticamente (línea punteada), siendo entonces un problema totalmente abierto decidir si las fluctuaciones en HTSC subdopados son realmente de tipo GGL.

Respecto al croosvor entre la región GGL y la región KT, estos ajustes apuntan a una localización del mismo en aproximadamente  $\varepsilon \sim 0.01 - 0.02$ .

### 2.3.5 Comparación con los datos experimentales en muestras óptimamente dopadas $x \sim 0.16$ y sobredopadas $x \gtrsim 0.16$

Nuestras muestras en las inmediaciones del dopado óptimo son las que presentan valores de dopado  $x = 0.15$  y  $x = 0.16$ .

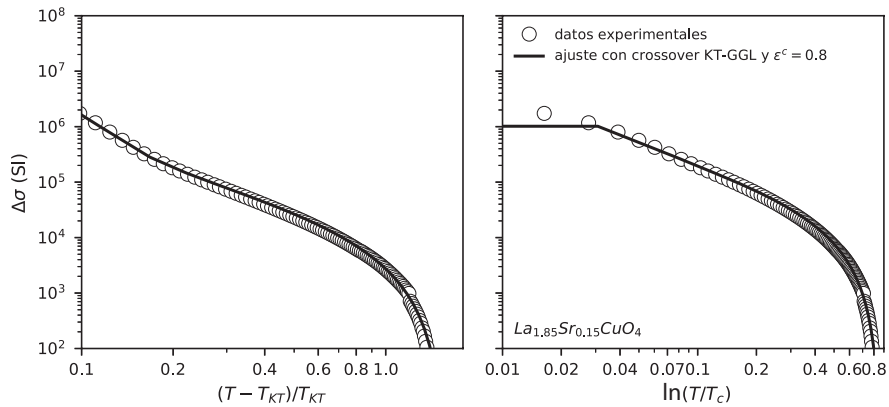


Figura 2.11: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $LS_{0.15}CO$ . Los paneles muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. Las líneas continuas representan el modelo descrito en la sección 2.3.

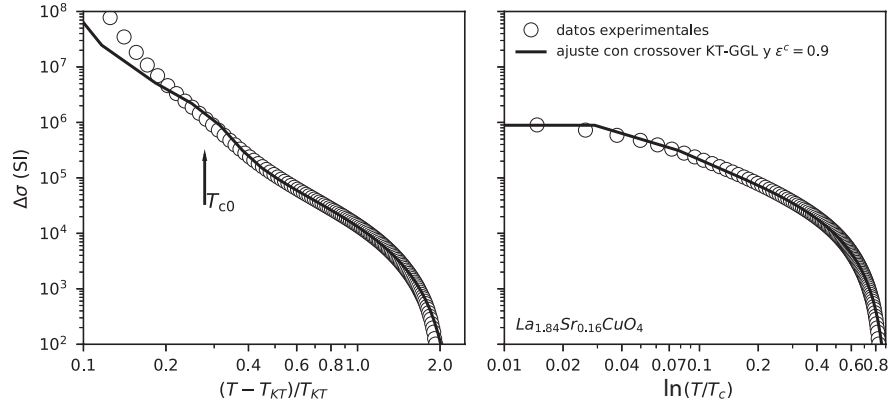


Figura 2.12: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $LS_{0.16}CO$ . Los paneles muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. Las líneas continuas representan el modelo descrito en la sección 2.3.

Las figuras vuelven a mostrar un buen acuerdo entre los datos y la teoría. Veremos que en este caso los valores de  $\varepsilon^c$  sí tienen una justificación física,  $\varepsilon^c = 0.55$ .

Nuestras muestras sobredopadas son las que presentan valores de dopado  $x = 0.19$  y  $x = 0.22$ .

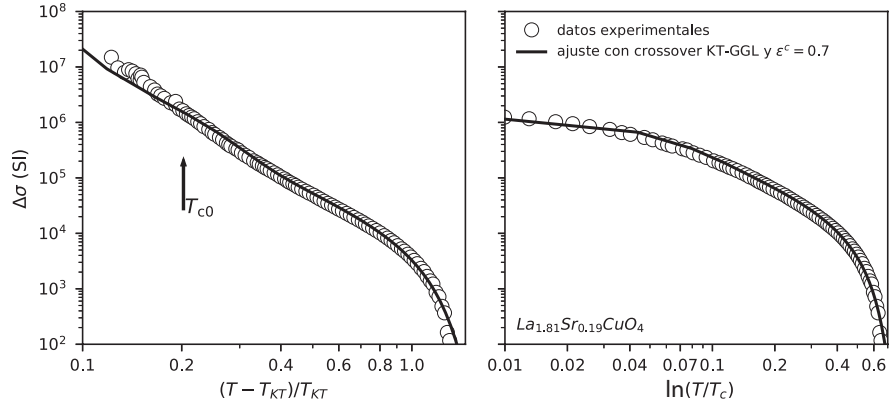


Figura 2.13: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $La_{0.19}CO$ . Los paneles muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. Las líneas continuas representan el modelo descrito en la sección 2.3.

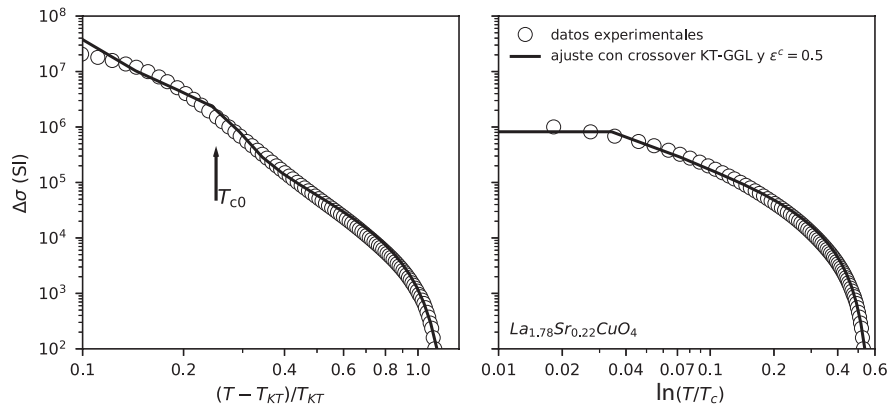


Figura 2.14: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $La_{0.22}CO$ . Los paneles muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. Las líneas continuas representan el modelo descrito en la sección 2.3.

Vemos nuevamente que el acuerdo entre los datos y la teoría es bueno,



con  $\varepsilon^c = 0.55$ .

### 2.3.6 Variación de los valores de ajuste con el dopado

En la tabla 2.2 se pueden observar los valores numéricos de los parámetros de ajuste para las diferentes muestras.

Hemos dicho previamente en la sección 2.3.1 que un valor de  $\varepsilon^c$  de 0.55 es justificable físicamente, por tanto los valores  $\varepsilon^c = 0.7$ ,  $\varepsilon^c = 0.8$  y  $\varepsilon^c = 0.9$  no tienen una justificación aunque, no obstante, es posible describir el comportamiento de las muestras mediante estos valores. Nótese que estos valores sólo se dan en las muestras subdopadas  $x \lesssim 0.16$ , lo cual nos hace pensar que las muestras subdopadas presentan una fenomenología diferente al resto. Estas diferencias serán uno de los aspectos principales a enfrentarse en capítulos posteriores. Podemos calcular la temperatura a la cual desaparecen las fluctuaciones  $T^c$  como  $T^c = T_{c0} \exp(\varepsilon^c)$ , que representando frente al dopado tiene la dependencia mostrada en la figura 2.15. Vemos en esa figura con mayor claridad como se diferencia el comportamiento de las muestra subdopadas de las optimamente dopadas y las sobredopadas, particularmente, la  $T^c$  de las muestras subdopadas no siguen la forma de cúpula presente en  $T_{c0}$ , cosa que sí sucede en las óptimas y sobredopadas.

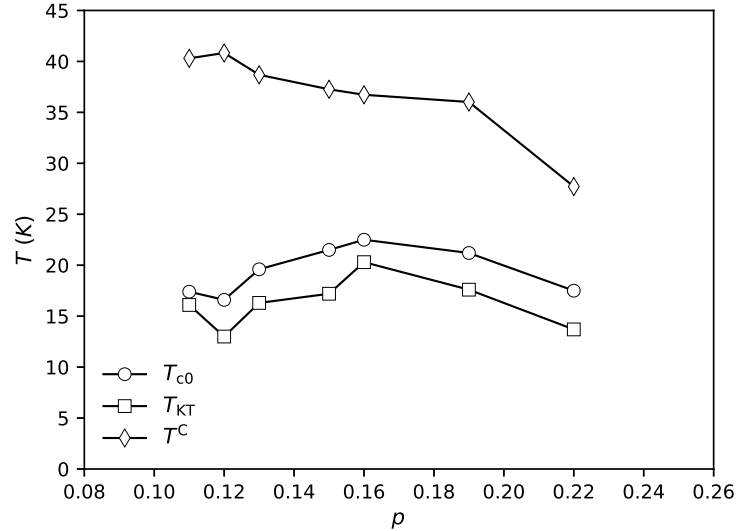


Figura 2.15: Representación frente al dopado de las temperaturas características de nuestras muestras. Los círculos representan  $T_{c0}$ , los cuadrados representan  $T_{KT}$  y los diamantes  $T^c$ .

## 2.4 Principales aspectos no resueltos

Hemos visto en las gráficas anteriores que el acuerdo con los datos es bueno y, por tanto puede ser empleado para una descripción de los datos.

No obstante, hay varios aspectos que no se pueden explicar o no se han considerado. Estos son, principalmente, los siguientes (subsecciones 2.4.1 y 2.4.2):

### 2.4.1 Valor de $\varepsilon^c$

Como ya se ha discutido en nuestros análisis, se ha visto que el valor del cutoff,  $\varepsilon^c$ , toma valores superiores a  $\varepsilon^c > 0.55$  en las muestras subdopadas (Figuras 2.8, 2.9 y 2.10). Esta diferencia entre la región subdopada y la sobredopada no ha podido ser explicada solamente en términos de fluctuaciones críticas.

## 2.4.2 Localización (e incluso existencia) del crossover KT-GGL

Otro aspecto importante, no muy enfatizado en nuestra discusión previa, es la incertidumbre en la localización del crossover KT-GGL. Pasamos a comentar dicha incertidumbre:

En la figura 2.16, graficamos ajustes a  $\Delta\sigma$  usando sólo la teoría KT clásica, sin cutoff ni crossover a GGL, desde  $T \simeq T_{\text{KT}}$  hasta distintas temperaturas que abarcan desde el valor empleado en las secciones anteriores hasta valores bien por encima, representados como diamantes sólidos en la figura (siempre mayores o iguales que las empleadas en los análisis anteriores de nuestro grupo). La calidad del ajuste apenas varía, y tampoco los parámetros de ajuste lo hacen demasiado (aproximadamente un 10% en la amplitud  $A$  y un 2% en  $b\tau_c$ ), salvo que se intente ajustar la zona de muy altas temperaturas (diamantes blancos). Esto evidencia que el crossover KT-GGL no está determinado por los ajustes de las secciones anteriores.

Sin embargo, algo sí evidente en esa figura es que esta teoría KT clásica nunca podría tomar cuenta de la fuerte caída de  $\Delta\sigma$  para  $T \gtrsim 2T_{\text{KT}}$ . En los análisis anteriores, esa caída se asociaba a los efectos de cutoff una vez entrado en la región GGL. Ahora bien, nunca se ha considerado la posibilidad de dichos efectos de cutoff a altas temperaturas en la propia teoría KT (lo cual será de hecho una contribución original de esta Tesis, en capítulos posteriores).

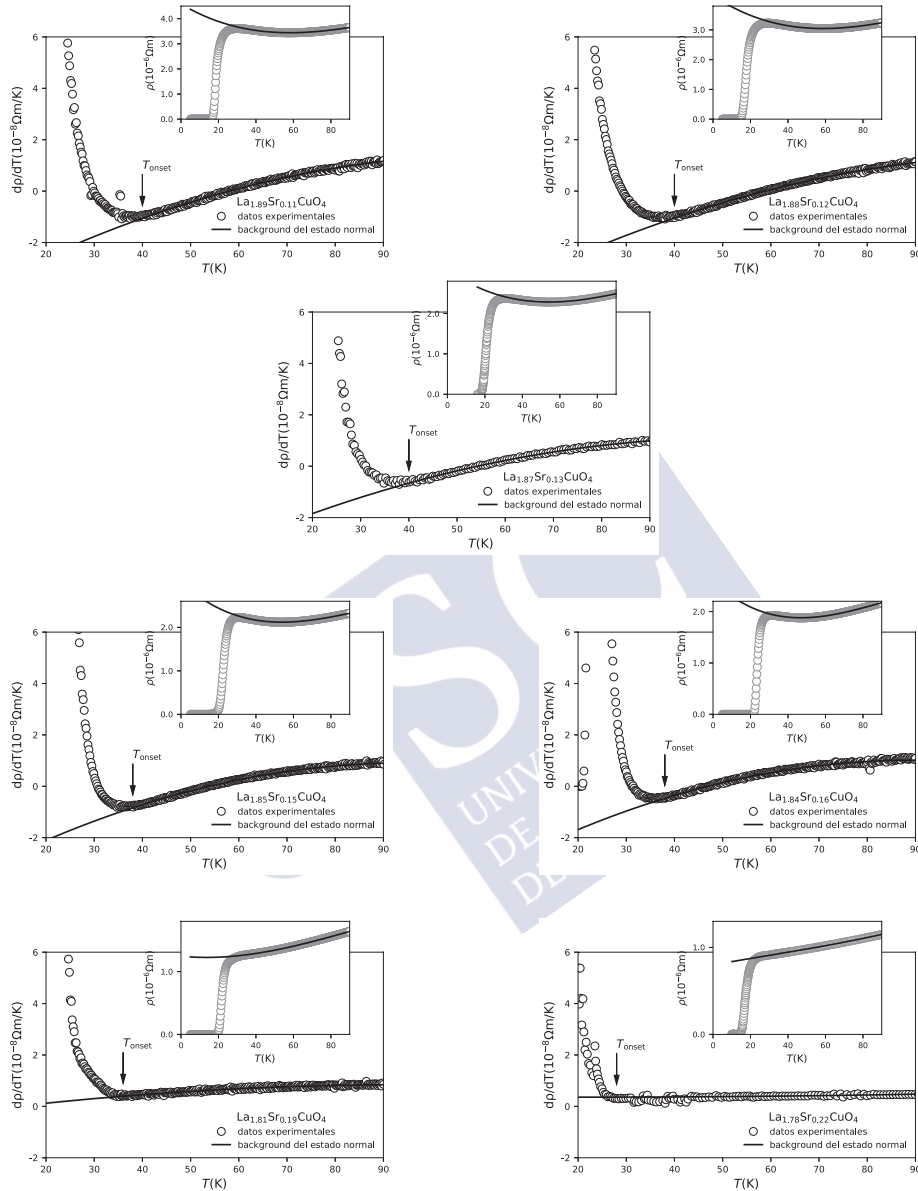


Figura 2.6: Representación de la derivada de la resistividad en función de la temperatura. La línea continua representa la resistividad del estado normal, resistividad de background, calculada como se indica en la sección 2.2.4. La flecha representa la posición de  $T_{\text{onset}}$  que marca el cambio de tendencia, como se describe en la sección 2.2.5. El inset muestra la representación de la resistividad frente a la temperatura, donde nuevamente la línea continua es la resistividad de background.

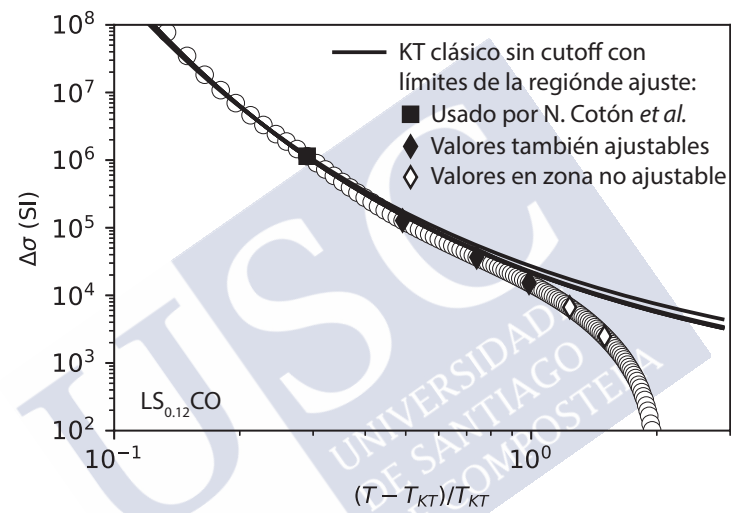


Figura 2.16: Representación del ajuste en la región de Kosterlitz-Thouless, ecuación 2.8 para diferentes intervalos de ajuste. El cuadrado negro representa el valor empleado en la tabla 2.2. Los diamantes sólidos muestran diferentes límites de nuestra región de ajuste. Los diamantes blancos muestran los puntos que la teoría de Kosterlitz-Thouless clásica no puede explicar/predecir.



## Capítulo 3

**Escenario de fluctuaciones KT  
a altas temperaturas reducidas:  
Cálculo de expresiones teóricas**



### 3.1 Planteamiento general

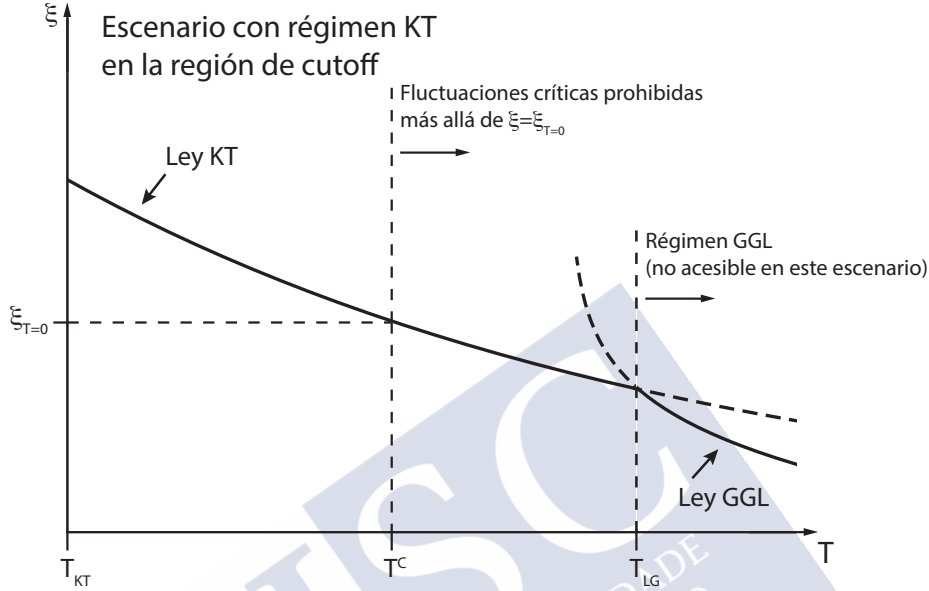


Figura 3.1: Representación esquemática de la longitud de coherencia superconductora en el escenario estudiado en este capítulo.

En este capítulo, abordaremos un cálculo para introducir (hasta nuestro conocimiento por vez primera) los efectos de cutoff en las expresiones de  $\Delta\sigma$  debidas a fluctuaciones superconductoras en el régimen KT. (Y el capítulo siguiente se ocupará en investigar el grado de acuerdo entre esas nuevas expresiones y los datos).

El planteamiento físico general de este escenario se resume en la Fig. 3.1. En ella se esquematiza el decaimiento de la longitud de coherencia superconductora  $\xi$  en función de la temperatura según la ley KT para  $\xi$  (Ec. (3.2) más abajo) en el caso en que dicho régimen KT se extiende a altas temperaturas y la condición de corte de las fluctuaciones críticas, es decir  $\xi = \xi_{T=0K}$ , se da en el régimen KT (la Ec. (2.2)). En este caso en régimen GGL que seguiría al KT ya nunca se haría realidad, al situarse en la región  $\xi < \xi_{T=0K}$ . Nótese que este escenario podría, en principio, darse por dos vías: o bien  $T_{c0}$  es similar a  $T_{KT}$  pero  $T_{LG} - T_{c0}$  es muy grande; o bien  $T_{LG} - T_{c0}$  no es



muy grande pero  $T_{c0}$  es muy superior a  $T_{KT}$  (con lo cual  $T_{LG}$  también).

### 3.2 Introducción de un corte a cortas longitudes de coherencia en la expresión de $\Delta\sigma$ del régimen KT

Para nuestros cálculos extendidos de  $\Delta\sigma$  en el régimen KT a temperaturas reducidas tan altas que existan efectos de pequeña longitud de coherencia, comenzamos recordando que en las teorías clásicas de  $\Delta\sigma_{KT}$  de Halperin y Nelson [76] (que no incluyen efectos de pequeña  $\xi$ ) es  $\Delta\sigma \propto \xi^2(T)$ .

Por ello, una manera directa de introducir los efectos de pequeña  $\xi$  es sustraer un término cero o de regularización de la paraconductividad  $\Delta\sigma_{zero} \propto \xi_{T=0}^2$ . Este término se puede interpretar como el efecto en  $\Delta\sigma$  de la fuerte supresión (incluso anulación) de las fluctuaciones cuando su longitud de coherencia iguala a la mínima permitida por el principio de incertidumbre (que, como se mostró en [33] coincide con  $\xi_{T=0}$ ) o lo que es lo mismo a un corte en energías de las fluctuaciones (como se mostró por ejemplo en [35]).

Así pues, nuestro punto de partida es

$$\Delta\sigma \propto \xi^2 - \xi_{T=0}^2. \quad (3.1)$$

En el régimen KT la longitud de coherencia es

$$\xi(T) \propto \exp\left(\sqrt{\frac{b\tau_c}{\tau}}\right), \quad (3.2)$$

donde

$$\tau = \frac{T - T_{KT}}{T_{KT}} \quad (3.3)$$

y

$$\tau_c = \frac{T_{c0} - T_{KT}}{T_{KT}}, \quad (3.4)$$

siendo  $T_{c0}$  la temperatura de transición macroscópica de campo medio, y  $T_{KT}$  la temperatura de transición KT.

Podemos combinar las ecuaciones Ec. (3.3) y Ec. (3.4) de la siguiente forma:

$$\Delta\sigma \propto \left[ \exp^2 \left( \sqrt{\frac{b\tau_c}{\tau}} \right) - \exp^2 \left( \sqrt{\frac{b\tau_c}{\tau^c}} \right) \right], \quad (3.5)$$

con

$$\tau^c = \frac{T^c}{T_{\text{KT}}}, \quad (3.6)$$

siendo  $T^c$  la temperatura a la cual desaparecen los efectos de las fluctuaciones, la cual es asociable a la descrita en las secciones 2.2.4 y 2.2.5.

Operando obtenemos

$$\Delta\sigma \propto a\xi_c \left[ \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau}} - \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau^c}} \right], \quad (3.7)$$

que se puede reescribir como

$$\Delta\sigma = A_{\text{KT}} \left[ \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau}} - \exp \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau^c}} \right]. \quad (3.8)$$

Esta expresión para  $\Delta\sigma$  podría entonces emplearse en nuestros análisis en el escenario de fluctuaciones de fase en todo el rango de temperaturas.

Nótese que este escenario presupone que se alcanza  $T^c$  antes que el cambio a régimen GGL. Por tanto  $A_{\text{KT}}$  sería un parámetro libre en los análisis de datos de  $\Delta\sigma$ , al contrario que en los escenarios de crossover (como el propuesto por N. Cotón [75, 104–106] o en nuestro Cap. 5).

### 3.3 Introducción de efectos de inhomogeneidades de $T_{\text{KT}}$

Otro factor a tener en cuenta a la hora de hacer nuestros análisis son las inhomogeneidades en los valores de temperaturas críticas, como ya hemos visto en el capítulo 2. Para hacer esto parece natural suponer que la temperatura de transición de Kosterlitz-Thouless ( $T_{\text{KT}}$ ) viene afectada por la misma distribución de inhomogeneidades que la temperatura de transición

macroscópica ( $T_{c0}$ ), es decir, su distribución es una gaussiana centrada en  $\bar{T}_{\text{KT}}$  y con una semianchura  $\Delta T_c$  idéntica a la de su transición macroscópica.<sup>1</sup>

Para incorporar estos efectos en nuestros análisis vamos a recurrir, al igual que en el capítulo 2, a los modelos de medio efectivo [51]. Emplearemos la Ec. (2.13), pero la  $\sigma'$  pasa a tener ahora la expresión Ec. (3.8). Juntando todas estas expresiones obtenemos la siguiente ecuación implícita:

$$\int_0^\infty \frac{\sigma' - \sigma}{\sigma' + \sigma} \exp \left[ - \left( \frac{T'_{\text{KT}} - \bar{T}_{\text{KT}}}{\Delta T_c / (2\sqrt{\ln 2})} \right)^2 \right] \frac{dT'_{\text{KT}}}{\Delta T_c} = 0, \quad (3.9)$$

en donde  $\sigma'$  es el valor que toma la conductividad, entendida como la conductividad total a una cierta temperatura  $T$  y teniendo su transición en  $T'_{\text{KT}}$ . La variable  $\sigma$  es la conductividad total con los efectos de inhomogeneidades, es decir, es el resultado que nos interesa calcular. La variable  $T'_{\text{KT}}$  es una variable muda de integración que tiene en cuenta todas las posibles localizaciones de la transición. La Ec. (3.9) puede también escribirse de la forma más explícita como

$$\int_0^\infty \frac{\rho_B^{-1} + A \left[ \exp \left( \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau}} \right) - \exp \left( \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau^c}} \right) \right] - \sigma}{\rho_B^{-1} + A \left[ \exp \left( \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau}} \right) - \exp \left( \sqrt{\frac{4b\tau_c}{\tau^c}} \right) \right] + \sigma} \times \quad (3.10)$$

$$\times \exp \left[ - \left( \frac{T'_{\text{KT}} - \bar{T}_{\text{KT}}}{\Delta T_c / (2\sqrt{\ln 2})} \right)^2 \right] \frac{dT'_{\text{KT}}}{\Delta T_c} = 0,$$

La resolución numérica de la expresión Ec. (3.10) para diferentes valores de temperatura nos permite representar el comportamiento de un superconductor cuyo comportamiento viene determinado por fuertes fluctuaciones de

<sup>1</sup>Nótese que, como ha sido demostrado en [106] en un superconductor con inhomogeneidades gaussianas de  $T_{\text{KT}}$  la condición  $V \propto I^3$  sucede en  $T = \bar{T}_{\text{KT}}$ . Así pues, nuestra identificación experimental de la transición KT mediante la relación  $V \propto I^3$  directamente identifica  $\bar{T}_{\text{KT}}$  en el escenario inhomogeneo.

la fase y en el cual hemos tenido en cuenta tanto los efectos de cutoff como las inhomogeneidades del material. Nótese finalmente que, aunque en la expresión Ec. (3.10) la integral esté definida entre 0 e  $\infty$ , la naturaleza del término gaussiano, con rápido decaimiento en la cola de la distribución, hace que sólo sea necesario realizar la integral numéricamente entre  $\bar{T}_{KT} - 3\Delta T_c$  y  $\bar{T}_{KT} + 3\Delta T_c$  puesto que fuera de este intervalo las contribuciones son despreciables.



## Capítulo 4

### Escenario de fluctuaciones KT a altas temperaturas reducidas: Análisis de datos experimentales



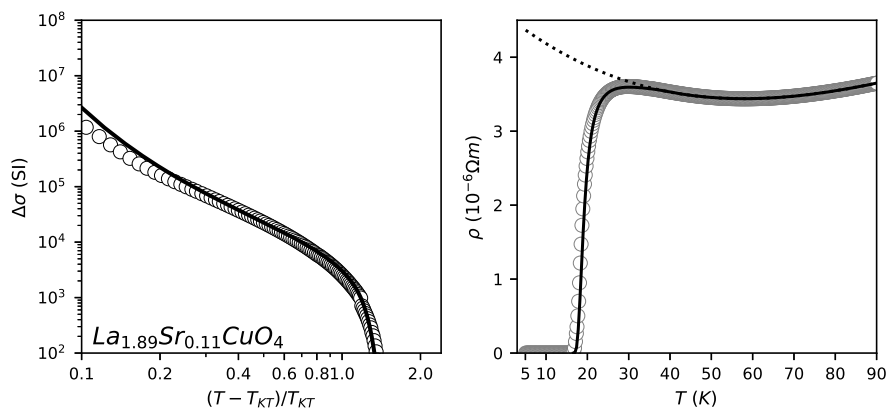


Figura 4.1: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  y resistividad para la muestra  $LS_{0.11}CO$  y su ajuste en un escenario KT extendido a altas temperaturas. La figura de la izquierda muestra la representación típica frente a la distancia relativa a la transición. La figura derecha muestra la representación de la resistividad frente a la temperatura. Los círculos blancos representan los datos experimentales, donde los datos de la paraconductividad se han obtenido sustrayendo el background como se indica en la sección 2.2.4. La línea continua representa el ajuste al modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff descrito en el capítulo 3, en donde se han tenido en cuenta, también, los efectos de las inhomogeneidades de  $T_{KT}$ . La línea punteada representa la resistividad de background de la muestra.

En este capítulo vamos a presentar los resultados de nuestro análisis de los datos experimentales de referencia en términos de fluctuaciones de la fase, es decir, con el modelo desarrollado en el capítulo anterior.

## 4.1 Comparación con los datos experimentales

### 4.1.1 Muestras subdopadas $x \lesssim 0.16$

En las figuras 4.1 a 4.3 se muestran los resultados de ajustar las ecuaciones obtenidas en el capítulo anterior a los datos de referencia de  $\Delta\sigma$  en muestras subdopadas. También se muestran los resultados en representación  $\rho(T)$ . Puede observarse que el acuerdo nominal es, de hecho, excelente, lo cual podría sugerir compatibilidad entre estos datos u el escenario en que las

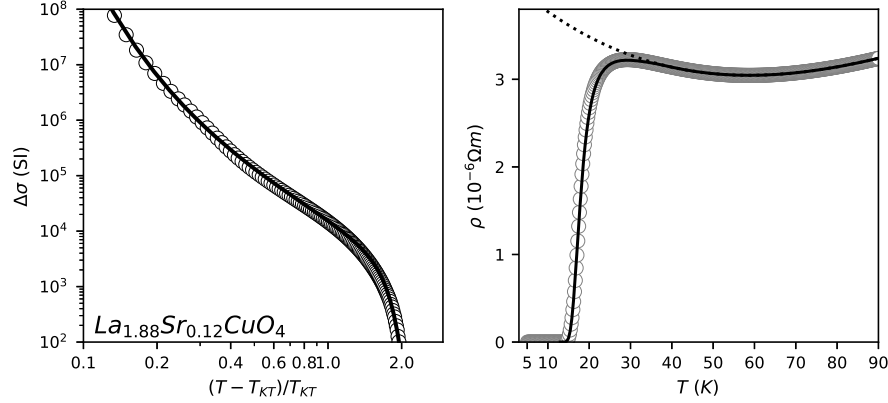


Figura 4.2: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  y resistividad para la muestra  $La_{0.12}CO$  y su ajuste en un escenario KT extendido a altas temperaturas. La figura de la izquierda muestra la representación típica frente a la distancia relativa a la transición. La figura derecha muestra la representación de la resistividad frente a la temperatura. Los círculos blancos representan los datos experimentales, donde los datos de la paraconductividad se han obtenido sustrayendo el background como se indica en la sección 2.2.4. La línea continua representa el ajuste al modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff descrito en el capítulo 3, en donde se han tenido en cuenta, también, los efectos de las inhomogeneidades de  $T_{KT}$ . La línea punteada representa la resistividad de background de la muestra.

fluctuaciones superconductoras para  $x \lesssim 0.16$  sea de fuertes fluctuaciones de la fase (escenario KT) incluso a altas temperaturas ( $T \gg T_{KT}$ , en particular  $T \lesssim 1.8T_{KT}$  o  $T \lesssim 35K$ ).

Ahora bien, enfatizamos que estos resultados se obtienen dejando libres en los ajustes 2 parámetros libres, que son  $A_{KT}$  y  $b\tau_c$  (los valores de  $\bar{T}_{KT}$ ,  $\Delta T_c$  y  $T^c$  vienen fijados, como ya se discutió en capítulos anteriores). Los valores obtenidos se resumen en la tabla 4.1, así como en la Fig. 4.8. Como se discutirá en la sección final de este capítulo, la variación con el dopado de estos valores es muy drástica (e incluso discontinua para  $b\tau_c$ ). Esto pone en tela de juicio si este es un escenario viable para las fluctuaciones, y podemos concluir que toda propuesta completa de fuertes fluctuaciones de la fase en los HTSC debería incluir una explicación para esta extrañas dependencias. En nuestro caso no hemos encontrado ninguna (por lo cual exploraremos en otros capítulos escenarios diferentes).

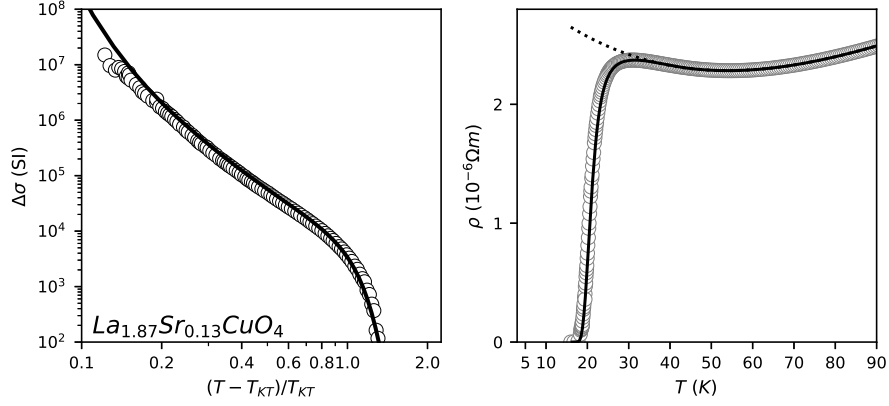


Figura 4.3: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  y resistividad para la muestra  $\text{La}_{0.13}\text{CO}$  y su ajuste en un escenario KT extendido a altas temperaturas. La figura de la izquierda muestra la representación típica frente a la distancia relativa a la transición. La figura derecha muestra la representación de la resistividad frente a la temperatura. Los círculos blancos representan los datos experimentales, donde los datos de la paraconductividad se han obtenido sustrayendo el background como se indica en la sección 2.2.4. La línea continua representa el ajuste al modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff descrito en el capítulo 3, en donde se han tenido en cuenta, también, los efectos de las inhomogeneidades de  $T_{KT}$ . La línea punteada representa la resistividad de background de la muestra.

### 4.1.2 Muestras óptimamente dopadas $x \sim 0.16$

En las Figs. 4.4 y 4.5 se muestran los ajustes con el modelo KT extendido a altas temperaturas para las muestras óptimamente dopadas ( $x \sim 0.16$ ). De nuevo obtenemos un buen acuerdo nominal, excepto en la región muy cerca de  $T_{KT}$  para  $x \simeq 0.15$ .

De nuevo los parámetros libres son  $A_{KT}$  y  $b\tau_c$ , cuyos valores obtenidos se muestran en la tabla 4.1 y Fig. 4.8. La aparente poca justificación de esos valores numéricos y su discontinua variación con el dopado son un handicap para este modelo, como se discute en la sección final de este capítulo.



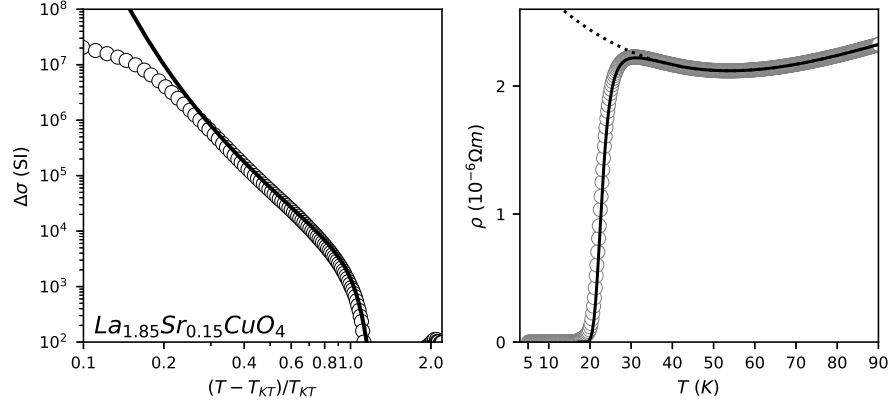


Figura 4.4: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  y resistividad para la muestra  $LS_{0.15}CO$  y su ajuste en un escenario KT extendido a altas temperaturas. La figura de la izquierda muestra la representación típica frente a la distancia relativa a la transición. La figura derecha muestra la representación de la resistividad frente a la temperatura. Los círculos blancos representan los datos experimentales, donde los datos de la paraconductividad se han obtenido sustrayendo el background como se indica en la sección 2.2.4. La línea continua representa el ajuste al modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff descrito en el capítulo 3, en donde se han tenido en cuenta, también, los efectos de las inhomogeneidades de  $T_{KT}$ . La línea punteada representa la resistividad de background de la muestra.

### 4.1.3 Muestras sobredopadas $x \gtrsim 0.16$

En las Figs. 4.6 y 4.7 se muestran los ajustes con el modelo KT extendido a altas temperaturas para las muestras sobredopadas ( $x \gtrsim 0.16$ ). De nuevo obtenemos un buen acuerdo nominal, excepto en la región muy cerca de  $T_{KT}$  para  $x \simeq 0.22$ .

De nuevo los parámetros libres son  $A_{KT}$  y  $b\tau_c$ , cuyos valores obtenidos se muestran en la tabla 4.1 y Fig. 4.8. La aparente poca justificación de esos valores numéricos y su discontinua variación con el dopado son un handicap para este modelo, como se discute en la sección final de este capítulo.

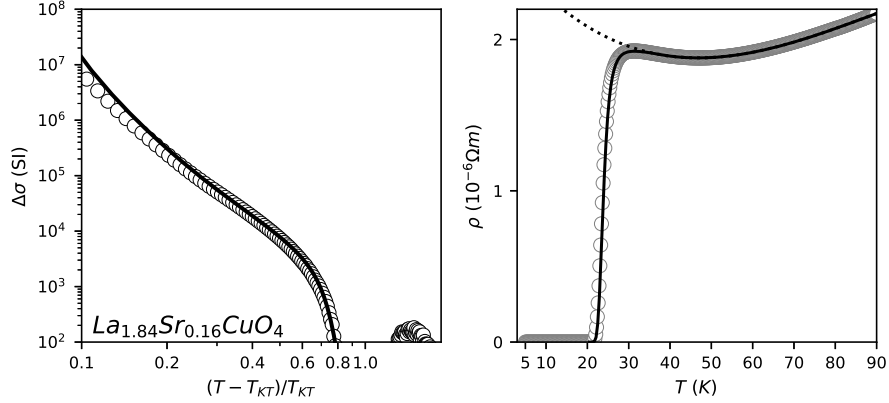


Figura 4.5: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  y resistividad para la muestra  $LS_{0.16}CO$  y su ajuste en un escenario KT extendido a altas temperaturas. La figura de la izquierda muestra la representación típica frente a la distancia relativa a la transición. La figura derecha muestra la representación de la resistividad frente a la temperatura. Los círculos blancos representan los datos experimentales, donde los datos de la paraconductividad se han obtenido sustrayendo el background como se indica en la sección 2.2.4. La línea continua representa el ajuste al modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff descrito en el capítulo 3, en donde se han tenido en cuenta, también, los efectos de las inhomogeneidades de  $T_{KT}$ . La línea punteada representa la resistividad de background de la muestra.

## 4.2 Comportamiento de los parámetros de ajuste con el dopado

La tabla 4.1 presenta los valores obtenidos en el ajuste al modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff e inhomogeneidades.

La figura 4.8 muestra el comportamiento de los parámetros  $A_{KT}$  y  $b\tau_c$  para los diferentes niveles de dopado. Podemos observar que la amplitud toma los valores máximos en los extremos del dopado, es decir, en la muestra más subdopada ( $x = 0.11$ ) y más sobredopada ( $x = 0.22$ ). Los valores mínimos se alcanzan por contra cerca de los valores de dopado óptimo ( $x \simeq 0.16$ ).

Pero sobre todo observamos un gran rango de variabilidad con el dopado en esos valores, así como una dependencia con el dopado muy discontinua ,

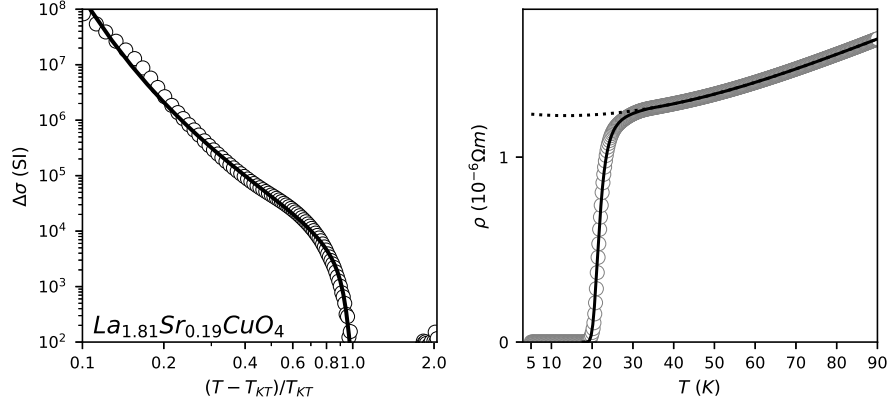


Figura 4.6: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  y resistividad para la muestra  $La_{0.19}Sr_{0.81}CuO_4$  y su ajuste en un escenario KT extendido a altas temperaturas. La figura de la izquierda muestra la representación típica frente a la distancia relativa a la transición. La figura derecha muestra la representación de la resistividad frente a la temperatura. Los círculos blancos representan los datos experimentales, donde los datos de la paraconductividad se han obtenido sustrayendo el background como se indica en la sección 2.2.4. La línea continua representa el ajuste al modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff descrito en el capítulo 3, en donde se han tenido en cuenta, también, los efectos de las inhomogeneidades de  $T_{KT}$ . La línea punteada representa la resistividad de background de la muestra.

drástica, “de grandes dientes de sierra”. Esto pone en tela de juicio si este es un escenario viable para las fluctuaciones, y podemos concluir que toda propuesta completa de fuertes fluctuaciones de la fase en los HTSC debería incluir una explicación para estas extrañas dependencias. En nuestro caso no hemos encontrado ninguna (por lo cual exploraremos en otros capítulos escenarios diferentes).

Asimismo, la figura 4.9 muestra el comportamiento de las temperaturas características del modelo,  $T_{KT}$  y  $T^c = T_{KT}\tau^c$ , para los diferentes niveles de dopado. En esta figura podemos observar que el comportamiento varía de forma ostensible entre la región subdopada y la sobredopada, este fenómeno también se observa en el comportamiento de  $T_{onset}$  (figura 2.15) tanto en su variación con el dopado, como en sus valores numéricos, muy similares, lo cual nos hace pensar que el mecanismo de las fluctuaciones podría ser diferente en la zona subdopada y en la sobredopada. En los capítulos siguientes

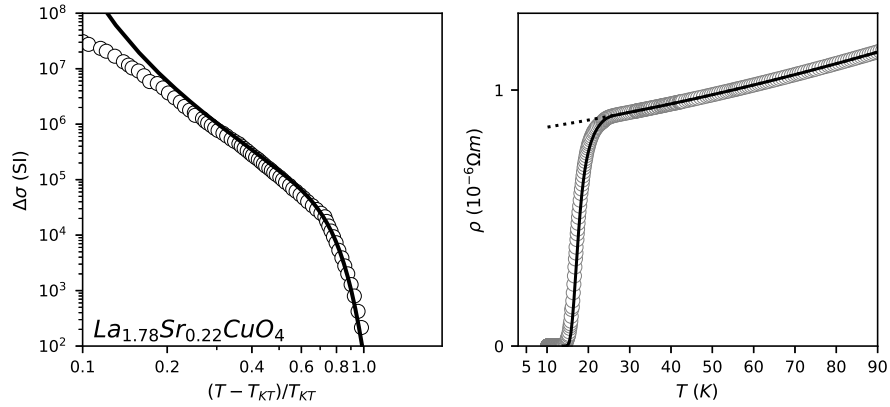


Figura 4.7: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  y resistividad para la muestra  $La_{1.78}Sr_{0.22}CuO_4$  y su ajuste en un escenario KT extendido a altas temperaturas. La figura de la izquierda muestra la representación típica frente a la distancia relativa a la transición. La figura derecha muestra la representación de la resistividad frente a la temperatura. Los círculos blancos representan los datos experimentales, donde los datos de la paraconductividad se han obtenido sustrayendo el background como se indica en la sección 2.2.4. La línea continua representa el ajuste al modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff descrito en el capítulo 3, en donde se han tenido en cuenta, también, los efectos de las inhomogeneidades de  $T_{KT}$ . La línea punteada representa la resistividad de background de la muestra.

intentaremos explorar un nuevo mecanismo que podría explicar esta fenomenología, extraña cuanto menos, de la región subdopada.

Muestra	Parámetros fijos			Parámetros libres	
	$T_{KT}$	$\Delta T_c$	$\tau^c$	$A_{KT}$	$b\tau_c$
LS <sub>0.11</sub> CO	16.1	1.1	2.3	1229	1.3
LS <sub>0.12</sub> CO	13.0	1.4	2.9	308	4.5
LS <sub>0.13</sub> CO	16.3	2.3	2.2	364	3.2
LS <sub>0.15</sub> CO	17.2	1.3	2.1	15	8.5
LS <sub>0.16</sub> CO	20.3	1.3	1.8	69	3.3
LS <sub>0.19</sub> CO	17.6	0.7	1.9	95	4.9
LS <sub>0.22</sub> CO	13.7	1.6	1.8	1096	3.2

Cuadro 4.1: Parámetros de ajuste para nuestras muestras.  $T_{KT}$  ha sido medido mediante curvas VI, ver sección 2.2.3 para más información.  $\Delta T_c$  ha sido medido mediante la susceptibilidad magnética  $\chi$ , ver sección 2.2.2 para más detalles.  $\tau^c$  se ha obtenido como  $\tau^c = T_{onset}/T_{KT}$  con  $T_{onset}$  dada por Capítulo 3. Finalmente  $A_{KT}$  y  $b\tau_c$  se han obtenido mediante un ajuste en la región de fluctuaciones (ver figuras 4.1 a 4.7 para  $\Delta\sigma$ ).

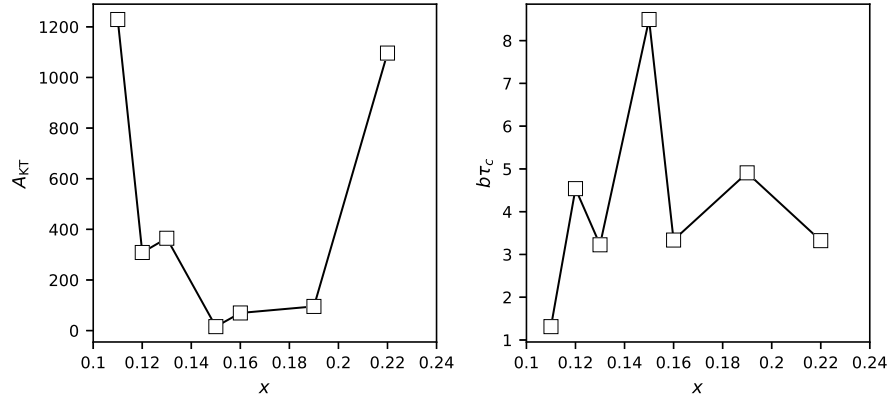


Figura 4.8: Representación de los parámetros de ajuste de nuestro modelo de Kosterlitz-Thouless con corte a altas temperaturas e inhomogeneidades. El panel izquierdo muestra la variación con el dopado de la amplitud  $A_{KT}$ . El panel derecho muestra la variación del parámetro  $b\tau_c$  con el dopado. El significado de estos parámetros puede encontrarse en el texto principal en el capítulo 3.

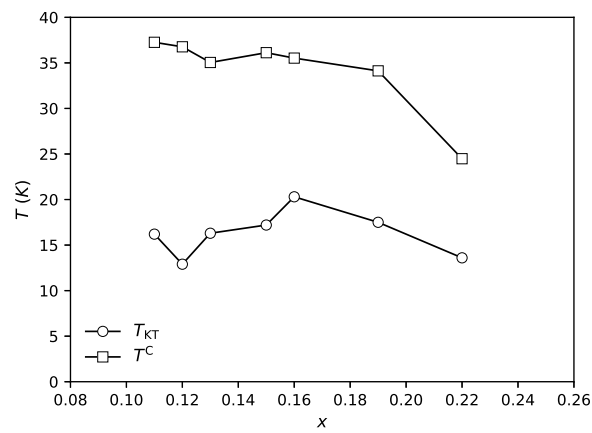


Figura 4.9: Representación de las temperaturas características de nuestro modelo de Kosterlitz-Thouless con cutoff a altas temperatura e inhomogeneidades. Los círculos representan la temperatura  $T_{KT}$ , medida mediante curvas VI, ver sección 2.2.3. La temperatura  $T^C$  representa la temperatura en la cual establecemos el corte donde desaparecen las fluctuaciones.

## Capítulo 5

Escenario de coexistencia de fluctuaciones críticas y de stripes en HTSC subdopados: Cálculo de expresiones teóricas



Hemos visto en el capítulo 2 que uno de los aspectos no resueltos en los análisis de N. Cotón de las fluctuaciones superconductoras es que en los HTSC subdopados el valor de  $\varepsilon^c$  es mucho mayor que el valor  $\varepsilon^c = 0.55$ , para el cual no se ha establecido una justificación física. El valor  $\varepsilon^c = 0.55$  ha sido establecido en [33] como aquel que resulta de la consideración  $\xi(\varepsilon = \varepsilon^c) = \xi_{T=0}$ , es decir la condición de desaparición de las fluctuaciones superconductoras a causa de las limitaciones del principio de incertidumbre. La tabla 2.2 muestra que las muestras subdopadas se encuentran muy alejadas de este valor. Parece claro que si queremos usar este valor  $\varepsilon^c = 0.55$  necesitamos otros factores que nos ayuden a describir la región subdopada de estos materiales.<sup>1</sup>

En este capítulo (y el siguiente) exploraremos la posibilidad que surge de considerar la existencia en los HTSC de un orden adicional al superconductor. En este caso el conocido como orden de stripes, cuya existencia en HTSC subdopados se ha demostrado experimentalmente [80, 84, 85, 87–93, 99, 101] ( y por simulaciones teóricas [82, 103]). La interrelación entre los ordenes de stripes el superconductor es aún un problema totalmente abierto, que nuestros estudios también contribuirán a analizar.

## 5.1 El orden de stripes y sus fluctuaciones

Desde los trabajos pioneros de Emery y Kivelson [98], el hecho de que en ciertas condiciones la densidad de carga, y el spin promedio, de los HTSC pueda adquirir un orden filamentario (stripes) ha sido estudiado en nume-

<sup>1</sup>En el trabajo de N. Cotón *et al.* [75, 104–106] también se apunta a la posibilidad de emplear  $\varepsilon^c = 0.55$  con los HTSC subdopados considerando además la existencia en dichos materiales de distribuciones de dopado, y con ello de temperatura críticas, no-gaussianas con una cola hacia altas temperaturas. Sin embargo, un problema mayor de esa posibilidad es que es crucial para lograr ese acuerdo de los ajustes que dicha cola se extiende significativamente a temperaturas críticas muy superiores a la de la composición de dopado óptimo,  $T_c^{\text{opt}}$ : Si la distribución de  $T_c$  se corta en  $T_c^{\text{opt}}$  el acuerdo ya no se produce. Además, no parece plausible que dichas inhomogeneidades fuera de la gaussiana existan para todas las muestras subdopadas estudiadas, pero para ninguna de las óptimamente dopadas ni sobredopadas. Con ello, la posible explicación (de tal  $\varepsilon^c$  aparente  $\gg 0.55$  para los HTSC subdopados) en base a inhomogeneidades de dopantes no parece válida.



rosas ocasiones. La posibilidad surge con relativa solidez en cálculos de las correlaciones de cargas localizadas y débilmente acopladas, como en modelos de tipo Hubbard o de cuasi aislantes de Mott. Los cálculos apuntan normalmente a una periodicidad de la densidad de carga con período 2 constantes de red del plano de  $\text{CuO}_2$ , y doble período para el spin. Habitualmente se vienen denominando estas oscilaciones como ondas de densidad de carga (CDW) o de spin (SDW), y a su combinación como pair-density waves (PDW).

Siendo estas formaciones resultado de la relativa proximidad al estado aislante, su prevalencia se espera mayor en los HTSC subdopados que para aquellos con mayor nivel de dopado.

Importantemente, existen hoy observaciones experimentales directas [80, 84, 85, 89, 91–93, 101] de la existencia de las CDW/SDW. Su relación (o no relación) con el orden superconductor es sin embargo un aspecto mucho más abierto.

No solo es la existencia de esas periodicidades SDW/CDW lo que puede ser relevante para entender los HTSC, sino que también las desviaciones de dicha paraconductividad filamentaria son igualmente de interés: Tales desviaciones son conocidas como fluctuaciones de stripes (de forma inconveniente para nuestro actual estudio, al ser confuso respecto a las fluctuaciones críticas del parámetro de orden superconductor). Es de esperar que tales fluctuaciones crezcan con la temperatura, pasando de ser muy pocas a  $T = 0\text{K}$  a dar lugar a cúmulos de carga y spin localizados a  $T$  intermedias y a finalmente, a muy altas temperaturas, ser fluctuaciones tan grandes que apenas quede rastro del orden filamentario. Esta evolución es esquematizada en la Fig. 5.1.

Asimismo cabe esperar que dichas fluctuaciones disminuyan (se establezca el orden de stripes) en el valor de dopado  $x = 1/8 = 0.125$ . Ello se debe a que los iones dopantes se situarán, en promedio, a las mismas distancias que la periodicidad de las CDW, anulando el orden filamentario.

Precisamente a  $x = 1/8$ , es bien conocido que existe una depresión del valor de la  $T_c$  superconductor, de forma universal en los HTSC. Ello es una evidencia fuerte a favor de la idea de que las fluctuaciones de stripes tienen algún tipo de acoplo con el parámetro de orden superconductor elevando  $T_c$

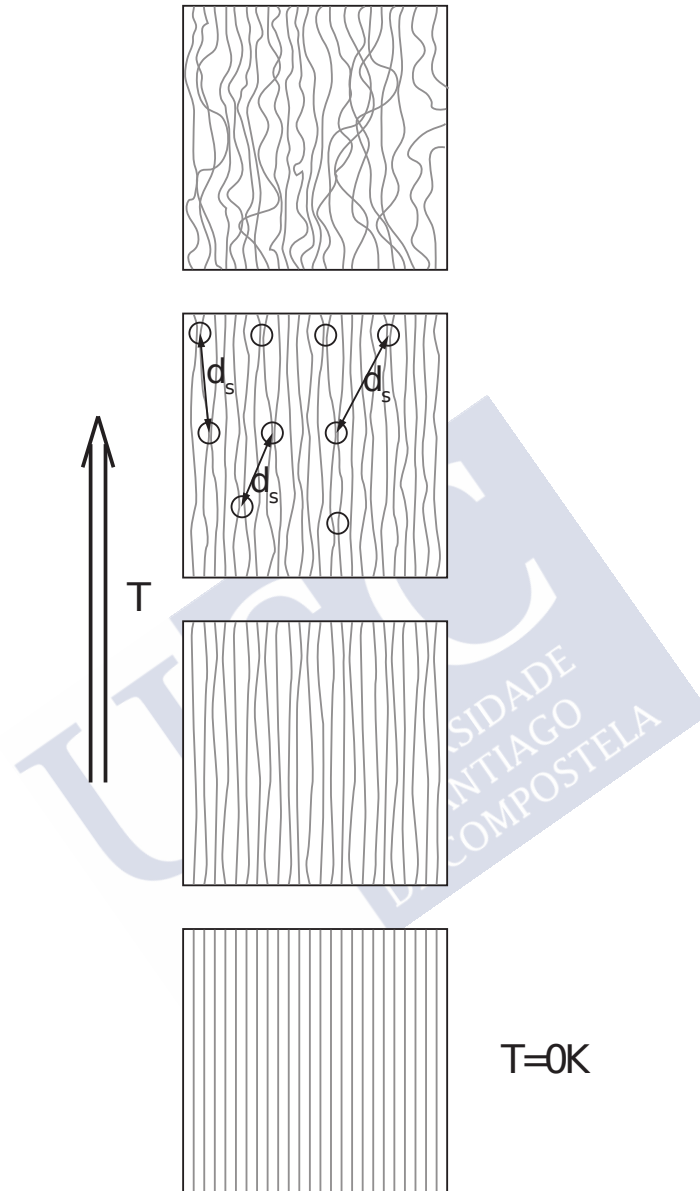


Figura 5.1: Esquema gráfico de la ordenación filamentaria de la PDW y de sus fluctuaciones con la temperatura. Estas líneas de PDW que se extienden por toda la superficie del material, concretamente en  $T = 0K$  estas se alinean de forma paralela. A medida que incrementamos la temperatura estas estructuras lineales sufren fluctuaciones que las deforman y las curvan, lo que da lugar a zonas donde la densidad de la PDW se agrupa en cúmulos, cuya densidad se incrementa conforme crece la temperatura

(pues la ausencia de fluctuaciones de stripes disminuye  $T_c$ ). Nótese que no es tan claro si el orden filamentario perfecto, sin fluctuaciones, sube  $T_c$ , la baja, o le es indiferente, la evidencia es fuerte sólo para las fluctuaciones.

En la sección que sigue plantearemos un modelo en el que reunimos un acoplo energético entre la función de onda superconductor Ginzburg-Landau y las fluctuaciones de stripes, entendidas como cúmulos de CDW que elevan localmente la ventaja energética para el material en convertirse en superconductor (contribución negativa a la energía libre superconductor). Calculamos entonces las fluctuaciones críticas superconductoras resultantes con ese acoplo, y en particular  $\Delta\sigma$ .

## 5.2 Introducción de fluctuaciones de stripes en el funcional de Ginzburg-Landau

### 5.2.1 Funcional GGL con stripes

Comenzamos con el funcional de Ginzburg-Landau para un superconductor sin fluctuaciones de stripes

$$\Delta F_{\text{bare}} = \sum_j \int d^2r a_0 \left[ t |\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 + \xi^2(0) |\nabla_{xy} \psi|^2 \right], \quad (5.1)$$

donde  $t = \ln T/T_{\text{cbare}}$ ,  $T_{\text{cbare}}$  es un valor de temperatura crítica (sin considerar aún efectos de stripes, ver más abajo),  $j$  representa el índice del plano superconductor, hemos despreciado el término de interacción entre planos (aproximación 2D) y los valores  $\psi$  dependen de la posición 2D y del índice del plano  $j$  (así como de  $T$ ).

Vamos a añadir ahora una contribución adicional en el funcional que depende tanto de la posición en espacio real ( $j, \vec{r}$ ) como de la temperatura ( $T$ )

$$\gamma \phi^n |\psi|^2, \quad (5.2)$$

que vamos a denominar término de stripes y, que involucra a 2 parámetros de orden (el propiamente superconductor  $\psi$  y uno propio de stripes  $\phi$ ). En

la Ec. (5.2),  $n$  será un exponente entero y  $\gamma$  una constante de signo positivo o negativo. Introduciendo este término en el funcional obtenemos

$$\Delta F = \sum_j \int d^2r a_0 \left[ t |\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 + \xi^2(0) |\nabla_{xy} \psi|^2 + \gamma \phi^n |\psi|^2 \right]. \quad (5.3)$$

Nótese que una expresión como la Ec. (5.3) ha sido propuesta en, por ejemplo, la Ref. [97] con distintos valores de  $n$  y  $\gamma$ . Sin embargo, la inclusión en ese funcional de efectos de “fluctuaciones” de stripes para con ello calcular  $\Delta\sigma$  será hasta donde sabemos una contribución original de esta Tesis. en este cálculo los valores concretos de  $n$  y  $\gamma$  no parecen jugar ningún papel. Nuestras consideraciones sobre ese funcional nos llevará a unas fórmulas finales que sólo podrán evaluarse en la práctica mediante un algoritmo numérico. En lo que sigue desarrollaremos las principales ecuaciones obtenidas, siempre teniendo en mente que para su evaluación será inevitable el desarrollo de software (ver capítulo siguiente).

### 5.2.2 Funcional GL con fluctuaciones de stripes

Podemos reescribir el funcional Ec. (5.3) de la siguiente forma

$$\Delta F = \sum_j \int d^2r a_0 [f(\psi, \phi) + g(\psi)], \quad (5.4)$$

en donde

$$g(\psi) = \frac{b}{2} |\psi|^4 + \xi^2(0) |\nabla_{xy} \psi|^2, \quad (5.5)$$

y

$$f(\psi, \phi) = t |\psi|^2 + \gamma \phi^n |\psi|^2. \quad (5.6)$$

En esta expresión  $\phi(\vec{r}, T)$  representa el parámetro de orden de stripes y cuya influencia en  $\Delta\sigma$  procedemos a considerar. Para ello, separamos  $\phi$  en dos contribuciones, la dada por su valor de equilibrio,  $\phi_0$  más la dada por sus fluctuaciones (o excitaciones en forma de distorsiones espaciales) que consideramos como pequeñas perturbaciones que decaen según un apantallamiento exponencial típico:

$$\phi = \phi_0 + \sum_i \phi_i, \quad (5.7)$$

con

$$\phi_i = \delta\phi \exp \frac{-|\vec{r} - \vec{r}_i|}{\xi_s}, \quad (5.8)$$

en donde las  $\vec{r}_i$  son las posiciones de cada dislocación de stripes, que consideramos separadas entre ellas una distancia típica  $d_s$ . También,  $\phi_0$  es el valor de equilibrio de  $\phi$ ,  $\delta\phi$  la amplitud de las fluctuaciones y  $\xi_s$  una longitud de apantallamiento. Lógicamente se espera que  $\xi_s$  no sea muy distinta del tamaño de cada stripe (2-4 constantes de red  $\text{CuO}_2$ ; en caso contrario las propias stripes no podrían tener la configuración filamentaria en equilibrio que les da nombre).

Podemos ahora introducir ese desarrollo perturbativo de  $\phi$  en  $\phi_0$  más sus fluctuaciones como

$$\phi^n = \phi_0^n + \phi_0^{n-1} \delta\phi_0 \exp \frac{-|\vec{r} - \vec{r}_i|}{\xi_s} + O(\delta\phi_0^2), \quad (5.9)$$

donde despreciando términos en  $\delta\phi^2$  obtenemos <sup>2</sup>

$$\phi^n \simeq \phi_0^n + A \sum_i \exp \frac{-|\vec{r} - \vec{r}_i|}{\xi_s}, \quad (5.10)$$

con  $A = \phi_0^{n-1} \delta\phi_0$ , lo cual produce

$$f(\psi, \phi) = (t + \gamma\phi_0^n) |\Psi|^2 + \gamma A \sum_i \exp \frac{-|\vec{r} - \vec{r}_i|}{\xi_s} |\Psi|^2. \quad (5.11)$$

Es útil reescribir esto como

$$f(\psi, \phi) = \varepsilon |\Psi|^2 - S(\vec{r}, T) |\Psi|^2, \quad (5.12)$$

donde ahora  $\varepsilon = \ln(T/T_c)$  siendo  $T_c$  la correspondiente incluyendo los efectos de stripes en equilibrio, y  $S(\vec{r}, T) |\Psi|^2$  engloba la energía de las fluctuaciones de stripes. Nótese que el signo negativo en  $S(\vec{r}, T)$  es debido a que en ausencia de fluctuaciones de stripes ( $x = 1/8$ ) la  $T_c$  disminuye y por lo tanto, la contribución energética de este término ha de ser negativa para elevar dicha  $T_c$  para los otros dopajes.

<sup>2</sup>Nótese también que  $\exp^n(-A) = \exp(-nA)$ , es decir que conforme crece  $n$  el valor de la exponencial se hace más pequeño. Esto permite incidir en el argumento de eliminar los términos de orden superior a 1 en  $\delta\phi_0$  como una buena aproximación.

### 5.2.3 Promedio coarse-graining de los efectos de las fluctuaciones de stripes

Para tener en cuenta correctamente tal energía se requieren dos pasos:

i) Por un lado, dado que la separación  $d_s \gg \xi_s$  hace cada fluctuación especialmente independiente de las demás, basta aproximar  $S(\vec{r}, T)$  como la debida a una sola, que por concreción tomamos centrada en el origen

$$S(\vec{r}) \simeq S_0(\vec{r}) = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\xi_s}\right). \quad (5.13)$$

Lógicamente esta aproximación debe aplicarse hasta valores  $\sqrt{x^2 + y^2} < d_s/2$ , a partir de cuyo tamaño de fluctuación otras empezarán a aparecer.

ii) La segunda consideración a realizar es que en el funcional de Ginzburg-Landau la función de onda superconductor  $\psi$  no puede distinguir variaciones espaciales menores que su longitud de coherencia a  $T = 0$ ,  $\xi_{T=0}$ . Por lo tanto, la contribución  $S(\vec{r}, T) |\Psi|^2$  debe substituirse por el promedio “coarse-graining” sobre regiones de tamaño  $\xi_0$ ; operación que pasamos a representar con la notación  $\langle \dots \rangle_{\xi_{T=0}}$ . De este modo,

$$S_0(\vec{r}) \simeq \langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0}. \quad (5.14)$$

En particular,  $\langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0}$  puede ser calculado como

$$\langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0} = \int_{y_0 - \xi_0}^{y_0 + \xi_0} dy \int_{x_0 - \xi_0}^{x_0 + \xi_0} dx \gamma A \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\xi_s}\right) \quad (5.15)$$

si consideramos un área de integración cuadrada o,

$$\langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0} = \int_{y_0 - \xi_0}^{y_0 + \xi_0} dy \int_{x_0 - \sqrt{\xi_0^2 - (y - y_0)^2}}^{x_0 + \sqrt{\xi_0^2 - (y - y_0)^2}} dx \gamma A \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\xi_s}\right) \quad (5.16)$$

si consideramos un área de integración circular.<sup>3</sup> Si bien es posible calcular analíticamente la Ec. (5.15) ó Ec. (5.16) cuando las regiones espaciales

<sup>3</sup>Nótese que si estamos considerando el área de integración como una circunferencia (lo utilizado en esta Tesis salvo cuando se indique lo contrario), la estructura espacial de estas fluctuaciones de stripes promedios forman un patrón hexagonal; si por contra consideramos el área un cuadrado nos encontramos con una red cuadrada.

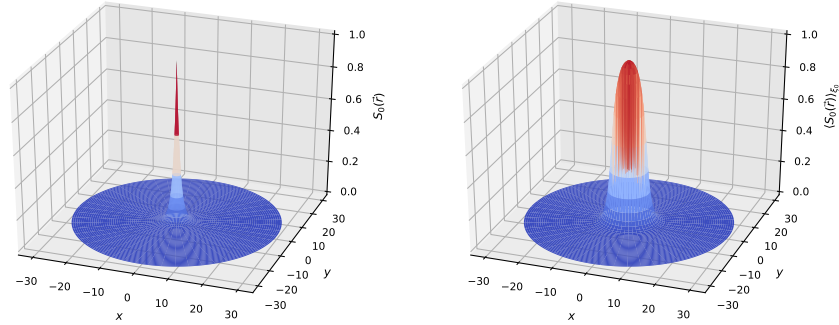


Figura 5.2: Representación espacial de de una fluctuación de stripes, antes del promedio coarse-graining (izquierda) y después del mismo (derecha). El panel de la izquierda muestra la forma de un stripe centrado en el origen y cuya fórmula se corresponde con la ecuación Ec. (5.13). El panel derecho se corresponde con la forma suavizada de un stripe sobre el cual se ha aplicado un promedio tipo “coarse-graining”, ecuación Ec. (5.16) en este caso. Nótese que la altura de ambas figuras se ha normalizado para poder apreciar mejor las diferencias, el promedio suaviza la punta y hace más suaves las caídas.

de integración no incluye el origen, no se obtienen en cambio expresiones manejables cuando hay que considerar dicho origen. Es entonces más operativo calcular estas integraciones numéricamente. La figura 5.2 muestra un ejemplo, siempre correspondiente a una sola fluctuación de stripes (deben naturalmente acumularse otras localizaciones en los demás  $r_i$  separados distancias  $d_s$  entre ellas).

En resumen, vemos que los efectos de stripes y, sobre todo ssu fluctuaciones, determinan un funcional Ginzburg-Landau efectivo para  $\psi$  que incluye los efectos de dichas fluctuaciones según una contribución energética extra que depende de la posición, de forma que la densidad de energía cuadrática en  $\psi$  es

$$f(\psi, \phi) \simeq \varepsilon |\psi|^2 - \langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0} |\psi|^2, \quad (5.17)$$

donde la dependencia en  $\phi$  se ha trasladado en un desplazamiento de  $T_c$  global y transparente para el funcional (de  $t = \ln T/T_{\text{bare}}$  a  $\varepsilon = \ln(T/T_c)$ ) y en un término adicional de estructuración espacial energética, ya promediado en regiones de tamaño  $\xi_0$ . En la sección siguiente abordaremos qué efecto sobre un observable, la paraconductividad, tendrá esta contribución. Antes de ello, es preciso añadir una consideración sobre  $d_s$ .

### 5.2.4 Dependencia de $d_s$ con $T$

Consideremos aquí en más detalle la distancia promedio entre fluctuaciones de stripes,  $d_s$ . Debemos tomarla como  $d_s \gg \xi_s$  (en correspondencia con su carácter perturbativo) y en lo que sigue vamos a suponer que la dependencia con la temperatura del efecto de las stripes se concentra principalmente en la dependencia de  $d_s$  con  $T$  (lo cual implícitamente determina el número de tales fluctuaciones).

De hecho, podemos estimar dicha dependencia como proporcional a  $T^{-1/2}$ : Para ello, razonamos que la energía de excitación térmica  $\propto k_B T$  crece linealmente con  $T$  mientras que el coste energético de una fluctuación de stripes puede esperarse una menor dependencia con la temperatura; entonces esperamos que el número de fluctuaciones de stripes crezca linealmente con  $T$ , y a su vez ello implica (al ser un problema 2D) que  $d_s$  decrezca con su raíz cuadrada. Por tanto escribimos

$$d_s = \xi_s \frac{d_{s0}}{\sqrt{T}}. \quad (5.18)$$

Donde  $d_{s0}$  será una constante tal que  $d_{s0}/\sqrt{T}$  indica la distancia entre cúmulos o fluctuaciones de stripes en unidades de la distancia de apantallamiento  $\xi_s$  (esta elección de normalización por  $\xi_s$  hará que el valor de esta última desaparezca de nuestros análisis experimentales, ver próximo capítulo; consideramos siempre que  $\xi_s$  es esencialmente independiente de la temperatura).

## 5.3 Cálculo de $\Delta\sigma$ incluyendo fluctuaciones de stripes

### 5.3.1 Planteamiento de $\Delta\sigma$ usando la fórmula de medio efectivo

Para calcular  $\Delta\sigma$  con la energía GGL dependiente de la posición como hemos obtenido, vamos a usar la aproximación de medio efectivo de sistemas con desorden

$$\int \frac{\sigma' - \sigma}{\sigma' + \sigma} \omega(\sigma') d\sigma' = 0. \quad (5.19)$$



Donde  $\omega(\sigma')$  es la fracción de muestra con conductividad  $\sigma'$ . Obviamente entonces debemos calcular dicha  $\omega(\sigma')$ , sea en función de  $\sigma'$  o de otra magnitud más conveniente para los cálculos. Enfatizamos ahora que el desorden en Ec. (5.19) no es ahora debido a una distribución de temperaturas críticas como en los análisis por ejemplo de N. Cotón [75, 104–106]. En este caso en la dependencia con la posición de la propia energía libre la que da lugar al desorden. Por ejemplo, dicha dependencia dependerá de  $T$ , vía la distancia  $d_s$ , lo cual evidentemente no sucede en una distribución de  $T_c$ 's:  $T_c$ , y  $\omega(T_c)$ , no dependen de  $T$ .

Obviamente, del cómputo de  $\sigma$  puede derivarse  $\Delta\sigma$  simplemente como  $\Delta\sigma = \sigma - \rho_B^{-1}$ .

### 5.3.2 Introducción del desorden por fluctuaciones de stripes

Para analizar en el cálculo de la Ec. (5.19), es conveniente primero hacer el siguiente cambio de variable

$$\omega(\sigma')d\sigma' = \omega(S')dS', \quad (5.20)$$

con  $S' = \langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0}$  y con periodicidad  $d_s$ . Introduciendo esto en la ecuación de medio efectivo Ec. (5.19) obtenemos

$$\int_0^\infty \frac{\sigma(S') - \sigma}{\sigma(S') + \sigma} \omega(S')dS' = 0, \quad (5.21)$$

en donde  $\omega(S')$  representa la distribución de probabilidad de esta cantidad  $S' = \langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0}$ , que vamos a ver ahora cómo calcular. Enfatizamos que dicha evaluación será numérica vía software, razón por la cual indicamos algoritmos más que fórmulas concretas (que serían poco útiles, de hecho).

Para calcular esta distribución vamos a calcular en primer lugar la distribución acumulada  $\Omega(S')$ , que representa la proporción de muestra con valores de  $S'$  iguales o inferiores a uno determinado. Esta distribución se puede calcular directamente de forma numérica, mediante la forma de  $\langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0}(\vec{r})$ , y obtenemos un comportamiento para  $\Omega(S')$  que puede verse en la Fig. 5.3 (panel izquierdo).

El siguiente paso consiste en obtener la distribución de probabilidad de tener una región de la muestra con una  $\bar{S}_0$  determinada. Esto se puede calcular numéricamente como:

$$\omega(S') = \frac{d\Omega(S')}{dS'}. \quad (5.22)$$

Este valor  $\omega(S')$  nos da cuenta de la distribución de  $\langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0}(\vec{r})$  para diferentes valores de  $S'$ . La forma de esta puede verse en la Fig. 5.3 (panel derecho).

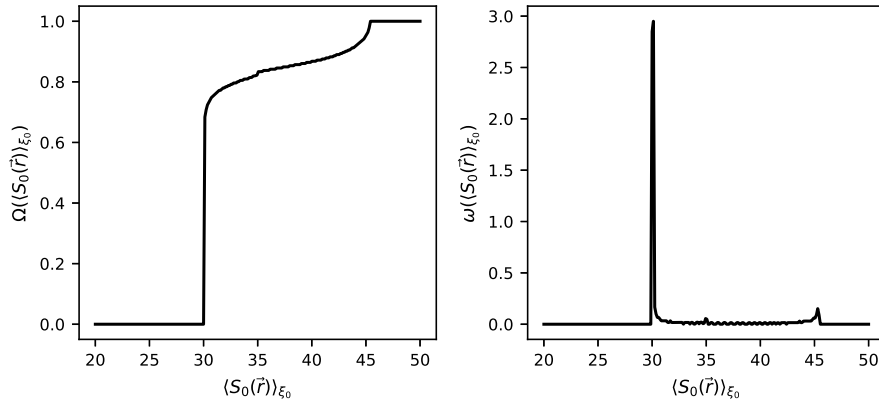


Figura 5.3: Funciones de distribución del parámetro de stripes promediado  $\langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0}$ . El panel izquierdo representa la distribución de probabilidad acumulada. El panel derecho muestra la densidad de probabilidad de la cantidad  $\langle S_0(\vec{r}) \rangle_{\xi_0}$ .

### 5.3.3 Inclusión de inhomogeneidades aleatorias de $T_c$ a causa del desorden intrínseco de dopado

Hemos visto en anteriores secciones (2.2.2) que las muestras reales presentan inhomogeneidades químicas inherentes a la aleatoriedad espacial de los átomos dopantes (Sr) que deben ser tenidas en cuenta en los análisis. Por tanto de cara al análisis de datos es conveniente encontrar una forma de considerar simultáneamente estas contribuciones de origen químico y las contribuciones debidas a los stripes. En la ecuación de medio efectivo Ec. (5.19) podemos

entonces cambiar

$$\omega(\sigma')d\sigma' = \omega(S', T'_c)dS'dT'_c. \quad (5.23)$$

Nótese que esta distribución  $\omega(S', T'_c)$  no se puede expresar simplemente como el producto de dos distribuciones, es decir  $\omega(S', T'_c) \neq \omega(S')\omega(T'_c)$ . En cambio,  $\omega(S', T'_c)$  debe obtenerse como la convolución de  $\omega(S')$  y  $\omega(T'_c)$ . Para ello se usa el resultado (numérico) de la  $\omega(S')$  de la Ec. (5.21) con una distribución Gaussiana de  $T'_c$ 's:

$$\omega(S', T'_c) = \int_{T'_c=0}^{T'_c=\infty} \omega(S') \exp\left(\frac{-(T'_c - \bar{T}_c)^2}{\Delta T_c / (2\sqrt{\ln 2})}\right) dT'_c, \quad (5.24)$$

con  $\omega(S')$  sin considerar las inhomogeneidades de  $T_c$  y evaluada en  $T'_c$ .





## Capítulo 6

Escenario de coexistencia de fluctuaciones críticas y de stripes en HTSC subdopados: Análisis de los datos experimentales con las nuevas expresiones

Muestra	$\bar{T}_{KT}$	$\Delta T_c$	$\bar{T}_{c0}$	$\varepsilon_{LG}$	$\varepsilon^c$	$\xi_s/\xi_{T=0}$	$d_{s0}$	$\phi_0$
LS <sub>0.11</sub> CO	16.1	1.1	17.4	0.010	0.55	0.2	170	160
LS <sub>0.12</sub> CO	13.0	1.4	16.6	0.015	0.55	0.2	180	180
LS <sub>0.13</sub> CO	16.3	2.3	19.6	0.020	0.55	0.2	180	130

Cuadro 6.1: Parámetros empleados en nuestras computaciones de las fluctuaciones GGL con fluctuaciones de stripes. Ver detalles en el texto principal.

El motivo de este capítulo es comparar las predicciones del modelo de fluctuaciones críticas y de stripes recién desarrollado con las mediciones de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  en los HTSC subdopados, preguntándonos si el modelo puede dar respuesta a la incógnita de por qué en dichos HTSC la desaparición de las fluctuaciones críticas sucede a temperaturas reducidas bien mayores que para otros niveles de dopado (o que las predicciones GGL-BCS, sin fluctuaciones de stripes).

Los desarrollos teóricos del capítulo anterior nos han conducido a ecuaciones cuya evaluación numérica precisa de cómputo vía software (principalmente por la necesidad de los promedios coarse-grain y la evaluación de  $\sigma$  vía integración de medio efectivo). El desarrollo del código software correspondiente, aunque siempre laborioso, no ha encerrado dificultades inesperadas. Reproducimos el código final emplado para nuestras evaluaciones al final del capítulo, en la sección 6.2. La sección principal del capítulo (la 6.1) se dedica a presentar y discutir los resultados del cómputo y su comparación con los datos.

## 6.1 Comparación con $\Delta\sigma$ de HTSC subdopados

En las figuras 6.1, 6.2 y 6.3 mostramos los resultados de computar  $\Delta\sigma$  en el modelo de fluctuaciones críticas GGL con cutoff y fluctuaciones de stripes desarrollado en el capítulo 5, usando el código de la sección 6.2. Para esos cálculos deben escogerse valores de los parámetros físicos involucrados, como discutimos a continuación:

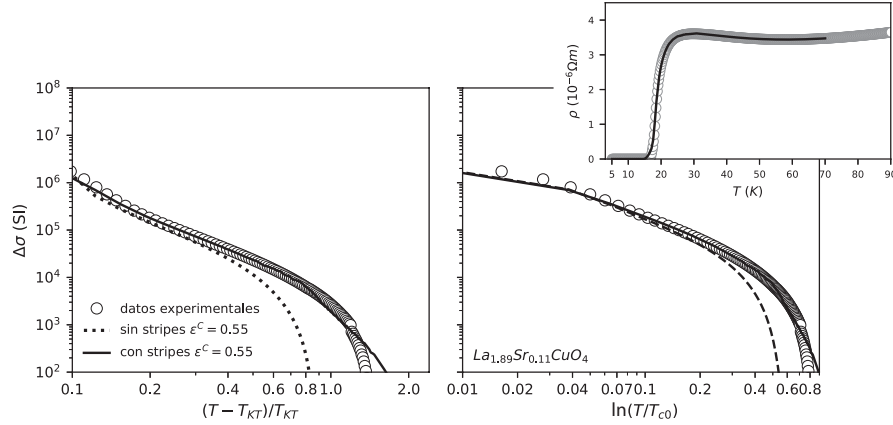


Figura 6.1: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $LS_{0.11}CO$ . En las figuras principales se muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. La línea punteada representa el ajuste al modelo descrito en el capítulo 2 con  $\varepsilon^c = 0.55$ . La línea continua representa el ajuste del modelo de stripes descrito en el capítulo 5, en donde nuevamente  $\varepsilon^c = 0.55$ , como cabría esperar. El inset muestra la resistividad en función de la temperatura. Los datos experimentales están representados por los círculos, la línea punteada representa la resistividad de background, ver sección 2.2.4 para más detalles acerca de como se ha calculado y la línea continua representa el ajuste del modelo del capítulo 5 teniendo en cuenta los efectos de los stripes (PDW).

- Para  $\bar{T}_{KT}$  y  $\Delta T_c$ , al igual que se hizo con el resto de modelos, tomamos los valores fijados por medición ad-hoc vía curva VI (*i.e.*, usando que  $V \propto I^3$  en  $\bar{T}_{KT}$ ) y, respectivamente, susceptibilidad magnética (*i.e.*,  $d\chi/dT$  en la transición).

- Para  $\bar{T}_{c0}$ , tomamos inicialmente el valor propuesto por N. Cotón en sus análisis. Luego variamos ligeramente esos valores (por inspección manual) buscando optimizar el acuerdo con los datos. Los números resultantes son casi idénticos a los obtenidos por N. Cotón ( $\pm 0.2K$ ) y se recogen en la tabla 6.1

- Para  $\varepsilon_{LG}$ , de nuevo partimos de los valores de N. Cotón, sin que hayamos identificado necesidad de variarlo para optimizar al acuerdo con los experimentos (ver tabla 6.1). concluimos que, como era de esperar, la influencia de las fluctuaciones de stripes es pequeña salvo en la región de altas

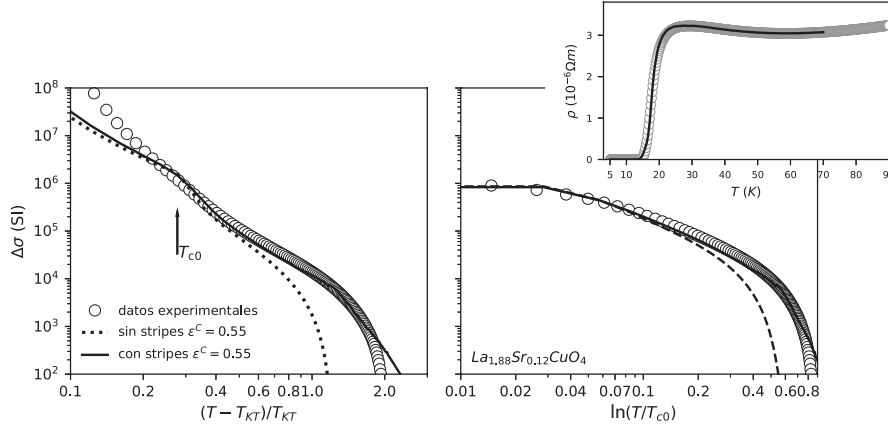


Figura 6.2: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $LS_{0.12}CO$ . En las figuras principales se muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GFL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. La línea punteada representa el ajuste al modelo descrito en el capítulo 2 con  $\varepsilon^c = 0.55$ . La línea continua representa el ajuste del modelo de stripes descrito en el capítulo 5, en donde nuevamente  $\varepsilon^c = 0.55$ , como cabría esperar. El inset muestra la resistividad en función de la temperatura. Los datos experimentales están representados por los círculos, la línea punteada representa la resistividad de background, ver sección 2.2.4 para más detalles acerca de como se ha calculado y la línea continua representa el ajuste del modelo del capítulo 5 teniendo en cuenta los efectos de los stripes (PDW).

$\varepsilon$ , por lo que no afecta mucho a los parámetros como  $\bar{T}_{c0}$  y  $\varepsilon_{LG}$  que dominan los ajustes en  $\varepsilon$  bajos y moderados.

- Para el valor de cutoff hemos usado  $\varepsilon^c = 0.55$  pues uno de nuestros principales objetivos es buscar un modelo que acuerde con los datos sin recurrir a valores de  $\varepsilon^c$  no compatibles con la condición  $\xi(\varepsilon^c) = \xi_{T=0}$  (que conduce a  $\varepsilon^c = 0.55$  con fluctuaciones críticas GGL).

- Los parámetros introducidos por la inclusión de fluctuaciones de stripes son  $\xi_0/\xi_{T=0}$ ,  $d_{s0}$  y  $\gamma_0$ . Los dos primeros dan cuenta del tamaño e interdistancia de las fluctuaciones de stripes (que tienen forma de cúmulos o discos en el modelo; nótese que ambos parámetros cooperan para marcar un porcentaje de muestra ocupada por dichos discos). El tercero  $\gamma_0$ , marca la amplitud de la energía libre aportada por cada cúmulo o fluctuación de stripes (ver Ec. (5.17) y Ec. (5.13)). Los valores numéricos que, por inspec-



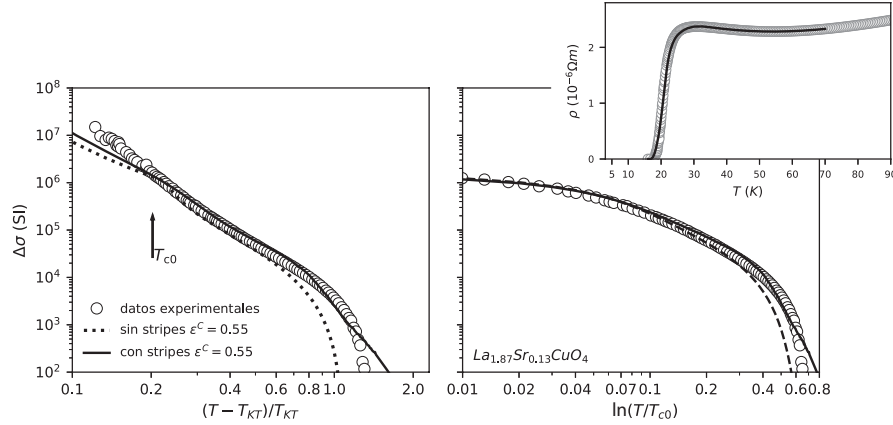


Figura 6.3: Representación de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  para la muestra  $LS_{0.13}CO$ . En las figuras principales se muestran los regímenes de fluctuaciones principales: GGL, figura derecha, y con la región de Kosterlitz-Thouless, figura izquierda. En estas figuras los círculos blancos representan los datos experimentales de referencia, ver capítulo 2. La línea punteada representa el ajuste al modelo descrito en el capítulo 2 con  $\varepsilon^c = 0.55$ . La línea continua representa el ajuste del modelo de stripes descrito en el capítulo 5, en donde nuevamente  $\varepsilon^c = 0.55$ , como cabría esperar. El inset muestra la resistividad en función de la temperatura. Los datos experimentales están representados también por los círculos, la línea punteada representa la resistividad de background, ver sección 2.2.4 para más detalles acerca de como se ha calculado y la línea continua representa el ajuste del modelo del capítulo 5 teniendo en cuenta los efectos de los stripes (PDW).

ción, hemos encontrado que producen un buen acuerdo con los datos son los indicados en la tabla 6.1.

Como puede verse en las Figuras 6.1 a 6.3, el acuerdo con los datos es excelente en todo el rango accesible de  $\varepsilon$  (y de  $\Delta\sigma$ , cubriendo los 4-5 ordenes de magnitud de  $\Delta\sigma$ ) y básicamente el mismo nivel que los obtenidos por N. Cotón sin stripes (pero con valores no físicos  $\varepsilon^c \gg 0.55$ ) así como los obtenidos con el modelo KT extendido a altas temperaturas (pero parámetros discontinuos con el nivel de dopado). Si acaso el acuerdo es algo peor en los ordenes de magnitud más extremos de  $\Delta\sigma$ , lo cual es esperable teniendo en cuenta nuestras aproximaciones (por ejemplo, la aproximación exponencial de la Ec. (5.13)).

Concluimos pues que las fluctuaciones de stripes pueden explicar satisfactoriamente la  $\Delta\sigma$  en los HTSC subdopados.

## 6.2 Código software usado para la computación numérica

El código, escrito en Python, para las computaciones discutidas en este capítulo se presenta abajo:



```

# -*- coding: utf-8 -*-

import numpy as np
import scipy.interpolate as scint
import scipy.integrate as scinte
import scipy.optimize as scop

#PARÁMETROS GENERALES
hbarra=1.05457162853e-34
e=1.6021764874e-19
kB=1.380650424e-23
LZ=np.sqrt(np.log(2))
d=6.6e-10

#PARÁMETROS DE LAS MUESTRAS
dop=np.array([0.11,0.12,0.13])
D_Tc=np.array([1.1,1.4,2.3])
T_onset=np.array([40,40,40,38,38,36,28])
T_KT=np.array([16.1,13.0,16.3])

T_c0=np.array([17.4,16.6,19.6])
DKT=T_c0-T_KT

e_c=0.55
e_LG=np.array([0.010,0.015,0.020])

B0=4

#Curva a calcular índice del dopaje
p=2

# PARÁMETROS DE LOS STRIPES
ji0=5
jis=1
n=1

gamma0=130
ds0=180

partes=10 # PARTICIONES DE LA MALLA 2D

# IMPORTAR LOS DATOS EXPERIMENTALES
# LOS DATOS SON NECESARIOS PARA EXTRAER EL BACKGROUND
D=np.loadtxt('LSCO_0'+str(int(dop[p]*100))+'.csv',delimiter='|',dtype=float)
T=D[:,0]
r=D[:,1]
dr=D[:,2]

# CÁLCULO DEL BACKGROUND (NECESARIO PARA LOS CÁLCULOS)
# EXTRAER LA REGIÓN DE AJUSTE DEL BACKGROUND
T_max=T_onset+50

indices=np.where(T[p]>=T_onset[p])
Ta=T[p][indices]
sa=r[p][indices]
ta=dr[p][indices]

indices=np.where(Ta<=T_max[p])
zona_T_BK=Ta[indices]
zona_r_BK=sa[indices]
zona_dr_BK=ta[indices]

```

```

# CÁLCULO DEL BACKGROUND DE LOS DATOS MEDIANTE UN AJUSTE
# EL AJUSTE SE REALIZA A UN POLINOMIO DE GRADO 2 EN LA DERIVADA
p_der=[]
BK_p3=[]
r_BK=[]
BK=[]

for i in range(len(dop)):
    aj_der=np.polyfit(zona_T_BK[i],zona_dr_BK[i],2)
    p_der.append(aj_der)

    def BKp3(T,a0):
        y=aj_der[0]/3*T*T+aj_der[1]/2*T+aj_der[2]*T+a0
        return y

    v0_p3=[1]
    fit_p3,sfit_p3=scop.curve_fit(BKp3, zona_T_BK[i], zona_r_BK[i], v0_p3)
    BK_p3.append(np.array([aj_der[0]/3,aj_der[1]/2,aj_der[2],fit_p3]))
    r_BK.append(np.polyval(BK_p3[i],T[i]))
    BK.append(scint.interp1d(T[i],np.polyval(BK_p3[i],T[i]),kind='linear'))

p_der=np.array(p_der)
BK_p3=np.array(BK_p3)
r_BK=np.array(r_BK)
BK=np.array(BK)

# EXTRAER EL BACKGROUND DE LOS DATOS
s_f1=1/r-1/r_BK

# FUNCIONES DE MEDIO EFECTIVO
def Distribucion(Tc,Delta_Tc,Tc0):
    W=1/Delta_Tc*np.exp(-((Tc-Tc0)/(Delta_Tc/2/l2))**2)
    return W

def AL(T,Tc,ec):
    epsilon=np.log(T/Tc)
    A=(e*e)/(16*hbarra*d)
    s=A/epsilon*(1-(epsilon/ec)**2)
    return s

def BKT(T,Tc,TKT,b0,ec,eLG):
    A=AL(Tc*np.exp(eLG),Tc,ec) \
        /(((np.exp(np.sqrt(4*(Tc-TKT)*b0/(Tc*np.exp(eLG)-TKT))))))
    s=A*np.exp(np.sqrt((4*b0*(Tc-TKT))/(T-TKT)))
    return s

def Delta_sigma(T,Tc,DKT,b0,ec,eLG):
    if T>=Tc*np.exp(ec):
        Ds=0
    elif T<Tc*np.exp(ec) and T>=Tc*np.exp(eLG):
        Ds=AL(T,Tc,ec)
    elif T<Tc*np.exp(eLG) and T>Tc-DKT:
        Ds=BKT(T,Tc,Tc-DKT,b0,ec,eLG)
    elif T<=Tc-DKT:
        Ds=BKT(Tc-DKT+0.01,Tc,Tc-DKT,b0,ec,eLG)
    return Ds

```

```

def Sigma(T,Tc,DKT,b0,ec,eLG):
    s=1/BK[p](T)+Delta_sigma(T,Tc,DKT,b0,ec,eLG)
    return s

def Medio_efectivo(Tc,conductividad,Tc0,Delta_Tc,T,DKT,b0,ec,eLG):
    W=Distribucion(Tc,Delta_Tc,Tc0)
    I=W*(Sigma(T,Tc,DKT,b0,ec,eLG)-conductividad) \
      /(Sigma(T,Tc,DKT,b0,ec,eLG)+2*conductividad)
    return I

def Int_ME(conductividad,Tc0,Delta_Tc,T,DKT,b0,ec,eLG):
    I=scinte.quad(Medio_efectivo,Tc0-3*Delta_Tc,Tc0+3*Delta_Tc,
                  args=(conductividad,Tc0,Delta_Tc,T,DKT,b0,ec,eLG))
    return I[0]

def solve_ME(T,Tc0,Delta_Tc,DKT,b0,ec,eLG):
    x0=Delta_sigma(T,Tc0,DKT,b0,ec,eLG)
    sigma=scop.fsolve(Int_ME,x0,
                      args=(Tc0,Delta_Tc,T,DKT,b0,ec,eLG))[0]
    return sigma

# FUNCIONES PARA MEDIO EFECTIVO CON STRIPES
def Medio_efectivo_stripe(Tc,conductividad,Tc0,Delta_Tc,T,DKT,b0,ec,eLG):
    W=Distribucion_stripes(Tc)
    I=W*(Sigma(T,Tc,DKT,b0,ec,eLG)-conductividad) \
      /(Sigma(T,Tc,DKT,b0,ec,eLG)+conductividad)
    return I

def Int_ME_stripe(conductividad,Tc0,Delta_Tc,T,DKT,b0,ec,eLG):
    I=scinte.quad(Medio_efectivo_stripe,Tc0-3*Delta_Tc,40,
                  args=(conductividad,Tc0,Delta_Tc,T,DKT,b0,ec,eLG))[0]
    return I

def solve_ME_stripe(T,Tc0,Delta_Tc,DKT,b0,ec,eLG,norm):
    x0=Sigma(T,Tc0,DKT,b0,ec,eLG)
    sigma=scop.fsolve(Int_ME_stripe,x0,
                      args=(Tc0,Delta_Tc,T,DKT,b0,ec,eLG))[0]
    return sigma

# FUNCIÓN DE STRIPE 2D
def stripe(x,y):
    F=gamma0*np.exp(-np.sqrt(x**2+y**2)/jis)
    return F

# TEMPERATURAS DONDE CALCULAR LAS FLUCTUACIONES
Tr_low=np.arange(np.min(T[p]),19,0.5)
Tr_trans=np.arange(19.2,40,0.2)
Tr_up=np.arange(41,71,1)

Tr=np.concatenate((Tr_low,Tr_trans,Tr_up))

s_ME=[]
s_ME_tail=[]
s=[]
for temp in Tr:

# ds VARIABLE CON T
ds=ds0/np.sqrt(temp)

```

```

# MALLA 2D DONDE CALCULAR LOS STRIPES
x=np.linspace(-ds,ds,2*partes)
y=np.linspace(-ds,ds,2*partes)
X,Y=np.meshgrid(x,y)

interval_r=(ds)/partes #DELTA r

print(temp)

# MATRIZ DEL STRIPE PROMEDIO EN ji0
Stripe_R=np.zeros((len(x),len(y)))
for i in range(len(x)):
    for j in range(len(y)):
        x0=x[i]
        y0=y[j]
        Stripe_R[i,j]=1/np.pi/(ji0**2)*scintegrate.dblquad(stripe,y0-ji0,y0+ji0,
            lambda x:x0-np.sqrt(ji0**2-(x-y0)**2),
            lambda x:x0+np.sqrt(ji0**2-(x-y0)**2))[0]

# CONVERTIR A STRIPE CIRCULAR
for i in range(len(x)):
    Ind=np.where(np.sqrt(X*X+Y*Y)[i]>=ds)[0]
    Stripe_R[i][Ind]=2000

# FUNCIONES PARA CONVOLUCIONAR
Tcm,TcM,particiones=[0,100,1000]
Tcs=np.linspace(Tcm,TcM,particiones)

# CONVOLUCIÓN DE STRIPES
def stripe_T(Tc,Tcmed,Ir,gamma0,JI0,JIs,N):
    Tcm,TcM,part=[np.min(Tc),np.max(Tc),len(Tc)]
    Acumulada=np.zeros(len(Tc))

    interval=((TcM-Tcm)/part)

    tamaño_stripe=len(np.where((Ir+Tcmed)<=1900)[0])

    for i in range(len(Tc)):
        Acumulada[i]=len(np.where((Ir+Tcmed)<=Tc[i])[0])/tamaño_stripe

    Dist=np.gradient(Acumulada,interval)
    Norm=np.sum(Dist*interval)
    return Dist/Norm,Acumulada

# CONVOLUCIÓN GAUSSIANA
def gauss(Tc,Tc0,DTc):
    f=1/DTc*np.exp(-((Tc-Tc0)/(DTc/2/l2))**2)
    return f

# FUNCIÓN DE CONVOLUCIÓN
def conv(Tc,Tcmed,Ir,gamma0,JI0,JIs,N,Tc0,DTc):
    d_stripes=stripe_T(Tc,Tcmed,Ir,gamma0,JI0,JIs,N)
    d_inh=gauss(Tc0,Tc,DTc)
    return d_stripes*d_inh

intervalo_Tc=(TcM-Tcm)/particiones #DELTA Tc

```

```

# CONSTRUIR DISTRIBUCIÓN FINAL
Distribucion_final=np.zeros(len(Tcs))
for i in range(len(Tcs)):
    Distribucion_final[i]=np.sum(conv(Tcs,T_c0[p],Stripe_R,gamma0,
        ji0,jis,n,Tcs[i],D_Tc[p])*intervalo_Tc)

Distribucion_final=Distribucion_final \
    /np.sum(Distribucion_final*intervalo_Tc)

# FUNCIÓN DE DISTRIBUCIÓN TOTAL
DIST=scint.interpld(Tcs,Distribucion_final,kind='linear')
def Distribucion_stripes(Tc):
    W=DIST(Tc)
    return W

# SIN INHOMOGENEIDADES QUÍMICAS Y SIN STRIPES
s=Sigma(temp,T_c0[p],DKT[p],B0,e_c,e_LG[p])

# CON INHOMOGENEIDADES QUÍMICAS Y SIN STRIPES
s_ME=solve_ME(temp,T_c0[p],D_Tc[p],DKT[p],B0,e_c,e_LG[p])

# CON INHOMOGENEIDADES QUÍMICAS Y CON STRIPES
s_ME_stripes=solve_ME_stripe(temp,T_c0[p],D_Tc[p],DKT[p],B0,e_c,e_LG[p])

# EXTRAER LAS FLUCTUACIONES DE LOS CÁLCULOS

# SIN INHOMOGENEIDADES QUÍMICAS Y SIN STRIPES
s=s-1/BK[p](Tr)

# CON INHOMOGENEIDADES QUÍMICAS Y SIN STRIPES
S_fl_ME=s_ME-1/BK[p](Tr)

# CON INHOMOGENEIDADES QUÍMICAS Y CON STRIPES
S_fl_ME_tail=s_ME_tail-1/BK[p](Tr)

```





# Conclusiones de la Parte I



En resumen, en esta Parte I del trabajo hemos estudiado la transición al régimen superconductor de la resistencia eléctrica de los HTSC para distintos niveles de dopado, en particular teniendo en cuenta las interrelaciones entre sus fluctuaciones críticas y los efectos de desorden, no sólo debidos a inhomogeneidades aleatorias del nivel de dopado sino también a variaciones espaciales de un parámetro de orden simultáneo al propiamente superconductor (principalmente, el debido a “stripes” o estructuraciones filamentosas de carga y spin, esperables en cupratos subdopados). Asimismo se han considerado los efectos de fluctuaciones de fase tipo vórtice-antivórtice, extendiendo su cálculo a regiones de alta temperatura ya dentro del régimen de corta longitud de coherencia.

Confrontadas con mediciones existentes en el HTCS prototípico  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , nuestras predicciones muestran un excelente acuerdo experimental que se extiende a todo el rango de dopado estudiado, a los  $\sim 5$  órdenes de magnitud de  $\Delta\sigma$  que abarcan las medidas, y a un rango de temperaturas que va desde el pie de la transición hasta la desaparición de las fluctuaciones a altas temperaturas.

Estas comparaciones sugieren varias consecuencias relevantes para la comprensión general de los HTSC, entre las que, por su amplio impacto, destacamos tres:

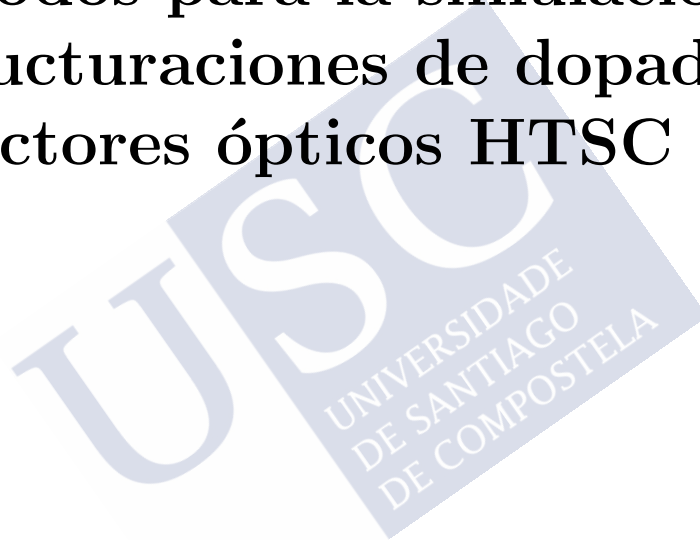
- La existencia de una transición de acoplo vórtice-antivórtice a temperaturas muy cercanas al estado superconductor.
- La existencia de un régimen de fluctuaciones superconductoras a altas temperaturas dominadas por efectos de corte en energía (o equivalentemente por la limitación dada por el principio de incertidumbre al tamaño mínimo de una fluctuación superconductoras).
- La fuerte influencia del desorden de stripes en el régimen subdopado ( $x \lesssim 0.16$ ) que incrementa en ellos la extensión de la mencionada región de fluctuaciones superconductoras a alta temperatura respecto a los dopados óptimos y sobredopados ( $x \gtrsim 0.16$ ).

PARTE II - DISEÑO DE ESTRUCTURACIONES DE DOPADO EN HTSC PARA MATERIALES SENSORES ÓPTICOS BOLOMÉTRICOS



## Capítulo 7

# Métodos para la simulación de estructuraciones de dopado en detectores ópticos HTSC TES



En esta Parte II de la tesis procedemos a presentar nuestros estudios para encontrar diseños optimizados de micro/nano-estructuración y patroneado de dopado en películas delgadas de HTSC que mejoren sus propiedades como materiales sensores ópticos en detectores de tipo bolométrico resistivo (HTSC TES). Para ello, en este capítulo, en primer lugar, hacemos una descripción de los principales parámetros operacionales de un bolómetro, y por tanto de las ecuaciones a optimizar. También en este capítulo describimos los procedimientos que hemos empleado para hacer las simulaciones numéricas necesarias para esas optimizaciones.

## 7.1 Descripción y ecuaciones para los principales parámetros operativos de un bolómetro HTSC TES

Como se ha comentado en la Introducción de la tesis, un bolómetro (superconductor o no) consiste básicamente en un material absorbente de la luz conectado mediante un enlace térmico a un baño termostático [110,129–144]. La incidencia de luz hace que el sensor se caliente y con ello varíe alguna de sus propiedades (típicamente su resistencia eléctrica) lo cual sirve para medir la potencia óptica incidente. Cuando cesa la incidencia de luz (sea por intermitencia de la fuente o por acción de un obturador) el sensor vuelve a la temperatura del baño termostático. Cuando los bolómetros se basan en superconductores cerca de su transición resistiva, se conocen también como *transition-edge sensors* (TES), y si el material sensor es un superconductor cuprato de alta temperatura lo denominaremos HTSC TES [110,129–144].

Por concreción, en este trabajo consideraremos HTSC TES en los que su resistencia eléctrica se mida aplicando una corriente eléctrica constante (*I-bias*) lo bastante baja como para considerarlos en el régimen óhmico. Asimismo, consideraremos el diseño térmico más sencillo, en que el sustrato sobre el que se crece el HTSC esté en contacto directo con el líquido criogénico.

Dado que el principio de funcionamiento de un HTSC TES se basa en el incremento de la resistencia eléctrica  $R$  con la temperatura  $T$  (que a su

vez crece a causa de la radiación incidente en el sensor) una característica fundamental es el rango de temperaturas ( $T^-$  a  $T^+$ ) en el cual el incremento de  $R$  es grande y lineal con la temperatura (otra característica deseable en los bolómetros). En particular, definimos el *intervalo de temperatura operativa* como la diferencia [110, 129–144]

$$\Delta T = T^+ - T^-, \quad (7.1)$$

Nótese que la temperatura  $T^-$  (llamada también *temperatura operativa* o de operación) debe ser aquella a la cual el sensor se mantenga en ausencia de radiación incidente (y por tanto se simplificará la parte criogénica del dispositivo global si es  $T^- = 77\text{K}$  o  $T^- = 4.2\text{K}$ , que son respectivamente los valores de ebullición del Nitrógeno líquido y del Helio líquido a presión atmosférica).

Otro parámetro crucial es el llamado *coeficiente térmico de la resistencia* o TCR, dado por [129–133]

$$\text{TCR} = \left| \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \right|, \quad (7.2)$$

y que en nuestro caso puede ser calculado como

$$\text{TCR} = \frac{R(T^+) - R(T^-)}{R(T^-) \Delta T}. \quad (7.3)$$

Evidentemente, la sensibilidad del bolómetro será mayor cuanto mayor sea TCR si el resto de parámetros son constantes. En particular, es de interés calcular cuál será la potencia mínima que el sensor sería capaz de detectar. Para ello debe suponerse un umbral de variación de  $R$  que corresponda al mínimo medible, a través de TCR calcular su correspondiente incremento térmico y correspondiente potencia óptica incidente. También es de interés el cálculo de la potencia máxima medible, es decir, aquella que consigue elevar  $T$  lo bastante como para sacar al bolómetro de su rango operativo.

Para calcular dichas  $P^{\min}$  y  $P^{\max}$  es habitual partir de la ecuación equilibrio térmico [110, 129–144]

$$P + I^2 R = (T - T^-)G, \quad (7.4)$$

donde  $P$  es la potencia óptica incidente,  $I^2R$  una contribución por autocalentamiento al medir la resistencia,  $(T - T^-)G$  es la potencia disipada hacia el criobañó y  $G$  la conductancia térmica entre la película y dicho bañó. Entonces  $P^{\max}$  puede calcularse directamente de dicha ecuación haciendo  $T = T^+$ , es decir:

$$P^{\max} + I^2R(T^+) = \Delta TG(T^+), \quad (7.5)$$

donde hemos explicitado las eventuales dependencias con la temperatura de  $R$  y  $G$ .

A su vez, para calcular  $P^{\min}$ , debemos estipular cuál será el umbral de variación de  $R$  medible en nuestro dispositivo. Así, por ejemplo, es razonable un umbral  $\mu = \delta R/R = 10^{-3}$ , realista teniendo en cuenta que un buen voltímetro en condiciones de laboratorio suele ser incluso un orden de magnitud más preciso que esa cifra (suele poder medir variaciones de voltaje de una parte en diez mil). Con ello puede escribirse:

$$P^{\min} = \frac{G(T^-)\mu}{\text{TCR}} - I^2R(T^-), \quad (7.6)$$

donde la contribución del segundo sumando será despreciable para intensidades lo bastante bajas.

Un parámetro crucial en el diseño de cualquier sensor es su rango dinámico DR, o ratio entre las potencias máxima y mínima medibles: [129–133]

$$\text{DR} = \frac{P^{\max}}{P^{\min}}. \quad (7.7)$$

En realidad, pocas veces DR se expresa directamente como tal ratio, sino que suele presentarse en decibelios dB o en pasos EV (los *exposure values* comunes en la industria de la fotografía) que son unidades logarítmicas correspondientes a:

$$\text{DR (en unidades dB)} = 10 \log_{10} \left( \frac{P^{\max}}{P^{\min}} \right) \text{ dB} \quad (7.8)$$

y

$$\text{DR (en unidades EV)} = \log_2 \left( \frac{P^{\max}}{P^{\min}} \right) \text{ EV}. \quad (7.9)$$



(Así pues un incremento de 10 dB supone aumentar  $P^{\max}/P^{\min}$  un orden de magnitud, mientras que un incremento de 1 EV corresponde a doblar ese cociente).

Como ya se ha comentado en parte, en este trabajo consideraremos por concreción dispositivos HTSC TES siempre con el mismo diseño criogénico, dado que nuestro propósito es realizar una optimización de Ciencia de Materiales para el compuesto sensor, y por tanto conviene comparar nuestras optimizaciones del material usando siempre un mismo diseño común, y básico, de dispositivo. En particular, consideraremos siempre que la película delgada de HTSC tiene un espesor de 100 nm y que su sustrato es siempre  $\text{SrTiO}_3$  y de espesor 1 mm. Para el área de la película consideramos una pequeña superficie de sólo  $(6 \mu\text{m})^2$ . La razón es que ese tamaño es suficiente para definir patroneados y a la vez es manejable por nuestros ordenadores para las simulaciones numéricas que seguirán. En cualquier caso tales dimensiones son las necesarias para construir en aprox.  $1\text{cm}^2$  un sensor de 1 megapixel. Se considera tal sustrato en contacto directo con un criobañero, situación para la cual los valores de  $G$  para tal tipo de sustrato están disponibles en la literatura. [110, 129–144] Nótese aquí que, lógicamente, el criobañero en sí será diferente dependiendo de  $T^-$  (nitrógeno líquido para  $T^- \sim 77$  K y helio líquido para  $T^- \sim 4.2$  K). Finalmente, suponemos que la medida de la resistencia se hace a corriente constante de  $0.6 \mu\text{A}$ , un valor típico en algunas implementaciones y que corresponde con una densidad de corriente  $j = 10^2 \text{A}/\text{cm}^2$ , bien dentro del régimen óhmico en todo el rango de temperaturas que se va a considerar (ver Parte I).

## 7.2 Métodos de simulación computacional por elementos finitos

Para calcular las curvas resistivas de cada microbolómetro, hemos usado software de desarrollo propio que hemos ejecutado en el clúster computacional de nuestro laboratorio. El software plantea una malla cuadrada de resistores y utiliza un método matricial clásico para resolver el circuito numéricamente a cada temperatura  $T$ . En general, la película HTSC se ha modelizado como una malla de  $200 \times 200$  monodominios, donde cada mono-

dominio  $i$  tiene su propio dopado  $p_i$ , y por lo tanto su propia  $T_{ci}$  y curva resistiva. Para obtener cada resistencia  $R_i(T, p_i)$  a cada temperatura  $T$  hemos usado las ecuaciones descritas en la parte I de este trabajo (y repasadas muy someramente en la sección siguiente), correspondientes a un dominio con una sola temperatura crítica. La estructura de variaciones intrínsecas de  $T_c$  debida a la aleatoriedad del dopado debe reproducirse por lo tanto en la asignación de temperaturas críticas a cada nodo  $i$ . Además tal asignación debe tener en cuenta, obviamente, los posibles patroneados externamente impuestos que deseemos testear.

El modelo software también incluye una fuente de corriente y un voltímetro, conectado con contactos de resistencia nula a la muestra, siendo obtenido  $R(T)$  de la película como el cociente  $V/I$ . Calcular la matriz requiere invertir numéricamente, para cada temperatura, la matriz *sparse* de 40001x40001 elementos que reproduce la malla de corrientes. Este es un cálculo pesado, por lo cual en los casos en que ha sido viable el tamaño de la matriz se ha reducido respecto de ese máximo abordable por nuestros ordenadores, siempre haciendo comprobaciones de que el resultado final no varía por ello.

Hemos realizado estos cálculos con los siguientes valores numéricos representativos de los compuestos HTSC: Para el área de un elemento finito hemos usado  $(30 \text{ nm})^2$ , que es tamaño que se espera que corresponda a una inhomogeneidad del dopado. [26, 105, 125] Entonces, la superficie simulada del microbolómetro es  $(6 \mu\text{m})^2$  (un sensor de 1-megapixel formado por un microbolómetro de esos píxeles ocuparía  $(6 \text{ mm})^2$  más el área necesaria para los contactos de mediciones, una extensión tecnológicamente aceptable). Para el espesor de la película hemos usado 100 nm.

### 7.3 Resistencia eléctrica de cada nodo de la malla de elementos finitos

Obviamente la mencionada simulación computacional de la película de HTSC en que cada nodo  $i$  tiene distinto dopado  $p_i$  (y con ello temperatura crítica  $T_{ci}$  por ejemplo) no sería posible de no contar con una modelización para

	$s$ (Å)	$\varepsilon^c$	$\varepsilon_{\text{LG}}$	$T_{c0} - T_{\text{KT}}$ (K)	Background
$\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$	6.6	0.55	0.02	2	Ref. [24]
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	5.85	0.55	0.02	2	Ref. [117]

Cuadro 7.1: Para  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ , estos parámetros corresponden a los ajustes del capítulo 2, ya que producen unos ajustes exactos para el caso sobredopado (el usado aquí). Para  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , estos parámetros (ver también en el texto principal la adaptación de la ecuación para  $\Delta\sigma_{\text{GGL}}$  a su caso con  $\xi_c(0) \neq 0$ ) producen también un excelente acuerdo fenomenológico con las medidas, como puede verse en la Fig. 8.3.

la resistencia (o equivalentemente resistividad) de dichos nodos en función de su dopado. Este requerimiento se solapa de forma evidente con nuestros resultados en la Parte I de esta Tesis, sobre todo en lo que respecta a las contribuciones de redondeo de la transición (fluctuaciones críticas).

Así pues, la resistividad eléctrica  $\rho_i$  de cada nodo se obtiene de la acumulación de dos contribuciones

$$\rho_i = \rho_{iB} + \Delta\sigma_i^{-1}, \quad (7.10)$$

donde  $\rho_{iB}$  es el background del estado normal y  $\Delta\sigma_i$  la paraconductividad debida a fluctuaciones superconductoras, ambas contribuciones evaluadas para el dopado del nodo  $p_i$ .

La contribución de la paraconductividad ha sido ampliamente considerada en la parte I de este trabajo y emplearemos las ecuaciones allí descritas. Para ello, usaremos los parámetros descritos en la Tabla 7.1 para los materiales  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$  y  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Dos comentarios son necesarios al respecto:

En primer lugar, el compuesto  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  no es un HTSC comunmente considerado como bidimensional, sino laminar con amplitud de la longitud de coherencia interplanar  $\xi_c(0)$  del orden de 1 Å. Por ello para la contribución GGL de la paraconductividad  $\Delta\sigma$  hemos usado la siguiente expresión, calculado por C. Carballeira y colaboradores en [35], equivalente a la Ec. (2.6) para el caso bidimensional pero que tiene en cuenta esas débiles interacciones interlaminares:

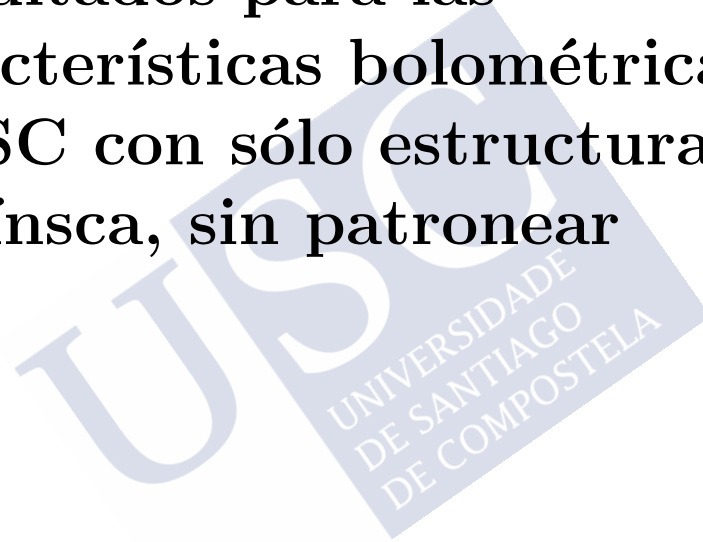
$$\Delta\sigma_{\text{GGL}} = A_{\text{LD}} \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \left( 1 + \frac{B_{\text{LD}}}{\varepsilon} \right)^{-1/2} - \frac{2}{\varepsilon^c} + \frac{\varepsilon + B_{\text{LD}}/2}{(\varepsilon^c)^2} \right\} \quad (7.11)$$

con  $A_{LD} = e^2/(8\hbar s)$  y  $B_{LD} = (4\xi_c(0)/s)^2$ , donde  $s$  es la distancia de repetición de la estructura de planos de  $\text{CuO}_2$  ( $=5.85\text{\AA}$  en  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ). La amplitud de la contribución KT de la paraconductividad se hace consecuentemente continua con dicha  $\Delta\sigma_{GGL}$ , igual que en el caso 2D.

En segundo lugar debe decirse que, la variación del dopado en el compuesto  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  por las técnicas de patroneado disponibles se consigue normalmente a través de la variación del contenido de oxígeno (y no de estroncio como fué hecho en [75, 104–106]). Nótese que no se espera que ello afecte a los resultados de  $T_c(p)$ , ni de  $\Delta\sigma(p)$ . Sí afecta ligeramente al background de cada dopado  $p$ , posiblemente debido a diferente scattering de los iones de oxígeno y estroncio, sobre todo en la amplitud de la variación con la temperatura (más que en la forma funcional de dicha variación) [111, 127]. Por tanto, para modelizar el background en función del dopado en el compuesto  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$  hemos tomado los datos al respecto de [24], y construido una función de interpolación. Hemos observado que dichos datos son más coherentes entre sí en la zona de materiales de sobredopado, y por ello las estructuraciones consideradas para el  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$  se corresponden a esa región. (Para el caso del  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , ese background ha sido tomado de [117], y siempre consideraremos muestras subdopadas pues es la única región accesible químicamente).

## Capítulo 8

**Resultados para las  
características bolométricas de  
HTSC con sólo estructuración  
intrínscas, sin patronear**



Hasta nuestro conocimiento, por el momento los trabajos de los distintos autores presentando implementaciones de HTSC TES [129–144] siempre han empleado composiciones con dopado óptimo, maximizando  $T_c$ . Estas son también composiciones en las que pequeñas variaciones de dopado no afectan apenas al valor de  $T_c$  (precisamente por situarse en un máximo de  $T_c(p)$ , en el que  $dT_c/dp \simeq 0$ ). Entonces, tales materiales pueden considerarse como de nivel de estructurado despreciable, o no estructurados.

Así pues, una primera estructuración elemental que debe considerarse antes de proceder con patroneados alcanzables con técnicas más sofisticadas es simplemente calcular las características bolométricas de una película HTSC con un solo dopado nominal  $\bar{p}$ , uniforme en toda la muestra, pero correspondiente a un valor no óptimo ( $\bar{p} \neq 0.155$ ). En ese caso, la estructuración será simplemente la intrínseca debida a la inevitable aleatoriedad de la posición de los iones dopantes (oxígeno en el caso del  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , y oxígeno o estroncio en  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ). Como se ha visto en la parte I, dicha aleatoriedad corresponde a una distribución Gaussiana (de anchura también calculable, como fue demostrado en [25–28, 111], en base a promedios coarse-graining sobre dominios de tamaño el recorrido libre medio, ver también parte I de esta tesis).

Hemos realizado simulaciones de la transición resistiva de tales HTSC con estructuración sólo intrínseca, sin patrones externamente añadidos, introduciendo en nuestro software de elementos finitos mapas espaciales aleatorios de dopado con una distribución Gaussiana centrada en un valor nominal  $\bar{p} \neq 0.155$  uniforme y anchura  $\Delta p$  correspondiente al valor intrínseco. Los resultados se muestran en las Figs. 8.1 y 8.2, y un resumen numérico de las principales características bolométricas obtenidas se dan en las Tablas 8.1 y 8.2.

Antes de comentar estos resultados, conviene comentar que en estas gráficas se muestra también, como líneas continuas, los resultados de calcular estas transiciones usando integraciones de medio efectivo, posibles con estas distribuciones Gaussianas intrínsecas como se ha visto en la Parte I. El acuerdo es excelente y confirma la validez del método de elementos finitos (que es computacionalmente más lento pero será más versátil en las posibles estructuraciones abordables). También se muestra en la Fig. 8.3 que estos cálculos se comparan favorablemente con las mediciones experimentales dis-

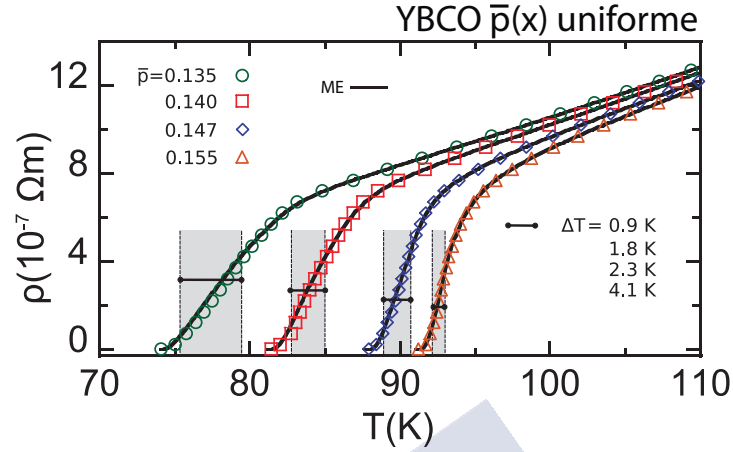


Figura 8.1: Representación de la resistividad obtenida para muestras de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  uniformes con diferentes niveles de dopado. Los puntos representan los resultados de las simulaciones, particularmente los triángulos corresponden a la muestra sin estructuración. La línea continua representa la aproximación de Medio efectivo. La zona sombreada corresponde con la región de comportamiento lineal, cuya importancia puede verse en el texto principal.

ponibles en  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  con distintos dopados, confirmando que también en este compuesto las ecuaciones son fenomenológicamente precisas, que es lo relevante para los propósitos de esta Parte 2 de la tesis.

## 8.1 Resultados para $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Como puede verse en la Figura 8.1, y tabla 8.1, el principal efecto de considerar  $\bar{p} \neq 0.155$  pero uniforme es simplemente variar la temperatura operativa  $T^-$ , lo cual puede ser útil para simplificar el montaje criogénico (acercando su valor a 77 K). Sin embargo, los cambios de los demás parámetros bolométricos son sólo moderados, y no siempre positivos. Así, por ejemplo comparando con el caso sin estructurar los números del dopado nominal 0.135 (el que lleva  $T^-$  al valor más conveniente), la anchura  $\Delta T$  aumenta un factor  $\sim 4$  y  $P^{\max}$  un factor  $\sim 5$ , pero la TCR disminuye un 30% y el rango dinámico solo aumenta una unidad EV (pues el cambio de  $P^{\max}$  se ve compensado por otro similar de  $P^{\min}$ )

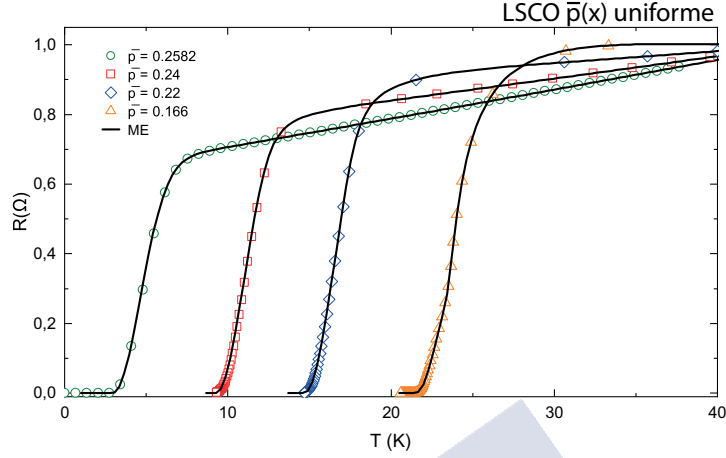


Figura 8.2: Representación de la resistividad obtenida para muestras de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  uniformes con diferentes niveles de dopado. Los puntos representan los resultados de las simulaciones, particularmente los triángulos corresponden a la muestra sin estructuración. La línea continua representa la aproximación de Medio efectivo.

## 8.2 Resultados para $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$

En este caso también el principal efecto de considerar  $\bar{p} \neq 0.155$  pero uniforme es variar la temperatura operativa  $T^-$ , en este caso permitiendo acercarla al valor 4.2 K conveniente para criogenia basada e Helio líquido. De nuevo el resto de parámetros bolométricos no varían radicalmente, y no siempre a mejor. De nuevo, comparando el dopado que lleva  $T^-$  al valor más conveniente (en este caso  $\bar{p} = 0.26$  y  $T^- = 4.2\text{K}$ ) con el caso sin estructurar, la anchura  $\Delta T$  aumenta aproximadamente medio Kelvin<sup>1</sup> y TCR un factor  $\sim 1.5$ , pero  $P^{\max}$  desploma su valor (debido a la variación con  $T$  de la conductividad  $G$  a esas muy bajas temperaturas). También  $P^{\min}$  baja mucho, lo cual lleva a un rango dinámico aproximadamente 1.5 pasos EV mayor que el caso no estructurado, pero siempre pasando la zona operativa ha pasado a corresponder a un rango de potencias ópticas mucho menores.

<sup>1</sup>Que en  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$  sobredopado  $\Delta T$  sea tan pequeño respecto al caso equivalente del  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  se entiende si se calcula  $|\Delta T_c| \approx |\Delta p \partial T_c / \partial p|$  para cada caso.



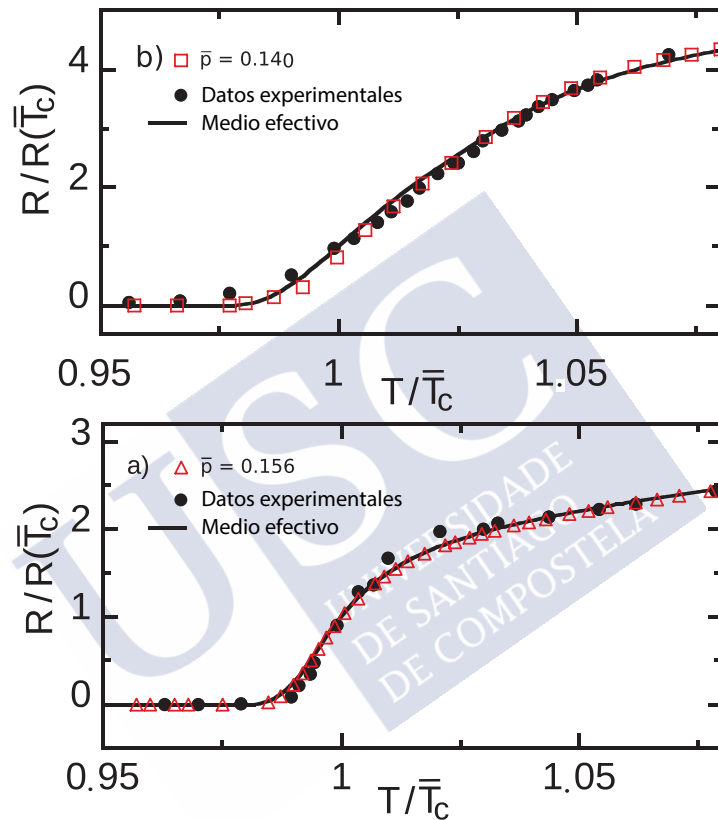


Figura 8.3: Representación de la resistencia eléctrica frente a la temperatura para dos muestras de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Los puntos vacíos (cuadrados y triángulos) representan los resultados de nuestra simulación. Los círculos sólidos representan datos experimentales extraídos de [45 Nanomaterials]. La línea sólida representa, nuevamente una aproximación analítica de medio efectivo.

	$T^-$ (K)	$\Delta T_c$ (K)	TCR (K <sup>-1</sup> )	$P^{\min}$ (nW)	$P^{\max}$ ( $\mu$ W)	DR (dB)	DR (EV)
No estructurado							
$\bar{p} = 0.155$	92.2	0.9	3.05	0.19	0.57	34.7	11.5
Estructuración intrínseca							
$\bar{p} = 0.147$	89.0	1.8	2.67	0.31	1.16	35.8	11.9
$\bar{p} = 0.140$	82.8	2.3	2.15	0.41	1.51	35.7	11.9
$\bar{p} = 0.135$	75.4	4.1	2.16	0.39	2.86	38.7	12.9

Cuadro 8.1: Tabla que muestra los principales parámetros operativos del material sensor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  para diferentes estructuraciones intrínsecas. Hemos introducido el valor de la muestra sin estructurar para comprobar como la estructuración afecta a sus propiedades. Para más detalles del cálculo, y relevancia, de estos parámetros ver texto principal capítulo 7.

	$T^-$ (K)	$\Delta T_c$ (K)	TCR (K <sup>-1</sup> )	$P^{\min}$ (nW)	$P^{\max}$ ( $\mu$ W)	DR (dB)	DR (EV)
No estructurado							
$\bar{p} = 0.155$	23.6	0.4	1.07	1.19	0.48	26.0	8.6
Estructuración intrínseca							
$\bar{p} = 0.22$	16.0	1.4	0.80	1.55	1.16	32.9	10.9
$\bar{p} = 0.24$	10.5	0.9	0.21	0.31	1.51	31.7	10.5
$\bar{p} = 0.26$	4.2	0.9	0.01	0.02	2.86	31.1	10.3

Cuadro 8.2: Tabla que muestra los principales parámetros operativos del material sensor  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  para diferentes estructuraciones intrínsecas. Hemos introducido el valor de la muestra sin estructurar para comprobar como la estructuración afecta a sus propiedades. Para más detalles del cálculo, y relevancia, de estos parámetros ver texto principal capítulo 7.

## Capítulo 9

Resultados para las  
características bolométricas de  
HTSC con estructuraciones de  
dopado impuestas por  
patroneado

## 9.1 Distribuciones $p(x, y)$ y función de peso $\lambda(\bar{p})$ para películas delgadas de HTSC con estructuración de dopado impuesta por patroneado

En este capítulo vamos a considerar películas delgadas de los compuestos HTSC  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  y  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$  con varios perfiles de dopado nominal  $\bar{p}$  en función de la posición en la película, como es posible en estos momentos realizar mediante diversas técnicas experimentales de nano- y micro-patroneado en HTSC (por ejemplo, ataque SEM [119] y otras [118]).

En particular, consideraremos (por concreción) el caso en que el valor nominal de dicho dopado impuesto por patroneado sea función de la coordenada  $x$  longitudinal (el eje paralelo al avance de la corriente eléctrica), con lo que dicho perfil nominal será una función  $\bar{p}(x)$ .

Ahora bien, es crucial para nuestros estudios tener en cuenta que siempre al dopado nominal ha de añadirse una contribución aleatoria, según la inevitable distribución Gaussiana de iones dopantes (estructuración intrínseca) discutida en la sección anterior (y en la parte I de la memoria). De este modo, la distribución de dopado será función de las dos coordenadas  $x$  e  $y$ :

$$p(x, y) = \bar{p}(x) + p_{\text{random}}(x, y, \bar{p}(x)) \quad (9.1)$$

Obviamente, la presencia del desorden 2D de esta estructuración aleatoria local será un desafío en la simulación numérica, que eleva en mucho la dificultad computacional del problema.

Es útil introducir además una manera alternativa de referirse a los perfiles patroneados del dopado nominal, consistente en la siguiente función:

$$\lambda(\bar{p}) = \frac{1}{L} \frac{dx}{d\bar{p}}. \quad (9.2)$$

siendo  $L$  la longitud total de la película en la dirección de la corriente. Esta  $\lambda(\bar{p})$  corresponde con el peso en longitud de un dopado nominal dado (*función de peso*).

## 9.2 Patroneado continuo lineal

Comenzaremos nuestros estudios considerando una simple función lineal y continua para  $\bar{p}(x)$ , pues nos dará algunas indicaciones generales para la búsqueda de otros patroneados más optimizados (y las secciones posteriores mostrarán los resultados de algunos de los patrones más eficaces que hemos encontrado). Así pues, consideramos aquí una función  $\bar{p}(x)$  dada por

$$\bar{p}(x) = \bar{p}_0 + \left( \frac{\bar{p}_L - \bar{p}_0}{L} \right) x, \quad (9.3)$$

donde  $\bar{p}_0$  y  $\bar{p}_L$  son los valores de los dopados nominales en los extremos opuestos de la muestra,  $x = 0, L$  respectivamente. Obviamente, la función de peso de cada dopado nominal  $\lambda(\bar{p})$  es sencillamente un valor constante:

$$\lambda(\bar{p}) = \frac{1}{\bar{p}_L - \bar{p}_0}. \quad (9.4)$$

Hemos realizado varias simulaciones numéricas tomando dicha dependencia  $\bar{p}(x)$ , buscando los parámetros  $\bar{p}_0$  y  $\bar{p}_L$  que produzcan una mayor región operativa  $\Delta T$ .

### 9.2.1 Resultados para $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Para el compuesto  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , se ha encontrado que los valores  $\bar{p}_0=0.135$  y  $\bar{p}_L=0.161$  son los que optimizan la región operativa  $\Delta T$ . Los resultados de la simulación correspondiente se muestran en la Figura. 9.1. Los valores obtenidos para los parámetros funcionales bolométricos se indican en la Tabla 9.1, junto con las demás opciones de patroneado de estructuración que se considerarán en este capítulo para el  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (la tabla incluye también los resultados para la película sin estructuración, como referencia).

Como puede verse en esas figuras y tablas, si bien el ancho de la transición resistiva es considerablemente mayor que el caso sin estructurar, la zona en que  $R(T)$  es lineal con  $T$  es muy reducida a pesar de la búsqueda de parámetros optimizados. Teóricamente podría construirse un bolómetro con una respuesta  $R(T)$  no lineal, pero entre otras dificultades prácticas

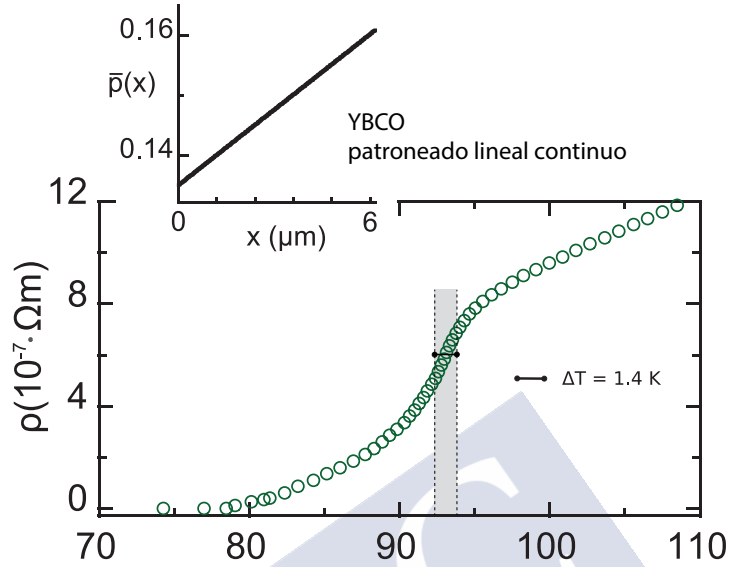


Figura 9.1: Representación del material sensor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  con un patroneado lineal continuo. La figura principal representa la transición resistiva, obtenida mediante simulación, de nuestro material con estructuración intrínseca y un patroneado lineal continuo. La zona sombreada representa la región con comportamiento lineal, importante para su funcionamiento como sensor bolométrico, y el valor numérico de su anchura ( $\delta T$ ) también se muestra. El inseto representa un corte que muestra el perfil de la distribución de dopado a lo largo del eje longitudinal, por el cual circula la corriente.

obtendríamos un aparato con una sensibilidad y resolución que no sería constante sino que dependería de la intensidad de la fuente. Como se verá más adelante, otros diseños de patroneado sí pueden optimizar las características bolométricas sin presentar el problema de la no linealidad.

Consecuencia de esa reducida  $\Delta T$ , y de la situación de  $T^-$  en una región ya bastante resistiva, las características bolométricas no son muy favorables. El TCR es 6 veces inferior al caso no estructurado y el rango dinámico ha caído unas 3 unidades EV. Sólo  $P^{\max}$  aumenta moderadamente.

En general, es claro que esta estructuración ancha la transición pero se hace necesario buscar otros perfiles de  $\bar{p}(x)$ , con distintas curvaturas y pesos  $\lambda(\bar{p})$ , que produzcan mejores características bolométricas.

### 9.2.2 Resultados para $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$

Para el compuesto  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$ , se ha encontrado que los valores  $\bar{p}_0=0.217$  y  $\bar{p}_L = 0.258$  son los que optimizan la región operativa  $\Delta T$ . Los resultados de la simulación correspondiente se muestran en la Figura. 9.2., y los obtenidos para los parámetros funcionales bolométricos se indican en la Tabla 9.2, junto con las demás opciones de patroneado de estructuración que se considerarán en este capítulo así como también, como referencia, los resultados para la película sin estructuración.

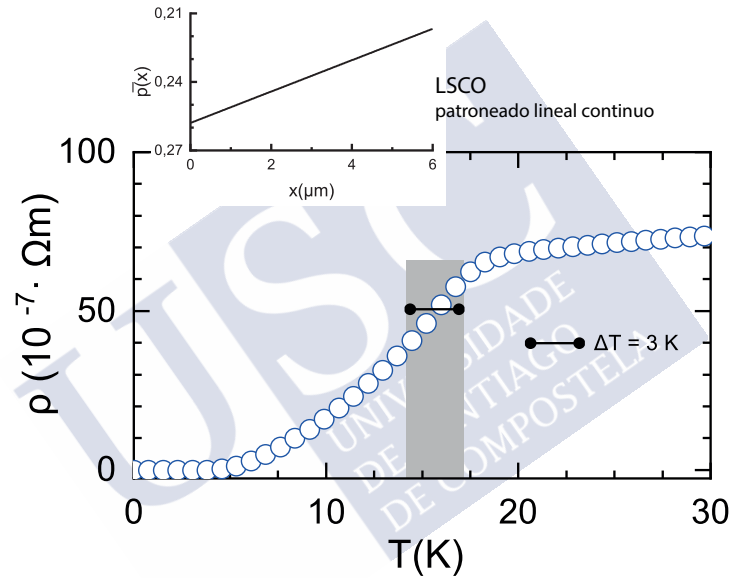


Figura 9.2: Representación del material sensor  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  con un patroneado lineal continuo. La figura principal representa la transición resistiva, obtenida mediante simulación, de nuestro material con estructuración intrínseca y un patroneado lineal continuo. La zona sombreada representa la región con comportamiento lineal, importante para su funcionamiento como sensor bolométrico, y el valor numérico de su anchura ( $\delta T$ ) también se muestra. El inset representa un corte que muestra el perfil de la distribución de dopado a lo largo del eje longitudinal, por el cual circula la corriente.

Como puede verse en esas figuras y tablas, las conclusiones cualitativas son similares a las del caso del  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , y se observa que esta estructuración ancha la transición pero no produce unas buenas características bolométricas. A pesar de que  $\Delta T$  ha crecido notablemente, el valor de TCR ha bajado notablemente y el rango dinámico apenas varía medio paso EV

respecto al caso sin estructurar. De nuevo, es conveniente buscar mejores opciones de distribución de dopado nominal, con otros perfiles de  $\bar{p}(x)$ , con distintas curvaturas y pesos  $\lambda(\bar{p})$ .

### 9.3 Patroneado continuo exponencial

En base a los resultados anteriores, hemos procedido a simular un número de distintas funciones  $\bar{p}(x)$  o equivalentemente  $\lambda(\bar{p})$  calculando sus características bolométricas. Hemos llegado por ese procedimiento de inspección a que una distribución de tipo exponencial en la función de peso  $\lambda(\bar{p})$  optimiza notablemente dichas características. Esta opción se expresa como

$$\lambda(\bar{p}) = A \exp\left(\frac{\bar{p}_0 - \bar{p}}{\delta\bar{p}}\right), \quad (9.5)$$

donde  $\delta\bar{p}$  y  $A$  son constantes. la última puede calcularse por normalización de la expresión, como:

$$A = \frac{1}{\delta\bar{p}} \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{\bar{p}_0 - \bar{p}_L}{\delta\bar{p}}\right)}. \quad (9.6)$$

En esas ecuaciones, como en las anteriores secciones,  $\bar{p}_0$  y  $\bar{p}_L$  son los valores nominales en  $x = 0, L$  respectivamente, y  $L$  es el largo de la película. Nótese que esta función de peso se convierte en un  $\bar{p}(x)$  de expresión menos obvia, pero que una vez representada tiene también un aspecto exponencial:

$$\bar{p}(x) = \bar{p}_0 - \delta\bar{p} \ln \left\{ 1 - \frac{x}{L} \left[ 1 - \exp\left(\frac{\bar{p}_0 - \bar{p}_L}{\delta\bar{p}}\right) \right] \right\}. \quad (9.7)$$

#### 9.3.1 Resultados para $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Para el caso de las películas de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , tomando  $\bar{p}_0=0.135$  y  $\bar{p}_L=0.161$  como en la sección anterior, hemos encontrado que el valor de  $\delta\bar{p}$  que mejor optimiza las características bolométricas (y notablemente el ancho de la transición) es  $\delta\bar{p} = 0.007$ . Los resultados correspondientes se muestran en las Figuras. 9.3 y Tabla 9.1.



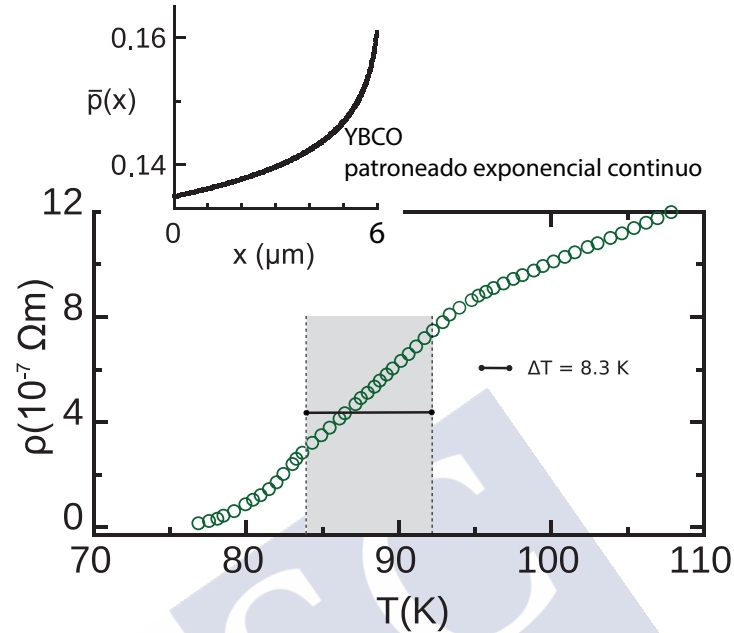


Figura 9.3: Representación del material sensor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  con un patroneado exponencial continuo. La figura principal representa la transición resistiva, obtenida mediante simulación, de nuestro material con estructuración intrínseca y un patroneado exponencial continuo. La zona sombreada representa la región con comportamiento lineal, importante para su funcionamiento como sensor bolométrico, y el valor numérico de su anchura ( $\delta T$ ) también se muestra. El inset representa un corte que muestra el perfil de la distribución de dopado a lo largo del eje longitudinal, por el cual circula la corriente.

Puede observarse sobre todo como  $\Delta T$  y  $P^{\max}$  han crecido respecto al caso sin estructurar un factor  $\sim 9$  y  $\sim 10$  respectivamente. Este crecimiento indica la utilidad de este patroneado sobre todo para aumentar la potencia de saturación del dispositivo. Puede verse sin embargo que también la mejora ha tenido su precio en cuanto a TCR y rango dinámico: El nuevo TCR es unas 16 veces inferior, y el rango dinámico ha perdido aproximadamente un paso EV respecto al caso sin estructurar. Esos son dos aspectos que intentaremos mejorar con las siguientes optimizaciones del patroneado (ver más abajo, patroneados discretos).

Otro aspecto a mejorar es el hecho de que la temperatura operativa se sitúa en 84 K, con lo que la temperatura de ebullición del nitrógeno líquido

	$T^-$ (K)	$\Delta T_c$ (K)	TCR (K <sup>-1</sup> )	$P^{\min}$ (nW)	$P^{\max}$ ( $\mu$ W)	DR (dB)	DR (EV)
No estructurado							
$\bar{p} = 0.155$	92.2	0.9	3.05	0.19	0.57	34.7	11.5
Patroneados continuos							
Lineal	92.4	1.4	0.25	3.12	1.03	25.2	8.4
Exponencial	84.0	8.3	0.18	4.15	5.57	31.2	10.4
Patroneados discretos							
Tipo exponencial 4-pasos	76.3	12.7	5.13	0.12	8.83	48.7	16.2

Cuadro 9.1: Tabla que muestra los principales parámetros operativos del material sensor YBCO para diferentes configuraciones de patroneado, tanto discretos como continuos. Hemos introducido el valor de la muestra sin estructurar para comprobar la mejora en dichos parámetros. Para más detalles del cálculo, y relevancia, de estos parámetros ver texto principal capítulo 7.

se situaría fuera del rango operativo del dispositivo.

### 9.3.2 Resultados para $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$

También hemos chequeado el patroneado tipo exponencial continuo con el compuesto  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$ , hemos tomando los valores  $\bar{p}_0 = 0.183$  y  $\bar{p}_L = 0.258$ . Como puede verse en la Figura 9.4 y Tabla 9.2, obtenemos un notable incremento, respecto al caso sin estructurar, de  $\Delta T$  y  $P^{\max}$  (factores  $\sim 17$  y  $\sim 5$  respectivamente), esta vez reduciéndose a la mitad de valor de TCR y sin embargo aumentando algo el rango dinámico (unas 3 unidades EV).

Vemos pues que se trata de un patroneado cuyo principal aspecto a mejorar es que la temperatura operativa  $T^-$  no es la de ebullición del Helio líquido, pues tenemos  $T^- \simeq 7.5$  K.

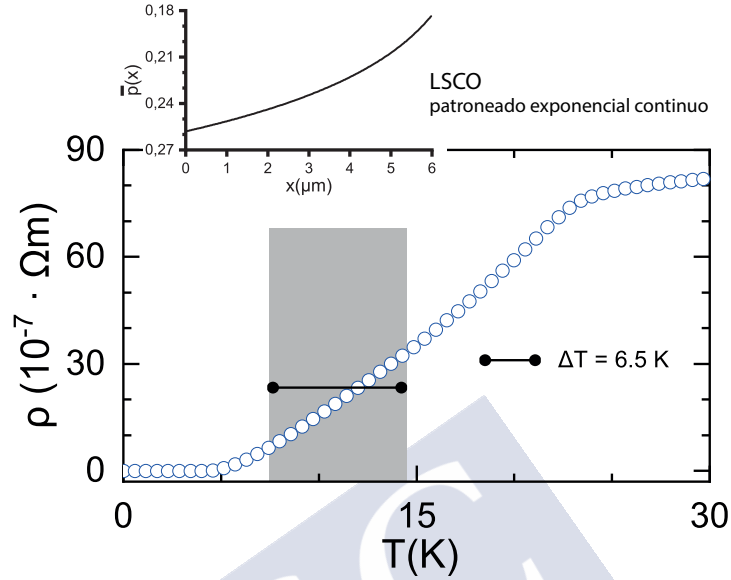


Figura 9.4: Representación del material sensor  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  con un patroneado exponencial continuo. La figura principal representa la transición resistiva, obtenida mediante simulación, de nuestro material con estructuración intrínseca y un patroneado exponencial continuo. La zona sombreada representa la región con comportamiento lineal, importante para su funcionamiento como sensor bolométrico, y el valor numérico de su anchura ( $\delta T$ ) también se muestra. El inset representa un corte que muestra el perfil de la distribución de dopado a lo largo del eje longitudinal, por el cual circula la corriente.

## 9.4 Patroneados discretos

### 9.4.1 Patroneados discretos en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Si bien los patroneados considerados en las secciones anteriores para  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (y particularmente el exponencial) presentan algunas mejoras notables de las características bolométricas, es también evidente que idealmente sería beneficioso optimizar aún más, al menos, dos aspectos:

- *i)* Primero, todavía algunos parámetros funcionales podrían beneficiarse de optimizaciones adicionales. Así por ejemplo  $T^-$ , el TCR, y el rango dinámico, todos de gran importancia práctica.

	$T^-$ (K)	$\Delta T_c$ (K)	TCR (K <sup>-1</sup> )	$P^{\min}$ (nW)	$P^{\max}$ ( $\mu$ W)	DR (dB)	DR (EV)
No estructurado							
$\bar{p} = 0.155$	23.63	0.4	1.07	1.19	0.48	26.0	8.6
Patroneados continuos							
Lineal	14.2	3.0	0.18	5.98	3.26	27.4	9.1
Exponencial	7.5	6.5	0.47	1.51	4.58	34.8	11.6
Patroneados discretos							
Tipo lineal 8-pasos	4.2	13.9	2.61	0.46	16.66	45.6	15.2
Tipo exponencial 17-pasos	4.4	18.5	1.91	0.70	24.54	45.5	15.1
Tipo Gaussiano 14-pasos	4.2	20.2	2.36	0.57	27.7	46.8	15.5

Cuadro 9.2: Tabla que muestra los principales parámetros operativos del material sensor LSCO para diferentes configuraciones de patroneado, tanto discretos como continuos. Hemos introducido el valor de la muestra sin estructurar para comprobar la mejora en dichos parámetros. Para más detalles del cálculo, y relevancia, de estos parámetros ver texto principal capítulo 7.

- *ii)* Segundo, en cualquier técnica experimental de patroneado, el requerimiento de producir una variación *continua* del nivel de dopado nominal es potencialmente difícil (podría ser más deseable una variación discreta, por zonas).

Por ese motivo, pasamos a explorar distribuciones *discretas* de los niveles de dopado. En esa búsqueda, podemos guiarnos de las distribuciones continuas obtenidas en las secciones anteriores. En el caso del  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , fruto de esa búsqueda hemos encontrado una distribución compuesta de sólo cuatro pasos de dopado nominal que parece buen candidato para resolver ambos puntos de preocupación.

La distribución discreta propuesta sería una con cuatro zonas de dopado nominal consecutivas  $\bar{p}_i = 0.136, 0.141, 0.145$  y  $0.160$ , cada una de longitud dada por la fórmula de peso de la distribución de tipo exponencial, evaluada para esos  $\bar{p}_i$ . Llamamos a este patroneado *de tipo exponencial discreto en cuatro pasos*

Los resultados obtenidos con él se muestran en la Figura 9.5 y Tabla 9.1. Como puede verse en ellas, la mejora de los parámetros bolométricos es

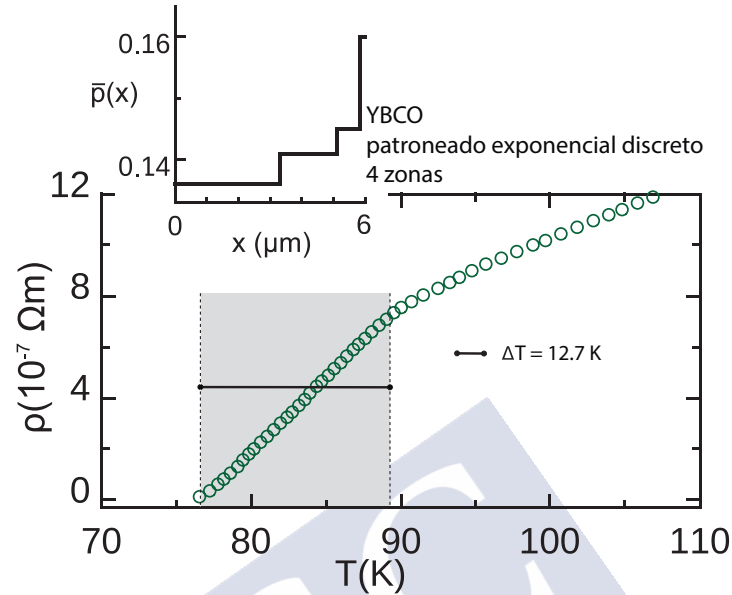


Figura 9.5: Representación del material sensor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  con un patroneado exponencial discreto con 4 zonas. La figura principal representa la transición resistiva, obtenida mediante simulación, de nuestro material con estructuración intrínseca y un patroneado exponencial discreto con 4 zonas de dopado diferentes. La zona sombreada representa la región con comportamiento lineal, importante para su funcionamiento como sensor bolométrico, y el valor numérico de su anchura ( $\delta T$ ) también se muestra. El inset representa un corte que muestra el perfil de la distribución de dopado a lo largo del eje longitudinal, por el cual circula la corriente.

ahora generalizada respecto al caso no estructurado:

1. Ahora la temperatura operativa es  $T^- = 76.3 \text{ K}$  (con lo que un baño a  $77\text{K}$  entraría en la franja operativa).
2. El  $\Delta T$  toma un muy notable valor  $12.7 \text{ K}$  (con lo que tampoco se requiere una criogenia muy precisa).
3. El TCR es incluso mayor que el del caso no estructurado (es 1.7 veces mayor).
4. Tiene menor  $P^{\min}$  (un 40 % mejor).

5. Tiene mayor  $P^{\max}$  (un factor 15.5 mejor, con lo que es mucho más difícil saturar el sensor, uno de nuestros principales objetivos iniciales).
6. Correspondientemente alcanza un nada despreciable rango dinámico de más de 16 pasos EV (más de 4 pasos de diferencia respecto al caso no estructurado, es decir un ratio  $P^{\max}/P^{\min}$  25 veces superior).

### 9.4.2 Patroneados discretos en $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$

Al igual que con el  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , también en el caso del  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$  es conveniente explorar distribuciones discretas con valores de dopado escogidas de forma que optimicen las características bolométricas, y de ser posible faciliten la fabricación.

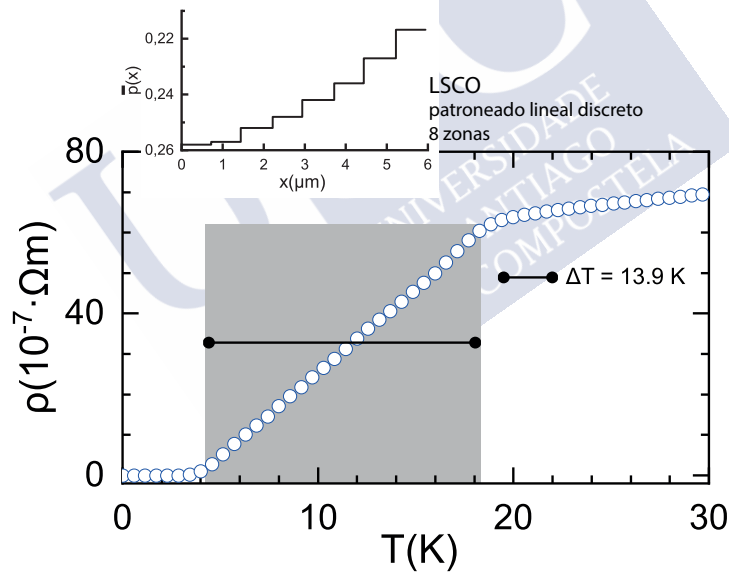


Figura 9.6: Representación del material sensor  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  con un patroneado discreto con 8 zonas con una función de peso constante, patroneado lineal. La figura principal representa la transición resistiva, obtenida mediante simulación, de nuestro material con estructuración intrínseca y un patroneado lineal discreto con 8 zonas de dopado diferentes. La zona sombreada representa la región con comportamiento lineal, importante para su funcionamiento como sensor bolométrico, y el valor numérico de su anchura ( $\delta T$ ) también se muestra. El inset representa un corte que muestra el perfil de la distribución de dopado a lo largo del eje longitudinal, por el cual circula la corriente.

Por desgracia, en el caso del  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_{4+\delta}$  no ha sido posible encontrar una distribución con solo cuatro zonas de dopado nominal que proporcione resultados satisfactorios. La razón es que los anchos de transición de cada zona no pueden cubrir con solo cuatro regiones todo el ancho  $\Delta T$  que se obtiene con los patroneados continuos. Así pues, los patroneados discretos encontrados deben tener más zonas. Afortunadamente, existen técnicas como el ataque SEM que sí permiten automatizar patroneados de un número casi arbitrario de zonas, y con una resolución lateral que hace viable definir las incluso en los pixels micrométricos que se han simulado en este trabajo.

Se han encontrado, en particular, tres diseños discretos con resultados muy satisfactorios (Figuras 9.6 a 9.8, y resumen en Tabla 9.2):

El primero, y de menos zonas, es un patroneado basado en una discretización (escogida a mano) de un perfil lineal de  $\bar{p}(x)$ . Este perfil se muestra en la Fig. 9.6, que también muestra los resultados de la simulación. En particular, los  $\bar{p}_i$  son los siguientes 8 valores: 0.217, 0.227, 0.236, 0.242, 0.248, 0.257, 0.258, y todas las zonas serían de igual tamaño (peso  $\lambda(\bar{p}_i)$  constante).

El segundo diseño se basa en discretizar, también manualmente, un perfil para  $\bar{p}(x)$ , pero en este caso de tipo exponencial. Este perfil y sus resultados de simulación se muestran en la figura 9.7. Los  $\bar{p}_i$  del perfil son 0.183, 0.189, 0.199, 0.202, 0.207, 0.212, 0.219, 0.222, 0.227, 0.231, 0.235, 0.239, 0.242, 0.247, 0.250, 0.253, 0.257, 0.258, y sus respectivos pesos  $\lambda(\bar{p}_i)$  vienen dados por la expresión exponencial 9.5, convenientemente normalizada.

El tercer diseño se basa en discretizar manualmente un perfil para  $\bar{p}(x)$  basándose en una función de peso dada por un pico Gaussiano. En particular, los  $\bar{p}_i$  serían los correspondientes a las siguientes 14 zonas: 0.162, 0.172, 0.178, 0.197, 0.202, 0.213, 0.222, 0.229, 0.236, 0.242, 0.248, 0.252, 0.257, 0.258. Los pesos  $\lambda(\bar{p}_i)$  vendrían dados por la ecuación

$$\lambda(\bar{p}) = A \exp\left(\frac{\bar{p}_0 - \bar{p}}{\delta\bar{p}}\right)^2. \quad (9.8)$$

Este perfil y sus resultados se muestran en la Fig. 9.8.

De nuevo, la ventaja de estos perfiles es una optimización aún mejor de las características bolométricas. De una manera similar a lo logrado para el

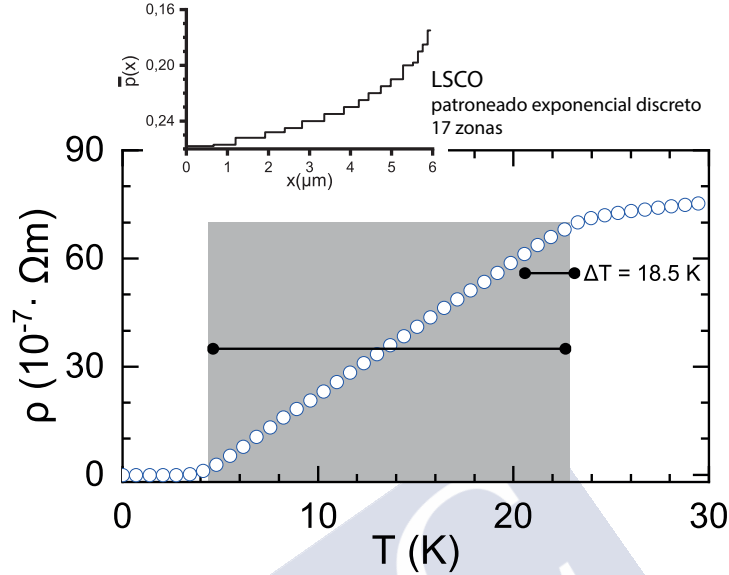


Figura 9.7: Representación del material sensor  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  con un patroneado discreto con 17 zonas con una función de peso exponencial, patroneado exponencial. La figura principal representa la transición resistiva, obtenida mediante simulación, de nuestro material con estructuración intrínseca y un patroneado exponencial discreto con 17 zonas de dopado diferentes. La zona sombreada representa la región con comportamiento lineal, importante para su funcionamiento como sensor bolométrico, y el valor numérico de su anchura ( $\delta T$ ) también se muestra. El inset representa un corte que muestra el perfil de la distribución de dopado a lo largo del eje longitudinal, por el cual circula la corriente.

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , estos patroneados consiguen, respecto al caso no estructurado (ver Tabla 9.2):

1. Ahora la temperatura operativa es  $T^- \simeq 4.2 \text{ K}$  (la de ebullición del Helio líquido a presión atmosférica).
2. El  $\Delta T$  aumenta muy considerablemente (desde los 0.37K del caso no estructurado a valores entre 14 y 20K según la estructuración discreta escogida).
3. El TCR es incluso mayor que el del caso no estructurado (hasta  $\sim 2.5$  veces mayor).
4. Tiene menor  $P^{\min}$  (más de un 50 % mejor).



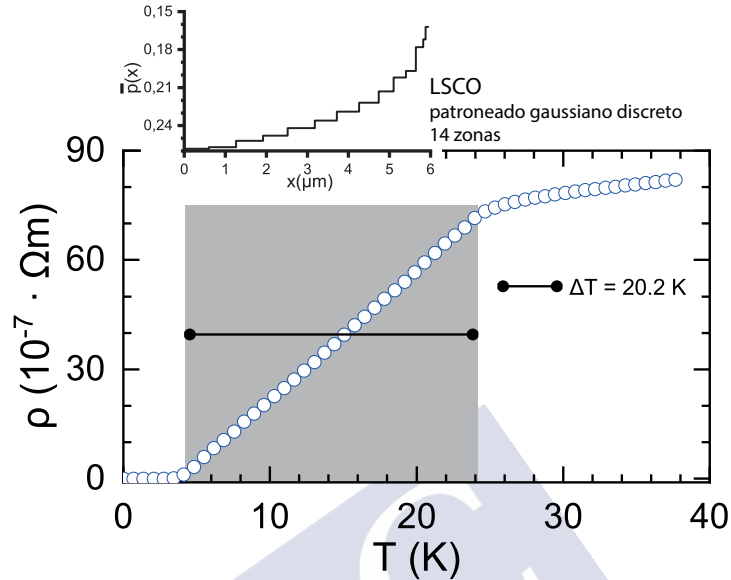


Figura 9.8: Representación del material sensor  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  con un patroneado discreto con 14 zonas con una función de peso Gaussiana, patroneado gaussiano. La figura principal representa la transición resistiva, obtenida mediante simulación, de nuestro material con estructuración intrínseca y un patroneado gaussiano discreto con 14 zonas de dopado diferentes. La zona sombreada representa la región con comportamiento lineal, importante para su funcionamiento como sensor bolométrico, y el valor numérico de su anchura ( $\delta T$ ) también se muestra. El inset representa un corte que muestra el perfil de la distribución de dopado a lo largo del eje longitudinal, por el cual circula la corriente.

5. Tiene mucho mayor  $P^{\max}$  (un factor 35 mejor para el dopado de 8 zonas, y hasta casi 60 veces mejor en las más complejas, con lo que es mucho más difícil saturar el sensor, uno de nuestros principales objetivos iniciales).
6. Y correspondientemente alcanza un nada despreciable rango dinámico de más de 15 pasos EV (casi 7 pasos de diferencia respecto al caso no estructurado, es decir un ratio  $P^{\max}/P^{\min}$  más de 100 veces superior).

Puede observarse que el perfil Gaussiano discreto produce resultados algo mejores en general que los lineal y exponencial discretos. En cualquier caso, vemos que existen varios perfiles adaptables a las necesidades específicas que distintos métodos experimentales de patroneado puedan tener.



## Conclusiones de la Parte II



En conclusión, en esta Parte II de la tesis hemos presentado estudios para encontrar diseños optimizados de patroneado y micro/nano-estructuración del dopado de películas delgadas de HTSC que optimicen sus propiedades como elementos sensores en detectores ópticos de tipo bolométrico.

En particular, se han encontrado diseños tanto para películas de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  como de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  que presentan las siguientes ventajas principales:

- Temperaturas operativas coincidentes con la de ebullición a presión atmosférica del nitrógeno líquido (77K, para el  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) o helio líquido (4.2K, para el  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ), lo cual es ventajoso para la simplificación de la criogenia necesaria.
- Un aumento de la potencia incidente máxima (o de saturación) a la que el sensor mantiene su sensibilidad.
- Relacionado con lo anterior (así como también con la mejora de la linealidad para potencias incidentes bajas) una mejora del rango dinámico del sensor (el ratio entre potencias máxima y mínima a las que el material es sensitivo).

Nuestros diseños más eficaces producen respecto al caso sin estructurar significativamente mayores sensibilidades (aproximadamente el doble), potencias de saturación (de 4 a 6 pasos  $\log_2$ ) y rangos dinámicos (de 5 a 7 pasos  $\log_2$ ).

# Conclusiones globales de la tesis



En conclusión, esta Tesis se compone de dos partes en la que hemos abordado algunos aspectos fundamentales (Parte I) y aplicados (Parte II) de los cupratos superconductores de alta temperatura HTSC.

— En la Parte I hemos estudiado la transición al régimen superconductor de la resistencia eléctrica de los HTSC para distintos niveles de dopado, en particular teniendo en cuenta las interrelaciones entre sus fluctuaciones críticas y los efectos de desorden, no sólo debidos a inhomogeneidades aleatorias del nivel de dopado sino también a variaciones espaciales de un parámetro de orden simultáneo al propiamente superconductor (principalmente, el debido a “stripes” o estructuraciones filamentarias de carga y spin, esperables en cupratos subdopados). Asimismo se han considerado los efectos de fluctuaciones de fase tipo vórtice-antivórtice, extendiendo su cálculo a regiones de alta temperatura ya dentro del régimen de corta longitud de coherencia.

Confrontadas con mediciones existentes en  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , nuestras predicciones muestran un excelente acuerdo experimental que se extiende a todo el rango de dopado estudiado, a los  $\sim 5$  órdenes de magnitud de  $\Delta\sigma$  que abarcan las medidas, y a un rango de temperaturas que va desde el pie de la transición hasta la desaparición de las fluctuaciones a altas temperaturas.

Estas comparaciones sugieren, por ejemplo:

- Una transición de acoplo vórtice-antivórtice a temperaturas muy cercanas al estado superconductor.
- Un régimen de fluctuaciones superconductoras a altas temperaturas dominadas por efectos de corte en energía (o equivalentemente por la limitación dada por el principio de incertidumbre al tamaño mínimo de una fluctuación superconductoras).
- Una fuerte influencia del desorden de stripes en el régimen subdopado ( $x \lesssim 0.16$ ) que incrementa la extensión de la región de fluctuaciones superconductoras a alta temperatura.

— En la Parte II hemos presentado estudios para encontrar diseños optimizados de patroneado y micro/nano-estructuración del dopado de películas

delgadas de HTSC que optimicen sus propiedades como elementos sensores en detectores ópticos de tipo bolométrico. Se han encontrado diseños que presentan las siguientes ventajas principales:

- Temperaturas operativas coincidentes con la de ebullición a presión atmosférica del nitrógeno líquido (77K) o helio líquido (4.2K).
- Un aumento de la potencia de saturación.
- Un aumento del rango dinámico del sensor.







# Bibliografía

- [1] Para un resumen reciente del estudio de las fluctuaciones superconductoras en HTSC, sobre todo de dopado óptimo, ver por ejemplo Rey, R. I. *et al. Supercond. Sci. Technol.* **32**, 045009 (2019) y sus referencias.
- [2] Para una visión general de algunos estudios previos de la transición superconductoras en HTSC ver, *e.g.*, Vidal, F. , Ramallo, M.V., in *The Gap Symmetry and Fluctuations in High- $T_c$  Superconductors*, vol 371, editado por J. Bok, G. Deutscher, D. Pavuna , S.A. Wolf (New York: Nato Advanced Science Institutes Series), p 443, 1998.
- [3] Franz, M. *Nature Phys* **3**, 686 (2007).
- [4] Ramallo, M.V., A. Pomar , Vidal, F., *Phys. Rev. B* **54** 4341 (1996).
- [5] Ramallo, M.V. , Vidal, F. *Phys. Rev. B* **59**, 4475 (1999).
- [6] Klemm, R. A. *Phys. Rev. B* **41**, 2073 (1990).
- [7] Torrón, C., Díaz, A., Pomar, A., Veira, J.A. , Vidal, F., *Phys Rev. B* **49**, 13143 (1994).
- [8] Yip, S.K., *J. Low Temp. Phys.* **81**, 129 (1990)
- [9] Axnäs, J., Lundqvist, B. , Rapp, Ö. *Phys. Rev. B* **61**, 14844 (2000).
- [10] Maki, K. , Thompson, R. S. *Phys. Rev. B* **39**, 2767 (1989).
- [11] Yip, S.-K. *Phys. Rev. B* **41**, 2612 (1990).

- [12] Lascialfari, A., Rigamonti, A. , Romanó, L. arXiv:1005.1139 [cond-mat] (2018).
- [13] Kokanović, I. *et al. Phys. Rev. B* **88**, 060505 (2013).
- [14] Li, L., Wang, Y. , Ong, N. P. *Phys. Rev. B* **87**, 056502 (2013).
- [15] Rey, R.I. *et al. J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 1119 (2013).
- [16] Rourke, Patrick M.C. *et al. Nature Physics* **2011**, 7, 455.
- [17] Hussey, N. E. *et al. , Phil. Trans. R. Sco. A* **369** 1626 (2011)
- [18] Bilbro, L. S. *et al. Nature Phys* **7**, 298 (2011).
- [19] Bilbro, L. S., Valdés Aguilar, R., Logvenov, G., Bozovic, I. , Armitage, N. P. *Phys. Rev. B* **84**, 100511 (2011).
- [20] Grbić, M. S. *et al. Phys. Rev. B* **83**, 144508 (2011).
- [21] Tsvelik, A. M. , Essler, F. H. L. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027002 (2010).
- [22] Li, L. *et al. Phys. Rev. B* **81**, 054510 (2010).
- [23] Alloul, H., Rullier-Albenque, F., Vignolle, B., Colson, D. , Forget, A. *EPL* **91**, 37005 (2010).
- [24] Cooper, R. A. *et al. Science* **323**, 603 (2009)
- [25] Mosqueira, J.; Cabo, L.; Vidal, F. *Phys. Rev. B* **2009**, 214527-1–8.
- [26] Mosqueira, J., Cabo, L., Vidal, F., *Phys. Rev. B* **80** 214527 (2009).
- [27] Cabo, L., Mosqueira, J. , Vidal, F. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 119701 (2007).
- [28] Cabo, L., Soto, F., Ruibal, M., Mosqueira, J. , Vidal, F. *Phys. Rev. B* **73**, 184520 (2006).
- [29] Oganesyan, V., Huse, D. A. , Sondhi, S. L. *Phys. Rev. B* **73**, 094503 (2006).
- [30] Caprara, S., Grilli, M., Leridon, B. , Lesueur, J. *Phys. Rev. B* **72**, 104509 (2005).

- [31] Currás, S.R., Ferro, G., González, M.T., Ramallo, M.V., Ruibal, M., Veira, J.A., Wagner, P., Vidal, F., *Phys. Rev. B* **68** 094501 (2003).
- [32] Leridon, B. *et al. Phys. Rev. Lett.* **90**, 179704 (2003).
- [33] Vidal, F. *et al. EPL* **59**, 754 (2002).
- [34] Lascialfari, A. *et al. Phys. Rev. B* **65**, 144523 (2002).
- [35] Carballeira, C.; Currás, S.R.; Viña, J.; Veira, J.A.; Ramallo, M.V.; Vidal, F. *Phys. Rev. B* **63**, 144515 (2001).
- [36] Björnängen, T., Axnäs, J., Eltsev, Yu., Rydh, A. , Rapp, Ö. *Phys. Rev. B* **63**, 224518 (2001).
- [37] Leridon, B., Défossez, A., Dumont, J., Lesueur, J. , Contour, J. P. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
- [38] Mosqueira, J., Carballeira, C. , Vidal, F. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 167009 (2001).
- [39] Carballeira, C., Mosqueira, J., Revcolevschi, A., Vidal, F. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3157 (2000).
- [40] Carretta, P., Lascialfari, A., Rigamonti, A., Rosso, A. , Varlamov, A. *Phys. Rev. B* **61**, 12420 (2000).
- [41] Mosqueira, J.; Ramallo,M.V.; Recolevschi, A.; Torrón, C.; Vidal, F. *Phys. Rev. B* **58**, 4394 (1999).
- [42] Ramallo, M. V. *et al. EPL* **48**, 79 (1999).
- [43] Han, S. H., Eltsev, Yu. , Rapp, Ö. *Phys. Rev. B* **57**, 7510 (1998).
- [44] Geshkenbein, V. B., Ioffe, L. B. , Larkin, A. I. *Phys. Rev. B* **55**, 3173 (1997).
- [45] Ramallo, M. V. , Vidal, F. *EPL* **39**, 177 (1997).
- [46] Jeandupeux, O., Schilling, A., Ott, H. R. , van Otterlo, *Phys. Rev. B* **53**, 12475–12480 (1996).

- [47] Baraduc, C., Buzdin, A., Henry, J.-Y., Brison, J.-P. , Puech, L. *Physica C: Superconductivity* **248**, 138 (1995).
- [48] Gauzzi, A. , Pavuna, D. *Phys. Rev. B* **51**, 15420 (1995).
- [49] Holm, W., Eltsev, Yu. , Rapp, Ö. *Phys. Rev. B* **51**, 11992 (1995).
- [50] Dorin, V. V., Klemm, R. A., Varlamov, A. A., Buzdin, A. I. , Livanov, D. V. *Phys. Rev. B* **48**, 12951–12965 (1993).
- [51] Maza, J., Vidal, F. *Phys. Rev. B.* **43**, 10560 (1991).
- [52] Welp, U. *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3180 (1991).
- [53] Ying, Q.Y.; Kwook, H.S. *Phys. Rev. B* **42**, 2242 (1990).
- [54] Ullah, S. , Dorsey, A. T. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2066 (1990).
- [55] Aronov, A. G., Hikami, S. , Larkin, A. I. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 965 (1989).
- [56] Friedmann, T. A., Rice, J. P., Giapintzakis, J. , Ginsberg, D. M. *Phys. Rev. B* **39**, 4258 (1989).
- [57] Ikeda, R., Ohmi, T. , Tsuneto, T. *Journal of the Physical Society of Japan* **58**, 1377 (1989).
- [58] Ausloos, M. , Laurent, Ch. *Phys. Rev. B* **37**, 611 (1988).
- [59] Freitas, P. P., Tsuei, C. C. , Plaskett, T. S. *Phys. Rev. B* **36**, 833 (1987).
- [60] Hagen, S. J., Wang, Z. Z. , Ong, N. P. *Phys. Rev. B* **38**, 7137 (1988).
- [61] Hikami, S. , Larkin, A. i. *Phys. Lett. B* **02**, 693 (1988).
- [62] Lawrence, W.E.; Doniach, S. in Proceedings of the Twelfth International Conference on Low-Temperature Physics, Kyoto, Japan, 1970, edited by E. Kanda Keigatu, Tokyo, 1971, p. 361
- [63] Chen, Y.-J. *et al.* *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 105029 (2013).
- [64] Schneider, T. , Weyeneth, S. *Phys. Rev. B* **83**, 144527 (2011).

- [65] Sentef, M., Werner, P., Gull, E. , Kampf, A. P. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 126401 (2011).
- [66] Serbyn, M. N., Skvortsov, M. A., Varlamov, A. A. , Galitski, V. *AIP Conference Proceedings* **1134**, 140 (2009).
- [67] Yuli, O. *et al. Phys. Rev. Lett.* **101**, 057005 (2008).
- [68] Raghu, S., Podolsky, D., Vishwanath, A. , Huse, D. A. *Phys. Rev. B* **78**, 184520 (2008).
- [69] Pourret, A. *et al. Phys. Rev. B* **76**, 214504 (2007).
- [70] Pourret, A. *et al. Nature Phys* **2**, 683 (2006).
- [71] Sewer, A. , Beck, H. *Phys. Rev. B* **64**, 014510 (2001).
- [72] Xu, Z. A., Ong, N. P., Wang, Y., Kakeshita, T. , Uchida, S. *Nature* **406**, 486 (2000).
- [73] Ying, Q. Y. , Kwok, H. S. *Phys. Rev. B* **42**, 2242–2247 (1990).
- [74] Huebener, R. P. , Seher, A. *Phys. Rev.* **181**, 701 (1969).
- [75] Cotón, N.; Ramallo, M.V.; Vidal, F. *arXiv:1309.5910v3*, (2013).
- [76] Halperin, B.I. , Nelson, D.R., *J. Low Temp. Phys.* **36**, 599 (1979).
- [77] Doniach, S. , Huberman, B.A., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1169 (1979).
- [78] Kosterlitz, J. M. , Thouless, D. J. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 1181 (1973).
- [79] Berizinskii, V.L., *Sov. Phys. JETP* **32** 493 (1971).
- [80] Miao, H. *et al. , Quantum Materials* **6** 31 (2021)
- [81] Frano, A., Blanco-Canosa, S., Keimer, B., Birgeneau, R.J., *J. Phys.: Condens. Matter* **32** 374005 (2020)
- [82] Zhang, Y. *et al. , PNAS* **117** 68 (2020)

- [83] Tranquada, J.M., *Adv. Physics* **69** 537 (2020)
- [84] Lin, J.Q. *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **124** 207005 (2020)
- [85] Wen, J.-J. *et al.* , *Nature Commnications* **10** 3269 (2019)
- [86] Giraldo-Gallo, P. *et al.* , *Science* **361** 479 (2018)
- [87] Rajasekaram, S. *et al.* , *Science* **359** 575 (2018)
- [88] Ergeçen, E. , Gedik, N., *Science* **359** 519 (2018)
- [89] Kharkov, Y.A. , Sushkov, O.P. , *Scientific Reports* **6** 34551 (2016)
- [90] Campi, G. *et al.* , *Nature* **525** 359 (2015)
- [91] Ghiringhelli, G. *et al.* , *Science* **337** 821 (2012)
- [92] Chang, J. *et al.* , *Nature Physics* **8** 871 (2012)
- [93] Sakurai, Y. *et al.* , *Science* **332** 698 (2011)
- [94] Hussey, N. E. *et al.* , *Phil. Trans. R. Sco. A* **369** 1626 (2011)
- [95] Dagotto Elbio, *Science* **309** 257 (2005)
- [96] Martin, I. , Panagopoulos, C. *EPL* **91**, 67001 (2010).
- [97] Timm, C. , Bennemann, K.H. *J Low Temp Phys* **117**, 205 (1999).
- [98] Emery, V.J. , Kivelson S.A., , Tranquada, J.M., *PNAS* **96** 8814 (1999)
- [99] Tranquada, J.M. *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **78** 338 (1997)
- [100] Emery, V.J., Kivelson, S.A. , Zachar, O., *Phys. Rev. B* **56** 6120 (1997)
- [101] Tranquada, J.M. *et al.* , *Nature* **375** 561 (1995)
- [102] Emery, V.J., Kivelson, S.A., *Nature* **374** 434 (1995)
- [103] Cataudella,V., Minnhagen, P., Weber, H., *J. Phys.: Condens. Matter* **2** 2345 (1990)

- [104] Cotón, N. Ph.D. Thesis, Universidade de Santiago de compostela, (2013)
- [105] Cotón, N; Mercey, B.; Mosqueira, J.; Ramallo, M.V.; Vidal, F. *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 075011 (2013).
- [106] Cotón, N.; Ramallo, M.V.; Vidal, F. *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 085013 (2011).
- [107] Aslamasov, L. G. , Varlamov, A. A. *J Low Temp Phys* **38**, 223 (1980).
- [108] Aslamasov, L. G. , Larkin, A. I. *Physics Letters A* **26**, 238 (1968).
- [109] Verde, J.C.. Ph.D. Thesis, Universidade de Santiago de compostela, (2019)
- [110] Verde, J.C.; Viz, A.S.; Botana, M.M.; Montero-Orille, C.; Ramallo, M.V., *Nanomaterials* **10** 97 (2020)
- [111] Cabo, L.. Ph.D. Thesis, Universidade de Santiago de Compostela, (2007)
- [112] Radaelli, P.G. *et al.* , *Phys. Rev. B* **49** 4163 (1994).
- [113] Kofu, M., Kimura, H., Hirota, K., *Phys. Rev. B* **72** 064502 (2005).
- [114] Anderson, P.W., *Nature Physics* **3**, 160 (2007).
- [115] Anderson, P.W., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 215301 (2008).
- [116] Lascialfari, A., *et al.* *Phys. Rev. B* **65**, 144523 (2002).
- [117] Barišić, M. *et al.* *PNAS* **110**, 12235 (2013).
- [118] Božović, I., He, X., Wu, J. , Bollinger, A. T. *Nature* **536**, 309 (2016).
- [119] Matsui, S. *et al.* *Radiation Effects and Defects in Solids* **124**, 81 (1992).
- [120] Kivelson, S.A. , Fradkin, E.H., *Physics* **3**, 15 (2010).

- [121] Rullier-Albenque, F., Alloul, H., Rikken, G. *Phys. Rev. B* **84**, 014522 (2011).
- [122] Ramallo, M. V., Carballeira, C., Rey, R. I., Mosqueira, J., Vidal, F. *Phys. Rev. B* **85**, 106501 (2012).
- [123] Rullier-Albenque, F., Alloul, H., Rikken, G. *Phys. Rev. B* **85**, 106502 (2012).
- [124] Viña, J. Ph.D. Thesis, Universidade de Santiago de Compostela, (2002).
- [125] Mihailovic, D.; *Phys. Rev. Lett.* **94**, 201001 (2005).
- [126] Ver por ejemplo el número especial “Novel Superconducting-Magnetic Electronic Devices Based on Nanotechnology”, *Nanomaterials* (2021); ver también Refs. [127, 128]
- [127] Ejemplos de conferencias dedicadas a la temática han sido: International Workshop Advances in Nanostructured Superconductors: Materials, Properties and Theory, Madrid, Spain, May 2014; the Coherent Superconducting Hybrids and Related Materials, Les Arcs 1800, France, March 2018; the Workshop on Vortex Behavior in Unconventional Superconductors, Braga, Portugal, October 2018; the International Conference on 'Nano confined superconductors and their application', Garmish, Germany, September 2016.
- [128] Nótese que se han formado redes europeas dedicadas a la temática como NanoSC (<http://nanosc-cost.eu>) or NanoCoHybri (<http://nanocohybri.eu>).
- [129] Mohajeri, R.; Opata, Y.A.; Wulff, A.C.; Grivel, J.C.; Fardmanesh, M. *J. Supercond. Nov. Magn.*, **30**, 1981 (2017).
- [130] Moftakharzadeh, A.; Kokabi, A.; Banzet, M.; Schubert, J.; Fardmanesh, M. *IEEE Tran. On Appl. Supercond.* **22**, 2100107 (2012).
- [131] Hosseini, M. *et al. IEEE Tran. On Appl. Supercond.* **21**, 3587 (2011).



- [132] Moftakharzadeh, A. *et al. IEEE Tran. On Appl. Supercond.* **19**, 3688 (2009).
- [133] Hosseini, M. *et al. IEEE Tran. On Appl. Supercond.* **19**, 484 (2009).
- [134] Oktem, B.; *et al. Physica C* **458**, 6 (2007).
- [135] Lakew, B.; Brasunas, J.C.; Aslam, S.; Pugel, D.E. *Sensors and Actuators A.* **114**, 36 (2004).
- [136] Delerue, J. *et al. IEEE Tran. On Appl. Supercond.* **13**, 176 (2003).
- [137] Khrebtov, I. A.; Tkachenko, A. D. *J. Opt. Technol.* **66**, 735 (1999).
- [138] Kaiser, G.; Thurk, M.; Seidel, P. *Cryogenics* **35**, 463 (1995).
- [139] Zakar, E.; Wikner, D.; Dubey, M.; Amirtharaj, P. *Adv. Sci. Technol. Res. J.* **54**, 434 (2008).
- [140] Mohajeri, R. *et al. IEEE Tran. On Appl. Supercond.* **26**, 2100104 (2016).
- [141] de Nivelles, M. J. M. E. *et al. J. Appl. Phys.* **82**, 4719 (1997).
- [142] Zhang, Z. M.; Frenkel, A. *Journal of Superconductivity* **7**, 871 (1994).
- [143] Khrebtov, I. A. *Fluctuation and Noise Letters* **2**, 51 (2002).
- [144] Ivanov, K.V. *et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* **575**, 272 (2007).
- [145] Eaton, H.A.C. Observing Photons in Space, chapter 29. In *Infrared imaging bolometers* Volume 9, AG of the series ISSI Scientific Report Series. Huber, C. E.; Pauluhn J, A.; Culhane J, L.; Timothy Klaus, G.; Zehnder, W. Springer: Switzerland, (2013), pp. 515.
- [146] Irwin, K.D. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1998 (1995).
- [147] Irwin, K.D.; Hilton, G.C. *Topics in Applied Physics*, **99**, 63 (2005).
- [148] Crassous, A. *et al. Phys. Rev. Lett.* **107**, 247002 (2011).

- [149] Katzer, C. *et al.* *New Journal of Physics* **15**, 113029 (2013).
- [150] Vestgård, J.I.; Yurchenko, V.V.; Wördenweber, R.; Johansen, T.H. *Phys. Rev. B* **85**, 014516 (2012).
- [151] Moschalkov, V.V. Nanostructured superconductors: quantum matter at low temperatures. En Proceedings of the Workshop on vortex behavior in unconventional superconductors, Braga, Portugal, 7–12 Octubre 2018.
- [152] Feuiller-Palma, C. High-Tc superconducting devices. En Proceedings of the Coherent Superconducting Hybrids and Related Materials, Les Arcs, Francia, 26–29 Marzo 2018.
- [153] García-Serrano, I. *et al.* Superconducting nanostructures grown by focused ion beam induced deposition. En Proceedings of the International conference on nano confined superconductors and their application, Garmish, Alemania, 3–7 Septiembre 2016.
- [154] Ramallo, M.V. *et al.* Influence of disorder and reduced dimensionality on the critical phenomena around the superconducting transition in cuprates. En Proceedings of the International workshop on advances in nanostructured superconductors: materials, properties and theory, Madrid, España, 4–7 Mayo 2014.
- [155] Verde, J.C.; Doval, J.M.; Ramos-Álvarez, A.; Sónora, D.; Ramallo, M.V. *IEEE Tran. On Appl. Supercond.* **26**, 8800204 (2016).