

FLUCTUACIONES TÉRMICAS EN LA
CONDUCTIVIDAD DE SUPERCONDUCTORES
DE ALTA TEMPERATURA
EN PRESENCIA DE CAMPOS MAGNÉTICOS

Jairo Roa Rojas

*Departamento de Física
Universidad Nacional de Colombia
Bogotá, Colombia*

Resumen

Una de las características más interesantes de los materiales superconductores de tipo II es la que se observa en las proximidades de la transición entre los estados normal y superconductor y que consiste en la ocurrencia de nuevos canales de transporte de super-partículas aún en el estado normal. A este fenómeno, conocido como fluctuaciones termodinámicas, pertenecen varios tipos de efectos observables en los óxidos superconductores de alta temperatura crítica, a los cuales se puede acceder mediante mediciones de propiedades de equilibrio y de transporte. No obstante la relativa facilidad para obtener información al respecto de la evidencia experimental de este fenómeno, la comprensión de los mecanismos físicos que lo originan no es frecuentemente explícita en la literatura. El objetivo de este artículo es la presentación de las causas, de las consecuencias y de algunas evidencias experimentales del efecto de las fluctuaciones térmicas en la conductividad eléctrica, en presencia de campos magnéticos, en materiales superconductores de alta temperatura crítica.

Abstract

One very interesting characteristic of the type II superconductor materials is observed in the neighborhood of the transition between normal and superconductor states, which is related with the occurrence of new transport channels of superparticles still in the normal phase. This phenomenon is known as thermodynamic fluctuations and is conformed by some types of observable effects in the high temperature oxides. These are experimentally accessible by measurements of equilibrium and transport properties. Although it is relatively easy to obtain information of the experimental evidence of this phenomenon, the understanding of the physical mechanisms involved is not frequently explicit in the literature. The aim of this article is to present the origin, the consequences and any experimental evidences of the effects of thermal fluctuations in the electric conductivity, on the magnetic fields application, in high critical temperature superconductors.

1. Introducción

Se sabe bien que en las transiciones de fase de segundo orden las fluctuaciones termodinámicas del parámetro de orden juegan un papel muy importante en la descripción de las mismas [1]. Los superconductores de alta temperatura exhiben características bastante diferentes a las propiedades de los superconductores convencionales de baja temperatura. En los primeros, la transición es más extendida y pueden ocurrir pares de Cooper fuera del equilibrio en intervalos de temperatura por encima de la temperatura crítica T_c , los cuales dan origen a efectos precursores de la fase superconductora aún en el estado normal. Algunas propiedades de equilibrio y de transporte pueden variar considerablemente en las proximidades de la transición debido a la contribución de esos estados de fluctuaciones.

La primera estimación del efecto de las fluctuaciones en el calor específico de un superconductor en las cercanías de T_c fue efectuada por Ginzburg en 1960 [2]. Con base en la teoría de Ginzburg-

Landau (GL), él mostró que las fluctuaciones superconductoras aumentan el calor específico en las cercanías inmediatas por encima de T_c . En 1968 fue formulada la primera teoría microscópica de fluctuaciones en la conductividad eléctrica de un superconductor en las proximidades de T_c , conocida como la teoría de Aslamazov–Larkin (AL) [3]. En esos primeros estudios se demostró que la magnitud del efecto de las fluctuaciones es inversamente proporcional a la longitud de coherencia ξ . Los óxidos superconductores poseen un espectro de excitaciones electrónicas extremadamente anisotrópico y una longitud de coherencia muy pequeña. Como resultado, la región de temperatura en la cual las fluctuaciones son importantes puede alcanzar algunas decenas de grados [4].

La manifestación de las fluctuaciones superconductoras encima de T_c puede ser convenientemente demostrada en el caso de la conductividad eléctrica. En una primera aproximación, ésta puede reducirse a cuatro efectos distintos:

- i. El primer efecto es directo y consiste de la aparición de pares de Cooper fuera del equilibrio, con tiempo de fluctuación característico $\tau_{GL} \sim \hbar/(T - T_c)$ en las cercanías de la transición. Un cierto número de esos pares (dependiendo de la proximidad con respecto a T_c) está siempre presente en un volumen unitario dado de la fase normal. En lo que concierne a la conductividad eléctrica, puede decirse que en $T > T_c$, como consecuencia de la presencia de los pares de Cooper meta-estables, se abre un nuevo canal de transferencia de carga no disipativo. Tal contribución directa de las fluctuaciones a la conductividad se conoce también como para-conductividad. Cuando se trata dentro de la teoría de campo medio, la para-conductividad se constituye en el término de Aslamazov–Larkin.
- ii. Otra consecuencia de la formación de pares de Cooper evanescentes es la disminución de la densidad de estados electrónicos en el nivel de Fermi. Si algunos electrones se involucran en el apareamiento, éstos no pueden participar simultáneamente en la transferencia de carga y en el calor específico como

excitaciones de una partícula. El número total de estados electrónicos puede cambiar debido a la interacción de Cooper y solamente podrá haber una distribución de niveles a lo largo del eje energético. Entonces podría hablarse de la abertura de un pseudo *gap* de fluctuaciones en el nivel de Fermi [5]. La disminución de la densidad de estados de electrón simple en el nivel de Fermi origina una reducción de la conductividad eléctrica del metal normal. Esta corrección indirecta de la contribución de las fluctuaciones a la conductividad eléctrica se denomina contribución de la densidad de estados y puede tener signo opuesto y ser singularmente pequeña cuando T se aproxima a T_c desde el estado normal, comparada con la para-conductividad. Por tal razón, esta contribución suele omitirse en las proximidades de la transición.

- iii. El tercer efecto es puramente cuántico y consiste de fluctuaciones generadas por dispersión elástica coherente de electrones que acaban formando pares de Cooper. Esta es la conocida contribución anómala de Maki–Thompson (MT) [6], la cual, a veces, es importante en la conductividad cerca de T_c . Esta contribución es extremadamente sensible a procesos que alteren la función de onda electrónica. Así, el tiempo de vida de las cuasi partículas es limitado por procesos de dispersión inelástica, como la dispersión electrón–fonón, la cual destruye la coherencia de fase del par de electrones y la dispersión por impurezas magnéticas que ocasionan el desapareamiento de los espines del par de electrones.
- iv. Además de estos efectos, en los superconductores de alta temperatura crítica fue experimentalmente confirmada la existencia de un régimen genuinamente crítico, caracterizado por fluctuaciones correlacionadas inmediatamente encima de T_c , las cuales pueden describirse mediante el modelo 3D–XY [7, 8]. En este modelo, el parámetro de orden del superconductor tiene dos componentes (una real y otra imaginaria) como una función de onda correspondiente a un condensado. Esto permite inferir que la termodinámica del superconductor

presente un comportamiento del tipo XY tridimensional, de manera análoga a lo que ocurre en el *He* super-fluido.

Los efectos de las fluctuaciones termodinámicas son más evidentes en temperaturas inmediatamente encima de T_c . Aún así, algunos efectos de fluctuaciones son fuertemente significativos en $T < T_c$ bajo la aplicación de campos magnéticos, como veremos posteriormente.

2. Teoría de Ginzburg–Landau

La teoría de Ginzburg–Landau [9], propuesta poco antes del desarrollo de la teoría microscópica BCS [10], es de carácter fenomenológico y se basa en la teoría de Landau para transiciones de fase de segundo orden. Como en la última, se propone la existencia de un parámetro de orden que tiene valor nulo en $T > T_c$ y se define, en su forma más simple, como una cantidad compleja del tipo

$$\Psi(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})| e^{i\phi(\mathbf{r})}, \quad (2.1)$$

donde $|\Psi(\mathbf{r})|^2 = n_s$ representa la densidad de super-partículas (pares de Cooper) y $\phi(\mathbf{r})$ es la fase.

En los superconductores convencionales de baja temperatura crítica, la transición entre los estados normal y superconductor es correctamente descrita por la teoría GL, la cual es equivalente a la teoría BCS en el límite $T \rightarrow T_c$ [11]. En las proximidades de T_c , en ausencia de campo magnético aplicado, $\Psi(\mathbf{r})$ es pequeño y la densidad de energía libre puede expandirse en una serie de potencias, como se hace en el caso de la teoría de transiciones de fase de segundo orden, $f_s(|\Psi|) = f_n + \alpha|\Psi|^2 + (\beta/2)|\Psi|^4 + \dots$. Cuando hay campo magnético externo, es necesario introducir el término correspondiente, $B^2/8\pi$, en la densidad de energía libre. Además, debe adicionarse la energía asociada con la variación espacial de $\Psi(\mathbf{r})$ inducida por la aplicación del campo magnético. Así, la densidad de energía libre adquiere la forma

$$f_s(\Psi) = f_n(T) + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*} |(-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})\Psi|^2 + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (2.2)$$

donde m^* y e^* representan la masa y la carga de un par de electrones, y $f_n(T)$ es la densidad de energía libre del estado normal. La minimización de la energía libre (2.2) con respecto al parámetro de orden, $\Psi(\mathbf{r})$, y al potencial vector, \mathbf{A} , conduce a las ecuaciones fundamentales de la teoría GL,

$$\alpha\Psi + \frac{\beta}{2} |\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})^2\Psi = 0, \quad (2.3)$$

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar e^*}{2m^*} (\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{(e^*)^2}{m^*} |\Psi|^2\mathbf{A}. \quad (2.4)$$

La ecuación (2.3) está asociada con la longitud de coherencia $\xi(T)$, mientras que la ecuación (2.4) se relaciona con la profundidad de penetración de London λ . Las definiciones correspondientes son dadas por

$$\xi(T) = \xi(0) |\varepsilon|^{-1/2}, \quad (2.5)$$

$$\lambda = \left(\frac{\mu_0 (e^*)^2 |\Psi(\mathbf{r})|^2}{m^*} \right)^{-1/2}, \quad (2.6)$$

donde $\xi(0)$ es la longitud de coherencia en $T = 0$ y $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ se conoce como la temperatura reducida.

En $T > T_c$, la densidad de super-partículas es muy pequeña, lo que permite la expansión de $\Psi(\mathbf{r})$ en una serie de Fourier. Introduciendo ésto en la densidad de energía libre (2.2) y calculando la media térmica de la densidad de pares de Cooper, puede obtenerse la probabilidad de ocurrencia de un cierto valor del parámetro de orden (en el espacio de Fourier),

$$w(\Psi_{\bar{q}}) \propto \exp\left(-\frac{|\Psi_{\bar{q}}|^2}{2\langle|\psi_{\bar{q}}|^2\rangle}\right). \quad (2.7)$$

La ecuación (2.7) muestra que la distribución de probabilidad de las amplitudes de Fourier, $\Psi_{\vec{q}}$, es Gaussiana. Es por eso que las fluctuaciones termodinámicas no correlacionadas, obtenidas mediante la teoría GL para $T > T_c$, son denominadas fluctuaciones Gaussianas.

Las fluctuaciones térmicas crecen en amplitud y pasan a interactuar en temperaturas muy próximas de T_c , en la llamada región genuinamente crítica, donde el sistema es gobernado por un comportamiento colectivo. En este límite, la teoría GL no es aplicable. Entonces, se usa el denominado criterio de Ginzburg [2], definido, en el límite limpio y en tres dimensiones, como

$$\varepsilon_G = \left(\frac{k_B}{8\pi^2(\delta c)\xi^3(0)} \right)^2 = \left| \frac{T_G - T_c}{T_c} \right|, \quad (2.8)$$

donde δc es el salto en el calor específico en T_c y k_B es la constante de Boltzmann. El criterio de Ginzburg define la temperatura límite T_G , debajo de la cual la teoría GL pierde su validez. El intervalo genuinamente crítico es, entonces, definido por:

$$\varepsilon \leq \varepsilon_G. \quad (2.9)$$

3. Fluctuaciones en la Conductividad Eléctrica para $T > T_c$

Una de las técnicas experimentales más utilizadas en el estudio de las fluctuaciones termodinámicas es la conductividad eléctrica. Particularmente en la región normal, el método ofrece la precisión necesaria para la detección de efectos tales como la contribución de Aslamazov-Larkin, anteriormente mencionada. El cálculo de esta contribución es efectuado con base en la teoría microscópica [3], pero la teoría GL también permite la derivación de este término adicional de la conductividad. La contribución de AL al exceso de conductividad $\Delta\sigma$ depende de la dimensionalidad del sistema como:

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{e^2}{32\hbar\xi(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (3D), \quad (3.1)$$

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{e^2}{16\hbar s} \varepsilon^{-1}, \quad (2D), \quad (3.2)$$

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{\pi e^2 \xi(0)}{16\hbar a} \varepsilon^{-3/2}, \quad (1D), \quad (3.3)$$

donde s es el espesor de la película en el caso 2D y a es el área de la sección transversal del filamento en el caso 1D.

La contribución de Maki–Thompson, en el caso 3D, presenta la misma divergencia de la para–conductividad 3D–AL. Aún sin ser tan significativa en los casos 2D y 1D, los mencionaremos por tener relevancia, debidamente redefinidos, para el estudio de fluctuaciones en la conductividad Hall [12]. Así,

$$\Delta\sigma_{MT} = \frac{e^2}{8\hbar s} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right), \quad (2D), \quad (3.4)$$

$$\Delta\sigma_{MT} = \Delta\sigma_{AL}^{1D} \frac{4\varepsilon}{\delta} \left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right)^{1/2}\right]^{-1}, \quad (1D), \quad (3.5)$$

donde $\delta = (T_{ini} - T_c)/T_c$ es el parámetro de quiebra de pares y T_{ini} es la temperatura para la cual la transición ocurriría si no existiesen efectos de “desapareamiento.”

Considerando los sistemas superconductores con anisotropía planar, en los cuales los parámetros de orden en capas adyacentes están débilmente acoplados mediante junturas Josephson, Lawrence y Doniach [13] desarrollaron un modelo en el cual la contribución de las fluctuaciones a la conductividad eléctrica es dada por

$$\Delta\sigma_{LD} = \frac{e^2}{16\hbar s \varepsilon} (1 + 2\alpha)^{-1/2}, \quad (3.6)$$

donde s representa el distanciamiento entre capas superconductoras y $\alpha = 2\xi_c^2(T)/s^2 = 2\xi_c^2(0)/s^2\varepsilon$ define el parámetro de acoplamiento que modela el cruce (crossover) del límite 2D, en altas temperaturas, al límite 3D cerca de T_c , y que depende de los detalles microscópicos del sistema. Los límites 2D y 3D son cuantificados por el parámetro adimensional $d = s/2\xi_c(0)$ de tal manera que

$\alpha = (2d^2\varepsilon)^{-1}$. Cuando $d^2\varepsilon \gg 1$ los planos están efectivamente desacoplados y el régimen es 2D. En ese caso, la ecuación (3.6) es idéntica a la ecuación 2D-AL (3.2) para sistemas con espesor s . Cuando, por el contrario, $d^2\varepsilon \ll 1$ los planos están acoplados y el régimen superconductor es 3D. En este caso la ecuación de LD se reduce a la ecuación 3D-AL (3.1), pero con longitud de coherencia $\xi_c(0)$ en lugar de la cantidad isotrópica $\xi(0)$.

El modelo de AL, desarrollado para sistemas homogéneos, fue extendido por Char y Kapitulnik [14] (CK) para el caso de materiales inhomogéneos, aplicando el modelo de percolación. El modelo CK considera un superconductor inhomogéneo tipo granular formado por regiones tales que dentro de cada una de ellas las propiedades superconductoras son uniformes. La superconductividad global se mantendría mediante el acoplamiento fuerte o débil de esas regiones en todo el material. Encima de T_c , el superconductor es considerado homogéneo, con dimensionalidad d , si la escala de longitud L de las regiones homogéneas es mayor que la longitud de correlación de percolación ξ_p , para la cual la teoría de AL predice

$$\Delta\sigma_{AL} \approx \varepsilon^{d/2-2}. \quad (3.7)$$

En el caso opuesto, si $L < \xi_p$, puede aplicarse el resultado (3.7), considerando, sin embargo, que es un fractal aleatorio con dimensión espectral \tilde{d} . Así la para-conductividad de CK toma la forma

$$\Delta\sigma_{CK} \approx \varepsilon^{\tilde{d}/2-2}. \quad (3.8)$$

Este resultado es general para cualquier fractal y, en el caso de agregados de percolación, la dimensión espectral tiene el valor universal $\tilde{d} \approx 4/3$ [15].

El criterio de Ginzburg, definido por la ecuación (2.8), delimita la validez de la teoría GL de tal modo que, en una región muy próxima de T_c , la termodinámica del superconductor ya no es descrita por la teoría de campo medio como en la región de fluctuaciones Gaussianas. En las cercanías de la transición, donde T_c es diferente de la temperatura crítica de GL, las fluctuaciones interactúan hasta tornarse fuertemente correlacionadas. A medida que la

temperatura disminuye y se aproxima a T_c , el alcance de correlación de las fluctuaciones aumenta progresivamente hasta volverse infinito en $T = T_c$.

La región así caracterizada es llamada genuinamente crítica, y su estudio se efectúa mediante las teorías de escalamiento estático y dinámico [16], en las cuales se expande la energía libre en una serie de potencias de la longitud de coherencia, que es la escala de longitud relevante para toda la fenomenología crítica en las inmediaciones de la transición. Esta teoría predice una divergencia del exceso de conductividad ($\Delta\sigma$) en la temperatura crítica, de acuerdo con la ecuación

$$\Delta\sigma \approx \varepsilon^{-\nu(2+z-d+\eta)}, \quad (3.9)$$

donde ν es el exponente crítico de la longitud de coherencia, z es el exponente crítico dinámico, d es la dimensionalidad del sistema y $\eta \approx 0$ es el exponente que considera el desvío de la función de correlación del parámetro de orden con respecto al comportamiento de tipo de campo medio. La descripción más simple de la transición en la región crítica sugiere que las propiedades de los superconductores de tipo II, en ausencia de campo magnético externo, sean las mismas previstas por el modelo 3D–XY [7], para el cual $\nu \approx 2/3$. En su previsión, Lobb [4], define dos regímenes en la región crítica. El primero es un régimen crítico estático, con $\nu \approx 2/3$, en el cual los exponentes z y η conservan los valores de campo medio ($z = 2$ y $\eta = 0$), resultando en un exponente crítico para la conductividad, dado por $\lambda = \nu(2 + z + d + \eta) = 2/3$. El segundo corresponde a un régimen crítico dinámico, más próximo de T_c , donde los efectos del escalamiento dinámico se tornan importantes. Ocurre, entonces, un cambio del exponente crítico dinámico, el cual adquiere el valor $z = 3/2$. En este caso, el exponente crítico previsto para la conductividad en sistemas 3D es $\lambda = \nu(2 + z + d + \eta) = 1/3$.

4. Comportamiento de la Conductividad Eléctrica para $T < T_c$

Un aspecto muy interesante en los superconductores granulares es la ocurrencia de un proceso a dos etapas en la transición normal superconductor [7, 17]. El fenómeno es descrito suponiendo que el apareamiento electrónico estabiliza un estado superconductor en regiones mesoscópicas (granos) de la muestra, en cercanías del T_c volumétrico y, en bajas temperaturas, otra temperatura crítica, T_{c0} , conduce el sistema a un estado de coherencia de fase de largo alcance, mediante procesos de tipo percolativo que activan las juntas débiles entre los granos. En temperaturas inferiores a T_{c0} se obtiene el estado de resistividad rigurosamente nula [18].

La descripción teórica es efectuada, por lo tanto, en términos de un modelo de transición de fase paracoherente-coherente propuesto para superconductores granulares [19, 20]. En esta transición, las fases fluctuantes del parámetro de orden de GL en cada grano adquieren orden de largo alcance. Un esquema de este proceso se muestra en la figura 1.

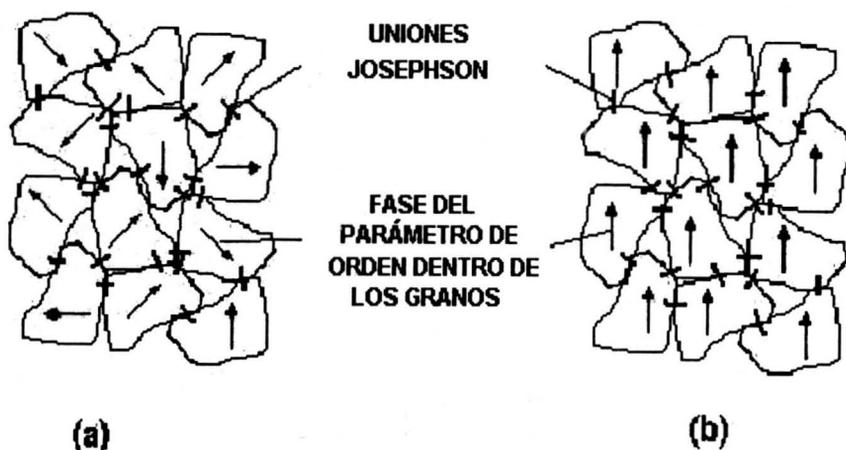


Figura 1. Interacción débil entre los granos de un superconductor inhomogéneo y transición de coherencia: a. fase para-coherente; b. fase coherente.

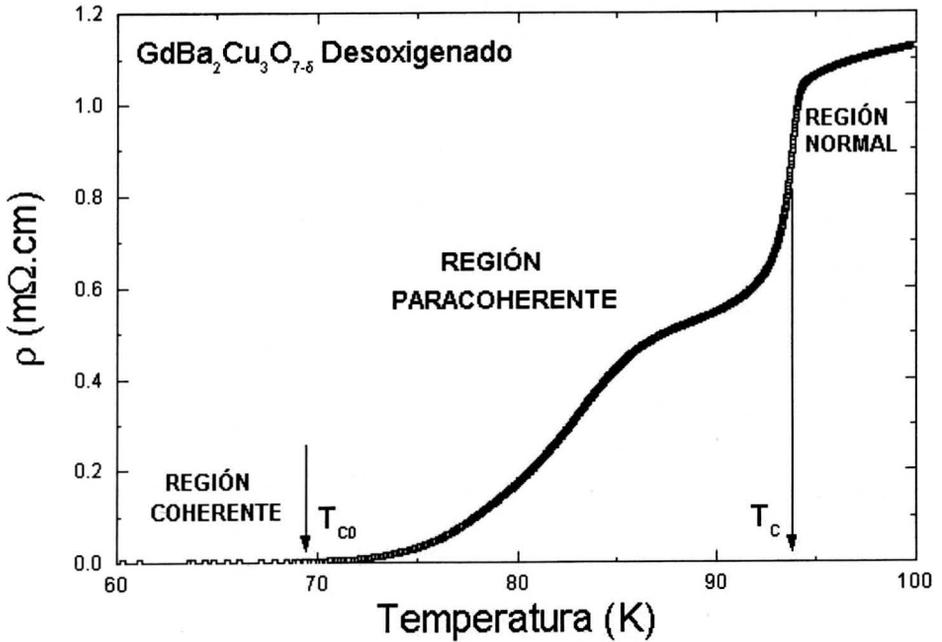


Figura 2. Regiones normal, para-coherente y coherente en la transición superconductor de una muestra desoxigenada de $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. La desoxigenación se efectúa con el objeto de extender la transición de modo que se puedan resolver los regímenes de fluctuaciones. [Laboratorio de Resistividad, Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1996].

Como en el modelo vidrio de superconductor [21, 22], la fenomenología es descrita por el Hamiltoniano de tunelamiento de pares de Cooper, dado por

$$H = \sum_{i,j} J_{ij} \cos(\theta_i - \theta_j - A_{ij}), \quad (4.1)$$

donde, J_{ij} es la energía de acoplamiento inter-granular, y θ_i y θ_j son las fases de los parámetros de orden i y j , respectivamente. La frustración, esto es, la modificación energética originada por la presencia del campo magnético, se introduce por medio del factor

de fase $A_{ij} = (2\pi/\Psi_0) \int_i^j \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$, donde \mathbf{A} es el potencial vectorial y la integral de línea se evalúa desde el centro del grano i al centro del grano j . En ausencia de campo magnético, el Hamiltoniano es formalmente el mismo de un ferromagneto desordenado 3D-XY [19]. En presencia de campos magnéticos, el factor de frustración A_{ij} conduce el sistema a un estado del tipo vidrio de espín [21, 22].

En temperaturas próximas a T_{c0} existe, entonces, una región crítica cuya anchura puede estimarse a través de un criterio de Ginzburg renormalizado [19].

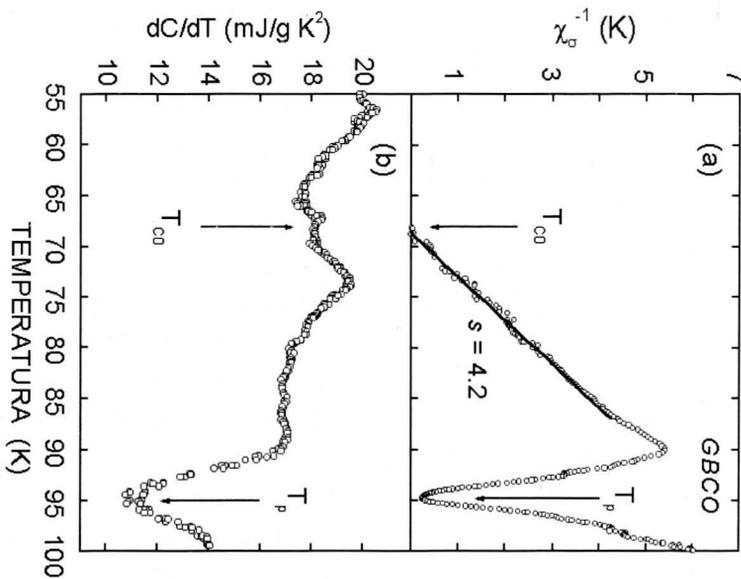


Figura 3. T_c y T_{c0} en una muestra de $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: **a.** derivada logarítmica del exceso de conductividad con respecto a la temperatura; **b.** derivada del calor específico con respecto a la temperatura [18].

El exceso de conductividad $\Delta\sigma$ permite la identificación de las

regiones para-coherente y coherente, tal como se observa en la figura 2. Es importante resaltar que la resistividad en la región para-coherente está relacionada con procesos de activación y desactivación de las uniones débiles del material.

El modelo representado por el Hamiltoniano de tunelamiento inter-granular pertenece a la clase de universalidad 3D–XY, lo cual implica la ocurrencia de una transición de fase de segundo orden paracoherente-coherente en la temperatura T_{c0} , para la cual la fase del parámetro de orden se torna idéntica en todos los granos. Fuertes evidencias de la existencia de una transición de naturaleza tal en varios superconductores granulares de alta temperatura crítica fueron presentados en estudios del exceso de conductividad y mediciones de calor específico, como se muestra en la figura 3 [18].

5. Efectos Magnéticos sobre la Conductividad para $T > T_c$

Cuando el campo magnético aplicado se aumenta, el volumen ocupado por las fluctuaciones disminuye hasta tornarse significativamente menor que la longitud de coherencia $\xi(T)$ [23]. Por otra parte, en campos magnéticos suficientemente fuertes, las cuasipartículas son efectivamente confinadas en el nivel más bajo de Landau (LLL), debido a la cuantización de los estados electrónicos alrededor del eje de aplicación del campo magnético [24]. Se denomina LLL al estado en el cual las fluctuaciones transversales al campo tienden a suprimirse por el desdoblamiento de los orbitales de Landau y se caracterizan por una escala de longitud determinada por el campo magnético. Para campos suficientemente fuertes, esta escala de longitud está dada por $\ell_H = (\Phi_0/2\pi H)$, [25]. En estas circunstancias, la dimensión del sistema se reduce y las fluctuaciones adquieren un carácter efectivamente unidimensional a lo largo de la dirección del campo magnético. Para campos aplicados paralelos al eje cristalográfico c en una película delgada, el volumen de una fluctuación típica está dado por $\ell_H^2 s$, donde s es el espesor de la película [17]. Esta reducción de la dimensionalidad efectiva aumenta la importancia de las fluctuaciones en una cierta región,

alrededor de $T_c(H)$, que crece con el aumento del campo de acuerdo con el criterio de Ginzburg dependiente del campo H [26],

$$G(H) = \left(\frac{8\pi\kappa^2 k_B T_c H}{\Phi_0 \xi_c H_c^2} \right)^{2/3}, \quad (5.1)$$

donde κ es el cociente entre las longitudes de penetración y de coherencia y H_c representa el campo crítico termodinámico.

En la práctica, el comportamiento crítico del tipo 3D–XY es aplicable a un pequeño intervalo de campos magnéticos, en las proximidades de $H = 0$. Esto significa que es posible la observación experimental del régimen genuinamente crítico aún en presencia de campos magnéticos débiles. En un sistema 3D, el exceso de conductividad obedece a una ley de escala de la forma [27]

$$\Delta\sigma H^{1/2} = f\left(\frac{\varepsilon}{H^{1/2\nu}}\right), \quad (5.2)$$

que relaciona las fluctuaciones críticas con un comportamiento dominado por el régimen crítico estático 3D–XY. Por lo tanto, el exponente crítico dinámico correspondiente es $\nu = 2/3$. En las proximidades inmediatas de T_c , el régimen crítico dinámico es experimentalmente accesible hasta ciertos valores de campo magnético aplicado. En campos más elevados, ocurre una supresión progresiva de los regímenes crítico y Gaussianos y el sistema de fluctuaciones se torna efectivamente unidimensional, siendo confinado en el nivel más bajo de Landau [28]. En este caso límite, el exceso de conductividad debe regirse por la ley de potencia

$$\Delta\sigma = \left(\frac{T^2}{H}\right)^{1/3} F_{3D} \left[A \frac{T - T_c(H)}{(HT)^{2/3}} \right], \quad (5.3)$$

la cual es válida en el caso 3D.

6. Efectos Magnéticos sobre la Conductividad para $T < T_c$

La presencia de campos magnéticos afecta significativamente la transición superconductor en $T < T_c$, conforme se muestra en la

figura 4. Varios modelos han sido propuestos con la intención de explicar el comportamiento de los superconductores de alta temperatura en la fase mixta. De entre las diversas teorías, se destacan los modelos clásicos de *flux flow* y *flux creep* [29, 30], así como los modelos granulares de vidrio superconductor [21, 22] y vidrio de vórtices [31, 32], basándose el último en la teoría de escalamiento dinámico, razón por la cual resulta de particular interés.

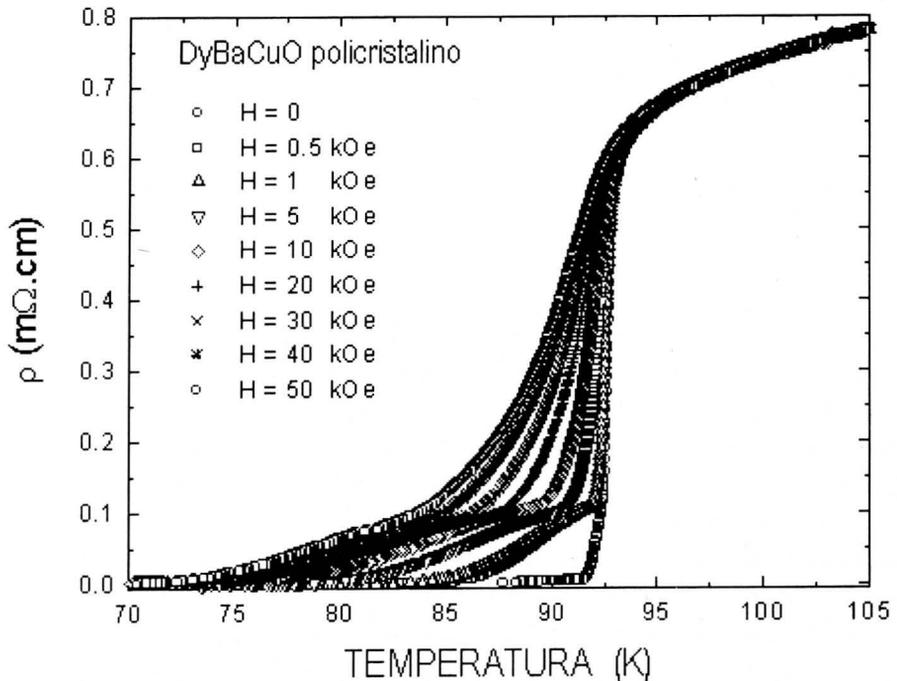


Figura 4. Efecto característico de la aplicación del campo magnético sobre la transición resistiva de superconductores de alta temperatura crítica. En bajos campos se afecta la región de baja temperatura, asociada con la transición de coherencia. En altos campos se afecta la región de alta temperatura, relacionada con la transición de apareamiento [33].

El modelo vidrio de vórtices considera que las líneas de flujo, características del estado mixto, adoptan una configuración análoga al orden magnético que tiene lugar en los vidrios de espín, en los cuales los momentos magnéticos atómicos están fijos en el tiempo, pero

no se orientan paralelamente a la dirección de aplicación del campo como en los materiales ferromagnéticos, ni anti-paralelamente como en los anti-ferromagnéticos. Los vidrios de espín son magnéticamente desordenados y frustrados (el desorden hace que sea importante el establecimiento de un estado global del sistema en el cual las interacciones entre todos los pares de espines sean simultáneamente satisfechas; consecuentemente, el estado fundamental de un vidrio de espín es altamente degenerado, consistiendo de muchas configuraciones no equivalentes).

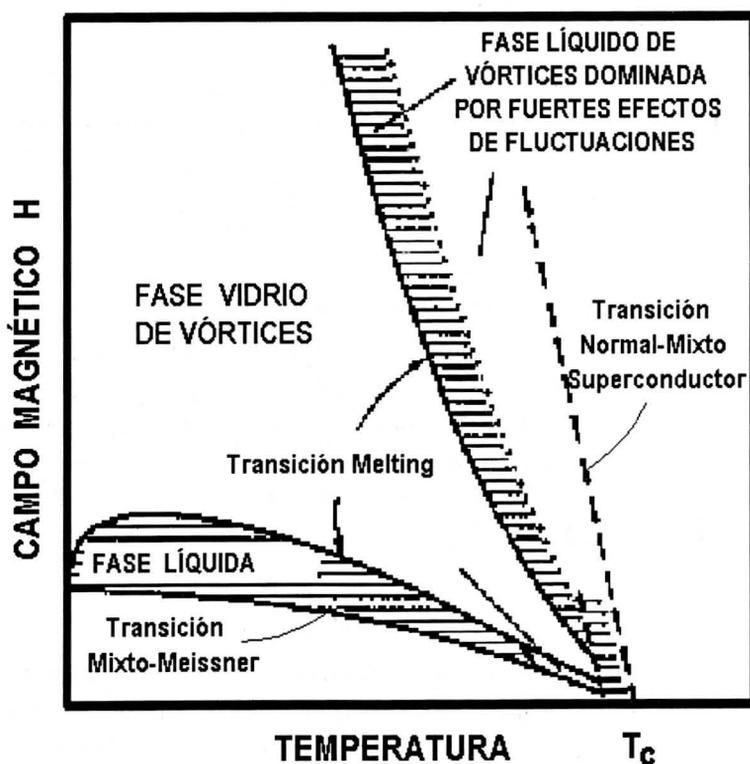


Figura 5. Transición *melting* entre estados vidrio de vórtices y líquido de vórtices, producida por fuertes efectos de fluctuaciones debidos a alta anisotropía, elevadas temperaturas y pequeña longitud de coherencia.

Por causa de esta analogía, la fase sólida desordenada en los

superconductores de alta temperatura se denomina fase vidrio de vórtices [31, 32] y se caracteriza por el desorden (debido a la presencia de centros de aprisionamiento de líneas de vórtice) y por la frustración magnética.

En el caso límite de desorden de tipo granular, la fase vidrio de vórtices puede estudiarse formalmente a través del Hamiltoniano dado por la ecuación 4.1, $H = -\sum_{i,j} J_{ij} \cos(\theta_i - \theta_j - A_{ij})$. En esta teoría, el fenómeno de disipación se estudia en términos de la correlación de la fase del parámetro de orden. En el estado vidrio de vórtices, donde la fase del parámetro de orden está correlacionada, la resistividad lineal es estrictamente cero, dando origen a un verdadero comportamiento superconductor. La transición vidrio de vórtices ocurre para un cierto valor de temperatura T_g , es continua y tiene lugar entre las fases líquido de vórtices y vidrio de vórtices, conforme se observa en la figura 5. Algunos autores relacionan esta línea de fusión con el fenómeno conocido como línea de irreversibilidad.

El sistema se caracteriza por algunas cantidades divergentes en la transición y también mediante leyes universales de escalamiento. En particular, la longitud relevante en este caso es ξ_g , que representa la escala de magnitud en la cual la fase del parámetro de orden permanece correlacionada. Por tal razón, ξ_g suele denominarse longitud de correlación de la fase vidrio de vórtices. La divergencia en T_g está dada por [34, 35]

$$\xi_g \propto (T - T_g)^{-\nu}, \quad (6.1)$$

donde ν es el exponente crítico. Asociada a esta longitud de correlación hay una relajación temporal cuyo escalamiento puede escribirse como $\tau = \xi_g^z$, donde z es el exponente crítico dinámico.

Las propiedades de transporte en las cercanías de T_g se discuten en términos de leyes de escalamiento. Una densidad de corriente externa prueba el sistema sobre una longitud $L_{sc} \approx ck_B T / \Phi_0 j^{d-1}$, [9]. Los regímenes a temperaturas mayores que T_g pueden analizarse como sigue:

- i. Para temperaturas $T > T_g$, en bajas corrientes aplicadas y

cuando $L_{sc} > \xi_g$, la fase del parámetro de orden no está correlacionada debido a fluctuaciones térmicas y se espera un comportamiento óhmico en la respuesta eléctrica. Reduciendo la temperatura en la dirección de T_g , la longitud de coherencia de vidrio de vórtices ξ_g crece disminuyendo la resistividad hasta cero, con una dependencia en temperatura de tipo ley de potencia:

$$\rho(T) = A(T - T_g)^s, \quad (6.2)$$

donde $s = \nu(z + 2 - d)$ y d representa la dimensionalidad del sistema. El valor característico de s en el superconductor de alta temperatura $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ es aproximadamente 4.

- ii. Si $L_{sc} < \xi_g$, la corriente aplicada quiebra la correlación de fase dando origen a un movimiento de las líneas de vórtice y un comportamiento no óhmico, en forma de ley de potencia, es esperado en la característica I-V a partir de la teoría de escalamiento dinámico.

7. Conclusiones

Algunas propiedades de los superconductores de alta temperatura crítica han facilitado el acceso experimental para la observación del fenómeno de las fluctuaciones termodinámicas en la conductividad eléctrica, aún bajo la aplicación de campos magnéticos. Las características de las fluctuaciones son esencialmente diferentes en los estados normal y superconductor. En la fase normal, es decir en $T > T_c$, predominan las fluctuaciones en la amplitud del parámetro de orden de Ginzburg-Landau. Particularmente, pueden determinarse experimentalmente los regímenes de fluctuaciones Gaussianas, de tipo para-conductividad, y genuinamente crítico en las proximidades inmediatas de T_c , como se observa en el diagrama H-T de la figura 6(a). Esta temperatura crítica T_c está relacionada con el valor de temperatura para el cual la densidad de pares de Cooper (módulo cuadrado de la amplitud del parámetro de

orden) se torna infinita en el interior de las regiones mesoscópicas que conforman el material (granos), de modo que en ese valor T_c tiene lugar la transición de apareamiento [20]. Conforme se percibe en la figura 6(a), en la región más alejada de T_c y para altos campos magnéticos aplicados, las fluctuaciones adoptan un comportamiento efectivamente unidimensional, evidenciando el confinamiento de los pares de Cooper evanescentes en el más bajo nivel de Landau. Esta fenomenología es causada por el campo magnético y por el carácter de anisotropía planar de la muestra examinada. En el estado superconductor, esto es en $T < T_c$, el sistema es gobernado por fluctuaciones en la fase del parámetro de orden, las cuales permiten efectuar una descripción del fenómeno en términos de acoplamiento débil (de tipo Josephson) entre los diferentes regímenes fluctuacionales, que físicamente están distribuidos en forma granular. Dentro de este esquema, hay evidencias experimentales [18–20] de la existencia de una transición de coherencia con temperatura crítica característica $T_{co}(H)$, en la cual el superconductor obtiene orden de largo alcance entre las fases del parámetro de orden en todo el material (acoplamiento inter-granular). Cuando se aplican altos campos magnéticos, esta transición de coherencia es apantallada por la fuerte dinámica de vórtices [36], dando lugar a una transición de tipo vidrio de vórtices [37], que ocurre para el valor de temperatura en la cual la resistividad se hace estrictamente nula [20]. El inicio de la transición de coherencia (régimen para-coherente) está fuertemente relacionado con la conocida línea de irreversibilidad magnética, como se observa en el diagrama H–T de la figura 6(b). En esta región comienza a establecerse el orden de largo alcance entre las fases del parámetro de orden mediante tunelamiento de tipo Josephson entre los diferentes dominios granulares del material.

Un efecto poco estudiado, tanto desde el punto de vista teórico como experimental, es el que concierne a las fluctuaciones en la conductividad Hall. A este respecto hay toda una línea de investigación abierta e inexplorada, cuyos resultados podrán aportar contribuciones importantes para la comprensión de los mecanismos característicos de los superconductores de alta temperatura crítica. Otra inquietud que puede resolverse con los nuevos descubrimientos de

superconductividad a altas temperaturas en aleaciones metálicas es el que tiene que ver con la variación de los parámetros microscópicos con el aumento de la temperatura crítica en superconductores de tipo II.

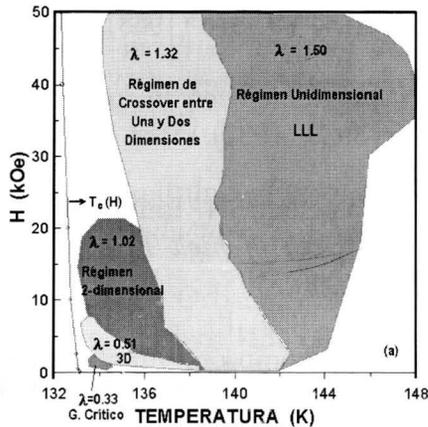


Figura 6. Diagramas H-T que resumen los regímenes de fluctuaciones característicos en superconductores de alta temperatura crítica. **a.** Fase normal en una muestra de $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$: regímenes de fluctuaciones bajo la aplicación de altos campos magnéticos. **b.** Fase superconductor en una muestra de $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: transiciones de apareamiento en $T_p(H)$ y de coherencia en $T_{co}(H)$. La línea que divide las fases para-coherente y líquido de vórtices en sistemas desordenados es la Línea de Irreversibilidad. [Laboratório de Resistividade, Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul]

Referencias

1. H. E. Stanley, *Introduction to phase transitions and critical phenomena* (Clarendon, Oxford, 1971), p. 180.
2. A. A. Varlamov and M. Ausloos, *Fluctuation phenomena in superconductors*, in *NATO Advanced Research Workshop on Fluctuation Phenomena in High Critical Temperature Super-*

- conducting Ceramics*, Trieste, 1996, ed. M. Ausloos and A. A. Varlamov (Kluwer, Dordrecht, 1997), pp. 3–41.
3. L. G. Aslamazov and A. I. Larkin, *Effect of fluctuation on the properties of a superconductors above the critical temperature*, Sov. Phys. Solid State **19**, 875 (1968).
 4. C. J. Lobb, *Critical fluctuation in high- T_c superconductors*, Phys. Rev. B **36**, 3930 (1987).
 5. C. di Castro, C. Castellani, N. Raimondi and A. Varlamov, *Fluctuation conductivity of high- T_c superconductors*, Phys. Rev. B **42**, 10211 (1990).
 6. K. Maki and R. S. Thompson, *Fluctuation conductivity of high- T_c superconductors*, Phys. Rev. B **39**, 2767 (1989).
 7. P. Pureur, R. M. Cost, P. Rodrigues Jr. *et al.*, *Critical and Gaussian conductivity fluctuations in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , Phys. Rev. B **47**, 11420 (1993).
 8. P. Pureur, R. M. Costa, P. Rodrigues Jr. *et al.*, *Critical and Gaussian conductivity fluctuations in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ and $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$* , Physica C **235/240**, 1939 (1994).
 9. A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the theory of metals* (North-Holland, Groningen, 1988), pp. 120–135.
 10. J. Bardeen, N. L. Cooper and J. R. Schrieffer, *Theory of superconductivity*, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
 11. L. P. Gor'kov, *On the energy spectrum of superconductors*, Sov. Phys. JETP **7**, 505 (1958); *Generalized form of the dependence of the ion cross section in complex nuclei on the number of nucleons*, Sov. Phys. JETP **9**, 164 (1959); *Theory of superconducting alloys in a strong magnetic field near the critical temperature*, Sov. Phys. JETP **10**, 998 (1960).

12. J. P. Rice and D. M. Ginsberg, *Method for analysis of superconducting fluctuation effects by superposition of the longitudinal and Hall conductivities*, Phys. Rev. B **46**, 12049 (1992).
13. W. E. Lawrence and S. Doniach, *Theory of layer structure superconductors*, in *Proceedings of 12th International Conference on Low Temperature Physics*, Kyoto, ed. E. Kando (Academic Press, 1971), pp. 361–362.
14. K. Char and A. Kapitulnik, *Fluctuation conductivity in inhomogeneous superconductors*, Z. Phys. B **72**, 253 (1988).
15. S. Alexander and R. Orbach, *Fractal dimensionality in percolative systems*, J. Phys. **43**, L625 (1982); S. Alexander, C. Laermans, R. Orbach and H. M. Rosenberg, *Fraction interpretation of vibrational properties of cross-linked polymers, glasses, and irradiated quartz*, Phys. Rev. B **28**, 4615 (1983).
16. P. C. Hohenberg and B. I. Halperin, *Theory of dynamics critical phenomena*, Rev. Mod. Phys. **49**, 435 (1977).
17. A. Gerber, T. Grenet, M. Cyrot and J. Beille, *Double-peak superconductivity transition in granular L-M-Cu-o (L=Pr, Nd, Sm, Eu; M=Ce, Th) superconductors*, Phys. Rev. Lett. **65**, 3201 (1990).
18. A. R. Jurelo, I. A. Castillo, J. Roa-Rojas *et al.*, *Coherence transition in granular high temperature superconductors*, Physica C **311**, 133 (1999).
19. J. Rosenblatt, A. Raboutou, P. Peyral and C. Lebeau, *Intra-granular and intergranular transitions in Y-Ba-Cu-O ceramics*, Rev. Phys. Appl. **25**, 73 (1990).
20. J. Roa-Rojas, R. Menegotto Costa, P. Pureur and P. Prieto, *Pairing transition, coherence transition and the irreversibility line in GdBaCuO*, Phys. Rev. B **61**, 12457-(2000).

21. C. Ebner and D. Stroud, *Diamagnetic susceptibility of superconducting clusters: spin-glass behavior*, Phys. Rev. B **31**, 165 (1985).
22. P. Rodrigues Jr., J. Schaf and P. Pureur, *Field and oxygen dependence of the magnetic irreversibility line in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , Phys. Rev. B **49**, 15292 (1994).
23. M. Tinkham, *Introduction to superconductivity* (Krieger, Florida, 1975), pp. 230–257.
24. G. Bergmann, *Landau level superconducting fluctuations of type-II superconductors in a high magnetic field*, Z. Phys. B **255**, 430 (1969).
25. D. H. KIM and M. D. Trochet, *Scaling behavior of fluctuation conductivity of high-temperature superconductors in a magnetic field*, Phys. Rev. B **45**, 10801 (1992).
26. R. Ikeda, T. Ohmi, T. Tsuneto *et al.*, *Renormalized fluctuation theory of resistive transition in high-temperature superconductors under magnetic field*, J. Phys. Soc. Japan **58**, 1377 (1989); *Renormalized superconducting fluctuations in magnetic field-extrapolation to lower temperature*, J. Phys. Soc. Japan **59**, 1397 (1990).
27. M. B. Salamon, J. Shi, N. Overend and M. A. Howson, *XY-like critical behavior of the thermodynamic and transport properties of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ in magnetic fields near T_c* , Phys. Rev. B **47**, 5520 (1993).
28. R. M. Costa, P. Pureur, L. Ghivelder, *et al.*, *Gaussian, three-dimensional-XY, and lowest-Landau-level scalings in the low-field fluctuation magnetoconductivity of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$* , Phys. Rev. B **56**, 10836 (1997).
29. P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Hard superconductivity: theory of the motion of Abrikosov flux line*, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).

30. J. Bardeen and M. J. Stephen, *Theory of motion of vortices in superconductors*, Phys. Rev. **140**, 1197 (1965).
31. M. P. A. Fisher, *Vortex-glass superconductivity: a possible new phase in bulk high- T_c oxides*, Phys. Rev. Lett. **62**, 1415 (1989).
32. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher and D. A. Huse, *Thermal fluctuation, quenched disorder, phase transition and transport in type-II superconductors*, Phys. Rev. B **43**, 130 (1991).
33. J. Roa-Rojas and P. Pureur, *Irreversibility line and coherence transition in ceramics of DyBaCuO*, Supercond. Sci. Technol. (2001), por aparecer.
34. R. H. Koch, V. Foglietti and W. J. Gallagher, *Experimental evidence for vortex-glass superconductivity in Y-Ba-Cu-O*, Phys. Rev. Lett. **63**, 1511 (1989).
35. R. H. Koch, V. Foglietti and M. P. A. Fisher, *Reply to: experimental evidence for vortex-glass superconductivity in Y-Ba-Cu-O*, Phys. Rev. Lett. **64**, 2586 (1990).
36. J. Roa-Rojas, D. A. Landínez Téllez and P. Pureur, *Gaussian and three-dimensional-XY scalings and effects of disorder in the fluctuation magnetoconductivity of polycrystalline DyBaCuO*, Phys. Status Solidi b **220**, 513 (2000).
37. M. P. A. Fisher, *Vortex-glass superconductivity: a possible new phase in bulk high- T_c oxides*, Phys. Rev. Lett. **62**, 1415 (1989).