

Transición de fase de primer orden líquido-sólido sin cambio de simetría estructural

Yanina Fasano y Francisco de la Cruz

Presentamos un análisis crítico del comportamiento de la estructura de vórtices superconductores en presencia de potenciales topológicamente desordenados. Enfatizamos la discusión en términos del tipo y orden de las transiciones de fase en el sistema de vórtices y su relación con el análisis topológico de la estructura correspondiente.

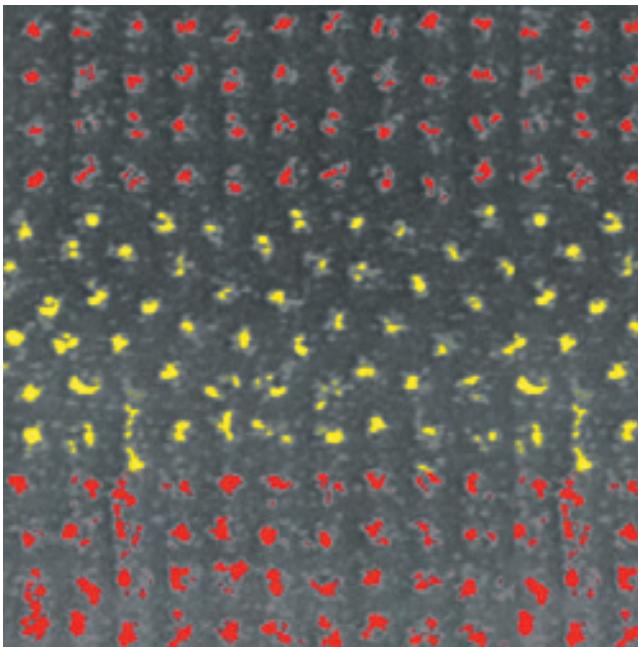
Un sistema de vórtices superconductores interactuando con un potencial desordenado es un ejemplo paradigmático del comportamiento de sistemas elásticos condensados en substratos [1].

La red cristalina de vórtices está constituida por líneas de flujo magnético asociadas a corrientes eléctricas superconductoras que originan y conservan cuantos de flujo magnético [2]. La densidad de corriente eléctrica asociada al vórtice se expresa como $J = |\Psi(\mathbf{r})|^2 e \mathbf{v}_s(\mathbf{r})$, donde $\Psi(\mathbf{r})$ es el parámetro de orden que determina la densidad de electrones superconductores, $n_s(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})|^2$ y $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ es la velocidad [2] de los mismos en el punto \mathbf{r} . El campo de velocidades diverge hacia el centro del vórtice, $\mathbf{r} = 0$, donde $\Psi(\mathbf{r})$ se anula y define la singularidad topológica del vórtice.

La estructura interna de un vórtice queda determinada por las dos distancias que caracterizan las propiedades superconductoras: la longitud de penetración, $\lambda(T)$, que describe el rango espacial de variación del campo magnético y la longitud de coherencia, $\xi(T)$, que se asocia a la extensión espacial del núcleo de la singularidad [2].

Las propiedades de un vórtice ponen de manifiesto las características básicas de la teoría fenomenológica de Ginzburg y Landau. El análisis de la respuesta del sistema de vórtices nucleado en materiales reales permite ampliar el conocimiento de aspectos fundamentales de un problema más general: el estudio de redes elásticas depositadas en un substrato [3].

Debido a que $\lambda(T)$ y $\xi(T)$ son distancias bastante mayores que la separación entre átomos, suele aproximarse al substrato como un material con simetría continua. Como consecuencia de la interacción electromagnética repulsiva entre vórtices y la "presión" ejercida por el campo magnético apli-



Transformación de simetría en la red de vórtices: de la estructura hexagonal intrínseca a la cuadrada inducida por un potencial artificial de anclaje. Imagen obtenida mediante decoración magnética de vórtices realizada a 4.1K en el superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CCu}_2\text{O}_8$.

cado, la red de vórtices en un substrato ideal es hexagonal [4] con el parámetro de red determinado por la inducción magnética $B = n\Phi_0$, donde n es la densidad de vórtices por unidad de área y Φ_0 el cuanto de flujo. Debido a la presencia de defectos en la estructura atómica del substrato, la red de vórtices pierde la simetría de traslación continua. Un defecto puntual en la estructura atómica modifica localmente sus propiedades electrónicas y suele deprimir $\Psi(\mathbf{r})$ en una distancia no menor que $\xi(T)$. La presencia de defectos genera potenciales de anclaje que actúan sobre el núcleo de los vórtices cuando la distancia entre ellos es del orden del rango de fuerzas de los defectos, $\xi(T)$. La distribución al azar de defectos a lo largo de un vórtice induce desplazamientos locales aleatorios.

La geometría final del vórtice resulta de un balance energético: el aprovechamiento de la energía de anclaje se compensa con el incremento de su energía de línea [3]. Extendiendo este concepto a la red de vórtices, si las deformaciones del parámetro de red son suficientemente grandes se generarán defectos topológicos para relajar el exceso de energía elástica acumulada.

La estructura de vórtices no sufre distorsiones sólo por la presencia de potenciales de anclaje, ya que la energía térmica compite con la energía de anclaje para inducir "desorden" [3] en los superconductores de alta temperatura crítica [5], T_c . Por el contrario, se puede disminuir el desorden diseñando centros de anclaje de diámetro $\xi(T)$ y de longitud igual a la del vórtice. En este caso, el aprovechamiento de la energía de anclaje tiende a hacer más rígido al vórtice y la contribución al desorden por efecto térmico a una dada temperatura se verá disminuida [3]. Estos defectos, denominados columnares [6], son creados bombardeando el material con iones pesados de alta energía.

El sistema de vórtices ofrece una gran riqueza para el estudio de la respuesta de estructuras elásticas a la presencia de potenciales de interacción. Se puede controlar, con la simple sintonía del campo magnético, las constantes elásticas de la red, la densidad relativa de vórtices y centros de anclaje y estudiar la interacción de estructuras commensuradas o incommensuradas de vórtices con potenciales artificiales de anclaje [7].

Las técnicas de observación de estructuras de vórtices son variadas y adecuadas a distintos rangos de campos y temperaturas: difracción de neutrones [8], técnicas magneto-ópticas [9], microscopía por efecto túnel (STM) [10], microscopía electrónica [11], etc. En este trabajo mostraremos resultados obtenidos utilizando la técnica de decoración magnética de Bitter [12] que, aunque su uso está limitado a campos magnéticos bajos, resulta de gran utilidad por la posibilidad de observar con precisión de un vórtice grandes extensiones de muestra.

Problema y diagrama de fases unificado

Propuesta teórica

Las bases de la descripción de la estructura de vórtices en presencia de un sistema denso de defectos puntuales fueron establecidas por Larkin y Ovchinnikov (LO) [13], quienes correlacionaron la estructura de vórtices, fenómeno estático, con la fuerza necesaria (corriente crítica) para sacarlos de los centros de anclaje. Según la propuesta, el máximo volumen de la estructura de vórtices que soporta deformaciones elásticas es aquel delimitado por desplazamientos relativos de vórtices de magnitud igual o menor al rango de fuerza del potencial de anclaje, $\xi(T)$. Esta condición determina el volumen de correlación, V_c . Cuando la energía elástica iguala la energía provista por una fuerza exterior ejercida sobre ese volumen los vórtices se desanclan. Cuanto mayor sea el volumen, menor será la fuerza necesaria para desacoplar espacialmente la estructura de vórtices de la distribución de defectos. La red ideal posee un volumen crítico infinito, la fuerza crítica se anula. Por ser una teoría elástica, no puede predecir cuál será la estructura de vórtices a distancias que exceden las contenidas en el volumen de correlación. Es de imaginar, y muchos así lo hicimos, que a distancias que superen el volumen de correlación se inducirán defectos topológicos en la red de vórtices [14] (proliferación de dislocaciones), sugiriendo una estructura policristalina de vórtices.

Experimentos midiendo fuerzas críticas [15] dieron apoyo a la teoría de LO y a la suposición, no incluida en ella, de una estructura policristalina [16] de vórtices asociada a la presencia de desorden puntual.

Efecto pico y transición de fase como parte del problema

Uno de los mayores éxitos de la teoría de LO [14] fue la explicación formal del "efecto pico" [17]. Este fenómeno se manifiesta por un rápido incremento de la corriente crítica, $I_c(H,T)$, al aproximarse [18] al campo crítico, $H_{c2}(T)$, en el cual el material "transiciona" a la fase normal e I_c se reduce

a cero, ver Fig. 1. Dentro de la imagen teórica un máximo de corriente crítica implica [14] un valor mínimo de V_c .

El aumento de I_c sugiere que los granos del "policristal" disminuirán de tamaño, i.e., la cantidad de defectos topológicos en la red de vórtices aumentará en el pico. Esta visión motivó que varios investigadores [19,20] sugirieran que el efecto pico es consecuencia de una transición de fase termodinámica estructural orden-desorden. La transformación se haría desde una fase ordenada a campos o temperaturas menores a los determinados por $H_p(T)$, donde se produce el pico, a una fase amorfa para campos o temperaturas mayores [7], ver Fig. 1.

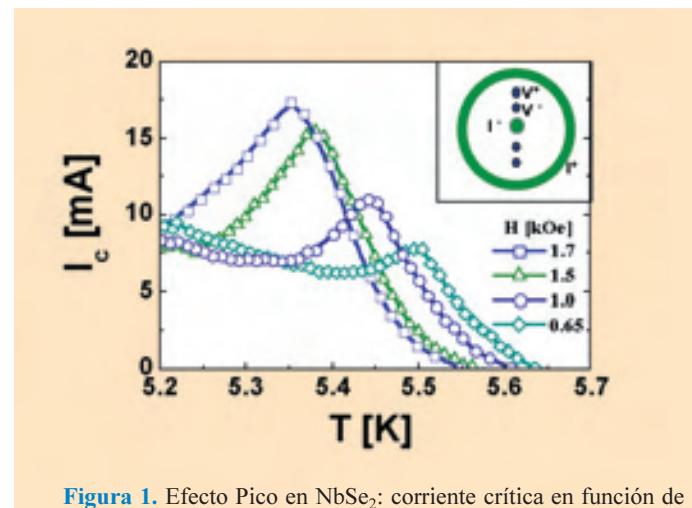


Figura 1. Efecto Pico en NbSe₂: corriente crítica en función de la temperatura para campos magnéticos de 1.7, 1.5, 1.0 y 0.65 kOe. Detalle: configuración de contactos Corbino utilizada para medir.

La interpretación sugerida implica una nueva línea en el diagrama de fases H-T. Un diagrama de fases típico, incluyendo esta transición, se muestra [19, 21] en la Fig. 2 (a) para NbSe₂. En este caso, la línea $H_p(T)$ se determinó a través de mediciones de resistividad eléctrica usando la configuración de contactos Corbino, ver detalle Fig. 1.

Fusión de la red de vórtices, otra componente del problema

Los superconductores de alta T_c muestran otro ingrediente que aporta riqueza al diagrama de fases. La energía térmica compite y, en algún rango de temperaturas, domina a las otras dos energías características del sistema: interacción vórtice-vórtice e interacción vórtice-defecto. Como resultado, se detecta una transición líquido-sólido [22] de vórtices a una temperatura $T_f(H)$, Fig. 3 (a). En monocristales superconductores de alta calidad esta transición es de primer orden [24] y usualmente lleva asociada un cambio de simetría estructural de desorden (líquido) a orden (sólido cristalino). El sistema de vórtices no parecía ser una excepción.

Concentramos nuestra discusión en el material Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ (BSCCO-2212), con T_c = 90 K, donde la transición de fases de primer orden tiene lugar en un rango de campos adecuados para el uso de la decoración magnética en el análisis estructural del sólido de vórtices.

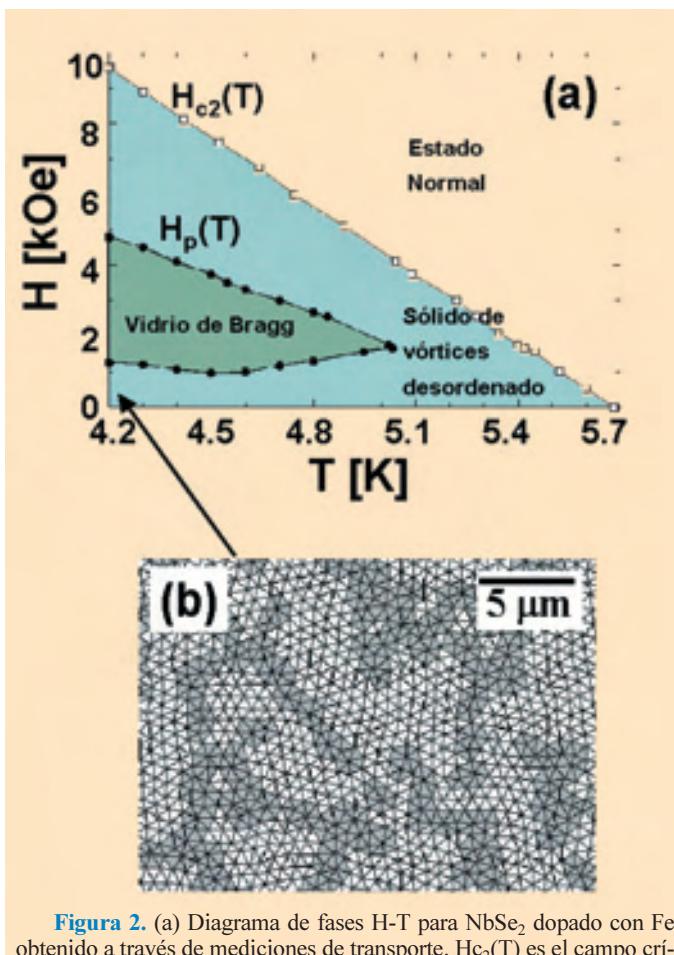


Figura 2. (a) Diagrama de fases H-T para NbSe_2 dopado con Fe obtenido a través de mediciones de transporte. $H_{\text{c}2}(T)$ es el campo crítico superior a partir del cual el material es normal. La línea $H_P(T)$ es la que determina la transición entre las fases de sólido de vórtices ordenado y desordenado. La fase desordenada presenta una reentrancia a bajas temperaturas para campos menores a 1.2 kOe. (b) Triangulación de Delaunay de la estructura de vórtices observada mediante decoración magnética a 4 K y 36 Oe. Se observa la naturaleza policristalina de la estructura correspondiente al sólido de vórtices desordenado.

Experimentos de decoración magnética y de difracción de neutrones mostraron que el BSCCO-2212 tiene una estructura ordenada en su fase sólida. La Fig. 3 (b) muestra la decoración magnética de una red cristalina de vórtices a 4 K en un campo de 36 Oe. Por otra parte, los vórtices se nuclean en un substrato que contiene defectos atómicos puntuales. Teniendo en cuenta la visión policristalina inducida por la teoría de LO [14], esperaríamos que la presencia de desorden en el potencial de anclaje indujera una estructura policristalina similar a la observada en NbSe_2 .

Extensión de la teoría, Vidrio de Bragg

Trabajo teórico reciente [23] describe un nuevo estado de la materia de vórtices, Vidrio de Bragg, que podría resumir en un diagrama de fases unificado [7] la descripción de la transición de primer orden asociada al efecto pico y la transición líquido-sólido de vórtices. Se muestra que la estructura de menor energía libre de una red de vórtices, en presencia de un potencial de anclaje aleatorio, posee orden de quasi largo alcance. De esta forma se descarta la estructura policristalina como estado fundamental. Resultados de difrac-

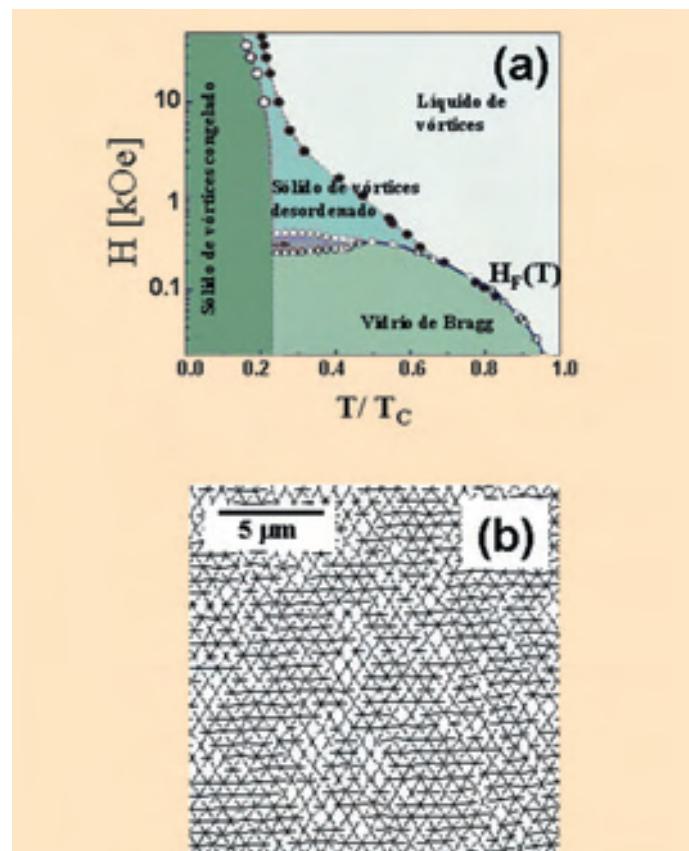


Figura 3. (a) Diagrama de fases H-T para BSCCO-2212. La transición de primer orden $H_f(T)$ separa el líquido de vórtices del Vidrio de Bragg. Otras líneas de transición separan el Vidrio de Bragg del sólido desordenado a campos altos y del sólido congelado a temperaturas bajas.[32] (b) Triangulación de Delaunay del Vidrio de Bragg.

ción de neutrones [25] y decoraciones magnéticas [26], ver Fig. 3 (b), apoyan la existencia de este nuevo estado de materia condensada. La estructura es similar a la cristalina del estado ideal, donde los vórtices muestran desplazamientos inducidos por la presencia del anclaje pero suficientemente pequeños como para evitar la inducción de defectos topológicos en la red.

Resultados previos

Mediciones de resistencia eléctrica utilizando la geometría de contactos Corbino detectaron [20] que el pico en I_c , usualmente ancho, se transforma en abrupto. Este comportamiento se asoció a la existencia de una transición de primer orden entre una estructura quasi ordenada de Vidrio de Bragg y un sólido amorfo [7, 20]. Sin embargo, no se disponía de una observación directa de la estructura. Esto constituyó el estímulo para nuestro trabajo, proponiéndonos observarla en ambas fases [18, 21].

Antes de describir nuestros experimentos en NbSe_2 , discutiremos resultados preliminares en BSCCO-2212 que ponen de manifiesto dificultades para corroborar el diagrama de fases unificado [7]. Llamó nuestra atención que la transición de primer orden líquido-sólido en $T_f(H)$ era robusta [27, 28] ante la presencia de una densidad baja de defectos

columnares. Esto contrasta con el hecho generalmente reconocido que defectos columnares inducen el Vidrio de Bose [29] a través de una transición de segundo orden. La topología de esta fase correspondería a una estructura de vórtices localizados sobre la distribución aleatoria de columnares.

Una posibilidad, que parece conciliar el hecho de sostener una transición de primer orden en presencia de columnares, sería que la respuesta dinámica del líquido ante la presencia del potencial del columnar puede inducir, en promedio, un endurecimiento de la estructura, dando lugar a un sólido cristalino más estable. Con un objetivo similar al que nos motivó a observar la estructura en el efecto pico, nos proponemos visualizar la topología del sólido de vórtices y de esta forma verificar si el Vidrio de Bragg es condición necesaria para que tenga lugar la transición de primer orden.

Técnicas experimentales

Analizamos la relación entre la estructura topológica de la red, visualizada mediante decoración magnética de vórtices [13], y las transiciones de fase detectadas con mediciones de transporte y magneto-óptica diferencial [30]. La estructura de vórtices se hace visible depositando sobre la superficie de la muestra nanopartículas de Fe (de diámetro del orden de 100 Å). Como cada montículo de Fe depositado indica la posición de un vórtice en la muestra, esta técnica

puede ser utilizada como "magnetómetro" digital. La inducción magnética $B = n \Phi_0$ en la muestra se mide contando el número de vórtices por unidad de área, n .

Las decoraciones se hacen a 4 K, luego de enfriar la muestra en presencia de campo (proceso *field cooling*, FC) aplicado en la dirección paralela al eje c del cristal. Los experimentos verifican que B es uniforme en toda la muestra. Mediciones de magnetización muestran que la inducción magnética en FC se congela a una temperatura muy cercana a la correspondiente a la transición superconductora, $T_{C2}(H)$, en NbSe_2 y en la proximidad de la línea de solidificación, $T_f(H)$, para BSCCO-2212.

Las muestras estudiadas son cristales de NbSe_2 ($T_c = 5.7$ K) y de BSCCO-2212 ($T_c \sim 90$ K). En el caso de este último material se utilizan muestras tal como fueron crecidas y otras a las que se les introdujo defectos columnares [33] en la dirección del eje c del monocrystal. Las zonas irradiadas fueron seleccionadas mediante una máscara, ver detalle en la Fig. 4, para poder comparar las estructuras de vórtices en las zonas con y sin defectos. Los resultados que se muestran en este trabajo corresponden a densidades de columnares por unidad de área, $n_c = B_\Phi / \Phi_0$, donde B_Φ se conoce como campo de "matching", de $B_\Phi = 5, 10, 50$ y 100 Gauss.

Orden-desorden?

Se realizaron decoraciones magnéticas en muestras de NbSe_2 que muestran el efecto pico en $I_c(H,T)$ [18, 19 y 21]. Resumimos los resultados más relevantes, analizando las decoraciones en la muestra que mostró la transición [19, 21] en $I_c(T,H)$ interpretada como de primer orden. El diagrama de fases, incluyendo la línea $H_p(T)$, se muestra en la Fig. 2 (a). Es de resaltar la reentrancia de la fase desordenada, tal como lo muestra la dependencia en temperatura de $H_p(T)$ a un campo de 1.2 k Oe.

En la Fig. 2 (b) mostramos los resultados de la decoración realizada a 4 K en un FC a 36 Oe, en la región del diagrama de fases que sugiere una estructura desordenada. La triangulación de Delaunay resulta de unir cada vórtice con sus próximos vecinos. Las zonas grises contienen vórtices que no poseen coordinación seis (defectos topológicos). La estructura pone en evidencia que la fase denominada desordenada no corresponde a un amorfo como se había sugerido [7]. En la Ref. 21 se mostró que la aplicación de la técnica de "recocido" (FCR) [31] a 4 K tiende a agrandar el tamaño de los granos del policristal. El recocido resulta más eficiente [21] al aplicarlo a temperaturas mayores, mostrando que la estructura policristalina obtenida en experimentos FC no es de equilibrio y que las dimensiones de los granos están determinadas por mecanismos de nucleación y crecimiento de un cristal en un medio viscoso. En consecuencia, la capacidad de observar la estructura de la denominada fase desordenada, con resolución de un vórtice, nos permite eliminar la frecuente sugerencia de que la estructura sea amorfa y desvincular la transición de fase propuesta con un cambio de simetría topológica.

Discutimos ahora la estructura del estado sólido de vórtices que resulta de la transición líquido-sólido [32] de primer orden, que suele tomarse como ejemplo de transición de fase con cambio de simetría topológica. Las decoraciones magnéticas en monocrystals de BSCCO-2212 ponen de

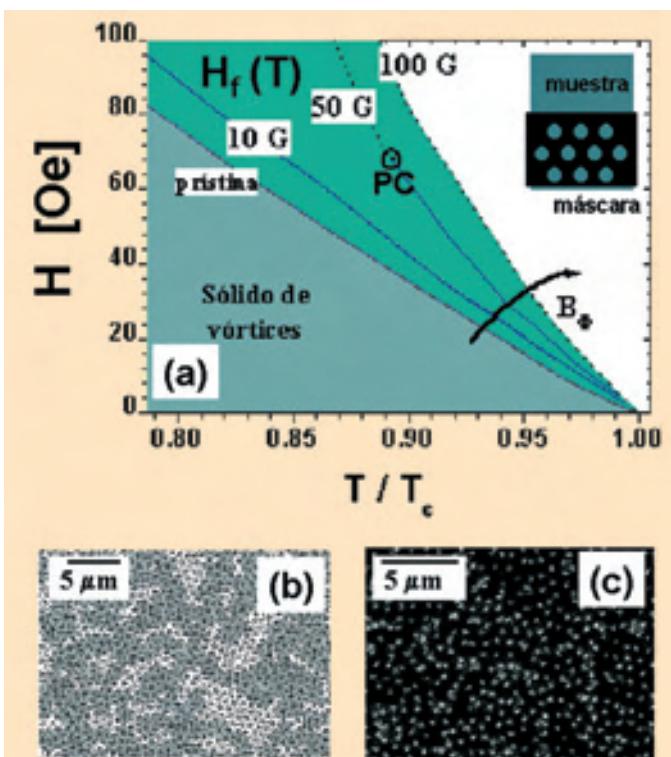


Figura 4. (a) Diagrama de fases H-T para BSCCO-2212 con defectos columnares. Se muestran las líneas de fusión que separan el líquido y el sólido de vórtices, $H_f(T)$, para muestras sin irradiar y con densidad de columnares $B_\Phi = 10, 50$ y 100 G. Las líneas de transición de primer orden se muestran en trazo continuo y las continuas en trazo punteado; el punto crítico (PC) se marca con un círculo. Detalle: esquema de la máscara utilizada para irradiar con defectos columnares. (b) Triangulación de Delaunay de la estructura policristalina obtenida a 40 G en la muestra con $B_\Phi = 10$ G. (c) Decoración de la estructura de vórtices a 30 G en la muestra con $B_\Phi = 50$ G.

manifiesto la naturaleza ordenada de la estructura del sólido de vórtices, el vidrio de Bragg, ver Fig. 3 (b).

La influencia de los defectos columnares en la curva de fusión, $H_f(T)$, para distintas dosis de irradiación, se muestra en la Fig. 4 (a)[28] ($B_\Phi = 10, 50$ y 100 G). Es evidente que la irradiación hace más estable al sólido de vórtices e introduce modificaciones en el orden de la transición: mientras que para $B_\Phi = 10$ G se sostiene la transición de primer orden en el rango de campos accesible, para $B_\Phi = 50$ G se detecta un punto crítico (PC) en 70 G, donde la transición deja de ser de primer orden para transformarse en continua a campos mayores, y para $B_\Phi = 100$ G la transición es continua en todo el rango de campos.

El aumento de $T_f(H)$ podría corresponder al endurecimiento de la estructura de vórtices inducido por la presencia de los defectos columnares, mientras que la aparición de la transición continua indicaría la influencia del desorden asociado a la distribución al azar de columnares. Basta observar el diagrama de fases para detectar una posible contradicción. El efecto del desorden debiera ser más importante cuando el número de defectos columnares excede al de vórtices, $B < B_\Phi$. Sin embargo, se verifica que la persistencia de la transición de primer orden se produce en ese rango de campos, a temperaturas mayores que las correspondientes al PC.

La aclaración de la posible contradicción requiere la observación de la estructura del estado sólido en muestras irradiadas. La estructura del sólido de vórtices a 50 G para la muestra $B_\Phi = 10$ G se muestra en la Fig. 4 (b); resultados similares se observan para decoraciones a 10 y 80 G. Un análisis detallado[33] de la topología muestra que el sólido de vórtices, en presencia de una baja densidad de columnares, tiene una estructura diferente a la del Vidrio de Bragg. Corresponde a una estructura intrínsecamente policristalina, con una distribución de tamaño de grano determinada por la densidad de defectos. Esta conclusión se confirma por la estabilidad de la estructura policristalina al aplicar la técnica de recocido [31]. En consecuencia, vemos que para $B_\Phi = 10$ G la estructura policristalina corresponde al equilibrio de la fase sólida obtenida a través de una transición líquido-sólido de primer orden.

La decoración magnética de la muestra con $B_\Phi = 100$ G, donde la transición líquido-sólido es continua, muestra una estructura [33] amorfa para campos entre 10 G y 80 G (máxima densidad resuelta mediante decoración). Se detectan fluctuaciones locales de la densidad de vórtices del orden de 25%, la fracción de vórtices con coordinación 6 es sólo del 50% y no se observan regiones cristalinas. Pareciera verificarse que cuando la transición es de primer orden se produce un cambio de estructura, mientras que la transición continua no requiere una transformación de simetría estructural. En la transición de fase continua el cambio de simetría correspondería a la asociada al Bose Glass[29].

Es interesante investigar la estructura de vórtices en la muestra con $B_\Phi = 50$ G, donde la transición líquido-sólido para $B < B_\Phi$ es de primer orden. De ser policristalina, se verificaría que la estructura y el orden de la transición están correlacionados. Por el contrario, la estructura a 30 G que se muestra en Fig. 4 (c), corresponde a un sólido amorfo, sin regiones con simetría cristalina. Estos resultados prueban que la transición de primer orden no implica, necesariamen-

te, un cambio de simetría estructural al pasar del líquido al sólido. Muestran que la estructura queda únicamente determinada por la relación B/B_Φ , independientemente del orden de la transición, poniendo de manifiesto que la existencia del Bragg Glass no es condición necesaria para la transición de primer orden.

En resumen, las transiciones de fase orden-desorden, el efecto pico y la línea de fusión, no deben ser necesariamente asociadas a un cambio de simetría estructural de la red de vórtices. Como consecuencia, señalamos la necesidad de reconsiderar el origen microscópico de las transiciones de fase propuestas y su correlación con la topología del sólido de vórtices.

Referencias

- [1] T. GIAMARCHI AND P. LE DOUSSAL, en *Statics and dynamics of disordered elastic systems*, editado por A. P. Young (World Scientific, Singapore, 1997), pp. 321; y referencias allí.
- [2] M. TINKHAM, en *Introduction to superconductivity*, (McGraw-Hill, Inc, New York, 1996).
- [3] G. BLATTER *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [4] A. A. ABRIKOSOV, *Sov. Phys. IETP* 5 , 1174 (1957).
- [5] I. G. BEDNORZ, K. A. MÜLLER, *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [6] L. CIVALE *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
- [7] V. V. MOSHCHALKOV *et al.*, en *Handbook of nanostructured Materials and Nanotechnology*, volume 3: Electrical Properties, editado por H. S. Nalwa (Academic Press, London, 2000), p.p. 451.
- [8] U. YARON, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2748 (1994).
- [9] PAAL ERIK GOA *et al.*, cond-mat/0104280 (2001).
- [10] S. H. PAN *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1536 (2000).
- [11] A. TONOMURA, *ISAP International* **2**, 4 (2000).
- [12] D. I. BISHOP *et al.*, en *The Vortex State*, editado por N. Bontemps, Y. Bruynserade, G. Deutscher y A. Kapitulnik (Kluwer Academic Press, Dordrecht, 1994), p.p. 99.
- [13] A. I. LARKIN, YU. N. OVCHINNIKOV, *J. Low Temp. Phys.* **34** [4], 409 (1978).
- [14] R. P. HUEBENER, *Magnetic Flux Structures in Superconductors*, (Springer-Verlag, Berlín, 1979).
- [15] L. A. ANGUREL, *et al.*, *Phys. Rev. B* **56**, 3425 (1997).
- [16] T. GIAMARCHI AND S. BHATTACHARYA, cond-mat 0111052.
- [17] A. B. PIPPARD, *Philos. Mag.* 19, 217 (1969).
- [18] M. MENGHINI, *et al.*, *Phys. Rev. B* **65**, 064510 (2002).
- [19] Y. PALTIEL *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3712 (2000).
- [20] Y. PALTIEL *et al.*, (London) **403**, 398 (2000).
- [21] YANINA FASANO *et al.*, *Phys. Rev. B* 66, 020512(R) (2002).
- [22] G. W. CRABTREE AND D. R. NELSON, *Phys. Today*, **38** (1997).
- [23] T. GIAMARCHI AND P. LE DOUSSAL, *Phys. Rev. B* 52, 1242 (1995).
- [24] H. PASTORIZA, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 951 (1994); E. Zeldov *et al.*, *Nature* **375**, 373 (1995).
- [25] T. KLEIN *et al.*, *Nature (London)* **413**, 404 (2001).
- [26] YANINA FASANO, *et al.*, *Phys. Rev. B* **62**, 15183 (2000).
- [27] B. KHAYKOVICH *et al.*, *Phys. Rev. B* **57**, R14 088 (1998).
- [28] S.S. BANERJEE *et al.*, accepted in *Phys. Rev. Lett.* (2003).
- [29] D. R. NELSON AND V. M. VINOKUR, *Phys. Rev. B* **48**, 13 060 (1993).
- [30] A. SOIBEL *et al.*, *Nature* **406**, 282 (2000).
- [31] El proceso FCR, field cooling rotation, consiste en realizar un FC hasta bajas temperaturas, donde se produce una rotación súbita del campo magnético, realizada mediante la brusca inclusión y posterior remoción de un campo en la dirección paralela a la muestra.
- [32] M.F. GOFFMAN, *et al.*, *Phys. Rev. B* **57**, 3663 (1998).
- [33] M. MENGHINI *et al.*, accepted in PRL (2003).

Yanina Fasano y Francisco de la Cruz
 está en el Instituto Balseiro y Centro Atómico Bariloche.
 CNEA. Argentina