

TRABAJO ESPECIAL
CARRERA DE LICENCIATURA EN FÍSICA

**Comportamiento de la red de vórtices
ante el desorden térmico y topológico**

Yanina Fasano

Dr. Francisco de la Cruz
DIRECTOR

Yanina Fasano
LICENCIANDO

S.C. de Bariloche, Diciembre de 1998

Resumen

En esta tesis se estudia la efectividad de un nuevo tipo de potencial de anclaje superficial para anclar la estructura de la red de vórtices en superconductores de baja y alta temperatura crítica, NbSe₂ y BSCCO respectivamente. Este anclaje ha sido denominado “de Bitter” y la técnica consiste en realizar una decoración magnética de la red de vórtices a bajas temperaturas, patrón que se utiliza como potencial de anclaje para experimentos posteriores. Este método permite generar estructuras de anclaje periódicas, cuasiperiódicas o desordenadas, con distintos valores de parámetro de red y compatibles con la estructura de vórtices.

Se estudia la topología del potencial de anclaje superficial resultante de una primera decoración de la red de vórtices a través de un análisis de los defectos presentes en la estructura (bordes de grano, dislocaciones de borde, intersticiales, etc.), tratando de determinar la influencia del anclaje de *bulk*. Para el superconductor NbSe₂ se encuentra que el anclaje de *bulk* determina fuertemente la topología del potencial superficial de anclaje generado en condiciones estáticas. El efecto del anclaje de *bulk* disminuye cuando la estructura magnética se produce mediante un experimento de templado dinámico. El orden inducido en condiciones dinámicas y retenido mediante un templado ha sido llamado *efecto de memoria dinámica*. En cambio, para el superconductor de alta temperatura crítica BSCCO, se obtienen estructuras con orden de largo alcance en experimentos estáticos y dinámicos. El origen de esta diferencia con respecto a NbSe₂ radica en la extendida zona de reversibilidad del material y además implica que el anclaje de *bulk* en BSCCO es de baja magnitud.

Finalmente se analiza la interacción de la red de vórtices con el anclaje superficial “de Bitter” y el anclaje de *bulk*. La técnica que se utiliza en este caso es nuevamente la decoración magnética, que permite determinar las posiciones de los vórtices con respecto a las partículas magnéticas del potencial superficial de anclaje. Este proceso es realizado para muestras que poseen estructuras magnéticas de anclaje con distintos grados de orden y formando la red de vórtices en condiciones estáticas y templando un estado dinámico. Se encuentra que para los experimentos estáticos el anclaje de *bulk* es dominante en el caso de NbSe₂, mientras que para BSCCO el anclaje superficial es más importante. Estos resultados confirman que el anclaje de *bulk* en BSCCO es muy bajo o despreciable,

e indican que en NbSe₂ es determinante. En los experimentos realizados templando un estado dinámico se encuentra que el anclaje superficial es dominante en ambos materiales. Este anclaje está localizado en una región 500 veces menor al espesor de la muestra. Debido a esto los movimientos rápidos de la red de vórtices son altamente efectivos para promediar a cero el anclaje de *bulk*.

Estos resultados abren la posibilidad de realizar toda una serie de experimentos mediante el uso del “anclaje de Bitter”, imposibles de llevar a cabo con otras técnicas: desconmensurabilidad entre ambas estructuras, distorsiones en interfases bien definidas, cuantificación de las variables relevantes en el *efecto de memoria dinámica*, etc. Estos experimentos permitirán obtener una mejor caracterización de la estática y dinámica de la red de vórtices en presencia de desorden y de anclaje periódico.

Abstract

In this thesis the effectiveness of a novel type of surface pinning potential is studied as a way to pin the vortex lattice in low and high temperature superconductors, NbSe₂ and BSCCO respectively. This pinning has been named “Bitter pinning”, and the technique to create the pinning structure consists in performing a magnetic decoration of the flux line lattice at low temperatures. This pattern is employed as a pinning potential for subsequent experiments. Periodic, quasiperiodic or disordered pinning structures can be generated with this method, with different values of lattice parameter.

The topology of the surface pinning potential resulting from a first magnetic decoration of the flux line lattice is studied through the analysis of the defects observed in the structure (grain boundaries, edge dislocations, interstitials, etc.). For the NbSe₂ material the bulk pinning strongly determines the topology of the surface pinning potential generated in static conditions. The bulk pinning effect diminishes when the magnetic structure is produced by a dynamic quenching experiment. The order induced in dynamic conditions, retained by quenching, has been denominated *dynamical memory effect*. In the case of the high critical temperature superconductor BSCCO structures with long range order are obtained in both, static and dynamic experiments. The origin of this difference with respect to NbSe₂ lies in the extended reversibility zone; what is more, it implies that the bulk pinning in BSCCO is low.

Finally, the interaction between the flux line lattice and the Bitter and bulk pinning is analyzed. Once more, the technique used in this case is the magnetic decoration, which allows the determination of the vortex positions with respect to the magnetic particles from the surface pinning potential. This process is used in samples with magnetic pinning structures with different degrees of order and generating the flux line lattice in static conditions as well as quenching a dynamic state. It is found that for the static experiments in NbSe₂ the bulk pinning is dominant, while in BSCCO the surface pinning is more important. These results confirm that the bulk pinning is low or negligible in BSCCO and they show that in NbSe₂ it is determinant. In the experiments carried out by quenching a dynamic state the surface pinning is found to be dominant in both materials. The surface pinning is localized in a region 500 times thinner than the thickness of the sample. This shows that the high velocity movements of the flux line lattice is extremely

effective to average to zero the bulk pinning potential.

These results open new possible experiments that can be made with the “Bitter pinning” technique, such as decommensurabilities in both structures, distortions in well defined interfaces, quantification of the relevant parameters in the *dynamical memory effect*, etc. This experiments will lead to a better characterization of the dynamic and static states of the vortex lattice in presence of disorder and with the addition of periodic pinning.

Introducción

La investigación de sistemas que tienden a formar estructuras periódicas es en este momento un problema de creciente interés en varias disciplinas científicas. El impulso al estudio en este tema se origina en la complejidad de los fenómenos asociados debido a la interrelación entre sus características constitutivas y las propiedades del sustrato sobre el cual se encuentran ubicados [1]. En particular, muchos sistemas físicos presentan similitud en estos fenómenos debido a que constituyen estructuras elásticas ubicadas en medios con desorden de distinto tipo. A los mismos se los ha llamado “materia blanda” y algunos de ellos son ondas de densidad de carga [2], coloides en suspensión [3], burbujas magnéticas [4, 5], gas de electrones bidimensional [6], arreglos de junturas Josephson [7, 8], red de vórtices en un material superconductor [9], etc. La estructura de vórtices en un material superconductor constituye un sistema “modelo” ideal para estudiar estos fenómenos generales [10, 11]. Esto es debido a la posibilidad de variar el período de la red en un gran rango de valores, al amplio espectro de sistemas accesibles para la experimentación con variadas características y al importante caudal de información que se tiene en el tema. Una razón adicional que lleva a tomar a este sistema físico como modelo es la posibilidad del desarrollo tecnológico en aplicaciones, aspecto que tuvo un gran impulso luego del año 1987 con el descubrimiento de los superconductores de alta temperatura crítica [12].

La existencia de la red de vórtices fue predicha en 1957 por A. Abrikosov en su teoría de la penetración del campo magnético en un superconductor tipo II [13]. La misma consiste en describir al superconductor en presencia de campo como un conjunto de tubos de flujo magnético cuantizado (vórtices) que pueblan el material formando una “estructura cristalina”. El sistema de vórtices posee características elásticas y periódicas en ausencia de desorden. En la década del 60 se pudo verificar su existencia mediante experimentos de difracción de neutrones de bajo ángulo [14] y decoración magnética de Bitter [15], una técnica que permite detectar y analizar a la red de vórtices en el espacio real.

Los resultados de estos experimentos mostraron que la estructura distaba de ser periódica. Esto fue explicado por la presencia de desorden en el sustrato inducido por defectos de distinto tipo en la red atómica del material superconductor. Los vórtices tienden a localizarse en estos sitios, debido a que ganan energía de creación del mismo,

“anclándose” en los defectos [9].

La aplicación de corrientes de transporte a la estructura de vórtices constituye un problema atractivo desde el punto de vista básico y práctico. La comprensión de los fenómenos dinámicos involucrados en este sistema en particular posibilitaría la generalización a los sistemas elásticos en presencia de desorden en movimiento citados anteriormente [1]. Por otro lado, el transporte de corriente sin disipación de energía ha sido siempre una de las mayores esperanzas puestas en los superconductores. En este punto el desorden es completamente relevante. Cuando el sistema no presenta desorden las fuerzas que ejercen las corrientes de transporte sobre los vórtices logran moverlos. Pero, la incorporación de desorden al sistema, a través de la generación de defectos en el sustrato en forma natural o artificial, ha probado ser eficiente para poder mantener anclados los vórtices hasta un determinado valor límite de corriente (corriente crítica). Para valores de corriente mayores al crítico la red comienza a moverse en forma disipativa [9].

Por estos motivos, se ha puesto gran esfuerzo en el desarrollo de métodos de generación de estructuras que constituyen potenciales de anclaje para los vórtices. Debido a las características periódicas de la red de vórtices, un tipo de anclaje que ha probado ser más efectivo que el natural aleatorio que presentan los materiales es el periódico. Existe una gran cantidad de trabajos previos en este tema, tales como irradiación periódica de *films* de Nb con un haz de Ga [16], partículas magnéticas ubicadas debajo de *films* de Nb [17] y patrones periódicos definidos mediante métodos litográficos en películas delgadas [18, 19]. Todas estas técnicas poseen un rango de aplicabilidad limitado debido a que el proceso de fabricación de la estructura de anclaje es sofisticado y de alto costo y una desventaja adicional es que los patrones no son compatibles con la topología de la red de vórtices. En esta tesis presentamos el desarrollo, por primera vez, de una técnica de fabricación de potenciales de anclaje superficiales mucho más sencilla y compatible con la estructura de vórtices [20]. Puede ser utilizada para un amplio espectro de materiales en distintos regímenes y una ventaja de la misma es poder utilizarla en materiales *bulk* (tridimensionales).

A la técnica se la ha llamado “anclaje de Bitter” y consiste en generar el potencial de anclaje mediante una decoración magnética de vórtices. El proceso radica en formar a la red de vórtices en el material y esparcir partículas magnéticas que permanecen adheridas a la superficie de la muestra en las posiciones de los vórtices. Luego, esta estructura magnética superficial es utilizada como potencial de anclaje para experimentos sucesivos.

En este trabajo se estudia la factibilidad de que esta estructura actúe en forma efectiva como potencial de anclaje. Los experimentos que se realizan requieren una primera decoración magnética de la red de vórtices a bajas temperaturas para generar la estructura superficial de anclaje. Luego de esto se calienta al material hasta temperatura ambiente para analizar las características de la estructura magnética resultante. Se vuelve a enfriar al material, en presencia del desorden aleatorio provisto por los defectos atómicos

del mismo y el anclaje periódico introducido mediante la primera decoración. En estas condiciones se genera nuevamente la red de vórtices para estudiar la respuesta del sistema elástico a la presencia de este anclaje particular. Para este estudio se utiliza nuevamente la técnica de decoración de Bitter, realizando una segunda decoración de la red de vórtices. Ésta permite localizar la posición de la estructura de vórtices con respecto a la ubicación del desorden periódico introducido mediante la estructura de anclaje superficial de la primera decoración.

En la primer parte de la tesis se analiza la efectividad de la estructura superficial generada por una primera decoración para anclar a los vórtices es el estudio de las características topológicas de la misma. Esto es analizado en dos experimentos distintos, generando la estructura de vórtices en condiciones estáticas y templando un estado dinámico inducido. Esto último introduce al problema nuevos condimentos dados por la dinámica de esta red elástica en presencia de desorden [10]. Este tema es de reciente desarrollo y existen muchos trabajos, tanto teóricos como experimentales [1, 10, 21], que lo estudian orientados a tomar a la red de vórtices como “modelo” de muchos sistemas similares. Nuestro problema es aún más complejo, debido a que luego de inducir dicho estado dinámico el mismo es suprimido rápidamente [22]. En este proceso el sistema guarda memoria de su estado dinámico y por este motivo se ha llamado *efecto de memoria dinámica*. En este tema no existen simulaciones teóricas, aunque sí resultados experimentales previos obtenidos en el Laboratorio de Bajas Temperaturas [22, 23].

También se realiza un estudio de las características morfológicas y magnéticas de la estructura superficial de anclaje. Las primeras son analizadas para caracterizar los tamaños característicos de la estructura superficial de anclaje y determinar la homogeneidad de la misma en toda la muestra. De las segundas características se muestran resultados previos y sugerencias de futuros estudios para determinar las particularidades de este anclaje magnético.

En la segunda parte de la tesis se estudia la localización de los vórtices con respecto a la estructura magnética. El experimento que se realiza en este caso consiste en enfriar la muestra con el potencial de anclaje superficial generado mediante una primera decoración magnética, formar la red de vórtices nuevamente y realizar una segunda decoración para detectar las posiciones de los vórtices. Para analizar el efecto que posee el anclaje superficial sobre la red de vórtices con respecto al anclaje de *bulk* se realizan experimentos en distintas condiciones. En los mismos se controla tanto el grado de orden de la estructura magnética de anclaje como el de la red de vórtices. En un caso se generan estructuras superficiales con distintos tipos de orden topológico y sobre ellas se forma a la red de vórtices en condiciones estáticas y con *efecto de memoria dinámica*. El análisis de los resultados en cada caso permite determinar la efectividad del anclaje periódico introducido en la superficie frente al aleatorio distribuido en toda la muestra (en un espesor 500 veces mayor que en el primer caso).

El estudio que se presenta incluye el análisis del problema en dos materiales, uno de baja y otro de alta temperatura crítica. Esto permite tener acceso a estructuras elásticas con características diferentes debido a la aparición de las fluctuaciones térmicas. Éstas provocan modificaciones al comportamiento de la red de vórtices con fuertes dependencias en el tipo de desorden presente [9, 24].

En consecuencia, el método utilizado para introducir anclaje periódico resulta muy adecuado. Esto es debido a la amplia cantidad de materiales y regímenes en los cuales puede utilizarse la técnica, lo que permite la realización de un gran número de estudios estáticos y dinámicos. Tales estudios resultan aplicables a la gran cantidad de los sistemas que constituyen la “materia blanda”.

Materiales

Los potenciales superficiales de anclaje se generan en dos materiales superconductores tipo II. El NbSe_2 es un superconductor convencional de baja temperatura crítica: $T_C = 7.3 \text{ K}$; el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO), en cambio, es un superconductor de alta T_C ($T_C = 90 \text{ K}$). La estructura cristalina de los mismos se muestra en la Figura 1.1 junto con los parámetros de red [25, 26].

Los cristales de NbSe_2 fueron crecidos por primera vez en los años 60 y pertenecen a la familia de los calcogenuros. La estructura cristalina es hexagonal con capas de átomos de niobio que se alternan con dos capas de selenio (politipo 2H) en una secuencia ABCACB. Descripciones del método de crecimiento pueden encontrarse en la referencia [27].

El material superconductor BSCCO fue descubierto en la década pasada, luego del importante impulso que diera a la superconductividad el hallazgo del primer óxido superconductor de alta T_C . Los cristales de BSCCO presentan las características de los superconductores cerámicos de alta T_C : apilamientos de capas de Cu-O_2 separadas por capas espaciadoras de óxidos y tierras raras. Las capas de Cu-O_2 constituyen láminas sustentadoras de la superconductividad y las capas espaciadoras, no superconductoras, actúan como reservorios de carga. El método de crecimiento de estos cristales, tal como se realiza en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche se describe en la referencia [28].

Las estructuras cristalinas de los materiales determinan que ambos posean características anisotrópicas. Las masas efectivas de portadores, m_c para movimientos en la dirección del eje \hat{c} y m en el plano perpendicular, poseen un cociente $\gamma^2 = m_c/m$ mayor a uno. El superconductor NbSe_2 posee una anisotropía $\gamma^2 \approx 11$, baja en comparación con los materiales de alta T_C , pero es uno de los superconductores convencionales más anisotrópicos. Esto lo hace un buen candidato para simular las propiedades de los superconductores de alta T_C sin tener en cuenta la relevancia de las fluctuaciones térmicas.

Figura 1.1: Estructuras cristalinas y parámetros de red de los superconductores de alta T_C $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ y de baja T_C NbSe_2 .

Las propiedades de transporte en BSCCO son muy anisotrópicas; el sistema presenta alta resistividad en las láminas no superconductoras en comparación a los planos de Cu-O_2 . El cociente de las masas del mismo vale $\gamma^2 \approx 3000$, ubicando al BSCCO dentro de los superconductores de alta T_C más anisotrópicos.

Las características morfológicas de los cristales son similares, presentando caras planas perpendiculares a la dirección \hat{c} del cristal ($\approx 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ para NbSe_2 y $\approx 5 \times 5 \text{ mm}^2$ para BSCCO) y espesores entre 100 y $10 \mu\text{m}$. Las características de anisotropía estructural de estos materiales favorecen el clivado de los cristales. Mediante este proceso es posible variar el espesor de las muestras.

Red de vórtices

En los materiales superconductores tipo II en el estado Meissner (campos magnéticos bajos) un campo magnético aplicado es expelido completamente, comportándose como un diamagneto perfecto. Esto sucede hasta un determinado campo magnético conocido como H_{C1} . Para campos mayores el sistema se encuentra en un estado “mixto” hasta un campo límite superior, H_{C2} , a partir del cual el sistema se encuentra en su estado normal, es decir, ha perdido su característica superconductor [29].

El estudio realizado en esta tesis se desarrolla en el estado mixto. En este régimen el campo magnético penetra en el material en forma de vórtices, cada uno con un cuanto de flujo magnético $\Phi_0 = hc/2e = 2.07 \cdot 10^{-7} \text{ G/cm}^2$, donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz y e la carga del electrón. Los vórtices forman un arreglo, que en el caso de un material sin defectos atómicos es una red triangular, con un parámetro de red $a = \sqrt{\frac{2\Phi_0}{\sqrt{3}B}}$, donde B es el valor de la inducción magnética promedio en el material.

A pesar de que el parámetro de red de la estructura de vórtices sólo depende del campo magnético, las características intrínsecas del vórtice hacen que no sea una entidad independiente del material superconductor en el que existe.

Cada vórtice constituye una variación espacial del módulo del campo magnético local \vec{h} en el material (*cf.* Figura 1.2). Corrientes superconductoras circulan alrededor del vórtice, decayendo hacia fuera del mismo en una longitud λ conocida como *longitud de decaimiento del campo magnético*, o longitud de penetración. El valor de λ depende del material en particular, valiendo $\approx 2000 \text{ \AA}$ para NbSe_2 y BSCCO a $T \approx 0$.

Otra magnitud es necesaria para caracterizar el comportamiento superconductor de un material, un campo escalar complejo que constituye el parámetro de orden superconductor Ψ . El mismo se encuentra fuertemente deprimido en el núcleo del vórtice, en un tamaño del orden de la *longitud de coherencia superconductor* ξ , y tiende a un valor constante fuera del vórtice. Los valores de ξ varían un orden de magnitud entre el material superconductor convencional y de alta T_C bajo estudio: $\xi \approx 100 \text{ \AA}$ para NbSe_2 y $\xi \approx 10 \text{ \AA}$ para BSCCO a $T \approx 0$.

En consecuencia, las magnitudes microscópicas que determinan la fenomenología del sistema superconductor son sus dos longitudes características λ y ξ que definen el parámetro de Ginzburg-Landau $\kappa = \lambda/\xi$. Éste determina las características globales de la estructura de vórtices en el superconductor. Es importante destacar que cuando este parámetro posee un valor menor que $1/\sqrt{2}$ el material no presenta estado mixto y se lo conoce como superconductor tipo I. Los valores de este parámetro son altos para el caso de los superconductores de alta T_C , valiendo $\kappa \approx 200$ para BSCCO, en comparación con algunos convencionales como NbSe_2 donde $\kappa \approx 20$.

Cada vórtice presenta una energía de línea asociada a la energía cinética de las corrientes superconductoras, conocida, por unidad de longitud, como ϵ_L . Para el caso de los materiales con $\kappa \gg 1$, $\epsilon_L \approx (\Phi_0/4\pi\lambda)^2 \ln(\lambda/\xi) = \epsilon_0 \ln(\kappa)$ donde $\epsilon_0 \approx 7 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ es la escala de energía. En los materiales utilizados el orden de magnitud de la misma es $\epsilon_L \approx 10^{-6}$. A su vez, cada vórtice interactúa con los vecinos a través de interacciones elásticas. En consecuencia, la red de vórtices es un sistema elástico.

La presencia de defectos cristalinos en la red atómica del material superconductor induce desorden en el arreglo periódico hexagonal. Estos defectos constituyen regiones preferenciales para la ubicación de los vórtices, debido a que la superconductividad se encuentra deprimida en esos lugares. Ubicar a los vórtices sobre estos sitios es conveniente

Figura 1.2: Campo local \vec{h} y módulo del parámetro de orden Ψ para el estado mixto de un superconductor tipo II. Se muestran sus longitudes de decaimiento, λ y ξ , respectivamente. Dibujo tomado de la referencia [30].

energéticamente, debido a que no es necesario un gran gasto de energía para anular el parámetro de orden porque en ese lugar ya se encuentra deprimido. En consecuencia, el vórtice se desplaza de la posición de la red perfecta para localizarse en una ubicación determinada por la competencia entre las interacciones elásticas de la red y la energía favorable asociada al defecto; esto se conoce como “anclaje”. Una forma de cuantificar la magnitud del anclaje es a través de mediciones en el estado dinámico de la red de vórtices. Cuando el anclaje es nulo, la aplicación de una corriente sobre la red produce una *fuerza de Lorentz* por unidad de longitud sobre cada vórtice de magnitud $\vec{F}_L = \frac{1}{c} \vec{J} \times \vec{\Phi}_0$, donde $\vec{\Phi}_0$ se encuentra en la dirección del campo aplicado. Esta fuerza provoca un movimiento de los vórtices en la dirección perpendicular a la corriente y la dirección del vórtice, para cualquier valor de corriente no nulo. Cuando el material posee defectos, los vórtices se anclan en ellos con una determinada *fuerza de anclaje*, f_P . Esta situación hace necesario

vencer un determinado valor límite de densidad de corriente para compensar esta fuerza de anclaje y lograr mover a los vórtices. Esta densidad de corriente es conocida como *densidad de corriente crítica* (J_C) y su magnitud se ve incrementada con el aumento de la intensidad del potencial de anclaje.

En consecuencia, la estructura topológica final de la red de vórtices es el resultado de la interacción entre las propiedades elásticas de la red y el paisaje de anclaje que presenta el material.

Anisotropía y morfología del vórtice

En toda la descripción anterior se asumió al vórtice como una entidad isotrópica. Los materiales que utilizamos en esta tesis presentan características anisotrópicas, con lo cual la estructura de la red de vórtices en estos sistemas presenta algunas diferencias con respecto a lo discutido.

Si la anisotropía no es muy elevada, el superconductor puede describirse mediante una teoría de Ginzburg-Landau anisotrópica [31]. En esta teoría la estructura de vórtices presenta las características descritas anteriormente: Ψ varía en forma continua en la dirección \hat{c} . En este caso se encuentra el material NbSe₂ con $\gamma^2 \approx 11$.

Para materiales con anisotropía elevada, como es el caso de BSCCO, la discretitud de la estructura introduce nuevos elementos. En estos casos la longitud de coherencia en la dirección normal a los planos de Cu-O₂, ξ_{\perp} , es menor que el espaciado entre planos, s . En este caso se utiliza el modelo discretizado de Lawrence y Doniach para describir a la estructura de vórtices [32]. En este modelo el parámetro de orden sólo está definido en los planos de Cu-O₂ y es nulo entre estas capas. Las interacciones entre las láminas superconductoras están descritas por medio del acoplamiento Josephson [33]. La estructura de un solo vórtice no es más rectilínea y continua, es un apilamiento de vórtices bidimensionales ubicados en los planos de Cu-O₂ “panqueques”. Estas características de los superconductores laminares determinan la aparición de nuevas estructuras de vórtices en el diagrama de fases.

Diagrama de fases

El diagrama de fases de los materiales superconductores de alta y baja temperatura crítica coinciden en la existencia de una región Meissner para $H < H_{C1}$, una región en la cual el campo penetra en forma de vórtices para $H_{C1} < H < H_{C2}$ y una región normal para campos mayores (*cf.* Figuras 1.3 y 1.4).

Los campos críticos están directamente relacionados con los parámetros microscópicos del material superconductor. El menor de ellos es el campo en el cual entra el primer vórtice: $H_{C1} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln(\kappa)$, del orden de 150 G para NbSe₂ y 300 G para BSCCO a $T \approx 0$,

Figura 1.3: Esquema del diagrama de fases de un superconductor tipo II convencional de baja temperatura crítica. En el mismo se presentan la fase Meissner (por debajo de H_{C1}), el estado mixto y el estado normal.

similares para ambos casos. El mayor de los campos críticos es el campo en el cual los núcleos de los vórtices se tocan: $H_{C2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2}$, con valores aproximados de $3 \cdot 10^4$ G para NbSe₂ y 10^7 G para BSCCO a $T \approx 0$, con lo que el estado superconductor se extiende en un rango mayor de campos para el material de alta T_C .

Fluctuaciones térmicas y fusión

Las fluctuaciones térmicas juegan un papel importante en el diagrama de fases. Para el material NbSe₂ $T_C = 7.3$ K, mientras que para BSCCO $T_C = 90$ K, lo que implica que las fluctuaciones térmicas son preponderantes en este último caso.

La relevancia del término entrópico en la energía libre del sistema de vórtices varía de un material convencional a uno de alta T_C . El término entrópico puede asociarse directamente con la energía necesaria para crear una fluctuación en el parámetro de orden superconductor de largo “longitud de coherencia” y vale del orden $\sim \xi/\lambda^2$. Para el caso de los materiales de alta T_C esta energía para crear una fluctuación es más pequeña que en el caso de los convencionales y el término entrópico resulta importante.

Para los materiales superconductores de baja T_C estos dos términos no son importantes, debido a la pequeña extensión en temperaturas de la fase superconductor y la

Figura 1.4: Diagrama de fases fenomenológico de un superconductor tipo II de alta temperatura crítica. Se observa el estado Meissner que se ubica por debajo de H_{C1} y las fases del estado mixto: “sólido de vórtices” y “líquido de vórtices” (zona reversible). También se muestra el campo H_{C2}^{MF} , calculado a partir de la teoría de campo medio.

alta energía que cuesta crear dicha fluctuación. En los mismos el sistema transiciona abruptamente del estado normal al superconductor a un estado de la red de vortices con características sólidas.

En un superconductor de alta T_C estos dos términos modifican el diagrama de fases del material con respecto a uno convencional: la línea a partir de la cual los vórtices penetran H_{C2} se desdibuja y también aparece una zona a altas temperaturas en la cual la red de vórtices se funde [34]. Esto implica que la transición de estos materiales al estado superconductor no es abrupta [35], sino que disminuyendo temperatura se pasa gradualmente del estado normal a un líquido de vórtices. En este estado fundido los vórtices presentan variaciones considerables de sus posiciones, asistidas por las fluctuaciones térmicas, lo que produce que los centros de anclaje presentes en el material sean inefectivos. La magnetización del sistema es reversible, debido a que no está anclado, y por esta razón a esta zona del diagrama de fases se la conoce como zona reversible.

Si se continúa disminuyendo la temperatura, las fluctuaciones térmicas pierden relevancia y los desplazamientos de los vórtices disminuyen su amplitud, comenzando a ser importante el efecto del anclaje del material. A la temperatura $T_i(H)$ el sistema de vórtices pierde sus características reversibles y transiciona a un estado sólido [9, 36]. Las

características de la fase sólida dependen del tipo de desorden que exista en el sistema.

Desorden y fases sólidas

En los materiales convencionales las fluctuaciones térmicas no juegan un papel preponderante y en consecuencia las características de la fase sólida de la estructura de vórtices dependen mayormente de la magnitud del desorden. Para muestras con poco desorden la estructura posee orden de corto alcance, mientras que para el caso de desorden fuerte se obtiene un sistema amorfo [9].

Las características de la transición de líquido a sólido de vórtices en los superconductores de alta T_C dependen del tipo de potencial de anclaje que presenta el material. Los distintos tipos de desorden presentes en el sustrato determinan una diversa zoología de fases sólidas de vórtices: muestras con desorden puntual transicionan a un estado de vidrio de vórtices con características amorfas [37, 38, 39, 40, 41]; muestras limpias o con muy poco desorden transitan a un estado cuasicristalino de vórtices [42, 43, 44, 45, 46, 47, 48]; muestras con defectos correlacionados obtenidos en forma natural o artificial presentan un estado sólido de vórtices llamado vidrio de Bose [49, 50, 51]. Numerosos trabajos experimentales y teóricos confirman la existencia de tales fases en los casos mencionados. Las discusiones en este momento se centran en la existencia o no de la transición de fase en cada caso, su naturaleza y las características de cada fase sólida. Por lo tanto, la presencia de distintos tipos de desorden en el material superconductor, sumado al efecto de las fluctuaciones térmicas, introduce diferentes fases termodinámicas y regímenes en el sistema de vórtices. La red de vórtices constituye un complejo “material”, cuya diversidad de fases estructurales es similar a la materia atómica, pero con una interesante diferencia con respecto a esta última: la posibilidad de controlar el parámetro de red y las constantes elásticas de la misma.

Fases dinámicas

Un aspecto que ha sido objeto de estudios en estos sistemas han sido sus características dinámicas. En este sentido, numerosos trabajos experimentales y teóricos se han exployado en el tema [10, 22]. El estudio de las propiedades dinámicas del sistema elástico de vórtices, a través de la aplicación de corrientes de transporte, permite realizar analogías con otros sistemas físicos elásticos en interacción dinámica con potenciales de desorden [1].

Estos estudios han mostrado la posibilidad de variar el orden topológico respecto a la condición inicial de la red de vórtices con la aplicación de corriente [21, 52, 53]. El tipo de orden topológico obtenido como función de la corriente depende de las características del desorden: débil o fuerte, puntual o correlacionado, etc [54, 55]. Sin embargo, en la mayoría de los casos se encuentra que el sistema mejora su orden respecto a la estructura estática

si se aplican corrientes suficientemente altas¹. El estudio de las posibles estructuras en función de corriente es un tema de actual interés que se encuentra completamente abierto y es motivo de discusiones [10, 52, 53, 56].

El estudio de los diagramas de fase dinámicos constituye entonces un tema interesante debido a su actualidad y a la posibilidad de utilizar al sistema de vórtices como “modelo” para simular las características de un gran grupo de sistemas elásticos sometidos a distintos tipos de desorden.

Técnica Experimental

En esta tesis utilizamos la técnica de decoración magnética para generar la estructura de anclaje superficial [57]. Como se mencionó, las ventajas de utilizarla radican en la posibilidad de construir patrones magnéticos superficiales en forma sencilla, compatibles con el sistema de vórtices y extendidos en toda la superficie de las muestras. La misma técnica es empleada para visualizar en el espacio real las posiciones de los vórtices luego de generar la estructura en un material con potencial superficial magnético, tal como se describió anteriormente.

La decoración magnética consiste en esparcir partículas magnéticas, ferro o diamagnéticas, sobre el material, luego de haber inducido la formación de la red de vórtices. Esta red constituye básicamente una variación espacial del flujo magnético y las partículas magnéticas se ubican en las regiones de mayor campo y “decoran” de esta forma las posiciones de los vórtices. La técnica lleva el nombre de Bitter debido a que éste fue su precursor, utilizándola para observar paredes de dominios magnéticos en ferromagnetos [57]. La misma técnica fue utilizada en la década del 60 para visualizar propiedades del estado intermedio de superconductores tipo I [58] y vórtices en el estado mixto de los superconductores tipo II [59, 60].

El método que utilizamos en esta tesis consiste en rasgos generales en enfriar las muestras en presencia de campo (*field cooling*, FC) y luego exponerla a un flujo de partículas magnéticas generadas mediante evaporación. El mismo fue desarrollado por Träuble y Essman para estudiar vórtices individuales [61]. Las partículas magnéticas que se depositan sobre la superficie del superconductor permanecen ligadas a la misma mediante fuerzas de van der Waals (aún a temperaturas mayores a la que se realiza la decoración). Esto permite observar las posiciones de los vórtices con un microscopio electrónico de barrido y obtener de esta manera información en el espacio real del orden de la estructura

¹Esta situación ocurre siempre a campos magnéticos intermedios y altos, como lo revelan las evidencias experimentales y teóricas. Para campos bajos existen predicciones teóricas que indican que el orden de la red de vórtices no puede ser mejorado con la aplicación de corriente [21]. Esto no es concluyente debido a que resultados experimentales preliminares indican lo contrario [30].

Figura 1.5: Imagen de una decoración en un cristal de NbSe_2 obtenida con un microscopio electrónico de barrido que presenta un borde de grano. En el *inset* se muestra la triangulación de Delaunay de la misma.

de vórtices (*cf.* Figura 1.5).

La decoración es realizada en el equipo que se esquematiza en la Figura 1.6. El mismo consiste en una cámara dentro de la cual se encuentran ubicadas la muestra y los elementos para decorar, pudiéndose regular la presión de gas helio residual a través de un sistema de vacío. La muestra se encuentra anclada térmicamente al baño de helio en la parte superior de la cámara. Las partículas magnéticas se obtienen evaporando hierro en la atmósfera residual de helio ($P \approx 200$ mTorr). El hierro se encuentra arrollado sobre un filamento de tungsteno. Al mismo se le hace pasar una corriente que disipa por efecto Joule y funde al hierro a una temperatura del orden de 2000 K. Separados en una distancia de aproximadamente 5 cm se encuentran el filamento, a 2000 K, y la muestra, a 4.2 K. Por lo tanto, la mayor transferencia de calor se da por medio de radiación y para evitar esto se ubica una pantalla entre la muestra y el filamento. Los fenómenos convectivos

Figura 1.6: Esquema del equipo utilizado para realizar decoraciones (figura original tomada de la referencia [62]).

que ocurren en la cámara en el momento de la decoración son muy complejos y son los responsables de la calidad de la decoración. La variación de la disposición de cualquiera de los elementos dentro de la cámara, la presión de helio o incluso las condiciones de limpieza de la misma modifican drásticamente a la convección. Por todos estos motivos, la técnica de decoración es altamente compleja: es necesario tener excesivo cuidado en las condiciones en las cuales se realiza la misma para tener garantizado el éxito.

La aplicabilidad de esta técnica está limitada al rango de campos bajos, debido a que las partículas detectan variaciones del campo local para depositarse sobre la muestra y cuando los vórtices se acercan estas variaciones son menos importantes. La fuerza que atrae a las partículas vale $\vec{F} = (\vec{m} \cdot \nabla)\vec{h}$ y por lo tanto es posible detectar estas variaciones de longitud de onda más corta con partículas más chicas, es decir, bajando la presión en la cámara (~ 20 mTorr). Entonces, el campo superior para utilizar esta técnica es el orden de 200 G y el límite inferior estaría dado por H_{C1} . Pero, debido a las

características geométricas de las muestras y a la dirección en que se encuentra aplicado el campo magnético, el factor demagnetizante permite que los vórtices penetren a campos bajos del orden de 0.5 G.

Análisis

La realización de un análisis cuantitativo del orden de la estructura de vórtices requiere obtener un mapa de las posiciones de los vórtices. Para esto se utiliza un microscopio electrónico de barrido (SEM) que obtiene una imagen digitalizada con una resolución de 512×400 pixels y un rango de 4096 tonos de grises. Luego de tomar las imágenes con el SEM las mismas son filtradas para disminuir la cantidad de tonos de grises (256) y mediante un proceso de convolución gaussiana se identifican las posiciones de los vórtices en coordenadas (x_i, y_i) [62].

El análisis del orden del patrón obtenido mediante una decoración magnética requiere definir los primeros vecinos de cada vórtice. Para esto se utiliza un criterio conocido como “test Delaunay”, en honor al famoso pintor² [62]. El mismo consiste en tomar ternas de vórtices y determinar la circunferencia que los circunscribe. Si dentro del círculo determinado no se ubica ningún otro vórtice, la terna es de primeros vecinos. El resultado de una triangulación de Delaunay se muestra en el *inset* de la Figura 1.5, donde los vórtices con número de coordinación distinta de seis se marcan con un sombreado. Esta triangulación permite determinar los defectos topológicos de la red de vórtices.

Una característica importante de la red de vórtices es su estado cristalino o la existencia de posibles anisotropías direccionales. Estos elementos pueden ser conocidos a través de una transformada de Fourier discreta de las posiciones de los vórtices. Las características globales de la red de vórtices también pueden ser determinadas a través de transformadas de Fourier de las imágenes.

El análisis del tipo de orden orientacional y posicional de la red no puede extraerse directamente de la información de la estructura cristalina. En este sentido, es necesario definir funciones de correlación para caracterizar con mayor detalle el orden de la red. La idea básica de estas funciones es comparar dos zonas de la red en función de la distancia que las separa y determinar correlación uno si ambas zonas son idénticas o nula si son completamente diferentes. Las funciones que utilizamos en este caso fueron introducidas en primera instancia por Nelson y Halperin [64] para estudiar la fusión de un sólido bidimensional en 1978 y fueron retomadas por Giamarchi y Le Doussal [10] en su estudio de las fases que aparecen en sistemas elásticos con desorden estático. Se tienen

²Delaunay fue un pintor francés contemporáneo y amigo de Toulouse-Lautrec (finales del siglo pasado). Junto con éste estableció las bases del *cubismo*, desarrollando la técnica de los “triángulos mágicos”. El reconocimiento a estos trabajos de avanzada para la época hacen que este test para triangular reciba su nombre [63].

en cuenta dos funciones de correlación, una posicional que cuantifica cómo se apartan los vórtices respecto de las posiciones de una red perfecta y una orientacional que determina la orientación relativa de los primeros vecinos.

En el caso de la función de correlación posicional se define un parámetro de orden traslacional que tiene en cuenta la diferencia entre las posiciones \vec{r}_i de los vórtices y las posiciones de una red perfecta: $\Psi_K(\vec{r}_i) = \exp(i\vec{K}_0 \cdot \vec{r}_i)$ donde \vec{K}_0 es uno de los vectores recíprocos de la red que se está analizando. La función de correlación mide la evolución de este parámetro en función de la distancia que separa a dos vórtices.

En forma análoga la función de correlación orientacional cuantifica la orientación de un vórtice con respecto a sus vecinos a través de un parámetro de orden orientacional. Este parámetro vale, para un vórtice ubicado en la posición \vec{r}_i , $\Psi_6(\vec{r}_i) = (\frac{1}{n}) \sum_{j=1}^n \exp(i6\Theta_{ij})$, donde n es el número de primeros vecinos y Θ_{ij} es el ángulo que forma con cada uno de ellos. La función de correlación mide el cambio en esta orientación relativa en función de la distancia.

El estudio del comportamiento de ambas correlaciones en función de la distancia permite determinar el tipo de orden que presenta la estructura de vórtices [10] y caracterizar la fase sólida observada.

Topología en experimentos estáticos

La posibilidad de utilizar la técnica de decoración magnética para generar potenciales de anclaje en la superficie de las muestras se estudia en distintas condiciones. Para cada caso la efectividad de ésta para anclar a la red de vórtices depende de la competencia con el anclaje de *bulk*. Una caracterización de la topología de la estructura superficial magnética brinda información, no sólo sobre el tipo de orden del mismo, sino también sobre la influencia del anclaje de *bulk* en el orden observado en la red de vórtices.

En este capítulo analizamos la topología de la estructura superficial para experimentos en los cuales la decoración magnética es realizada luego de someter a la red de vórtices a un proceso estático particular, conocido como *field cooling* (FC).

El estudio se desarrolla en dos materiales muy distintos. El primero es NbSe₂, un superconductor convencional con potencial de anclaje relativamente bajo, pero sin zona reversible [65, 66, 67]. El segundo es BSCCO, un superconductor de alta temperatura con una zona reversible extendida [68] y con un potencial de anclaje también de baja magnitud y características interesantes, aún en discusión³. En cada uno de estos materiales, la estructura de la red de vórtices a baja temperatura se encuentra sometida a la interacción con una distribución aleatoria de centros de anclaje de *bulk*.

La influencia de todos estos factores en el estado de la red de vórtices observable a 4.2 K determina la aparición de defectos. Como se ha observado anteriormente [11, 22, 30, 71], la densidad y características de los defectos dependen del camino en el diagrama $H - T$ que se realiza hasta acceder al estado de baja temperatura; diferencias significativas aparecen para materiales convencionales y de alta temperatura crítica. Esto produce que la topología de la red de vórtices dependa fuertemente de la “historia”.

³Las características del potencial de anclaje en BSCCO son motivo de discusiones en la actualidad. Zeldov *et al.* [69] afirman que cuando los vórtices penetran en el material tienen que superar primeramente un potencial de anclaje de superficie que constituye la parte mayoritaria del anclaje del material. Al ser el potencial de anclaje de *bulk* débil, el potencial de anclaje puede ser pensado como una “caja” profunda. Por otro lado, en mediciones de transporte en la configuración Corbino realizadas en el estado líquido, A. Mazilu *et al.* [70] prueban que la dinámica de la estructura de vórtices está dominada por el potencial de anclaje del *bulk*. Esto contradice la interpretación de Zeldov *et al.* y el tema aún se encuentra en discusión.

Experimento FC

Las fotografías obtenidas mediante la técnica de decoración magnética del estado de la red de vórtices que se muestran en este capítulo son tomadas luego de realizar experimentos del tipo *field cooling* (FC). En estos experimentos, el material es enfriado desde temperatura ambiente hasta 4.2 K, en presencia de un campo magnético aplicado en la dirección del eje \hat{c} del cristal. Luego de este proceso, se realiza la decoración de la red de vórtices según lo descrito en la Introducción.

Diagrama de fases y estructura observada a 4.2 K en experimentos FC

Las características de la red de vórtices a bajas temperaturas en un experimento del tipo FC dependen de la magnitud del potencial de anclaje de la muestra y de la temperatura a partir de la cual este anclaje es dominante frente a la interacción entre vórtices. Esta temperatura está relacionada con el diagrama de fases del material [72].

Las decoraciones realizadas a 4.2 K en un experimento FC no permiten tomar una fotografía de la configuración de equilibrio del sistema de vórtices a dicha temperatura. El estado observado corresponde al de una configuración que se retiene desde una temperatura mayor, T_f . En un experimento FC, al disminuir la temperatura por debajo de T_f la topología de la red de vórtices no varía demasiado. Los vórtices realizan sólo pequeños desplazamientos locales, menores al parámetro de red, producidos para ajustarse al potencial de anclaje.

En el caso de materiales superconductores de alta temperatura crítica limpios hay evidencia de que esta temperatura de anclaje de la red es ligeramente inferior a la temperatura $T_i(H)$ correspondiente a la transición de irreversibilidad del material [30]. A temperaturas mayores que $T_i(H)$ la red de vórtices se encuentra en el estado líquido, debido a que las fluctuaciones térmicas y la interacción entre vórtices son dominantes frente al anclaje. Las fluctuaciones térmicas permiten que los vórtices realicen desplazamientos en el espacio, promediando a cero el anclaje, y en consecuencia el sistema se encuentra en un estado líquido. A temperaturas menores a $T_i(H)$ las fluctuaciones térmicas disminuyen y el sistema se encuentra en un estado sólido. En este caso, el anclaje compite con la energía de interacción entre vórtices. A una temperatura inferior a $T_i(H)$ (T_f) el anclaje se hace efectivo y se obtiene el estado que se observa en las decoraciones a 4.2 K.

Según se ha estudiado hasta el momento, los materiales superconductores tipo II convencionales no presentan una fase líquida o la presentan en regiones de décimas o centésimas de grado⁴. En estos sistemas, la estructura que se observa en las decoraciones

⁴En muestras de NbSe₂ con distintas magnitudes de anclaje, Banerjee *et al.* [65, 66, 67] han encontrado,

corresponde al estado anclado a una temperatura intermedia entre T_{C2} y 4.2 K. Determinar un rango de temperaturas tentativo para localizar a T_f , como en el caso de los materiales de alta temperatura crítica, se hace más difícil. Esto es debido a que la transición en H_{C2} para NbSe₂ es de segundo orden y la zona líquida está limitada en centésimas de grado por debajo de la transición. Por lo tanto, para los efectos prácticos no existe transición de primer orden (líquido a sólido de vórtices) y la evolución al estado anclado es continua.

La existencia de una zona de reversibilidad extensa en temperatura en el diagrama $H - T$ favorece la observación a 4.2 K de estructuras con mayor orden topológico [30]. La prueba de esto es que en el caso de muestras que poseen la misma densidad de corriente crítica [72], el orden de la red de vórtices mejora cuando la zona reversible es más ancha en temperatura. La razón de esto es que cuando la red se forma (a la temperatura T_{C2}), las interacciones entre vórtices son despreciables frente a las fluctuaciones térmicas. Si el material posee una zona reversible extendida, cuando se disminuye la temperatura hasta $T_i(H)$, donde las fluctuaciones térmicas han disminuido, la interacción entre vórtices es dominante frente al anclaje y como consecuencia se obtiene una estructura más ordenada al momento de “congelarla”. Si la zona de reversibilidad no es extendida, los vórtices se anclan a una temperatura muy cercana a la que se nuclean. En este caso, las interacciones entre vórtices resultan débiles y la estructura se forma acomodándose a los centros de anclaje distribuidos al azar, resultando más desordenada.

Superconductor convencional NbSe₂

La estructura resultante observada mediante las decoraciones es el producto de la competencia entre las interacciones de la red elástica de vórtices y el potencial de anclaje aleatorio de *bulk* a lo largo de todo el camino en el diagrama $H - T$. La magnitud del potencial de anclaje y el régimen de anclaje en el cual se encuentran los vórtices son relevantes en este caso. Tales características pueden conocerse a través de mediciones de corriente crítica en función de campo magnético. Las muestras utilizadas presentan una densidad de corriente crítica $J_C \sim 10^3$ A/cm² a 4.2 K, constante en el rango de campos magnéticos de trabajo [73]. Esto indica que el anclaje de la red de vórtices puede ser descrito dentro del marco de la teoría de anclaje colectivo de Larkin-Ovchinnikov [9, 30]. La independencia de la corriente crítica con el campo magnético ubica al anclaje en el límite individual [30]. En este límite los vórtices pueden considerarse anclados en forma aislada.

En este régimen de anclaje individual el orden esperable de la red de vórtices es amorfo,

para muestras muy puras ($J_C \approx 100$ A/cm²), una zona líquida que se extiende en una décima de grado. Para muestras no tan puras ($J_C \approx 1000$ A/cm²), la zona se va angostando hasta limitarse a centésimas de grado.

Figura 2.1: Transformadas de Fourier en NbSe_2 para decoraciones FC a 36 Oe (a) y 60 Oe (b). Se observan anillos en ambos casos, característicos de una estructura policristalina. Las fotos en espacio real fueron tomadas a distinta magnificación, por lo que ambas imágenes difieren en un factor de escala.

debido a que los vórtices se anclan en forma aislada y optimizan sus desplazamientos para ajustarse a los defectos. Contrariamente, las decoraciones revelan una estructura de vórtices policristalina (*cf.* Figura 2.1). Esto es debido a que, a pesar de que los vórtices se encuentran en el límite de anclaje individual, cuando la red se ancla las interacciones entre vórtices compiten con un potencial de anclaje débil. En esta competencia, debido a la baja magnitud del anclaje, las interacciones logran tener influencia sobre la estructura de la red de vórtices y determinan un estado policristalino.

El análisis del orden de la estructura de vórtices se realizó a dos campos magnéticos aplicados: 36 Oe y 60 Oe. En la Figura 2.1 se muestran las transformadas de Fourier de la red de vórtices en ambos casos. Los patrones con forma de anillo revelan que la estructura de vórtices para el caso de un campo aplicado intermedio (36 Oe) presenta características policristalinas; para el caso de campo alto (60 Oe) se observa lo mismo, a pesar de haber aumentado la interacción entre vórtices. En consecuencia, el orden que se obtiene en ambos casos no es de largo alcance, es policristalino, independientemente del campo aplicado.

Defectos topológicos y deformaciones elásticas

Los defectos topológicos que se observan en NbSe₂ mediante decoración magnética de la red de vórtices en un experimento FC son de dos tipos: bordes de grano y dislocaciones de borde. Las deformaciones elásticas que presenta la red de vórtices constituyen pequeños desplazamientos locales de los vórtices con respecto a una red perfecta y son también importantes para describir la interacción de la red de vórtices con el anclaje del *bulk*.

Bordes de grano

La presencia de bordes de grano en la estructura de vórtices destruye el orden orientacional, de corto y largo alcance dependiendo del tamaño del grano. La aparición de los mismos se debe a un problema de nucleación y crecimiento de la red de vórtices al disminuir la temperatura; su densidad depende del ritmo de enfriamiento [30]. Estos defectos no son consecuencia de la interacción entre la red de vórtices y los defectos cristalinos del sustrato. La existencia de bordes de grano en la red de vórtices determina que la estructura de esta resulte policristalina, independientemente de la magnitud de la interacción entre vórtices.

Figura 2.2: Triangulaciones de Delaunay típicas para experimentos FC en NbSe₂ a los campos (a) 36 Oe y (b) 60 Oe. Las imágenes fueron tomadas con distintas magnificaciones. Entre los defectos topológicos se observan algunos bordes de grano y dislocaciones de borde. Los defectos próximos a los límites de la figura se deben a problemas de borde.

Dislocaciones de borde

Los defectos topológicos aislados más frecuentes son las dislocaciones de borde (*cf.* Figura 2.2) que se caracterizan por la presencia de dos semiplanos extra de vórtices [74]. El núcleo de la dislocación está formado por los vórtices a los cuales confluyen dichos semiplanos y aparecen en la triangulación de Delaunay como dos vórtices vecinos con números de coordinación 5 y 7. En la Figura 2.3 (b) y (c) se observa una descripción esquemática de este tipo de dislocaciones. Se muestra también el vector de Burgers de la dislocación, \vec{b} , es decir, el vector necesario para completar un dado circuito alrededor de la dislocación en comparación con el mismo circuito realizado en una red perfecta.

Las dislocaciones de borde pueden pensarse como generadas mediante la ligadura de dos defectos conocidos como disclinaciones. Las disclinaciones consisten en un único vórtice con cinco o siete vecinos y las mismas destruyen el orden orientacional y posicional de corto y largo alcance. Están caracterizadas por el ángulo necesario (positivo o negativo) que es necesario sumarle a un circuito alrededor del defecto para obtener un vórtice con coordinación seis (*cf.* Figura 2.3 (a)). Por lo tanto, una dislocación de borde puede imaginarse como dos disclinaciones ligadas de signo opuesto. Las disclinaciones no han sido observadas en decoraciones de NbSe₂ en los rangos de temperatura y campo de trabajo.

Una dada dislocación con un determinado vector de Burgers puede disociarse en dos dislocaciones parciales, con sus respectivos vectores de Burgers de módulo mitad y en la misma dirección y sentido que el original. Esto da lugar a otro tipo de dislocaciones de borde que aparecen frecuentemente en la red de vórtices y que llamaremos dislocaciones disociadas (*cf.* Figura 2.3 (c)). Las mismas se identifican en la triangulación de Delaunay como un conjunto de seis vórtices vecinos, tres de los cuales tienen número de coordinación 5 y el resto 7. Este tipo de dislocación está caracterizada también por la aparición de dos semiplanos extra de vórtices.

Dos dislocaciones ligadas con vectores de Burgers de signo opuesto se llaman *twisted bonds* y en realidad no constituyen defectos topológicos, debido a que pueden ser removidas con pequeños desplazamientos locales. Por lo tanto, los *twisted bonds* no afectan a ningún tipo de orden. Estos defectos aparecen en NbSe₂ muy rara vez.

La densidad de defectos topológicos aislados de la red de vórtices, que en este caso corresponde a la densidad de dislocaciones, es del orden de 5%, para el caso de 36 Oe.

No ha podido explicarse aún si el origen de estas dislocaciones radica en la interacción de la red de vórtices con los defectos cristalinos del sustrato o a efectos de formación de la misma. La razón por lo cual no puede afirmarse lo primero es que un mapa de energías elásticas de la red de vórtices revela que los vórtices que intervienen en la mayoría de las dislocaciones no corresponden necesariamente a los más energéticos. Pruebas adicionales son brindadas por estudios en el estado dinámico de la red de vórtices. Si en condiciones

Figura 2.3: Esquema de defectos aislados en la red de vórtices. (a) Disclinaciones positivas y negativas. (b) Dislocaciones de borde comunes. (c) Dislocaciones de borde disociadas. Se muestran los vectores de Burgers y planos extras de vórtices en cada caso.

dinámicas las dislocaciones desaparecieran por completo sería evidencia de que su origen se debería a la interacción con el anclaje de *bulk*; si su número no variara aparecerían durante la formación de la red. En los experimentos que se tratan en el capítulo próximo, que describen el estado de la red de vórtices cuando se conserva memoria de un estado dinámico, las dislocaciones persisten, aunque en menor número. Resultados similares se han hallado en simulaciones dinámicas [21, 53]. Por lo tanto, la idea más razonable hasta el momento es pensar que algunas dislocaciones tienen origen en la interacción con la estructura cristalina del sustrato y otras están relacionadas con efectos de crecimiento de la red de vórtices.

Es importante notar que la presencia de cualquiera de estos tipos de dislocaciones de borde no afecta en gran medida al orden orientacional. En cambio, el orden posicional de largo alcance se ve afectado debido a que los semiplanos extra lo destruyen.

Deformaciones elásticas

Un elemento importante en la red de vórtices son las deformaciones elásticas, es decir, desplazamientos pequeños en las posiciones de los vórtices respecto de una red triangular perfecta. El origen de las deformaciones elásticas se debe a la interacción de la red de vórtices con el anclaje del *bulk*. Como se dijo, para estas muestras se ha probado mediante mediciones de transporte que un modelo conveniente para tratar al anclaje es la teoría de Larkin - Ovchinnikov en el límite individual. Por lo tanto, la red de vórtices interactúa con una distribución aleatoria homogénea de centros de anclaje (defectos cristalinos del

material). Además, en este límite de anclaje cada vórtice puede considerarse como aislado.

La forma de evaluar cuantitativamente las deformaciones elásticas es mediante el cálculo de la energía elástica (energía de interacción entre vórtices) en función de las posiciones de los vórtices. Para el cálculo, el radio hasta el cual se consideran vórtices vecinos está determinado por el decaimiento de la interacción que es proporcional a $\exp(-r/\lambda)$.

Las deformaciones elásticas dominan el orden posicional de corto alcance por dos razones. La primera de ellas es que para el rango de campos de trabajo las interacciones relevantes entre vórtices son, en una buena aproximación, a primeros vecinos. La segunda razón es que las deformaciones elásticas importantes no están necesariamente correlacionadas con los defectos topológicos, que son los causantes de destruir mayormente el orden de largo alcance[30].

Orden posicional y orientacional

Los indicadores más directos del tipo de orden que presenta la red de vórtices son las funciones de correlación. Éstas están relacionadas con los desplazamientos de la red real de vórtices respecto una red ideal, $u(\vec{r})$. La relación se obtiene a través de la teoría de sistemas elásticos degenerados con desorden estático (SEDDE). La red de vórtices, como gran cantidad de otros sistemas físicos, puede incluirse dentro de esta clasificación ya que se caracteriza por ser una estructura elástica en presencia de desorden. El estudio de estos sistemas se realiza analizando el comportamiento del correlador de desplazamientos $B(\vec{r}) = \langle u^2(\vec{r}) \rangle$ en función de la distancia. Las distintas dependencias funcionales de esta variable determinan la existencia de distintos regímenes para caracterizar el orden de la red. El correlador de desplazamientos y las funciones de correlación definidas en la introducción se relacionan de la forma $G(\vec{r}) = \exp(-K_0^2 B(\vec{r})/2)$ [10]. Los regímenes característicos del comportamiento del orden de la red son tres y se traducen en distintas dependencias de las funciones de correlación con la distancia.

El primer régimen es de cortas distancias (régimen de Larkin). En este caso vale una aproximación elástica con un único mínimo en la energía. El comportamiento de la función de correlación corresponde a un decaimiento exponencial.

El segundo régimen es de distancias intermedias. Aquí entran en juego los mínimos metaestables de la energía ubicados fuera del régimen de Larkin. El comportamiento de las funciones de correlación es del tipo exponencial estirada (*stretch exponential*).

El tercer régimen es de distancias largas y cuasiordenado. La periodicidad de la red se hace importante. Las funciones de correlación tienen comportamientos del tipo de saturación a un valor constante, no nulo, si el orden es de cuasi largo alcance.

En función de estos modelos teóricos se analizó el orden de la red de vórtices. En la Figura 2.4 se muestran las funciones de correlación orientacional y posicional para 36 Oe y 60 Oe; no se observan mayores diferencias para estos dos campos. Las funciones

Figura 2.4: Funciones de correlacion orientacional G_6 y posicional G_K en NbSe₂ y experimentos FC a 36 Oe y 60 Oe. Las líneas punteadas corresponden a 60 Oe y las llenas a 36 Oe.

fueron calculadas para imágenes de la red de vórtices que contienen bordes de grano. Se observa que los órdenes orientacional y posicional decaen a cero a distancias cortas. Esto es debido al efecto de los bordes de grano, que como se observa en el anillo isotrópico de las transformadas de Fourier (*cf.* Figura 2.1), presentan todas las orientaciones a lo largo de la muestra. Este efecto ocurre independientemente del campo magnético aplicado.

Un ajuste de las funciones de correlación con una dependencia exponencial muestra longitudes de decaimiento muy similares para el caso orientacional y posicional, independiente del campo magnético. El sistema posee orden policristalino con longitudes de decaimiento del orden de $\approx 1a$ para el caso posicional y $\approx 3a$ para el orientacional a ambos campos magnéticos. Esto indica que los responsables de la destrucción del orden a distancias cortas son los desplazamientos elásticos y no las dislocaciones, ya que estas están separadas en distancias mayores a un parámetro de red. Por lo tanto, el régimen de Larkin queda restringido a distancias del orden de parámetro de red.

A una distancia de $10a$ la función de correlación orientacional satura a cero, coincidiendo con el tamaño medio de los bordes de grano. Esto es debido a que, si bien dentro de un grano la red tiene un orden orientacional fuerte, se está promediando sobre muchos

granos orientados en todas las direcciones.

Para el caso de la función de correlación posicional un ajuste del tipo exponencial estirada es mucho más adecuado fuera del régimen de Larkin. En este rango de distancias la pérdida del orden posicional de la red es debido mayormente a los planos extra introducidos por las dislocaciones. A distancias mayores a $15a$ la función de correlación posicional parece saturar a un valor próximo a cero, no nulo. Esto indica que, a pesar de que el orden orientacional se pierde completamente por la existencia de los bordes de grano, la red mantiene un deprimido orden posicional a largas distancias, consistente con el hecho de que la estructura es policristalina y no amorfa.

En consecuencia, la topología de la red de vórtices en un experimento FC está fuertemente determinada por la presencia de bordes de grano.

Superconductor de alta T_C BSCCO

El interés en el estudio del material de alta temperatura crítica BSCCO radica en su rico diagrama de fases [9]. Esta característica determina que la estructura de la red de vórtices observada a bajas temperaturas presente diferencias con respecto al caso de los materiales convencionales.

En la estructura de la red de vórtices observable en las decoraciones a 4.2 K existe una gran influencia de la amplia zona de reversibilidad del material, extendida entre 80 y 90 K a los campos de trabajo [68]. Por otro lado, el potencial de anclaje para el caso de este material constituye un interesante punto de estudio. Como se comentó anteriormente existe una polémica actual sobre la relevancia del anclaje de superficie o de *bulk* para anclar a la estructura de vórtices. En este sentido, está en discusión si de las mediciones de transporte pueden deducirse directamente propiedades del anclaje de *bulk*.

En esta sección analizaremos las características del potencial de anclaje de *bulk* sin necesidad de entrar en esa discusión. Mediante la decoración magnética es posible obtener fotografías de la red de vórtices en espacio real y sus características topológicas pueden relacionarse en forma directa con las características del anclaje de *bulk*. Este análisis, sumado a la caracterización topológica de la estructura magnética generada mediante una decoración, son estudiados en esta sección para analizar la posibilidad de utilizar a esta estructura como potencial de anclaje superficial.

Defectos planares en BSCCO

El estudio de la estructura de la red de vórtices en un experimento FC para el caso de las muestras de BSCCO utilizadas es enriquecido por la aparición de un inesperado factor. El resultado de una decoración FC típica para estas muestras se observa en la Figura 2.5.

En la misma pueden distinguirse regiones en las cuales los vórtices están perfectamente alineados en una dirección preferencial. Este alineamiento se observa para cadenas de vórtices paralelas entre sí y separadas por distancias que varían en algunos parámetros de red (del orden de los micrones). Se observa también una variación del parámetro de red: disminuye en la dirección de estas líneas observadas y aumenta en la dirección normal, en comparación con el correspondiente al campo aplicado (*cf.* Figura 2.5). Este tipo de defecto no fue reportado hasta el momento en la literatura.

Figura 2.5: Imagen de una decoración FC en BSCCO a un campo de 36 Oe. Se observa la aparición de líneas en la decoración que corresponden a regiones preferenciales para el anclaje de los vórtices. La orientación de estas líneas con respecto al borde de la muestra es de 45° .

Los defectos topológicos introducidos en la red de vórtices debido a la ubicación sobre estas regiones preferenciales de anclaje se muestran en la triangulación de Delaunay de la Figura 2.6 (a). Se observa la diferencia en la estructura de la red de vórtices de la zona con y sin estos defectos lineales. En la zona fuera de estas líneas la red es muy ordenada

(en la foto no aparecen dislocaciones u otro tipo de defecto de la red). Por el contrario, en la zona de estas líneas la diferencia es drástica: el 90% de los vórtices presentes están involucrados en algún defecto de la red de vórtices. Esto es debido en parte a la diferencia entre el parámetro de red en la dirección de estas líneas y en la dirección normal. En este punto es importante notar que no hay decorrelación en las posiciones de los vórtices dentro de estas cadenas y los que están ubicados entre ellas; es decir, se mantiene la simetría de la red hexagonal. Esto se observa claramente en la Figura 2.6 (b), donde se muestra la transformada de Fourier de la imagen de la Figura 2.5. En la misma no aparecen bandas laterales que indicarían la decorrelación mencionada anteriormente. Por el contrario, aparecen los seis picos correspondientes al orden hexagonal y un radio más intenso. La ubicación de este radio en el interior implica que el parámetro de red en esa dirección es mayor al promedio de la foto. En realidad, es levemente mayor que el promedio, debido a que las zonas más intensas están próximas a los picos. Por lo tanto, este radio corresponde a la dirección normal a las cadenas.

Figura 2.6: Imagen de una decoración en BSCCO para un experimento FC a 36 Oe donde se detecta una región de anclaje preferencial para los vórtices. (a) Triangulación de Delaunay de la estructura de vórtices. (b) Transformada de Fourier de la imagen.

Estas líneas, independientemente del efecto que las origine, representan para la red de vórtices una región de la muestra en la cual las propiedades de anclaje son diferentes a las promedio del *bulk*. En estas cadenas la densidad de vórtices aumenta del orden

de 6% con respecto a las zonas cercanas. Este aumento varía para cada conjunto de líneas en particular, dependiendo de su forma. Esta diferencia de densidad relativa entre las regiones promedio del *bulk* y éstas líneas preferenciales de anclaje indica que el flujo magnético no se conserva en escalas espaciales del orden de las distancias entre zonas con defectos. El campo interno se modula con esa distancia característica. Por más extraño que parezca esto, volveremos al punto más adelante.

Estos defectos en forma de líneas aparecen a lo largo de toda la muestra, siempre paralelos, y a un ángulo del orden de 45° respecto del borde de la muestra, para todas las decoraciones que se han realizado. En la mayoría de los casos aparecen aglutinadas varias de ellas en una región de la muestra; la observación de una única línea no es frecuente. La separación entre los conjuntos de líneas es variable y por lo general es mayor a $50 \mu\text{m}$. Una imagen a gran escala de una muestra decorada con estos defectos se observa en la Figura 2.7.

La única forma de poder observar este tipo de defectos del cristal en forma óptica es a través de la decoración magnética de la estructura de vórtices del material. No se han podido observar mediante un microscopio óptico convencional, como ocurre con las maclas en el caso del YBCO. Tampoco se observan en una imagen de la superficie del material tomada con un microscopio de barrido electrónico (SEM). Esto determina que la técnica de decoración es la óptima para observarlos y además la más directa.

Este tipo de defectos, dentro de la bibliografía que hemos consultado, son inéditos en el BSCCO; no se reporta la observación de defectos similares, con esta técnica o alguna otra. Los tipos de defectos que se han observado en BSCCO son mayormente a escala atómica o fallas de apilamiento⁵. Contrariamente a lo que ocurre en YBCO, parecería no ser probable la existencia de maclas en el caso del BSCCO [76].

Estos patrones de líneas aparecen en todas las muestras decoradas, preparadas en distintas condiciones. Los resultados son similares para el caso de muestras decoradas con una limpieza de la superficie mediante métodos químicos y para muestras con superficies obtenidas luego de un clivado. En este último caso, se han obtenido resultados similares con clivados en distintas direcciones. Esto constituye una evidencia de que estas líneas no corresponden a defectos superficiales; pero existen otras evidencias más concluyentes.

En el caso de tratarse de escalones superficiales (de alturas del orden del micrón) se observaría en el SEM a través de una diferencia de contraste en la zona de la falla, como se observa en la Figura 2.8. Observando la falta de este contraste en la Figura 2.5 es claro que este no es el caso. Otra posibilidad sería que se tratara de variaciones suaves en el espesor de la muestra y/o de longitud de onda larga, lo cual no es observable con el SEM. Esto no es posible, debido a que un análisis de la topografía de la superficie

⁵Los defectos observados a escala atómica corresponden a modulaciones estructurales en los planos cristalinos del material [28]. Las fallas de apilamiento presentes son de dos tipos: *twist boundaries* y *tilt boundaries*; ambas difieren en la dirección de rotación de un grano con respecto a otro [75].

Figura 2.7: Imagen a gran escala de una muestra de BSCCO decorada en un experimento FC a un campo de 36 Oe. Se muestra la orientación de las líneas con respecto a la dirección del borde de la muestra. En la parte inferior de la figura se observa una región de la muestra que fue cubierta con una máscara durante la decoración; en esta zona donde no se ha depositado hierro no es posible observar las líneas.

de las muestras con un microscopio de fuerza atómica (AFM) no revela la existencia de oscilaciones en el espesor de la muestra.

Una prueba concluyente de que estas líneas no corresponden a defectos superficiales se observa en la Figura 2.8. En la misma se muestra una ampliación de la zona marcada en la Figura 2.7 con un óvalo, que corresponde a una región de la muestra que tiene una altura mayor al resto originada mediante fallas en el clivado. En la zona más elevada estas líneas siguen en la misma dirección y con las mismas características que en la zona más baja, correspondiente al grueso de la muestra. Este hecho, junto con las anteriores evidencias, da la pauta de que estos defectos parecen estar asociados a alguna propiedad de los planos atómicos perpendiculares al plano ab de la estructura cristalina de estas muestras de BSCCO. Por lo tanto, luego de todos los experimentos realizados es insostenible la

Figura 2.8: Imagen de una decoración en BSCCO a 36 Oe en una zona de la muestra que se encuentra más elevada que el resto debido a una falla en el clivado. Los defectos tipo líneas siguen la misma dirección en ambas regiones.

idea de que estas líneas correspondan a defectos superficiales del tipo de variación en la altura de la muestra.

Todas las evidencias anteriores conducen a considerar como hipótesis más razonable que estos defectos que logran anclar preferencialmente a los vórtices son del tipo planarios. Esto implica que las características de anclaje de determinados planos atómicos son distintas a la del promedio, es decir, estos planos constituyen defectos correlacionados. Para verificar la certeza de esta hipótesis, se decora una muestra varias veces. En cada decoración se cliva la superficie en distintas direcciones. El resultado se muestra en la Figura 2.9 para el caso de tres decoraciones sucesivas (en la figura sólo se observan las dos primeras debido a que la tercera es similar a las dos primeras), donde se observa que los defectos aparecen siempre con un patrón idéntico y formando 45° con el borde de la muestra. Esta evidencia es concluyente para afirmar que se trata de defectos planarios.

Se trata de analizar el origen de estos defectos correlacionados que modifican el anclaje de los vórtices. Se realiza un análisis composicional de las regiones con defectos correlacionados y sin ellos para determinar si la variación en el anclaje atiende al efecto de zonas correspondientes a diferentes estequiometrías. Los resultados son negativos, no se encuentra diferencia en la composición, al menos dentro del error en la determinación⁶.

Futuros experimentos tendientes a realizar un análisis más detallado de la estructura

⁶Los análisis en composición se realizan con un espectrómetro dispersivo en energías (EDAX).

Figura 2.9: Fotos a gran escala de decoraciones sucesivas sobre la misma muestra de BSCCO, con clivados previos en distintas direcciones en cada caso. (a) Primera decoración. (b) Segunda decoración. Se observan los patrones de líneas orientados a 45° del borde de la muestra en ambos casos.

cristalina en la zona de los defectos correlacionados son necesarios para comprender el origen de la diferencia de anclaje.

Defectos topológicos

En el análisis de la estructura de la red de vórtices se detectan gran variedad de defectos topológicos e interesantes efectos en la distribución de energías elásticas a lo largo de toda la muestra. Aparecen diferencias significativas con respecto al caso de NbSe_2 debido a las características del potencial de anclaje y el diagrama de fases en el caso del BSCCO.

Bordes de grano

El caso de los bordes de grano es de particular interés. Su presencia se debe a la existencia de defectos superficiales o por la presencia de los defectos correlacionados de *bulk* mencionados anteriormente.

Los defectos en la superficie son generalmente saltos bruscos en la altura de la muestra y son consecuencia de fallas en el clivado. Debido a la presencia de dichas fallas se forman bordes de grano que se extienden a lo largo de todo el escalón (*cf.* Figura 2.10). Las razones por las cuales estos bordes de grano aparecen están relacionadas con la energía de línea por unidad de longitud $\epsilon_L \approx \epsilon_0 \ln(\lambda/\xi)$ y la zona reversible ancha en temperaturas que tiene el BSCCO. En el escalón se produce una ganancia de energía debido a que los vórtices que están en la zona más baja acortan su longitud. De hecho, puede observarse en la Figura 2.10 (a) que los vórtices ubicados a la derecha del defecto distan de éste

Figura 2.10: Decoración a 36 Oe en una región de una muestra de BSCCO con fallas superficiales de tipo escalón producidas por el clivado. (a) Imagen real de la red de vórtices. (b) Triangulación de Delaunay donde se observa que dicha falla genera la formación de un borde de grano.

una longitud mayor al parámetro de red promedio, contrariamente a los vórtices de la izquierda que distan una longitud menor a dicho parámetro. Esto indica una preferencia de los vórtices a ubicarse en la zona izquierda del defecto debido a que en ella la altura de la muestra puede ser del orden del micrón menor que a la derecha. Por lo tanto, a este escalón se le puede asociar una energía de anclaje igual al producto entre la altura del escalón y la energía por unidad de longitud ($\epsilon_L \approx 4 \cdot 10^{-6}$ para BSCCO) [71]. Otra razón que favorece la formación del borde de grano sobre la falla es que la zona reversible permite que la red se oriente con uno de sus planos densos sobre el escalón para maximizar la energía de anclaje.

Para el caso del NbSe_2 es un hecho experimental que la presencia de este tipo de defectos superficiales no favorece la formación de bordes de grano [30], a pesar de que la

energía de línea por unidad de longitud es apenas la mitad menor que en el BSCCO. Esta pequeña diferencia, sumado a que el NbSe₂ casi no posee zona reversible, son suficientes para que determinar que no aparezcan bordes de grano en este tipo de defectos⁷.

Figura 2.11: Patrón de la transformada de Fourier para una decoración en BSCCO a 36 Oe del tipo FC, tomando fotos en las regiones de la muestra que no presentan defectos correlacionados.

A excepción de la presencia de este tipo de defecto superficial la red no presenta bordes de grano en las regiones ubicadas entre los defectos correlacionados. En estas zonas la misma es monocristalina y en todas las regiones entre defectos correlacionados la red se encuentra orientada en la misma dirección. La Figura 2.11 muestra la transformada de Fourier promedio de veinte imágenes tomadas en regiones sin defectos correlacionados, pero ubicadas entre distintos grupos de ellas, donde se observan los seis picos bien definidos correspondientes a una red monocristalina. Por lo tanto, si no existieran fallas superficiales o este tipo de defectos correlacionados la red de vórtices sobre BSCCO en un experimento FC a 36 Oe resultaría monocristalina en toda la muestra. Pero, en realidad no hay que

⁷Para este material es interesante el caso de un experimento de *creep*, es decir, enfriar la muestra con un campo aplicado y retirarlo a 4.2 K. En las zonas de los defectos superficiales los vórtices presentan una situación similar a la observada en BSCCO: prefieren anclarse de un lado del escalón [71].

descartar la posibilidad de que estos defectos correlacionados influyan en la orientación de la red cuando se forma. Más adelante volveremos a discutir el tema.

Independientemente de este punto, los resultados mencionados anteriormente indican que el anclaje de *bulk* posee baja influencia en el estado topológico de la estructura de vórtices, dominando la interacción entre ellos. Esto está potenciado por la extendida zona de reversibilidad en temperatura del BSCCO, pero también indica que el anclaje de *bulk* en este caso es de baja magnitud.

Defectos topológicos aislados

La baja intensidad del anclaje de *bulk* se manifiesta no sólo a través de la existencia de una estructura de vórtices monocristalina, sino también por la baja densidad de defectos topológicos aislados. Para el caso del experimento FC en BSCCO se encontró una densidad de 1.8%, baja en comparación con el caso del mismo experimento para NbSe₂ (5%).

En la Figura 2.12 se muestra una triangulación de Delaunay típica para la red de vórtices en la zona sin defectos correlacionados. Se observa la ausencia de bordes de grano y la baja densidad de defectos aislados. En la misma están señalados todos los defectos presentes en la red de vórtices para BSCCO: dislocaciones de borde comunes y disociadas, *twisted bonds* e intersticiales, un tipo de defecto que no está presente en el caso de NbSe₂.

Twisted Bonds

Los *twisted bonds* en BSCCO son más frecuentes de encontrar que en el caso del NbSe₂, donde es raro hallarlos. En BSCCO representan un 20% de los defectos topológicos aislados de la red de vórtices. En principio, como estos defectos corresponden a deformaciones elásticas y pueden ser removidos con pequeños desplazamientos locales, no existe restricción a la topología de los mismos, salvo que la suma de los vectores de Burgers de todas las dislocaciones presentes en el defecto sea nula. Los dos tipos de *twisted bonds* encontrados en estas decoraciones son esquematizados en la Figura 2.13 (a) y (b). En la misma se muestran los desplazamientos de la red real que dan lugar a los *twisted bonds* y el esquema de las dislocaciones “ficticias” que los componen. Los dos casos que se encuentran corresponden a defectos que involucran a 4 y 8 vórtices.

Intersticiales

El caso de los intersticiales es interesante porque juegan un papel relevante en el total de defectos topológicos aislados en BSCCO: representan un 13% del total, mientras que en NbSe₂ no aparecen. Un esquema de la red de vórtices en las cercanías de un intersticial se muestra en la Figura 2.13 (c). La deformación elástica de la red en las

Figura 2.12: Triangulación de Delaunay típica para decoraciones FC en BSCCO a 36 Oe en regiones sin defectos correlacionados. Se muestran los defectos aislados que aparecen en este tipo de decoraciones: dislocaciones de borde, intersticiales y *twisted bonds*.

proximidades de este tipo de defecto es importante. Esto queda de manifiesto en un mapa de energías elásticas de la red de vórtices en la zona del intersticial, donde la energía de los vórtices intervinientes es mayor que la de los vórtices vecinos no afectados por el defecto (*cf.* Figura 2.15).

En trabajos teóricos previos [77] que estudian el estado de la red de vórtices en función de la temperatura, el aumento de la densidad de este tipo de defectos se interpreta como una consecuencia de la importancia creciente de las fluctuaciones térmicas a altas temperaturas. En este sentido, la aparición de los *twisted bonds* y los intersticiales es una confirmación más de que la estructura que se observa a 4.2 K corresponde en rasgos generales a la estructura de la red de vórtices anclados a mayor temperatura.

Figura 2.13: Esquema de los defectos (a) y (b) *twisted bonds* y (c) intersticiales presentes en decoraciones FC en BSCCO . Se muestra la deformación elástica de la red en cada caso.

Dislocaciones de borde

El mayor porcentaje de estos defectos aislados corresponde a dislocaciones de borde: 66%. Las dislocaciones que se encuentran son, como en el caso del NbSe₂, las que corresponden a dos disclinaciones de signo opuesto ligadas o las que corresponden a disociaciones de éstas (*cf.* Figura 2.12). Promediando la dirección de los vectores de Burgers de las dislocaciones presentes se encuentra que el vector resultante tiene su mayor componente en la dirección de los defectos correlacionados. Esto implica que en el momento en que los vórtices penetran en la muestra la forma en que lo hacen está determinada por la presencia de estas líneas. Los vórtices penetran primero por los defectos correlacionados y luego entre ellos la red crece con el orden orientacional marcado por la dirección de los mismos. Esto está indicando que en el momento en que los vórtices penetran en la muestra el anclaje del *bulk* es bajo y la orientación de la red está fuertemente determinada, mediante interacciones del tipo elásticas, que se hacen relevantes por la baja intensidad del anclaje.

Esto último es consistente con la mayor densidad de vórtices en la región de los defectos correlacionados en comparación con las zonas cercanas. En estas regiones puede pensarse que el H_{C1} del material es menor, en consecuencia, cuando los vórtices penetran en la muestra lo hacen primeramente por esta zona. En los defectos encuentran una zona conveniente para el anclaje, debido a que la energía de condensación es menor en ellos que en el resto del material. Cuando el resto del material se puebla de vórtices, lo hace creciendo en la dirección preferencial de los defectos correlacionados y los que ganan energía situándose en éstos permanecen ubicados allí. La diferencia relativa de densidad de vórtices entre las regiones de los defectos correlacionados y fuera de ellos implica que el flujo no se conserva. Esta idea no es descabellada si se piensa que los dos “materiales” poseen campos críticos H_{C1} distintos y que ambos se alternan en forma de prismas del orden de los cientos de micrones de lado. Esta posible modulación espacial de las propiedades superconductoras permitiría la no conservación local de flujo magnético, dado que el factor demagnetizante no estaría definido para la muestra en forma global. Estos resultados son preliminares y se realizarán experimentos y mayor análisis en este tema en el futuro.

Deformaciones elásticas

La forma en la cual la red de vórtices se nuclea en este material con tales defectos correlacionados queda en evidencia analizando los mapas de energías de interacción de la red. En la Figura 2.14 se muestra dicho mapa para una región de la muestra con defectos correlacionados; lo mismo se muestra en la Figura 2.15 pero para una región libre de tales

defectos y alejada de ellos. La diferencia más significativa entre ambos casos es que en promedio la energía de interacción de la zona con defectos correlacionados es un orden de magnitud mayor que en el caso de la zona sin ellos. Esto está en acuerdo con el hecho de que la densidad de vórtices en las cadenas es mayor.

Figura 2.14: Mapa de energías de interacción de la red de vórtices en BSCCO en una zona con defectos correlacionados. Los vórtices con mayor energía corresponden a los ubicados en los defectos correlacionados.

En el caso del mapa con defectos correlacionados se encuentra que la energía es mayor en los vórtices que no pertenecen a los defectos, pero son próximos a ellos, con respecto a los que están más alejados. En consecuencia, estos resultados indican que existe una propagación elástica al resto de la red de los defectos plásticos de la red de vórtices ubicados sobre los defectos correlacionados. Otra indicación de esto es el hecho de que en el mapa sin defectos (*cf.* Figura 2.15) la red presenta un gradiente de energía de

interacción. Todos estos elementos son clara evidencia de que el proceso mediante el cual se forma la red en este material, con estos defectos y este potencial de anclaje tan característico, es el descrito anteriormente.

Figura 2.15: Mapa de energías de interacción de la red de vórtices en BSCCO en una zona sin defectos correlacionados. Se observa un gradiente de energía elástica en la zona derecha del mapa. Se muestra también la triangulación de Delaunay de la red donde se ha marcado con círculos blancos los defectos presentes.

Por otro lado, es interesante notar que al igual que en el caso de NbSe_2 los defectos topológicos no representan a los vórtices con mayor energía elástica. Los únicos defectos que se exceptúan de esto son los intersticiales. El hecho de que los vórtices que pertenecen a un defecto del tipo intersticial poseen una alta energía elástica no puede ser directamente correlacionado con defectos cristalinos del sustrato. El origen de estas altas energías radica en que involucran una gran deformación elástica local para poder aparecer en la estructura

de la red (*cf.* Figura 2.15). Esto también implica que los defectos topológicos aislados están asociados en parte a problemas de crecimiento de la red de vórtices y en parte se deben a defectos cristalinos en el sustrato.

En este punto es importante notar que si la situación hubiera sido inversa, habría sido comprensible por qué no aparecen bordes de grano, ya que implicaría que estos fueran energéticamente desfavorables. Como la situación es la contraria, no puede buscarse en razones energéticas la explicación de la no existencia de bordes de grano. La explicación, como se discutió, radica en las condiciones iniciales de formación de la red.

Orden orientacional y posicional

Las características descritas anteriormente de la estructura de la red de vórtices en BSCCO afectan en forma notoria a las funciones de correlación. Para calcular dichas funciones se tuvieron en cuenta fotos de la red de vórtices en las zonas libres de defectos correlacionados a lo largo de toda la muestra. El resultado se muestra en la Figura 2.16 y se observa que el orden posicional sigue decayendo a distancias cortas, pero el orden orientacional satura a una constante, también a distancias cortas. Esto indica que el sistema se encuentra en una fase hexática. Las distancias características de decaimiento de los ajustes exponenciales valen $2a$ para la función posicional y $12a$ para la orientacional.

El orden posicional es bien ajustado por una exponencial a distancias cortas, lo que implica que el régimen de Larkin, en el cual los vórtices realizan pequeños desplazamientos para ajustarse al potencial de anclaje, se localiza en distancias del orden del parámetro de red. Para distancias intermedias un ajuste del tipo exponencial estirada es más conveniente. Esto implica que los vórtices están anclados en forma individual en ese rango de distancias. A distancias largas el orden posicional parece saturar, aunque al final de la curva la misma parece incrementarse. La envolvente de la función presenta un mínimo en este caso. Este comportamiento no pudo ser correlacionado con las características topológicas de la estructura hasta el momento y no tenemos explicación del mismo.

El orden orientacional de la red es muy bueno, en contraste con lo que ocurre para el caso del NbSe_2 en este experimento. A distancias mayores a 10 parámetros de red el orden satura a un valor constante de 0.6, lo que es indicativo de que la red posee orden orientacional de cuasi largo alcance. Esto está en completo acuerdo con la orientación de las dislocaciones en una dirección preferencial. En consecuencia, este orden orientacional de cuasi largo alcance está inducido por la orientación que produce en la red de vórtices la presencia de estos defectos correlacionados.

Figura 2.16: Funciones de correlación orientacional y posicional para decoraciones del tipo FC en BSCCO a 36 Oe. Se consideraron regiones de la muestra sin defectos correlacionados. Las líneas finas son ajustes exponenciales para ambas funciones a distancias cortas. Las punteadas son ajustes del tipo exponencial estirada para distancias intermedias en la función de correlación posicional y un ajuste algebraico para la función orientacional a distancias largas.

Conclusiones

Analizando la red de vórtices formada en condiciones estáticas encontramos diferencias para el caso del material convencional NbSe_2 y el de alta temperatura crítica BSCCO. Esto revela que la topología de la estructura superficial resultante de una decoración en condiciones estáticas depende del anclaje de *bulk* del sustrato superconductor y de las características del diagrama de fases que determina la temperatura a la cual se ancla la red.

Para el caso del superconductor convencional NbSe_2 se encuentra que la estructura superficial resultante es policristalina, sin orden de largo alcance. Esto tiene origen en la nucleación y crecimiento de la red de vórtices en presencia de un potencial de anclaje de *bulk* débil.

Para el caso del material de alta temperatura crítica BSCCO se encuentra que la estructura posee características monocristalinas y orden topológico orientacional de cuasi largo alcance. El anclaje de *bulk* es muy bajo o nulo y en consecuencia la nucleación de la red de vórtices se realiza en un estado cristalino. Esto provoca que el crecimiento de un borde de grano sea energéticamente muy costoso. La estructura se encuentra orientada en la dirección de defectos correlacionados que constituyen regiones preferenciales de anclaje. Esta dirección es la dirección de formación de la red.

Todos estos elementos serán tenidos en cuenta posteriormente cuando se analice la interacción de la red de vórtices con el potencial superficial de anclaje “de Bitter” y el desorden de *bulk*. Este último ha podido ser caracterizado en estos experimentos FC mediante el análisis de la topología de la estructura magnética generada mediante estas primeras decoraciones.

Topología en experimentos con efecto de memoria dinámica

Como se describió, el interés de esta tesis radica en describir la posibilidad de producir potenciales de anclaje superficiales a través de la técnica de decoración magnética. En este sentido, es interesante controlar el grado de orden de las estructuras magnéticas. La realización de distintos experimentos con la red de vórtices permite obtener decoraciones a baja temperatura que resultan una estructura de anclaje superficial con distinto grado de orden periódico.

En este capítulo se analizan el orden de la red de vórtices luego de realizar una decoración magnética en un experimento diferente al presentado en el capítulo anterior. Se ha denominado *field cooling rotation* (FCR) y el mismo permite observar a la red de vórtices en un estado que guarda memoria de la dinámica inducida. Es importante recordar que la foto de dicho estado se toma en las condiciones estáticas en que se realiza la decoración magnética. El experimento FCR produce una estructura superficial magnética con diferencias importantes en el orden con respecto al experimento FC en los dos materiales utilizados.

Experimento FCR

El potencial de anclaje que se obtiene a través de un experimento FC, como fue discutido anteriormente, no posee orden de largo alcance en el caso del NbSe₂. Poder diseñar un potencial de anclaje periódico conmensurado con la red de vórtices sería mucho más favorable para anclarla.

En este sentido, es necesario mejorar el orden topológico de la red de vórtices mediante algún tipo de proceso. Existen muchos trabajos teóricos, tanto simulaciones [21, 53] como cálculos analíticos [52], y, en menor número, experimentales [22], que indican que la aplicación de una corriente de transporte logra mejorar el orden de la red de vórtices.

Otra técnica, desarrollada en el laboratorio, ha posibilitado inducir estados dinámicos en la red de vórtices mediante un método experimental más sencillo que en el caso de

Figura 3.1: Se muestran los pasos que se realiza con la estructura de la red de vórtices durante un experimento FCR. (a) La muestra es llevada desde temperatura ambiente hasta 4.2 K con campo magnético aplicado. (b) Se aplica una componente transversal de campo magnético durante 1 segundo. El campo magnético realiza en ese tiempo una rotación con respecto al eje ω que es seguida por la red de vórtices. (c) El campo magnético retorna a la dirección del eje \hat{c} y en estas condiciones se realiza luego la decoración magnética.

experimentos de transporte [23]. El método ha sido llamado experimento *field cooling rotation* (FCR). El mismo consiste en realizar como primer paso un *field cooling* de la muestra desde temperatura ambiente hasta 4.2 K, en forma no controlada. El segundo paso es realizar una doble rotación del campo magnético aplicado a 4.2 K en forma rápida. Esta rotación se realiza manteniendo la componente del campo magnético en la dirección del eje \hat{c} , $H_{\hat{c}}$, constante y conectando en un tiempo de aproximadamente 1 segundo una componente transversal de campo magnético, $H_{\hat{t}}$ (*cf.* Figura 3.1). Esta componente se retiene durante unos segundos más y luego es removida también rápidamente. Durante todo el proceso de doble rotación el módulo del campo magnético no permanece constante,

sino que lo que se mantiene constante es $H_{\vec{c}}$. Esto implica que la densidad de vórtices en la cara de la muestra que será decorada no varía. Luego de este proceso, se realiza la decoración magnética en las condiciones usuales.

En este caso, la estructura observada corresponde a un estado con un notable mejoramiento del orden orientacional, es decir, con una densidad de bordes de grano casi nula. Durante este proceso la red de vórtices sigue ambas rotaciones del campo magnético. El orden de la estructura resultante observada mediante la decoración dependerá de este seguimiento. Aunque la red de vórtices es decorada en una condición estática, la misma guarda memoria de un estado dinámico inducido previamente mediante las rotaciones. En consecuencia, el efecto que este experimento produce sobre la red de vórtices se ha llamado en *efecto de memoria dinámica*.

El tiempo durante el cual el campo magnético transversal es desconectado determina el grado de orden de la estructura templada. Cuando la velocidad de rotación disminuye, la red empeora su orden orientacional y se tiende al caso límite del experimento FC. Esto implica que las corrientes de apantallamiento generadas durante la rotación del campo $J \propto dH/dt$ deben vencer barreras de energía para acceder al estado más ordenado. Estas barreras de energía para acceder al estado de menor energía tienen su origen en el anclaje de *bulk*.

En toda esta descripción el campo magnético $H_{\vec{c}}$ es también determinante del grado de orden obtenido posteriormente al templado. El mismo influye a través de dos factores: la relevancia de las interacciones entre vórtices frente al anclaje y el delta de flujo magnético (cuando se consideran rotaciones a un ángulo constante pero variando la magnitud de $H_{\vec{c}}$). Ésto último es proporcional a la velocidad de rotación del campo magnético, es decir, proporcional a la magnitud de las corrientes inducidas en la muestra.

Otro parámetro importante en este experimento es el ángulo de rotación del campo magnético. Aumentando su valor la variación de flujo magnético es mayor y por lo tanto la velocidad de rotación aumenta. Sin embargo, se ha encontrado que el orden de la estructura de vórtices resultante posee un máximo para un determinado valor de campo crítico y luego decrece. Esto implica que en todo el proceso existen variables relevantes que no están siendo controlando.

Si bien esta técnica es sencilla de implementar experimentalmente, el entendimiento de los resultados obtenidos no es tan directo como en el caso de la aplicación de una corriente de transporte, caso en el cual existe una gran cantidad de trabajo teórico. La dificultad radica en que no se tiene conocimiento de los procesos a los que se somete a la red de vórtices en este ambiente de corrientes de apantallamiento, barreras de energía dinámicas y potencial de anclaje de cada material en particular. Una dificultad adicional es que no existen cálculos o predicciones teóricas sobre la dinámica de la red de vórtices en este proceso particular de doble rotación de campo.

Superconductor convencional NbSe₂

La estructura de la red de vórtices previa a la realización de la rotación del campo magnético a 4.2K presenta todos los condimentos descritos en el capítulo anterior. Por lo tanto, para NbSe₂ esta situación inicial corresponde a un estado policristalino. Luego de realizar una doble rotación del campo magnético aplicado la estructura de la red de vórtices es monocristalina, como se observa en la transformada de Fourier de la Figura 3.2. Los seis picos inscriptos en un círculo muestran además que el patrón es isotrópico. Estas dos características indican que la red de vórtices acompaña la rotación del campo magnético en ambos casos (durante la aplicación y supresión de $H_{\vec{t}}$).

Figura 3.2: Transformada de Fourier de la red de vórtices en NbSe₂ a 36 Oe luego de realizar una doble rotación del campo en un ángulo de 40°

En un experimento FC, estos picos no aparecen en la transformada de Fourier debido a la presencia de bordes de grano en todas las direcciones. Éstos aparecen debido a que todas las orientaciones de los granos son degeneradas en energía cuando el campo está aplicado en la dirección del eje \hat{c} .

Realizando un experimento del tipo FC con el campo inclinado respecto de la dirección del eje \hat{c} la degeneración se remueve, debido a que entra en juego la anisotropía del material [78]. En consecuencia, en el patrón de la transformada de Fourier se observan seis picos

definidos inscriptos en una elipse. Los seis picos aparecen debido a que en este experimento la red tiene un mayor grado de orden orientacional y a que la densidad de bordes de grano es baja. Los picos están inscriptos en una elipse porque la red está deformada debido a la anisotropía del material.

En consecuencia, la prueba de que la red de vórtices acompaña al campo durante la primera rotación está en los seis picos bien definidos. La prueba de que la red acompaña a la segunda rotación de campo se encuentra en el hecho de que el patrón de la Figura 3.2 es isotrópico y no es una elipse como en el caso de los experimentos con campo inclinado.

En este seguimiento de la red de vórtices al campo magnético, un punto importante es que durante la segunda rotación los vórtices se están moviendo sobre toda la muestra a altas velocidades (del orden de cm/seg). Es decir, debido a que la componente transversal es removida rápidamente, la red de vórtices se encuentra en un estado dinámico que es templado. Durante ese movimiento el orden de la red mejora notablemente y ese estado ordenado inducido dinámicamente es retenido mediante un templado. Es en este sentido que se ha llamado a este *efecto de memoria dinámica*, porque se toma una foto en condiciones estáticas de un estado que corresponde a un templado de la estructura de la red de vórtices en condiciones dinámicas.

La razón por la cual el proceso es un templado es que para un determinado valor de campo magnético si se disminuye la velocidad de remoción del campo transversal este efecto disminuye y se obtiene nuevamente una estructura policristalina.

Durante los movimientos a alta velocidad de la red de vórtices sobre la muestra, el potencial de anclaje del *bulk* se ve relativizado respecto a las interacciones entre vórtices. Debido a su característica aleatoria es reducido o incluso promediado a cero durante tales desplazamientos sobre la muestra.

En la descripción anterior del experimento FCR no se ha discutido el efecto del campo magnético. Cuando el campo magnético disminuye la interacción de los vórtices pierde relevancia frente al anclaje y para un mismo ángulo de doble rotación del campo la variación de flujo magnético es menor. Esto último implica que las corrientes inducidas en la muestra durante la aplicación del pulso transversal de campo disminuyen y por lo tanto la velocidad de movimiento de los vórtices disminuye.

El estado final a campos bajos (10 Oe) luego de un experimento FCR es muy distinto al de campos intermedios (36 Oe). La transformada de Fourier para un campo $H_c=10$ Oe y un ángulo de rotación de 60° se muestra en la Figura 3.3, donde se observa un anillo anisotrópico correspondiente a un estado policristalino. Esta estructura se obtiene debido a que mediante el proceso de doble rotación de campo magnético las corrientes que se generan en la muestra por variación de flujo no son lo suficientemente altas como para inducir orden dinámico. Como la corriente crítica del material tiene el mismo valor a 10 Oe que a 36 Oe debido a que el material está en el límite de anclaje individual, las corrientes inducidas no son lo suficientemente altas porque la doble rotación del campo

se realiza a velocidades menores. Esto es consistente con el hecho de que la variación de flujo en el caso de 10 Oe es 70% menor que en el caso de 36 Oe. En consecuencia, a campos bajos la red de vórtices acompaña a la doble rotación de campo magnético pero lo hace a velocidades bajas, generando corrientes que no llegan a superar a la crítica del material. Por lo tanto, este experimento no es efectivo para anular el anclaje de *bulk* a campos bajos, para realizarlo es necesario aplicar corrientes de transporte.

Figura 3.3: Transformada de Fourier de la red de vórtices en NbSe₂ a 10 Oe después de realizar una doble rotación del campo magnético en un ángulo de 60°

Dirección de ordenamiento de la red de vórtices

En el rango de campos en los cuales el experimento FCR permite producir un cambio a un estado monocristalino de la red de vórtices, el orden orientacional se ve mejorado. Esto implica que la red de vórtices tiene una dirección privilegiada en la cual se orienta. En todos los experimentos de este tipo que se han realizado en NbSe₂ se encuentra que la red de vórtices se orienta en la dirección del eje de rotación del campo magnético, ω , como se muestra en la Figura 3.4.

Lo más lógico, es considerar que la dirección de ordenamiento de la red observada mediante una decoración en un experimento FCR es la misma que cuando ésta se encuentra

Figura 3.4: Esquema de la dirección de rotación del campo magnético con respecto a las direcciones cristalinas de la muestra y resultado de una decoración en un experimento FCR a un campo de 36 Oe y ángulo de rotación de 60° .

en estado dinámico. Esto es así debido a que lo que se realiza en este experimento es un templado de la estructura dinámica. Cuando el campo magnético rota rápidamente con respecto a la dirección ω , las corrientes inducidas en la muestra por la variación de flujo se encuentran en la dirección de este eje. Por lo tanto, si no se considerara en la dinámica de la red ningún otro tipo de interacción más que la fuerza de Lorentz, la misma debería orientarse perpendicular a la corriente, es decir, perpendicular a la dirección real en que se ordena. Por otro lado, en simulaciones teóricas en materiales con potencial de anclaje aleatorio de baja intensidad y muestras muy delgadas [53], se encuentra que en el estado dinámico la red se sigue orientando en la dirección de la fuerza de Lorentz. Toda esta evidencia hace pensar que durante la comprensión de los procesos involucrados en el templado existen sutilezas que no están siendo tenidas en cuenta. Una de estas variables podría ser la geometría de las muestras que influenciaría en la determinación del estado crítico de la red de vórtices.

Los detalles de la física de la red de vórtices envuelta en el experimento que se desarro-

llan en este capítulo todavía no ha sido formulada claramente, por la falta de simulaciones o modelos teóricos. Sería útil poder contar con ellos debido a que esta técnica demostró ser muy poderosa desde el punto de vista experimental para conocer propiedades de la red de vórtices en estado dinámico. Otras técnicas permiten observar la dinámica de la red de vórtices, pero a campos altos o en pequeñas regiones de la muestra [16], [79]. Este experimento FCR y el desarrollado por F. Pardo [22] con corriente de transporte, son las únicas técnicas que se han utilizado para observar la estructura dinámica de la red de vórtices a campos bajos en grandes extensiones de la muestra.

Defectos topológicos

Mediante un experimento FCR a campos intermedios (36 Oe) se puede acceder a una estructura de la red de vórtices “cuasi” monocristalina. Se utiliza el término “cuasi” debido a que, aunque el patrón de la transformada de Fourier presenta seis picos bien definidos, en la estructura existen algunos bordes de grano. Los mismos tienen tamaños del orden de los miles de parámetros de red y difieren en un ángulo de orientación relativa no mayor al 5%. La muy baja densidad de bordes de grano en este experimento es una prueba más de que la doble rotación anula los efectos del anclaje de *bulk*. Como fue probado que estos defectos se deben a efectos de nucleación y crecimiento de la red de vórtices durante el proceso de enfriamiento [30], para analizar los defectos topológicos y el orden de la red de vórtices sólo se tuvieron en cuenta imágenes sin bordes de grano.

Figura 3.5: Triangulaciones de Delaunay típicas para experimentos FCR a 36 Oe y ángulos de rotación de (a) 40° y (b) 60°. Se indica la dirección de ordenamiento de la red y la de los vectores de Burgers de las dislocaciones.

Triangulaciones de Delaunay típicas se muestran en la Figura 3.5 donde se observa el

resultado de un experimento FCR a un campo de 36 Oe y ángulos de doble rotación de 40° y 60° . En la figura se muestra la dirección de ordenamiento de la red que coincide con el eje de rotación del campo magnético.

Los defectos aislados más frecuentes en estos casos son las dislocaciones de borde comunes. Promediando sobre todas las fotos tomadas, aproximadamente un 85% de los defectos aislados corresponden a dislocaciones comunes; el 15% restante corresponde a *twisted bonds* y dislocaciones disociadas. En la Figura 3.5 (a) y (b) se muestran dislocaciones con sus vectores de Burgers respectivos.

Además de provocar la desaparición casi por completo de los bordes de grano, el experimento FCR disminuye la densidad de defectos aislados. Recuerdese que para el caso del experimento FC (que es equivalente a un experimento FCR con ángulo de rotación nulo) la densidad de defectos aislados es del orden de 5%. Mientras tanto, para un experimento FCR con un ángulo de rotación de 40° este número baja a 2% y para ángulos de 60° disminuye a 0.8%. Por lo tanto, este experimento no sólo permite mejorar el orden orientacional de largo alcance casi por completo, sino que también disminuye el número de defectos que empeoran el orden posicional de cuasi largo alcance.

Existe evidencia a través de simulaciones teóricas [80] de que en un estado dinámico el número de dislocaciones disminuye. También F. Pardo *et al.* [22] encontraron en experimentos de templado en corriente que el número de defectos aislados disminuye aproximadamente a 1% cuando las corrientes son mucho mayores que la crítica. Este hecho brinda más pruebas positivas en el sentido de que la estructura que se observa en este experimento corresponde a un templado de un estado dinámico.

Resulta atrayente el hecho de que algunas dislocaciones puedan ser removidas con corriente porque refuerza la idea de que las que permanecen en la red aparecen por efectos de crecimiento de la misma y en cambio, las que fueron removidas, aparecen por efectos de interacción con el sustrato.

En la Figura 3.5 se muestran también los vectores de Burgers de las dislocaciones. En simulaciones teóricas [53] se ha encontrado que la dirección de estos vectores cuando la red de vórtices se encuentra en un estado dinámico con corrientes mucho mayores que la crítica (fuera del régimen de flujo plástico) coincide con la dirección de ordenamiento de la red. Esto puede tener origen en las barreras dinámicas que existen entre los canales de la fase esméctica. Las características de estas barreras están aún en discusión [10]. Promediando las direcciones de los vectores de Burgers de las dislocaciones de las decoraciones se encuentra que la mayor componente del vector promedio se encuentra en la dirección de ordenamiento de la red. El vector resultante forma un ángulo del orden de 15° con respecto a la dirección de ordenamiento en todas las decoraciones. Esto es una fuerte prueba que la estructura observada a través de este experimento corresponde a un templado de un estado dinámico.

La topología es diferente para el mismo experimento pero a campos bajos. Una trian-

Figura 3.6: Triangulación de Delaunay típica para experimentos FCR a 10 Oe y ángulo de rotación de 60° . Se señala la dirección del eje de rotación del campo magnético.

gulación de Delaunay típica para un experimento FCR en el caso de 10 Oe y ángulo de rotación de 60° se muestra en la Figura 3.6. En la misma se indica la dirección del eje de rotación del campo magnético, que corresponde a la dirección de ordenamiento de la red para el caso de 36 Oe. Se observa que la red de 10 Oe no tiene ninguna orientación preferencial, tal como lo revela su transformada de Fourier (*cf.* Figura 3.3). En este caso es muy difícil poder estimar una densidad de defectos aislados, ya que no puede diferenciarse si se trata de vórtices pertenecientes a bordes de grano o a dislocaciones. La densidad de defectos sin discriminar a qué clase pertenecen es del orden de 50%. Por lo tanto, esto reafirma lo discutido de que este experimento no es adecuado para generar una red de vórtices a 10 Oe con un orden tanto orientacional como posicional de largo alcance.

Orden orientacional y posicional

En un experimento FCR, con todas las particularidades que se describió anteriormente, el orden orientacional de la red de vórtices se ve notoriamente mejorado. En la Figura 3.7 se muestran las funciones de correlación orientacional y posicional para el caso de experimentos a 36 Oe y ángulos de 40° y 60° . Se observa que el orden orientacional tiende a saturar a largas distancias, mientras que el posicional decae muy rápidamente y satura a un valor cercano a cero. Ajustes de las funciones a cortas distancias con exponenciales indican longitudes de decaimiento $\approx 2a$ para el caso posicional y $\approx 28a$ para el orientacional. En consecuencia, el sistema presenta orden de tipo hexático.

Las funciones de correlación orientacionales parecen saturar a largas distancias, a

valores de 0.5 para 60° y 0.35 para 40° . En realidad, el caso de 40° pareciera presentar un leve decaimiento algebraico a largas distancias; fotos que abarquen mayor cantidad de parámetros de red son necesarias para determinarlo. Estos resultados indican que para el caso de 36 Oe el orden orientacional se ve incrementado con el aumento del ángulo de rotación del campo magnético. Mediciones a ángulos de rotación mayores son necesarias para determinar el ángulo crítico de máximo ordenamiento.

Figura 3.7: Funciones de correlación orientacional y posicional para experimentos FCR a 36 Oe y ángulos de rotación de 40° y 60° (líneas llenas). Se muestran los ajustes exponenciales a distancias cortas (líneas de punteadas) para ambas funciones de correlación.

El orden posicional no presenta mayores diferencias en función del ángulo y en ambos casos parece saturar a un valor próximo a cero en distancias largas. En realidad, no se

puede diferenciar si la función satura o continua decayendo lentamente debido a la baja resolución en parámetros de red. En experimentos de templado en corriente, tomando fotografías con mayor cantidad de vórtices se determina que el orden posicional realmente satura [30]. Es probable que este sea el caso también.

En consecuencia, la técnica FCR ha probado ser eficiente para generar una estructura de vórtices con orden “cuasi” periódico para campos intermedios en el caso del NbSe₂. Más aún, variando el ángulo de doble rotación del campo magnético pueden generarse distintos estados de la red de vórtices con diferentes grados de orden orientacional. Esto puede realizarse también en función de campo en el rango en que este efecto es importante, variando así el parámetro de red de la estructura. Con el desarrollo de esta técnica se ha adquirido una importante herramienta para poder generar estructuras magnéticas en forma controlada con variedades de orden orientacional y parámetros de red.

Superconductor de alta T_C BSCCO

El caso del material superconductor de alta temperatura crítica BSCCO es muy distinto al descrito en la sección anterior. Una razón de esto es que, al realizar experimentos FCR se encuentran nuevamente los defectos correlacionados de *bulk* que se observan a 45° del borde de la muestra. En consecuencia, al igual que en el experimento FC estos defectos generan bordes de grano en la red de vórtices. Otro motivo es que en las regiones entre tales defectos el BSCCO presenta una estructura monocristalina en un experimento FC. El origen de este orden previo se encuentra en la baja o nula influencia que tiene el potencial de anclaje en la determinación de la estructura y a que los defectos correlacionados inducen una determinada orientación de la red.

En estos experimentos FCR los defectos correlacionados ejercen sobre la red de vórtices el mismo efecto que en el caso FC. Por lo tanto, en lo que sigue se analiza el estado de la red de vórtices en las regiones sin este tipo de defectos.

Durante las dos rotaciones el sistema de vórtices acompaña al campo magnético, al igual que en el caso del NbSe₂. Esto está indicado con la aparición de seis picos ubicados sobre un círculo en la transformada de Fourier de la Figura 3.8. En este caso el seguimiento es mucho más fácil para la red debido a que el anclaje de *bulk* ejerce una influencia baja con respecto a la magnitud de la interacción entre vórtices.

Como la transformada de Fourier en este caso no es muy diferente al caso FC podría caber la duda de si realmente la red está siguiendo al campo en sus rotaciones. Esto parece improbable debido a la baja magnitud del anclaje, pero un análisis de la dirección de ordenamiento de la red después de un experimento FCR brindará pruebas para descartar esta idea.

Figura 3.8: Transformada de Fourier de la red de vórtices en BSCCO para un experimento FCR a un campo de 36 Oe y un ángulo de 60° . Se indica la dirección de ordenamiento de la red inducida por la doble rotación de campo magnético.

Dirección de ordenamiento de la red de vórtices

A pesar de que en un experimento FC la red se encuentra ordenada en las regiones entre defectos correlacionados en la dirección de los mismos, al realizar una doble rotación del campo magnético se produce una nueva orientación de la red. En todas las decoraciones se encuentra que la red se orienta en la dirección perpendicular al eje de rotación del campo magnético ω (dirección del campo aplicado transversalmente). En la Figura 3.9 se muestra un esquema de la dirección del campo transversal, el eje de rotación del campo magnético, la dirección de los defectos correlacionados y la dirección en la cual se produce el ordenamiento de la red de vórtices.

En este caso la dirección de ordenamiento de la red (perpendicular al eje de rotación del campo magnético) coincide con la dirección perpendicular a las corrientes inducidas. Esto está de acuerdo con las simulaciones teóricas citadas anteriormente [21, 53] realizadas en materiales bidimensionales y tridimensionales con anclaje de *bulk* bajo y aleatorio. Este hecho es sumamente interesante, debido a que para el caso de NbSe_2 la dirección de ordenamiento es perpendicular a la del caso de BSCCO. Las estructuras estáticas obtenidas

Figura 3.9: Esquema de las orientaciones relativas entre el ordenamiento de la red de vórtices, el campo transversal aplicado, el eje de rotación del campo (ω) y la dirección de los defectos correlacionados.

a través de experimentos FC en los dos materiales presentan significativas diferencias debidas a las características del anclaje en cada uno de ellos. Esto sugiere la idea de que el proceso (desconocido) que determina la dirección de ordenamiento de la red es sensible a la magnitud del anclaje.

Defectos topológicos y orden posicional y orientacional

Los defectos topológicos aislados no presentan en este experimento FCR grandes variaciones con respecto al caso FC. La densidad total de ellos se mantiene en el 2%. Al contrario que en el caso del NbSe₂ la doble rotación de campo no provoca una disminución de su cantidad. Dentro de la variedad de defectos siguen apareciendo los mismos tipos: dislocaciones de borde comunes y disociadas, intersticiales y *twisted bonds*.

Las dislocaciones de borde siguen representando a la mayoría de defectos aislados: 57%. Para el caso del experimento FC representaban un 66% del un total de 1.8%. Esto implica que el número de estos defectos ha bajado, similarmente con lo que ocurre en

NbSe_2 . Al igual que en el caso de NbSe_2 las dislocaciones de borde disociadas en un experimento FCR son muy poco frecuentes de encontrar. Con esto se retoma la idea de que mediante la rotación del campo, debido a que se induce un estado dinámico, algunas dislocaciones se ven removidas.

Nuevamente se ha calculado la dirección del vector de Burgers resultante promediando sobre todas las dislocaciones. En este caso se encuentra el mismo resultado que en NbSe_2 : la componente mayor del vector resultante se ubica en la dirección de ordenamiento de la red. Una sutil diferencia ocurre con respecto al caso del NbSe_2 : el vector resultante forma un ángulo de aproximadamente 30° con la dirección de ordenamiento, mucho mayor que en el caso anterior. Ejemplos de esto se muestran en la Figura 3.10 donde se observan los vectores de Burgers de las dislocaciones de una triangulación de Delaunay típica y la dirección de ordenamiento de la red. Esto es nuevamente una fuerte evidencia de que mediante un experimento FCR se observa la estructura de la red de vórtices determinada por un templado de un estado dinámico.

La dirección de ordenamiento de la red y la dirección del vector de Burgers promedio no coinciden con la dirección de los defectos correlacionados. Esto indica que la doble rotación de campo magnético es tal que logra “borrar” la dirección de ordenamiento de la red de vórtices dada por las condiciones de formación de la misma. Sin embargo, en los defectos correlacionados los vórtices siguen reconociendo un sitio preferencial de anclaje debido a que la densidad en estos lugares es mayor que en el resto de la muestra, como en el caso de un experimento FC. Esto último es una prueba más de que la magnitud del anclaje en tales defectos es mayor que en el resto de la muestra. Pero, también indica que, a pesar de la inducción de una dirección preferencial en condiciones dinámicas, cuando se produce el templado tal orientación no puede retenerse para los vórtices que caen sobre los defectos correlacionados.

Los intersticiales siguen apareciendo en la misma proporción que en el caso FC. En cambio, los *twisted bonds* son los defectos aislados que se ven incrementados. No se ha podido explicar el origen de tales diferencias en la densidad de estos defectos aislados en ambos experimentos (FC y FCR).

Las diferencias observadas con respecto al experimento FC en el caso de las dislocaciones, están en cierto acuerdo con el orden resultante de la red, como se describe en lo que sigue.

Las funciones de correlación orientacional y posicional siguen revelando que el sistema se encuentra en un estado hexático. En la Figura 3.11 se observa que el orden posicional decae mucho más rápidamente que el orientacional. Las longitudes de decaimiento obtenidas mediante ajustes exponenciales de las funciones de correlación a cortas distancias son del orden de $\approx 13a$ para el caso orientacional y $\approx 2a$ para el posicional.

La función de correlación posicional no presenta grandes diferencias con respecto al caso FC. Una exponencial estirada ajusta el comportamiento a distancias intermedias.

Figura 3.10: Triangulación de Delaunay típica para la red de vórtices en BSCCO obtenida en un experimento FCR a 36 Oe y un ángulo de rotación de 60° . En la misma se observan los defectos presentes y la orientación de los vectores de Burgers de las dislocaciones con respecto a la dirección de ordenamiento de la red.

Esto marca que el régimen de Larkin en este caso, sigue ocurriendo a distancias menores al parámetro de red, como en el caso de experimentos estáticos. A distancias largas, el orden parece no saturar a un valor constante, la función de correlación posicional tiende lentamente a subir y presenta un mínimo en su envolvente. Este efecto no ha podido ser entendido aún.

La función de correlación orientacional tiende a saturar a un valor a distancias intermedias. Este valor (0.4) es menor al encontrado en un experimento FC (0.6). A largas distancias el orden orientacional decrece muy lentamente. Esto indica que en este experimento el orden orientacional de la red de vórtices no aumenta con respecto a la situación inicial previa a la rotación. Para el caso de NbSe_2 la situación es inversa. En el BSCCO se está partiendo de una situación inicial con un orden direccional bastante fuerte, como indica la saturación en todo el rango de distancias de la función de

Figura 3.11: Funciones de correlación orientacional y posicional para BSCCO en un experimento FCR a 36 Oe y ángulo de rotación de 60° . Se muestran ajustes exponenciales (líneas punteadas) para ambas funciones a distancias cortas, una exponencial estirada para la posicional a distancias intermedias (líneas punteadas de trazos largos) y un ajuste algebraico para la orientacional a distancias largas (líneas punteadas de trazos largos).

correlación orientacional para el caso FC. Dicho ordenamiento se da en la dirección de los defectos de *bulk*. La pérdida de orden orientacional al producir la doble rotación podría deberse al hecho de que la red se ve obligada a orientarse en la dirección en la cual estaba ordenada dinámicamente, pero también se ve fuertemente afectada por este potencial de anclaje correlacionado. El efecto de este potencial es mucho más fuerte que en el caso de que la muestra presentara sólo un anclaje debido a centros aleatorios por su característica correlacionada que impone una dirección de orientación. Otra imagen que puede tenerse de este proceso es que cuando el anclaje es aleatorio, al mover a los vórtices con la doble rotación instantánea de campo el efecto de este potencial se promedia a cero. En cambio, si el potencial es correlacionado en alguna dirección, su efecto no se promedia a cero, sino

que tiene alguna influencia en el ordenamiento. Esta imagen está en perfecto acuerdo con lo que sucede con los vectores de Burgers de las dislocaciones: están en promedio inclinados un ángulo de 30° con respecto a la dirección de ordenamiento de la red. Se podría tener más idea de lo que está sucediendo si se realizaran rotaciones tales que la dirección de ordenamiento de la red cambiara el ángulo con la dirección de estas líneas.

Por lo tanto, la presencia de este potencial correlacionado hace que el orden de la red de vórtices no mejore al realizar una doble rotación de campo.

Conclusiones

En este capítulo se presenta evidencia suficiente para afirmar que mediante una doble rotación rápida de campo magnético se puede retener memoria en la estructura de vórtices de su estado dinámico. Los orígenes de este efecto se encuentran en los movimientos de la red a altas velocidades sobre el potencial de anclaje aleatorio del *bulk*. En dichos movimientos el anclaje es promediado a cero y la estructura templada conserva una dirección preferencial de orientación que hasta el momento no ha podido ser interpretada. Investigación teórica mediante simulaciones dinámicas es necesaria para determinar las variables relevantes del problema.

En el material NbSe₂ la realización de este experimento permite obtener estructuras monocristalinas debido a que se anula el efecto del anclaje. El grado de orden de la estructura puede controlarse variando el ángulo de rotación del campo magnético y el valor del mismo. En el material BSCCO la situación previa a la doble rotación presenta orden monocristalino. Luego de la doble rotación esta característica se preserva pero la dirección de orientación de la red cambia.

Todos estos resultados determinan que la técnica de decoración magnética utilizada en experimentos FCR es una herramienta muy útil para generar estructuras magnéticas con distinto grado de orden y diferentes valores de parámetros de red. El control de estas variables permite el diseño de una gran variedad de potenciales superficiales de anclaje de una forma experimentalmente sencilla.

Potencial de anclaje superficial generado mediante decoración magnética

En los capítulos previos se ha estudiado la topología resultante de la estructura magnética generada mediante una decoración. El interés en tal estudio radica en la posibilidad de utilizar estas estructuras como potenciales de anclaje con distinto grado de orden. Con el mismo objetivo, se estudian las características topográficas y magnéticas de estas estructuras.

Un relevamiento de las propiedades topográficas de estas estructuras permite conocer el grado de homogeneidad de las mismas. La caracterización de la estructura superficial de anclaje en este sentido es necesaria para poder determinar si los efectos que se observarán en sucesivos experimentos pueden ser resultado de alguna dependencia local o globales en toda la muestra.

El conocimiento de las propiedades magnéticas brinda información sobre la interacción del sistema de vórtices con la estructura de anclaje desde el punto de vista magnético. De acuerdo al conocimiento de estas propiedades se espera determinar si dicha interacción tiene algún tipo de relevancia frente a la condición fuerte de perioricidad de la estructura.

Por lo tanto, en este capítulo se analizan los factores externos al orden de la estructura de anclaje y la posibilidad de que puedan influir, o no, en la interacción de la red de vórtices con dicha estructura.

Caracterización topográfica

La realización de un relevamiento topográfico del potencial de anclaje generado mediante una decoración magnética brinda información sobre la distribución de alturas y radios de las partículas magnéticas. También permite conocer la geometría de las mismos.

El radio de las partículas magnéticas varía levemente al cambiar el campo magnético, en forma inversa. Esto es debido a que la fuerza con la que las partículas se ven atraídas ha-

cia la superficie del superconductor es proporcional al gradiente de campo y al tamaño de ellas. Una primera estimación del radio de las partículas puede obtenerse de las imágenes de los vórtices tomadas en el microscopio electrónico de barrido. Para un campo aplicado de 36 Oe el tamaño promedio del radio vale $\approx 0.2 \mu\text{m}$; para 10 Oe vale $\approx 0.3 \mu\text{m}$.

Para conocer la altura de las mismas se realiza un barrido con el microscopio de fuerza atómica (AFM) en el modo de fuerza [81]. Poder obtener una imagen topográfica con este modo resulta complicado, debido a la baja magnitud de la fuerza que mantiene adheridas a las partículas en la superficie del superconductor. Las fuerzas que mantienen ligadas a las partículas de hierro a la superficie del material son de van der Waals. La mínima fuerza que puede realizarse con la punta deflectora del AFM es del orden de la fuerza de van der Waals ($\approx 1 \text{ nN}$).

Un primer intento de medición de perfiles topográficos es realizado con una decoración a 36 Oe sobre NbSe_2 . El resultado se observa en la Figura 4.1: en la sección de $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ de trabajo los vórtices son literalmente “barridos” de la muestra. En sucesivos intentos con deposiciones de capas de Au del orden de los 100 \AA se obtienen los mismos resultados.

Figura 4.1: Efecto de un barrido con el microscopio de fuerza atómica sobre una decoración en una muestra de NbSe_2 . Se observa que la punta deflectora ha logrado “barrer” a los montículos de hierro de la zona.

Otro intento es realizado con decoraciones de 36 Oe sobre BSCCO. El resultado en este caso es positivo. Una topografía tridimensional del potencial de anclaje se observa en la

Figura 4.2, junto con una imagen de las partículas en el plano de la superficie. La forma geométrica de las partículas es del tipo piramidal, aunque la altura es aproximadamente 10 veces más chica que las dimensiones de la base.

El hecho de que este método realizado en idénticas condiciones para ambos materiales funcione en BSCCO y no en NbSe_2 indica que existe una fuerza adicional a la de van der Waals que mantiene adheridas a las partículas de hierro sobre la superficie. La misma podría tener orígenes en interacciones químicas.

Figura 4.2: Imagen de un barrido con el AFM en una muestra de BSCCO decorada ($5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$). Se muestran imágenes tridimensionales (a) y bidimensionales (b).

A través de perfiles de altura (*cf.* Figura 4.3) en distintas direcciones de cada relevamiento y en distintas regiones de la muestra, se encuentra que la altura promedio de las partículas es del orden de $600\ \text{Å}$.⁸ La dispersión en alturas entre distintas partículas es menor a $20\ \text{Å}$, es decir, un 3% de la altura promedio. Esto indica que la topografía

⁸Es importante destacar que estas alturas promedio se obtienen en el caso de que la decoración posea la cantidad de hierro óptima. Para el caso de una decoración “tenue”, es decir, con una cantidad de hierro mucho menor a la adecuada, las alturas promedio son del orden de $250\ \text{Å}$ y las dispersiones fluctúan en un 40% alrededor de este valor. Para el caso de una decoración “pasada”, es decir, con mayor cantidad

del potencial de anclaje es homogénea en las regiones centrales de las muestras. En las zonas cercanas al borde de la muestra la cantidad de hierro disminuye y las estructuras magnéticas disminuyen su altura. Este efecto está localizado en regiones del orden de $10\ \mu\text{m}$ próximos al borde de la muestra.

Figura 4.3: Perfil de la estructura superficial generada mediante una decoración en condiciones óptimas en una muestra de BSCCO. Se muestra la distribución de alturas en función de la distancia para un barrido en la línea marcada en la imagen bidimensional. Se presenta también el espectro de potencias de las alturas.

Se analizan también muestras con una segunda decoración sobre una primera. Anteriormente a ser estudiadas en el AFM, estas muestras son observadas en el SEM, determinándose que los patrones de ambas decoraciones se ubican exactamente arriba uno de otro. Los experimentos particulares que se realizaron para lograr esto serán desarrollados

de hierro que la óptima, la altura de las partículas es del orden del valor en el caso óptimo. La única diferencia es que las dispersiones son mucho mayores y aparecen “frentes” de hierro entre dos pirámides sucesivas, lo cual es consistente con la observación de filamentos entre las posiciones de los vórtices en una imagen del SEM en estas condiciones.

en los capítulos próximos. La forma más directa de comprobar que ambas estructuras coinciden una sobre otra es realizando mediciones de perfiles de altura posteriores a la segunda decoración. En este caso, aparecen problemas para detectar a las partículas con la punta deflectora usada en las mediciones anteriores. Las imágenes obtenidas con dicha punta no son estables y las partículas son nuevamente “barridas” de la superficie. Debido a que este problema puede tener origen en que las alturas en este caso son mayores, se utiliza una punta deflectora más delgada. Con esta punta se determina que el tamaño en altura promedio de las partículas es del orden de 1200 \AA . Esto indica que efectivamente existen dos decoraciones, una sobre otra. La dispersión del valor promedio es del 20%, mayor que en el caso anterior, debido a que la mayor altura de las partículas difulta el trabajo de la punta y como resultado los montículos de hierro son levemente “plumereados”.

Los resultados anteriores muestran que la estructura magnética superficial es homogénea, despreciando efectos del borde de la muestra.

Caracterización magnética del potencial de anclaje

El conocimiento de las propiedades magnéticas de la estructura de anclaje generada mediante una decoración permite deducir las condiciones de interacción magnética de dichas partículas con la red de vórtices. En este sentido, la información relevante es la orientación de los momentos magnéticos de las partículas de hierro con respecto al campo magnético de los vórtices.

Una correcta determinación de la dirección del momento magnético de las partículas requiere un estudio previo del tipo de orden magnético presente en este sistema. Este sistema consiste en partículas nanométricas ferromagnéticas y por lo tanto es necesario estudiar el problema desde el punto de vista de la física de los sistemas nanoestructurados. En este sentido, los estudios topográficos realizados son muy útiles.

Medir propiedades magnéticas de estos sistemas montados sobre la señal del sustrato no es trivial. En las mediciones en función de temperatura la señal superconductor no permite detectar la del hierro. En mediciones de magnetización en función de campo magnético la señal superconductor es dos órdenes de magnitud mayor que la de las partículas de hierro, pero aún así es posible detectarla. Resultados preliminares de mediciones de ciclos de histéresis no permiten determinar las características del ordenamiento magnético en este sistema. Futuros experimentos de relajación son necesarios para aportar más detalles.

Un resultado interesante surge de mediciones de magnetización en función de campo magnético realizadas en períodos de tiempo del orden de una semana. Se observa que la magnetización del sistema magnético disminuye con el tiempo. El origen de esto ra-

dica en el fenómeno de corrosión: las capas de óxido de hierro que se forman sobre las partículas disminuyen la magnitud de sus momentos magnéticos. La consecuencia más importante que posee esta oxidación es que la efectividad magnética del anclaje disminuye en el tiempo. Este es un resultado importante para comprender la naturaleza del anclaje superficial, debido a que si el mismo es magnético su efectividad debería decrecer con el tiempo. Esto abre la posibilidad de realizar toda una serie de experimentos en función del tiempo tendientes a comprender la naturaleza del anclaje de estas estructuras.

En consecuencia, caracterizaciones magnéticas cuantitativas de este sistema requieren de mediciones con alta precisión. En este sentido, el tema queda abierto a la realización de futuros experimentos motivados por la posibilidad de tener acceso con ellos a información sobre la naturaleza del anclaje de estas estructuras.

Conclusiones

Los resultados obtenidos de la caracterización topográfica de la estructura magnética revelan una alta homogeneidad de la misma a lo largo de toda la muestra. Las dimensiones promedio de las partículas indican que la estructura de anclaje se encuentra localizada en una región del orden de 500 veces menor que el espesor de la muestra.

Los resultados preliminares obtenidos en el caso de mediciones magnéticas generan la posibilidad de realizar futuros experimentos de relajación tendientes a caracterizar la naturaleza del anclaje de estas estructuras.

Interacción de la red de vórtices con la estructura de anclaje superficial magnética

El diseño de centros de anclaje en superconductores tipo II resulta un problema de interés desde el punto de vista básico y de las aplicaciones. Muchas de las técnicas desarrolladas más recientemente tratan a la ingeniería de centros de anclaje periódicos [16, 17, 18]. En esta tesis se utiliza por primera vez la técnica de decoración magnética para generar este tipo de potenciales de anclaje. Una de las ventajas que tiene esta técnica con respecto a otras es la posibilidad de generar centros de anclaje extendidos sobre toda la muestra, de una forma sencilla y con bajo costo. Pero sin duda la mayor ventaja es que permite generar estructuras de anclaje que reproducen exactamente las mismas características topológicas que la red de vórtices.

En este capítulo se analiza la eficiencia de las estructuras magnéticas generadas mediante una primera decoración para anclar la red de vórtices. El estudio se realiza variando dos parámetros: el orden topológico de la estructura magnética de anclaje y las condiciones de formación de la red de vórtices. Distintas diversas situaciones son estudiadas para caracterizar la efectividad del *anclaje de Bitter*.

La técnica experimental utilizada para estudiar la interacción de la red de vórtices con el potencial de anclaje de *bulk* y superficial (generado mediante una decoración magnética) es una segunda decoración magnética.

Estos dos potenciales de anclaje compiten con la energía elástica de la red para anclarla. El anclaje aleatorio de *bulk* cuenta con la ventaja de estar distribuido en todo el volumen de la muestra. El potencial superficial, en cambio, sólo está localizado en la superficie en una región que es aproximadamente 500 veces menor que el espesor de la muestra; desde el punto de vista topológico posee la ventaja de reproducir la estructura de la red de vórtices.

Naturaleza del anclaje “de Bitter”

La naturaleza del anclaje de la estructura generada mediante una primera decoración es magnética. Las partículas de una primera decoración interactúan con los vórtices a través del acoplamiento entre el momento magnético de aquellas con el campo magnético de éstos. Esta interacción es efectiva en un determinado rango de distancias. No existen cálculos o estimaciones teóricas respecto a tal distancia en materiales tridimensionales.

En el caso de películas delgadas se ha encontrado que la efectividad del anclaje magnético depende de la orientación relativa de los momentos magnéticos de las partículas con respecto al campo magnético de los vórtices y del orden magnético del patrón de partículas [82]. Para el caso de materiales tridimensionales no existen cálculos teóricos respecto a este tema ni tampoco trabajos experimentales previos al presentado en esta tesis.

Experimento de doble decoración

En estos experimentos, el patrón de partículas magnéticas que se obtiene mediante una primera decoración constituye el potencial de anclaje superficial para sucesivos experimentos con la red de vórtices. La técnica particular que se utiliza en este capítulo consiste en generar nuevamente a la red de vórtices sobre los potenciales de anclaje de *bulk* y el superficial magnético y analizar la interacción de la misma con este paisaje de anclaje. El análisis se realiza mediante imágenes de los vórtices en espacio real, a través de la realización de una segunda decoración magnética. A este experimento particular se lo ha llamado “doble decoración”.

El proceso experimental para una doble decoración consiste de dos etapas:

1) La estructura magnética de anclaje es generada mediante una primera decoración de vórtices a bajas temperaturas. Luego de esto, la muestra es calentada hasta temperatura ambiente y se analizan las características topológicas de la estructura superficial.

2) Se enfría la muestra y se genera nuevamente la estructura de vórtices sobre el material. En este caso se realiza en presencia del anclaje de *bulk* más el magnético generado mediante una primera decoración. Posteriormente, la red de vórtices formada en esta segunda instancia es decorada para permitir detectar las posiciones de los vórtices con respecto a la estructura superficial de anclaje.

Por lo tanto en todo este proceso es necesario tener completa certeza de que la segunda decoración efectivamente es realizada. Con este fin, se cubre una zona amplia de la muestra con una máscara de aluminio durante la primera decoración. Luego de ésta, la máscara es removida, existiendo en la muestra dos zonas: una con el patrón de la primera decoración

Figura 5.1: Esquema de la técnica experimental utilizada en dobles decoraciones. (a) Zona de la muestra expuesta y zona cubierta con la máscara de aluminio durante la primera decoración. (b) Remoción de la máscara y obtención de una zona de la muestra completamente limpia y otra con el patrón de la primera decoración. (c) Segunda decoración, donde la zona que anteriormente fue enmascarada sirve de testigo de que esta decoración se realiza en forma exitosa. La zona con doble decoración es la que se analiza para estudiar la interacción de la red de vórtices con el potencial de anclaje superficial.

y otra completamente limpia⁹. Cuando se realiza la segunda decoración, la zona de la muestra que se encontraba enmascarada en este caso está expuesta y sirve de testigo para garantizar que la segunda decoración se ha realizado (*cf.* Figura 5.1).

Superconductor convencional NbSe₂

En este material se estudia la interacción de la estructura de la red de vórtices con un potencial de anclaje superficial conmensurado. La conmensurabilidad se logra en todos los casos generando el potencial de anclaje mediante una decoración al mismo campo magnético que se estudia luego la red de vórtices. Este estudio se realiza con potenciales

⁹En realidad, la interfase entre la zona limpia de la muestra y la zona con partículas magnéticas no está bien definida. Esto es debido a que la máscara no se encuentra rasante sobre la muestra; existe una pequeña separación entre ésta y la superficie. Esto permite que algunas partículas de hierro, durante el proceso convectivo de la decoración, penetren en una región (del orden de $20\ \mu\text{m}$) bajo de la máscara. Por lo tanto, en esta zona cercana a la interfase se ubican algunas partículas de hierro. Las mismas se observan cada vez más tenues a medida de que se alejan de la interfase y en una distancia del orden de micrones desaparecen.

de anclaje superficiales generados con distinto tipo de orden. Como fue discutido, en NbSe_2 la estructura magnética resultante de una primera decoración FC es policristalina. A este tipo de estructuras magnéticas se las llama potenciales de anclaje con orden de corto alcance (OCA). También fue concluido que mediante un experimento FCR la estructura magnética de una primera decoración presenta orden orientacional de largo alcance. A las estructuras magnéticas superficiales generadas mediante este experimento se las llama potenciales con orden de largo alcance (OLA).

Red de vórtices generada en condiciones estáticas con potencial superficial de anclaje sin OLA

En estos experimentos, el potencial superficial de anclaje no posee orden de largo alcance. El mismo fue generado mediante una decoración FC a 36 Oe y su estructura es policristalina, con bordes de grano orientados en todas las direcciones.

En muestras que presentan este potencial superficial de anclaje particular se realizan experimentos de doble decoración. Los mismos son efectuados generando a la estructura conmensurada de vórtices mediante experimentos FC, es decir, en condiciones estáticas. El resultado de la doble decoración se muestra en la Figura 5.2, donde se observa que la estructura magnética y la de vórtices coinciden sólo en pequeñas regiones y en otras aparecen singulares patrones. Éstos son conocidos como patrones de Moiré y corresponden a la superposición de dos redes similares con un determinado ángulo de rotación entre sí. Esta rotación produce que una fracción de sitios de ambas redes coincidan y que exista otra fracción de sitios no coincidentes. Tales fracciones dependen del ángulo de rotación entre ambas redes. Estos sitios de no coincidencia determinan que el campo magnético aparente obtenido a través de un conteo de densidad de vórtices sea mayor que el aplicado.

En la Figura 5.2 se observa que la región A corresponde a una rotación entre ambas estructuras de 30° , la B de 40° y la C corresponde a una zona de coincidencia de ambas redes. En la Figura 5.3 se muestran con más detalle estos patrones, donde además de los dos mencionados se muestra un patrón con ángulo de rotación relativa de 10° observado en otras zonas de la muestra. Se presenta también un dispositivo para generar los patrones de Moiré a través de rotaciones de una red hexagonal perfecta respecto a otra similar.

Los patrones de Moiré obtenidos con los ángulos de rotación relativa mencionados anteriormente son los más frecuentes de encontrar. Esta discretización en los ángulos ocurre debido a que las partículas magnéticas de cada decoración no son puntuales, sino que tienen un radio del orden de una octava parte del parámetro de red promedio en este caso. Por este motivo es también difícil realizar un conteo de la densidad de vórtices que se observan luego de las dos decoraciones. Esto hace imposible calcular la fracción de sitios de coincidencia y de no coincidencia.

Aunque la fracción de sitios de no coincidencia no pueda definirse en forma cuanti-

Figura 5.2: Patrón obtenido en NbSe₂ en un experimento de doble decoración a 36 Oe con un potencial superficial magnético de anclaje conmensurado sin OLA y con la red de vórtices generada en condiciones estáticas. Se observan los patrones de Moiré obtenidos a ángulos de rotación entre ambas estructuras de 30° y 40° correspondientes a las regiones A y B de la figura. En la región C ambas estructuras coinciden.

tativa, es claro que existe una fracción considerable de vórtices que no se han ubicado exactamente sobre las partículas de la estructura superficial magnética, mientras que otra cantidad importante sí lo ha hecho. Esto determina que la estructura superficial magnética generada por la primera decoración no es eficiente para anclar a los vórtices. En este caso el anclaje dominante frente al resto de las interacciones es el de *bulk*.

La primera decoración tiene bordes de grano orientados en todas las direcciones, debido a que la interacción entre vórtices para campo paralelo a la dirección \hat{c} del cristal es degenerada angularmente. Cuando la red de vórtices se genera en condiciones estáticas por segunda vez, nuevamente en este experimento FC la estructura es policristalina e

Figura 5.3: Detalle de los patrones de Moiré obtenidos en un patrón de doble decoración FC en NbSe₂ a 36 Oe sobre un potencial de anclaje commensurado superficial sin OLA. Se muestran patrones con ángulos de rotación entre ambas redes de (a) 30°, (b) 40°, correspondientes a las zonas A y B de la Figura 5.2, (c) 10° correspondiente a otra zona de la muestra. (d) Dispositivo para generar patrones de Moiré mediante la rotación de dos redes hexagonales perfectas.

Figura 5.4: Transformada de Fourier de las imágenes de doble decoración FC en NbSe₂ a 36 Oe sobre un potencial de anclaje conmensurado superficial sin OLA. El anillo obtenido muestra la característica policristalina de la estructura y su mayor radio se debe a la existencia de sitios de no coincidencia en los patrones de Moiré.

isotrópica, con los granos orientados en direcciones completamente distintas a las de la primera decoración. Esto está corroborado por el hecho de que los patrones de Moiré a distinto ángulo tienen un tamaño del orden del borde de grano obtenido en una decoración simple. En consecuencia, en la determinación de la topología de la red de vórtices obtenida en segunda instancia el potencial de anclaje superficial no juega ningún papel relevante. Esto parece lógico, debido a que el mismo está ubicado en una región 500 veces más chica que el espesor de la muestra y el potencial de *bulk*, a pesar de no ser de gran magnitud en estas muestras, determina fuertemente la estructura policristalina de la red de vórtices en un experimento FC.

Tomando varias fotos como las de la Figura 5.2 se ha realizado una transformada de Fourier de las imágenes y el patrón resultante se muestra en la Figura 5.4. Se vuelve a obtener una estructura policristalina, como en el caso del potencial de anclaje superficial, sólo que en este caso corresponde a una estructura amorfa debido a los patrones de Moiré. La transformada de Fourier en este caso tiene un radio mayor que en el de la primera

decoración, debido a la existencia de sitios de no coincidencia en los patrones de Moiré. Si se compara el radio de este anillo con el del obtenido en una decoración FC a 36 Oe se encuentra un exceso en la densidad de vórtices del orden de 17%, o lo que es lo mismo, una densidad de campo de 42 Oe. Esta cantidad puede tomarse como tentativa para estimar una fracción de sitios no coincidentes.

El dominio del anclaje de *bulk* frente al superficial es consistente con mediciones de transporte realizadas sobre muestras decoradas. En estos experimentos se encontró que no existen diferencias en los valores de corriente crítica con respecto a las muestras sin decorar. Por lo tanto, es necesario realizar otro tipo de experimentos para disminuir la influencia del anclaje de *bulk*

Red de vórtices generada en condiciones estáticas con potencial superficial de anclaje con OLA

En los experimentos descritos en esta sección se utilizan estructuras superficiales con orden de largo alcance, de forma tal de comprobar si el mejoramiento de las condiciones topológicas hace a este potencial más efectivo. La estructura es generada mediante una decoración realizada en un experimento FCR a 36 Oe y ángulo de rotación del campo magnético de 40° . En consecuencia, la misma posee características monocristalinas y una dirección de orientación preferencial que coincide con el eje de doble rotación del campo magnético.

La red de vórtices generada en segunda instancia se obtuvo en condiciones estáticas sobre esta estructura superficial, es decir, mediante un experimento FC a 36 Oe. Luego de la doble decoración, el resultado que se obtiene es similar al experimento anterior: patrones de Moiré. Como se observa en la Figura 5.5, estos patrones corresponden a rotaciones entre dos redes hexagonales a distintos ángulos. En la misma figura se pueden apreciar regiones con ángulos de rotación de 40° y 30° y algunas zonas coincidentes. El tamaño de los patrones a diferentes ángulos es también del orden del tamaño del borde de grano en una decoración FC simple.

En consecuencia, al igual que en el experimento con potencial de anclaje sin OLA de la subsección anterior, el efecto del potencial de anclaje superficial es despreciable frente al del *bulk* de la muestra. Esto se debe a que la red de vórtices fue generada para la segunda decoración en condiciones estáticas y en este caso la nucleación de la red está dominada por el potencial de anclaje del *bulk*. El hecho de haber mejorado las características topológicas de la estructura superficial no es suficiente para lograr que la misma sea efectiva. Para mejorar su efectividad serán necesarios experimentos que disminuyan la influencia del anclaje de *bulk*.

Figura 5.5: Doble decoración FC en NbSe₂ a 36 Oe sobre un potencial de anclaje conmensurado superficial con OLA. En las regiones A, B y C se observan patrones de Moiré con ángulos de rotación relativos entre las estructuras de 0°, 30° y 40° respectivamente.

Red de vórtices generada con efecto de *memoria dinámica* con potencial superficial de anclaje con OLA

Los resultados de las dos subsecciones previas indican que, para lograr anclar a la red de vórtices sobre la estructura de anclaje superficial, es necesario realizar experimentos que disminuyan la influencia del anclaje de *bulk* en el proceso de formación de la red. Como fue demostrado previamente, un experimento FCR permite obtener redes de vórtices con mayor orden que en el caso de experimentos estáticos (FC). Esto se debe a que el proceso de doble rotación rápida del campo magnético provoca un movimiento de la red a altas velocidades y como consecuencia el anclaje aleatorio de *bulk* se promedia a cero.

Los experimentos que se discuten a continuación utilizan el *efecto de memoria*

dinámica que presenta la red de vórtices en un experimento FCR, para estudiar la posibilidad de anular el anclaje de *bulk* en un experimento de doble decoración.

La estructura de anclaje superficial en este caso posee orden de largo alcance, es decir, fue generada mediante un experimento FCR. La misma tiene el mismo valor de parámetro de red que la estructura de vórtices generada en segunda instancia, correspondiente a un campo aplicado de 36 Oe.

El patrón resultante luego de la segunda decoración se muestra en la Figura 5.6, donde se observa que los patrones de Moiré no aparecen. Este resultado indica que las partículas magnéticas de la segunda decoración se ubican sobre las del potencial superficial de anclaje. Una de las pruebas de que esto realmente ocurre es que las partículas de hierro de la segunda decoración se observan en la zona de la muestra enmascarada durante la primera decoración. Otra prueba es que conteos de la densidad de vórtices previa y posteriormente a la segunda decoración indican valores similares. Barridos topográficos con el microscopio de fuerza atómica detectan partículas de hierro con alturas del orden del doble que en el caso de una única decoración. En consecuencia, en este experimento el potencial de anclaje “de Bitter” es efectivo para anclar a la red de vórtices generada con *efecto de memoria dinámica*.

Estos resultados fueron obtenidos para experimentos FCR a 36Oe con ángulos de rotación de 40° y 60°. No se encuentra diferencia entre ambos casos respecto al acomodamiento de la red de vórtices sobre el potencial de anclaje superficial.

La relevancia del efecto de *memoria dinámica* para efectivizar el anclaje superficial de la red de vórtices ordenada dinámicamente se hace evidente realizando un análisis de la transformada de Fourier de las imágenes de doble decoración. El resultado se muestra en la Figura 5.7 (b) y los seis picos que se observan demuestran que la segunda decoración reproduce la estructura ordenada creada en la primera decoración FCR. Estos resultados están en acuerdo con la predicción teórica realizada por A. Koshelev y V. Vinokur [52] de que desplazamientos rápidos sobre un potencial de anclaje aleatorio inducen orden de largo alcance sobre la red de vórtices. Esta es la razón por la cual la segunda decoración reproduce a la primera. Durante el movimiento de la red a altas velocidades, el potencial de anclaje superficial no es promediado a cero, sino que debido a su característica periódica la estructura de vórtices es susceptible al ruido inducido debido a su condición periódica. Cuando el estado dinámico es templado, la red de vórtices guarda memoria del estado ordenado y se ubica sobre el anclaje superficial.

El tamaño finito de las partículas de hierro de ambas decoraciones impide determinar si la ubicación de las partículas magnéticas de la segunda decoración sobre la estructura superficial de anclaje es perfecta o si existe un pequeño desplazamiento entre ambas. Además, una pequeña variación en la calidad de una decoración con respecto a la otra determinaría una diferencia de tamaño de las partículas de las dos decoraciones, con lo cual tampoco podría apreciarse si la coincidencia es perfecta. Esto queda claro si se

Figura 5.6: Experimento de doble decoración en NbSe_2 a 36 Oe con la red de vórtices generada mediante un experimento FCR con ángulo de rotación de 40° sobre un potencial de anclaje conmensurado superficial con OLA. El mismo fue generado mediante un experimento idéntico al realizado con la red de vórtices. Se marca la dirección de ordenamiento de la estructura superficial y la red de vórtices con una flecha.

observan las transformadas de Fourier de las imágenes de la Figura 5.7, correspondientes a imágenes de doble decoración a 36 Oe con ángulo de rotación de 60° . En el primer caso se muestra la transformada correspondiente al potencial de anclaje superficial, con características monocristalinas. En el segundo caso se muestra la transformada de la doble decoración, donde ambas decoraciones coinciden. Se observa que en este caso los picos se han ensanchado con respecto a la anterior. En el tercer caso se observa la transformada de la segunda decoración en la región de la muestra enmascarada durante la primera decoración, es decir, sin potencial de anclaje superficial. Se observa que los picos en este caso son más definidos que en el caso de la doble decoración, pero se encuentran levemente

ensanchados respecto al caso de la primera decoración. El ensanchamiento de los picos cuando ambas decoraciones están presentes indica que la coincidencia no es exacta, sino que los centros geométricos de las partículas magnéticas de ambas decoraciones están levemente desplazadas. Esto es debido a dos factores: la variación en la calidad de ambas decoraciones y la posibilidad de que, aunque ambas redes sean exactamente iguales, estén desplazadas levemente. Este último desplazamiento podría ocurrir cuando la componente transversal del campo es suprimida y pequeños desplazamientos alrededor de las partículas de la primera decoración tengan lugar debido a la tardía influencia del potencial de anclaje de *bulk*. Tales desplazamientos no pueden observarse en forma óptica ya que son mucho menores al parámetro de red. De todas maneras, éstas son sutiles diferencias que hacen a la topografía de la estructura final y no a la topología.

Figura 5.7: Transformadas de Fourier de las imágenes de doble decoración FCR en NbSe₂ a 36 Oe con ángulo de rotación de 60° sobre un potencial de anclaje conmensurado superficial con OLA generado en idénticas condiciones. (a) Transformada de la primera decoración que constituye el potencial de anclaje superficial magnético. (b) Transformada de la doble decoración ubicada sobre el potencial de anclaje superficial. (c) Transformada de la segunda decoración en la zona cubierta por la máscara durante la primera decoración, es decir, sin potencial de anclaje superficial.

Otra evidencia clara de esto último surge a través de la comparación de las funciones de correlación de la segunda decoración en las zonas de la muestra con potencial de anclaje

y sin él (zona máscara). El orden posicional no presenta grandes variaciones, aunque en el caso de la zona con dos decoraciones la envolvente se encuentra ubicada por debajo de la envolvente de la zona con una sola decoración, como se observa en la Figura 5.8. El orden orientacional decae más rápidamente en la zona de doble decoración con respecto a la zona de una única decoración. Esto está indicando que los pequeños desplazamientos de una red con respecto a otra son aleatorios en direcciones, porque si tuvieran una dirección preferencial no podría ser otra que la dirección en la cual se produce el ordenamiento de la red, que coincide en ambos casos, y el orden orientacional no se vería modificado. Por lo tanto, esto apoya la idea de que los desplazamientos ocurran por condiciones de calidad entre ambas decoraciones o pequeños acomodamientos generados por el potencial de anclaje del *bulk* cuando el campo transversal es suprimido.

Red de vórtices generada con efecto de *memoria dinámica* con potencial superficial de anclaje sin OLA

Una prueba más contundente de la efectividad del efecto de *memoria dinámica* para ordenar a la red de vórtices anulando el potencial de anclaje de *bulk* se encuentra en el experimento descrito en esta subsección. Se utiliza un potencial de anclaje superficial magnético sin OLA, obtenido a través de una decoración FC. Por lo tanto, su estructura es policristalina. La red de vórtices es generada mediante un experimento FCR. Esto implica que la misma es ordenada dinámicamente al ser movida a altas velocidades sobre la muestra. El resultado de la doble decoración se muestra en la Figura 5.9, donde se observa un patrón de coincidencia entre la red de vórtices (observada a través de una segunda decoración) y las partículas magnéticas de la estructura magnética superficial. La red de vórtices reproduce exactamente la misma estructura que el potencial superficial, es decir, sus bordes de grano cada 15 parámetros de red y su alta densidad de defectos.

Esta reproducción perfecta del patrón de la primera decoración ocurre a pesar de que la red es ordenada dinámicamente mediante la doble rotación de campo magnético. Pero, es este estado dinámico lo que produce que ambas estructuras coincidan, ya que el efecto de ordenamiento se produce por una razón más básica: el promediado a cero del anclaje de *bulk*. Este experimento es una prueba más severa de esto último, debido a que, a pesar de la característica policristalina isotrópica de la estructura superficial, la red de vórtices la reproduce perfectamente.

Durante el movimiento la red promedia sobre todas las orientaciones de los bordes de grano, que son isotrópicas, y por lo tanto no experimenta ningún ruido debido a que la estructura superficial de anclaje no es periódica. Sin embargo, se promedia sobre una estructura con orden posicional de largo alcance. La red de vórtices posee mayor grado de sensibilidad a este desorden que en el caso de ser aleatorio, debido a que es compatible con sus características topológicas. En consecuencia, a pesar de que la red adquiere una

Figura 5.8: Funciones de correlación de las imágenes de doble decoración FCR en NbSe_2 a 36 Oe con un ángulo de rotación de 40° sobre un potencial de anclaje commensurado superficial con OLA generado en idénticas condiciones. Las líneas gruesas y finas corresponden a las funciones de las zonas de la muestra con dos decoraciones y una, respectivamente, tal como se muestra en el *inset*.

dirección de ordenamiento durante el estado dinámico, el promediado a cero del anclaje aleatorio de *bulk* es tal que permite que la red de vórtices sea anclada por el potencial de anclaje superficial magnético. Por lo tanto, este experimento, no es sólo una demostración de que el anclaje “de Bitter” es eficiente en determinadas condiciones, sino que además es una fuerte prueba de la eficacia de los movimientos de la red de vórtices a altas velocidades para anular el desorden aleatorio.

Figura 5.9: Imagen típica de una doble decoración FCR en NbSe₂ a 36 Oe con ángulo de rotación de 60° sobre un potencial de anclaje commensurado superficial sin OLA generado en un experimento FC.

Superconductor de alta T_C BSCCO

La estructura de la red de vórtices en BSCCO en el rango de campos de trabajo presenta un estado monocristalino, es decir, el anclaje de *bulk* es muy débil o despreciable, como se discutió en capítulos previos. Esta condición se observa tanto para experimentos estáticos como para templados de estados dinámicos. En consecuencia, los potenciales de anclaje superficiales generados mediante decoraciones en experimentos FC y FCR poseen orden de largo alcance en ambos casos. Las condiciones de la interacción de la red de vórtices con los potenciales de anclaje superficiales y de *bulk* han cambiado respecto al caso de NbSe₂. Para el caso del BSCCO la interacción de la red con el *bulk* es débil y esto le otorga mayor importancia a la interacción de la red con la estructura superficial.

Las estructuras superficiales en este caso son generadas a 36 Oe y la red de vórtices es estudiada al mismo campo magnético. Se consideran dos casos, en los cuales tanto la estructura superficial como la red de vórtices son generadas mediante el mismo tipo de experimento: FC y FCR.

Red de vórtices generada en condiciones estáticas con potencial superficial de anclaje con OLA

En este experimento la estructura superficial generada por una decoración magnética en condiciones estáticas (experimento FC) constituye el potencial de anclaje superficial con orden de largo alcance. Sobre esta estructura, se obtiene a la red de vórtices nuevamente en condiciones estáticas.

El patrón resultante se muestra en la Figura 5.10 donde se observa que las partículas magnéticas de la segunda decoración se ubican exactamente arriba de las de la estructura superficial. Este resultado es una prueba contundente de que el anclaje de *bulk* en BSCCO tiene muy poca influencia o nula en la estructura de la red de vórtices observada a 4.2 K. Esta baja intensidad de anclaje es intrínseca al material, pero se ve potenciada por la presencia de los defectos correlacionados que presenta el material, como se discutirá más adelante.

Además de la baja o nula magnitud del anclaje de *bulk*, otro factor que contribuye a que ambas redes coincidan es la presencia de los defectos correlacionados que se manifiestan en la decoración a través de líneas. Se muestra en la Figura 5.11 que en estos defectos, luego de una segunda decoración, la densidad de vórtices es mucho mayor que en el caso de la primera decoración. Esto, además de implicar que en estas regiones ambas redes no coinciden, indica que en las mismas el anclaje de *bulk* sigue siendo mucho más importante que en el grueso de la muestra y dominante frente al superficial magnético. Por lo tanto, al igual que en el caso de la primera decoración, la red de vórtices ingresa al material en primer lugar por estos defectos correlacionados y luego penetra en el resto de la muestra, con un orden orientacional determinado por la dirección de estas éstos. Esto determina que ambas estructuras crezcan en la misma dirección y se ubiquen una sobre otra debido a la baja relevancia del *bulk*. Sin la presencia de estos defectos y debido a que el potencial de *bulk* es tan poco relevante que las interacciones entre vórtices son importantes, la red podría crecer con orden de largo alcance pero tener una dirección de orientación diferente en ambos casos o aún bordes de grano de gran tamaño. Esto determinaría la presencia de patrones de Moiré, como en el caso de NbSe₂.

En consecuencia, la estructura de anclaje superficial generada em BSCCO es efectiva para anclar a la red de vórtices en condiciones estáticas. Estos resultados ponen en evidencia la baja o despreciable magnitud del anclaje de *bulk* en este material.

Figura 5.10: Imagen típica de una doble decoración en BSCCO a 36 Oe con la red de vórtices formada mediante un experimento FC sobre un potencial de anclaje commensurado superficial con OLA generado en idénticas condiciones. La foto corresponde a una región de la muestra sin defectos correlacionados. Se muestra la dirección de orientación de tales defectos.

Red de vórtices generada con efecto de memoria dinámica y potencial superficial de anclaje con OLA

En el experimento descrito en esta subsección el potencial de anclaje superficial es generado mediante una decoración magnética con doble rotación de campo (FCR). El mismo posee una dirección preferencial de orientación que, como se discutió, corresponde a la dirección perpendicular del eje de rotación del campo magnético. La estructura es

Figura 5.11: Imagen típica de una doble decoración FC en BSCCO a 36 Oe sobre un potencial de anclaje commensurado superficial con OLA generado en un experimento FC en idénticas condiciones. La foto corresponde a una región de la muestra con defectos correlacionados, donde se observa la alta densidad de vórtices con respecto al resto de la muestra.

monocristalina en las regiones libres de defectos correlacionados y posee bordes de grano en tales defectos debido al anclaje preferencial en esas zonas.

La red de vórtices es formada nuevamente sobre la estructura superficial magnética en condiciones con efecto de *memoria dinámica*, al mismo campo de 36 Oe y ángulo de rotación de 60° que el potencial superficial de anclaje. Los resultados de la doble decoración se muestran en la Figura 5.12, donde el patrón que se observa corresponde a la coincidencia de ambas estructuras. Nuevamente, el anclaje superficial prevalece frente al de *bulk* debido a la baja magnitud de éste. Esto último se ve favorecido por el movimiento a altas velocidades durante la doble rotación de campo magnético.

Figura 5.12: Imagen típica de una doble decoración en BSCCO a 36 Oe en un experimento FCR con ángulo de rotación de 60° sobre un potencial de anclaje conmensurado superficial con OLA generado en idénticas condiciones. La foto corresponde a una región de la muestra sin defectos correlacionados. Se muestra la dirección de orientación de los defectos correlacionados presentes en el material y la dirección del campo transversal pulsado, que coincide con la de ordenamiento de las redes.

Cuando los vórtices ingresan a la muestra la red se forma en la dirección preferencial de los defectos correlacionados, mientras que la estructura superficial de anclaje está ordenada en la dirección perpendicular al eje de rotación del campo magnético (dirección del campo aplicado transversalmente). La red de vórtices previa a la doble rotación posee orden de largo alcance orientacional, debido a la baja magnitud del anclaje de *bulk*. La dirección preferencial de la misma no coincide necesariamente con la dirección en la cual se encuentra orientada el potencial de anclaje superficial. La dirección de orientación de la estructura de vórtices previa a la doble rotación puede ser intermedia a la de orientación de

la estructura superficial de anclaje y la de los defectos correlacionados, ya que ambos compiten y son relevantes para determinar la estructura de la red de vórtices. El conocimiento de tal dirección permitiría determinar cuál de estos dos anclajes es dominante para la red generada por segunda vez en condiciones estáticas. Mediante el experimento FCR no se tiene acceso a ese estado previo a la rotación, en consecuencia no es posible establecer nada definitivo en este punto. Pero, el hecho de que las dos redes coinciden marca que, independientemente de la dirección de ordenamiento previa de la red de vórtices, la doble rotación induce orden dinámico en la dirección del campo transversal. Esto provoca que en la determinación de la estructura final sólo el potencial de anclaje superficial sea el dominante.

En consecuencia, estos resultados brindan más evidencia de la capacidad de inducir orden dinámicamente en la red de vórtices mediante doble rotaciones rápidas de campo magnético. Para este experimento, esto provoca que la magnitud del anclaje superficial se incremente y logre ser dominante.

Conclusiones

El método para generar potenciales de anclaje superficiales magnéticos estudiado en este capítulo, el anclaje “de Bitter”, ha probado ser altamente compatible con la estructura de la red de vórtices. Más aún, en determinadas condiciones este anclaje es efectivo para anclar a la red de vórtices, a pesar de estar localizado en una región aproximadamente 500 veces menor que el espesor de la muestra.

Para el caso del material NbSe_2 el mismo es efectivo luego de promediar a cero el anclaje de *bulk*, mediante templados de un estado dinámico generado con rotaciones rápidas de campo magnético (*efecto de memoria dinámica*). Los resultados mostrados en este capítulo brindan más pruebas de la eficiencia del método para anular el anclaje de *bulk*.

Para el caso de BSCCO, el anclaje “de Bitter” ha probado ser efectivo tanto en condiciones estáticas como dinámicas. Estos resultados confirman la muy baja o despreciable magnitud del anclaje de *bulk*. En consecuencia, esto incentiva la realización de un gran número de experimentos, tomando al BSCCO como sistema elástico con desorden muy bajo o despreciable.

El desarrollo de esta técnica de generación de estructuras periódicas permite explorar una gran variedad de fenómenos característicos del problema de las estructuras elásticas en interacción con desorden y estructuras periódicas.

Conclusiones generales

En esta tesis se ha estudiado el grado de efectividad del potencial superficial de anclaje “de Bitter” para anclar a la red de vórtices en diversas condiciones. Se controla el orden de las estructuras superficiales magnéticas, generándolas desde policristalinas hasta periódicas. El segundo parámetro que se varía es el tipo de experimento que se realiza con la red de vórtices para formarla en muestras con este anclaje superficial (estáticos o con *efecto de memoria dinámica*).

La variación del orden topológico del anclaje superficial se logra utilizando materiales con diagramas de fases y anclajes de *bulk* diferentes y variando las condiciones en las cuales se genera la red de vórtices que es decorada por primera vez. El estudio de las características topológicas de estas estructuras magnéticas permite no sólo conocer la relevancia del orden del potencial superficial en el proceso de anclaje posterior a la primera decoración, sino también conocer la importancia relativa del anclaje de *bulk* en dicho proceso.

La topología de la estructura superficial, en el caso en que la red de vórtices decorada por primera vez se forme en condiciones estáticas, está determinada por el diagrama de fases del material y la magnitud del anclaje de *bulk*. Para el material de baja temperatura crítica NbSe₂ se encuentra que, independientemente de la interacción entre vórtices, la estructura resultante es policristalina en el rango de campos magnéticos de trabajo. Esto es indicativo de que el desorden del anclaje de *bulk* determina la estructura resultante. Por otro lado, mediciones de transporte revelan que la intensidad de este anclaje es baja. En consecuencia, los resultados indican que, a pesar de su baja magnitud, el anclaje de *bulk* es dominante a la temperatura en que se ancla la red de vórtices que luego es decorada a 4.2 K. Esto es consistente con la idea de que la red se ancla en este caso a temperaturas cercanas a la transición de segundo orden (normal a estado mixto) donde las interacciones entre vórtices son débiles debido a que los vórtices comienzan a penetrar en el material. La situación es completamente distinta cuando en la competencia entran también en juego las fluctuaciones térmicas. Éstas anulan el dominio del anclaje de *bulk* a temperaturas cercanas a T_{C2} y permiten que el mismo sea efectivo a temperaturas menores, del orden de T_i , a las cuales la red se ancla. En esta temperatura de efectividad del anclaje, T_f , la interacción entre vórtices es mucho más fuerte que cerca de T_{C2} y la estructura resulta

mucho más ordenada, como se observa en las decoraciones FC realizadas en BSCCO. La estructura magnética resultante en este caso presenta características monocristalinas, con orden de largo alcance orientacional. Este tipo de orden, sumado a la presencia de defectos del tipo intersticial y un alto porcentaje de *twisted bonds*, confirman que las fluctuaciones térmicas tienen principal relevancia en la determinación de la temperatura a la cual se ancla la red de vórtices. El orden de largo alcance está indicando también que la magnitud del anclaje de *bulk* en el caso del BSCCO es muy baja o despreciable. Esto concuerda con la idea de Zeldov *et al.* [69] de que el anclaje en BSCCO es mayormente superficial, con un anclaje interior de *bulk* despreciable.

Una prueba adicional de esto último está directamente relacionada con la dirección de ordenamiento de la estructura magnética. Esta dirección corresponde con la de los defectos correlacionados en BSCCO que se ha podido detectar, por primera vez, con la técnica de decoración magnética. En estos defectos la densidad de vórtices es mayor que en las regiones exteriores a ellos y que la correspondiente al campo aplicado, lo cual indica que en los mismos el material posee un campo de penetración de los vórtices H_{C1} menor. En consecuencia, los vórtices ingresan a la muestra primeramente por estas regiones y luego pueblan las regiones exteriores a los defectos correlacionados con una orientación fuerte en la dirección de los mismos. Esto lo afirman la coincidencia de la dirección del vector de Burgers promedio de las dislocaciones presentes en la estructura con la de los defectos correlacionados y la propagación elástica en la red de vórtices de los defectos plásticos ubicados sobre tales defectos. Por lo tanto, toda esta evidencia no hace más que confirmar que el anclaje de *bulk* en las regiones exteriores a los defectos correlacionados es débil o despreciable.

Las características topológicas de la estructura superficial en experimentos en los cuales la red de vórtices decorada por primera vez es formada templando un estado dinámico son similares en ambos materiales, pero el orden difiere respecto al caso estático. En el caso de NbSe₂ la estructura resultante ya no es policristalina como en el caso estático y posee características monocristalinas con orden de largo alcance orientacional. La topología se caracteriza por una muy baja densidad de bordes de grano (no es muy frecuente encontrarlos) y una disminución del orden de 80% de los defectos aislados con respecto al caso estático. La estructura presenta su dirección de ordenamiento en la del eje de la doble rotación del campo magnético, paralela a la de las corrientes inducidas. Estos resultados indican que mediante el proceso de formación de la red se ha logrado disminuir la influencia del anclaje de *bulk*, induciendo a la formación de una estructura cristalina. Esto confirma las predicciones teóricas de Koshelev y Vinokur [52] de que mediante desplazamientos rápidos es posible inducir orden en la red de vórtices. En efecto, tales desplazamientos hacen que el anclaje de *bulk* se promedie a cero debido a su característica aleatoria y a la alta velocidad del movimiento. Una prueba más concluyente de esto es la dirección de ordenamiento de la estructura magnética en el mismo experimento pero para el material

de alta T_C BSCCO. En este caso, la red posee características monocristalinas, como en el caso estático y la densidad de defectos aislados es la misma en ambos casos. La dirección de ordenamiento de la estructura es perpendicular al eje de doble rotación del campo magnético (perpendicular a las corrientes inducidas) que no coincide con la dirección de los defectos correlacionados como en el caso estático. Otras pruebas adicionales del efecto de promediado a cero del anclaje de *bulk* es que para ambos materiales las direcciones de los vectores de Burgers promedio de las dislocaciones presentes en la estructura coinciden con la dirección de ordenamiento dinámico, como ocurre en las simulaciones dinámicas de experimentos con corrientes de transporte. En consecuencia, este método de templado es efectivo para anular la importancia del anclaje de *bulk* sobre la estructura de vórtices.

El hecho de que las direcciones de ordenamiento en NbSe₂ y BSCCO no coincidan indica que en este experimento existen parámetros relevantes que no se están controlando. Esto motiva a programar futuros experimentos para cuantificar el *efecto de memoria dinámica*.

Luego de realizar toda esta caracterización de la topología de la estructura superficial de anclaje y su dependencia con el anclaje de *bulk*, se presentan resultados que muestran la efectividad del anclaje “de Bitter” en determinados casos. Para el material BSCCO el anclaje superficial magnético es dominante en los dos casos estudiados: experimentos con la red de vórtices formada en condiciones estáticas y dinámicas con estructuras superficiales generadas de idéntica forma en cada caso. Esto es evidencia mucho más concluyente de que en este material el anclaje de *bulk* es de baja magnitud o despreciable. En el caso del material NbSe₂ el anclaje superficial es importante sólo luego de anular el anclaje de *bulk* mediante desplazamientos a gran velocidad de la red de vórtices. En este punto no juega ningún papel el orden topológico de la estructura superficial de anclaje. En el caso de estructuras con orden de largo o corto alcance se ha encontrado que el anclaje de *bulk* es dominante cuando la red se genera mediante un experimento FC, mientras que para ambas estructuras el anclaje superficial es dominante cuando se templa un estado dinámico.

Los resultados generales indican que el anclaje “de Bitter” es óptimo para generar patrones periódicos de anclaje para la red de vórtices. Estas estructuras poseen la ventaja de ser compatibles con la estructura de vórtices y el método de fabricación no es complicado y es de bajo costo. Esta técnica permite además manejar características de diseño de las estructuras como parámetros de red y grado de orden. Los resultados mostrados son importantes para motivar una gran cantidad de futuros experimentos realizables mediante esta técnica y en combinación con otras que permitirán tener mayor información sobre estos sistemas elásticos en presencia de anclaje desordenado y periódico.

Futuros experimentos

A lo largo de esta tesis se ha hecho uso del *efecto de memoria dinámica* para mejorar el orden de la red de vórtices a través del promediado a cero del anclaje de *bulk*. Todos estos resultados constituyen un conjunto de evidencias experimentales, que anteceden a la teoría, en el campo de la dinámica de los sistemas elásticos en interacción con desorden y estructuras periódicas. En consecuencia es necesario realizar experimentos tendientes a caracterizar este fenómeno. En este sentido, un estudio de los tiempos característicos de templado de redes cristalinas en interacción con potenciales desordenados puede ser llevado a cabo usando como “modelo” a la red de vórtices. La técnica experimental prevista es la realización de templados (rotaciones de campo magnético) con control de las velocidades de desplazamiento de los vórtices. La realización de estos experimentos en función de campo magnético permitirá tener un mayor conocimiento de las variables relevantes del problema.

La caracterización del *efecto de memoria dinámica* permite desarrollar investigaciones en otros aspectos. El primero de estos temas es el estudio de los efectos de conmensurabilidad entre redes periódicas de distintos parámetros de red y distintos tipos de orden topológico. El desarrollo de experimentos en este sentido permitirá obtener información sobre el tipo de defectos inducidos por las deformaciones elásticas producidas durante la interacción de ambas redes (intersticiales, vacancias, dislocaciones, solitones??). La técnica experimental es similar a la desarrollada en esta tesis, solo que en este caso se generarán estructuras conmensuradas. El gran desafío experimental en estos experimentos es lograr diferenciar ambas redes.

Una complicación adicional del experimento anterior constituye analizar las deformaciones elásticas inducidas cuando una de las dos redes desaparece abruptamente en una interfase bien definida. Estos estudios brindarán información sobre las constantes elásticas de la red de vórtices. La generación de una interfaz bien definida constituye un problema experimental complejo dado las dimensiones de los parámetros de red de las estructuras.

Un aspecto inexplorado en la técnica del anclaje “de Bitter” es el estudio de las propiedades de transporte de la red de vórtices en presencia de desorden y potenciales de anclaje periódicos. La realización de estos experimentos posibilita comprender en mayor detalle los procesos involucrados durante el experimento de templado dinámico. El método sugerido consiste en desplazar a la red de vórtices con energía cinética controlada y variar la intensidad del campo magnético. Se espera encontrar modulación de la resistividad cada vez que los parámetros de red de ambas estructuras sean conmensurados. Estas mediciones pueden complementarse con el estudio del espectro de ruido transversal y Hall en voltaje que aparecerá en función del campo magnético.

Los experimentos más interesantes que surgen de los resultados obtenidos en esta tesis se refieren a la detección del estado de líquido de vórtices mediante métodos dinámicos. El

experimento ideado consiste en desplazar una estructura de vórtices con orden desconocido sobre una estructura magnética con orden de largo alcance. La detección de la fase líquida se realizará cuando a la temperatura de fusión la estructura de vórtices templada no se deposite sobre la red magnética.

En este mismo sentido, una idea ambiciosa es poder analizar la influencia de potenciales periódicos en el comportamiento de transiciones de fase de segundo orden. El método para realizarlo aún no se ha podido determinar, pero este tema constituye un desafío interesante, debido a que abre el gran campo de estudio de las fases dinámicas y estáticas presentes en sistemas elásticos con desorden y anclaje periódico.

Y mucho más ...

Agradecimientos

Los agradecimientos, qué poner en los agradecimientos? Porque a pesar de que se supone es la parte más espontánea de la tesis, uno no sabe cómo escribir los agradecimientos (igual que el resto de la tesis). Lo primero que piensa es organizarlo como otros que ha leído y al momento cae en la cuenta de que todo el mundo tiene alguien a quien agradecer!!! Y que llegado el punto de los agradecimientos todo el mundo está feliz y tiene muchos amigos. Entonces se da cuenta que pensar cómo escribir los agradecimientos es una actividad sin sentido, la receta parece ser agradecer a todo el mundo, para no quedar mal con nadie y bien con todos.

Y después de haber pensado todo esto y estar ya frente al teclado, me doy cuenta de que en realidad tengo un par de personas a quien agradecer... de hecho tengo varias personas a quien agradecer... tengo mucha gente a quien decirle gracias... y también me doy cuenta de que este es un sentimiento genuino. Entonces nos era cierto lo que pensé antes sobre los agradecimientos? No sé que ocurrirá en cada caso particular, pero en este momento quiero decirle gracias a mucha gente, porque afortunadamente es mucha la gente que me ha apoyado y acompañado. Y quiero decir gracias con la calidez que esas siete letras no transmiten... aunque creo que con más letras tampoco pueda.

Quiero agradecer al director de esta tesis, que es la persona que más entusiasmo me transmitió respecto a este trabajo y logró que realmente disfrutara hacerlo. A Paco no sólo quiero agradecerle por todo su apoyo y confianza, sino también por todo su ejemplo. Nunca me voy a olvidar del día de invierno en que llegué al laboratorio muy temprano a la mañana sin ganas, arrastrando mi desinterés de pocos años y me lo encontré subido a una escalera con toda la fuerza de sus sesenta años tratando de arreglar un equipo. Su empuje es realmente admirable y no sé cómo, pero logra que sea contagioso.

Quiero agradecer a una persona que me acompañó incondicionalmente en el trabajo durante este año y medio y en las vueltas de la vida también. Al Pampa quiero agradecerle por enseñarme muchas cosas sobre la actividad laborateril, sin guardarse nada. Pero, sobre todo quiero agradecerle por haberme prestado el hombro siempre y por ser tan principista en algunas cosas, las realmente importantes.

Y ahora quiero agradecer a alguien que estuvo desde el principio, apoyándome, escuchándome y dándome mucha calidez de amigo: a Guiye por estar siempre, aunque a

veces no lo veamos. Gracias por los cafés, tantas charlas entretenidas y tantas tardes de bancada con “sonrisas”.

Cómo no voy a agradecer a mis dos gurúes!!!! al Mendux, por haberme dicho que me agarre fuerte del arbol así no me arrancaban y al Sánjua por su carita de desvalido y su alma de cowboy. Muchas gracias por tantas cosas, sobre todo agradables momentos y por la amistad continua, de esas que se guardan con cariño, para que el viento no las apague.

A Mariela le tengo que decir muchas gracias por venir aguantándome desde los once y todavía seguir confiando en mí y por estar siempre al lado a pesar de los 2000 kilómetros.

En Bariloche tengo que agradecerle a mucha gente: mis compañeros, a todos, por compartir tantas cosas y bancarnos juntos tantas malas, por nuestro espíritu grupal de lacra que hace tan bien a la humildad. Especialmente, gracias a Zulema y Darío por haberme cobijado en ese momento tan difícil. A Cristian por tratar de amenizar mis fines de semana, aunque a veces deje que me caiga de una montaña para amenizar el suyo. A Griselda y Fabiana por preocuparse siempre por mí y ayudarme en todo momento. Muchas gracias!!!

En el Laboratorio también quiero agradecerle a mucha gente, en particular a toda la gente del laboratorio por toda la ayuda y paciencia que me han tenido. Quiero agradecerles a todos por igual, porque todos me han hecho sentir muy cómoda dentro de la fauna beterial. En especial quiero agradecerle a Flavio, porque me introdujo en el asunto decorativo y por ayudarme siempre ante cualquier duda. A todos los “grandes”, chicos y cachisquis por prestarme ayuda siempre que la necesité, especialmente a Gladys por sus canciones en los pasillos que alegran el derrotado estado fundamental del experimental. A Boris por sus espontáneos gestos de protección que tanto necesita uno a veces. A Mariano, por tratar todavía, aunque sabe que nunca lo va a lograr, de inculcarme la cultura del divide y triunfarás y por tantas manos que me dió en tantas cosas. A Santiago por interesantes discusiones y por potenciar, junto con Mariela, mis más osadas salidas revolucionarias.

También quiero agradecerle a Mariela, aunque debiera hacer un párrafo aparte para ella porque se lo merece (y lo hago nomás). Por todas las tardes y mañanas de terapia en la lupa se merece un párrafo aparte y más. Gracias por brindarme tu franca amistad con todos los lindos detalles de una buena amistad femenina, de esas que escasean.

Y por supuesto, no me olvidaba, sólo que estoy implementando tu teoría de que lo más valioso se deja para el final, mi agradecimiento más sentido a Pablo, por haberme acompañado sin condiciones y con tanta paciencia durante este último tiempo. Gracias por tu infinito cariño y cuidado y por alegrarme los días.

Bibliografía

- [1] P. Le Doussal, T. Giamarchi, *Los Alamos report cond-mat/970399*, 1997.
- [2] G. Grüner, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1129 (1988).
- [3] C. A. Murray *et al.*, *Phys. Rev. B* **42**, 688 (1990).
- [4] R. Seshadri, R. M. Westervelt *Phys. Rev. B* **46**, 5142 (1992).
- [5] R. Seshadri, R. M. Westervelt *Phys. Rev. B* **46**, 5150 (1992).
- [6] E. Y. Andrei *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2765 (1988).
- [7] V. M. Vinokur, A. E. Koshelev, *Sov. Phys. JETP* **70**, 547 (1990).
- [8] L. Balents, S. H. Simon, *Phys. Rev. B* **51**, 6515 (1995).
- [9] G. Blatter *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [10] T. Giamarchi, P. Le Doussal, en *Statics and Dynamics of disordered elastic systems*, editado por A. P. Young (World Scientific, Singapore, 1997), p. 321.
- [11] F. Pardo *et al.*, *Nature* **396**, 348 (1998).
- [12] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [13] A. Abrikosov, *Phys. Today*, Enero 1973, p. 56.
- [14] B. B. Goodman, *Rep. Prog. Phys.* **29**, 445 (1966).
- [15] U. Essman, H. Träuble, *Phys. Lett.* **24A**, 526 (1967).
- [16] K. Harada *et al.*, *Science* **274**, 1167 (1996).
- [17] J. I. Martín *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1929 (1997).
- [18] V. V. Moshchalkov *et al.*, *Phys. Scr.* **T55**, 168 (1994).

- [19] G. J. Dolan *et al.*, *Physica* (Amsterdam) **152B**, 7 (1988).
- [20] Yanina Fasano *et al.*, enviado a *Phys. Rev. Lett.*
- [21] C. J. Olson *et al.*, preprint.
- [22] F. Pardo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4633 (1997).
- [23] C. Bolle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4039 (1993).
- [24] S. Grigera *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2348 (1998).
- [25] B. E. Brown, D. J. Beersten, *Acta Cryst.* **18**, 31 (1995).
- [26] M. Goffman, Tesis de Doctorado, Instituto Balseiro (1997).
- [27] C. S. Oglesby, E. Bucher, C. Kloc y H. Hohl, *J. of Cryst. Growth* **137**, 289 (1994).
- [28] E. Kaul, Tesis de Licenciatura, Instituto Balseiro (1998).
- [29] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, Robert E. Krieger, Malabar (1980).
- [30] F. Pardo, Tesis de Doctorado, Instituto Balseiro (1997).
- [31] R. A. Klemm y J. R. Clem, *Phys. Rev. B* **21**, 1868 (1990).
- [32] W. E. Lawrence y S. Doniach, *Proc. 12th Int. Conf. on Low Temperature Physics*, (Academic Press, Kyoto, 1971).
- [33] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [34] D. R. Nelson y Seung, *Phys. Rev. B* **39**, 9153 (1989).
- [35] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher y D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- [36] D. R. Nelson y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2398 (1992); T. Hwa, D. R. Nelson y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **48**, 1167 (1993).
- [37] M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989).
- [38] R. H. Koch *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1511 (1989).
- [39] P. L. Gammel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 953 (1991).
- [40] T. K. Worthington *et al.*, *Phys. Rev. B* **43**, 10539 (1993).

- [41] E. F. Righi *et al.*, *Supercond. Rev.* **2**, 205 (1998).
- [42] H. Safar *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 824 (1992).
- [43] K. W. Kwok *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3370 (1992).
- [44] H. Pastoriza *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2951 (1994).
- [45] R. Cubbit *et al.*, *Nature* **365**, 407 (1993).
- [46] R. E. Hetzel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 518 (1992).
- [47] E. Zeldov *et al.*, *Nature* **375**, 373 (1995).
- [48] A. Schilling *et al.*, *Nature* **382**, 791 (1996).
- [49] L. Civale *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
- [50] D. R. Nelson, *Proceedings of the Los Alamos Symposium*, (1991).
- [51] M. V. Feigelman *et al.*, *Phys. Rev. B* **48**, 16 641 (1993).
- [52] A. Koshelev, V. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3580 (1994).
- [53] A. Kolton, Tesis de Licenciatura, Instituto Balseiro (1998).
- [54] C. Reichhardt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2648 (1997).
- [55] C. Reichhardt *et al.*, *Phys. Rev. B* **54**, 16 108 (1996).
- [56] L. Balents *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 751 (1997).
- [57] F. Bitter, *Phys. Rev.* **38**, 1903 (1931).
- [58] B. M. Balashova, Y. V. Sharvin, *Sov. Phys. JETP* **4**, 54 (1957).
- [59] R. I. Hutchinson *et al.*, *J. Sci. Instrum.* **43**, 885 (1965).
- [60] U. Essman y H. Träuble, *J. Sci. Instrum.* **43**, 344 (1966).
- [61] U. Essman y H. Träuble, *Phys. Lett.* **24A**, 526 (1967).
- [62] C. A. Bolle, Tesis de Doctorado, Instituto Balseiro (1995).
- [63] Toulouse-Lautrec, *La pausa* **N8**, editado por Johnson & Johnson (1976).
- [64] B. I. Halperin, D. R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 121 (1978).

- [65] S.S. Banerjee *et al.*, *Phys. Rev. B* **58**, 995 (1998).
- [66] S.S. Banerjee *et al.*, preprint.
- [67] S.S. Banerjee *et al.*, preprint.
- [68] M. Goffman *et al.*, aceptado en *Phys. Rev. B*, (1998).
- [69] R. A. Doyle *et al.*, *Phys. Rev. B* **58**, 135 (1998).
- [70] A. Mazilu *et al.*, aceptado en *Phys. Rev. B*, (1998).
- [71] F. Pardo *et al.*, aceptado en *Phys. Rev. Lett.* (1997).
- [72] F. Pardo *et al.*, *Phys. Rev. B* **55**, 14 610 (1997).
- [73] A. Duarte *et al.*, *Phys. Rev. B* **53**, 11 336 (1996).
- [74] R.P. Huebener, *Magnetic flux structures in superconductors*, Springer-Verlag Berlin, 1979.
- [75] O. Eibl, en *The High- T_C (Bi,Pb) $_2$ Sr $_2$ Ca $_{n-1}$ Cu $_n$ O $_{4+2n+\delta}$ Compounds: contribution of TEM to the understanding of the Structure, Microstructure and Superconducting Properties*, editado por A. Narlikar (Nova Science, New York, 1995).
- [76] Comunicación privada con K. Kitazawa.
- [77] P. Kim *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5118 (1996).
- [78] C. Bolle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4039 (1993).
- [79] U. Yaron *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2748 (1994).
- [80] Comunicación personal con A. Kolton.
- [81] Manual del usuario Microscopio de Fuerza Atómica (AFM).
- [82] I. F. Lyuksyutov y V. Pokrovsky, enviado a *Phys. Rev. B*.