Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis de Posgrado

Dinámica oscilatoria de la red de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica

Valenzuela, Sergio O.

2001

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:
Valenzuela, Sergio O.. (2001). Dinámica oscilatoria de la red de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3372_Valenzuela.pdf

Cita tipo Chicago:
Valenzuela, Sergio O.. "Dinámica oscilatoria de la red de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2001. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3372_Valenzuela.pdf

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

DINÁMICA OSCILATORIA DE LA RED DE VÓRTICES EN SUPERCONDUCTORES DE ALTA TEMPERATURA CRÍTICA

Sergio O. Valenzuela

Director de Tesis: Dra. Victoria I. Bekeris
Laboratorio de Bajas Temperaturas, Departamento de Física

Trabajo de Tesis para optar al título de
DOCTOR EN CIENCIAS FÍSICAS
Buenos Aires, Agosto 2001

Dra. Victoria I. Bekeris

Lic. Sergio O. Valenzuela

A mi madre

Director de Tesis
Victoria I. Bekeris

Autor
Sergio O. Valenzuela

DINÁMICA OSCILATORIA DE LA RED DE VÓRTICES EN SUPERCONDUCTORES DE ALTA TEMPERATURA CRÍTICA

Resumen

Los vórtices en los superconductores de alta temperatura crítica constituyen un sistema modelo para el estudio de transiciones de fase dinámicas y termodinámicas. La combinación de las interacciones vórtice-vórtice y el anclaje por defectos en la matriz superconductora determina la respuesta electromagnética de los superconductores tipo-II y, a su vez, provee un sistema ideal para estudiar el efecto del desorden en un medio elástico. Mientras que las interacciones entre vórtices tienden a ordenar la estructura de vórtices y los defectos a desordenarla, su efecto combinado da lugar a una variedad de comportamientos colectivos y dinámicos notablemente rico.

En esta Tesis, estudiamos la respuesta dinámica en estos sistemas de vórtices principalmente en respuesta a la aplicación de fuerzas oscilatorias por debajo de la transición de solidificación. La motivación de este trabajo surge por la observación de nuevos fenómenos que incluyen una dependencia en la historia de la muestra y efectos de memoria en la respuesta de los superconductores tipo-II y por la necesidad de lograr un control completo del comportamiento de los vórtices ante fuerzas externas, lo que es requerido para posibles aplicaciones. El objetivo de esta Tesis es presentar una descripción de la respuesta de los vórtices tanto desde un punto de vista experimental como numérico.

Midiendo susceptibilidad ac en cristales de $YBa_2Cu_3O_7$ con maclas, mostramos que el sistema de vórtices puede ser atrapado en estados metaestables con diferente grado de orden que aparecen en respuesta a diferentes historias termomagnéticas del sistema. Demostramos que la presión ejercida por el campo ac oscilante ordena el sistema de vórtices en la zona de penetración, incrementando localmente su movilidad. La estabilidad de los estados ordenados y desordenados junto con el perfil espacial de la movilidad de los vórtices generan la aparición de efectos de memoria.

Mostramos también que cuando los vórtices son "agitados" por un campo temporalmente simétrico (ej., sinusoidal) se organizan en una estructura ordenada y fácil de mover pero que, por el contrario, cuando el campo ac es temporalmente asimétrico (ej., diente de sierra), la estructura final es más desordenada y anclada. Esto es característico de un movimiento plástico de la red de vórtices y sugiere que el ordenamiento debido a campos simétricos es esencialmente distinto a un proceso de equilibración o a una cristalización dinámica por la aplicación de corrientes altas.

Proponemos un modelo fenomenológico para la respuesta ac basada en observaciones experimentales y obtenemos los perfiles de campo y corriente en forma analítica

y numérica para distintas geometrías. La hipótesis principal del modelo es un anclaje efectivo inhomogéneo en la muestra lo cual se infiere de la movilidad variable de los vórtices.

Completamos nuestra descripción realizando simulaciones de dinámica molecular sobreamortiguada con el objetivo de hallar una conexión entre la respuesta macroscópica y el comportamiento microscópico o, entre la movilidad y el grado de orden de la red de vórtices. Modelamos el sistema de vórtices como un conjunto de partículas interactuantes en un medio desordenado con una gran densidad de centros de anclaje distribuidos al azar y estudiamos la concentración de defectos y la movilidad de la red de vórtices en repuesta a distintas fuerzas externas.

Complementamos estos resultados con estudios de transporte y susceptibilidad ac en muestras que presentan un efecto pico en la densidad de corriente crítica. Mostramos que el desorden generado en la zona del pico puede ser inhibido en forma parcial forzando un movimiento oscilatorio de los vórtices aún cuando la red es blanda y su movimiento plástico. La red de vórtices puede ser ordenada en forma adicional por debajo de un temperatura definida en donde las interacciones entre vórtices parecen vencer a las tensiones generadas por el anclaje y ocurre un cambio a un régimen elástico.

La Tesis concluye con dos proyectos relacionados menores que son incluidos como Apéndices. En primer lugar, extendemos el algoritmo con el que obtuvimos los perfiles de campo y corriente en muestras con anclaje inhomogéneo para poder incluir corrientes de transporte. En segundo lugar, describimos una técnica ac que desarrollamos para medir la magnetización remanente en la muestra y presentamos resultados que muestran efectos de historia.

Palabras Clave: *Superconductores de Alta Temperatura Crítica, $YBa_2Cu_3O_7$, Vórtices, Corriente Crítica, Transiciones de Fase Dinámicas, Dinámica Oscilatoria, Orden, Movilidad, Susceptibilidad ac.*

Thesis Advisor
Victoria I. Bekeris

Author
Sergio O. Valenzuela

OSCILLATORY DYNAMICS OF VORTICES IN HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

Abstract

Vortices in high temperature superconductors comprise a model system for the study of thermodynamic and dynamic phase transitions. The interplay of vortex-vortex interactions and pinning by defects in the superconducting matrix both determines the electromagnetic response of type-II superconductors and provides an ideal system to study the effect of quenched disorder on elastic media. While vortex-vortex interactions tend to order the vortex structure and defects tend to disorder it, their combined effect leads to a remarkably rich variety of collective and dynamical behaviour.

We study the dynamic response in such vortex systems focusing mainly on oscillatory driving forces below the first order melting transition. We are motivated by the observation of new puzzling phenomena that include history dependence and memory effects in the response of type-II superconductors in the vicinity of order-disorder transitions and by possible applications which require the complete control of the vortex behaviour under external applied currents. The goal of this Thesis is to provide both an experimental and theoretical description of the vortex response.

By measuring ac susceptibility in twinned $YBa_2Cu_3O_7$ single crystals, we show that the vortex system can be trapped in different metastable states with variable degree of order arising in response to different system histories. We demonstrate that the pressure exerted by the oscillating ac field assists the vortex system in ordering, locally increasing the mobility of the vortices in the penetrated outer zone of the sample. The robustness of the ordered and disordered states together with the spatial profile of the vortex mobility lead to the appearance of strong memory effects.

We also show that when vortices are "shaken" by a temporarily symmetric ac field they are driven into an easy-to-move, ordered structure but, on the contrary, when the ac field is temporarily asymmetric, they are driven into a more pinned disordered state. This is characteristic of tearing of the vortex lattice and it suggests that ordering due to symmetric ac fields is essentially different from an equilibration process or a dynamical crystallization that is expected to occur at high driving currents. The experiments also provide evidence that vortex movement in an oscillating magnetic field is partially reversible as order can be recovered by a temporal inversion of the asymmetric ac field.

We then propose a phenomenological model for the ac response based on experimental observations and obtain the magnetic field and current profiles in the sample

both analytically and numerically. The main hypothesis of the model is an inhomogeneous effective pinning in the sample that is inferred from the variable mobility of the vortices.

The connection between the macroscopic response of the superconductor and the microscopic behaviour of vortices or, between the mobility and the degree of order of the vortex lattice, is fulfilled by overdamped molecular dynamics simulations. We model the vortex system as a set of interacting particles in a disordered environment with a high density of randomly situated pinning centres and study the concentration of defects and mobility of the vortex lattice as a function of different driving forces.

We complement these results with transport and ac susceptibility studies in samples that present a peak effect in the critical current density. We show that disorder generated at the peak effect can be partially inhibited by forcing an oscillatory movement of vortices even while the lattice is soft and its movement is plastic. The flowing phase can be additionally ordered below a well defined temperature where elastic interactions between vortices overcome pinning-generated stress and a plastic to elastic crossover seems to occur.

Two related and smaller projects, that are included as Appendices, conclude the Thesis. Firstly, we extend the numeric algorithm that provides the current and field profiles in samples with inhomogeneous pinning to include transport currents. Secondly, we describe an ac technique that we developed to measure the remanent magnetization in the sample and we present some results on history effects.

Keywords: *High Temperature Superconductors, Vortices, $YBa_2Cu_3O_7$, Critical Current, Dynamic Phase Transitions, Oscillatory Dynamics, Order, Mobility, ac Susceptibility.*

Prefacio

Esta Tesis está basada en una porción del trabajo realizado en el Laboratorio de Bajas Temperaturas, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires durante el período 1997-2001, con el apoyo de las becas de Iniciación y Perfeccionamiento de la Universidad de Buenos Aires.

El propósito de esta Tesis es presentar un análisis detallado de la dinámica oscilatoria de la estructura de vórtices a través de estudios experimentales y numéricos. El sistema de vórtices es un sistema paradigmático para explorar las transiciones dinámicas de un conjunto de partículas interactuantes moviéndose en un medio desordenado bajo la influencia de fluctuaciones térmicas. Se muestra que la respuesta del sistema de vórtices y su grado de orden es fuertemente dependiente de la intensidad y de la evolución temporal de la fuerza externa y que la dinámica oscilatoria tiene características propias que la diferencian del movimiento unidireccional.

En el Capítulo 1 se presenta una breve descripción de la física de vórtices y su importancia como objetos de estudio, tanto desde el punto de vista de las aplicaciones como de la investigación básica. Se discuten las principales características de los diagramas de fases de equilibrio y dinámico.

En el Capítulo 2 se detallan las técnicas experimentales de medición, y se describe como los resultados obtenidos con éstas se vinculan a la dinámica de vórtices.

En el Capítulo 3 se investiga la respuesta alterna del sistema de vórtices en cristales con maclas como función de la simetría temporal de la corriente que fuerza su movimiento. Se muestra que el sistema de vórtices puede ser atrapado en estados metaestables con movilidades distintas en respuesta a distintas historias termomagnéticas de la muestra. Se discuten estos resultados como función del grado de orden del sistema de vórtices y los diferentes procesos que pueden dar lugar a su modificación.

En el Capítulo 4 se propone un modelo fenomenológico para describir los resultados del Capítulo 3 que es constrastada con nuevos resultados experimentales. Se presentan resultados numéricos resolviendo las ecuaciones de Maxwell para una geometría adecuada para nuestra disposición experimental.

En el Capítulo 5 se analiza la naturaleza de la dinámica microscópica del movimiento de los vórtices sujetos a fuerzas continuas y oscilatorias mediante simulaciones de dinámica molecular sobreamortiguada de partículas interactuantes en presencia de centros de anclaje ubicados al azar. Se muestra la existencia de efectos de historia

pronunciados y se diferencia la dinámica oscilatoria de la dinámica continua. Los resultados muestran una correlación entre el grado de orden de la red de vórtices y su movilidad tal como se propone en los capítulos anteriores.

En el Capítulo 6 se presentan resultados experimentales a través mediciones de transporte y de susceptibilidad ac que complementan los resultados de los Capítulos 3 y 4. Se investiga le presencia de un cambio desde un régimen de movimiento plástico a uno elástico al disminuir la temperatura y su vinculación con efectos de historia.

En el Capítulo 7 se resumen las conclusiones generales.

Esta Tesis concluye con la presentación de dos proyectos menores que se incluyen como Apéndices. En primer lugar, se extiende el algoritmo numérico del Capítulo 4 con el objetivo de incluir corrientes de transporte y así poder simular los experimentos del Capítulo 6 (Apéndice A). En segundo lugar, se presenta presenta una técnica de medición ac de la magnetización remanente en superconductores y se discuten algunos resultados experimentales que muestran efectos de historia magnética (Apéndice B).

Agradecimientos

Esta Tesis condensa gran parte del trabajo que he realizado en los últimos dos años y medio en los cuales he tenido la suerte de compartir muchos ratos con gente extraordinaria que, de alguna manera u otra, se ven reflejados en su contenido. Este ha sido un período de trabajo muy intenso, con muchos cambios, en el que he recibido el apoyo de gran cantidad de gente dentro y fuera del ámbito académico. Para mi consternación, me resulta difícil recordar todas las ocasiones en las que, charlando con alguien, he aprendido algo o recibido consejos. Espero no olvidarme de nadie.

Primero quiero expresar mi agradecimiento a la gente del Laboratorio de Bajas Temperaturas. A Vicky Bekeris por todo el apoyo y confianza que me brindó a lo largo de estos años y por su interés y entusiasmo en los resultados que iban surgiendo. A Ale Moreno, con quien compartimos ideas y charlas y fuimos forjando una muy buena y franca amistad. A Charly "Charles Atlas" Acha, una persona que aprecio mucho. No trabajé directamente con él, pero le conté todo lo que hice. Se trata de un excelente interlocutor. A Migue Monteverde que con su personalidad ayuda a que el laboratorio sea un lugar agradable para trabajar. Su dedicación y la de Gastón Garbarino son un aporte muy importante para mantener el espíritu de trabajo del grupo y, además, es imposible que no dejen de hacer lo que estén haciendo si alguien necesita ayuda. A Guille Jorge con quien discutí muchos de los temas que contiene esta Tesis. A Claudio Chiliotte que, luego de tenerme como docente en Laboratorio 5, me eligió como su director de Laboratorio 6 y 7. Ale fue una suerte de co-director e, incluso director, cuando me ausenté para ir a Bariloche. A Diego Rodríguez Melgarejo, un ejemplo de cómo emprender las cosas. Un trabajo, un desafío. Tanto él como Dante Giménez siempre están dispuestos a dar una mano con la mejor disposición. Con su dedicación mantienen la maquinaria del laboratorio funcionando. Con Eduardo Pérez Wodtke me ayudaron a instalar el imán con el que hice la mayoría de las mediciones. A Gabi Pasquini le agradezco que me haya confiado el departamento. Ahí encontré el lugar para pensar y organizarme con la tranquilidad que necesitaba. También le agradezco su cuidadosa lectura de la Tesis.

A los integrantes del excelente grupo teórico de materia condensada que se ha formado en nuestra facultad, especialmente a Gustavo Lozano, Marcelo Rozenberg, Pablo Tamborenea y Majo Sánchez. Fue muy positivo tener la oportunidad de discutir con ellos y compartir más de una discusión.

Con Eduardo Rodríguez compartimos una forma de trabajar. Es una lástima que las cosas no se dieron para que sigamos trabajando juntos. Le agradezco la lectura crítica del primer artículo publicado que contiene esta Tesis.

Jorge Kurchan y Leticia Cugliandolo han sido un verdadero hallazgo. En cierta forma, a partir de discusiones con ellos surgió el tema de esta Tesis. Con Leticia tuve la suerte de encontrarme en varias ocasiones y siempre ha sido muy agradable. Su pasión por lo que hace y la forma contagiosa con que lo transmite son literalmente impagables. Agradezco el interés que mostraron ambos por lo que hacía o lo que podría hacer.

A la gente del Centro Atómico Bariloche quienes siempre me recibieron abiertamente. La excelente escuela de materia condensada, los cursos de investigadores

invitados o el *Workshop* del 98 fueron un aporte indiscutible para mi formación en superconductividad. Una persona me ha influenciado mucho. Paco de la Cruz, le agradezco su estímulo, su interés, las discusiones de física y, por supuesto, sus objeciones. Espero que le agrade encontrar que muchas de ellas han encontrado su lugar en el texto y espero, también, escuchar de él en relación a aquellas que no. El Colo, Alejandro Silhanek, ha sido una grata sorpresa de mis viajes a Bariloche: una amistad de la que me siento orgulloso. Le debo agradecer innumerables cosas, desde sus preguntas incisivas, que siempre me hicieron pensar profundamente en lo que estaba haciendo, hasta los ratos muy divertidos que pasé con él, incluyendo las charlas de café. A Boris Maiorov, por realizar las mediciones de transporte conmigo y enseñarme a hacer los famosos contactos en cristales. También le debo agradecer a Eduardo Osquiguil por eso, además de los múltiples comentarios sobre mi trabajo. Ambos han ayudado a que sea muy grata mi experiencia en Bariloche. A Leo Civale le agradezco que me haya recibido en su grupo y haya organizado todo lo concerniente a mi estadía.

A Gladys Nieva le agradezco la muestra sin maclas y a Pablo Levy, Hilda Lanza y al Colo, las irradiaciones.

A Daniel Domínguez, Fabiana Laguna, Verónica Marconi y Dolores Elola les agradezco su voluntad por contestar mis variadas preguntas sobre dinámica molecular. Y a Guido Berlín por los ratos en su oficina con Vale Ferrari y por la posibilidad de correr algunos programas en su PC cuando el resto de las computadoras del departamento de Física parecían no ser suficiente.

A Hugo Safar y Daniel López quiero agradecerles su interés por mi trabajo y su desinteresada disposición a dar una mano a pesar de estar a miles de kilómetros ya sea, leyendo críticamente un artículo, o mandándome información o algún elemento que necesitara para hacer los experimentos.

No me quiero olvidar de agradecerle a la gente de la Secretaría de Investigación y Planeamiento y de la Subcomisión de Doctorado, a las secretarias del departamento de Física y al departamento de Graduados quienes más de una vez me ahorraron un dolor de cabeza. A la Universidad de Buenos Aires, por las becas de Iniciación y Perfeccionamiento que me permitieron realizar este trabajo y a la Fundación Sauberán y el FOMEC por su apoyo para realizar viajes.

Por último, quiero agradecerle a Caro, por su amor, su dulzura, su apoyo, su compañía a lo largo de estos años y por el futuro en común. Probablemente fue quien más me ayudo a finalizar esta Tesis. Su apoyo en los malos y buenos momentos ha sido muy importante. Supo entenderme cuando necesitaba estar solo, supo esperarme y cuidarme. Me dio fuerzas para intentar cumplir metas, que alguna vez me propuse y que casi olvido. A ella, a mi hermana y a mi viejo les agradezco su paciencia, cuidados, y el ánimo que me dieron en estos años a pesar del costo en tiempo compartido. A mi madre, a quien dedico esta Tesis, le agradezco su amor incondicional, su voluntad inquebrantable, todo lo que luchó por estar con nosotros y su recuerdo.

Publicaciones realizadas durante esta Tesis

Porciones importantes del Capítulo 3 han aparecido en las siguientes publicaciones:

> "Oscillatory dynamics and organization of the vortex solid in $YBa_2Cu_3O_7$ single crystals", S.O. Valenzuela and V. Bekeris, Phys. Rev. Lett. **86**, 504 (2001);
>
> "History dependence in the ac susceptibility of $YBa_2Cu_3O_7$ single crystals", S.O. Valenzuela and V. Bekeris, Physica C **341-348**, 1103 (2000);
>
> "Plasticity and memory effects in the solid vortex phase of twinned $YBa_2Cu_3O_7$ single crystals", S.O. Valenzuela and V. Bekeris, Phys. Rev. Lett. **84**, 4200 (2000).

Los resultados experimentales y numéricos del Capítulo 4 son presentados en el artículo:

> "History effects and pinning regimes in solid vortex matter", S.O. Valenzuela and V. Bekeris. A ser enviado a Phys. Rev. B (Agosto 2001).

El Capítulo 5 se incluye casi en forma completa en:

> "Order and mobility of vortex matter under oscillatory driving currents", S.O. Valenzuela. En preparación.

El Capítulo 6 ha sido publicado como:

> "Elastic to plastic crossover of the vortex solid below the peak effect in $YBa_2Cu_3O_7$ single crystals", S.O. Valenzuela, B. Maiorov, E. Osquiguil and V. Bekeris. Enviado a Phys. Rev. B (Julio 2001).

Los resultados del Apéndice A han sido presentados en:

> "Flux Motion and Transport Currents in Type II Superconducting Strips with Inhomogeneous Pinning and Edge Barriers", S.O. Valenzuela, H. Ferrari and V. Bekeris, Physica B **284-288**, 839 (2000).

mientras que los del Apéndice B forman parte de un artículo en preparación:

> "New approach to measure the remanent magnetization in superconductors with an ac technique", C.E. Chiliotte, A.J. Moreno and S.O. Valenzuela.

Durante la realización de la Tesis se publicaron los siguientes artículos, en temas relacionados, que no han sido incluidos en la misma:

"ac susceptibility harmonic response in YBCO single crystals with different oxygen content" A.J. Moreno, S.O. Valenzuela and V. Bekeris. Enviado a Physica C (Junio 2001).

"Investigation of harmonic generation and hysteretic behavior in the response of YBaCuO single crystals in an external alternating magnetic field", S.O. Valenzuela and V. Bekeris, Physica B **284-288**, 1019 (2000);

"Magnetization in high temperature superconducting strips during transverse magnetic field application", H. Ferrari, S.O. Valenzuela, V. Bekeris and L. Correra, Physica B **284-288**, 837 (2000);

"Measuring the interaction force between a high temperature superconductor and a permanent magnet", S.O. Valenzuela, G. Jorge and E. Rodríguez, Am. J. Phys. **67**, 1001 (1999);

"Ultra-short time local current density in superconducting strips: a new experimental approach" H. Ferrari, S.O. Valenzuela, V. Bekeris, V.A. Dediu and L. Correra, Supercond. Sci. Technol. **12**, 210 (1999).

"Photoinduced chain fragment ordering in GdBa2Cu3Ox thin films", S.O. Valenzuela, A. Fainstein, P. Etchegoin, B. Maiorov, E. Osquiguil and J. Guimpel, Superficies y vacío **9**, 135 (1999);

"Non-conventional short-time dc-magnetometer for superconducting films", S.O. Valenzuela, H. Ferrari, V. Bekeris, M.C. Marconi, J. Guimpel and F. de la Cruz, Rev. Sci. Instrum. **69**, 251 (1998);

"Short-time magnetization in superconducting thin films", H. Ferrari, S.O. Valenzuela, V. Bekeris, J. Guimpel and F. de la Cruz, Rev. Mex. Fís. **44 S3**, 193 (1998).

Se pueden encontrar versiones electrónicas de algunos de los artículos en:

`http://xxx.lanl.org`

Índice General

Título . .
Dedicatoria
Resumen . iii
Abstract . v
Prefacio . vii
Agradecimientos ix
Publicaciones realizadas durante esta Tesis . . xi
Índice General . xiii

1 Introducción **1**
1.1 Diagrama de fases de equilibrio 2
1.2 Diagrama de fases dinámico 7

2 Técnicas experimentales **9**
2.1 Introducción 9
2.2 Susceptibilidad alterna: nociones básicas e interpretación física . 10
2.3 Respuesta alterna y su relación con la dinámica de vórtices . 12
2.3.1 Respuesta no-lineal. Modelo de estado crítico 12
2.3.2 Respuesta lineal. Régimen de Campbell 15
2.4 Detalles experimentales . 16
2.4.1 Susceptibilidad ac . 16
2.4.2 Transporte . 20

3 Dinámica oscilatoria de la red de vórtices **21**
3.1 Introducción 21
3.2 Relación entre la densidad de defectos y la movilidad de la red de vórtices 24
3.3 Ordenamiento de la red de vórtices. Procesos propuestos 25
3.3.1 Cristalización dinámica para fuerzas de Lorentz altas 26
3.3.2 Equilibración . . . 27
3.3.3 Orden inducido en forma oscilatoria . 29
3.4 Resultados 30
3.4.1 Efectos de la historia termomagnética . 31

3.4.2 Efecto de la simetría temporal del campo magnético oscilatorio: Campos simétricos vs. campos asimétricos 40
3.5 Conclusiones . 47

4 Descripción fenomenológica de la respuesta alterna 49
4.1 Introducción . . . 49
4.2 Descripción estática 50
4.2.1 Lámina infinita en configuración longitudinal . . 50
4.2.2 Criterio geométrico para la obtención de la disipación ac 55
4.3 Descripción dinámica . 56
4.3.1 Método numérico 56
4.3.2 Resultados numéricos . . 58
4.4 Resultados experimentales 62
4.5 Conclusiones . 69

5 Descripción microscópica del movimiento de vórtices 71
5.1 Introducción . . 71
5.2 Técnica numérica 72
5.3 Resultados 75
5.3.1 Fuerza continua. Regímenes plástico y elástico . 76
5.3.2 Fuerza oscilatoria simétrica 78
5.3.3 Fuerza oscilatoria asimétrica 82
5.3.4 Orientación de la red y principio de mínima producción de entropía 84
5.4 Conclusiones 87

6 Naturaleza del movimiento de vórtices: regímenes plástico y elástico 89
6.1 Introducción 89
6.2 El efecto pico en la corriente crítica 91
6.3 Resultados 92
6.3.1 Mediciones de transporte . . 92
6.3.2 Mediciones de susceptibilidad ac . 96
6.4 Conclusiones . . 99

7 Conclusiones generales 100

A Distribución de flujo y corriente en cintas superconductoras 103

B Medición de la magnetización remanente mediante un método ac 105
B.1 Método de medición 105
B.2 Efectos de historia 110

Bibliografía 113

Capítulo 1

Introducción

El descubrimiento de los superconductores de alta temperatura crítica (SAT) [1] ha estimulado un notable crecimiento en nuestro entendimiento de la física de vórtices. Desde un punto de vista aplicado, su estudio es esencial para la comercialización de la tecnología de estos materiales. El comportamiento de los vórtices domina muchas de las propiedades físicas de los SAT para campos magnéticos menores al campo crítico superior $H_{c2} \sim 10^6$ Oe, en donde la superconductividad da paso a un comportamiento metálico normal y el campo magnético penetra en forma uniforme. Los vórtices determinan las características corriente-voltaje, la dependencia en temperatura y tiempo de la densidad de corriente y limitan la estabilidad de dispositivos desarrollados con superconductores de alta temperatura. Muchas de las aplicaciones involucran la conducción de altas corrientes con una mínima disipación, lo que requiere la inmovilización, o anclaje, de los vórtices cuando son sometidos a una fuerza de Lorentz inducida por la corriente circulante.

Desde un punto de vista básico, los vórtices constituyen un sistema modelo para explorar el comportamiento general de las transformaciones de fase. Experimentalmente, todos los parámetros relevantes pueden ser modificados fácilmente en rangos muy amplios: la densidad de vórtices y, por ende su interacción mutua, a través del campo magnético, las fluctuaciones térmicas a través de la temperatura y el anclaje mediante la inclusión de defectos, a través de la irradiación controlada con protones, electrones o iones de alta energía o trabajo en frío, o mediante la inclusión de fases no superconductoras. Por otro lado, se conocen en forma precisa la interacciones mutuas entre vórtices y la interacción de los vórtices con la corriente externa, lo cual permite desarrollar teorías analíticas y simulaciones numéricas prácticamente sin aproximaciones. Esta combinación de accesibilidad, y simplicidad de la interacción es difícil de encontrar en la materia común compuesta por átomos y moléculas. La complejidad y diversidad de las fases encontrada en el sistema de vórtices es comparable a la hallada en la materia común y ha dado lugar al término "materia de vórtices".

Los vórtices pueden ser sometidos a una fuerza externa a través de una corriente de transporte o de corrientes inducidas por la variación del campo magnético aplicado.

Esto permite establecer y estudiar los distintos estados de los vórtices en movimiento. Al igual que las fases de equilibrio, estas fases dinámicas presentan una complejidad remarcable, incluyendo varios tipos de movimiento plástico y elástico separados por transiciones de fase dinámicas. Los vórtices anclados por impurezas son un prototipo para el estudio del movimiento colectivo en un medio desordenado [2]. Entre otros sistemas análogos se incluyen las ondas de densidad de carga en conductores cuasi-unidimensionales [3], los cristales de Wigner en gases de electrones bidimensionales en heteroestructuras semiconductoras [4], arreglos de burbujas magnéticas [5], interfaces entre dos fluidos en un substrato desordenado o en un medio poroso [6, 7], superficies deslizantes [8]. En todos estos sistemas el ingrediente principal, tanto para el comportamiento estático como para el dinámico, es la competencia entre la interacción entre las partículas y el desorden aleatorio.

Para dar una descripción teórica del comportamiento de vórtices también se agrupan varios conceptos y resultados de diferentes ramas de la física teórica, como por ejemplo, física de polímeros, teoría de vidrios de spin, teoría de fluctuaciones de transiciones de fase, sistemas cuánticos fuertemente correlacionados, líquidos de Bose, tuneleo cuántico macroscópico, conductividad en semiconductores, criticalidad autoorganizada, etc. Esto ilustra la riqueza de la física de los vórtices en los SAT.

A continuación haremos una breve descripción de la física de vórtices incluyendo los diagramas de fases de equilibrio y dinámico. Muchos de los conceptos que esbozaremos aquí serán profundizados en los capítulos que siguen. Detalles sobre la superconductividad se pueden encontrar en los libros clásicos de P.G. de Gennes [9] y de M. Tinkham [10]. El libro de C.P. Poole jr., H.A. Farach y R.J. Creswick [11] tiene un muy buen compendio de las características de los cupratos superconductores. Se han publicados también excelentes artículos que reseñan el comportamiento de los vórtices tanto desde un enfoque teórico [12, 13] como experimental [14].

1.1 Diagrama de fases de equilibrio

Cuando un superconductor es enfriado por debajo de su temperatura de transición, los electrones se aparean. Aunque la teoría microscópica de Bardeen, Cooper y Schreiffer (BCS) [15] explica porque ocurre este apareamiento,[1] la teoría previa de Ginzburg y Landau [16] es más sencilla y provee un escenario de partida para la descripción fenomenológica de la superconductividad permitiendo entender la mayoría de sus características. Esta teoría se enfoca exclusivamente en la función de onda cuántica coherente de los portadores, ψ, sus variaciones espaciales y temporales, y su interacción con los campos eléctricos y magnéticos. En su versión más simple, $\psi = |\psi|e^{i\phi}$ es el parámetro de orden que describe a un superconductor de onda s.

En general, tanto la fase como la amplitud de la función de onda pueden variar pero es la correlación espacial de la fase, ϕ, la que determina las características más

[1] Al menos en los superconductores tradicionales.

sobresalientes de la superconductividad [17].

Todo superconductor inmerso en un campo magnético suficientemente pequeño crea corrientes no disipativas confinadas en su superficie que inducen un campo magnético que se opone y cancela al campo externo dentro del material (diamagnetismo perfecto). Este comportamiento, conocido como efecto Meissner en honor a uno de sus descubridores [18], es utilizado usualmente para probar la existencia de la superconductividad en nuevos materiales.

Aunque los superconductores expulsan campos magnéticos pequeños, un campo suficientemente intenso penetrará en el material. En los superconductores tipo-I, el campo magnético sólo puede penetrar a expensas de destruir la superconductividad. Por encima de un campo crítico $H_c(T)$, el material se encuentra en el estado normal. Por otro lado, en los superconductores tipo-II, el efecto Meissner es observado sólo para campos menores a un campo crítico inferior H_{c1} y la superconductividad es destruida para campos por encima de un campo crítico superior H_{c2}. Para campos magnéticos entre estos dos campos críticos, el material no es perfectamente diamagnético. El campo penetra en forma no uniforme en el volumen del superconductor en asociación con vórtices de corrientes formando el "estado mixto" o fase de Shubnikov. Cada uno de estas entidades es denominada línea de flujo o simplemente vórtice y lleva exactamente un cuanto de flujo $\phi_0 = h/2e$ (MKS) que es fijado por la carga total de los portadores, $2e$, h es la constante de Planck. El diámetro de cada línea de flujo está determinado por una distancia característica, λ, llamada longitud de penetración magnética. Más generalmente, λ es la distancia en la cual el campo magnético puede variar en un superconductor. Cerca del medio de cada línea de flujo la amplitud del parámetro de orden $|\psi|$ es cero. La región donde $|\psi|$ es suprimida fuertemente recibe el nombre de núcleo del vórtice y tiene un radio del orden de la longitud de coherencia ξ, que es la segunda longitud fundamental que caracteriza a un superconductor.

El cociente $\kappa = \lambda/\xi$ es un parámetro adimensional muy importante. En la teoría de Ginzburg y Landau, el valor $\kappa = 1/\sqrt{2}$ marca el límite entre los materiales tipo-I ($\kappa < 1/\sqrt{2}$) y tipo-II ($\kappa > 1/\sqrt{2}$). La mayoría de los superconductores que son elementos puros son del tipo-I, mientras que la mayoría de los que son aleaciones y todos los SAT pertenecen a la familia tipo-II. Los SAT, que tienen κ muy grande, son tipo-II extremos. En ellos $\xi \sim 10 - 20$ Å y $\lambda \sim 1000$ Å. En los superconductores convencionales, ξ es usualmente mucho mayor. En la Fig. 1.1 se muestra un esquema de los diagramas de fases de campo medio para los superconductores tipo-I y II.

Cuando se rodea completamente un vórtice por afuera de su núcleo, la fase ϕ cambia en 2π. Este cambio de fase refleja a las corrientes eléctricas que lo rodean, que apantallan el campo magnético y lo confinan a una distancia del orden de λ del núcleo del vórtice. Al contrario de los vórtices en fluidos clásicos, la vorticidad en vórtices superconductores está cuantificada. Debido a esta cuantificación, los vórtices en un superconductor son topológicamente estables.

Abrikosov [19] fue quien sugirió la existencia de los vórtices y predijo que cuando

éstos penetran en el material deberían formar una red ordenada. Esta predicción fue confirmada una década después [20] en experimentos de decoración magnética que mostraron un ordenamiento triangular de vórtices.[2]

Si el campo magnético es incrementado, los vórtices se aproximan y sus núcleos empiezan a superponerse. En el campo crítico superior, la red de vórtices (RV) y los pares de electrones desaparecen y el material se vuelve normal. Despreciando las fluctuaciones térmicas $H_{c2} = \phi_0/(2\pi\xi^2)$ de modo que, longitudes de coherencia pequeñas dan lugar a campos críticos superiores altos.[3]

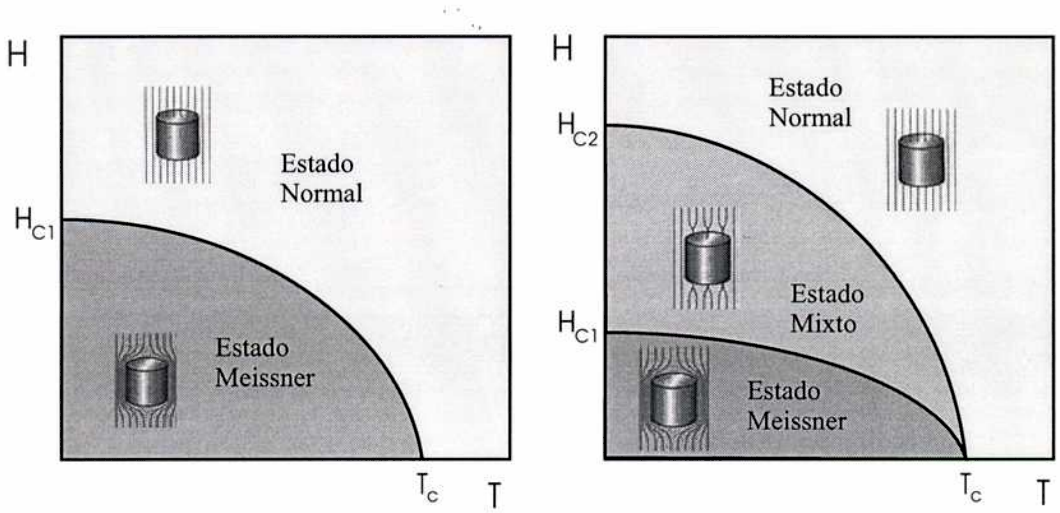

Figura 1.1: Diagrama de fases $H - T$ de campo medio para superconductores tipo-I, $\kappa < 1/\sqrt{2}$ (izquierda) y tipo-II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$ (derecha).

El diagrama de fases esquematizado en la Fig. 1.1 es obtenido mediante un tratamiento de campo medio de la teoría de Ginzburg y Landau en donde no se consideran las fluctuaciones térmicas ni las imperfecciones de la muestra. Si se incluyen las fluctuaciones térmicas, el diagrama de fases se puede ver fuertemente alterado como se muestra en la Fig. 1.2 para un superconductor tipo-II.

Las fluctuaciones térmicas en los superconductores convencionales generalmente tienen un rol menor siendo su influencia mucho más importante en los SAT. Esto se debe a que las temperaturas son mayores y las energías para crear y mover vórtices menores. La escala de energía relevante es la energía requerida para crear un segmento

[2]Abrikosov predijo una red cuadrada cuya energía es, en realidad, levemente superior a la triangular. Este error fue corregido posteriormente.

[3]La longitudes de coherencia de los SAT a bajas temperaturas darían lugar a $H_{c2} \sim 10^6$ Oe, superando a los máximos campos que se pueden obtener actualmente.

radores en cristales de $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO) sin maclas con muy baja densidad de defectos [25]. Las mediciones mostraban un salto abrupto de la resistividad acompañado por histéresis en la dependencia con la temperatura [25, 26, 27]. Sin embargo, aunque las mediciones de transporte son útiles para determinar la posición de $T_m(H)$ en el plano $H-T$, no dan información acerca del carácter termodinámico de la transición. La observación posterior de un salto en la magnetización y en la inducción magnética local en $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (BSCCO) [28, 29], de un salto en la magnetización en YBCO [30] y la existencia de un calor latente en cristales de YBCO [31] han disipado las dudas que existían respecto de la existencia de la transición de primer orden de la RV hacia un líquido.

La introducción de desorden cambia completamente este panorama. Inhomogeneidades en el material dan lugar a variaciones locales del parámetro de orden superconductor, de forma tal que resulta favorable que el núcleo normal del vórtice se ubique en un defecto para ganar energía de condensación que de otro modo se perdería. Debido a su distribución espacial aleatoria, estos "centros de anclaje" compiten con la interacción mutua entre los vórtices tendiendo a destruir el orden de largo alcance de la fase sólida de vórtices. En muestras con una gran densidad de desorden puntual introducido mediante irradiación de electrones [32] o protones [33, 34, 35], con la presencia de maclas [26, 36] (para campos paralelos a éstas), el salto abrupto en la resistividad junto con la histéresis desaparecen, dando lugar a una transición ancha. Este comportamiento confirma la imagen teórica de una transición de primer orden a una RV relativamente perfecta en sistemas limpios y una transición más gradual a una fase vidriosa cuando domina el desorden. La aparición de relaciones de escala en algunos casos [37, 38] sugiere que el desorden lleva a una transición de segundo orden, aunque esto aún no es completamente claro.

El tratamiento de Fisher [39] (desarrollado en detalle en la Ref. [21]) incorpora el anclaje desde el comienzo, en oposición a la teoría que describe la fundición de la RV en donde el anclaje es una perturbación. En este modelo se postula la existencia de un"vidrio de vórtices". Se considera que la fase de alta temperatura es un líquido que se mueve sin dificultad sobre los centros de anclaje, mientras que la fase de baja temperatura es una fase amorfa inmóvil. Fisher argumentó la presencia de un transición de fase de segundo orden y desarrolló una teoría de leyes de escala para las características voltaje-corriente en la vecindad de la transición.

Posteriormente Nelson y Vinokur [40, 41] afirmaron que una fase de vidrio termodinámicamente estable es posible sólo en presencia de desorden fuerte en la forma de defectos correlacionados como ser defectos columnares [42, 43] o maclas. Defectos puntuales podrían inducir distorsiones en la RV pero no serían suficientemente fuertes como para establecer una fase de vidrio estable en el sentido termodinámico. La fase de vidrio propuesta por Nelson y Vinokur ha sido denominada "vidrio de Bose" debido a la analogía con el comportamiento de un gas de bosones bidimensional (^{4}He) en substratos correlacionados [44]. La fase de vidrio de Bose está caracterizada por la localización de los vórtices a lo largo de los defectos correlacionados presentando

propiedades altamente anisotrópicas e índices críticos distintos a los del vidrio de Fisher en la transición al líquido. Resultados relacionados sugieren que la transición de primer orden se recupera en la presencia de maclas si el campo magnético es rotado fuera de éstas [26, 45].

1.2 Diagrama de fases dinámico

La riqueza de la respuesta dinámica de los vórtices es comparable al diagrama de fases de equilibrio y es la responsable de la aparición de la dinámica de vórtices como un tema de investigación independiente [46]. Tanto desde un enfoque experimental como teórico, se están desarrollando herramientas sensibles al movimiento de los vórtices y a su relación con sus configuraciones de equilibrio. Es fácil generar un movimiento continuo de vórtices en una muestra finita porque los vórtices son creados y destruidos naturalmente en sus bordes. Los vórtices presentan una variedad impresionante de comportamientos dinámicos que incluyen avalanchas, umbrales para el movimiento, respuestas no lineales e histeréticas y movimiento elástico y plástico.

Un paso importante es la caracterización de los estados de movimiento continuo en un diagrama de fases, como se muestra en la Fig. 1.3 [47, 48].

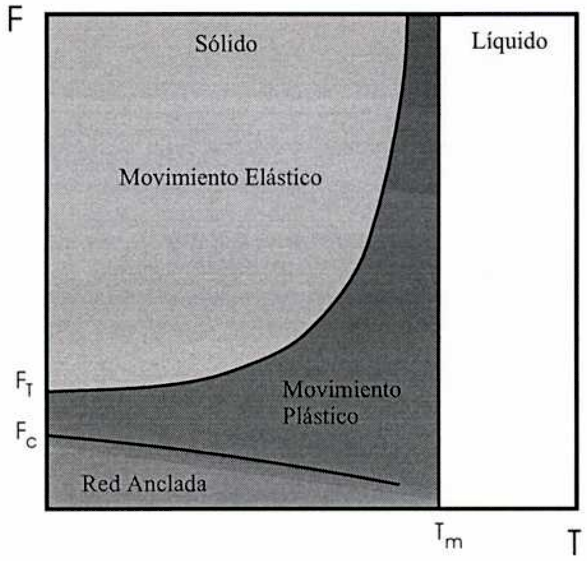

Figura 1.3: Diagrama de fases dinámico para campo magnético (densidad de vórtices) constante para el movimiento continuo de vórtices. La línea vertical marca la temperatura de fundición de la RV.

En presencia de anclaje y a bajas temperaturas hay una fase inmóvil (red anclada) y una fase en movimiento por encima de una fuerza crítica, F_c. La naturaleza del

movimiento por encima de la fuerza crítica muestra una gran variación. En sistemas con anclaje aleatorio, el movimiento es siempre plástico para fuerzas ligeramente superiores a F_c, es decir los vórtices se mueven a velocidades diferentes en distintas partes del sistema [49, 50, 51, 52, 53]. Esto crea grietas a lo largo de ciertos planos en los que la velocidad cambia en forma discontinua. Simulaciones numéricas muestran que el movimiento plástico puede tomar la forma de vórtices que se mueven en canales deslizando entre vórtices fuertemente anclados [49, 50, 51, 52, 53].

Para fuerzas mayores, ocurre una transición a un movimiento elástico en donde todos los vórtices se mueven a la misma velocidad media [48]. Intuitivamente, esta transición parece razonable ya que, a fuerzas suficientemente altas, las fuerzas de anclaje que distorsionan la RV y generan el movimiento no uniforme se vuelven despreciables. Simulaciones numéricas sugieren que esta transición es abrupta en 2 dimensiones [48]. Experimentos con difracción de neutrones confirman que la longitud de correlación para el orden traslacional de la RV (3D) se incrementa en forma significativa a velocidades altas [54, 55]. En los capítulos que siguen discutiremos este diagrama de fases con más detalle.

Capítulo 2

Técnicas experimentales

En este capítulo describiremos las principales técnicas de medición utilizadas a lo largo de esta Tesis. En primer lugar, analizaremos el significado físico de la susceptibilidad alterna y su interpretación según diferentes modelos y regímenes de movimiento de los vórtices. Luego, haremos algunos comentarios sobre la técnica de transporte.

2.1 Introducción

El descubrimiento de los superconductores de alta temperatura crítica ha renovado el interés en la técnica de susceptibilidad ac y al mismo tiempo popularizado su uso como un método versátil tanto para la caracterización de muestras como para realizar investigación básica. Actualmente, se encuentra entre las técnicas de medición más difundidas junto con las mediciones de magnetización y de transporte con corriente alterna o continua. El interés en el estudio de la dinámica de vórtices también ha motivado la utilización y el desarrollo de otras técnicas de medición entre las que se incluyen, la decoración magnética de vórtices [20], métodos magnetoópticos [56, 57], microsondas Hall ya sea dispuestas en una matriz espacial para hallar el perfil de campo [58, 59] o formando parte de un microscopio de barrido [60], microscopía de Lorenz [50, 61], STM [62], etc..

La utilización de la técnica de susceptibilidad ac es especialmente adecuada para el estudio de sistemas en donde los aspectos dinámicos pueden ser de particular importancia ya que, por ejemplo, permite analizar la dependencia en frecuencia del fenómeno de interés. El análisis de la dependencia en frecuencia provee información con la cual se pueden discriminar fenómenos difusivos, de relajación por activación térmica, de anclaje elástico de los vórtices, etc. La susceptibilidad alterna, a su vez, da indicios de transiciones de fase de modo que se la utiliza para ubicar y caracterizar el diagrama de fases campo magnético-temperatura (B, T).

Debido a la dinámica compleja de los vórtices, la interpretación de los resultados de susceptibilidad alterna han sido controvertidos en muchos aspectos. La suscep-

tibilidad ac provee información muy valiosa sobre las propiedades superconductoras pero, en oposición a la opinión generalizada, la obtención de resultados cuantitativos correctos requiere un análisis profundo y un gran esfuerzo para su interpretación. Con el fin de realizar una introducción a la técnica, discutiremos primero su significado físico y luego comentaremos como se relaciona con la dinámica de los vórtices a partir de modelos sencillos. Es importante destacar que la definición de la susceptibilidad que usaremos corresponde a la susceptibilidad externa y no a la interna según las definiciones dadas en la Ref. [63].

La técnica de transporte es usualmente considerada como una técnica más directa y de fácil interpretación que la susceptibilidad ac. Sin embargo, cuando la corriente es variable en el tiempo y circula en forma inhomogénea en la muestra, adolece de limitaciones similares.

2.2 Susceptibilidad alterna: nociones básicas e interpretación física

Si el campo magnético aplicado $H_a(t) = H_{ac}(t) = H_0 \cos \omega t$, donde $\omega = 2\pi/T$, la magnetización $M_z(t)$ es periódica con período T y es conveniente desarrollarla en una serie de Fourier

$$M_z(t) = H_0 \sum_{n=1}^{\infty} (\chi'_n \cos(n\omega t) + \chi''_n \operatorname{sen}(n\omega t)) \tag{2.1}$$

donde los coeficientes de Fourier χ'_n y χ''_n definen la susceptibilidad alterna. Estos se obtienen a partir de

$$\chi'_n = \frac{\omega}{\pi H_0} \int_0^T M_z(t) \cos(n\omega t)\, dt \tag{2.2}$$

$$\chi''_n = \frac{\omega}{\pi H_0} \int_0^T M_z(t) \operatorname{sen}(n\omega t)\, dt \tag{2.3}$$

Muy a menudo se mide la respuesta de la muestra sólo a la frecuencia de la fundamental ($n = 1$) utilizando un amplificador "*lock-in*", de modo que sólo se obtienen los valores de $\chi' = \chi'_1$ y $\chi'' = \chi''_1$. En este caso χ' y χ'' se pueden pensar como las partes real e imaginaria de una susceptibilidad compleja $\tilde{\chi}_{ac} = \chi' + j\chi''$. Es decir, si $\tilde{H}_{ac} = H_0 \exp(-j\omega t)$ entonces, la parte con $n = 1$ de la magnetización es $M_{1z} = \mathrm{Re}\tilde{M}_{1z}$, donde $\tilde{M}_{1z} = \tilde{\chi}_{ac}\tilde{H}_{ac}$ (Ecuación 2.1).

Cuando se conoce la dependencia en el tiempo del momento magnético de la muestra $\mathbf{m}(t) = m_z(t)\hat{\mathbf{z}}$ o de la magnetización $M_z(t)$, también se conoce la dependencia

temporal del flujo magnético a través del circuito que produce el campo aplicado $\mathbf{H}_a(t) = H_a(t)\hat{\mathbf{z}}$. Cuando H_a oscila entre $-H_0$ y H_0 con período T, se puede obtener la pérdida ac por ciclo de la muestra integrando la potencia entregada al imán que produce el campo. La disipación de energía por ciclo resultante por unidad de volumen de la muestra es

$$W_D = \mu_0 \int_o^T H_a(t) \frac{dM_z(t)}{dt}\, dt \tag{2.4}$$

Notar que χ'' y las pérdidas histeréticas ac están íntimamente relacionadas. Para ver esto se puede sustituir 2.1 en 2.4. Cuando se lleva a cabo la integración en 2.4, sólo sobrevive el término con $n = 1$ que involucra a $\chi'' = \chi''_1$ y el resultado se puede escribir como

$$W_D = \mu_0 \oint H_a\, dM_z = \mu_0 A \tag{2.5}$$

donde

$$\chi'' = \chi''_1 = \frac{A}{\pi H_0^2} \tag{2.6}$$

de modo que $\chi'' = \chi''_1$ tiene una interpretación geométrica sencilla y está dada por el cociente entre el área del ciclo de histéresis $A = \oint H_a\, dM_z = \oint M_z\, dH_a$ y el área de un círculo cuyo radio es la amplitud del campo magnético ac, πH_0^2.

En forma análoga, puede verse que la energía magnética promedio dentro de la muestra por ciclo es

$$W_M = \frac{1}{T}\int_0^T H_a(t)B(t)\, dt = \frac{1}{2}\mu_0 H_0^2(\chi' + 1) \tag{2.7}$$

En los superconductores de alta temperatura crítica la resistencia del estado normal es suficientemente grande para despreciar el efecto de las corrientes inducidas. El campo penetra completamente en la muestra, $W_M = \mu_0 H_0^2/2$ y en consecuencia $\chi' = 0$. Para el caso en que el superconductor apantalla completamente el campo aplicado $W_M \simeq 0$ y $\chi' \simeq -1$.

En pocas palabras, la parte real de $\tilde{\chi}_{ac}$ (χ') mide la respuesta inductiva que se relaciona con la capacidad de apantallamiento del superconductor, mientras que la parte imaginaria (χ'') mide la respuesta resistiva, es decir, la cantidad de energía disipada que es convertida en calor. La respuesta del superconductor puede ser estudiada, por ejemplo, como función de la temperatura, del campo magnético ac o dc o la frecuencia. Usualmente, en una transición superconductora, se encuentra un salto en χ' acompañado de un pico en χ''.

2.3 Respuesta alterna y su relación con la dinámica de vórtices

La aplicación de un campo dependiente en el tiempo $H_a(t) = H_{ac}(t) = H_0 \cos \omega t$ en la superficie de la muestra resulta en un gradiente de campo eléctrico en su interior. Esto da lugar a una corriente de apantallamiento, que a su vez ejerce una fuerza de Lorentz sobre los vórtices. El desplazamiento resultante de los vórtices $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ modifica la distribución de la inducción magnética, $\mathbf{B}$, y de la densidad de corriente, $\mathbf{j}$, en la muestra.

Si la corriente inducida, $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$, es proporcional a $H_{ac}(t)$, la respuesta es lineal: es independiente de H_0 y los armónicos superiores de la susceptibilidad son cero ($\chi'_n, \chi''_n = 0$, $n \neq 1$). Cualquier otra dependencia de $\mathbf{j}$ en H_0 da lugar a una susceptibilidad dependiente de la amplitud del campo ac y, necesariamente, a armónicos superiores no nulos. En los superconductores tipo II, la presencia de centros de anclaje debido a la existencia de defectos en la estructura cristalina del material da lugar a respuestas ac no-lineales por encima de una cierta amplitud umbral de campo [64, 65].[1] El paso de un régimen lineal a uno no-lineal ha sido observado en cristales y películas delgadas de varios superconductores de alta temperatura crítica (para una discusión más extensa ver Ref. [66]). La respuesta lineal puede surgir de un estado resistivo óhmico o de una respuesta tipo London mientras que una respuesta no-lineal de un modelo de estado crítico [67] (en la Ref. [11] se realiza una discusión extensa de los distintos modelos de estado crítico). En las próximas secciones analizaremos estos casos límite. Vale la pena notar que la respuesta de un superconductor en el estado mixto, cuando se le aplica una corriente de transporte alterna, guarda muchas similitudes con el caso que estamos tratando de un campo externo ac. Para una discusión más profunda en este sentido recomendamos dirigirse a la bibliografía citada.

2.3.1 Respuesta no-lineal. Modelo de estado crítico

Cuando una corriente circula en un superconductor tipo II ideal en el estado mixto, los vórtices comienzan a moverse bajo la acción de una fuerza de Lorentz, F^L. En presencia de centros de anclaje, F^L es contrarrestada por una fuerza de anclaje, F_a. La fuerza de Lorentz por unidad de volumen está dada por $\mathbf{F}^L = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$. La densidad de corriente máxima que puede circular sin disipación (sin movimiento de vórtices) es $j_c = F_a/B$. Este valor de la densidad de corriente es denominado densidad de corriente crítica. Es la densidad de corriente de desanclaje y, por lo tanto, es una medida de la intensidad del anclaje de los vórtices generado por el desorden en el material superconductor.

Cuando un campo externo es aplicado superando el campo crítico H_{c1}, los vórtices

[1] Notar que la inversa, es decir, la ausencia de una dependencia con la amplitud de campo, no implica necesariamente la ausencia de centros de anclaje.

comienzan a penetrar desde los bordes de la muestra. Son llevados hacia el interior por las fuerzas de Lorentz asociadas a las corrientes de apantallamiento, pero a su vez son frenados por el anclaje en volumen que impide que se forme una distribución de vórtices termodinámicamente estable. La distribución fuera del equilibrio de los vórtices resultante equivale a un gradiente de campo el cual, por la ley de Ampère ($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$) se relaciona con una densidad de corriente en volumen, j. Los vórtices se moverán cuando j supere a j_c, lo cual hará que relaje la presión magnética y baje j. Este proceso continua hasta que $j = j_c$, generando el denominado estado crítico. Lo mismo sucederá si ahora se disminuye el campo, la corriente forzará a los vórtices a moverse hacia afuera de la muestra pero serán frenados por el anclaje. En este caso, la corriente cerca de la superficie circulará en sentido opuesto con una densidad igual a j_c. Una consecuencia de esto es que la magnetización de la muestra depende de su historia magnética y presenta un comportamiento histerético cuando la muestra es ciclada en un campo magnético.

El concepto de estado crítico fue introducido por Bean [67] para relacionar la magnetización con los perfiles de campo y corriente en el interior de la muestra. Bean asumió que la densidad de corriente en el punto **r** dentro de la muestra puede tomar solamente tres valores diferentes, $-j_c$, j_c y cero, dependiendo de la historia electromagnética en ese lugar. En estas condiciones, la resistividad de la muestra y H_{c1} se suponen estrictamente cero y no hay efectos de relajación en la magnetización. Esto último implica descartar los efectos de activación térmica [68] y tuneleo cuántico [69] de los vórtices.[2]

En la Fig. 2.1 se presenta en forma esquemática un lazo de magnetización según el modelo de Bean y los perfiles de campo en el interior de la muestra para distintos valores del campo aplicado. La áreas sombreadas representan las zonas de penetración de flujo. Evidentemente la penetración aumenta si disminuye j_c o aumenta la amplitud del campo.[3] Esto se traduce en un disminución del apantallamiento de la muestra y por lo tanto en una disminución de $|\chi'|$. La componente disipativa presenta un pico cuando la penetración del campo es del orden del tamaño de la muestra.

En la Ref. [63] se puede encontrar una descripción exhaustiva de ecuaciones para el estado crítico en cilindros y cintas, ambos infinitos, con campo paralelo a la superficie. También se incluyen resultados para la susceptibilidad compleja. En la Ref. [11] se discuten varias alternativas al modelo de estado crítico de Bean en los que j_c es dependiente del campo aplicado.

Cuando se extienden estos resultados a muestras delgadas con campo transversal a la superficie, el análisis es relativamente más complicado. La magnitud de la densidad

[2]En presencia de relajación magnética, la idea subyacente del estado crítico debe cambiar pero, notablemente, la estructura básica del perfil de campo en la muestra se mantiene. En vez de un densidad de corriente crítica "verdadera", se puede utilizar una densidad de corriente determinada por la escala temporal. Esto es consecuencia de la criticalidad autoorganizada en el movimiento de relajación de los vórtices [12, 70].

[3]El parámetro relevante en este modelo es en realidad el cociente H_0/j_c.

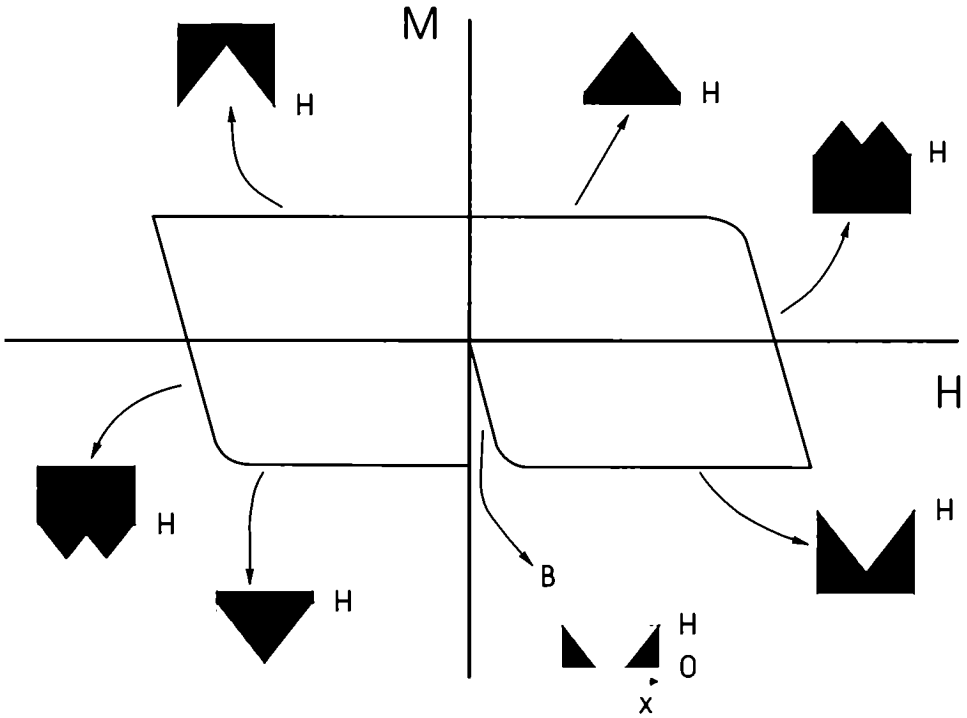

Figura 2.1: Ilustración de un lazo de histéresis para el modelo de estado crítico de Bean correspondiente a una lámina infinita con el campo paralelo a su superficie. Se muestran los perfiles de campo an varios lugares del ciclo. La zonas sombreadas representan las regiones de penetración de flujo para $H_{dc} = 0$. Esta figura se extrajo de la Ref. [70].

de corriente en la zona penetrada por el campo es j_c, mientras que en la región no penetrada es menor pero distinta de cero[4]. Lo cual contrasta con lo discutido arriba, en donde no se han tenido en cuenta los factores demagnetizantes que son de suma importancia para la geometría transversal. La teoría de estado crítico para cintas está desarrollada en la Refs. [71], [72] y [73] y para discos en [74], [75] y [76].

Todos los modelos de estado crítico predicen una susceptibilidad dependiente de la amplitud del campo ac e independiente de su frecuencia. Esto último deja de ser válido cuando se consideran efectos de relajación. Debido a la simetría $M(H) = -M(-H)$, en el modelo de Bean las componentes pares de la susceptibilidad son nulos y sólo las impares importan. Si $j_c = j_c(B)$ esto deja de valer, al menos para campos dc pequeños (o del orden del campo ac). En este último caso, el modelo de Bean será aplicable si la variación del campo en el interior de la muestra es pequeña en relación a su valor medio.

[4]Excepto en el eje, si la muestra se trata de un disco o, a lo largo de la línea media, si fuese una cinta.

Sin embargo, como fue resaltado por Campbell [64], si el campo ac es demasiado pequeño no será capaz de desanclar un número significativo de vórtices y generar un estado crítico y, en consecuencia, esta descripción deja de ser válida. De hecho, en este caso, la densidad de corriente local puede tomar cualquier valor entre $-j_c$ y j_c (en vez de sólo -j_c, j_c y cero) independientemente de la geometría. Esto se basa en la observación experimental que, a amplitudes de campo ac suficientemente pequeñas, el desplazamiento de los vórtices es reversible dentro de sus pozos de potencial. El paso entre este régimen elástico y el estado crítico se produce cuando el movimiento de los vórtices ubicados cerca del borde de la muestra se vuelve comparable al tamaño del pozo de potencial r_a.

2.3.2 Respuesta lineal. Régimen de Campbell

Si la red de vórtices (RV) se encontrara perfectamente anclada, el superconductor se comportaría como si estuviese en el estado Meissner y cualquier campo aplicado decaería, en el interior de la muestra, en distancias del orden de la longitud de London λ. La penetración del campo en la muestra y, por lo tanto, el apantallamiento, $|\chi'|$, dependerían solamente de este parámetro (aparte de factores geométricos). La componente disipativa de la susceptibilidad, χ'', sería nula puesto que la magnetización en este caso no es histerética.

En general, las corrientes de apantallamiento ejercerán fuerzas sobre los vórtices en la superficie deformando la red de vórtices. Esta deformación se propagará hacia el interior de la muestra favorecida por la elasticidad de la red pero se verá reducida por la presencia de centros de anclaje y la viscosidad que frena el movimiento de los vórtices. Si la perturbación ac es pequeña, sólo es necesario considerar la interacción elástica de los vórtices con los centros de anclaje. La fuerza elástica restitutiva por unidad de volumen, α_L, se conoce como constante de Labush y es el resultado de la interacción colectiva de la red de vórtices con dichos centros de anclaje.

Campbell [64, 65] mostró que para el caso de anclaje débil y una perturbación b_s paralela a la superficie (y a la dirección de los vórtices), la longitud ac de penetración es $\lambda_C = (c_{11}/\alpha_L)^{1/2}$ donde $c_{11} \approx B^2/\mu_0$ es el módulo de compresión de la RV. La perturbación aplicada, b_s, penetra profundamente en la muestra en forma exponencial siendo $\lambda_C \gg \lambda$. En forma similar, para B perpendicular a la superficie, la RV se inclina en distancias del orden de $(c_{44}/\alpha_L)^{1/2} \approx \lambda_C$, donde $c_{44} \approx B^2/\mu_0$ es el módulo elástico de inclinación [77, 78]. En el límite opuesto, es decir para una red rígidamente anclada ($\alpha_L \to \infty$), los vórtices no se pueden ajustar a una variación de campo y, como dijimos arriba, el superconductor se comporta como si estuviese en estado Meissner con una longitud de penetración igual a λ. Para una fuerza de anclaje arbitraria, la longitud de penetración relevante es $\lambda_{ac} = \sqrt{\lambda^2 + \lambda_C^2}$ [79, 80].

La susceptibilidad ac en este régimen, conocido como régimen de Campbell, es similar a la del estado Meissner, con χ' dependiente ahora de λ_{ac} y χ'' aproximadamente cero.

Este régimen, en el que domina el anclaje elástico de los vórtices y el comportamiento del superconductor es simplemente inductivo, es válido para una rango de frecuencias intermedias [79]. Si la frecuencia del campo ac, ω, es suficientemente elevada, la fuerza viscosa, que es proporcional a $\omega\eta$, puede superar a la fuerza elástica, que no depende de ω y es proporcional a α_L. Entonces, el movimiento de los vórtices será tipo difusivo y el campo ac penetrará una distancia dada por el efecto pelicular $\delta = (2\rho_{FF}/\mu_0\omega)^{1/2}$, donde $\eta = B^2/\rho_{FF}$ es la viscosidad en volumen y $\rho_{FF} = \rho_n B/B_{c2}$ es la resistividad proveniente del movimiento libre de los vórtices con ρ_n la resistividad del estado normal. También se observa un comportamiento difusivo para frecuencias suficientemente bajas o temperaturas suficientemente altas, en donde el movimiento por activación térmica cobra importancia. Esto da lugar a las teorías de movimiento de flujo activado térmicamente (TAFF). En la Ref. [79] se discuten los distintos regímenes dentro de una teoría de respuesta lineal. Estos resultados son extendidos para la geometría transversal en [81]. Por otro lado, un estudio detallado del paso entre el comportamiento lineal y el no-lineal se puede encontrar en [82].

En el régimen de Campbell la susceptibilidad es independiente de la amplitud del campo ac (como para todo régimen lineal) y de su frecuencia y $\chi'' \approx 0$. Para los regímenes difusivos, la respuesta es dependiente de la frecuencia y $\chi'' \neq 0$.

2.4 Detalles experimentales

2.4.1 Susceptibilidad ac

La esencia del método de susceptibilidad ac es colocar la muestra en un campo magnético alterno generado por una bobina y monitorear su respuesta mediante el cambio de impedancia de la misma bobina, o mediante la señal inducida en una bobina secundaria acoplada magnéticamente a la muestra.

Las mediciones de susceptibilidad a bajas frecuencias a menudo se hacen con un sistema de bobinas coaxiales que consiste en una bobina primaria, o de excitación, encargada de suministrar el campo alterno, y dos bobinas secundarias arrolladas en oposición en una de las cuales se coloca la muestra. El punto medio entre ellas coincide con el centro de la bobina primaria. Si las bobinas secundarias están perfectamente compensadas, la inclusión de la muestra provocará una señal de desbalance que dependerá de la susceptibilidad de la muestra a menos de una constante de proporcionalidad. Para poder comparar los resultados experimentales con cualquier modelo teórico es necesario que el campo alterno sea homogéneo y conocido en el volumen de la muestra. Esto implica que el bobinado debe ser lo suficientemente grande para que esto ocurra. Si a esto le agregamos el hecho que generalmente se le da mucha importancia al factor de llenado del secundario, lo cual incrementa la relación señal-ruido, se suele diseñar un bobinado primario capaz de albergar los dos secundarios para minimizar el espacio libre (dejado por la muestra) dentro de la bobina sensora.

Esto implica la fabricación de un bobinado primario con un gran número de espiras que produce un campo homogéneo en su interior en un volumen que generalmente es mucho mayor al ocupado por la muestra.[5] Un gran número de espiras en la bobina sensora también incrementa la relación señal-ruido pero, al igual que el bobinado primario en este diseño, causa acoplamiento capacitivo a altas frecuencias. En la Ref. [63] se describen distintos diseños de susceptómetros. Sin embargo, para las mediciones de susceptibilidad ac realizadas en esta Tesis diseñamos un sistema novedoso de bobinas que, al contrario de los sistemas usuales, consta de *un* secundario y *dos* bobinados encargados de la excitación que son arrollados en oposición. Su disposición se muestra en el esquema de la Fig. 2.2. La optimización del sistema de bobinas se realizó mediante un programa sencillo considerando la homogeneidad del campo sobre una muestra de tamaño típico, la inductancia mutua entre el secundario y las bobinas de excitación, las capacidades parásitas y el acoplamiento entre el secundario y la muestra.

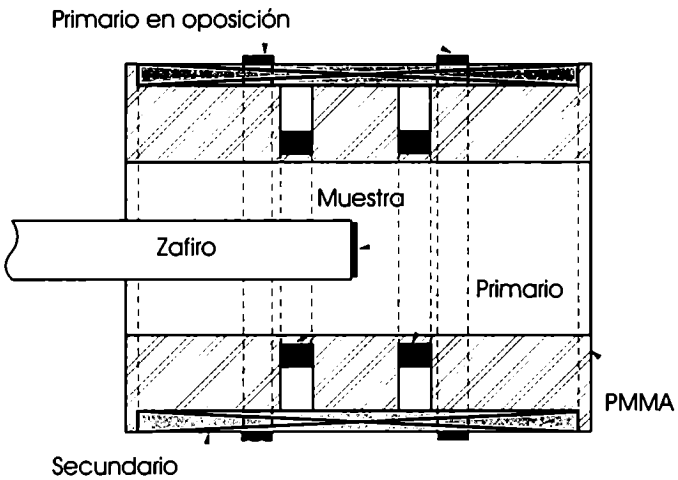

Figura 2.2: Representación esquemática del sistema de bobinas y la ubicación de la muestra. El primario consta de 50+50 espiras (diámetro 3.5 mm) y el secundario de 105 (diámetro 6 mm). Ambos fueron bobinados con alambre de cobre esmaltado de 40 μm en un cilindro de PMMA torneado como muestra la figura. El secundario en una sola capa.

Un aspecto importante a tener en cuenta es que la susceptibilidad se calcula a partir del momento dipolar de la muestra. Esto pone una limitación en el tamaño del secundario que generalmente no es considerada. El secundario debe detectar cambios en el momento dipolar y no en los momentos superiores si se pretende comparar los

[5]Esto es particularmente cierto en susceptómetros diseñados para medir cristales de superconductores de alta temperatura crítica, los cuales son muy pequeños y delgados.

resultados experimentales con los cálculos teóricos publicados. La alternativa a esto sería recalcular la señal que se mediría para cada modelo en función de la geometría y disposición de las bobinas en relación a la muestra para cada muestra utilizada, lo cual, claramente, no es en absoluto conveniente. Con un secundario que tenga al menos 6 veces el diámetro de la muestra (para la geometría transversal) el flujo concatenado por el secundario difiere en menos del 1% del que produciría un dipolo con el mismo momento dipolar que la muestra. Consideramos este diámetro como el mínimo posible. Para nuestras muestras, que son del orden de 1 mm, este diámetro es de unos 6 mm. En este sentido no conviene aumentar el factor de llenado. Por otro lado, en general, esto no representa una ventaja significativa. Contrariamente a la creencia generalizada, con una bobina de unos 1.5-2 mm se aumentaría la señal solamente en un factor 2 a costa de un error que puede rondar el 15%, dependiendo del diseño.

Para lograr un sistema de bobinas con frecuencias de resonancia altas que permita realizar mediciones en un amplio rango de frecuencias, es indispensable acotar el número de espiras de los bobinados para disminuir el acoplamiento capacitivo, y diseñar las bobinas con autoinductancias bajas.[6] En principio, se necesita un bobinado primario de tamaño reducido que provea un campo homogéneo suficientemente intenso para nuestros estudios. Con este fin, se puede utilizar un par de Helmholtz pequeño de pocas vueltas cuyo diámetro no sea menor a 3 veces el diámetro de la muestra para lograr una homogeneidad de campo superior al 5%. En este diseño el bobinado primario se encuentra *adentro* del secundario y tienen diámetros muy distintos de modo que la inductancia mutua (y el acoplamiento capacitivo entre ellos) son relativamente bajos. El hecho que la inductancia mutua sea baja se debe a que gran parte de las líneas de flujo se cierra en el espacio entre el primario y el secundario. Esto es una consecuencia deseable en el diseño puesto que reduce la señal "de fondo" que se mide sin muestra. Para reducir aún más esta señal de fondo, se agrega un segundo par de Helmholtz en serie con el primero pero arrollado en sentido opuesto sobre el secundario. Este bobinado tiene un acoplamiento mayor con el secundario y por lo tanto se necesitan unas pocas espiras para lograr una reducción considerable de la señal. De este modo, hemos logrado fácilmente que la señal de fondo del sistema final sea menor al salto total de la transición superconductora para una muestra típica. Este sistema es además cuasi-astático por construcción, lo cual reduce la influencia de agentes externos sobre la medición como, por ejemplo, de elementos metálicos cercanos.

La respuesta de nuestro sistema de bobinas, una vez montado y con el cableado final, es lineal para frecuencias que superan los 500 kHz, pudiéndose realizar mediciones con una buena sensibilidad para frecuencias superiores a 50 Hz y con amplitudes de

[6] El diseño original fue desarrollado para realizar mediciones de relajación en monocristales con una técnica basada en los resultados de la Ref. [83]. Este diseño resultó ser muy apropiado para el tipo de mediciones realizadas en esta Tesis, con distintas formas de onda en un amplio rango de frecuencias, algunas con contribuciones importantes en armónicos superiores.

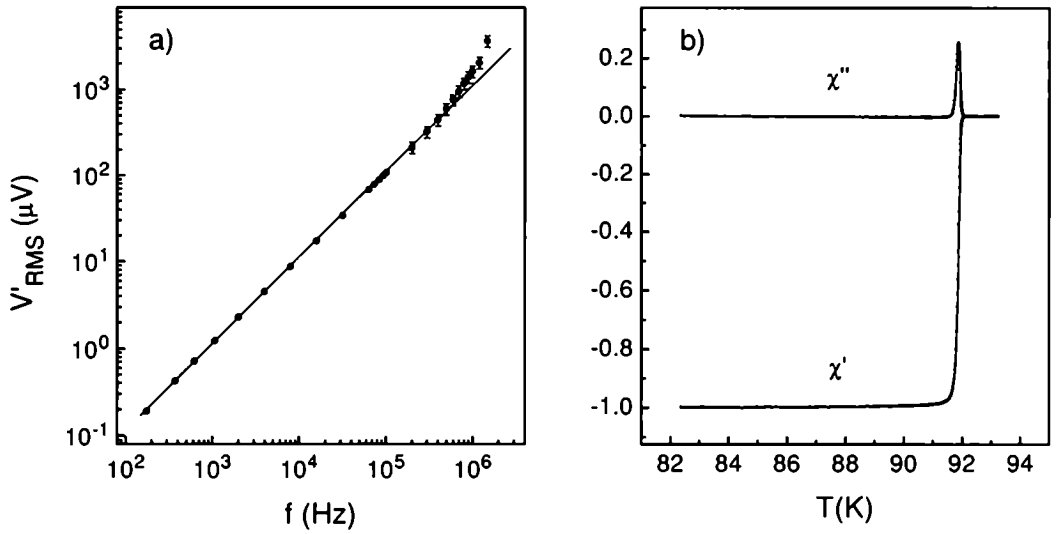

Figura 2.3: a) Respuesta en frecuencia del sistema de bobinas. b) Transición superconductora de un cristal de $YBa_2Cu_3O_7$ medida con la técnica de susceptibilidad ac. $H_{dc} = 0$ y $h_{ac} = 1$ Oe. La curvas están normalizadas al valor absoluto de la componente inductiva, $|\chi'|$, para $T \ll T_c$.

campo desde 10 mOe hasta 8 Oe (10 kHz). La linealidad en frecuencia se puede observar en las mediciones de la señal de fondo que se muestran en la Fig. 2.3a).

El sistema de bobinas está en contacto térmico con el dedo frío del crióstato de forma tal que su temperatura es constante e independiente de la temperatura de la muestra. La muestra se encuentra montada con grasa de vacío en el extremo de una barra de zafiro y se ubica en el centro de las bobinas. En el otro extremo del zafiro se encuentra el termómetro y, más cerca del dedo frío, el calefactor. Se utiliza zafiro porque es un muy buen conductor térmico y un mal conductor eléctrico. Es conveniente mantener los elementos metálicos alejados lo más posible de las bobinas para no perturbar la medición (de todas formas la característica de sistema astático minimiza este problema).

Las mediciones se realizan con un *lock-in* de *Stanford Research Systems* SR 830 mientras que la señal que alimenta al primario es provista con un generador de funciones de onda arbitrarias HP 33120A. Las mediciones se adquieren a 0 y 90° relativos a la referencia la cual es proporcional a la corriente que circula por el primario. En la Fig. 2.3b) se muestra la transición superconductora a campo dc cero para un cristal de $YBa_2Cu_3O_7$ medida con un campo ac de 1 Oe y 10 khz. Como se puede observar, no es necesario ningún ajuste de la fase posterior a la medición. La componente disipativa obtenida es la misma por encima de la temperatura crítica del superconductor

y bien por debajo de la transición.[7] Como la temperatura de la bobina es constante y los elementos metálicos que cambian su temperatura no afectan la medición, la señal de fondo no cambia. Todas las curvas que presentamos en esta Tesis se encuentran normalizadas a partir de la curva de campo cero.

Finalmente, debemos comentar que los equipos son controlados con una interface IEEE y que el campo dc es provisto por un electroimán externo al crióstato. El campo dc es medido por una sonda Hall calibrada para tal fin. Todos estos son elementos de uso estándar y por lo tanto no los describiremos.

2.4.2 Transporte

Las mediciones de transporte que presentamos en esta Tesis se realizaron en un crióstato comercial con un portamuestras giratorio que permite una resolución angular superior a 0.05^o.

La técnica de transporte es, en principio, un método directo para hallar la relación constitutiva del material. Utilizamos el método usual a cuatro terminales en cristales con la geometría adecuada. Se colocan cuatro contactos en el cristal, se inyecta corriente por los contactos de los extremos y se mide el voltage en los del medio. El análisis se dificulta cuando se utiliza corriente alterna o ésta circula en forma inhomogénea en el material, lo cual es probablemente lo más usual (ver el Capítulo 6).

El aspecto más delicado de la técnica son precisamente los contactos eléctricos sobre la muestra, que deben ser pequeños (los cristales lo son), de baja resistencia eléctrica de contacto y de alta resistencia mecánica para soportar cambios térmicos y tensiones. Estos contactos se obtuvieron colocando una máscara sobre el cristal y evaporando oro sobre el conjunto. Luego el cristal fue colocado durante 2 horas en atmósfera de oxígeno a 450 ^{o}C para que difunda el oro. Finalmente se pegaron 4 alambres de oro con epoxy de plata que fue curado durante media hora en un horno a 150 ^{o}C. El diámetro de los alambres de corriente es 50 μm y el de los de tensión 25 μm. Con este procedimiento se logran contactos firmes con resistencias menores a 1 Ω. Más detalles se pueden encontrar en [84].

[7] En general, la fase por encima y bien por debajo de la transición se usa como criterio para corregir la fase durante la medición o, posteriormente, en forma numérica. Esta corrección no es necesaria en nuestro caso.

Capítulo 3

Dinámica oscilatoria de la red de vórtices

En este capítulo analizamos la respuesta alterna de monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ con maclas mediante mediciones de susceptibilidad ac. Mostramos que el sistema de vórtices puede ser atrapado en estados metaestables con distinta movilidad que surgen en respuesta a distintas historias termomagnéticas de la muestra. El cambio de la movilidad sería consecuencia de un cambio en el grado de orden de la red de vórtices. La presión ejercida por un campo magnético oscilante sinusoidal produce un reordenamiento del sistema de vórtices que hace que baje la densidad de corriente crítica efectiva en la zona externa de la muestra en donde circula la corriente ac. El perfil espacial de la densidad de corriente crítica así definido, junto con la robustez de los estados metaestables, da lugar a marcados efectos de memoria.

Por otro lado, si el campo magnético oscilante es temporalmente asimétrico, como por ejemplo con forma de diente de sierra, los vórtices son llevados a un estado más anclado y probablemente más desordenado. Esto es característico de un movimiento plástico de la red de vórtices y sugiere fuertemente que el ordenamiento que se produce para campos sinusoidales (y en general, para todo campo simétrico estudiado) es esencialmente diferente de un proceso de equilibración o de un ordenamiento dinámico que se produciría por la circulación de corrientes altas.

3.1 Introducción

Como vimos en las secciones introductorias a la física de vórtices en superconductores (Capítulo 1), la red de vórtices (RV) es un sistema único para explorar fases dinámicas ya que todos los parámetros relevantes se pueden modificar fácilmente en los experimentos. Además, las interacciones entre vórtices y entre vórtices y la corriente externa son bien conocidas lo que permite hacer tanto teoría analítica como simulaciones numéricas básicamente sin aproximaciones.

Un tema que ha atraído mucho interés últimamente es la conexión entre las fases de equilibrio termodinámico y las fases dinámicas del sistema de vórtices [46], especialmente en relación a la presencia de defectos (por ejemplo, dislocaciones) y la evolución del orden espacial de la estructura del sistema cuando se encuentra en movimiento (ver, por ejemplo, [48, 55, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91]).

Una característica de la dinámica de un objeto elástico en un medio desordenado es la existencia de una transición o proceso de desanclaje. Resultados experimentales [54, 55, 89, 92, 93], analíticos [48] y numéricos [48, 53] han mostrado evidencia de un proceso en dos pasos en la transición de desanclaje de la RV a medida que la fuerza es incrementada: Primero, la RV se mueve en forma plástica en donde vórtices vecinos se mueven a diferentes velocidades, formando canales y por lo tanto desordenando la estructura. Segundo, por encima de una fuerza umbral, F_T, se produce una cristalización dinámica, en donde todos los vórtices se mueven a la misma velocidad media y el sistema se ordena.

Los cambios en la densidad de defectos en la RV que son producto de estas transiciones dinámicas pueden modificar su movilidad y llevar a la existencia de efectos de historia en las propiedades magnéticas y de transporte del superconductor. De hecho se han observado efectos de historia que han sido atribuidos a deformaciones plásticas de la RV [86, 88, 91, 94, 95, 96, 97]. Estos estudios se han realizado principalmente en superconductores de baja T_c.

Con el uso de rampas de corrientes rápidas y técnicas ac [90, 96, 97, 98, 99, 100, 101] la atención se ha enfocado a la evolución de la RV cuando se desancla y se empieza a mover. Aunque la idea de la cristalización dinámica [48] es generalmente aceptada en redes de vórtices en movimiento bajo fuerzas continuas, estos estudios han mostrado una serie de fenómenos que no pueden ser atribuidos directamente a este tipo de cristalización como, por ejemplo, dependencias con la historia de la respuesta dinámica y efectos de memoria. Para explicar estos fenómenos, se ha propuesto que la estructura de vórtices surge como un balance entre la inyección de vórtices desordenados a través de barreras de superficie[1] y un recocido que sería producto de la corriente que los mueve [101]. Sin embargo, como veremos, este no parece ser el caso en el superconductor de alta T_c $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO) para el cual las barreras de superficie no son relevantes [97, 107].

En la sección de resultados experimentales de este capítulo, mostraremos primero que la RV en YBCO puede ser atrapada en distintos estados con distinto grado de movilidad. Por ejemplo, si la muestra se enfría desde una temperatura por encima de T_c sin campo magnético ac (sinusoidal) aplicado, la RV es atrapada en un estado más anclado que cuando el campo magnético ac es encendido durante el proceso de enfriado. Luego presentaremos evidencia de que la presión ejercida por el campo ac produce un reorganización dinámica de la RV en la zona penetrada de la muestra que

[1]Sobre barreras de superficie se puede consultar, por ejemplo, las Refs. [102], [103], [104], [105] y [106].

persiste cuando el campo ac es apagado lo cual provoca que zonas bien diferenciadas de la muestra estén en regímenes de anclaje diferentes con distintas movilidades. Creemos que la oscilación inducida por el campo sinusoidal ordena la RV e incrementa su movilidad. La variación espacial resultante de la movilidad de la RV lleva a que la respuesta ac dependa fuertemente de la historia y da cuenta de los efectos de memoria observados [97, 107].

Si ahora el campo ac que sacude a los vórtices es temporalmente *asimétrico* (por ejemplo, con forma de diente de sierra) mostraremos que una RV con baja movilidad puede ser recuperada [108]. Este estado tendría una alta densidad de defectos topológicos debido al flujo plástico de vórtices. Cuando la RV es empujada hacia adentro y afuera de la muestra con un campo oscilante asimétrico, sería desgarrada en un proceso tipo "trinquete" como consecuencia de las fuerzas de Lorentz distintas que están involucradas en las rampas ascendentes y descendentes del campo [108, 109]. Resultados relacionados importantes muestran que estas distorsiones plásticas se pueden curar, al menos parcialmente, cuando la evolución del campo ac se revierte [108].

El hecho de que el grado de orden dependa de la simetría del campo ac indicaría que el reordenamiento con campos sinusoidales no se debe a una cristalización dinámica por la circulación de corrientes altas ni a un proceso de equilibración, sino que es un proceso *intrínseco* a la dinámica oscilatoria.

Este capítulo está dividido de la siguiente forma. En la Sección 3.2 discutiremos, a partir de resultados previos, sobre la relación entre la movilidad de la RV y la densidad de defectos que contiene. En la Sección 3.3 daremos un panorama general sobre los mecanismos propuestos que pueden dar cuenta de un ordenamiento de la RV bajo fuerzas de Lorentz y discutiremos bajo que condiciones pueden ser observados. En la Sección 3.4 presentaremos nuestros resultados experimentales y los analizaremos en base a los resultados de las secciones anteriores. En la Sección 3.5 presentaremos nuestras conclusiones.

El objetivo principal de este capítulo es dar una introducción más o menos detallada a la dinámica oscilatoria de la RV a partir de observaciones experimentales. Esta descripción será profundizada y completada en los capítulos subsiguientes.

En este capítulo discutimos usualmente en términos de la dependencia espacial de la densidad de corriente crítica o de la movilidad de la RV como función de su grado de orden o de la densidad de defectos que contiene. En el Capítulo 4 presentaremos una descripción fenomenológica que muestra que, efectivamente, la respuesta ac observada puede ser descripta a partir de un perfil espacial de densidad de corriente crítica como proponemos en este capítulo. Finalmente en el Capítulo 5 mostramos, mediante simulaciones de dinámica molecular, que se produce un cambio en la movilidad de la RV cuando se modifica la densidad de defectos y que un aumento o disminución en la densidad de defectos puede ser logrado mediante fuerzas oscilatorias con distinta simetría (en amplitud).

3.2 Relación entre la densidad de defectos y la movilidad de la red de vórtices

La existencia de deformaciones plásticas y la creación de defectos en la RV han sido frecuentemente relacionados con los efectos de historia y la aparición de estados metaestables y de transitorios (ver por ejemplo [94, 96, 110, 111, 112]). Sin embargo, los distintos enfoques que se utilizan para calcular la fuerza de anclaje de la RV, F_a, están basadas en la suposición de que F_a es una función unívocamente determinada por la temperatura T, el campo magnético B, y la posición en el sentido termodinámico y por lo tanto no debería ser dependiente del camino que se siguió para llegar a (B, T). Por otro lado, la mayoría de las teorías de anclaje están basadas en las propiedades elásticas de la RV [13]. Por ejemplo, la popular teoría de Larkin y Ovchinnikov (LO) describe la interacción colectiva entre una RV perfectamente elástica y el potencial de anclaje en donde la suma estadística de la fuerza de anclaje está limitada a un volumen de correlación V_c [113] (ver la Sección 6.2).

La primera teoría que considera la presencia de dislocaciones fue propuesta por Mullock y Evetts (ME) en 1985 quienes mostraron que la solución derivada por LO no siempre representa el estado de menor energía [110]. Al igual que en la teoría de LO, la fuerza de anclaje media depende del volumen en el cual la RV está bien correlacionada, sin embargo, la magnitud del volumen de correlación es determinada por la densidad de dislocaciones. En particular, ME demostraron que una RV con defectos modelados por un arreglo cuadrado de dislocaciones puede representar un estado de menor energía que la solución elástica derivada por LO [110]. ME también argumentaron que la densidad de defectos determina, además de la fuerza total de anclaje, la respuesta estática y dinámica de la RV, así como los efectos de historia (ver también Küpfer y Gey [94]). Presentaron cálculos en dos y en tres dimensiones y sugirieron que la situación en tres dimensiones es siempre fuera del equilibrio debido a la movilidad limitada de las dislocaciones helicoidales y a la posibilidad de que éstas se crucen y enreden.

El siguiente paso fue dado por Shi y Berlinsky (SB) para el caso 2D [49]. Generalizaron el resultado de ME de que la RV es inestable a la formación de dislocaciones y mostraron que las mismas introducen una disipación extra en el sistema de vórtices, que incrementa la fuerza efectiva total de anclaje. En el tratamiento original de anclaje colectivo de LO [114] y Schmid y Hauger (SH) [115] se obtiene la corriente crítica examinando la forma en que la RV, que se mueve debido a una fuerza uniforme, se frena a medida que la fuerza es reducida. Para una fuerza aplicada grande, la reducción en la velocidad debido a las distorsiones (elásticas), que son inducidas por la interacción con el potencial aleatorio del anclaje, puede ser calculada en teoría de perturbaciones, lo que fue hecho por LO y SH. En 2D, la reducción de la velocidad es constante e independiente de la fuerza (ver las simulaciones del Capítulo 5, Fig. 5.2a)).

SB consideraron el efecto de las dislocaciones y encontraron el resultado sorprendente de que una densidad fija de dislocaciones induce una disminución extra de la velocidad δv que es independiente de la fuerza que mueve la RV y que, por lo tanto, es independiente de su velocidad. δv es proporcional a Dn_d/c_{66}, siendo D una constante de difusión para las dislocaciones y n_d su densidad. Mediante simulaciones numéricas observaron que la densidad de dislocaciones es dependiente de la velocidad y que tiende a cero a velocidades altas. La generación de dislocaciones a velocidades bajas lleva a un comportamiento no lineal de la curva fuerza-velocidad que es observado tanto en experimentos [47] como en simulaciones [49, 116].

La existencia de defectos en la RV ha sido largamente observada mediante la técnica de decoración magnética de Bitter , aunque no siempre relacionados a efectos de historia magnética (la bibliografía es abundante ver, por ejemplo, [20, 89, 93, 117, 118]). De todas formas es indudable que su inclusión es necesaria para un tratamiento completo de la dinámica y de la estática de la RV.

En principio, el número de dislocaciones debería ser determinado desde primeros principios teniendo en cuenta la dinámica de nucleación y aniquilación de dislocaciones. Sin embargo, no existe teoría para calcular las tazas de aniquilación y creación y entonces este tipo de cálculos es realizado en forma numérica.

Una cantidad de defectos en exceso (o en defecto) para una velocidad dada puede dar lugar a efectos transitorios en las curvas $V(I)$ como fue mostrado en [112]. Estos resultados son interpretados, en el contexto de la Ref. [112], partiendo de estados "sobreenfriados" o "sobrecalentados".

En este capítulo, mostramos (experimentalmente) mecanismos capaces de modificar, en forma controlada y repetible, la movilidad de la RV para temperaturas y campos continuos constantes mediante campos magnéticos ac. La variación de la movilidad estaría relacionada con un cambio en la densidad de defectos en la RV [110], presumiblemente dislocaciones tal como propusieron Shi y Berlinsky [49]. Esta interpretación se encuentra apoyada por las simulaciones del Capítulo 5.

Los resultados que presentaremos tienen implicancias importantes en la interpretación de experimentos recientes de difracción de neutrones [119], en la determinación y caracterización de supuestos estados de "equilibrio" termodinámico y, por supuesto, en la dinámica oscilatoria de los vórtices.

3.3 Ordenamiento de la red de vórtices. Procesos propuestos

Los principales procesos de ordenamiento de la RV a los cuales se hace referencia en la literatura, y con los cuales se interpretan la mayoría de los resultados experimentales, son variantes de un proceso de cristalización dinámica para fuerzas de Lorentz altas y un proceso de equilibración desde un estado desordenado sobreenfriado a un estado ordenado de equilibrio. El primer proceso está relacionado con el desanclaje

en dos pasos de una RV que describimos en la sección anterior el cual, estrictamente, es aplicable sólo a la dinámica dc pero que, usualmente, es utilizado para explicar fenómenos de la dinámica oscilatoria.

En esta sección describiremos estos dos mecanismos y discutiremos bajo que condiciones pueden ser observados. Como hemos anticipado, nuestros estudios experimentales de la dinámica oscilatoria son incompatibles con estos mecanismos y por lo tanto presentaremos un tercer escenario que hemos propuesto que da cuenta de nuestras observaciones [108].

3.3.1 Cristalización dinámica para fuerzas de Lorentz altas

Es un proceso esencialmente descripto para corrientes dc.

Shi y Berlinsky fueron los primeros en encontrar que la densidad de dislocaciones decrece rápidamente a corrientes altas al realizar simulaciones de dinámica molecular 2D a $T = 0$ [49]. Posteriormente, Koshelev y Vinokur (KV) investigaron el comportamiento a temperaturas finitas, en forma analítica y con simulaciones [48]. Para sistemas fuertemente desordenados encontraron que, para toda temperatura por debajo de la temperatura de fundición T_m de la RV, se puede encontrar una fuerza umbral F_T para la cual los vórtices que se mueven en forma desordenada cristalizan en una red más o menos perfecta.

La dependencia de F_T con la temperatura, cerca de T_m, está dada por

$$F_T = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{n_v \Gamma}{k_B (T_m - T) r_a^3} \tag{3.1}$$

donde n_v es la densidad de vórtices, r_a el rango de interacción de un centro de anclaje y Γ es una medida del desorden (Γ está dada por la función de correlación del potencial aleatorio $U(\mathbf{r})$, $\langle U(\mathbf{r})U(\mathbf{r}')\rangle = \Gamma f(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, donde $f(\mathbf{r})$ cae rápidamente en distancias del orden de r_a).

El reordenamiento dinámico ocurre si la fuerza de anclaje es menor que F_T [53].

Físicamente, la ecuación 3.1 se puede entender utilizando el concepto de una temperatura efectiva debida a la agitación de la red por efecto del movimiento de los vórtices a través del desorden en el superconductor [48]. Esta "temperatura de agitación", T_{ag}, es inversamente proporcional a la velocidad [48]. A $T = 0$, la temperatura total efectiva del sistema de vórtices en movimiento es $T_{ef} = T + T_{ag} = T_{ag}$, de modo que el reordenamiento ocurre cuando T_{ag} cae por debajo de T_m. Al incrementar T, se necesitan velocidades mayores para que T_{ef} sea menor que T_m, lo cual explica la divergencia de F_T para $T \to T_m$ (ver el diagrama de fases dinámico del capítulo introductorio, Fig. 1.3).

En el intervalo entre fuerzas menores a F_T y mayores a la crítica, F_c, el movimiento de los vórtices es más o menos homogéneo, pero no hay orden de largo alcance [48, 53]. Cerca de F_c, el movimiento homogéneo se transforma en un flujo plástico con la

formación de islas de vórtices fuertemente anclados e inmóviles alrededor de los cuales el flujo de los vórtices continúa.

También ha sido estudiada la velocidad media de los vórtices en función de la fuerza externa, que es equivalente a las curvas $V(I)$. Las simulaciones muestran un incremento abrupto de la velocidad de los vórtices (o de V) alrededor de F_T (o I_T) (ver la Fig. 5.2).

En simulaciones similares de dinámica molecular 2D, Faleski, Marchetti y Middleton estudiaron con más profundidad los distintos tipos de movimiento para diferentes intensidades del desorden, encontrando tres regímenes [53]. Para Γ bajo, la transición de desanclaje sigue la teoría de LO de anclaje colectivo $F_a \propto \Gamma$. Para fuerzas de anclaje intermedias esta teoría deja de ser válida y $F_a \propto \sqrt{\Gamma}$. La transición es aún elástica si $F_a > F_T$ y los defectos de la RV se curan inmediatamente cuando ésta entra en movimiento. El tercer régimen para desorden aún mayor es posible puesto que $F_T \propto \Gamma$, y entonces puede superar a $F_a \propto \sqrt{\Gamma}$. En este régimen, el desanclaje se lleva a cabo sin el reordenamiento de la red, el flujo es plástico y el reordenamiento dinámico ocurre en F_T.

El reordenamiento dinámico ocurre entonces en una red que se mueve plásticamente, para lo cual se requiere una mínima cantidad de desorden. Este último depende del mecanismo de anclaje y de la interacción entre vórtices y por lo tanto es dependiente de la temperatura y del campo magnético. Generalmente, las constantes elásticas de la red decrecen por encima de una dada temperatura (o campo) y el desorden se incrementa, volviéndose particularmente importante cerca de T_m. En consecuencia, el reordenamiento dinámico debería ocurrir siempre, al menos cerca de T_m. De hecho se ha reportado su observación en mediciones de transporte, de decoración magnética y en experimentos de difracción de neutrones [54, 55, 92, 120]. Bhattacharya y Higgins propusieron, a partir de sus observaciones experimentales, un diagrama de fases idéntico al propuesto por KV antes de que estos últimos realizaran sus cálculos [47, 52].

Investigaciones posteriores mostraron orden sméctico en la dirección transversal al movimiento previo a la cristalización [121, 122, 123, 124, 125, 126, 127].

3.3.2 Equilibración

El proceso de equilibración generalmente involucra la presencia de una fase desordenada sobreenfriada (como ser un líquido de vórtices o un sólido amorfo) [101, 128, 129, 130, 131].

La existencia de estados metaestables en la región del "efecto pico" en superconductores de baja T_c (ver el Capítulo 6) se ha demostrado con mediciones de transporte y susceptibilidad ac [86, 88, 90, 91, 95, 96]. Por ejemplo, para el $NbSe_2$, si el sistema de vórtices se prepara enfriando con campo desde temperaturas mayores a la temperatura crítica (FC, "*field cooling*") , el estado de los vórtices es completamente desordenado. Por el contrario, si el sistema es enfriado a campo cero (ZFC, "*zero field*

cooling") el sistema de vórtices se encuentra ordenado con la menor corriente crítica posible (para una dada temperatura y campo). Estos dos estados son caracterizados a través de la corriente crítica, pero también fueron recientemente observados con difracción de neutrones. Por otro lado, se asegura que la corriente ayuda al sistema a escapar de los estados metaestables y explorar el espacio de fases, a partir de lo cual se concluye que el estado ZFC es metaestable en la región del efecto pico (ver Sección 6.2) y el estado FC lo es por debajo de él [91, 99, 101, 128, 129, 131].

Desde nuestro punto de vista, este tipo de razonamiento tiene algunos puntos débiles, especialmente por la tendencia a utilizar ideas provenientes de sistemas de partículas interactuantes sin considerar el efecto de los centros de anclaje. Los mismos experimentos que se utilizan para caracterizar este proceso de equilibración muestran claramente la relevancia de los centros de anclaje: se suele afirmar que éstos son los encargados de retener al sistema de vórtices en los estados metaestables y a su vez su interacción con los vórtices determina la densidad de corriente crítica que se utiliza para caracterizarlos.

Ha sido observado ya hace tiempo que si se aplica una corriente que luego es apagada abruptamente, el sistema retiene el orden del estado más reciente [54, 90, 92, 93, 96, 120]. Entonces, ¿Cómo es posible discriminar mediante este tipo de mediciones cuando el cambio en el orden del sistema de vórtices se debe a transiciones de origen dinámico y cuando no? ¿Es válido asegurar la existencia de procesos de equilibración asistido por la aplicación de una corriente? Creemos que no, al menos a partir del conocimiento actual del tema.

Aplicando un pulso de corriente dc a un estado ordenado ZFC en la zona del pico se ha observado que se pueden obtener distintos estados con grado de desorden variable, que presentan distintas corrientes críticas [96, 131]. Al aumentar la amplitud del pulso, la corriente crítica primero aumenta y luego disminuye abruptamente. Esto se interpreta nuevamente como que la corriente asiste al sistema a encontrar un estado más estable indicando que este estado es más desordenado que el estado ZFC [131]. En este caso, se ha argumentado que la RV es relativamente blanda y que una velocidad de los vórtices finita puede causar que una RV, inicialmente ordenada, se distorsione y se adapte a los centros de anclaje para minimizar su energía. Sin embargo, no se ha considerado la presencia de defectos en la RV debido a las distorsiones y a la presencia de canales que en principio tenderían a incrementar dicha energía.[2] ¿Por qué suponer que la aplicación de una fuerza lleva al equilibrio? ¿O acaso el trabajo en frío en un metal (que genera dislocaciones [132]) baja su energía? ¿Por qué no referirse a un movimiento plástico que distorsiona la RV (como el descripto en 3.3.1) en vez de a una equilibración?

[2]Como vemos, hay una tendencia a simplificar el problema en dos sentidos. En ciertos casos se considera sólo la interacción entre vórtices y se habla de estados metaestables como si éstos fueran un sistema de partículas interactuantes y formaran un material equivalente al formado por átomos en el que el recocido baja la energía. En otros casos, las distorsiones plásticas de la RV no se consideran y el sistema sólo tiende a maximizar la energía de anclaje.

El ordenamiento de un estado FC inducido por un campo alterno sinusoidal observado con difracción de neutrones se interpretó como una demostración evidente del pasaje de un líquido sobreenfriado al sólido estable debido a la perturbación generada por el campo ac [119]. ¿Por qué no considerar que el sistema se puede encontrar en distintos estados con energía muy parecida que simplemente tienen más o menos defectos pero en la *misma fase*?. A partir de los resultados de la Ref. [119] no es posible discriminar entre un policristal y un líquido.[3]

Obviamente, si de un proceso de equilibración se trata, una perturbación del sistema *siempre* llevará al sistema *hacia* el estado de equilibrio. En este sentido, se ha propuesto que los estados metaestables pueden ser "convertidos" a fases estables a través de la energía disipada durante la variación (isotérmica) del campo magnético [130]. Estos cálculos se realizaron mediante la determinación del área encerrada en un ciclo de campo por el ciclo de histéresis [130, 133].

Resultados recientes [90, 101] mostraron que los vórtices en $2H$-$NbSe_2$, en la zona por debajo del efecto pico, se pueden mover fácilmente en respuesta a corrientes periódicas que invierten su dirección si su amplitud se mantiene fija pero que, por el contrario, los vórtices prácticamente no responden si hay una leve asimetría en la amplitud. Esto muestra que con leves cambios en la perturbación, el sistema de vórtices puede responder en forma muy distinta organizándose en estados ordenados (corriente simétrica) o desordenados (corriente asimétrica).

Para salvar esta clara contradicción a un proceso de equilibración, Paltiel *et al.* [101] propusieron que la estructura global del sistema de vórtices surge como un balance entre la inyección de vórtices desordenados a través de barreras de superficie en el borde de la muestra y un proceso de recocido hacia el estado estable asistido por la corriente.[4]

3.3.3 Orden inducido en forma oscilatoria

El tercer proceso de reordenamiento que describiremos en esta sección ha sido propuesto en la Ref. [108] en base a resultados experimentales que reproduciremos en este capítulo.

La observación en cristales de $YBa_2Cu_3O_7$ de efectos similares a los encontrados en los superconductores de baja T_c, combinado con el hecho de que las barreras de superficie no parecen ser relevantes en este material [97, 107] sugiere la existencia de un mecanismo distinto al propuesto por Paltiel *et al.* para explicar los efectos de historia y la alteración del grado de orden de la RV.

[3] Ver el Capítulo 5.

[4] Este modelo parece ser incapaz de explicar porque un estado ZFC es ordenado y porque una asimetría *temporal* en la corriente no se traduce en un estado desordenado como se observa experimentalmente en los superconductores de baja T_c para los cuales el modelo ha sido creado (Ref. [90]).

El reordenamiento que hemos propuesto [108] es consecuencia de la interacción repetida de los vórtices y por lo tanto es *intrínseco* al movimiento oscilatorio.

En suspensiones de esferas rígidas coloidales se han observado fenómenos de ordenamiento por cizalladura [134, 135] que pueden estar fuertemente ligados al comportamiento colectivo que se observa en sistemas vórtices. Muestras que exhiben un ordenamiento tipo líquido de partículas en equilibrio fueron inducidas a un ordenamiento tipo sólido mediante la aplicación de un esfuerzo de cizalladura oscilatorio en una celda de Couette.[5] Incrementando la amplitud de la tensión de cizalladura se observa que el orden disminuye al igual que con un flujo unidireccional [134].

Aunque un sistema coloidal difiere del sistema de vórtices en el aspecto muy importante de no tener centros de anclaje, es innegable que el mecanismo que produce el ordenamiento en coloides debido al movimiento relativo de partículas puede estar presente en el sistema de vórtices, induciendo también en éste una tendencia favorable hacia el orden. Incluso, los centros de anclaje pueden ser los que hacen al sistema propenso a sufrir un esfuerzo de cizalladura oscilatorio, aún cuando la fuerza aplicada sea uniforme. En el caso en que el movimiento involucre vórtices que se mueven a distintas velocidades debido a la presencia de anclaje (movimiento plástico), una red ordenada que evita la superposición de vórtices vecinos minimizaría la energía potencial media del sistema y reduciría la disipación (para una discusión más detallada ver el Capítulo 5) en forma análoga a lo que ocurre en los coloides [136, 137].[6]

3.4 Resultados

En esta sección mostraremos nuestros resultados experimentales. Las mediciones de susceptibilidad global ac fueron realizadas en cristales de YBCO con maclas con la técnica de inductancia mutua con el campo alterno aplicado en la dirección del eje principal c del cristal. Presentamos mediciones obtenidas con un cristal de dimensiones $0.56 \times 0.6 \times 0.02$ mm^3. El cristal tiene una T_c de 92 K a campo dc cero (h_{ac}=1 Oe) y un ancho de transición de 0.3 K (criterio 10-90%). Microscopía con luz polarizada revela que el cristal tiene tres grupos definidos de maclas orientadas a 45° respecto del borde del cristal como se muestra en el inset de la Fig. 3.1. La susceptibilidad fue adquirida bajo diferentes ángulos θ entre el campo dc aplicado y el eje c. El eje de rotación es mostrado en el inset de la Fig. 3.1 y fue elegido de modo tal que el campo puede ser rotado fuera de todos los planos de maclas en forma simultánea. Para mediciones a temperatura contante, la regulación es mejor que 50 mK.

[5]Se cree que un fluido ordinario también debería sufrir estas transiciones, aunque el esfuerzo de cizalladura que se necesitaría para observarlo sería mucho más alto que en coloides y difícil de lograr.

[6]Notar que el equivalente del experimento en una celda de Couette para el sistema de vórtices es la geometría de Corbino. Esto indicaría que un experimento realizado en esta geometría favorecería el ordenamiento de la RV.

Comenzaremos describiendo los efectos de historia y la dependencia angular de la susceptibilidad ac. Posteriormente dirigiremos la discusión a la dependencia de la susceptibilidad y el grado de orden de la RV cuando el sistema de vórtices es agitado con campos ac con distinta simetría temporal.

3.4.1 Efectos de la historia termomagnética

Dependencia angular de la susceptibilidad

La Fig. 3.1 muestra la componente real de la susceptibilidad, χ', para cuatro valores de θ. Los datos fueron obtenidos disminuyendo la temperatura a una velocidad de 0.2 K/min en el proceso usual de enfriado con campo H_{dc} = 3 kOe y un campo ac superpuesto de amplitud h_{ac} = 2 Oe y frecuencia f = 10.22 kHz.

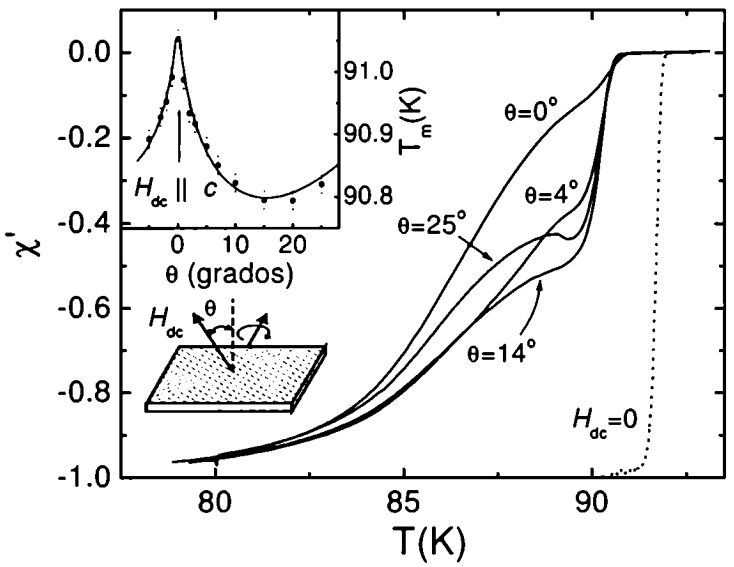

Figura 3.1: Dependencia con la temperatura de χ' para el cristal de YBCO con maclas para diferentes orientaciones del campo dc en relación al eje c cristalográfico de la muestra. H_{dc}=3 kOe, h_{ac}=2 Oe, f=10.22 kHz. El inset superior muestra la dependencia angular de T_m. La línea es una guía para el ojo. El inset inferior muestra la orientación del campo dc y las maclas.

Se observa que la respuesta diamagnética, χ', presenta cambios marcados a medida que θ es incrementado desde $\theta = 0°$ ($H_{dc} \parallel c$). Estos cambios son consecuencia de la variación del anclaje efectivo de las maclas. La Fig 3.1 muestra que, cuando el campo dc es rotado fuera de las maclas, se desarrolla un salto abrupto a temperaturas cercanas a los 90 K. Este tipo de comportamiento fue observado en cristales sin maclas de YBCO [138, 139] y se ha demostrado que coincide con la caída abrupta de la

resistividad [139] que es generalmente aceptada como una señal de la transición entre una fase líquida de vórtices y una fase sólida de vórtices con orden de largo alcance [25, 26]. En base a estos resultados, identificamos el comienzo abrupto de χ' como la temperatura de fundición de la RV, T_m. La ausencia a ángulos pequeños de este inicio abrupto en χ' (Fig. 3.1) sugiere que la transición de primer orden en T_m es suprimida por las maclas. La naturaleza de la transición para $H_{dc} \parallel c$ es generalmente considerada de segundo orden desde un líquido a altas temperaturas a un vidrio de Bose [41]. Un pico a $\theta = 0°$ en la dependencia angular de T_m, tal como se observa en el inset de la Fig. 3.1 ha sido relacionado con dicha transición [26, 36, 38, 40, 41].

La dependencia angular de la susceptibilidad es aún un tema de debate. El mínimo observado en el apantallamiento ($|\chi|$') a bajas temperaturas para $\theta = 0°$ ha sido explicado recientemente como una consecuencia del "canalizado" de los vórtices a lo largo de las maclas [140]. Según las Refs. [140], [141] y [142], a medida que el campo es rotado fuera de las maclas, el canalizado es parcialmente suprimido. Esto explicaría el aumento inicial en $|\chi|$' para ángulos pequeños. Sin embargo, por encima de un ángulo umbral, $\theta_k \sim 14°$, $|\chi|$' se reduce nuevamente (Fig. 3.1, $\theta = 25°$). Una posible razón que explicaría este comportamiento es que, para estos ángulos, la influencia de las maclas disminuye y una red más ordenada de vórtices se puede formar [143] llevando a una reducción en J_c.

Dependencia con el ángulo y la intensidad de campo dc de los efectos de historia. Interpretación

Describiremos ahora los efectos de historia. Las mediciones de la Fig. 3.2 fueron realizadas variando T a H_{dc}, h_{ac} y θ fijos. Las curvas punteadas fueron obtenidas enfriando (C, "*cooling*") como aquellas en la Fig. 3.1, mientras que las curvas sólidas y de trazos fueron obtenidas calentando (W, "*warming*"). La diferencia existente entre las curvas sólidas y las de trazos es la forma en que la muestra fue enfriada antes de realizar las mediciones. Las curvas de trazos fueron obtenidas luego de enfriar desde $T > T_c$ con campo ac aplicado (F_{ac}C W) luego de medir las curvas punteadas. Las curvas sólidas fueron también obtenidas luego de enfriar desde $T > T_c$ pero con $h_{ac} = 0$ (ZF_{ac}C W).

Es evidente que cuando se enfría la muestra sin campo ac, el sistema de vórtices solidifica en un estado más desordenado y fuertemente anclado (con una mayor corriente crítica efectiva J_c^{des}), como se puede inferir del mayor apantallamiento y, en este caso, la menor disipación.

La dependencia angular de los efectos de historia exhibe características interesantes. A bajos θ, las tres curvas son muy próximas, aunque una inspección más cuidadosa muestra que el apantallamiento máximo (y la menor disipación) corresponden al caso ZF_{ac}C W. Cuando θ es incrementada, pero mantenida por debajo de θ_k, el efecto de la historia se hace cada vez más relevante. Para ángulos cercanos a θ_k, su importancia es mayor y el caso ZF_{ac}C W se separa considerablemente de los

otros dos. La variación relativa de χ' para las diferentes historias de la muestra es del orden del 20%. La magnitud de la dependencia en la historia para ángulos por encima de θ_k sugiere que la transición de primer orden en el sistema de vórtices y el orden traslacional de la red son factores centrales para explicar este comportamiento.

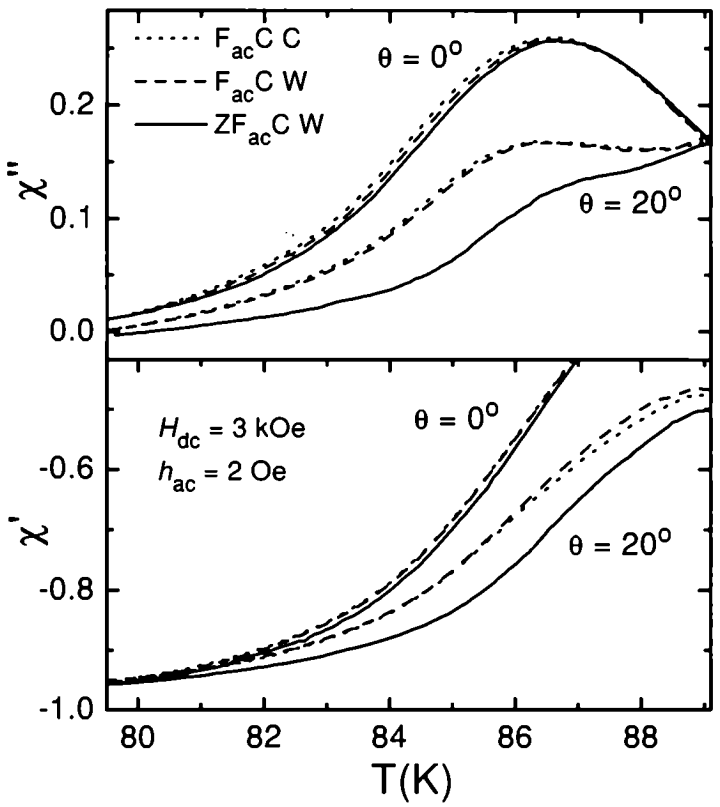

Figura 3.2: $\chi'(T)$ y $\chi''(T)$ para historias magnéticas diferentes. Las líneas punteadas fueron obtenidas enfriando, $F_{ac}C$ C. Las curvas de a trazos se obtuvieron calentando luego de medir las curvas de puntos, $F_{ac}C$ W. Las curvas sólidas se obtuvieron calentando luego de enfriar sin campo ac, $ZF_{ac}C$ W. H_{dc}=3 kOe, h_{ac}=2 Oe, f=10.22 kHz.

Los resultados presentados hasta el momento se pueden interpretar en términos de un reordenamiento dinámico de la RV causado por al agitación inducida por el campo ac aplicado durante el proceso de enfriado en los casos $F_{ac}C$ C y $F_{ac}C$ W. Debido a este ordenamiento dinámico la densidad de defectos en la RV disminuye y, según ME (Sección 3.2), la longitud de correlación sube y la movilidad aumenta (J_c disminuye, $J_c = J_c^{ord} < J_c^{des}$). Notar que cuando $H_{dc} \parallel c$ es improbable que se forme una estructura con orden de largo alcance puesto que las maclas impiden que los vórtices ocupen las posiciones que favorece su interacción mutua. Éste parece ser el caso aún cuando el campo ac es aplicado manifestándose en los efectos de historia

débiles mostrados en la Fig. 3.2.

También estudiamos que sucede cuando la muestra es enfriada con campo cero (ambos ac y dc) (ZFC). En estas mediciones, el campo ac es aplicado luego que el campo dc ha alcanzado su valor final. La velocidad de variación del campo dc fue de 50 Oe/s. Las curvas que se obtienen al calentar luego de preparar el sistema a $T \sim 80$ K se muestran en la Fig. 3.3 para $\theta = 20°$ y distintos campos dc (símbolos llenos). Para comparar se incluyen las respectivas curvas $F_{ac}C$ C para cada campo (símbolos vacíos).

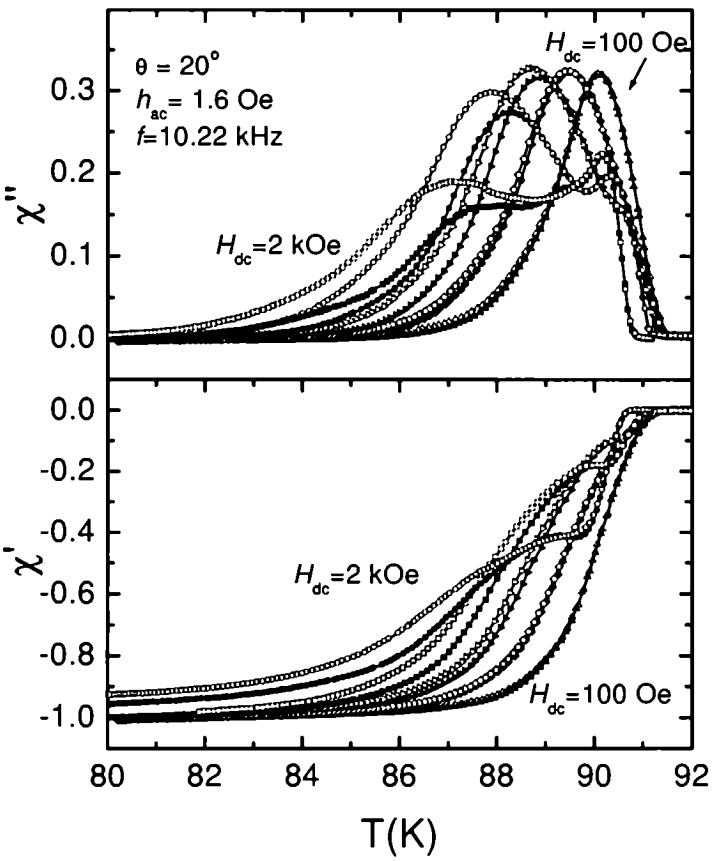

Figura 3.3: Efectos de historia como función de la temperatura y el campo dc. H_{dc} = 100, 250, 500, 1000, 2000 Oe. Con símbolos llenos se muestran los procesos ZFC W y con símbolos vacíos los procesos $F_{ac}C$ C, para cada uno de los campos dc.

Las mediciones para el caso ZFC son próximas a las del caso desordenado $ZF_{ac}C$ W. Este resultado lo interpretamos en términos de desorden generado por el movimiento plástico de los vórtices. Como hemos discutido ampliamente en las secciones precedentes, está bien establecido mediante decoración de Bitter [89, 93], SANS[7] [55], ex-

[7] *Small Angle Neutron Scattering.*

perimentos de ruido [85, 87] y de transporte [86, 88, 90, 96] que cuando una corriente cercana a J_c mueve a la red de vórtices ocurre un movimiento plástico desordenado.

Por otro lado, hay evidencia experimental [144] y teórica [145] que sugiere la existencia de una relajación magnética mediada por dislocaciones de la estructura de la RV que sería análoga al movimiento difusivo de dislocaciones en sólidos [132]. En nuestro experimento, cuando el campo magnético es aplicado, los vórtices pueden empezar a penetrar en la muestra cuando la corriente inducida J es del mismo orden de magnitud que J_c. En esta situación una pequeña dispersión en la velocidad de los vórtices destruirá el orden de largo alcance generando una alta densidad de defectos. A medida que este movimiento plástico continua, las corrientes de apantallamiento relajan (decrecen) y la RV será incapaz de reordenarse como se evidencia en las mediciones de susceptibilidad.[8]

Se puede obtener un estado que resulta indistinguible del ZFC (desde el punto de vista de la medición de susceptibilidad ac) ciclando el campo dc en un rango lo suficientemente amplio. En la Fig. 3.4 se muestra la variación de χ_{ac} cuando el campo es aumentado (disminuido) en ΔH_{dc} y luego disminuido (aumentado) a su valor original. Los ciclados para campos mayores o menores al de medición dan resultados similares. Para el caso de 3 kOe que estamos mostrando la variación de la susceptibilidad presenta una tendencia a la saturación para $\Delta H_{dc} > 50$ Oe. La interpretación de estos resultados es la misma que para el caso ZFC.

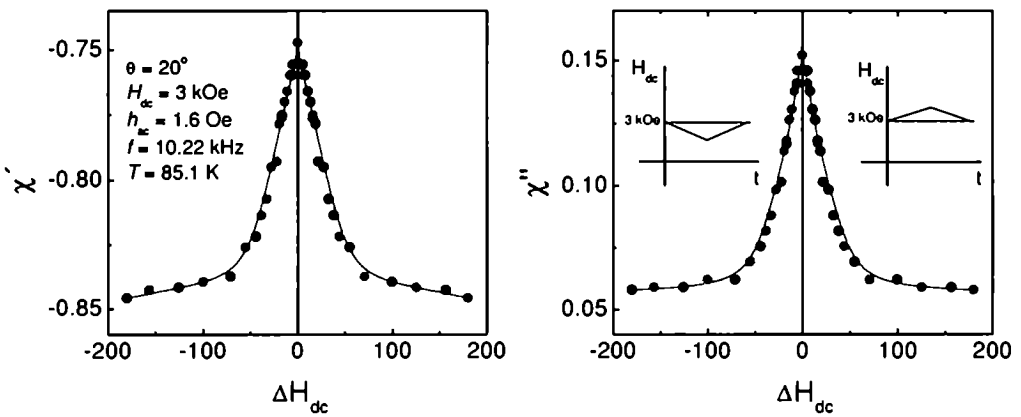

Figura 3.4: χ' y χ'' en función de la excursión del campo dc. Partiendo de un estado ordenado, el campo es ciclado hacia valores mayores o menores en relación a su valor inicial (y final) $H_{dc} = 3$ kOe. Se observa que para excursiones más amplias la RV se desordena más y que la respuesta satura para $\Delta H_{dc} > 50$ Oe. En los insets del panel derecho se esquematiza como se varía el campo dc en función del tiempo. Los datos en negro son medidos y los grises reflejados.

[8]La distribución de vórtices relaja muy rápidamente [83]. No encontramos diferencias significativas en las mediciones variando el tiempo de espera entre algunos segundos y varios minutos.

Efectos de memoria

El reordenamiento de la RV debido al campo ac debería ocurrir en la zona penetrada de la muestra en donde circulan las corrientes ac, la cual depende de la amplitud de campo ac y la temperatura (ya que J_c es dependiente de T). Si la RV está inicialmente desordenada (por ejemplo, $ZF_{ac}C$), un aumento en T o h_{ac} ordenará la RV a medida que el frente de campo ac se desplaza hacia el centro de la muestra. La RV en la región interna de la muestra permanecerá desordenada siempre y cuando la condición $J < J_c^{des}$ se satisface en *todo momento* y un régimen del tipo Campbell es aplicable con la mayoría de los vórtices anclados [64, 65, 80, 146, 147].

De esta discusión surge el hecho que el *perfil espacial* de la J_c es determinado por la *historia* de la muestra. Si la muestra es enfriada desde $T > T_c$, mediremos el menor apantallamiento posible para ese campo aplicado (casos $F_{ac}C$ C y $F_{ac}C$ W), como se observa en la Fig. 3.2.

Si este razonamiento es correcto, se deberían observar efectos de memoria tanto en T como en h_{ac} puesto que la zona interna desordenada puede soportar corrientes más altas sin movimiento de vórtices, lo cual incrementa el apantallamiento $|\chi'|$ y reduce la disipación χ'' en la muestra. Es más, la existencia de la región desordenada debería ser más evidente en la susceptibilidad cuando el frente de campo se encuentra cerca del límite que la separa de la zona externa.

Estos efectos de memoria[9] son claramente representados por las mediciones de la Fig. 3.5. Comenzando a $T \sim 80$ K con un estado desordenado ($ZF_{ac}C$), medimos la susceptibilidad incrementando la temperatura ($ZF_{ac}C$ W). A medida que T crece, J_c disminuye y el frente de campo ac penetra más y más en el interior de la muestra. Si el calentamiento es detenido y la temperatura comienza a decrecer (punto A), la susceptibilidad medida muestra un comportamiento histerético ya que la RV en la parte externa de la muestra ahora está ordenada. Además, cuando la muestra es llevada a temperaturas suficientemente bajas, la susceptibilidad medida tiende a la obtenida en el procedimiento $F_{ac}C$ C ya que el campo ac es incapaz de sensar la zona desordenada interna que nunca fue alcanzada por el frente de campo.

Si ahora la temperatura es incrementada nuevamente, la susceptibilidad sigue a la última curva de enfriado porque el perfil orden-desorden no fue modificado durante el enfriado. Como es de esperarse, más allá del punto A, la respuesta ac sigue al caso $ZF_{ac}C$ W. El ciclado en temperatura es repetido comenzando en el punto B en donde se puede hacer una descripción equivalente.

Vale la pena notar que la memoria de largo plazo observada (nuestros experimentos han excedido 1 h de duración) indica que tanto el estado ordenado como el desordenado son muy robustos.

Se pueden realizar ciclos análogos en h_{ac} que corroboran la explicación de arriba comenzando, por ejemplo, con $h_{ac} = 0$ luego de $ZF_{ac}C$ (inset de la Fig. 3.5). Notar que

[9] Utilizamos este término por analogía con los efectos observados en vidrios de spin los cuales muestran respuestas similares a las de la Fig. 3.5 [148, 149].

para amplitudes mayores que 5.5 Oe no se observa histéresis ni en χ' ni en χ''. En este caso, el campo ac ha penetrado en toda la muestra suprimiendo la región desordenada. Como la RV ha sido completamente reordenada el sistema pierde memoria del máximo campo alcanzado. En el siguiente capítulo discutiremos más a fondo este tipo de mediciones en función de h_{ac} en el contexto de un modelo fenomenológico para la descripción de la susceptibilidad medida.

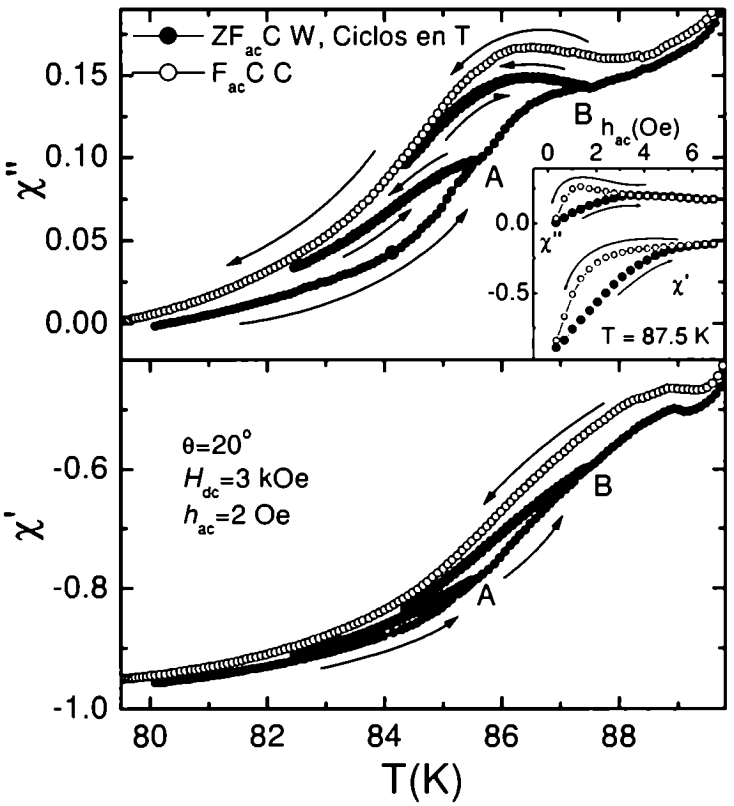

Figura 3.5: Efectos de memoria. Panel principal: $\chi'(T)$ y $\chi''(T)$ medidas durante ciclos en temperatura. Las mediciones comienzan a $T \sim 80$ K luego de realizar un enfriado sin campo ac, ZF$_{ac}$C (círculos llenos). También se muestra la curvas F$_{ac}$C C (círculos vacíos). Las flechas indican la dirección del barrido en temperatura. θ=20°, h_{ac}=2 Oe. Inset: Ciclos en amplitud de campo ac. T=87.5 K. Las flechas indican la dirección de variación de h_{ac}.

Ordenamiento como función de la frecuencia y el número de ciclos del campo ac

Mientras que parece claro, a partir de la discusión de arriba, porque el caso ZFC corresponde a un estado desordenado, uno se podría preguntar sobre el carácter del reordenamiento de la RV cuando un campo ac es aplicado. Como veremos en el Capítulo 5, el mecanismo involucrado puede ser análogo al flujo y la aniquilación de dislocaciones que llevan a un reordenamiento de sólidos de átomos (trabajados en frío) cuando se les realiza un tensionado cíclico [90, 97, 132]. La Fig. 3.6 muestra evidencia de este ordenamiento cíclico de la RV.[10] Comenzando con un estado desordenado,[11] la muestra es ciclada con un campo ac grande. Luego de N ciclos, el campo ac es apagado y el estado de la RV es inspeccionado midiendo la susceptibilidad con un campo ac de prueba menor. Cómo hemos discutido, el grado de expulsión del campo de prueba y, por lo tanto, la susceptibilidad son función de la densidad de corriente crítica de la muestra en el momento en que el campo de prueba es aplicado ($J_c(N)$). Antes de repetir el procedimiento para un nuevo valor de N, la RV es llevada nuevamente al estado inicial desordenado. Esto se realizó para distintas frecuencias del campo que agita la red.

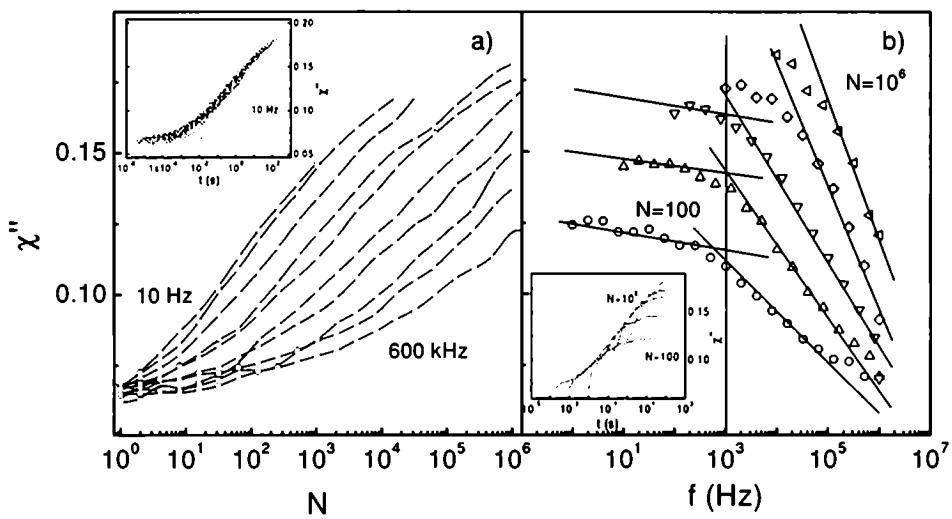

Figura 3.6: Ordenamiento cíclico. a) χ'' vs N. Las mediciones se realizaron luego de ordenar con h_{ac} = 6.5 Oe y f= 0.01,0.1,1,5,10,50,100,200,400 y 600 kHz. b) χ'' vs f. Las mediciones se realizaron luego de ordenar con h_{ac} = 6.5 Oe y N= 100,1000,10000,10^5,10^6. Insets. Idem a) y b) pero en función del tiempo.

[10]Se puede extraer la misma información de χ' que de χ''. Como el cambio relativo en χ'' es mayor que en χ', presentamos sólo los datos de χ''.

[11]En la próxima sección, veremos como obtener este estado inicial fácilmente y en forma reproducible lo cual permite adquirir una gran cantidad de datos rápidamente.

La Fig. 3.6a) muestra χ'' como función del número de ciclos para distintas frecuencias, mientras que la Fig. 3.6b) muestra χ'' en función de la frecuencia para N fijo. En los inset se representan las mismas curvas como función del tiempo de aplicación del campo que agita a la RV.

Se observa que la dependencia de la susceptibilidad en N es aproximadamente logarítmica y, si se alcanza alguna saturación, ésta debería ocurrir para más de 10^6 ciclos, lo cual es un resultado realmente remarcable (Fig. 3.6a)). También notamos que hay una dependencia con la frecuencia: para frecuencias mayores se requieren más ciclos para lograr reducir la corriente crítica aparente en una misma cantidad.[12]

En la Fig. 3.6b) vemos que la dependencia no es muy fuerte para frecuencias bajas $f < 1$ kHz (ver curva para $N \sim 100$) pero que, para frecuencias mayores, el ordenamiento es mucho menos eficiente. Entre 1 Hz y 1 kHz, la disipación sólo varía un 12%, mientras que, en los siguientes 3 órdenes, disminuye un 65%. Cuando se grafican en función del tiempo, las curvas para las frecuencias mayores a 10 kHz colapsan en una sola curva (Inset, Fig. 3.6a)). Esto indica que el ordenamiento a frecuencias bajas depende principalmente del número de oscilaciones mientras que, para frecuencias altas, depende únicamente del tiempo.

Ordenamiento como función de la amplitud y el número de ciclos del campo ac

El procedimiento de medición es análogo al descripto arriba. Comenzando con un estado desordenado, la muestra es ciclada con un campo ac grande. Luego de N ciclos, el campo ac es apagado y el estado de la RV es inspeccionado midiendo la susceptibilidad con el campo ac de prueba. En este caso, no variamos la frecuencia sino la amplitud del campo que ordena.

La frecuencia se mantiene fija en todo momento e igual a la frecuencia de medición (10 kHz). Los resultados obtenidos con este procedimiento se muestran en la Fig. 3.7. Se observa que la red se ordena más a medida que la amplitud se incrementa pero que, mas allá de una dada amplitud, el grado de orden depende principalmente del número de ciclos.[13] Dos factores pueden contribuir al aumento de χ'': *i*) el aumento de la amplitud de oscilación de la RV puede dar lugar a un mayor grado de orden, *ii*) el límite entre la zona desordenada interna y la ordenada externa se desplaza hacia el interior de la muestra y deja de ser sensada por el campo de prueba.

[12]En el trabajo original [97] esta dependencia en frecuencia no es observada debido a la baja cantidad de datos adquiridos y el rango de frecuencias limitado. La obtención de los puntos medidos era más tediosa y con mayor incerteza ya que el estado inicial desordenado correspondía a un estado $ZF_{ac}C$.

[13]Para una amplitud igual a la de medición la susceptibilidad medida no cambia lo cual justifica nuestra interpretación de que la medición depende principalmente del grado de orden de la zona no penetrada y de la densidad de corriente que pueda soportar.

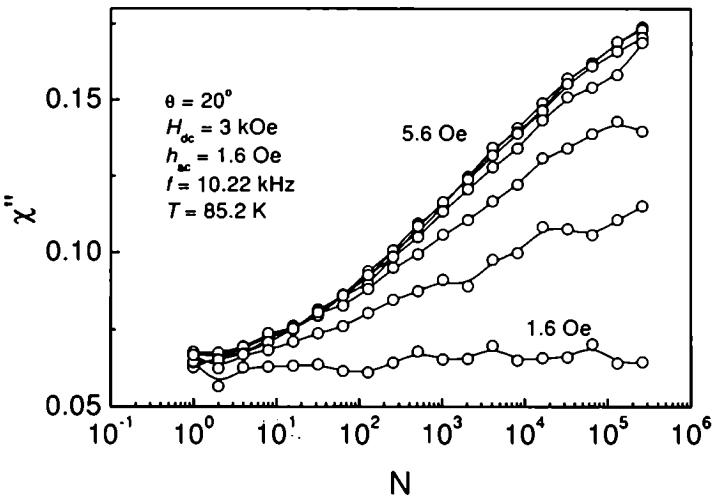

Figura 3.7: Ordenamiento cíclico. χ'' vs N. Las mediciones se realizaron luego de ordenar con f = 10 kHz y h_{ac} = 1.6, 2, 2.4, 3.2, 4, 4.8 y 5.6 Oe.

3.4.2 Efecto de la simetría temporal del campo magnético oscilatorio: Campos simétricos vs. campos asimétricos

En las secciones anteriores propusimos que una RV más ordenada y fácil de mover se puede obtener sacudiendo a los vórtices con un campo alterno que es temporalmente *simétrico* (en los casos de arriba el campo era sinusoidal). Se ha sugerido que este reordenamiento puede ser el resultado de una transición de equilibración asistida por la corriente desde un fase sobreenfriada a la fase de equilibrio estable [128, 130, 133].

En esta sección mostraremos, sin embargo, que si el campo que sacude a la RV es temporalmente *asimétrico* (por ejemplo, con forma de diente de sierra) se puede recuperar un estado desordenado de baja movilidad. El estado así obtenido tendría una alta densidad de defectos topológicos (ej., dislocaciones) debido al flujo plástico de grupos de vórtices deslizando entre si.

El hecho de que el grado de orden sea fuertemente dependiente de la simetría temporal del campo ac hace suponer que el reordenamiento observado para campos simétricos que describimos arriba y en [97, 107] no es consecuencia ni de un proceso de cristalización dinámica debido al paso de altas corrientes ni de un proceso de equilibración. Más adelante argumentaremos en favor de esta suposición y mostraremos que los resultados apoyan al mecanismo de ordenamiento propuesto en la Sección 3.3.3.

También proponemos que cuando la RV es movida hacia adentro y afuera de la muestra con un campo oscilatorio asimétrico, se produce un desgarramiento de la RV mediante un proceso tipo "trinquete" como consecuencia de las fuerzas de Lorentz distintas que se inducen en la subida y la bajada del campo.

La Fig. 3.8 presenta nuevamente mediciones de susceptibilidad ac que corresponden a historias termomagnéticas diferentes. Las flechas indican el sentido de variación de la temperatura. Las mediciones que contiene esta figura, así como el resto de las mediciones que mostramos en esta sección, fueron realizadas con H_{dc} = 3 kOe, h_{ac} = 1.6 Oe y f = 10.22 kHz.

Las curvas a trazos fueron obtenidas en el proceso usual de enfriado con campo (F_{ac}C C) mientras que las curvas sólidas fueron obtenidas calentando luego de enfriar sin campo (ZFC), de la misma forma que en las Figs. 3.2 y 3.3. La RV está parcialmente ordenada en el caso F_{ac}C C.

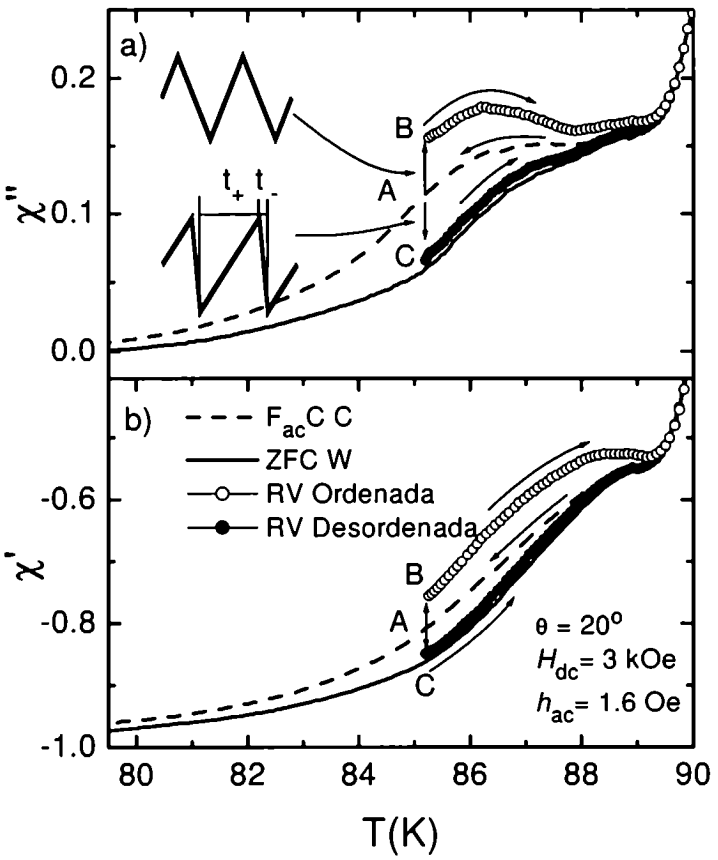

Figura 3.8: $\chi''(T)$ (a) y $\chi'(T)$ (b) para distintas historias. Las flechas indican el barrido en temperatura. Las curvas a trazos se obtuvieron enfriando, F_{ac}C C. Las sólidas calentando luego de enfriar sin campo (ac y dc), ZFC W. La aplicación de 10^5 ciclos de un campo ac triangular (6.5 Oe, 10 kHz) a un estado F_{ac}C C a 85.2 K (A) lleva a B y a las curvas superiores (círculos vacíos). La aplicación de 10^5 ciclos de un campo ac con forma de diente de sierra (6.5 Oe, 10 kHz) a un estado F_{ac}C C a 85.2 K (A) lleva a C y a las curvas inferiores (círculos llenos). En todos los casos $h_{ac} \parallel c$ = 1.6 Oe y H_{dc} = 3 kOe es aplicado a θ = 20° del eje c.

Como hemos visto, uno puede obtener el estado más ordenado posible con el campo de medición mediante el procedimiento $F_{ac}C$ C. Sin embargo, se puede lograr una RV más ordenada si es sacudida con un campo ac mayor (ver la Fig. 3.7). Para ilustrar este fenómeno, preparamos un estado $F_{ac}C$ C en 85.2 K (punto A) y aplicamos durante un tiempo corto (10 s) un campo ac triangular con h_{ac} = 6.5 Oe y f= 10 kHz. Apagamos el campo ac y medimos incrementando T (con los parámetros de medición de arriba). El ordenamiento se infiere a partir del cambio claro en χ' y χ'' (punto B y curvas superiores en la Fig. 3.8, círculos vacíos).

Un primer resultado importante surge cuando se comparan estas mediciones con las que se obtienen luego de aplicar un campo asimétrico bajo las mismas condiciones. Preparamos otra vez un estado $F_{ac}C$ C a 85.2 K (punto A) y aplicamos un campo ac diente de sierra (h_{ac} = 6.5 Oe, f= 10 kHz). La forma de onda del campo magnético tiene un tiempo de subida, t_+, y un tiempo de bajada más corto, t_- (ver el inset de la Fig. 3.8a)), de modo que una dada corriente fuerza a los vórtices a moverse, por ejemplo, hacia el centro de la muestra durante el intervalo de tiempo más largo pero, una corriente *mayor* los fuerza a moverse hacia afuera durante el resto del ciclo.

Luego de 10 s, apagamos el campo ac diente de sierra de 6.5 Oe, y medimos la susceptibilidad. El resultado se indica con la letra C en las curvas inferiores de la Fig. 3.8, donde se ve claramente que $|\chi'|$ se ha incrementado y que χ'' ha disminuido. Si calentamos, encontramos que la susceptibilidad medida (círculos llenos) es próxima a la curva correspondiente al sistema *desordenado* ZFC W.

La diferencia en la respuesta luego de la aplicación de un campo ac simétrico o asimétrico es notable. El campo ac con forma de diente de sierra lleva a la RV a un estado más desordenado y anclado. Vale la pena destacar que uno puede ir del punto C al B, o viceversa, aplicando apropiadamente una campo ac de amplitud grande simétrico o asimétrico, según corresponda, de la forma que acabamos de explicar.

La Fig. 3.9 compara la dinámica de ambos procesos y muestra su dependencia con el número de ciclos (esto ya lo habíamos mostrado para el ordenamiento). Los estados iniciales en estas mediciones se obtienen luego de exponer a la muestra a 10^4 ciclos de campo ac de diente de sierra (estado desordenado inicial de la Fig. 3.9a)), más 10^5 ciclos de campo ac triangular (estado ordenado inicial de la Fig. 3.9b)).[14]

La Fig. 3.9a) muestra la dinámica del ordenamiento de la RV. Comenzando con un estado desordenado con baja movilidad, la muestra es ciclada con un campo ac simétrico (sinusoidal, triangular o cuadrado, h_{ac}= 6.5 Oe, f=10 kHz). Luego de N_s ciclos, el campo ac es apagado y el estado de la RV es inspeccionado midiendo χ_{ac} con un campo de prueba menor (parámetros de medición que listamos arriba). Como en la Fig. 3.6, antes de repetir el procedimiento para un nuevo valor de N_s, la RV es llevada nuevamente al estado desordenado inicial.

Estudiamos la evolución del desorden en un experimento similar, a la misma

[14]Elegimos este procedimiento porque el valor de saturación de la susceptibilidad alcanzado luego de aplicar un campo ac diente de sierra ha mostrado ser independiente de la historia de la muestra. El estado inicial desordenado de la Fig. 3.9a) es el mismo que el de la Fig. 3.6.

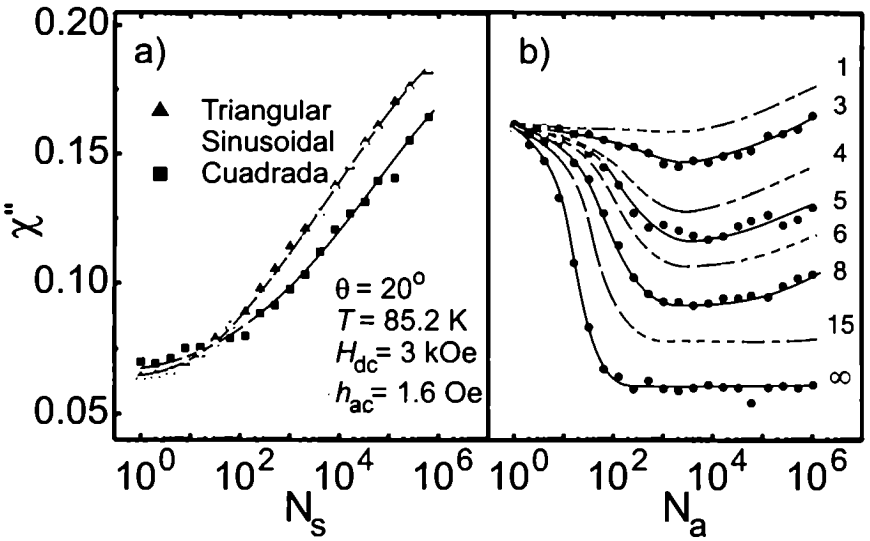

Figura 3.9: Organización oscilatoria de los vórtices. (a) Ordenamiento de una RV inicialmente desordenada: χ'' vs. N_s para campos ac simétricos con forma triangular (triángulos llenos), sinusoidal (círculos vacíos) y cuadrada (cuadrados llenos) y con $h_{ac} = 6.5$ Oe and $f = 10$ kHz. (b) Proceso de desordenamiento de una RV inicialmente ordenada: χ'' vs. N_a para diferentes asimetrías del campo α (ver el texto), $h_{ac} = 6.5$ Oe y $f = 10$ kHz. $\alpha = 1$ corresponde a una forma de onda triangular, $\alpha = \infty$ a una diente de sierre. El campo ac de medición: 1.6 Oe, 10.22 kHz. Las líneas son guías par el ojo.

temperatura. En la Fig. 3.9b) mostramos χ_{ac} como función del número de ciclos asimétricos, N_a, aplicados a un estado inicial móvil y ordenado. La asimetría de la forma de onda es definida como $\alpha = (t_+/t_-)$. En todos los casos, la preparación del estado inicial ordenado antes de la aplicación de los N_a ciclos de campo asimétrico borra cualquier efecto que eventualmente podría tener el campo de prueba usado en la medición.

Como discutimos con detalle arriba, la existencia de un ordenamiento de la RV debido a la aplicación de una corriente o un campo oscilante ha sido propuesto frecuentemente para explicar ciertos comportamientos inusuales [90, 97, 101, 128, 130]. Algunos de estos resultados han sido interpretados como procesos de equilibración [128, 130, 133] o como un efecto combinado del ingreso de vórtices desordenados a través del borde de la muestra y una cristalización asistida por la corriente [101]. En el primer caso, se ha propuesto [130] que las transformaciones de estados metaestables a estables ocurren en las regiones de la muestra en donde la disipación local excede un valor umbral (ver también [129, 150]).

En nuestros experimentos es claro que un campo ac asimétrico produce también

una perturbación oscilatoria; pero entonces es legítimo preguntarse porque la RV se desordena. La discrepancia que esto implica sugiere que es improbable que el reordenamiento para campos simétricos sea una cristalización por corriente altas y que seguro no se trata de un proceso de equilibración como se propone en la Ref. [130, 133] puesto que, dentro de este modelo, la existencia de disipación de energía en la muestra tenderá *siempre* a ordenar la RV.

En el escenario de la cristalización a altas corrientes [48], el ordenamiento se logra sólo cuando la fuerza de Lorentz excede un cierto valor umbral, F_T, mientras que, para fuerzas menores, ocurre un movimiento plástico desordenado. La densidad de corriente inducida en nuestros experimentos depende directamente de la velocidad de variación del campo ac que, por otro lado, es proporcional a la frecuencia. El ordenamiento dinámico es observable, al menos, para frecuencias en el rango de 0.1 Hz a 600 kHz para formas de onda que pueden ser triangulares, sinusoidales, e incluso cuadradas (la cuales implican una tasa de variación de campo muy alta) (ver Figs. 3.6, 3.9a) y Refs. [97] y [108]). Por otro lado, el proceso que desordena la RV que se muestra en la Fig. 3.9b) es claramente observable para una frecuencia (10 kHz) que se encuentra dentro del rango de frecuencias para las cuales se logra ordenar la RV (con campos simétricos) y para asimetrías tan pequeñas como 3. Esta observación indicaría que para un dado rango de valores de densidad de corriente uno puede *ordenar o desordenar* la RV dependiendo solamente del *grado de asimetría del campo ac* y, lo que es aún más remarcable, que se puede ordenar la RV con densidades de corriente *menores* (por ej., a 0.1 Hz) que aquellas que son capaces de desordenarla (como se muestra en la Fig. 3.9b)). Basándonos en este resultado, podemos descartar la cristalización a corrientes altas como una posible explicación de nuestras observaciones.

Por otro lado, el desorden generado dinámicamente con los campos asimétricos es distintivo de una "ruptura" de la RV, lo que sugiere que la fuerza que la mueve está por debajo de F_T y que el flujo de vórtices es plástico (estaríamos dentro del "primer paso" del proceso de desanclaje). En estas condiciones, hay regiones de la RV en donde la tensión es suficientemente grande para producir deslizamientos y el número de vórtices que participa en el movimiento es fuertemente dependiente de la fuerza aplicada o, lo que es equivalente, de la corriente inducida.

Si el campo ac es asimétrico, los vórtices que se mueven cuando el campo ac sube no serán los mismos que se mueven cuando éste baja debido a la diferencia entre las corrientes inducidas. Entonces, luego de la aplicación de un ciclo de un campo asimétrico, debería haber un desplazamiento neto entre grupos de vórtices vecinos. Este tipo de movimiento causa distorsiones y destruye el orden de largo alcance de la RV, dando lugar a un aumento en $|\chi'|$ y a una disminución en χ'' (para campos ac pequeños). Notar que la distorsiones son acumulativas con el número de ciclos llevando a una rápida saturación de χ_{ac} luego de $\sim$ 300 para la forma de onda de diente de sierra. Cuando α disminuye, el desorden también disminuye y el número

de ciclos que se necesitan para alcanzar el desorden máximo aumenta.[15]

Para recuperar una RV ordenada se requiere un número más grande de ciclos del campo ac simétrico. Como se observa en la Fig. 3.9a), luego de 10^6 ciclos, χ'' (y χ') todavía varían aproximadamente como $\ln N_s$. Es la simetría global del campo ac que mueve a los vórtices sin un desplazamiento neto entre ellos. El efecto de este movimiento es el ordenamiento local de la RV. Aparentemente, las interacciones repetidas entre vórtices con sus vecinos más cercanos parece aumentar el grado de orden y favorecer la curación de defectos.[16]

Cuando α se reduce, se observa un comportamiento interesante: el cambio en χ'' no es monótono con el número de ciclos. Esto es observado más claramente para las asimetrías menores. Inicialmente, χ'' decrece rápidamente pero luego de $\sim 10^4$ ciclos empieza a crecer lentamente. Este fenómeno podría ser explicado a través de un proceso que involucre fricción estática y dinámica. El argumento podría ser el siguiente. Al comienzo, la RV se desordena como se describió arriba como consecuencia de la asimetría del campo ac. Sin embargo, como α es pequeña, los vórtices que comienzan a moverse cuando son sometidos a la fuerza de Lorentz más grande (taza de variación de campo mayor), estaban cerca del límite estático en la parte precendente del ciclo (taza de variación de campo menor). Una vez que se mueven, se establece un nuevo estado determinado por la fricción dinámica (que presumiblemente es menor que la estática) en la que estos vórtices se mueven en forma coherente con el resto. Si esta imagen es correcta, tomaría unos $\sim 10^4$ ciclos para alcanzar un estado estacionario en el cual los vórtices se mueven en forma coherente y las interacciones repetidas entre ellos, que tiende a ordenarlos, domina (en lo que concierne a la medición de χ_{ac}).[17]

Finalmente, planteamos si las distorsiones producidas por el campo ac asimétrico pueden ser curadas al realizar una inversión temporal del campo. Si el movimiento de los vórtices fuese completamente reversible y aplicamos N_+ ciclos de un campo ac asimétrico, podríamos recobrar la configuración inicial (ordenada) de la RV luego de aplicar el *mismo* número de ciclos de un campo ac asimétrico con la polaridad

[15]Si se disminuye la frecuencia de la onda de diente de sierra el número de ciclos necesarios para alcanzar la saturación es menor lo que está de acuerdo con un aumento de la asimetría efectiva de la forma de onda.

[16]El reordenamiento podría estar relacionado con un proceso de difusión y aniquilación de dislocaciones. A medida que se aniquilan más dislocaciones, la probabilidad de nuevas aniquilaciones baja y el reordenamiento se frena dando lugar al reordenamiento aproximadamente logarítmico que observamos.

[17]Otra posibilidad para explicar este comportamiento en χ_{ac} está relacionada con la orientación de la RV. Como veremos en el Capítulo 5, una fuerza oscilatoria simétrica favorece una orientación de la RV en la que un eje principal apunta en dirección *perpendicular* al movimiento. Sin embargo, si hay un desplazamiento neto de grupos de vórtices, esta orientación podría dejar de ser favorable y la RV tienda a rotar 90° de modo de acomodarse con el eje principal *paralelo* a la dirección de movimiento. En esta interpretación, el mínimo que se observa en la Fig. 3.9b) para las asimetrías menores estaría asociado con el desorden inicial que provocaría esta rotación.

invertida. De hecho, la Fig. 3.10 sugiere que una configuración más ordenada se puede recuperar, siempre y cuando, las distorsiones generadas estén por debajo de cierto nivel.

Como se muestra en el inset de esta figura, primero aplicamos un número dado de ciclos, N_+, de una campo ac diente de sierra a un estado de la RV ordenado. Como en la Fig. 3.9, χ'' disminuye a medida que N_+ aumenta. Luego de N_{+max} ciclos, invertimos la polaridad del campo ac de modo que los ciclos siguientes representan una "inversión temporal" del campo previamente aplicado. En este momento, se observa que χ'' comienza a crecer y, cuando el número de ciclos de la onda invertida, N_-, supera a N_{+max}, χ'' decrece otra vez.

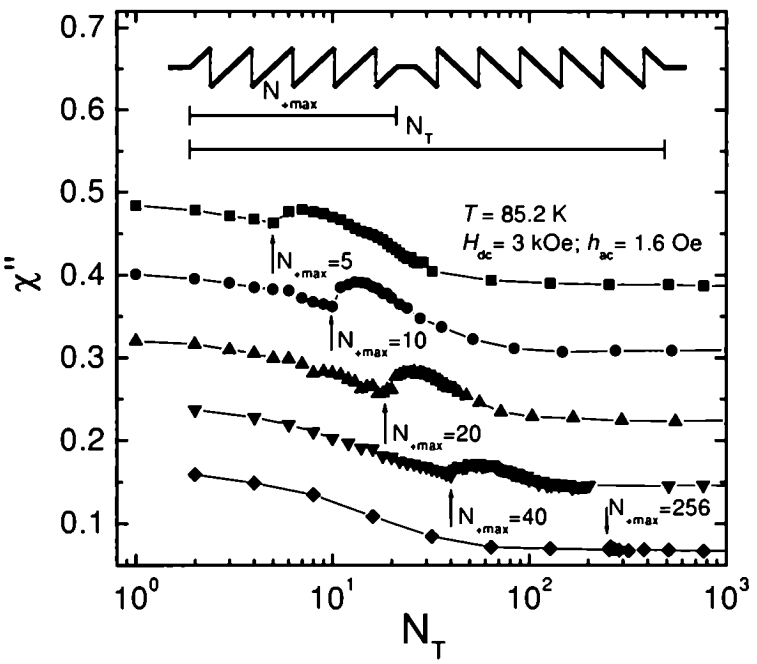

Figura 3.10: "Relajando" tensiones en la RV. χ'' como función del número de ciclos N_+ de un campo diente de sierra aplicado a una RV inicialmente ordenada. Luego de aplicar N_{+max} ciclos, la polaridad es invertida como se muestra en el inset. N_T es el número total de ciclos $N_+ + N_-$. Las curvas han sido desplazadas verticalmente. Campo de medición: 1.6 Oe, 10.22 kHz.

Seguimos este procedimiento para N_{+max} = 5, 10, 20, 40 y 256. Cuando N_{+max} es suficientemente grande para generar una gran distorsión de la red y se alcanza la saturación en χ'' (N_{+max} = 256), prácticamente no se observa ninguna recuperación. Estos resultados, soportan claramente el escenario de un desgarramiento de la RV tipo trinquete por el campo magnético asimétrico.

Es importante notar que la formación de una RV desordenada no puede ser expli-

cada mediante el proceso de contaminación que se propone en la Ref. [101] ya que, en principio, no se espera un desplazamiento de vórtices desde la superficie. En todo caso, esta contaminación por ciclo será menor al desplazamiento máximo que sufren los vórtices en la periferia de la muestra. Para el caso particular de una muestra de unos 250 μm de radio en un campo magnético continuo de 3 kOe al que se le superpone un campo ac de 5 Oe (que es del orden del campo de penetración), el desplazamiento de estos vórtices es de 0.1 μm. De la Fig. 3.9b) vemos que, luego de 100 ciclos la contaminación es importante (en el Capítulo 4 veremos que es así en todo el volumen de la muestra). Por otro lado, el desplazamiento máximo sería, luego de este número de ciclos, de unos 10 μm, lo cual es mucho menor que el tamaño de la muestra.

Este modelo también introduce una asimetría para la entrada y salida de los vórtices en la muestra debido a la existencia de las barreras de superficie. Si mediante un campo asimétrico se contamina la muestra con una fase desordenada produciendo un movimiento neto hacia adentro entonces, si se invierte la polaridad del campo, el movimiento neto debería invertir su dirección (o al menos no producirse[18]) y la contaminación no debería ocurrir. Como observamos que, eventualmente, el campo ac con la mayores asimetrías *siempre* desordena *independientemente de su signo* entonces, el modelo no es aplicable.

Por último, si suponemos que el desplazamiento neto de afuera hacia adentro es de algunos vórtices que contaminan el sistema (como en el movimiento trinquete que proponemos) entonces, la discrepancia descripta en el párrafo anterior ante una inversión del campo podría ser salvada, pero no se podría explicar el resultado de la Fig. 3.10.

3.5 Conclusiones

Hemos presentado mediciones de susceptibilidad en monocristales de YBCO con maclas. Encontramos que el sistema de vórtices puede ser atrapado en diferentes estados metaestables como consecuencia de historias termomagnéticas diferentes. Cuando se mide susceptibilidad ac, el campo magnético oscilante ordena la estructura de vórtices reduciendo localmente la densidad de corriente crítica y en consecuencia diferentes partes de la muestra pueden estar en regímenes de anclaje diferente. La robustez de estos estados y la variación espacial asociada de la corriente crítica se manifiesta en efectos de memoria, tanto en temperatura como en amplitud de campo magnético ac.

La orientación del campo magnético en relación a las maclas es otro ingrediente importante que determina la respuesta ac. A ángulos pequeños, donde se espera que el anclaje de las maclas sea más efectivo, los efectos de historia son débiles. A ángulos mayores la influencia de las maclas disminuye y entonces se observan efectos

[18] Como para el caso de los campos simétricos.

de historia pronunciados. Esto es consistente con un aumento de la longitud de correlación de la RV cuando el campo dc es rotado fuera de las maclas.

Encontramos un cambio notorio cuando se incrementa la asimetría del campo ac que sacude a los vórtices. Mientras que un campo simétrico ordena la RV, uno asimétrico produce el efecto opuesto.

Estos experimentos muestran que el ordenamiento por campos simétricos no se debe a una cristalización por corrientes altas o a un proceso de equilibración. El ordenamiento de la RV parece ser una consecuencia de la interacción repetida de los vórtices, mientras que el desorden por un campo asimétrico estaría relacionado con tensiones generadas por las fuerzas de Lorentz distintas que están involucradas en las subidas y bajadas del campo.

Uno podría esperar que se observen efectos análogos en mediciones de transporte, porque, en la mayoría de los casos, la corriente (ac) aplicada no circulará homogéneamente dentro de la muestra y forzará un redistribución de los vórtices en una forma similar que cuando se aplica un campo ac. Sobre este punto seguiremos discutiendo en el Capítulo 6.

Por último, es importante agregar que estos efectos han sido observados en una muestra sin maclas[19] y en muestras con defectos columnares[20] en el eje c con el campo dc bien apartado de la dirección de éstos ($\theta \sim 70^o$). En ninguno de los dos casos se ha efectuado un estudio sistemático aunque se ha observado que la muestra demaclada presenta los efectos de historia para todo θ (no muy cerca del plano $a-b$) y que el límite entre las zonas ordenadas y desordenadas no es tan marcado como con las muestras con maclas. Esto se puede deber a la existencia de una RV más rígida aunque, por el momento, esto es pura especulación. Los estados ZFC y $ZF_{ac}C$ en estas muestras también corresponderían a estados más desordenados que el $F_{ac}C$, aunque difieren más fuertemente entre sí (el ZFC presentaría un grado de orden menor).

[19]Esta muestra ha sido demaclada en el Centro Atómico Bariloche, y cedida gentilmente por G. Nieva.

[20]Irradiadas en el TANDAR con iones pesados, con una dosis de $B_\phi = 1$ T por P. Levy, H. Lanza y A. Silhanek.

Capítulo 4

Descripción fenomenológica de la respuesta alterna

En este capítulo discutiremos en detalle la respuesta alterna de un superconductor cuando la movilidad del la red de vórtices (RV) no es uniforme dentro de la muestra. Propondremos un modelo fenomenológico para explicar el comportamiento de la susceptibilidad en base a las observaciones hechas en las Refs. [97] y [108] y en el capítulo anterior y lo contrastaremos con nuevos resultados experimentales.

4.1 Introducción

En el capítulo anterior hemos mostrado que la susceptibilidad alterna es fuertemente dependiente de la historia magnética del superconductor. Mostramos que el sistema de vórtices puede ser atrapado en distintos estados metaestables de vida media larga en respuesta a distintas historias magnéticas. Hemos mostrado también que cuando los vórtices son sacudidos por un campo magnético alterno simétrico son llevados a un estado de alta movilidad mientras que, si el campo es temporalmente asimétrico, son llevados a un estado más anclado. En estas condiciones, y debido a que la profundidad de penetración del campo alterno es fuertemente dependiente de su amplitud y de la temperatura, zonas bien diferenciadas de la muestra pueden estar en regímenes de anclaje distinto dando lugar a los efectos de memoria descriptos en el capítulo anterior. En este capítulo, obtendremos los perfiles de campo y corriente y la susceptibilidad en forma analítica (caso estático) y numérica (caso dinámico) en muestras con anclaje inhomogéneo que serán luego comparados con nuevos resultados experimentales con el objetivo de corroborar estas suposiciones. En el Capítulo 5 completaremos nuestra descripción de la dinámica de vórtices mostrando (mediante simulaciones de dinámica molecular) que hay una alta correlación entre el grado de orden de la red de vórtices y su movilidad.

4.2 Descripción estática

El reordenamiento dinámico presentado en el capítulo anterior ocurre en la zona externa de la muestra donde ha penetrado el campo alterno H_{ac}. Un incremento en T o H_{ac} modificará la movilidad de la estructura de vórtices a medida que el campo alterno se desplace hacia el centro de la muestra y mueva a los vórtices en forma oscilatoria. De este modo, uno podría argumentar que los vórtices en la región interna de la muestra permanecerán en el estado de baja movilidad siempre y cuando la densidad de corriente allí no exceda a la densidad de corriente crítica. En este caso, un régimen tipo Campbell sería aplicable en el cual los vórtices están anclados elásticamente y el desplazamiento de cada uno de ellos está confinado a un único pozo de potencial [64, 65, 81, 146, 151].

El principal criterio para distinguir entre el régimen de Campbell y el estado crítico es la comparación entre el desplazamiento de los vórtices y el tamaño del pozo de potencial en el que se encuentran, r_a. La aplicación de un campo magnético ac da como resultado una compresión periódica de la red de vórtices, siendo el desplazamiento efectivo mucho mayor en el perímetro de la muestra que en su centro. Este desplazamiento puede ser estimado fácilmente a partir de la variación del parámetro de red, $a_0 = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{3}}\frac{\phi_0}{B}}$, cuando se agrega una perturbación al campo magnético B_{dc}. Para una muestra sin anclaje, el desplazamiento en el perímetro debido a un campo ac de amplitud B_0 ($B_0 \ll B_{dc}$) es $\Delta x \approx \frac{1}{2}\frac{B_0}{B_{dc}}d$ (donde d es el radio de la muestra)[1]. Si r_a fuese mayor que Δx, el límite de anclaje elástico sería apropiado para la descripción de la penetración de flujo. Si se incrementa la amplitud de campo ac la región donde el límite elástico es válido se verá reducida. En breve, volveremos a tratar con más detalle este criterio.

4.2.1 Lámina infinita en configuración longitudinal

El objetivo de esta sección es encontrar la dependencia de la susceptibilidad ac en función de la amplitud del campo magnético ac en forma cualitativa partiendo de un modelo de estado crítico. Con este propósito, consideremos primero el caso más simple de una lámina infinita (ver Fig. 4.1a)) para la cual la densidad de corriente crítica interna, $j_c^{int} = j_c^{>}$, es mucho mayor que la externa, $j_c^{ext} = j_c^{<}$, y el campo magnético es aplicado en forma paralela a la superficie.[2] Para fines ilustrativos, tomemos por el momento $j_c^{>} \to \infty$. En este caso, suponemos que la muestra está en estado crítico en la zona externa ($x_d \leq |x| < A$) y el apantallamiento del campo magnético es perfecto (en distancias del orden de λ) en la zona interna ($|x| < x_d$). El ancho de la lámina es $2A$ mientras que el límite entre los dos regímenes está determinado por x_d.

[1] Notar que cuando $H \gg H_{c1}$, B_{dc} es simplemente $\mu_0 H_{dc}$ y $B_0 = \mu_0 H_0$.

[2] Notar que, en un modelo de estado crítico, el parámetro a modificar que se encuentra relacionado con la movilidad de los vórtices es la densidad de corriente crítica.

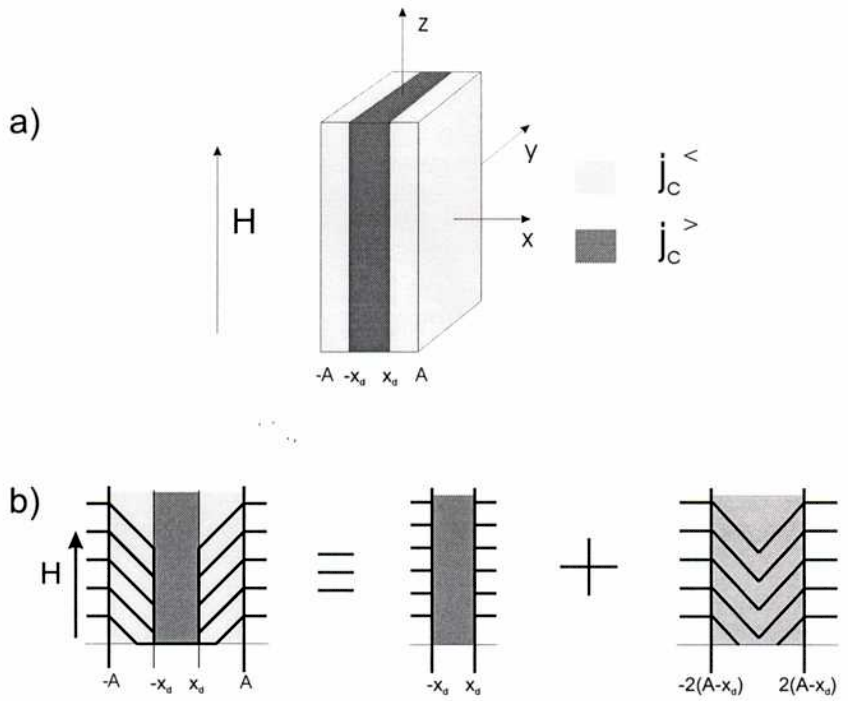

Figura 4.1: a) Lámina infinita en las direcciones $\hat{\mathbf{z}}$ e $\hat{\mathbf{y}}$ utilizada para la estimación de la susceptibilidad magnética ac. El campo es aplicado en la dirección $\hat{\mathbf{z}}$. La densidad de corriente crítica es inhomogénea, su valor es $j_c^>$ para $|x| < x_d$ (gris oscuro) y $j_c^<$ para $|x| > x_d$ (gris claro). b) Perfiles de campo dentro de la muestra para $j_c^> \to \infty$. Para el cálculo de la susceptibilidad la muestra se puede considerar equivalente a dos muestras ficticias (ver texto).

La obtención de la susceptibilidad, a partir de resultados conocidos para el estado crítico [63], es trivial si uno nota que:

- Para campos menores que $H_d = j_c^<(A - x_d)$, la susceptibilidad es la misma que para el estado crítico convencional. Esto se debe a que el campo alterno no alcanza a sensar la zona interna.

- Para campos mayores que H_d, la magnetización es la suma de la magnetización de una muestra ficticia de tamaño $2(A - x_d)$ en estado crítico y una muestra ficticia de tamaño $2x_d$ en régimen de Campbell o, en el caso que estamos tratando, con apantallamiento perfecto (ver Fig. 4.1b)). Por lo tanto, la susceptibilidad será el promedio pesado, al tamaño de la muestra real, de la susceptibilidad de estas dos muestras ficticias.

A partir de estas dos condiciones obtenemos, para un campo aplicado $H_{ac} = H_0 \cos \omega t$

$$H_0 \leq H_d: \quad \chi' = -1 + \tfrac{1}{2}x$$

$$\chi'' = \tfrac{2}{3\pi}x$$

$$H_0 > H_d: \quad \chi' = \tfrac{1}{\pi}[(\tfrac{1}{2}x^* - 1)\cos^{-1}(1 - \tfrac{2}{x^*}) + (-1 + \tfrac{4}{3x^*} - \tfrac{4}{3x^{*2}})(x^* - 1)^{1/2}]\tfrac{A-x_d}{A} - \tfrac{x_d}{A}$$

$$\chi'' = \tfrac{1}{3\pi}(\tfrac{6}{x^*} - \tfrac{4}{x^{*2}})(\tfrac{A-x_d}{A}) \tag{4.1}$$

donde $x \equiv \frac{H_0}{H_p}$, $H_p = j_c^< A$ y $x^* = \frac{H_0}{H_d} = \frac{H_p}{H_d}x = \frac{A}{A-x_d}x$.

En la Fig. 4.2a) se muestra, a modo de ejemplo, la componente disipativa χ'' como función del campo magnético ac normalizado, $\frac{H_0}{H_p}$ para distintos valores de $\frac{x_d}{A}$ (símbolos llenos). Estas curvas fueron obtenidas a partir de la ecuación 4.1 para los valores de x_d/A indicados.

Límite de validez para el régimen elástico

Como anticipamos arriba, se espera que el régimen de anclaje elástico sea aplicable en toda la muestra para campos ac no muy altos de modo que el desplazamiento de los vórtices en su periferia no exceda al tamaño del pozo de potencial en el que se encuentran. A medida que se aumenta la amplitud del campo ac, la zona de aplicabilidad de este régimen se reducirá a un área cada vez menor en la parte central de la muestra y al mismo tiempo, según lo discutido en el Capítulo 3, la movilidad de los vórtices en la zona externa se incrementará (debido al movimiento oscilatorio inducido por el campo ac).[3] En consecuencia, cada una de las curvas de susceptibilidad representadas en la Fig. 4.2a) para x_d fijo no pueden ser válidas para toda amplitud de campo ac ya que, para campos suficientemente grandes, x_d se verá forzado a disminuir. Esta disminución es monótona con la amplitud de campo ac y determina la existencia de una curva de "mínima penetración" que se puede definir como la susceptibilidad que se mediría si se comienza con un sistema de vórtices con baja movilidad en toda la muestra ($j_c = j_c^>$, $x_d = A$) y se va incrementando el campo alterno (de modo que x_d se haga cada vez más pequeña). Como veremos en los párrafos que siguen, esta curva de mínima penetración está representada por las líneas de puntos de la Fig. 4.2a) para distintos valores de la densidad de corriente crítica interna $j_c^>$.

[3]En este modelo, el aumento de movilidad se ve reflejado en una disminución de la densidad de corriente circulante, es decir, de la densidad de corriente crítica efectiva.

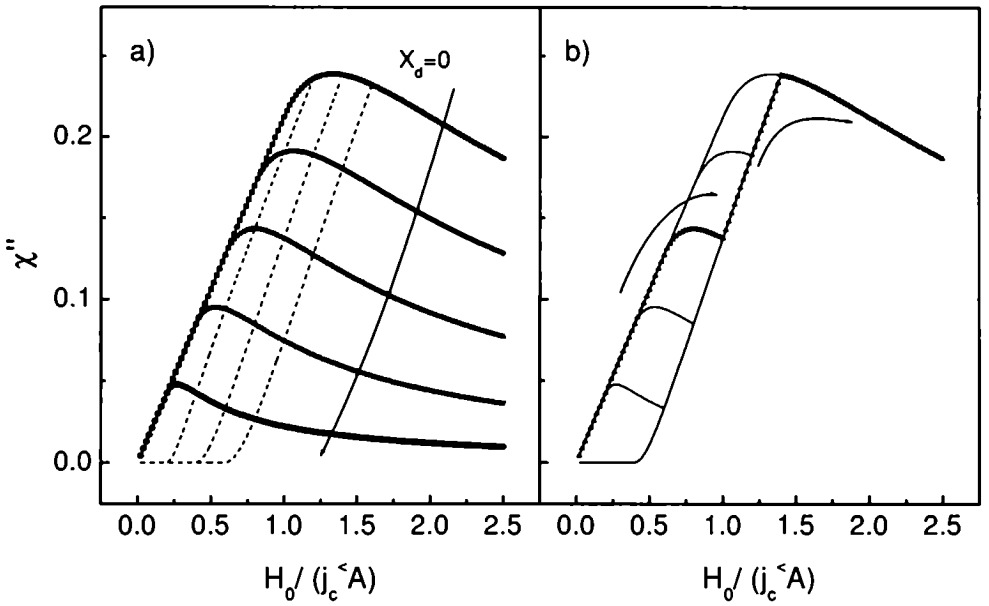

Figura 4.2: Componente disipativa de la susceptibilidad χ'' obtenida a partir de la ecuación 4.1. a) χ'' vs. $\frac{H_0}{H_p}$ para distintos valores de x_d/A (símbolos llenos). La flecha indica x_d/A crecientes, x_d/A =0, 0.2, 0.4, 0.6 ,0.8. $x_d = 0$ corresponde al estado crítico habitual. Las líneas punteadas representan las curvas de mínima penetración definidas en el texto para h_{max} =0.2 ,0.4 y $0.6H_p$. b) Susceptibilidad "medida" para $h_{max} = 0.4H_p$ y un valor inicial de $x_d/A = 0.4$ (símbolos llenos). Las flechas indican el sentido de variación del campo, comenzando desde H_0=0.

Es importante notar que anteriormente tomamos $j_c^> \to \infty$. Esto puede dar lugar a cambios cuantitativos pero no cualitativos en la dependencia funcional de la susceptibilidad.

Discutimos ahora un criterio para definir la curva de mínima penetración. Como vimos en la Sección 2.3.2 del Capítulo 2, la aplicación (en el régimen elástico) de un pequeño campo b_s (ac o dc) genera corrientes que ejercen una presión sobre los vórtices de la superficie que se propaga hacia el interior de la muestra debido a la elasticidad de la RV. El decaimiento de esta perturbación es exponencial, con una distancia característica λ_C (longitud de Campbell) [64, 65, 80, 146].

Para una muestra semi-infinita ($x \geq 0$), la perturbación b_s penetra de la siguiente forma: $\Delta B(x) = b_s \exp(-x/\lambda_{ac})$ con $\lambda_{ac}^2 = \lambda^2 + \lambda_C^2$ [79, 80]. Para el caso que estamos tratando, $\lambda_C = (c_{11}/\alpha_L)^{1/2}$, donde c_{11} es el módulo elástico de compresión de la RV ($c_{11} \sim B_{dc}^2/\mu_0$) y α_L, el parámetro de Labusch (en general, para anclaje débil $\lambda_C \gg \lambda$ y $\lambda_{ac} \sim \lambda_C$) [80].

Para determinar si el límite elástico es aplicable, utilizamos el criterio esbozado

más arriba. El desplazamiento de los vórtices en la superficie será igual a

$$\Delta x = \frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{\Delta B(x)}{B_{dc}} dx \tag{4.2}$$

Cuando $\Delta x \sim r_a$, el régimen elástico deja de ser aplicable. De la ecuación 4.2, se encuentra que esto ocurre para una perturbación $b_s = b_{max}$ que es proporcional a $r_a\sqrt{\alpha_L\,\mu_0}$ (donde usamos $\lambda_{ac} \sim \lambda_C$ y $c_{11} \sim B_{dc}^2/\mu_0$). Si la RV no está fuertemente perturbada, α_L es simplemente la pendiente de la curva fuerza-desplazamiento que satura a $j_c B_{dc}$ y, entonces, $\alpha_L = j_c B_{dc}/r_a$ [152]. Esto implica que $b_{max} \propto \sqrt{j_c}$. Este resultado también se puede obtener, a menos de una constante de proporcionalidad, mediante la condición que la densidad de corriente no exceda a la densidad de corriente crítica en la superficie.

Hasta el momento nos hemos referido a una perturbación que se propaga desde la superficie pero, es claro, que la condición de aplicabilidad del régimen elástico que hemos obtenido es válida para el desplazamiento de la RV en cualquier parte en el interior de la muestra. A partir de esto, concluimos que si comenzamos con un sistema de vórtices con baja movilidad en toda la muestra ($j_c = j_c^>$) e incrementamos la amplitud del campo ac en forma monótona entonces, si la amplitud de campo es mayor a b_{max}, x_d se reducirá (monótonamente) de forma tal que $\Delta B(x_d) = b_{max} \sim \sqrt{j_c^>}$.[4]

Para obtener la susceptibilidad en este caso, basta entonces con aplicar esta restricción al último par de ecuaciones en 4.1. Restricción que se traduce en reemplazar a x_d (que antes era fijo) por

$$\begin{array}{ll} H_0 \leq h_{max}: & x_d = A \\ H_0 > h_{max}: & x_d = A - \frac{H_0 - h_{max}}{j_c^<} \end{array} \tag{4.3}$$

con $h_{max} = b_{max}/\mu_0$.

En la Fig. 4.2a) hemos graficado la componente disipativa de la susceptibilidad para $h_{max} = 0.2, 0.4$ y $0.6H_p$ (líneas punteadas). La Fig. 4.2b) muestra la χ'' predicha por el modelo teniendo en cuenta el límite de validez del régimen elástico ($h_{max} = 0.4H_p$) para distintos x_d. La curva resaltada corresponde a un valor inicial de $x_d = 0.4A$. Para $H_0 < H_d$ el campo ac no es capaz de sensar la zona interna de la muestra y la susceptibilidad medida es la del estado crítico. Para $H_d < H_0 < H_d + h_{max}$, la medición se aparta del estado crítico ya que la penetración en el interior de la muestra es menor debido a la presencia de la zona con mayor densidad de corriente crítica. Sin embargo, como $\Delta B(x_d) < b_{max}$, x_d permanece fijo. Para $H_0 > H_d + h_{max}$, x_d empieza a disminuir y la susceptibilidad queda determinada por la curva de mínima penetración correspondiente. Por último, para $H_0 > H_p + h_{max}$, la penetración del campo en la muestra es total y nuevamente se obtiene el estado crítico habitual.

[4]Notar que también habrá un régimen tipo Campbell en las regiones de la muestra donde $j_c = j_c^<$ al cual le corresponderá un b_{max} menor. Como intentamos hacer una descripción que se enfoque en la diferencia de las distintas curvas de susceptibilidad no tendremos en cuenta su efecto.

Cuando describamos los protocolos de medición quedará mas claro el por qué es conveniente realizar los cálculos de esta forma.

4.2.2 Criterio geométrico para la obtención de la disipación ac

La parte disipativa de la susceptibilidad (χ'') mide la respuesta resistiva y se puede interpretar geométricamente como el cociente entre el área del ciclo de magnetización $A_M = \oint H_{ac}\, dM_z$ y πH_0^2 siendo H_{ac} el campo ac aplicado y H_0 su amplitud (Capítulo 2).

Utilizando este simple resultado, se puede hallar χ'' para una geometría arbitraria en el mismo límite de la sección anterior ($j_c^> \to \infty$). Nuevamente, el lazo de histéresis descripto para $H_0 \leq H_d$ es el del estado crítico mientras que, para $H_0 > H_d$, se debe considerar la respuesta de la zona interna con apantallamiento perfecto (ver Fig. 4.3).

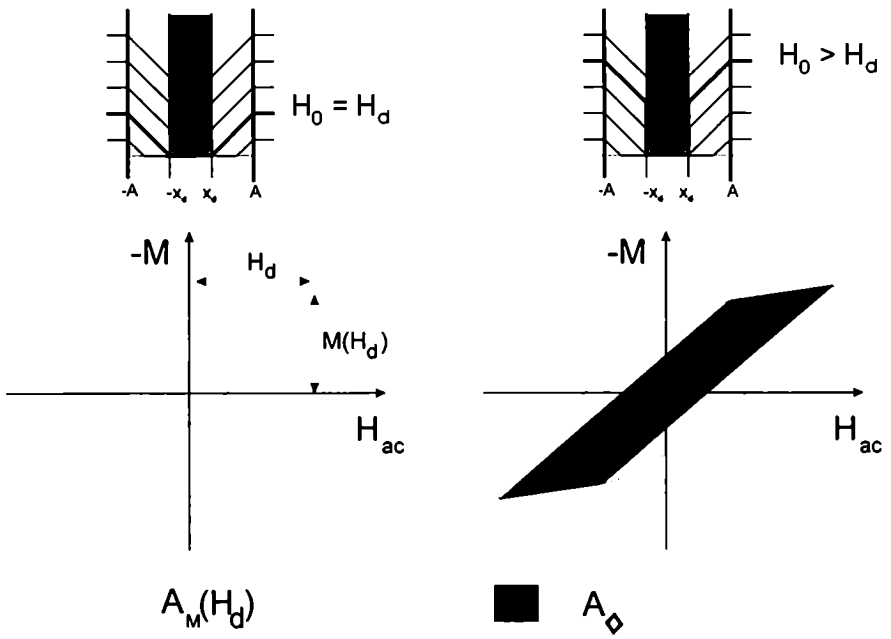

Figura 4.3: Criterio geométrico para la determinación de χ''. χ'' se obtiene a partir del área encerrada por el lazo de histéresis M vs. H.

A partir de esta figura notamos que

$$\begin{aligned} \chi''(H_d) &= \frac{A_M(H_d)}{\pi H_d^2} \\ \chi''(H_0 > H_d) &= \frac{A_M(H_0)}{\pi H_0^2} = \frac{A_M(H_d)+A_\diamond}{\pi H_0^2} \end{aligned} \tag{4.4}$$

Luego de determinar el área del paralelogramo, $A_\diamond$ y reemplazando la primera expresión de 4.4 en la segunda, se llega a

$$\chi''(H_0 > H_d) = \chi''_c \left(\frac{H_d}{H_0}\right)^2 + 4\left[|M| - H_d\frac{d|M|}{dH}\right]\frac{(H_0 - H_d)}{\pi H_0^2} \tag{4.5}$$

donde tanto $|M|$ como $\frac{d|M|}{dH}$ están evaluadas en H_d siendo M la magnetización virgen (muestra no ciclada) en estado crítico.

Esta expresión para χ'' tiene la ventaja de poder ser aplicada para cualquier geometría, siempre y cuando se conozca una expresión para la susceptibilidad en el estado crítico. Utilizando esta ecuación, $\chi'' = \frac{2}{3\pi}\frac{H_0}{H_p}$ y $M = -H + \frac{1}{2}\left[\frac{H^2}{H_p}\right]$ se puede encontrar en forma directa el resultado de la sección anterior para la lámina.

4.3 Descripción dinámica

El modelo de estado crítico de Bean ha sido extendido para distintas geometrías, incluyendo cintas [72] y discos [74, 75, 76] en un campo magnético perpendicular a la superficie los cuales describen más apropiadamente nuestra situación experimental. Todos estos resultados (obtenidos analíticamente) pueden ser reproducidos mediante un algoritmo desarrollado por E. H. Brandt [153, 154]. La gran ventaja del enfoque numérico es que permite el tratamiento de problemas, ya sea dinámicos o estáticos, para muestras en las cuales la densidad de corriente crítica tiene una dependencia no trivial con la posición. El superconductor es modelado con una ley constitutiva $E(j)$ que usualmente tiene la forma $E(j) = E_c(\frac{j}{j_c})^p$ correspondiente a una energía de activación logarítmica $U(j) = U_c \ln(j_c/j)$ para un superconductor con corriente crítica j_c.

4.3.1 Método numérico

Siguiendo el desarrollo de Brandt, consideramos una cinta[5] localizada en $|x| \leq d/2 \ll A$ con $|y| \leq A$ y $|z| \leq l \gg A$ que está sometida a un campo magnético externo $H_a\hat{\mathbf{x}}$ y definimos una densidad de corriente laminar $\mathbf{J}(y,z) = \int_{-d/2}^{d/2}\mathbf{j}(x,y,z)dx$ que es, en este caso, $\mathbf{J}(y,z) = -J(y)\hat{\mathbf{z}}$.

El campo magnético generado por estas corrientes es obtenido a partir de la ley de Ampère. Para la cinta, se obtiene que el campo total perpendicular a la superficie, evaluado en $x = 0$, tiene la forma

$$H_x(0,y) = H(y) = \frac{1}{2\pi}\int_{-A}^{A}\frac{J(u)}{y-u}du + H_a. \tag{4.6}$$

[5]La extensión de estos cálculos para discos es directa y se recomienda la Ref. [154] para su estudio.

Como las corrientes son inducidas por el campo externo, uno puede utilizar la siguiente condición de simetría $J(y) = -J(-y)$ en la ecuación 4.6. Teniendo en cuenta el campo eléctrico, $E(y,t) = \dot{\phi}(y,t)/L$, inducido por el flujo magnético $\phi(y)$ que varía con el tiempo ($\phi(y) = \mu_0 \int_0^y H(u)du$), se obtiene una ecuación integro-diferencial para la corriente. Esta ecuación se puede escribir en forma discretizada [153, 154]

$$\dot{J}_i(t) = \sum_{j=1}^{N} K_{ij}^{-1} \left[\frac{J_j(t)}{\tau_j} - 2\pi u_j \dot{H}_a(t) \right]. \tag{4.7}$$

donde $\tau = \mu_0 ad/(2\pi\rho)$, $\rho = E(j)/j$ y N es el número de puntos u_i ($0 < u_i < 1$) en la discretización, $u_i = u(x_i)$ con $x_i = (i - \frac{1}{2})/N$. En la ecuación 4.7 el ancho mitad de la cinta A se eligió como unidad de longitud, y K_{ij} está dado por (ver Ref.[154])

$$\begin{aligned} K_{ij} &= \tfrac{w_j}{N} \ln \left| \tfrac{u_i - u_j}{u_i + u_j} \right| \quad i \neq 0 \\ K_{ij} &= \tfrac{w_j}{N} \ln \tfrac{w_j}{4\pi N u_i} \quad i = j \end{aligned} \tag{4.8}$$

donde $w_i = u_i'$ es una función peso (que es igual a 1 si se eligiera una grilla con puntos equidistantes, lo cual no es conveniente desde el punto de vista numérico).

Si se desea extender la resolución numérica para muestras que llevan una corriente de transporte (como en los experimentos que veremos en el Capítulo 6), la simetría $J(y) = -J(-y)$ deja de ser válida y se debe modificar el conjunto de ecuaciones 4.7-4.8 como explicamos en la Ref. [155] y en el Apéndice A.

A partir de la corriente laminar calculada en función del tiempo (solución de las ecuaciones 4.7-4.8), se puede obtener el momento magnético $\mathbf{m}$ de la muestra

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int \mathbf{j} \times \mathbf{r}\, d^3x \tag{4.9}$$

el cual apunta en la dirección $\hat{\mathbf{x}}$ y para la cinta puede ser escrito en la forma

$$\mathbf{m} = -\hat{\mathbf{x}} M L, \quad M = \int_{-A}^{A} y J(y)\, dy \tag{4.10}$$

Si el campo aplicado es alterno $H_a(t) = H_{ac}(t) = H_0 \cos(\omega t)$ donde $\omega = 2\pi/T$, la magnetización realiza un ciclo de histéresis del cual se pueden definir los coeficientes de susceptibilidad ac (Sección 2.2)

$$\chi_n' = \frac{\omega}{\pi H_0} \int_0^T M(t) \cos(n\omega t)\, dt \tag{4.11}$$

$$\chi_n'' = \frac{\omega}{\pi H_0} \int_0^T M(t) \operatorname{sen}(n\omega t)\, dt \tag{4.12}$$

Para obtener la susceptibilidad resolvimos las ecuaciones 4.7-4.8 con un método de Runge-Kutta de cuarto orden con control automático del tamaño del paso de la integración [156]. Elegimos la relación constitutiva sugerida arriba

$$\mathrm{E}(\mathbf{J}) = E_c \left(\frac{J}{J_c}\right)^p \frac{\mathbf{J}}{J} \tag{4.13}$$

con $J = |\mathrm{J}|$.

El modelo de Bean se obtiene cuando se asume una ley de corriente-voltage $E(J)$ no-lineal con un incremento abrupto en $J = J_c$. En la relación constitutiva 4.13 esto ocurre para $p \to \infty$. Cuando $1 \ll p < \infty$, esta relación lleva a una relajación no-lineal (aproximadamente logarítmica) de $M(t)$ causada por una difusión no-lineal del flujo magnético con una difusividad dependiente de la corriente $D(J) = E(J)/\mu_0 J$. A medida que p decrece la relajación se vuelve más pronunciada y, en el límite $p = 1$, el comportamiento es el de un conductor óhmico, con difusión de flujo lineal y relajación exponencial. Notar que, para un valor general de p, sólo la combinación E_c/J_c^p entra en juego en 4.13 y, en consecuencia, E_c (que es el criterio de voltage) y J_c no son independientes. Sin embargo, en el límite de Bean sólo J_c importa (E_c es irrelevante), mientras que en el límite óhmico $E_c/J_c = \rho$ es la resistividad.[6]

4.3.2 Resultados numéricos

Para nuestras simulaciones usamos un exponente $p = 20$ [157, 158]. Este exponente está relacionado con el tamaño de la barrera de potencial involucrada en el proceso de activación térmica y la temperatura T ($p \sim U_c/kT$, donde U_c es el tamaño de barrera típico y k la constante de Boltzmann).

La discretización de la muestra se realizó con puntos no-equiespaciados con $N = 30$ y $N = 50$ y no se encontraron diferencias (más adelante mostramos los resultados para $N = 50$). La tabulación se realizó de modo tal que la función peso $w(x) = u'(x)$ se anulara en el borde de la muestra ($u = 1$) (ver Ref. [154] para una discusión completa sobre este tema)

$$u(x) = \frac{3}{2}x - \frac{1}{2}x^3 \tag{4.14}$$

$$w(x) = \frac{3}{2}(1 - x^2) \tag{4.15}$$

[6] J_c, en el modelo dinámico que describimos, no tiene el mismo significado que en el modelo de Bean, ya que la corriente que circula en la muestra dependerá, por ejemplo, de la velocidad de variación del campo o del tiempo. J_c, en este caso, da simplemente una idea de la movilidad de la red de vórtices.

Utilizamos un campo ciclado sinusoidalmente $H_{ac}(t) = H_0 \mathrm{sen}(\omega t)$ con $\omega = 2E_c/(\mu_0 j_c dA)$, u $\omega = 1/\mu_0$ en unidades de $A = 2E_c = j_c d = 1$. El campo magnético se mide en unidades de $j_c d$. La susceptibilidad se calculó luego de 2 ciclos completos de campo, a partir de los cuales se alcanza un régimen estacionario.

En las simulaciones, la densidad de corriente crítica (laminar) depende de la "historia magnética" de la muestra. Como discutimos en las secciones anteriores, en nuestro modelo simplificado, la densidad de corriente crítica puede tomar sólo dos valores distintos, $J_c^>$ y $J_c^<$ (ahora, ambos finitos) dependiendo de los valores previos de densidad de corriente que hayan circulado en el lugar considerado.[7] La condición inicial para realizar el cálculo también dependerá entonces de la historia ya que ésta determina el perfil inicial de la densidad de corriente crítica.

En las simulaciones que mostramos en la Figs. 4.4 y 4.5 realizamos barridos ascendentes en amplitud de campo magnético,[8] empezando con amplitud de campo cero y con distintas condiciones iniciales.

El protocolo para el cálculo de la susceptibilidad en la Fig. 4.5 es el siguiente:

- Curva de mínima penetración
  - Comenzamos con $J_c = J_c^>$ en toda la cinta (estado de baja movilidad).
  - Incrementamos el campo magnético desde cero.
  - Calculamos los perfiles de campo y corriente, si la densidad de corriente excede en algún lugar a $J_c^>$, entonces J_c toma en ese lugar el valor dado por $J_c^<$ y se reinicia el cálculo. Esto genera una región en la parte externa de la cinta con $J_c = J_c^<$ (por construcción, la menor posible para el campo dado).
  - Se vuelve a incrementar el campo y se repite el procedimiento del punto anterior. Notar que la zona con $J_c = J_c^>$ se va encogiendo hacia el interior de la cinta. Ver los perfiles de corriente y campo para distintas amplitudes en la Fig. 4.4 (centro).
- Resto de las curvas
  - Definimos el estado inicial. Con este fin "aplicamos" un campo ac magnético de una dada amplitud y definimos el perfil de densidad de corriente crítica de la misma forma que para la curva de mínima penetración.

[7] Como unidad de densidad de corriente elegimos (arbitrariamente) a $J_c^<$.

[8] Experimentalmente uno fijaría la temperatura y mediría la susceptibilidad en función del campo ac. Procedemos de esta forma ya que *a priori* se desconoce la dependencia funcional de la corriente crítica con la temperatura.

- Calculamos la susceptibilidad incrementando el campo magnético ac desde cero. Nuevamente, si la densidad de corriente excede en algún lugar a $J_c^>$, entonces J_c toma en ese lugar el valor dado por $J_c^<$ y se reinicia el cálculo. Esto ocurre solamente para amplitudes de campo mayores a la que define la condición inicial. A partir de dicha amplitud, la susceptibilidad calculada coincide con la curva de mínima penetración.

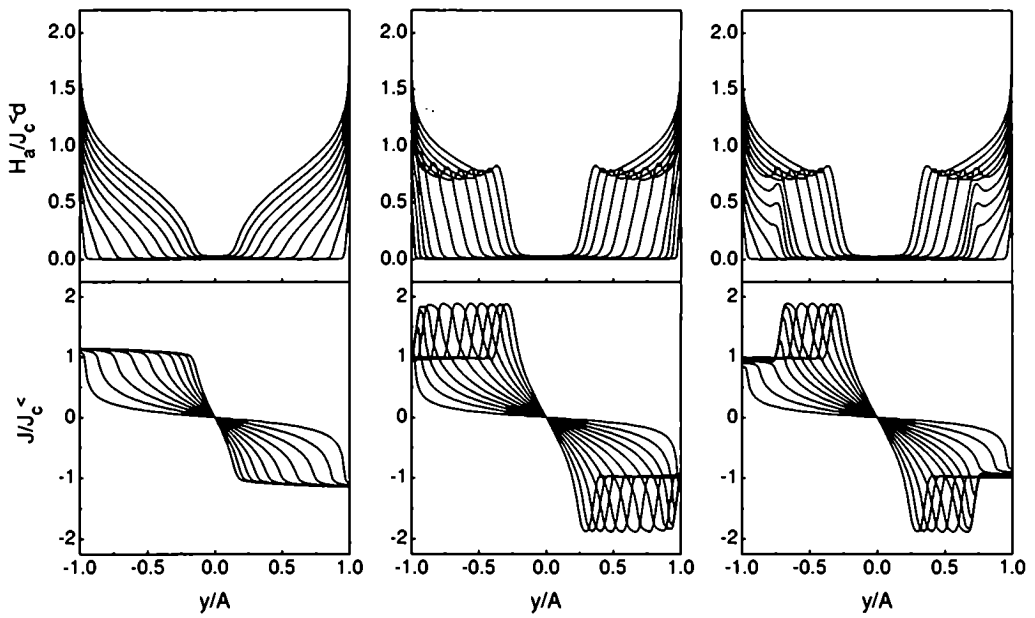

Figura 4.4: Perfiles de campo (arriba) y corriente (abajo) obtenidos en forma numérica cuando se incrementa el campo aplicado $H_0 \cos \omega t$ desde cero hasta H_0, para distintos $H_0 < 1$. Izquierda: muestra homogénea $J_c^> = J_c^< = J_c$. Centro: perfiles en la curva de mínima penetración $J_c^> = 2J_c^<$. Derecha: perfiles obtenidos al ir incrementando H_0 con un x_d inicial igual a $0.25A$.

Notar que los perfiles de la Fig. 4.4 se encuentran redondeados. Esto se debe al movimiento activado térmicamente de los vórtices que incluye el modelo numérico.[9]

Como veremos en la próxima sección, este protocolo es particularmente conveniente para comparar los resultados numéricos con los resultados experimentales, ya que, como vimos en el capítulo anterior, podemos generar, en forma muy reproducible, un estado inicial de baja movilidad y así utilizar un protocolo equivalente en los experimentos.

[9]El efecto de la activación térmica en el modelo se puede estudiar de varias maneras, por ejemplo, modificando el valor de p en la zona interna o eligiendo un valor umbral menor a $J_c^>$ para la densidad de corriente que produce el cambio a la densidad de corriente crítica menor en la zona penetrada.

Vale la pena notar que en un modelo estrictamente bidimensional no es posible tener un cambio abrupto de la densidad de corriente crítica ya que la corriente circulante divergería en ese lugar (del mismo modo que diverge en el borde de la muestra [76]). En la práctica, sin embargo, el tratamiento bidimensional colapsa en distancias del orden del espesor de la muestra d.[10] Para salvar este inconveniente, para nuestros cálculos elegimos una variación continua de la densidad de corriente crítica entre $J_c^>$ a $J_c^<$ en distancias del orden de d.

En la Fig. 4.5a) tomamos $J_c^> = 2J_c^<$. En la Fig. 4.5b) comparamos curvas de mínima penetración para distintos valores de $J_c^>$ (1,1.5 y 2).

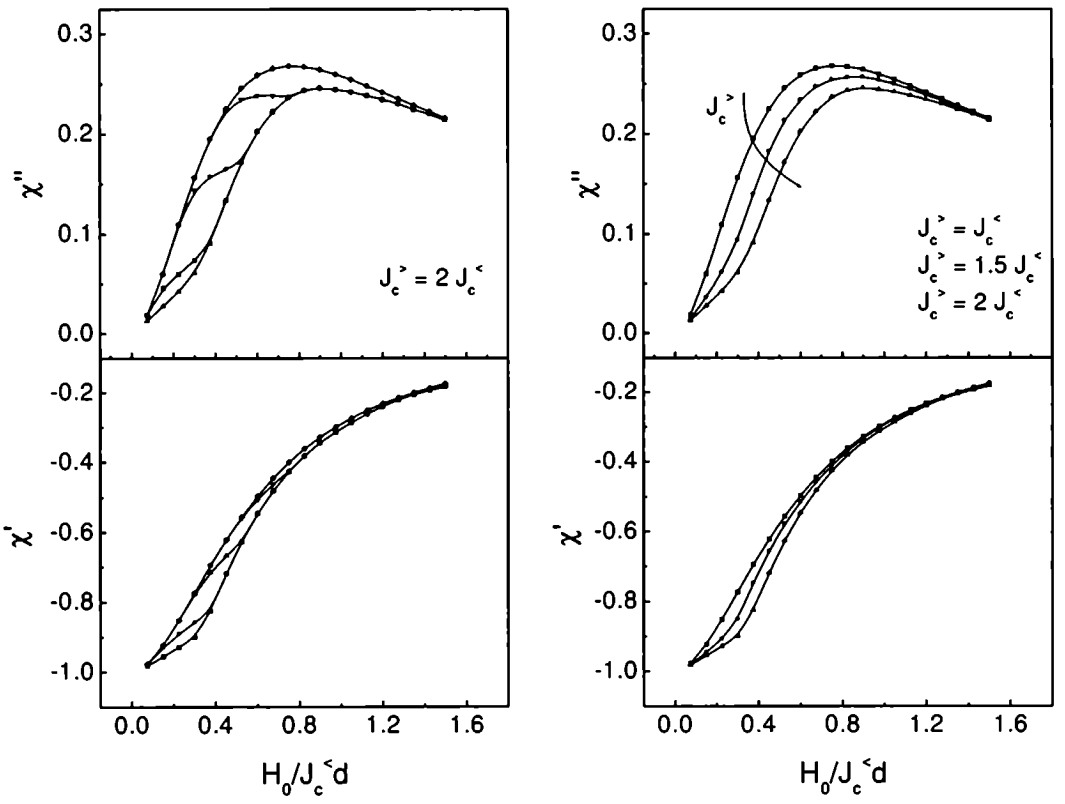

Figura 4.5: Susceptibilidad obtenida con el modelo numérico, χ'' (arriba) y χ' (abajo). A la izquierda se muestran los resultados incrementando el campo para distintos valores de x_d iniciales, $x_d/A = 0$, 0.05, 0.25, 0.5 y 1. $J_c^> = 2J_c^<$. A la derecha se muestran las curvas de mínima penetración para $J_c^> = 1$, 1.5 y 2 $J_c^<$. Se obtienen tomando x_d inicial nulo.

[10] O, en forma más general, de la mayor de estas tres cantidades d, λ and $\Lambda = 2\lambda^2/d$ [76].

4.4 Resultados experimentales

Como anticipamos, para comparar los resultados numéricos con los experimentales es conveniente realizar mediciones de susceptibilidad en función de amplitud de campo (frente a las mediciones en temperatura).

El protocolo de medición tiene mucho en común con el protocolo descripto para los cálculos.

- Generamos un estado de baja movilidad. Para ello exponemos a la muestra a 10^4 ciclos de campo magnético ac con forma de onda de diente de sierra (10 kHz, 8 Oe).[11]
- Definimos el estado inicial. Para ello, aplicamos 10^5 ciclos de campo magnético ac senoidal con una amplitud dada, H_0^i (10 kHz).
- Medimos la susceptibilidad incrementando la amplitud del campo magnético desde cero (frecuencia de medición: 10 kHz).

Los resultados se muestran en la Fig. 4.6, para una temperatura fija y $H_{dc} = 3$ kOe. Las mediciones fueron realizadas en el mismo cristal de YBCO utilizado en el Capítulo 3. El campo magnético que define el estado inicial, H_0^i, se eligió igual a 0, 1.6, 2.4, 3.2, 4, 4.8 y 8 Oe.

Es notoria la similitud de estos resultados con las simulaciones numéricas de la Fig. 4.5a), en las cuales $J_c^> = 2J_c^<$. El hecho que exista un cambio de comportamiento definido por el campo que determina el estado inicial apoya la interpretación de vórtices que se mueven y vórtices que no de un lado y del otro de un límite bien marcado.

La corriente crítica efectiva del estado de mayor movilidad se puede estimar a partir de la posición del pico de disipación. Comparando las Fig. 4.5 y 4.6 tenemos que $j_c^< \simeq H_0^{pico}/(0.75d)$. Con $d = 30\,\mu$m y $H_0^{pico} = 3.5$ Oe, $j_c^< \simeq 1250$ A/cm^2, lo que implica $j_c^> \simeq 2500$ A/cm^2 (a 85.2 K).

Podemos observar que la componente inductiva no tiende a -1 para H_0 tendiendo a cero. Esto es probablemente debido a una penetración finita de la muestra en el régimen de Campbell [66, 81]. Podemos determinar a partir de un valor de saturación estimado ($\chi'(0) \sim$ -0.9), el valor de $\lambda_C \sim \lambda_{ac} \sim 10\mu$m ($\gg \lambda \sim 0.6\mu$m [11]) y el tamaño del pozo de potencial $r_a \sim 50$ Å (ecuación 4.2 $r_a \sim \lambda_{ac}h_{max}/H_{dc}$ con $h_{max} \sim 1.5$ Oe y $H_{dc} = 3$ kOe). El valor de h_{max} se estimó como el valor de amplitud de campo mínima capaz de modificar la susceptibilidad medida (partiendo de un estado de baja movilidad). El valor de r_a obtenido es del orden de la longitud de coherencia $\xi \sim 60$ Å a la temperatura de trabajo ($\xi \sim \xi_0(1 - T/T_c)^{-1/2}$ con $\xi_0 \sim 20$ Å [11]). El

[11] Una amplitud de campo de 8 Oe y 10 kHz a las temperaturas de trabajo aseguran una penetración total de la muestra (Capítulo 3).

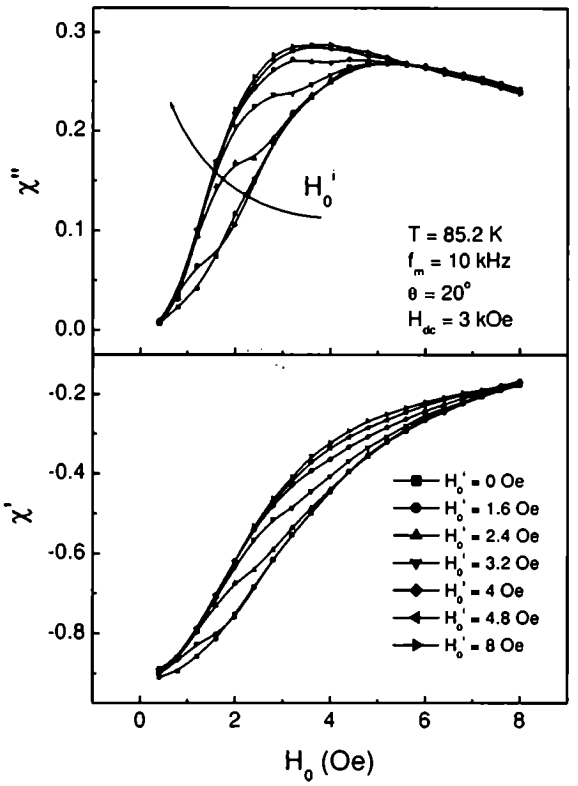

Figura 4.6: Resultados experimentales, χ' y χ'' en un monocristal de YBCO medidas incrementando campo para distintas condiciones iniciales. Antes de comenzar a medir se genera un estado de baja movilidad en toda la muestra y se aplica un campo ac de amplitud H_0^i y $f = 10$ kHz que define el estado inicial. La adquisición de cada punto demora menos de 5 s. H_0^i =0, 1.6, 2.4, 3.2, 4, 4.8, y 8 Oe. Ver texto.

parámetro de Labusch es, en esta aproximación, $\alpha_L \sim \frac{j_c B_{dc}}{r_a} \sim \frac{j_c \phi_0}{r_a} \frac{1}{a_0^2} \sim 10$ N/m$^2 \frac{1}{a_0^2}$ (100 dyn/cm$^2 \frac{1}{a_0^2}$).

Dependencia con la frecuencia

El modelo dinámico propuesto descripto en la sección 4.3.1 predice que si se incrementa la frecuencia del campo magnético alterno (dejando todos los demás parámetros fijos) entonces la corriente inducida en la superficie es (en promedio) mayor y la penetración en la muestra es menor. Este es un resultado conocido y para $p = 1$ (conductor óhmico) deviene en el fenómeno conocido como efecto pelicular.

Se puede ganar intuición al respecto considerando el estado estacionario durante la aplicación de una rampa de campo con velocidad constante, $\dot{H}_a$. En este estado,

la corriente causada por el campo no cambia y el campo eléctrico se obtiene de $\nabla \times \mathrm{E} = -\dot{\mathbf{B}}_a$, donde $\mathbf{B}_a = \mu_0 \mathbf{H}_a$, lo que significa que $E \sim \dot{B}_a$. Invirtiendo 4.13 $J \sim (\dot{B}_a)^{1/p}$, que muestra como se incrementa J ante un incremento de $\dot{B}_a$. Tomando J=cte en, por ejemplo, 4.7 se llega al mismo resultado.

La menor penetración para un incremento de frecuencia se puede deducir elegantemente a partir de una interesante propiedad de escaleo de la ecuación 4.7 [159]. Explícitamente, si se cambia la unidad de tiempo en un factor k y se expresa ésta en términos de $\tilde{t} = t/k$, entonces las nuevas funciones $\tilde{J}(\tilde{t}) = J(t)\, k^{1/(p-1)}$ y $\tilde{B}_a(\tilde{t}) = B_a(t)\, k^{1/(p-1)}$ satisfacen las mismas ecuaciones. El campo magnético resultante escalea con el mismo factor. Si consideramos un campo periódico, $H_{ac}(t) = H_0 \mathrm{sen}\omega t$, el escaleo implica que si la frecuencia es incrementada en un factor 10 y la amplitud del campo ac en un factor $10^{1/(p-1)}$ la penetración del campo en el interior de la muestra será la misma (ya que el campo sólo está multiplicado por un factor). Si ahora la amplitud del campo no es incrementada, la penetración es lógicamente menor, que era lo que queríamos probar. En la Fig. 4.7 se esquematiza esta idea.

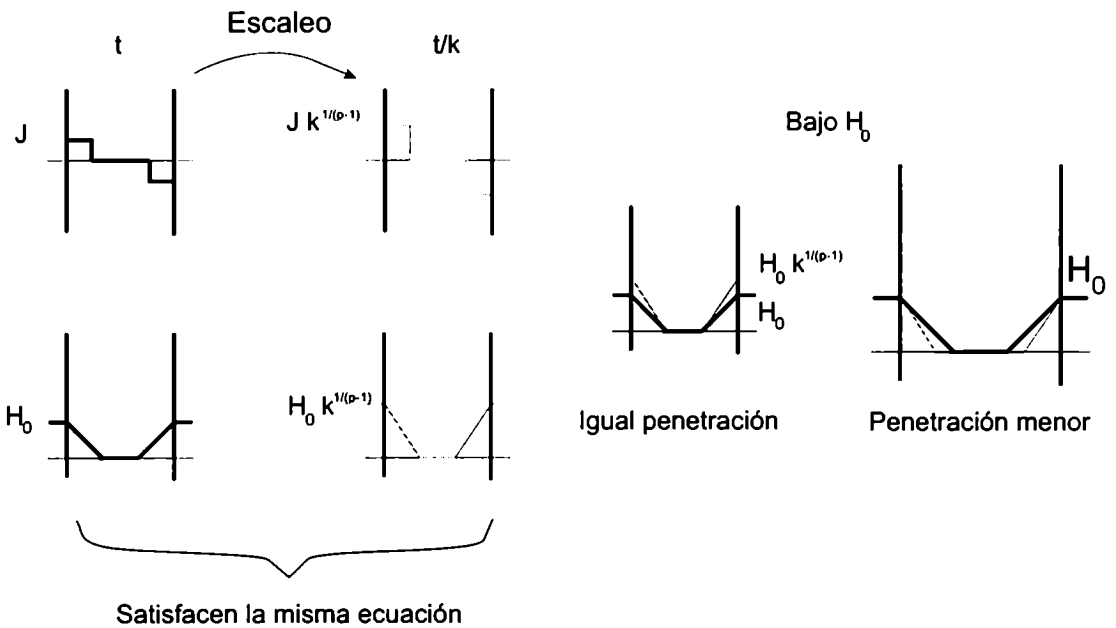

Figura 4.7: Representación esquemática del escaleo que demuestra la menor penetración al incrementar la frecuencia del campo ac manteniendo su amplitud constante.

Este hecho se puede comprobar experimentalmente y se muestra en la Fig. 4.8 en donde se comparan los resultados obtenidos midiendo la susceptibilidad a 10 kHz (en ambos casos), después de aplicar 10^5 ciclos de un campo senoidal a 10 kHz (Fig.

4.8a)) y después de 10^5 ciclos de un campo senoidal con las *mismas* amplitudes pero a 100 kHz (Fig. 4.8b)). Se distingue claramente que para el caso de 100 kHz la penetración es menor. De esta diferencia, usando la ley de escala, se puede obtener una estimación para el exponente p (ecuación 4.13). Por ejemplo, la penetración de un campo ac de 3.2 Oe a 100 kHz, es del orden de la de un campo ac de 2.7 Oe a 10 kHz con lo que, suponiendo una penetración lineal con el campo, $p \sim 15$. Algo menor que en nuestras simulaciones, lo cual se podría esperar (dentro de este modelo) debido a la mayor disipación (en el pico) encontrada en los experimentos.[12]

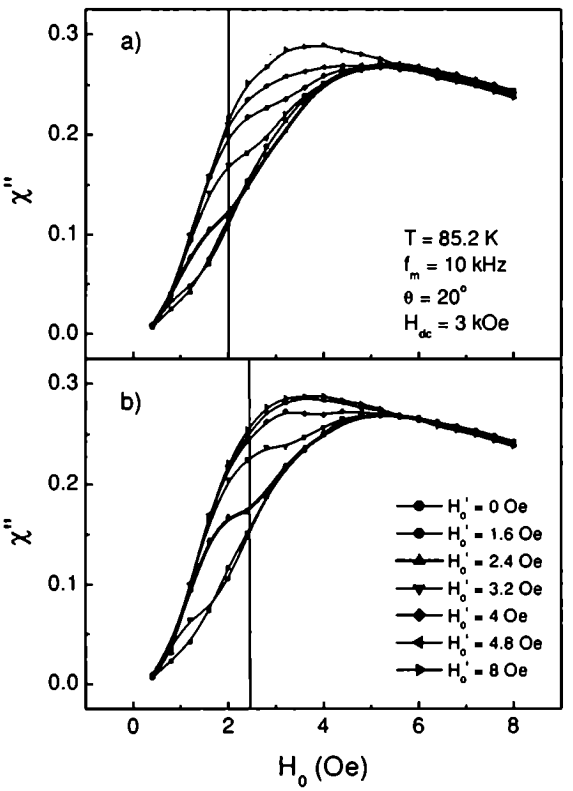

Figura 4.8: Mediciones análogas a las mostradas en la Fig. 4.6. El ciclado del estado inicial se hizo para las mismas amplitudes de campo ac pero con una frecuencia 10 veces mayor (f = 100 kHz) (a). Para comparar, hemos incluido las mediciones de χ'' de la Fig. 4.6 (b). Se ve que en este último caso que el campo penetra más. Con líneas gruesas se destacan las mediciones para H_0^i= 2.4 Oe.

[12]Notar que, de todos modos, esta estimación tiene mucho error.

Campos simétricos vs. campos asimétricos

En base a los resultados mostrados en el capítulo anterior sugerimos que el cambio de la movilidad de la RV puede estar relacionado con cambios en su grado de orden, siendo estos efectos intrínsecos a la dinámica oscilatoria [108].

En las secciones anteriores mostramos que uno puede incrementar la movilidad de la RV (ordenarla) mediante un campo alterno simétrico y probamos que esto ocurre en la zona de penetración del campo o, lo que es equivalente, donde circulan las corrientes ac (mayores a la crítica). También sabemos que un campo asimétrico produce el efecto contrario, es decir, lleva a la RV a un estado de baja movilidad (desordenado). Surgen entonces las siguientes preguntas:

- La zona en la que se desordena, tiene la misma dependencia sencilla con la amplitud de campo que para campos simétricos?
- Partiendo, por ejemplo, de una RV con movilidad alta, puedo lograr alternar zonas de baja y alta movilidad en la muestra?
- El campo ac, debe tener una amplitud mínima para producir algún efecto?

En relación a la última pregunta, para el caso simétrico encontramos que el campo mínimo es del orden de 1.5 Oe, el cual parece estar relacionado con el régimen de Campbell. Es decir, si los vórtices se mueven, entonces son llevados por el campo ac a un estado de mayor movilidad. Como veremos en breve, los resultados para el caso asimétrico muestran que la amplitud umbral es considerablemente mayor y que, por lo tanto, no estaría relacionada con un régimen de Campbell. Veremos que implicancias puede tener este resultado.

El protocolo de medición es muy parecido al anterior. Se ha modificado de modo de que el estado inicial sea de baja movilidad:

- Generamos un estado de alta movilidad. Para ello exponemos a la muestra a 10^4 ciclos de campo magnético ac con forma de onda de diente de sierra (10 KHz, 8 Oe) y luego a 10^5 ciclos con forma de onda senoidal con la misma amplitud y frecuencia.
- Definimos el estado inicial. Para ello, aplicamos 10^5 ciclos de campo magnético ac *asimétrico* (*i.e.*, diente de sierra) con una amplitud dada (10 kHz).
- Medimos la susceptibilidad incrementando la amplitud del campo magnético desde cero (frecuencia de medición: 10 kHz).

Los resultados se muestran en la Fig. 4.9 para las mismas condiciones de temperatura y campo dc que para la Fig. 4.6. La amplitud del campo magnético diente de sierra, que define el estado inicial, se eligió igual a H_0^i = 0, 1.6, 2.4, 3.2, 4, 4.8 y 8

Oe. Lo primero que se observa es que no parece haber un límite claro entre dos zonas con distintas movilidades como en la Fig. 4.6 y que los cambios en la susceptibilidad medida son importantes recién para los H_0^i utilizados mayores a 3.2 Oe. Esto último se observa más claramente en las mediciones del inset que muestran la susceptibilidad medida con campo ac fijo para distintos H_0^i. Por comparación se realizó una medición equivalente para el caso simétrico que se presenta en el mismo inset. En este último caso los cambios son evidentes recién para H_0^i igual al campo de medición (ver Capítulo 3).

Para campos H_0^i mayores a ~3.2 Oe, las curvas de susceptibilidad comienzan a cambiar para todos los campos de medición y tienen la apariencia de las curvas de mínima penetración de la Fig. 4.5 para distintos valores de J_c^{int}. El hecho que no se observe un límite claro entre dos zonas de movilidades distintas puede deberse a la diferencia entre la tasa de variación de campo en la forma de onda de diente de sierra que hace que la penetración sea distinta para las rampas de subida y bajada. Esto fue discutido en la sección anterior. El campo ac de medición también puede contribuir a producir este resultado ya que éste tiende a contrarrestar el efecto de la onda de diente de sierra. Por otro lado, no se puede obviar el hecho que la misma forma de la curva de susceptibilidad no favorece su observación.

Otra posibilidad está vinculada al mecanismo por el cual disminuye la movilidad de la RV. En el Capítulo 3, propusimos un mecanismo genérico en el cual la movilidad disminuía debido a un aumento de la densidad de defectos en la RV. Los defectos serían generados por distorsiones plásticas producto de la diferencia en las corrientes inducidas en la subida y bajada de campo. El hecho que haya un campo mínimo de unos 3 Oe para que el efecto sea observado parece apoyar esta suposición. Si es necesaria la existencia de distorsiones plásticas para generar desorden entonces se podría argumentar que los vórtices deben moverse *al menos* una distancia del orden o mayor a la distancia de red. Para una muestra en estado crítico, el desplazamiento en el perímetro debido a un campo ac, que penetra una distancia d es $\Delta x \approx \frac{1}{4}\frac{H_0}{B_{dc}}d$ (para d menor al radio de la muestra). Para el caso particular de una muestra de unos 250 μm de radio en un campo magnético continuo de 3 kOe al que se le superpone un campo ac de 3.2 Oe (6.4 Oe pico a pico, siendo el campo de penetración total de 5 Oe), el desplazamiento de los vórtices en la periferia de la muestra es de $\sim$ 0.1 μm, que es del orden de la distancia de red ($a_0 = 0.09$ μm).

Desde este punto de vista, los defectos en la RV se nuclearían en el borde de la muestra en donde los desplazamientos son mayores. La existencia de una amplitud de campo umbral estaría relacionada con la posibilidad de generar distorsiones plásticas capaces de producir dichos defectos. Es importante destacar que para amplitudes de campo ac mayores que 3.2 Oe una porción importante de la RV dentro de la muestra está en movimiento pero sólo en una zona cercana al borde de la muestra se modificarían las propiedades de la RV. Esto se contrapone al caso del ordenamiento por campos simétricos para el cual los vórtices que se mueven son aquellos que se organizan en una RV más ordenada.

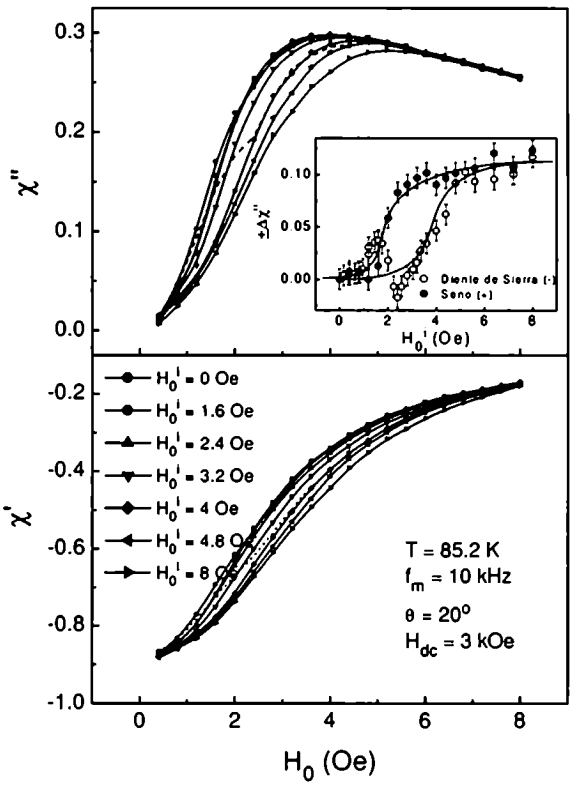

Figura 4.9: χ' y χ'' incrementando campo para distintas condiciones iniciales. La movilidad de la RV disminuye cuando se aplican campos asimétricos. Antes de comenzar a medir se genera un estado de alta movilidad en toda la muestra y se aplica un campo ac diente de sierra de amplitud H_0^i y $f = 10$ kHz que define el estado inicial. En línea punteada se muestra que se puede ordenar parcialmente la RV en el borde de la muestra sin perturbar su interior. En el inset se muestra la variación de χ'' como función de H_0^i para un campo ac senoidal ($\Delta\chi''$) y diente de sierra ($-\Delta\chi''$).

En el caso de aplicar una onda diente de sierra cabe la posibilidad de que los defectos generados en el borde difundan hacia el interior de la muestra asistidos por el movimiento de la RV. Como el desorden se produce a campos ac altos que prácticamente penetran toda la muestra, luego de una cierta cantidad de oscilaciones se observa toda la RV contaminada (ver Fig. 4.9). Esto está respaldado por la observación directa, mediante simulaciones de dinámica molecular, de una gran movilidad de las dislocaciones en redes de vórtices forzadas a moverse por fuerzas oscilantes (ver Capítulo 5). La Fig. 4.10 muestra un resultado relacionado. El protocolo de medición es equivalente al de la figura anterior con la diferencia de que se mantiene fija la amplitud el campo ac diente de sierra que define el estado inicial (4.8 Oe) pero se varía el número de ciclos aplicados (N=2, 5, 10, 20, 100, 100000). Los resultados

parecen indicar que el efecto del campo de diente de sierra para los N menores sólo se observa en el borde (H_0 pequeño). Esto se puede ver más claramente en el inset de la Fig. 4.10 en el que se representa la diferencia de la disipación medida para cada N con la medida para N=100000 y se indica para que amplitud de campo las curvas dejan de diferenciarse. Estos puntos estarían relacionados con la profundidad de penetración de la región desordenada. Aunque estos resultados no contradicen la hipótesis de la difusión de los defectos, no son muy contundentes y por lo tanto es necesario continuar con este tipo de estudios.

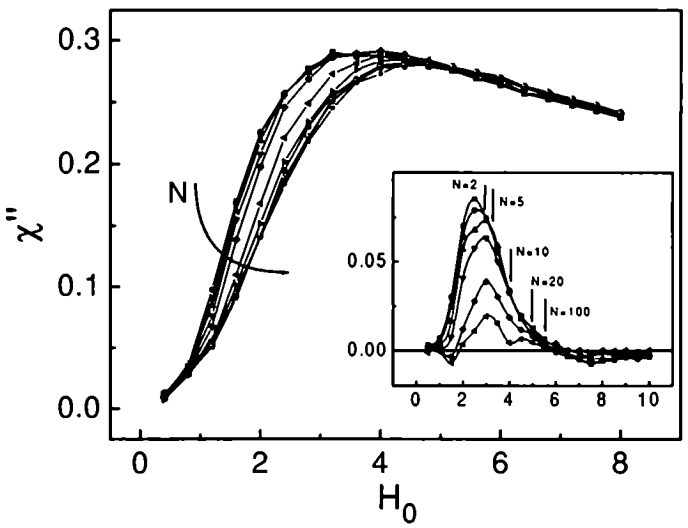

Figura 4.10: χ'' incrementando la amplitud del campo de medición, H_0, para distintas condiciones iniciales. Antes de comenzar a medir se genera un estado de alta movilidad en toda la muestra y se aplica un campo ac diente de sierra de amplitud H_0^i= 4.8 Oe y f = 10 kHz que define el estado inicial. El número de ciclos aplicados N= 2, 5, 10, 20, 100 y 100000. En el inset se muestra la diferencia entre las curvas χ'' medidas para N= 2, 5, 10, 20 y 100 con la medida para N= 100000. Se indica con flechas en donde las curvas para N sucesivos dejan de diferenciarse. Estos puntos indicarían la penetración de la zona desordenada.

4.5 Conclusiones

En este capítulo hemos presentado un modelo fenomenológico para describir la respuesta alterna observada en el Capítulo 3. Nos concentramos en muestras con anclaje inhomogéneo según lo deducido a partir de los resultados experimentales. Obtuvimos expresiones en forma analítica para geometrías sencillas para discutir en forma cualitativa los detalles del modelo y luego presentamos resultados numéricos

resolviendo las ecuaciones de Maxwell para una geometría adecuada para nuestra disposición experimental.

Presentamos nuevos resultados experimentales que son apropiados para ser comparados con los resultados numéricos y encontramos un acuerdo cualitativo muy bueno que indica que logramos capturar la esencia de lo que ocurre en relación a los regímenes de movimiento de la RV en el interior de la muestra. Es indudable que la respuesta está dominada por el pinning en volumen siendo mínimo el efecto de la superficie.

La existencia de una amplitud mínima de campo diente de sierra para lograr disminuir la movilidad de la RV apoya la hipótesis de desorden generado por un efecto tipo trinquete por los campos asimétricos tal como se sugirió en el Capítulo 3. Este resultado combinado con el desorden importante luego de pocos ciclos de diente de sierra (*cf.* Fig. 4.10) muestra que el desorden no se debe a una fase que contamina desde la superficie como fue descripto en [101] (ver discusión al final de la Sección 3.4.2).

Muchas de las diferencias entre los resultados numéricos y los experimentales probablemente se deban a un efecto intrínseco de la forma de medición ya que, la propia medición es capaz de perturbar fuertemente el estado de la RV. El efecto resultante de la medición puede ser distinto dependiendo de la situación inicial. Por ejemplo, el campo sinusoidal de medición siempre tiende a incrementar el grado de orden de la RV y por lo tanto a enmascarar el efecto de un campo asimétrico aplicado previamente que, como vimos, tiende a desordenarla. Para lograr aclarar completamente estas cuestiones, se requiere un estudio experimental y teórico más intenso.

Capítulo 5

Descripción microscópica del movimiento de vórtices

En este capítulo analizamos numéricamente la naturaleza de la dinámica microscópica de los vórtices sometidos a fuerzas continuas y oscilatorias. Estudiando el grado de orden y la movilidad de la estructura de vórtices, demostramos la existencia de efectos de historia pronunciados y mostramos que, en acuerdo con nuestros resultados experimentales, el comportamiento para fuerzas continuas no puede ser extrapolado para el estudio de la dinámica oscilatoria. En todos los casos estudiados encontramos que, para mayor orden en la red de vórtices (RV), mayor es su movilidad. Discutimos también la orientación de la red en relación a la dirección de movimiento.

5.1 Introducción

Como hemos visto, el efecto combinado de las interacciones vórtice-vórtice y el anclaje determinan la respuesta electromagnética de los superconductores tipo-II en el estado mixto. Mientras que las interacciones entre vórtices tienden a ordenar la RV y los defectos tienden a desordenarla, su efecto combinado lleva a una variedad enorme de comportamientos colectivos constituyendo a la RV en un sistema ideal para estudiar el efecto del desorden en un medio elástico.

Dos regímenes extremos han sido distinguidos en el proceso de desanclaje de la RV bajo fuerzas continuas, tanto en experimentos como en simulaciones (*cf.* Sección 1.2) Para una alta densidad de centros de anclaje débiles y de corto alcance, el movimiento de vórtices es inhomogéneo sólo en una región muy limitada alrededor de la fuerza crítica, mientras que, para centros de anclaje fuertes (o para una baja concentración), las deformaciones plásticas se vuelven importantes y el movimiento de la RV, para fuerzas mayores a la crítica, es desordenado a través de canales [160, 161, 162, 163, 164]. En este último caso, la RV se ordena y el movimiento es elástico sólo para fuerzas suficientemente altas, por encima de una fuerza umbral F_T [47, 48, 53].

Recientemente ha habido mucho interés en la evolución de la movilidad y el orden de la RV para distintas historias termomagnéticas y para distintas dependencias temporales de la fuerza que la mueve. La naturaleza de la respuesta alterna que hemos observado mediante susceptibilidad ac (Capítulos 3 y 4), las cuales son complementadas por las mediciones de transporte del próximo capítulo, parecen indicar que muchos de los resultados obtenidos son *intrínsecos* a la dinámica oscilatoria y no se pueden explicar extrapolando los resultados conocidos para la dinámica continua. Observaciones experimentales análogas en superconductores convencionales apoyan esta observación.

A pesar de la cantidad creciente de resultados experimentales en relación a la dinámica ac de la RV, estos efectos no han sido estudiados numéricamente. Una estrategia ampliamente usada para modelar la dinámica de la RV consiste en realizar simulaciones de dinámica molecular de vórtices interactuantes, anclados por impurezas ubicadas al azar. Con este método, ha sido posible reproducir perfiles de campo [165, 166, 167] histéresis [166, 167], avalanchas [165, 168] y movimiento elástico y plástico [48, 116, 125, 127, 160, 161, 162]. El objetivo de este capítulo es establecer, mediante este tipo de simulaciones, conexiones precisas entre el comportamiento microscópico de los vórtices y el comportamiento macroscópico que ha sido capturado mediante los modelos del Capítulo 4 y las mediciones de susceptibilidad ac y de transporte de esta Tesis. La ventaja de usar simulaciones numéricas es que éstas permiten explorar en forma sencilla los efectos de los parámetros microscópicos en el modelo y al mismo tiempo mostrar, por observación directa, que es lo que los vórtices están haciendo realmente.

5.2 Técnica numérica

En esta sección describimos un algoritmo para examinar el comportamiento dinámico de la RV a temperaturas finitas en láminas superconductoras de espesor $2A$, siendo A del orden o mayor que la longitud de penetración λ. El campo magnético es normal a la superficie de la lámina. La restricción al caso $A \geq \lambda$ reduce el esfuerzo computacional considerablemente y está de acuerdo con nuestra situación experimental. En el límite bidimensional, para el cual $A \ll \lambda$, la interacción entre vórtices es logarítmica y por lo tanto de largo alcance lo cual dificulta su evaluación, [9, 169, 170] mientras que en el caso tridimensional la interacción decae exponencialmente a distancias grandes y se puede proponer una distancia de corte para la interacción [9, 10, 171].

En estas simulaciones modelamos un corte 2D en el plano $x - y$ de la lámina que contiene vórtices 3D rígidos que son paralelos al borde de la muestra[1] (dirección z).

Es conocido que los vórtices obedecen una ecuación de movimiento difusiva

$$\mathbf{F} - \eta \mathbf{v} = 0 \tag{5.1}$$

[1] Despreciamos la curvatura que puedan tener los vórtices.

donde $\mathbf{F}$ es la fuerza total sobre un vórtice, $\mathbf{v}$ su velocidad y η el coeficiente de viscosidad ($\eta = \phi_0\mu_0 H_{c2}/\rho_n$, siendo ρ_n la resistividad en el estado normal) .

En el caso más general, la fuerza sobre un vórtice puede ser escrita como

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^{vv} + \mathbf{F}^{va} + \mathbf{F}^{L} \tag{5.2}$$

donde $\mathbf{F}^{vv}$ es la interacción del vórtice con los vórtices que lo rodean, $\mathbf{F}^{va}$ es la interacción con los centros de anclaje y $\mathbf{F}^{L}$ la fuerza de Lorentz ($\mathbf{F}^{L} \sim \phi_0 \mathbf{J} \times \hat{\mathbf{z}}$).

Despejando la velocidad y agregando un término estocástico, $\mathbf{F}^{T}$, obtenemos un conjunto de ecuaciones de Langevin para cada una de las coordenadas de los vórtices $\mathbf{r}_i$

$$\eta \mathbf{v}_i = \eta \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \sum_{j\neq i}^{N_v} \mathbf{F}^{vv}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \sum_{k}^{N_a} \mathbf{F}^{va}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k^a) + \mathbf{F}_i^L + \mathbf{F}_i^T \tag{5.3}$$

con N_v el número de vórtices, N_a el número de centros de anclaje y $\mathbf{r}_k^a$ la posición del k-ésimo centro de anclaje.

La fuerza de repulsión que siente un vórtice localizado en $\mathbf{r}_i$ debido a otro vórtice en $\mathbf{r}_j$ es [9, 10]

$$\mathbf{F}^{vv}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \frac{2\phi_0^2 A}{2\pi\mu_0\lambda^2} A_v K_1(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|/\lambda)\hat{\mathbf{r}}_{ij} \tag{5.4}$$

siendo $2A$ la longitud del vórtice, K_1 una función de Bessel modificada y $\hat{\mathbf{r}}_{ij} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)/|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$. A_v sintoniza la fuerza de interacción entre vórtices.

El desorden es modelado por N_a centros de anclaje que ocupan posiciones al azar sin correlación. La fuerza atractiva que siente un vórtice en $\mathbf{r}_i$ hacia un centro de anclaje en $\mathbf{r}_k^a$ es [172]

$$\mathbf{F}^{va}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k^a) = -F_a\, e^{-\left(\frac{r_{ik}}{r_a}\right)^2} \mathbf{r}_{ik} \tag{5.5}$$

siendo $\mathbf{r}_{ik} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k^a)$. F_a sintoniza la fuerza de interacción y r_a su rango de acción.

La fuerza térmica, $\mathbf{F}^{T}$, es implementada utilizando el método de Box-Müller para generar números al azar con distribución Gaussiana y media cero [156]. Esta fuerza tiene las propiedades $\langle F_{i\mu}^T\rangle = 0$ y $\langle F_{i\mu}^T(t) F_{j\nu}^T(t')\rangle = 2\eta k_B T \delta_{ij}\delta_{\mu\nu}\delta(t-t')$.

De aquí en más, tomamos como unidad de longitud a λ y unidad de fuerza a $f_0 = \frac{2\phi_0^2 A}{2\pi\mu_0\lambda^2}$. Los N_v vórtices y N_a centros de anclaje se encuentran en una caja rectangular de tamaño $L_x \times L_y$ con $L_y/L_x = \sqrt{3}/2$. La densidad normalizada de vórtices es $n_v = N_v\lambda^2/L_xL_y = B\lambda^2/\phi_0$. La temperatura $T = (1/2\eta k_B)(A_T f_0)^2\delta t$ donde δt es el paso temporal utilizado para integrar 5.3 y A_T es un parámetro que utilizamos para variar T. En general tomamos $f_0 = \eta = k_B = 1$ y $\delta t = 0.01 - 0.04$, empleamos condiciones periódicas de contorno en todas las direcciones y realizamos un corte en la interacción entre vórtices a 4λ. Es importante reducir la interacción en forma suave hacia cero cerca de la distancia de corte.

En las simulaciones que siguen consideramos una densidad de vórtices $n_v = 1$ (el parámetro de red $a_0 = 1.075\, n_v^{-1/2}$) y una densidad de centros de anclaje mucho mayor, $n_a = 25$. El tamaño de los pozos de potencial es $r_a = 0.2\lambda$. Esto asegura que el potencial de anclaje al azar varíe suavemente en una escala de longitudes que es del orden o mayor que la longitud de coherencia ξ. El número de vórtices $N_v = 100 - 1600$, mientras que $N_a = 2500 - 40000$. F_a tiene una distribución Gaussiana con valor central $F_a^m = 0.02 f_0$ con una desviación estándar de $0.1 F_a^m$. En la Fig. 5.1a) se muestra un ejemplo del potencial al azar para una realización con 40000 defectos y en la Fig. 5.1b) se muestra la escala de longitudes.

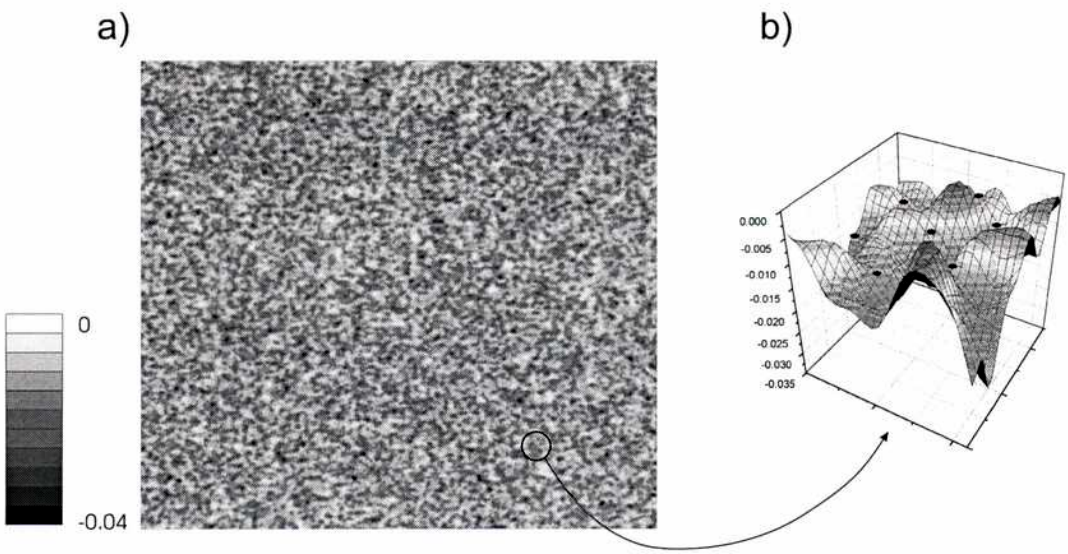

Figura 5.1: Ejemplo de la distribución de centros de anclaje utilizada en las simulaciones para una muestra con 1600 vórtices. En esta muestra hay 40000 defectos distribuidos al azar en forma uniforme (a) las zonas más oscuras indican los pozos "más profundos". En (b) se compara la escala de variación del potencial de anclaje resultante con la distancia de red.

Para medir el orden de la RV, realizamos una triangulación de Delauney de la posición instantánea de los vórtices para determinar la fracción de vórtices con coordinación 6 y calculamos el factor de estructura, $S(\mathbf{k}) = \frac{1}{N_v} |\sum_{i=1}^{N_v} e^{j\mathbf{k}.\mathbf{r}_i}|$.

Los vórtices en movimiento inducen un campo eléctrico $\mathbf{E} = \mathbf{v} \times B\hat{\mathbf{z}}$ con $\mathbf{v}$ la velocidad media de los vórtices. Para caracterizar el movimiento de la RV cuando aplicamos fuerzas oscilatorias, además de la velocidad media y la velocidad media por semiciclo, calculamos el desplazamiento cuadrático medio por ciclo para ciclos consecutivos definido por $\langle \Delta^2 x_N \rangle = \frac{1}{N_v} \sum_i^{N_v} [x_i(N) - \tilde{x}_i(N-1)]^2$ y $\langle \Delta^2 y_N \rangle = \frac{1}{N_v} \sum_i^{N_v} [y_i(N) - \tilde{y}_i(N-$

$1)]^2$, donde $\tilde{x}_i(N-1) = x_i(N-1) + \Delta X_{cm}(N)$ y $\tilde{y}_i(N-1) = y_i(N-1) + \Delta Y_{cm}(N)$. $(\Delta X_{cm}(N), \Delta Y_{cm}(N))$ es una corrección debido al desplazamiento del centro de masa en el ciclo N. Utilizamos esta corrección sólo para el caso de fuerzas asimétricas (para fuerzas simétricas el desplazamiento es despreciable).

5.3 Resultados

Los efectos de historia magnética han sido frecuentemente relacionados a los centros de anclaje y su interacción con la RV, de lo cual se deduce inmediatamente que las propiedades de la RV deben ser dependientes de la historia magnética ya que los centros de anclaje no lo son. Por otro lado, cuanto más fuerte es la interacción de los vórtices con los centros de anclaje, o mayor es la densidad de éstos, la estructura de la RV se vuelve más policristalina o amorfa. Es decir, la calidad de la estructura de la RV decrece si se incrementa la densidad de centros de anclaje o si se incrementa la fuerza de interacción con éstos. Si las diferencias de la calidad de la RV son las responsables por los efectos de historia, estos efectos no deberían ocurrir si la interacción de los vórtices con los centros de anclaje deja a la RV sin perturbar o, en el otro caso extremo, si la RV se vuelve amorfa por dicha interacción. Esto quiere decir que la información de la historia no puede ser almacenada por una red completamente cristalina ni por una completamente amorfa. Para observar efectos de historia magnética es crucial un balance entre la energía elástica y la energía de anclaje.

En la literatura, se proponen dos mecanismos que podrían ser los responsables de ordenar la RV en presencia de una fuerza oscilante. Por un lado, la transición de cristalización que ocurre a altas velocidades observada ya en los años 70 por Thorel *et al.* con difracción de neutrones [54, 92] y que fue descripta en forma teórica por Koshelev y Vinokur [48] (ver también [53]) y por el otro, un proceso de equilibración o curación hacia un estado ordenado sin defectos que presupone un estado metaestable desordenado que ha sido sobreenfriado.

Como discutimos en el Capítulo 3, nuestros resultados muestran claramente que ninguno de estos dos mecanismos es el responsable del ordenamiento que observamos y que, además, en el régimen de corrientes en el que trabajamos, las deformaciones plásticas de la red se presentan como un factor importante.

Por las razones que acabamos de exponer, antes de iniciar con el estudio de la dinámica oscilatoria, hemos decidido realizar una caracterización del modelo numérico construyendo el diagrama de fases dinámico para un movimiento dc (variando los parámetros relevantes). En términos dinámicos buscamos identificar la zona de cruce entre los regímenes plástico y elástico en la cual estarían balanceadas la energía elástica y la energía de anclaje y los efectos de historia magnética y el reordenamiento dinámico que sugerimos serían observables (para $J \sim J_c$).

5.3.1 Fuerza continua. Regímenes plástico y elástico

El carácter de la fuerza crítica, $F_c(J_c)$ y la naturaleza del movimiento de vórtices (a temperatura cero) están determinados por la relación entre la tensión de cizalladura inducido por el desorden (que está dado por la densidad y fuerza de los centros de anclaje ubicados al azar) y el límite plástico de la RV (que es proporcional al módulo elástico c_{66}) [53, 111, 116, 173, 174]. Si la tensión inducida por los centros de anclaje es muy importante frente a c_{66}, la fuerza crítica está determinada por deformaciones plásticas mientras que, en el límite opuesto, la fuerza crítica está determinada por deformaciones elásticas y puede ser estimada mediante la teoría de anclaje colectivo [113]. En este último caso, como destacamos arriba, el movimiento de los vórtices es inhomogéneo sólo en una zona reducida alrededor de F_c [49].

En la Fig. 5.2a) mostramos un conjunto de curvas fuerza-velocidad (o lo que sería equivalente, corriente-voltage) para distintos valores de la constante de interacción entre vórtices, A_v. En la Fig. 5.2b) mostramos la intensidad de los picos del factor de estructura.

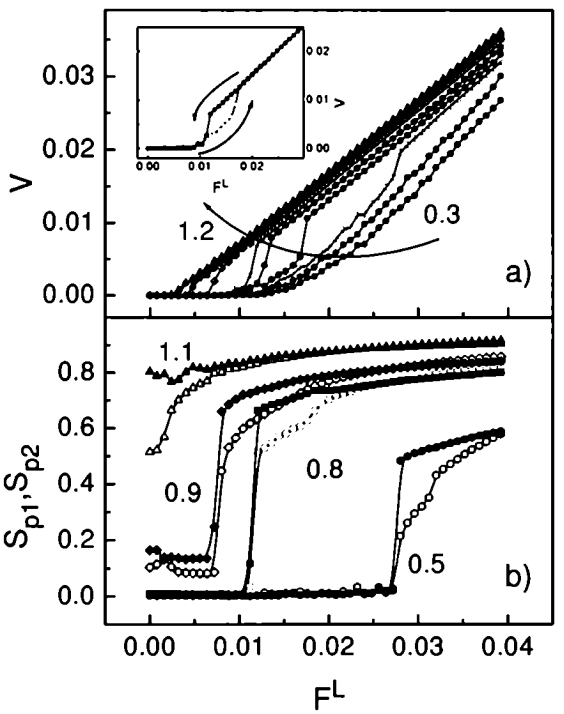

Figura 5.2: (a) Curvas fuerza-velocidad (corriente-voltaje) para A_v=0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1, 1.1 y 1.2. (b) Intensidad de los picos de Bragg. Símbolos sólidos: $\mathbf{k_1} = (0, \pm 2\pi/a_0)$ (S_{p1}). Símbolos abiertos, $\mathbf{k}_n$, $k_x \neq 0$ (S_{p2}).

Las simulaciones que se muestran son para $N_v = 400$, $N_a = 10000$ y $T = 0$. Comenzamos desde altas velocidades en donde el movimiento de la RV es homogéneo

y el efecto de los centros de anclaje es pequeño. Como ha sido destacado por varios autores, la forma de las curvas para $F^L \sim F_c$ es diferente en los regímenes elástico y plástico. En el régimen plástico, la forma de la curva es cóncava mientras que en el régimen elástico aparece una zona con curvatura convexa [116] (en donde el movimiento de vórtices es inhomogéneo [49]).

Para una fuerza bien definida F_T, encontramos que el factor de estructura disminuye y el número de defectos se incrementa, ambos en forma abrupta [48]. Esta transición dinámica es acompañada por un aumento de la fuerza de fricción.[2] La fuerza umbral, F_T, disminuye con A_v, y para la zona cercana al régimen elástico se confunde con la fuerza crítica. La identificación de este punto representa un posible criterio para determinar la zona de cruce entre los regímenes plástico y elástico.

En la Fig. 5.3 se muestra el diagrama de fases dinámico F vs. A_v. La zona de cruce está alrededor de $A_v = 0.8 - 0.9$.

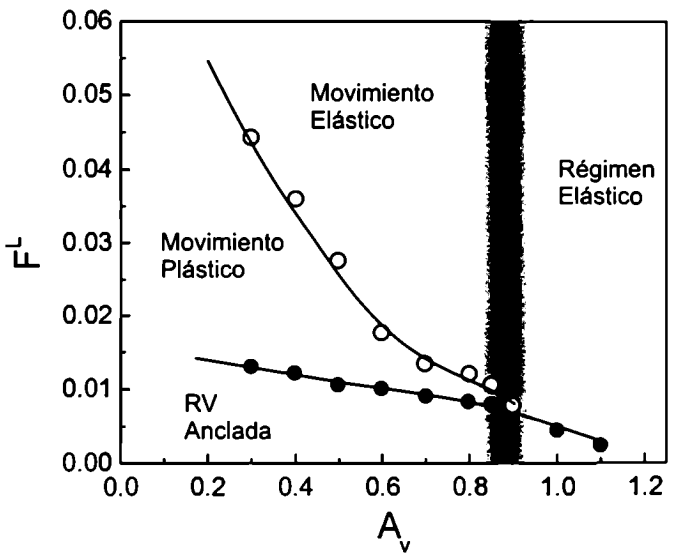

Figura 5.3: Diagrama de fases obtenido numéricamente para diferentes fuerzas de Lorentz, F^L, e intensidades de interacción entre vórtices, A_v.

Si realizamos los mismos cálculos pero incrementando la fuerza desde cero (Inset Fig. 5.2), encontramos una dependencia histerética de la concentración de defectos y de la velocidad [48] (ver también la discusión en la Ref. [53]). Esta histéresis se ve reducida si, en los primeros cálculos en los que empezamos con altas velocidades, consideramos un cristal en movimiento con defectos. Esto implica que la curva F_T vs. A_v en el diagrama de fases que hemos propuesto representa a la *mínima* fuerza para la cual puede existir un cristal ordenado en movimiento (dando un límite a la

[2]Esta es una primera indicación de que, a mayor cantidad de defectos en la RV, menor es su movilidad.

zona de metaestabilidad).

5.3.2 Fuerza oscilatoria simétrica

De ahora en más, nuestras simulaciones serán realizadas en la zona del cruce entre los regímenes elástico y plástico con lo que fijamos $A_v = 0.8$. Para estudiar la dinámica oscilatoria y al mismo tiempo poder comparar en forma directa los resultados obtenidos con los resultados de la sección anterior, elegimos fuerzas oscilatorias *cuadradas* de distinta intensidad F^L y frecuencia $\omega = 2\pi/T$ (T aquí es el período y no la temperatura que elegimos igual a cero).

Para fuerzas de Lorentz *continuas* menores a $F_T = 0.012f_0$ (Fig. 5.2 y Fig. 5.3), y mayores a $F_c \sim 0.0085f_0$ el movimiento de la red de vórtices es *siempre* desordenado con una alta concentración de defectos (del orden del 20%). Para fuerzas mayores, la concentración de defectos disminuye abruptamente y el movimiento es ordenado con todos los vórtices moviéndose a la misma velocidad promedio.

Los resultados experimentales que hemos presentado en el Capítulo 3 sugieren que, para una oscilación en la que los vórtices realizan una excursión del orden del parámetro de red, el reordenamiento puede ser importante. Por esta razón elegimos, $F^L = 0.0118f_0$ y T tal que $F_T\,T/4 \sim 1$ (en unidades normalizadas). Luego variamos T y F^L =0.0115, 0.0117, $0.0125f_0$.

Los cálculos que presentamos en esta sección son para $N_v = 1600$ y $N_a = 40000$.

En la Fig. 5.4 se muestra claramente el proceso de curación de defectos producto del movimiento oscilatorio. El panel superior muestra la configuración inicial de la RV y el inferior la configuración final luego de 500 ciclos con $F^L = 0.0118f_0$ en la dirección horizontal. También se muestran los factores de estructura correspondientes. Es importante notar que el estado inicial elegido fue obtenido luego de alcanzar un estado estacionario con una fuerza continua del *mismo valor* ($0.0118f_0$) empezando con un estado completamente ordenado.

El hecho importante a destacar de este resultado es que *para ciertos valores de la fuerza aplicada en forma continua, el movimiento es plástico y desordenado generando defectos en la RV. Sin embargo, si se aplica la* **misma** *fuerza en forma oscilatoria el sistema se ordena.*

En la Fig. 5.5 se muestra la dinámica de este ordenamiento. En ella se muestra la concentración de defectos, la velocidad media absoluta por ciclo (normalizada a la velocidad del primer ciclo) y el desplazamiento cuadrático medio de los vórtices por ciclo en función del número de ciclos N_s. La curvas mostradas son el resultado del promedio de 4 realizaciones distintas de los centros de anclaje.

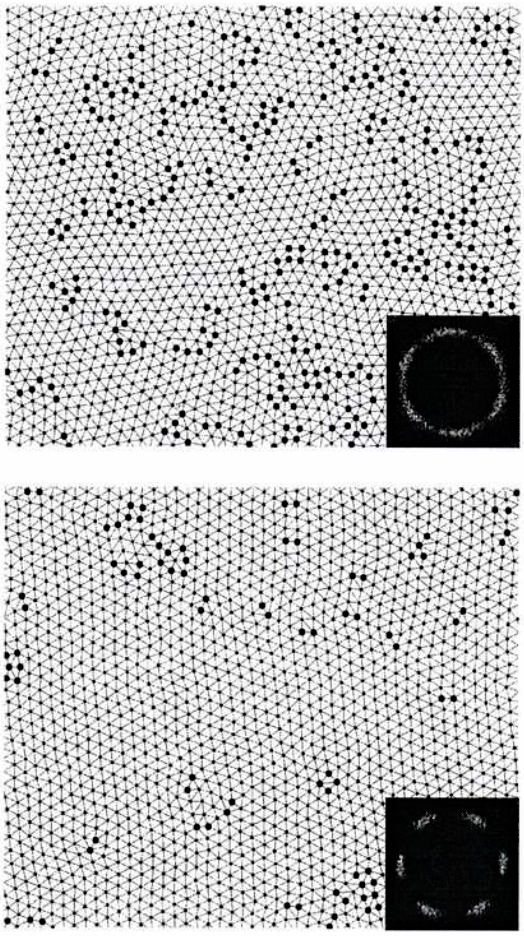

Figura 5.4: Ordenamiento dinámico. Triangulaciones de Delauney y factor de estructura de la RV para $A_v = 0.8$. El estado inicial (arriba) se obtuvo luego de aplicar una fuerza $F_L = 0.0118 f_0$ en un solo sentido, la RV tiene una alta densidad de defectos (marcados con círculos llenos). El estado final (abajo) se obtuvo al aplicar en forma alterna la misma fuerza al estado inicial de arriba (ver texto).

De estos resultados es importante destacar que

- Para una mayor cantidad de ciclos el número de defectos disminuye claramente.
- A medida que disminuye la concentración de defectos, aumenta la movilidad de la RV.
- A medida que disminuye la concentración de defectos, el desplazamiento cuadrático medio por ciclo también disminuye.
- Los cambios en todas las magnitudes son aproximadamente logarítmicos, salvo tal vez durante un transitorio de unos 10 ciclos.

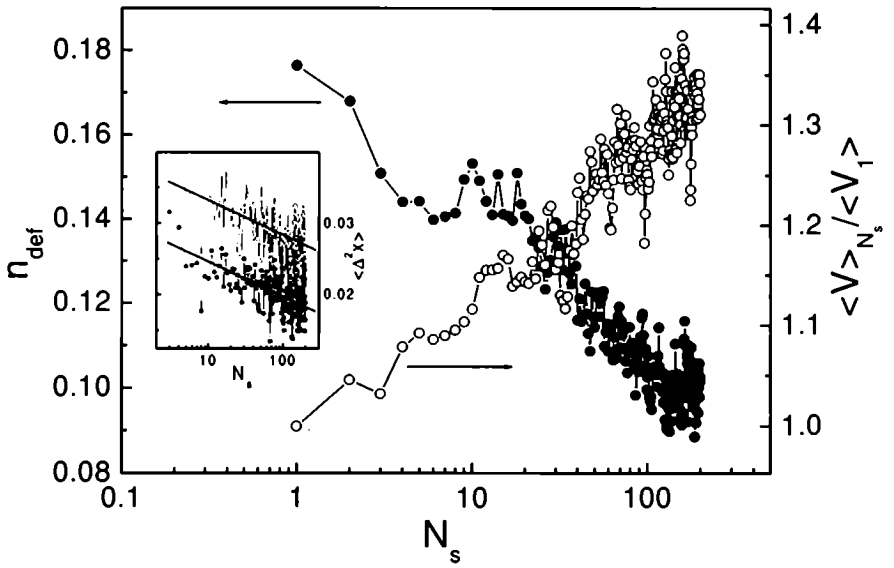

Figura 5.5: Ordenamiento dinámico. Dependencias de la concentración de defectos, n_{def}, la velocidad media absoluta y el desplazamiento cuadrático medio por ciclo (inset: en x símbolos abiertos en y cerrados) en función del número de ciclos N_s.

La combinación de los resultados de arriba indica que a medida que disminuye la cantidad de defectos, los vórtices se mueven más (aumenta la velocidad media) y luego de realizar una oscilación vuelven a su posición original (disminuye el desplazamiento por ciclo). Esto sugiere que los vórtices se mueven en forma cada vez más coherente. El comportamiento aproximadamente logarítmico está de acuerdo con nuestras observaciones experimentales.

Si se incrementa el período de la oscilación se generan deformaciones plásticas importantes y el sistema no se ordena. Es decir, hay un límite para la amplitud de la oscilación a partir del cual el efecto deja de ocurrir y el sistema se comporta de la misma forma que para fuerzas continuas. El mismo comportamiento es observado para las fuerzas menores.

El hecho que los vórtices tiendan a ordenarse cuando se aplica una fuerza oscilatoria puede estar relacionado con un principio de mínima disipación, cuestión que discutiremos en breve.

De los resultados que hemos descripto podemos proponer un diagrama de fases esquemático $1/\omega$ vs F^L para la dinámica oscilatoria (Fig. 5.6). Para $F^L < F_c$ la RV está quieta mientras que para $F^L \gg F_T$ la RV siempre se ordena no importa si la fuerza es oscilatoria o no. Para $F_c < F^L < F_T$, el ordenamiento sólo ocurrirá si la excursión por ciclo de la RV no es muy amplia. Para nuestra muestra en el límite plástico esto ocurre para excursiones que apenas superan la distancia de red.

Estos resultados tienen implicancias importantes para la interpretación de experimentos recientes que estudian el grado de orden de la RV utilizando difracción de

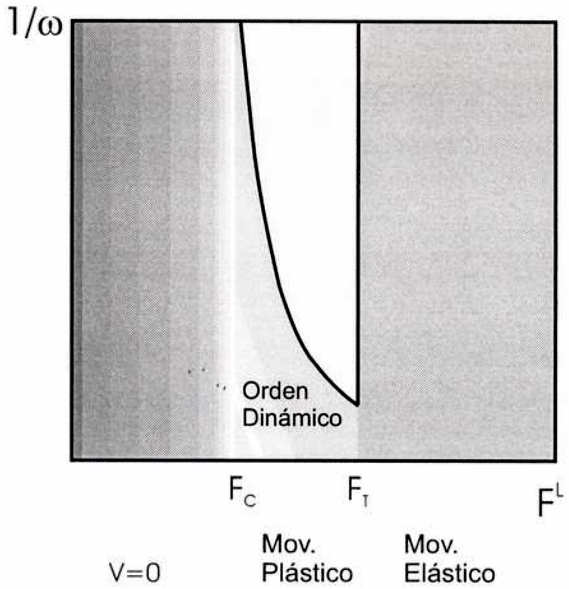

Figura 5.6: Diagrama de fases esquemático de la dinámica oscilatoria para diferentes amplitudes F^L y frecuencias ω.

neutrones [119]. Se ha propuesto que el estado desordenado es un fase sobreenfriada ya que la aplicación de fuerzas oscilantes lo llevan a un estado final más ordenado que, supuestamente, sería el estado de equilibrio a la temperatura correspondiente [91, 99, 100, 101, 119, 129, 130, 175]. En nuestra interpretación, basada en las simulaciones y en los experimentos mostrados, el sistema se encuentra siempre en la misma fase (sólido), en distintos estados metaestables de vida media larga que simplemente tienen más o menos defectos.[3]

[3]Para ser más explícitos, si uno considera un material compuesto por átomos al que se le realiza trabajo en frío, se puede llegar a distintos estados finales con densidad de defectos variable. Estos defectos (por ejemplo, dislocaciones), son muy estables a pesar de incrementar la energía del sistema (no consideramos la temperatura) y modifican las propiedades de maleabilidad del material. Sin embargo, uno no habla de un líquido si aparecen estos defectos, esto sería absurdo ya que el material no ha cambiado de fase. Con la red de vórtices puede suceder lo mismo, con la importante diferencia de la presencia de los centros de anclaje puesto que, en este caso, ni siquiera es obvio que se vaya a incrementar la energía interna debido a la presencia de defectos. La energía elástica perdida se puede compensar con energía de anclaje ganada ya que la RV eventualmente se podría acomodar mejor para maximizarla. Esto hace pensar en la posibilidad de que existan una gran cantidad de estados metaestables, con energía parecida y con movilidades y densidades de defectos muy distintas.

5.3.3 Fuerza oscilatoria asimétrica

El procedimiento que utilizamos para estudiar la evolución de la RV en movimiento cuando las fuerzas son asimétricas es el mismo que para fuerzas simétricas.

La Fig. 5.7 muestra el equivalente de la Fig. 5.4. La fuerza hacia la izquierda es mayor $F^L_{izq} = 0.0125$ que la fuerza hacia la derecha $F^L_{der} = 0.0118$ (resultados análogos se han obtenido para $F^L_{izq} < 0.0118$). En esta figura se ve claramente que la RV se desordena luego de la aplicación de la fuerza asimétrica. El panel superior muestra la configuración inicial ordenada de la RV y el inferior la configuración final luego de 200 ciclos. También se muestran los factores de estructura correspondientes. Es importante notar que encontramos que la densidad de defectos del estado desordenado final parece ser independiente del estado inicial.

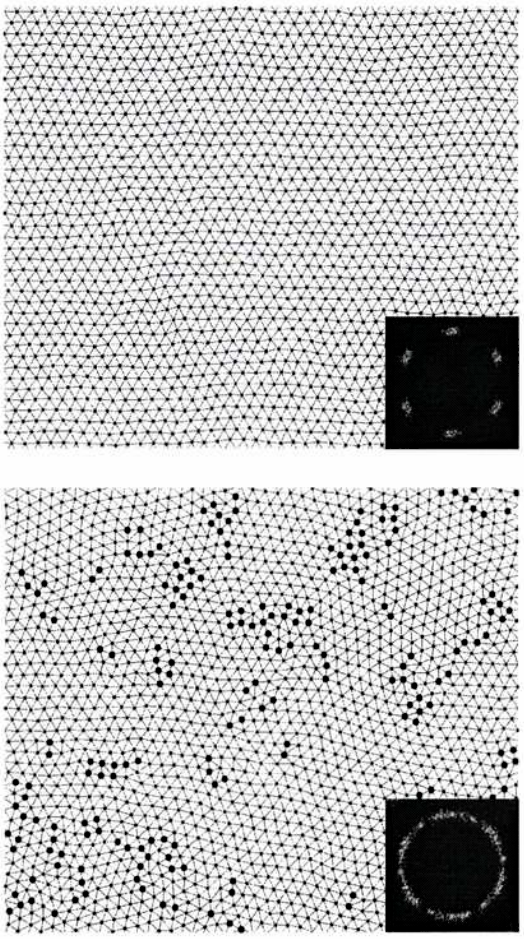

Figura 5.7: Triangulaciones de Delauney y factor de estructura de la RV para $A_v = 0.8$. Estado inicial ordenado (arriba). El estado final (abajo) se obtuvo al aplicar en forma alternada una fuerza asimétrica en amplitud (ver texto).

En la Fig. 5.8 se muestra la dinámica de este proceso mediante la concentración de defectos, la velocidad media por semiciclo y el desplazamiento cuadrático medio de los vórtices por ciclo en función del número de ciclos N_a. Las curvas mostradas son el resultado del promedio de 3 realizaciones distintas de los centros de anclaje.

La correlación entre los distintos parámetros que estudiamos es la misma que antes. A medida que el sistema se desordena, la movilidad disminuye y el apartamiento de los vórtices de su posición original (respecto del centro de masa) aumenta.

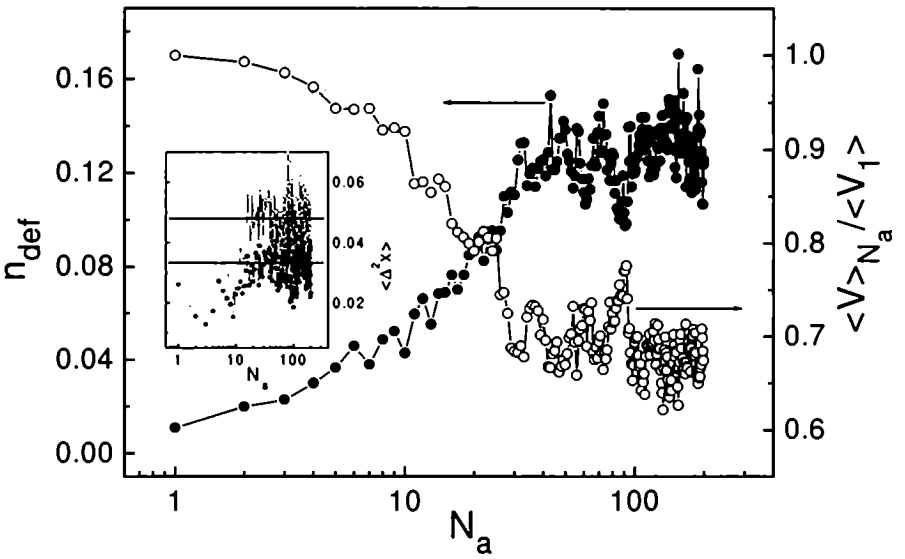

Figura 5.8: Dependencias de la concentración de defectos, n_{def}, la velocidad media absoluta y el desplazamiento cuadrático medio por ciclo (inset: en x símbolos abiertos en y cerrados) en función del número de ciclos, N_a, de la fuerza asimétrica.

Una diferencia importante es que, para la asimetría considerada, el comportamiento no es logarítmico y que la saturación se alcanza rápidamente de acuerdo con nuestras observaciones experimentales (Fig. 3.9). Se observa que el desplazamiento cuadrático medio, se incrementa rápidamente (especialmente en la dirección de la fuerza) y toma un valor constante. Si se incrementa la asimetría de la fuerza se observa también que el proceso ocurre en menor cantidad de ciclos y satura más rápidamente con un grado de desorden mayor. Vale la pena notar que la aplicación de la fuerza asimétrica produce un movimiento neto, en este caso, hacia la izquierda. Creemos de todos modos que el desorden se produciría igual si este desplazamiento neto fuese eliminado.[4]

Para visualizar como se generan los defectos, calculamos el desplazamiento relativo de los vórtices respecto del centro de masa luego de una oscilación. En la Fig. 5.9

[4]De hecho el desplazamiento promedio de todo el sistema es una pequeña fracción del movimiento individual de algunos vórtices.

mostramos en negro a aquellos vórtices que se movieron hacia la derecha y en gris a aquellos que se movieron hacia la izquierda, el resto volvió a sus posiciones originales (dentro de un 10% de la distancia de red). También marcamos los defectos que se han generado (círculos abiertos). Los resultados indican que hay una correlación entre la posición de los defectos y las zonas donde ocurren los desplazamientos entre vórtices vecinos, tal como se esperaría en el mecanismo tipo trinquete propuesto en el Capítulo 3. Es necesario continuar con más detalle este tipo de estudios.

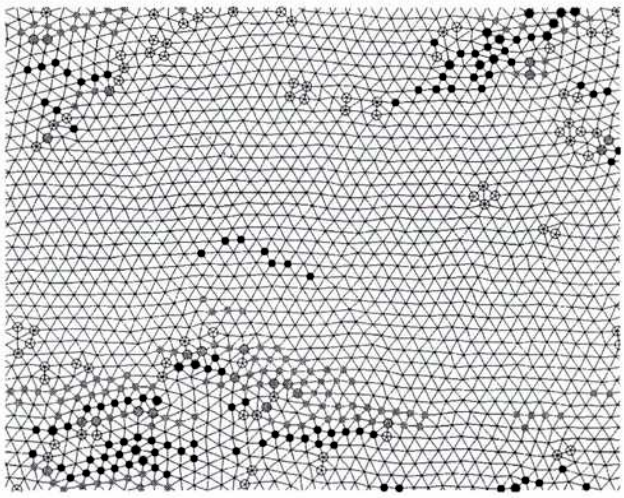

Figura 5.9: Deslizamiento de vórtices vecinos y ubicación de defectos. Se muestran con círculos negros los vórtices que tuvieron un movimiento neto hacia la derecha y en gris hacia la izquierda luego de un ciclo de asimétrico ($F^L_{izq} = 0.01 f_0, F^L_{der} = 0.0118 f_0$). Para comparar se muestra la ubicación de los defectos (círculos abiertos).

5.3.4 Orientación de la red y principio de mínima producción de entropía

Un problema muy interesante aparece en conexión a la orientación de la RV respecto a la dirección en la que se mueve. En el caso continuo estacionario, para fuerzas relativamente grandes ($F^L > F_T$) encontramos que, si la fuerza de Lorentz toma en algún momento valores cercanos a F_T de modo que la red, que está ordenada, "siente" la presencia de los centros de anclaje entonces, uno de los ejes principales de la red se alínea *siempre* con la dirección de movimiento. Aunque los detalles de este fenómeno todavía no se entienden por completo, se ha argumentado [115] que el sistema elige dicha orientación para minimizar la disipación.[5]

[5]Para entender intuitivamente a que se refiere esta idea podemos comentar que uno puede utilizar un argumento análogo para explicar por qué una veleta se alínea con el viento. Las partículas de aire que golpean la veleta serían el análogo a los centros de anclaje para la RV en movimiento.

En la Ref. [115] se discute el caso en el que la velocidad de los vórtices es grande de modo que la perturbación producida por los centros de anclaje es débil y se puede hacer un desarrollo perturbativo. La red es casi perfecta y la energía elástica involucrada es pequeña. ¿Qué sucederá en el caso opuesto en el que el anclaje es importante y las distorsiones son grandes o la red no se mueve grandes distancias?. En ese caso, las distorsiones en la red pueden tener un papel preponderante y el desarrollo perturbativo de la Ref. [115] deja de valer.

De hecho esta pregunta surgió debido a la aparición, en la mayoría de los casos, de resultados como el que mostramos en la Fig. 5.4 de la Sección 5.3.2. En el ordenamiento dinámico por fuerzas simétricas, observamos que *el eje principal se alínea preferentemente en forma transversal a la dirección de movimiento en contraposición a lo que ocurre para velocidades altas en un solo sentido.*

Esta alineación preferencial se puede entender mediante un simple argumento energético.[6] En la situación que estamos tratando, hay cierta cantidad de vórtices anclados (o que tienen poca movilidad), mientras que el resto se mueve alrededor de ellos una distancia del orden de la constante de red. Si consideramos un solo vórtice anclado y calculamos la energía elástica media para el caso en el que el resto de los vórtices oscilan rígidamente con una amplitud δx, podremos estimar la estabilidad de la estructura para distintas orientaciones de la red. En la Fig. 5.10 calculamos la fuerza restitutiva en función de δx para las dos orientaciones que estamos considerando. Es evidente que la energía elástica será menor para el caso en el que la alineación del eje principal de la RV es transversal a la fuerza y por lo tanto esta orientación será la preferida, como ocurre en las simulaciones.[7]

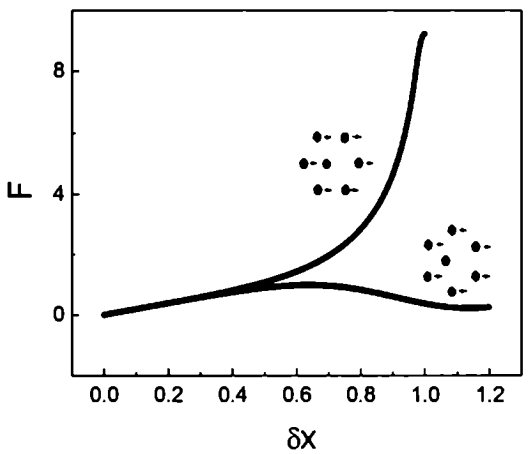

Figura 5.10: Fuerza restitutiva considerando un vórtice fijo y el resto desplazándose en dirección x una distancia δx. Se consideran dos orientaciones posibles de la RV.

[6] M.J. Rozenberg, comunicación personal.

[7] Si se considera la elasticidad de todo el conjunto, la fuerza restitutiva es considerablemente menor pero el resultado cualitativo es el mismo.

Para descartar la posibilidad de que este fenómeno se trate de algún artificio debido a la realización particular de los centros de anclaje o de las condiciones de contorno en las simulaciones, realizamos una serie de "recocidos" de la RV comenzando con temperaturas altas (del orden de la temperatura de solidificación). En estos procesos disminuimos la temperatura lentamente hacia cero, haciendo oscilar la red en distintas direcciones de las cuales algunas están fijadas arbitrariamente respecto de los bordes. La realización de los centros de anclaje utilizada fue siempre la misma. En la Fig. 5.11 se muestran los factores de estructura, junto con la dirección de la fuerza oscilante aplicada durante el recocido. La tendencia a una alineación transversal de la red en todos los casos verifica que este fenómeno no es el resultado de la alineación de la fuerza con los bordes de la caja o de una situación particular de centros de anclaje.

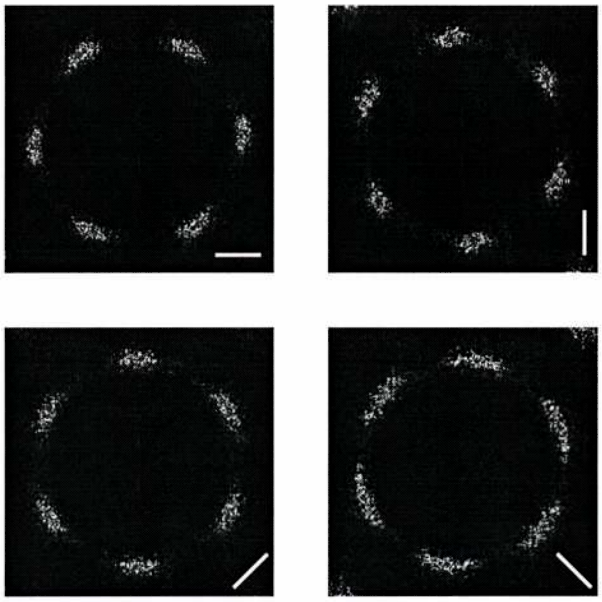

Figura 5.11: Factores de estructura de los estados finales de la RV luego de realizar un recocido desde $T \sim T_m$ hasta $T = 0$ con una fuerza oscilante aplicada en la dirección dada por la línea blanca correspondiente a cada figura. Se nota claramente que la red se orienta según la fuerza.

Es interesante notar que la minimización de la energía potencial se puede usar como argumento para explicar por qué se ordena la RV. Argumentos similares se han utilizado para explicar el ordenamiento en coloides [134, 137]. La idea simplificada es que con una red ordenada se evita la superposición de los vórtices durante la oscilación.

5.4 Conclusiones

En resumen, en este capítulo se han mostrado distintos fenómenos concernientes a la dinámica oscilatoria de la RV que demuestran que ésta posee características propias que no comparte con la dinámica continua. Para ciertos valores de la fuerza aplicada, el movimiento puede ser plástico y desordenado si la fuerza se aplica en forma continua, o puede llevar a un estado más ordenado, si la fuerza se aplica en forma alterna. En base a los resultados numéricos hemos propuesto un diagrama de fases para fuerzas oscilatorias frecuencia vs. intensidad para fuerzas oscilatorias simétricas.[8]

Si la fuerza oscilatoria es asimétrica en amplitud el sistema se desordena (incluso si en uno de los semiciclos la fuerza excede a F^T (ver Sección 5.3.3)).

Una información importante que se desprende de estas simulaciones es una relación, aparentemente sencilla, entre la movilidad y el orden de la RV. Para visualizar esta relación más fácilmente, representamos, la densidad de vórtices con coordinación 6, n_6 vs. la velocidad media de la RV a partir de los datos de las Figs. 5.5 y 5.8 (Fig. 5.12). En los casos mostrados parece existir una relación lineal entre estas dos magnitudes. Este resultado está relacionado con los cálculos de Shi y Berlinsky quienes encontraron que una densidad fija de dislocaciones produce una reducción de la velocidad de la RV [49].

También estudiamos la orientación de la RV según la dirección de la fuerza y encontramos que la RV se orienta preferentemente con uno de sus ejes principales paralelos a la dirección de movimiento para fuerzas continuas grandes o, perpendicular a éste, para fuerzas oscilatorias (que no exceden F^T). Discutimos estos resultados desde una óptica de mínima producción de entropía y considerando la energía elástica acumulada en deformaciones de la RV.

Quedan muchos puntos para seguir analizando con más detalle. Por ejemplo, el desorden en función de la asimetría de la fuerza oscilante o la amplitud de la excursión de los vórtices por semiciclo (lo cual estaría relacionado con los resultados del Capítulo 4). Sería muy interesante analizar más intensivamente como se generan los defectos en la RV estudiando el desplazamiento de los vórtices y también profundizar el análisis de la dinámica de estos defectos. También sería muy instructivo estudiar el diagrama de fases para fuerzas oscilatorias en el caso de anclaje más débil (o interacción entre vórtices más fuerte). Nuestros cálculos son para un sistema en el límite plástico-elástico "del lado" plástico. Cálculos con una red más dura probablemente requieran de sistemas más grandes lo cual complica las simulaciones ya que el tamaño del sistema

[8] Notar que los efectos de ordenamiento, con los parámetros que elegimos, se producen en una zona limitada alrededor de $j \sim j_c$. Esto es un factor importante ya que, el movimiento autoorganizado de relajación de los vórtices produce una relajación de la densidad de corriente circulante en la muestra que se aproxima a j_c (si inicialmente j era mayor que ésta) en tiempos del orden del nanosegundo y por lo tanto esa zona del diagrama es muy frecuentada, especialmente ante variaciones del campo magnético.

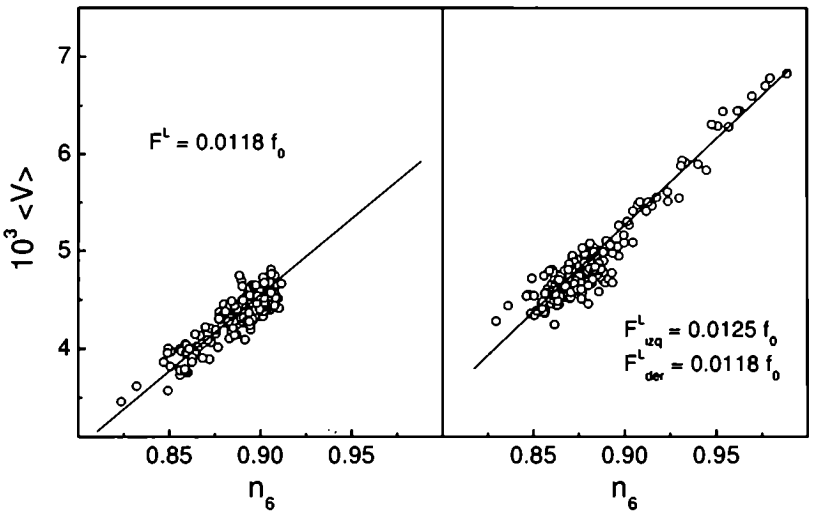

Figura 5.12: Densidad de vórtices con coordinación 6, n_6 vs. la velocidad media de la RV. Esta figura parece indicar una relación sencilla entre estas dos magnitudes. Los datos de la izquierda corresponden a la Fig.5.5 y los de la derecha a la Fig. 5.8.

está limitado por la capacidad y los tiempos de cálculo. Sin embargo, estos cálculos permitirían discernir si la amplitud de la oscilación para fuerzas simétricas puede ser mucho mayor a la distancia de red y aún ordenar el sistema. Esto es importante para la interpretación de mucho de los experimentos de transporte publicados (por ejemplo, [90, 96, 101]).

Capítulo 6

Naturaleza del movimiento de vórtices: regímenes plástico y elástico

En este capítulo mostramos resultados experimentales obtenidos mediante mediciones de transporte y susceptibilidad ac en cristales de $YBa_2Cu_3O_7$ con maclas para temperaturas y campos magnéticos en la zona del sólido de vórtices. Encontramos que gran parte del anclaje de la red de vórtices surge en la zona del efecto pico. Mostramos también que el desorden generado en esta zona puede ser inhibido parcialmente forzando a los vórtices a moverse en forma oscilatoria. Los vórtices en movimiento pueden ser ordenados en forma adicional por debajo de una temperatura bien definida en donde el movimiento de vórtices pasa de un régimen plástico a uno elástico y las interacciones entre vórtices superan a las tensiones inducidas por el desorden. Esto da lugar a efectos de historia magnética.

6.1 Introducción

En la Sección 5.3.1 del capítulo precedente hemos discutido, a partir de resultados numéricos, sobre el carácter del movimiento de vórtices y su conexión con la intensidad de los centros de anclaje y la interacción vórtice-vórtice. También hemos discutido sobre la relación que creemos existe entre la naturaleza del movimiento y los efectos de historia termomagnética.

En los superconductores convencionales como el $NbSe_2$, estos fenómenos de historia son encontrados cerca del "efecto pico" (EP) [176], en donde la corriente crítica crece rápidamente por debajo del campo crítico B_{c2} [47, 86, 95, 111, 176, 177]. El efecto pico marca un cambio estructural de la red de vórtices (RV): bien por debajo de la región del pico se encuentra una fase ordenada, la cual está dominada por las constantes elásticas de la red y por lo tanto está débilmente anclada. Al acercarnos

a la región del pico (aumentando la temperatura o el campo) el ablandamiento de la red causa una transición a una fase desordenada, que se acomoda mejor a los centros de anclaje, resultando en un incremento anómalo de la corriente crítica. La primera explicación cualitativa del efecto pico fue dada por Pippard [178] quien argumentó que, para que éste ocurra, la rigidez de la RV debe decrecer más rápidamente que la interacción con los centros de anclaje a medida que nos acercamos al estado normal. Esta idea fue profundizada por Larkin y Ovchinnikov (LO) [113].

La conexión entre la dinámica de la RV, que en definitiva es lo que se está sensando mediante estos experimentos, y la descripción estática dada por Pippard y LO no es completamente clara. Si los resultados de las simulaciones numéricas del Capítulo 5 y las Ref. [174] son aplicables a los vórtices en superconductores entonces, a medida que el campo externo se aproxima a B_{c2} y la red se ablanda, la RV pasa a un régimen plástico con una alta densidad de defectos en donde se espera que la teoría de LO no sea válida.

Consideremos, sin embargo, la zona para temperaturas (o campos) menores a la temperatura (o campo) del pico, T_p (B_p). Para temperaturas muy cercanas a T_p se espera un movimiento plástico en el que los vórtices circulan en canales debido al ablandamiento de la red y la presencia de los centros de anclaje [121, 160, 161, 174]. Si, cuando la temperatura disminuye, las constantes elásticas crecen más rápidamente que el anclaje, tal como propuso Pippard, es posible encontrar una transición hacia un régimen elástico, análoga a la transición que describimos en el capítulo anterior en función de la fuerza de interacción vórtice-vórtice. El efecto pico en $YBa_2Cu_3O_7$ ha sido observado por debajo de la temperatura de solidificación de la RV, T_m [138, 143, 179, 180, 181] pero, sin embargo, no se ha realizado un estudio de este tipo de fenómenos. El objetivo de este capítulo es mostrar resultados experimentales que reflejan indicios claros de que esta transición, entre los regímenes plástico y elástico existe en este material y da lugar a efectos de historia termomagnética. Corrientes ac, ya sea inyectadas en un experimento de transporte o inducidas en una medición de susceptibilidad ac, fuerzan a los vórtices a ordenarse e inhiben parcialmente el desorden que normalmente se produce en el efecto pico. Por otro lado, a medida que la muestra se enfría, la rigidez de la RV aumenta y por debajo de una temperatura dada los defectos se curan muy eficientemente y la RV es atrapada en un estado más móvil. Si la temperatura se incrementa se observa histéresis.

Por completitud, haremos primero una muy breve descripción de la teoría de LO y luego mostraremos nuestros resultados experimentales.

Este capítulo tiene un segundo objetivo ya que complementa de alguna manera los resultados del Capítulo 3 mostrando la consistencia existente entre las mediciones de transporte con corriente alterna y las mediciones de susceptibilidad ac.

6.2 El efecto pico en la corriente crítica

Suma estadística de las fuerzas de anclaje

La suma estadística equivale al cálculo de la densidad de la fuerza de anclaje media J_cB ejercida por fuerzas de anclaje al azar, o más precisamente, por un potencial de anclaje aleatorio. Estas fuerzas dependen de la posición de los vórtices, y por lo tanto el problema debe ser resuelto en forma autoconsistente. Si la RV es muy blanda, cada centro de anclaje ejerce su máxima fuerza posible y se puede aplicar una suma directa, con lo cual la fuerza de anclaje por unidad de volumen sería $J_cB = n_a f_a$ donde n_a es el número de centros de anclaje y f_a la fuerza de anclaje elemental. En el caso opuesto, en el cual la RV es rígida, no hay correlación entre la posición de los centros de anclaje y los vórtices y, por lo tanto, las fuerzas de anclaje son aleatorias y su promedio es cero. Obviamente, las distorsiones plásticas o elásticas de la RV debido a los centros de anclaje son cruciales para la suma estadística. Un ablandamiento de la constante elástica de cizalladura, c_{66} puede dar lugar al efecto pico cerca de B_{c2} en donde $c_{66} \sim (B_{c2} - B)^2$ [178].

La primera suma estadística correcta fue presentada por Larkin y Ovchinnikov (LO) [113]. Ellos consideraron que la fuerza de anclaje media está determinada por un volumen de correlación V_c, el cual es definido como el volumen dentro del cual el desplazamiento cuadrático medio de los vórtices, debido al potencial de anclaje, es menor que el rango de interacción de las fuerzas de anclaje al cuadrado, r_a^2. Larkin y Ovchinnikov asumen luego que, dentro del volumen V_c, las fuerzas de anclaje están decorrelacionadas y en consecuencia sus cuadrados se suman. Esta idea da como estimación $J_cB = (n_a\langle f_{a,i}^2\rangle/V_c)^2$, donde $n_a\langle f_{a,i}^2\rangle$ es la fuerza de anclaje al cuadrado media y $f_{a,i}$, la fuerza ejercida por el i-ésimo centro de anclaje [113].

La teoría de LO ha sido confirmada en ciertos regímenes con simulaciones numéricas y experimentos [120, 182]. Sin embargo, no es aplicable cuando se inducen deformaciones plásticas en la red. Usando un procedimiento similar al de LO, Mullock y Evetts (ME) mostraron que la solución derivada por LO no siempre representa al estado de menor energía de la RV y que, a medida que el campo se aproxima a B_{c2}, la RV se vuelve inevitablemente defectuosa [110]. En este caso, la estructura de defectos determina la fuerza total de anclaje y la respuesta dinámica y estática de la RV. Para el caso 3D, ME sugirieron que la situación es siempre fuera del equilibrio. Diez años más tarde, Giamarchi y Le Doussal confirmaron el resultado de LO para anclaje débil mostrando que no es necesario que la RV contenga dislocaciones para minimizar su energía [183, 184]. El decaimiento del orden traslacional es algebraico y la fase de vidrio resultante exhibe picos de Bragg constituyendo un "vidrio de Bragg". Como dijimos en la introducción, no es claro aún como se alcanza el estado de equilibrio (si se alcanza) y como se relaciona con la dinámica la presencia de defectos.

Teoría de Larkin y Ovchinnikov

En la teoría de LO, en el volumen de correlación V_c hay orden de corto alcance y los vórtices se ubican en forma casi periódica [113]. Cuando una corriente por debajo del valor crítico circula por la muestra, cada uno de los volúmenes se desplaza independientemente bajo la fuerza de Lorentz distancias menores que ξ, hasta que la fuerza de anclaje que aparece compensa la fuerza de Lorentz. Como la RV es regular y los centros de anclaje aleatorios, encontramos el resultado de arriba para la corriente crítica $J_cB = (n_a\langle f_{a,i}^2\rangle/V_c)^2$. El orden de magnitud de V_c se puede encontrar con simples consideraciones energéticas. La RV se deforma para tomar ventaja de la energía de anclaje a costa de perder energía elástica. El cambio total de energía por unidad de volumen es

$$\delta F = c_{66}\left(\frac{r_a}{R}\right)^2 + c_{44}\left(\frac{r_a}{L}\right)^2 - f_a r_a\left(\frac{n_a}{V}\right)^{1/2} \tag{6.1}$$

donde c_{44} es la constante elástica para la inclinación de la RV y R y L son las dimensiones del dominio $V = R^2L$ transversales y longitudinales al campo.

La minimización de 6.1 da las longitudes de anclaje R_c, L_c y V_c. Utilizando este resultado se encuentra una expresión para la corriente crítica $Bj_c \sim 1/(c_{44}c_{66}^2)$.

Hay muchos mecanismos que pueden generar un pico en la corriente crítica. En el trabajo original de LO se sugiere que se debe a una disminución del módulo c_{44} para una alta densidad de defectos y a una disminución de ambos módulos c_{66} y c_{44} en el límite opuesto (a medida que el campo se aproxima a B_{c2}).

La aparición del efecto pico en los superconductores de alta T_c, para campos lejanos a B_{c2} y justo por debajo a T_m, ha sido interpretada como un ablandamiento del módulo de cizalladura c_{66} que es *precursor* a la fundición de la red [185] o como una *consecuencia* de esta fundición [186].

6.3 Resultados

Hemos realizado mediciones de transporte[1] y de susceptibilidad ac. Primero nos referimos a las primeras y luego mostramos que se pueden extraer idénticas conclusiones de las segundas [187].

6.3.1 Mediciones de transporte

Las mediciones de transporte que mostraremos se realizaron en un cristal con una familia de maclas crecido por el método de flujo [84, 188]. Las dimensiones del cristal eran 0.72 × 0.27 × 0.01 mm^3. La temperatura de transición T_c= 93.2 K y el

[1] Las mediciones de resistividad que mostramos en esta sección fueron realizadas en el Instituto Balseiro en colaboración con B. Maiorov, E. Osquiguil y F. de la Cruz.

ancho $\Delta T_c \leq 0.5$ K. Se depositaron 4 contactos paralelos con epoxy de plata sobre depósitos de oro evaporados en la superficie de cristal con una separación de 150 μm. Una descripción detallada de la realización de los contactos se puede encontrar en [84]. Las maclas, tal como se observan con luz polarizada, están distribuidas como se muestra esquemáticamente en el inset de la Fig. 1. Todas las mediciones se realizaron a fuerza de Lorentz constante.[2]

Una corriente sinusoidal I_{ac} = 30 mA (pico) de frecuencia f = 37 Hz fue aplicada en el plano $a - b$ de la muestra. La señal de voltaje fue preamplificada con un transformador de bajo ruido y su intensidad en fase con la corriente fue medida con un amplificador lock-in como función de la temperatura. Encontramos que, para la corriente de medición que utilizamos, la disipación por efecto Joule en los contactos llevaba a la muestra a una temperatura 1.4 K por encima del termómetro. El calentamiento era inmediato luego de aplicar la corriente, y fue determinado a partir de la resistividad lineal del estado normal obtenida para corrientes donde el calentamiento era despreciable. Asumimos de aquí en más que la muestra está 1.4 K más caliente que el termómetro para todas nuestras mediciones y por lo tanto corregimos los datos para tener en cuenta este corrimiento en temperatura.

En el inset superior de la Fig. 6.1, mostramos la transición a campo cero en líneas punteadas y la transición en un campo dc aplicado en líneas llenas. El campo dc H_{dc} = 3 kOe fue aplicado a un ángulo $\theta = 20^o$ del eje cristalográfico c, su dirección fue elegida de modo que apuntaba fuera de todas las maclas y así evitábamos la transición de vidrio de Bose. El mismo procedimiento fue utilizado en el Capítulo 3.

El panel principal de la Fig. 6.1 muestra el área que ha sido marcada en el inset y presenta mediciones que corresponden a historias termomagnéticas diferentes de la muestra. La temperatura se varió en la dirección indicada por las flechas a una velocidad de $\pm$ 0.03 K/min. Los símbolos llenos fueron obtenidos en un proceso de enfriado con campo y corriente aplicada que llamamos I_{ac}C C, es decir el campo magnético dc y la corriente ac fueron aplicados en el estado normal y la muestra fue enfriada. Los símbolos vacíos representan la curva de calentamiento (I_{ac}C W) que fue obtenida inmediatamente después de medir la curva anterior.

Como se aprecia en esta figura, cuando la temperatura se incrementa, la resistencia primero crece, luego disminuye y finalmente vuelve a crecer. Ya que la resistencia se relaciona con la velocidad media de los vórtices, el mínimo en la resistencia indica un mínimo en la movilidad de la RV. Como la corriente se mantiene fija durante toda la medición, este mínimo indica un aumento en el anclaje. El mínimo en la resistencia es acompañado por un pico en J_c [86, 88, 95, 181] (efecto pico, EP). La temperatura donde esto sucede, T_p, es indicada con una flecha. Por encima del EP, la corriente crítica se reduce a cero en la línea de fundición de la RV.

El resultado principal de la Fig. 6.1 es que, por debajo de T_p, encontramos un

[2]Mediciones en función del ángulo entre las maclas y el campo dc mostraron, al igual que las mediciones de susceptibilidad ac del Capítulo 3, que los efectos de historia son sólo observables para campos fuera de las maclas. Estas mediciones no serán discutidas aquí.

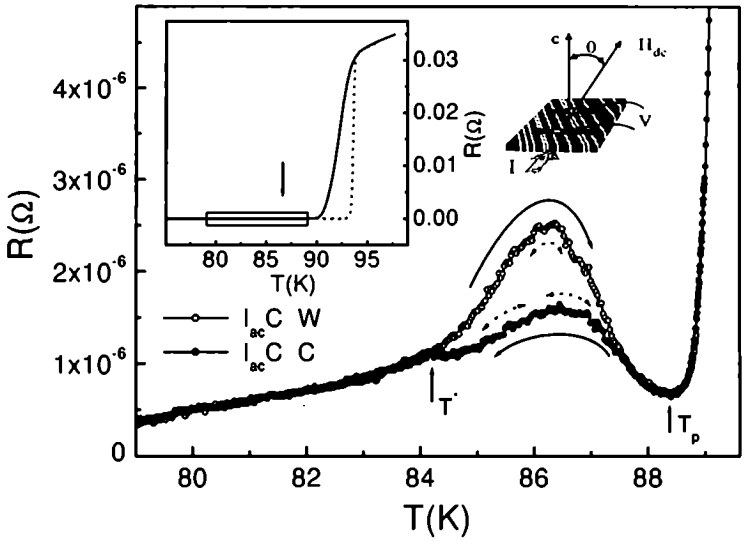

Figura 6.1: Mediciones de transporte en un cristal de YBCO con maclas para H_{dc}= 3 kOe, I_{ac}= 30 mA y f= 37 Hz. El inset superior muestra la transición resistiva a campo cero y a 3 kOe. El área marcada esta ampliada en el panel principal. Los símbolos llenos fueron obtenidos en un procedimiento de enfriado con campo dc y corriente ac (I_{ac}C C). Los símbolos vacíos representan la medición que se obtiene al calentar (I_{ac}C W) luego de enfriar con la corriente ac y el campo dc aplicados. La temperatura se varió en la dirección de las flechas. También se indican T^* y T_p (ver el texto).

comportamiento histerético que está limitado a un intervalo de temperaturas alrededor del pico en la resistencia y que la respuesta se hace reversible por debajo de una temperatura bien definida $T^* \sim 84.2$ K.

Este comportamiento histerético no es observado para campos dc en la dirección del eje c (al igual que los efectos descriptos en el Capítulo 3) ni para campos dc en la dirección de los planos de Cu-O.

En las referencias [97, 107, 108] y en los Capítulos 3, 4 y 5 mostramos que los efectos de historia observados en susceptibilidad ac en $YBa_2Cu_3O_7$ se pueden interpretar en términos de un reordenamiento dinámico de la RV inducido por el movimiento oscilante que producen las corrientes ac sobre la RV. Mostramos que la respuesta varía en una forma aproximadamente logarítmica con el número de ciclos de la corriente. En los experimentos de transporte es la propia corriente aplicada la que se encarga de sacudir a los vórtices forzándolos a moverse en forma oscilante dentro de la muestra provocando el reordenamiento dinámico.

Un ordenamiento de este tipo "no saturado" para explicar la diferencia en la movilidad de los vórtices que evidencian las dos curvas en la Fig. 6.1 ha sido descartado mediante la observación de ciclos reversibles en temperatura como los indicados por

las flechas punteadas. Niveles menores de disipación han sido observados para procedimientos de enfriado o calentado rápidos (> 0.2 K/min) en los cuales, el número pequeño de ciclos ac, por intervalo de temperatura, sólo alcanza a ordenar parcialmente la RV [97, 108].

Este resultado indica que el comportamiento histerético está relacionado con un cambio en la naturaleza del movimiento de la RV con la temperatura en T^*. Creemos que este cambio está determinado por la relación entre la tensión de cizalladura inducido por el anclaje y el límite plástico de la RV [116, 174]. A bajas temperaturas, bien por debajo del EP, la RV se vuelve más rígida y entra en un régimen elástico en donde las interacciones elásticas de la RV dominan frente al anclaje. Creemos que esta interacción elástica reforzada hace que la RV quede atrapada en un estado más móvil y ordenado cuando se incrémenta la temperatura. Es interesante notar que a altas temperaturas, donde las constantes elásticas han disminuido considerablemente, los casos I_{ac}C C y I_{ac}C W coinciden.

A partir de estos resultados, concluimos que hay dos procesos independientes que ayudan a incrementar el orden y la movilidad de la RV. Por un lado está el incremento de las constantes elásticas en relación al anclaje a bajas temperaturas y por el otro las interacciones repetidas de los vórtices que es inducida por la corriente y que ha sido discutida en forma extensa a lo largo de esta Tesis. Entre T^* y T_p, la RV puede contener una cierta densidad de defectos que la corriente parece no poder curar en los tiempos de nuestras mediciones.

Efectos histeréticos similares han sido observados recientemente en el superconductor convencional de baja T_c $2H$-$NbSe_2$ con corrientes aplicadas continuas [95]. En este material se encontró que la resistencia era histerética en la región entre el pico en la resistencia y T_p. El pico en la resistencia fue asociado a una transición topológica en la RV. En contraposición con estos resultados, no hemos encontrado ninguna característica particular a esa temperatura en relación a los efectos de historia.

Una pregunta que surge de los resultados de la Fig. 6.1 es: ¿qué sucederá si reducimos la temperatura sin reordenar la RV con la corriente ac? Para contestar esta pregunta, la muestra fue enfriada desde el estado normal con campo dc aplicado *sin corriente ac aplicada*, y luego se realizó una medición calentando. Este procedimiento (ZI_{ac}C W) se repitió varias veces enfriando cada vez hasta una temperatura distinta. Los resultados se muestran en la Fig. 6.2. Para comparar, se muestra también la curva I_{ac}C W de la Fig. 6.1.

La diferencia entre las distintas mediciones es muy marcada. La resistencia medida toma diferentes valores si la temperatura de comienzo T_s es mayor que un dado *crossover* ($\sim$ 84.2 K). Debemos notar que en realidad, debido al calentamiento, la muestra ha sido enfriada 1.4 K por debajo de la temperatura para la cual cada una de las curvas ZI_{ac}C W parece empezar. Para las mediciones que comienzan arriba de esta temperatura, la RV tiene claramente una movilidad menor y nunca alcanza los niveles máximos de disipación dados por la medición ZI_{ac}C W que corresponde a la temperatura de comienzo menor (< 70 K). A medida que la temperatura de comienzo

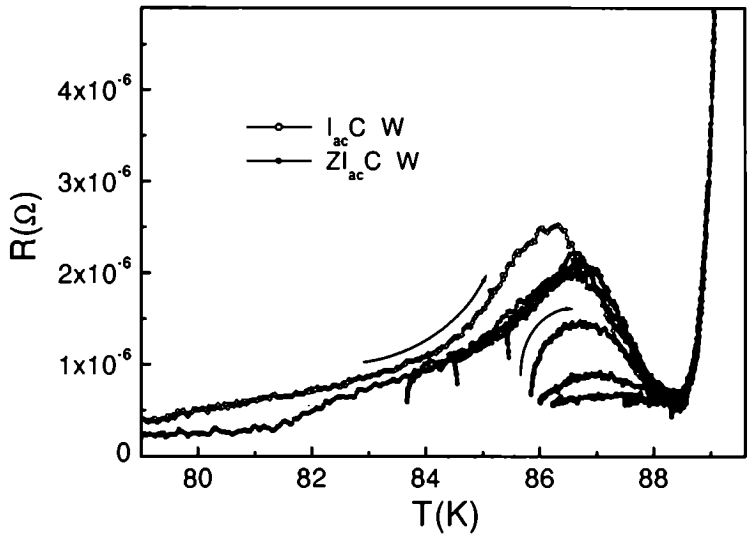

Figura 6.2: Mediciones de resistencia *vs* temperatura obtenidas calentando inmediatamente después de enfriar hasta distintas temperaturas con H_{dc} =3 kOe y sin corriente ac aplicada, $ZI_{ac}C$ W (símbolos llenos). Las flechas indican la dirección en que se varió la temperatura. Como comparación se agregó la curva $I_{ac}C$ W de la Fig. 6.1.

se incrementa hacia T_p, este resultado se hace cada vez más evidente y la corriente ac no es suficiente para mover a la RV a velocidades comparables, por ejemplo, a aquellas obtenidas en el procedimiento $I_{ac}C$ W. Por el contrario, para temperaturas por debajo del *crossover*, el nivel máximo de disipación es alcanzado luego de un transitorio. Este transitorio es debido al reordenamiento dinámico que ocurre luego de aplicar la corriente ac y que lleva a la RV a un estado más móvil.

La disipación en el caso $ZI_{ac}C$ W es menor que en el caso $I_{ac}C$ W a bajas temperaturas. Esto implica que una RV más ordenada se obtiene cuando se enfría la muestra en presencia de la corriente. Como hemos predicho en la Ref. [97] y destacado en el Capítulo 3, sospechamos que esta diferencia es debida al flujo inhomogéneo de la corriente dentro de la muestra que lleva, en el caso $ZI_{ac}C$ W, a un ordenamiento de la RV sólo en el borde de la muestra por donde las corrientes ac mayores circulan. Otra posible explicación es que las corrientes oscilantes inhiben la formación de una RV policristalina cuando se cruza el EP.

Comparamos ahora estos resultados con las mediciones de susceptibilidad ac, de las cuales obtendremos conclusiones similares.

6.3.2 Mediciones de susceptibilidad ac

Las mediciones que mostraremos fueron realizadas en una muestra de dimensiones $1 \times 0.5 \times 0.03$ mm^3 [189]. El campo ac de frecuencia de medición f = 10.22 kHz y

amplitud h_{ac} = 2 Oe es aplicado en la dirección del eje c. Este campo alterno está superpuesto a un campo constante H_{dc} = 3 kOe, orientado de la misma forma que en las mediciones de transporte. La distribución de las maclas en este cristal es similar a la del cristal que utilizamos para las mediciones de transporte (ver el inset de la Fig. 6.1). La temperatura de transición a campo cero es 92 K y el ancho de la transición 300 mK (criterio 10%-90%), ambos determinados con susceptibilidad ac con h_{ac} = 1 Oe.

La Fig. 6.3 muestra la componente real de la susceptibilidad en función de la temperatura, χ'(T). La temperatura es variada en la dirección de las flechas. El inset superior en esta figura, muestra la transición superconductora a campo cero (línea de puntos) y la transición con H_{dc} = 3 kOe (línea llena). La transición con campo dc es

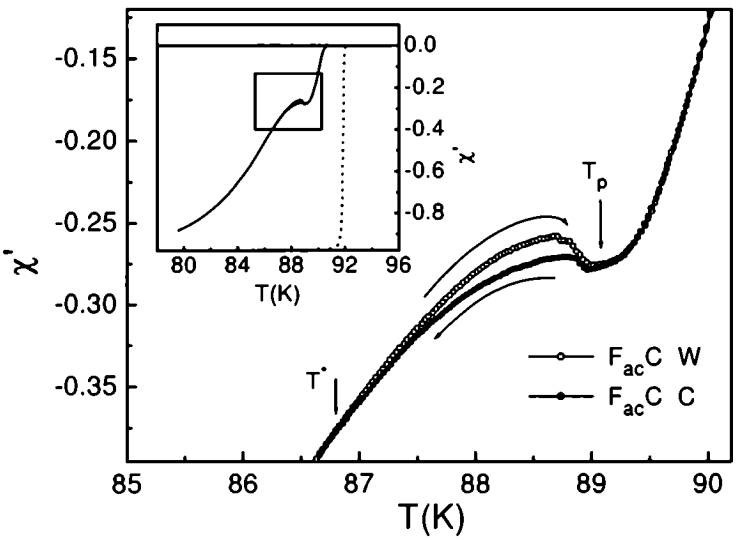

Figura 6.3: Componente real de la susceptibilidad ac, $\chi'(T)$, para un cristal de YBCO con H_{dc}=3 kOe, h_{ac}=2 Oe y f=10.22 kHz. El inset muestra la transición a campo cero en línea punteada y el comportamiento histerético a H_{dc}=3 kOe en línea llenas. Éste se muestra ampliado en el panel central. Los símbolos llenos fueron obtenidos en un proceso de enfriado con campos ac y dc (F_{ac}C C) y los símbolos llenos representan la curva que se obtiene al calentar inmediatamente después (F_{ac}C W). La dirección de variación de la temperatura es indicada con flechas. También se muestra la ubicación de T^* y T_p (ver texto).

mostrada con detalle en el panel principal de la figura. La curva inferior corresponde a un proceso de medición de enfriado con campo. Tanto el campo ac como el dc fueron aplicados en el estado normal antes de enfriar la muestra (F_{ac}C C). La curva que se obtiene al calentar, denominada F_{ac}C W, fue obtenida inmediatamente después de la curva de enfriado y muestra una capacidad de apantallamiento, $|\chi'|$, menor de acuerdo con la mayor movilidad que corresponde a la RV más ordenada (comparar con la Fig.

6.1). Las corrientes inducidas por el campo ac aplicado parecen tener el mismo efecto en la RV que la corriente de transporte: permiten acceder al sistema de vórtices a estados más móviles que llevan a una reducción de la capacidad de apantallamiento de la muestra.

El efecto pico también es observado con esta técnica, en donde la capacidad de apantallamiento se incrementa en forma anómala antes de T_m.

En la Fig. 6.4, presentamos datos de susceptibilidad ac que son directamente comparables con los de transporte en la Fig. 6.2. En símbolos abiertos mostramos como referencia los datos del procedimiento $F_{ac}C$ W de la Fig. 6.3. Los símbolos sólidos representan las curvas que se obtienen al calentar luego de enfriar la muestra con campo ac nulo ($ZF_{ac}C$ W) hasta temperaturas distintas. Notar que $|\chi'|$ en estas curvas es siempre mayor que en los procedimientos $F_{ac}C$ C y $F_{ac}C$ W, en los cuales la RV fue ordenada por las corrientes ac inducidas durante el proceso de enfriado.

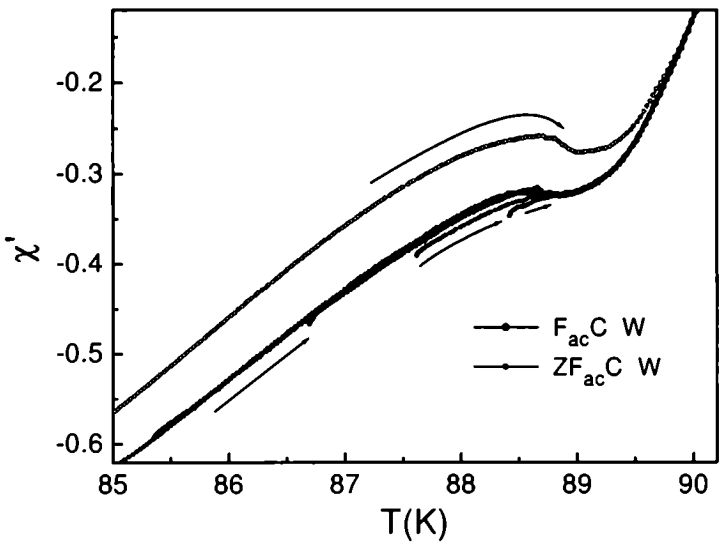

Figura 6.4: $\chi'(T)$ *vs* temperatura obtenidas calentando inmediatamente después de enfriar hasta distintas temperaturas con H_{dc} =3 kOe y sin campo ac aplicado, $ZF_{ac}C$ W (símbolos llenos). Las flechas indican la dirección en que se varió la temperatura. Como comparación se agregó la curva $F_{ac}C$ W de la Fig. 6.3.

Cuando la muestra es enfriada a temperaturas diferentes sin campo aplicado se obtienen respuestas distintas. A bajas temperaturas, luego de un transitorio, se obtiene una respuesta independiente de la temperatura de comienzo. Cuando esta temperatura se incrementa, la RV permanece con baja movilidad y el transitorio no lleva a una respuesta común. La diferencia de las respuestas está marcada por una temperatura T^* que es del orden de 86.7 K. Para la muestra y las condiciones dadas en el Capítulo 3, esta temperatura es del orden de 85-86 K según las mediciones de la Fig. 3.2.

6.4 Conclusiones

En conclusión, en este capítulo hemos presentado mediciones de transporte y susceptibilidad ac en monocristales de YBCO. Mostramos que la red puede ser ordenada por las corrientes ac y que el incremento de las constantes elásticas en relación al anclaje, que se produciría a bajas temperaturas, lleva a un cambio de comportamiento en la naturaleza del movimiento de los vórtices. Este cambio de un régimen plástico (que define al movimiento característico de los vórtices cerca del pico) a un régimen elástico, a bajas temperaturas, sería el responsable de la histéresis observada debajo de la temperatura en la que se observa el efecto pico.

Sería sumamente interesante estudiar la forma de las curvas I-V para comparar la dependencia funcional obtenida experimentalmente con la predicha por las simulaciones numéricas en estos regímenes. También se debería observar una desaparición de la histéresis para corrientes más altas.

Capítulo 7

Conclusiones generales

A lo largo de esta Tesis hemos discutido algunos puntos sobre la dinámica de vórtices en superconductores. Los vórtices determinan la respuesta de un superconductor ante una corriente o un cambio del campo magnético y constituyen, por otro lado, un sistema que se puede considerar como una forma de materia condensada. Cuando interactúan con impurezas de la matriz superconductora, los vórtices forman un sistema modelo para el estudio del movimiento de un medio elástico sobre un substrato desordenado. Desde este punto de vista se desprenden los principales aportes de esta Tesis.

Concretamente, hemos realizado un estudio experimental y numérico de la dinámica de los vórtices centrándonos principalmente en su respuesta colectiva a fuerzas oscilatorias en el tiempo. La observación de dependencias con la historia en la respuesta de superconductores nos ha motivado, en primer lugar, para proponer un modelo fenomenológico capaz de describir las características macroscópicas de dicho fenómeno y, posteriormente, para estudiar su comportamiento microscópico mediante simulaciones de dinámica molecular.

Las mediciones con susceptibilidad ac nos permitieron establecer un conjunto de hipótesis para proponer un modelo fenomenológico que luego fue constrastado con nuevas mediciones que aportaron una mayor solidez al escenario propuesto.

Mostramos que el comportamiento dinámico del sistema de vórtices ante fuerzas oscilatorias es muy rico y con características propias que lo diferencian del movimiento continuo. Fuerzas oscilantes simétricas en amplitud y tiempo inducen un movimiento coherente de los vórtices que tiende a organizarlos en una estructura ordenada. Una fuerza asimétrica (en amplitud) produce el efecto contrario. Hemos sugerido mecanismos genéricos plausibles que explican este comportamiento desde un punto de vista microscópico. Estos mecanismos han sido respaldados mediante la observación directa de la evolución de los vórtices en simulaciones de dinámica de Langevin sobreamortiguada.

Aparentemente, cuando los vórtices son forzados a moverse por una fuerza oscilatoria simétrica, las interacciones repetidas entre vórtices vecinos favorecen la formación

de una estructura ordenada ya que, de esta forma, se evita la superposición de los vórtices y se minimiza la energía de interacción elástica media del conjunto durante la oscilación. Por el contrario, cuando la fuerza es asimétrica los vórtices que se mueven en un semiciclo no son los mismos que se mueven en el otro (o al menos las velocidades relativas son distintas) lo que genera tensiones en la red y eventualmente distorsiones plásticas que incrementan la densidad de defectos. Notablemente, cuando la red de vórtices se ordena con fuerzas simétricas se dispondría con uno de los ejes principales en forma paralela a la corriente (perpendicular a la fuerza) en contraposición a lo que ocurre para fuerzas continuas grandes.

Desde un punto de vista macroscópico, la densidad de defectos en la red de vórtices se ve reflejada en un cambio en su movilidad y, por lo tanto, en la respuesta magnética y eléctrica de la muestra superconductora. Las simulaciones de dinámica molecular muestran, sistemáticamente, una mayor movilidad para los sistemas de vórtices con una densidad de defectos menor. Las mediciones de susceptibilidad ac indican que campos magnéticos simétricos en el tiempo producen una red de vórtices más móvil en las zonas por donde circula la corriente y, según nuestras observaciones, más ordenada mientras que, campos magnéticos asimétricos generan una red de menor movilidad (en térmicos relativos) y por lo tanto más desordenada. Ciclados con campos grandes también generan una red desordenada lo cual ha sido observado tanto en los experimentos como en las simulaciones. Probablemente ésta sea la primera vez que se observa un mecanismo no invasivo (que no requiera la colocación de contactos eléctricos) que permite controlar la densidad de defectos en la red de vórtices a temperatura constante.

Parte de estos resultados fueron verificados con mediciones de transporte con las que, además, observamos un cambio de comportamiento dinámico de los vórtices entre un régimen plástico, con preponderancia de la interacción de los vórtices con los centros de anclaje, y un régimen elástico, en el que la interacción entre vórtices es más relevante. Este estudio muestra que los experimentos fueron realizados en la zona de cruce entre ambos regímenes al igual que las simulaciones numéricas (según nuestra elección de parámetros).

Probablemente el conjunto de resultados obtenidos no sea tan importante como el conjunto de puntos que han sido abiertos y que sería deseable seguir estudiando. La evolución de estos efectos para distinta densidad y topología de los centros de anclaje (muestras con o sin maclas, defectos columnares, irradiadas con electrones o protones, etc). La determinación experimental de los módulos elásticos y las constantes de Labusch para los distintos estados metaestables. La influencia de las barreras de superficie, la modificación de los perfiles de campo y corriente dentro del superconductor y su relación con los efectos de historia. Esto es importante para establecer una conexión con los superconductores de baja temperatura: ¿por qué en estos materiales se observa que el estado ZFC es ordenado?. La nucleación y aniquilación de dislocaciones así como su movilidad en sistemas de vórtices. Algunos comportamientos propuestos esperan por su observación experimental como, por ejemplo, la

orientación de la red de vórtices en relación con la dirección de la corriente. Esto se podría realizar con decoración de Bitter. O generan más preguntas, si para una dada fuerza la red se ordena en un sentido y para una fuerza menor en el otro, ¿qué sucede para fuerzas intermedias? ¿se desordena, elige una orientación intermedia o simplemente una de las orientaciones anteriores? ¿Existe algún tipo de transición de fase dinámica entre las distintas orientaciones?

El comportamiento de los vórtices en los superconductores de alta temperatura crítica ha generado límites en la aplicación tecnológica de estos materiales pero por otro lado nos ha provisto de un sistema físico extremadamente rico. Sus propiedades, una vez entendidas en su completitud, podrían incluso ser explotadas para aplicaciones que aún no hemos imaginado y, sin lugar a dudas, su estudio seguirá contribuyendo al desarrollo de la física en general. A lo largo de esta Tesis, hemos puesto cierto énfasis en esto y hemos intentado, aunque sea someramente, mostrar que el comportamiento del sistema de vórtices guarda similitudes con el comportamiento observado en otros sistemas de muchas "partículas" interactuantes.

Apéndice A

Distribución de flujo y corriente en cintas superconductoras

En el Capítulo 4 utilizamos un modelo numérico para estudiar la respuesta de un superconductor cuando es sometido a un campo oscilatorio. En particular, obtuvimos la susceptibilidad ac en ciertos regímenes de anclaje para compararla con nuestros resultados experimentales. Como comentamos en ese capítulo, la ventaja del tratamiento numérico es que éste permite tratar una gran variedad de problemas dinámicos para muestras en las cuales la densidad de corriente crítica es dependiente de la posición. El modelo de Bean para cintas ha sido extendido para superconductores que llevan una corriente neta de transporte [72, 73]. En este apéndice, presentamos brevemente los resultados de esta extensión para el método numérico. Para encontrar más detalles y algunas aplicaciones, recomendamos nuestro artículo (Ref. [155]). Una de las aplicaciones de este algoritmo, que está directamente vinculada con esta Tesis, incluye el análisis de los resultados del Capítulo 6 con las constricciones que se utilizaron en las simulaciones del Capítulo 4. Esto lo haremos en el futuro.

Debemos obtener entonces un conjunto de ecuaciones equivalente a 4.7 que extienda el tratamiento a casos más generales en los cuales puede circular una corriente de transporte $I(t)$. Con este fin, se debe tener en cuenta que la simetría $J(y) = -J(-y)$, que fue utilizada para obtener 4.7, deja de ser válida y que, por otro lado, se debe incorporar la relación $\int_0^{2a} J(u,t)du = I(t)$ al conjunto de ecuaciones (notar que por comodidad movimos el origen de coordenadas en y). De este modo obtenemos

$$\dot{J}_i = \sum_{j=1}^{N} K_{ij}^{-1}[J_j\tau_j - \frac{J_1}{\tau_1} - 2\pi(u_j - u_1)\dot{H}_a + \dot{I}\delta_{j1}] \tag{A.1}$$

$$
\begin{array}{ll}
K_{1j} = \frac{w_j}{N} & \\
K_{i1} = \frac{w_1}{N} \ln \left|\frac{2\pi(u_1-u_i)N}{w_1}\right| & i \neq 1 \\
K_{ii} = \frac{w_i}{N} \ln \left|\frac{w_i}{2\pi(u_i-u_1)N}\right| & i \neq 1 \\
K_{ij} = \frac{w_j}{N} \ln \left|\frac{u_i-u_j}{u_j-u_1}\right| & i \neq 1; i \neq j; j \neq 1.
\end{array}
\tag{A.2}
$$

donde $w_i = u_i'$ es la función peso y δ_{ij} la delta de Kronecker . La derivada temporal de la condición $\int_0^{2a} J(u,t)du = I(t)$ se recupera invirtiendo la primera ecuación y tomando $j = 1$.

Nuevamente, esta ecuación fue integrada con un método de Runge-Kutta de cuarto orden [156]. En [155] se muestran algunos resultados para problemas de interés como ser, la distribución de la corriente y campo para muestras con anclaje reforzado en los bordes (relacionado con barreras de superficie) y la redistribución de corriente y flujo cuando la muestra es parcialmente "calentada" por encima de la temperatura de transición superconductora (ver las Refs. [83], [155], [190], [191] y [192]).

Apéndice B

Medición de la magnetización remanente mediante un método ac

En este apéndice describiremos un método para medir la magnetización remanente en superconductores con un sistema de inductancia mutua y un amplificador *lock-in*. Cada período de la señal de excitación consiste en un pulso positivo y otro negativo, separados por un intervalo sin señal mucho mayor que la duración de los pulsos. Cuando la separación de los pulsos es suficientemente grande, la señal inducida en el secundario es proporcional a la magnetización remanente de la muestra analizada. Ésta se puede interpretar con distintos modelos con el objetivo de obtener información sobre las características de la muestra y el comportamiento de los vórtices. Presentaremos algunos resultados concernientes a los efectos de historia.

B.1 Método de medición

La técnica de medición fue desarrollada, bajo mi dirección y con la colaboración de Alejandro J. Moreno, por Claudio E. Chiliotte como parte de la asignatura "Laboratorio 7" del Departamento de Física, FCEyN, UBA [193]. En este apéndice delinearemos los principios de la técnica y mostraremos algunos resultados relacionados con los efectos de historia de la forma en que fueron presentados en el Capítulo 4.

El método de medición consiste en colocar la muestra dentro de un sistema de bobinas análogo al utilizado en mediciones de susceptibilidad ac (Capítulo 2) y someter al conjunto a un campo continuo H_{dc}. El campo de excitación, H_{ac}, es periódico en el tiempo con una forma funcional que es esquematizada en la Fig. B.1. Consta de pulsos de duración t_p y valor pico H_0, alternativamente positivos y negativos, separados por un intervalo t_0 en el que no hay excitación. El período de H_{ac} es $T = 2(t_p+t_0)$. En esta misma figura se representan cualitativamente los perfiles de campo y como es la magnetización de la muestra para distintos momentos de la señal de excitación considerando una lámina en estado crítico. En general, se elige $H_{dc} \gg H_{ac}$ de modo

que la variación del campo en el interior de la muestra sea pequeña en relación a su valor medio y $j_c = j_c(B) \sim$ cte. Idealmente, en el caso que $t_p/T \to 0$, la magnetización de la muestra irá alternativamente de $-M_{REM}$ a M_{REM} y estará en fase con la señal de excitación. Una vez que se mide M_{REM} se puede obtener en forma directa el valor de la densidad de corriente crítica efectiva de la muestra.

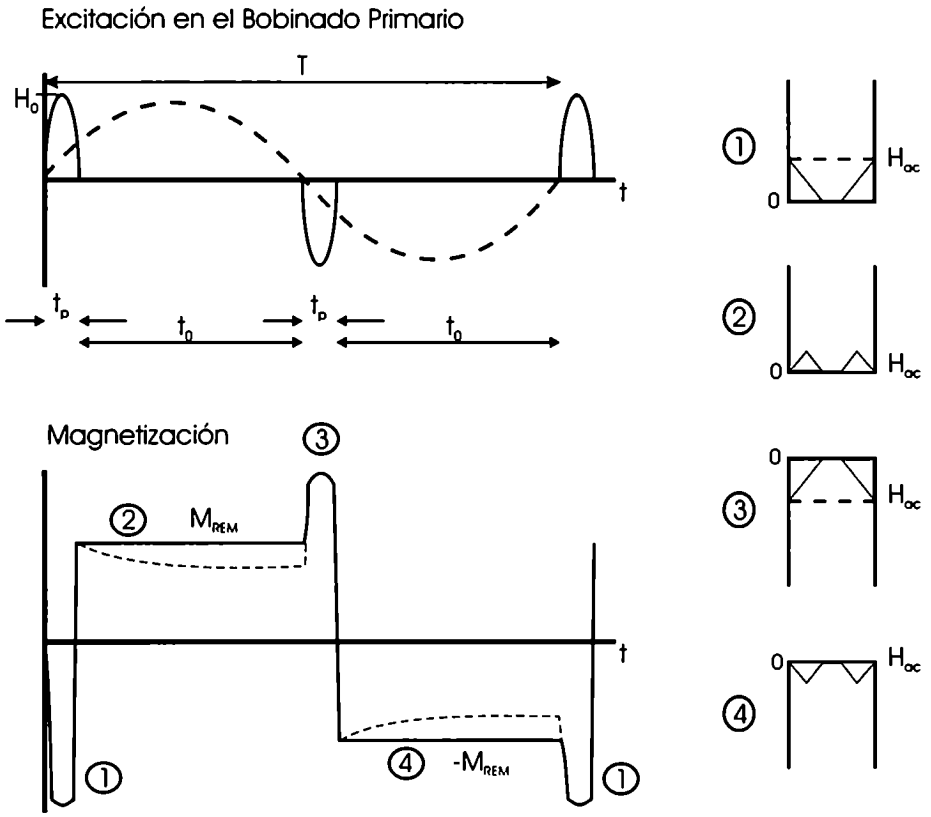

Figura B.1: Método para la medición de la magnetización remanente (esquema). Arriba: señal de excitación de período T. Consta de pulsos positivos y negativos alternados de duración t_p mucho menor que su separación t_0, $T = 2(t_p + t_0)$ (la figura no está en escala). En línea de trazos se indica la señal que se toma como referencia para el *lock-in*. Abajo: magnetización media de la muestra. En línea de trazos se representa el efecto de la relajación por activación térmica. A la derecha se indican los perfiles de campo dentro de la muestra para cada uno de los cuatro momentos indicados [193].

La Fig. B.2a) muestra la señal medida en el secundario con un *lock-in*, en función de la temperatura, para distintos valores del cociente $\gamma = (2t_p)/T$ con $\omega = 2\pi/T$ constante. Para realizar una caracterización preliminar de la técnica, se utilizó un cristal de $YBa_2Cu_3O_7$ (dimensiones $1 \times 1 \times 0.025\ mm^3$), con una alta densidad de maclas

que (tal vez por esta característica) no presentaba efectos de historia. El campo dc de 400 Oe fue aplicado a 20° fuera de las maclas. El *lock-in* se encuentra sincronizado con el flanco de subida del pulso positivo de excitación (ver Fig. B.1). Ya que se trata de una medición inductiva, la componente en contrafase con la excitación de la señal medida en el secundario, es proporcional, eventualmente, a la magnetización remanente. A medida que γ disminuye, la componente en fase disminuye y a partir de $\gamma \leq 0.01$ es menor que un 5% del valor máximo de la componente en contrafase para todo el rango de temperatura. Según lo discutido arriba, para los valores de γ menores la componente en contrafase será $\propto M_{REM}$.

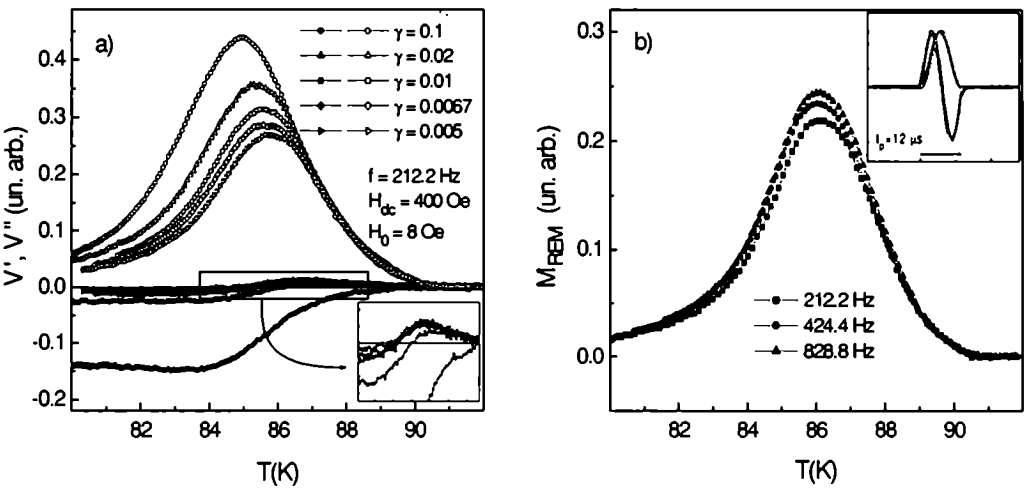

Figura B.2: a) Componente en fase (V'', símbolos llenos) y en contrafase (V', símbolos vacíos) de la señal medida en el secundario respecto de la excitación para distintos valores del parámetros γ (ver texto). b) Relajación de la magnetización remanente. El pulso en la excitación es el mismo para las tres mediciones (inset) pero su separación es diferente y está definida por la frecuencia indicada en cada caso. En el inset se muestra el pulso de la excitación y la señal que se induce al mismo tiempo en el bobinado secundario. Ambas están medidas con un osciloscopio (línea negra). La curvas grises corresponden a la función programada en el generador de funciones y su derivada numérica. El acuerdo con las mediciones es excelente lo cual prueba la muy buena respuesta del sistema de bobinas a excitaciones de alta frecuencia.

La dependencia de la componente en fase con la temperatura y γ se puede explicar en forma aproximada en el marco de un modelo de estado crítico teniendo en cuenta el valor que toma la magnetización durante el pulso de excitación [193]. Para γ suficientemente pequeños, el valor de saturación a bajas temperaturas es la magnetización diamagnética máxima de la muestra multiplicada por un factor directamente proporcional a γ (ver Fig. B.1). Sin embargo, para explicar el comportamiento que

se observa a altas temperaturas, hay que tener en cuenta otros factores. A medida que disminuimos γ queda definido un pico en la componente en fase, que no depende de γ y que tiene signo opuesto al de la magnetización de saturación para bajas temperaturas (ver inset de la Fig. B.2a)). Este pico está relacionado con la relajación de la magnetización remanente y aparece sistemáticamente a una temperatura mayor que el pico en la componente en contrafase ($\sim M_{REM}$). El efecto de la relajación se puede observar también en la Fig. B.2b) en donde se muestran mediciones para distintos tiempos de separación entre los pulsos de excitación. El valor medio de M_{REM} es menor para las frecuencias menores ya que el tiempo durante el cual relaja la magnetización es mayor. La diferencia que se observa en la M_{REM} medida para los $\gamma \leq 0.01$ también se deben a efectos de relajación pero durante la aplicación del pulso de excitación (ya que la frecuencia es constante). Todas estas características han sido observadas mediante simulaciones numéricas como las presentadas en el Capítulo 4.

Tenemos entonces una técnica de medición capaz de dar información en forma directa y con una discriminación natural de *i*) la magnetización remanente (y, por lo tanto, de la corriente crítica) y *ii*) de la relajación. Los efectos de activación térmica en la corriente circulante están directamente relacionados con la componente en fase con la excitación mientras que la componente en contrafase da información sobre la intensidad de la propia corriente. Esto representa una importante ventaja sobre la técnica de susceptibilidad ac. Por otro lado, este método de medición no requiere de bobinas compensadas ya que la excitación tiene una contribución espectral muy baja a la frecuencia del fundamental en comparación a una onda senoidal de la misma amplitud.[1]

En la Fig. B.3 mostramos mediciones que indican claramente que la componente en contrafase es proporcional a la magnetización remanente. Las mediciones de la Fig. B.3a) se realizaron para dos formas funcionales distintas del pico de excitación (un semiciclo de la función $\operatorname{sen} t$, $\gamma = 0.0067$ y un ciclo de la función $\operatorname{sen}^2 t$, $\gamma = 0.01$, en la figura se indica la definición de t_p en cada caso). Las distintas curvas corresponden a valores pico de H_{ac} distintos y muestran que los resultados no dependen fuertemente de la forma de onda del pico. Los esquemas mostrados en el interior de la figura dan una idea de la evolución con la temperatura de la magnetización remanente con los que se puede explicar cualitativamente la forma de la curva. Cuando la temperatura es muy baja el campo penetra poco en la muestra debido a que j_c es alta. A medida que la temperatura se incrementa, baja j_c y la magnetización remanente se incrementa hasta alcanzar su valor máximo alrededor de la zona en donde se produce la penetración completa de la muestra. Si la temperatura sigue aumentando, M_{REM} comienza a decrecer, ya que j_c sigue disminuyendo y el flujo atrapado es cada vez menor.

En la Fig. B.3b), repetimos los datos de la Fig. B.3a) (para los picos con forma de sen t). De la curva correspondiente a 8 Oe obtuvimos la densidad de corriente

[1] En la Ref. [194] se mide la susceptibilidad con una excitación cuadrada. Esto simplifica el análisis en relación a la susceptibilidad ac usual con rectificación mediante ondas sinusoidales pero no evita el problema de una gran señal de fondo.

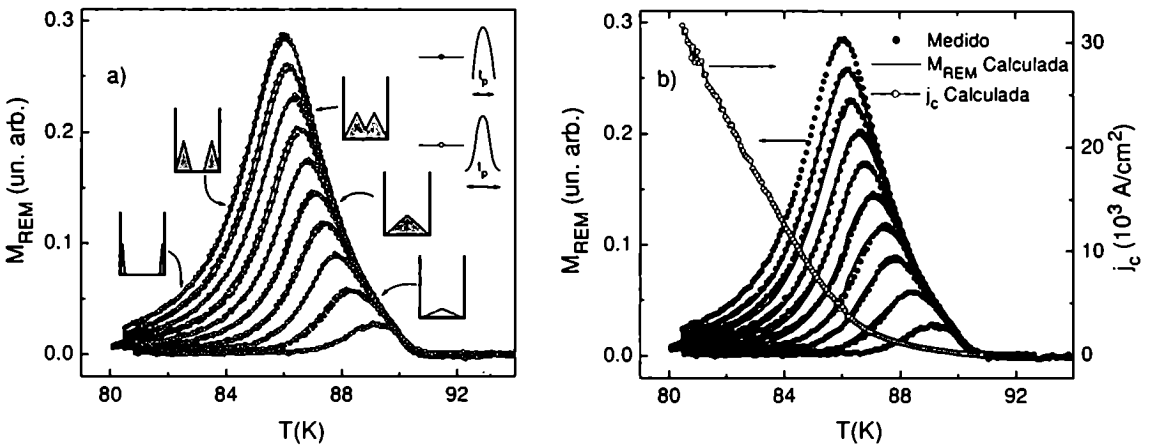

Figura B.3: a) M_{REM} para dos formas funcionales diferentes del pico de excitación (sen t, $\gamma = 0.0067$, símbolos llenos, sen^2 t, $\gamma = 0.01$, símbolos vacíos). Se muestran los perfiles de campo en el interior de la muestra en forma esquemática para distintos lugares de la curva. Las mediciones se realizaron con valores pico de la excitación iguales a H_0= 0.8 (M_{REM} menor), 1.6, 2.4, 3.2, 4, 4.8, 5.6, 6.4, 7.2 y 8 Oe (M_{REM} mayor). b) Comparación de las mediciones con un modelo teórico sencillo de estado crítico en la geometría transversal (ecuación B.1). La densidad de corriente crítica j_c se obtiene de la curva medida con el H_0 mayor y con ella se calcula la M_{REM} para los H_0 restantes (líneas sólidas). Los datos experimentales se representan con círculos llenos.

crítica efectiva en función de la temperatura resolviendo numéricamente la siguiente expresión para el momento magnético remanente en una cinta de ancho $2A$ y espesor d [72]

$$m_{REM}(H_0) = J_c A^2 \left[\tanh \frac{H_0}{H_p} - 2 \tanh \frac{H_0}{2H_p}\right] \tag{B.1}$$

donde H_0 es el valor alcanzado por el campo antes de ser disminuido a zero comenzando desde el estado virgen. $H_p = J_c/\pi$ con $J_c = j_c d$.

Utilizando este resultado, obtuvimos la magnetización remanente para los campos de excitación menores y la comparamos con las mediciones correspondientes. El acuerdo entre las distintas curvas es excelente mostrando que el método de medición es autoconsistente.

B.2 Efectos de historia

La forma funcional de los picos de excitación del primario son "simétricos" en el tiempo y, por lo tanto, capaces de aumentar la movilidad de la red de vórtices (RV) mediante el movimiento oscilatorio que producen. Como veremos en breve, este efecto de reordenamiento es observado claramente. Las curvas de magnetización remanente se pueden interpretar en el mismo marco que hemos introducido en el Capítulo 3 y profundizado en los capítulos posteriores.

Comenzaremos mostrando mediciones en función de la temperatura y luego presentaremos algunos resultados en función de la amplitud pico del campo ac.

Las mediciones de la Fig. B.4 corresponden a un H_{dc}=3 kOe con $\theta = 20°$ para dos valores de H_{ac} pico (H_0= 4 y 8 Oe). La muestra es la misma que se utilizó para las mediciones que se presentaron en los Capítulos 3 y 4. Haciendo uso de la ecuación B.1 obtenemos la densidad de corriente crítica que claramente presenta un pico alrededor de 89 K (Fig. B.4a)). Este pico es observado en las mediciones de susceptibilidad (*cf.* Fig. 3.1) como un aumento débil de la capacidad de apantallamiento de la muestra aunque es más evidente aquí.

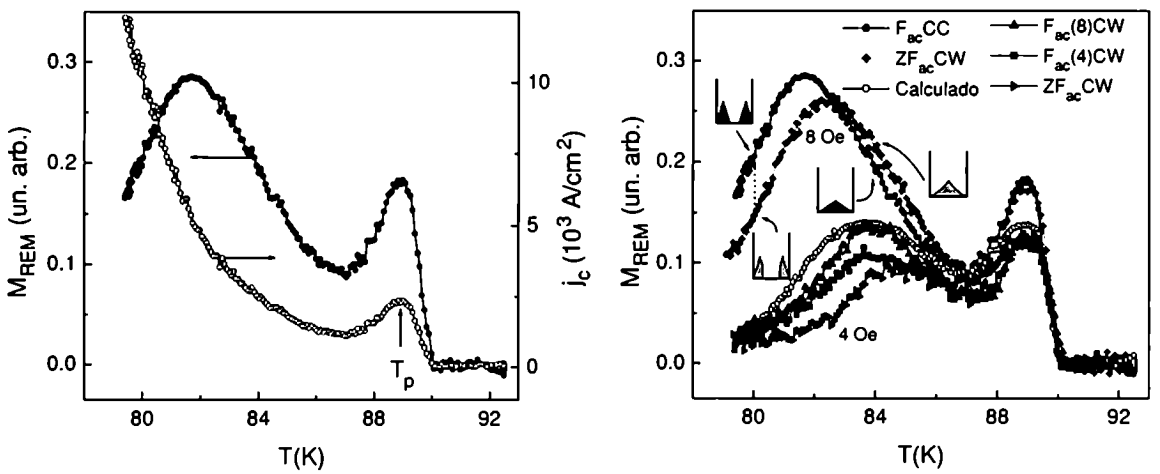

Figura B.4: a) M_{REM} (símbolos llenos) y densidad de corriente crítica (símbolos vacíos) para una muestra que presenta efecto pico (en T_p). H_0= 8 Oe. b) M_{REM} para dos campos de excitación distintos, H_0 =4 y 8 Oe, para distintas historias magnéticas. Se representan esquemáticamente los perfiles de campo en dos lugares distintos, para dos historias distintas que explican la diferencia entre las dos curvas (ver texto). H_{dc}= 3 kOe, f= 212.2 kHz, $\theta = 20^o$.

La Fig. B.4b) muestra efectos de historia. Si la muestra es enfriada con la señal de excitación aplicada (F_{ac}C) el sistema de vórtices se congela en un estado más ordenado

y con menor densidad de corriente crítica en todo el volumen de la muestra. Como se muestra en los esquemas en el interior de la figura, esto implica una penetración mayor del campo y, por lo tanto, una magnetización remanente mayor a bajas temperaturas si se lo compara con el caso $ZF_{ac}C$. Esto se observa en los dos conjuntos de curvas de la figura que corresponden a un campo pico de 4 y 8 Oe. Si enfriamos con H_0=8 Oe y medimos con H_0=4 Oe ($F_{ac}(8)CW$) la magnetización remanente a bajas temperaturas es mayor que si enfriamos con 4 Oe y medimos con el mismo campo, $F_{ac}(4)CW$. Esto se debe a que el grado de orden alcanzado en el volumen de la muestra es mayor con las amplitudes mayores.

A altas temperaturas, donde la penetración es completa, la situación se invierte y la M_{REM} en el caso $ZF_{ac}CW$ es ligeramente mayor que en el $F_{ac}CW$. Esto es consecuencia de una densidad de corriente crítica media mayor en el primer caso y se observa claramente en las mediciones con H_0= 8 Oe.

En la Fig. B.4b) también mostramos con símbolos vacíos la magnetización remanente que calculamos a partir de j_c para H_0= 4 Oe. La dependencia de j_c es obtenida de la curva de enfriado con campo para 8 Oe, $F_{ac}CW$, para la cual esperamos que la densidad de corriente crítica sea más o menos homogénea. Utilizamos nuevamente el modelo sencillo dado por la ecuación B.1. Observamos que el acuerdo es bastante bueno, especialmente, como es de esperarse, para la medición $F_{ac}(8)CW$. Probablemente la mayor discrepancia ocurre a bajas temperaturas en donde los cálculos indicarían una penetración mayor. Esto probablemente se deba al paso hacia un régimen lineal tipo Campbell para campos bajos.

En la Fig. B.5 se presentan mediciones en función de la amplitud del campo ac H_0. Las mediciones se tomaron con H_0 creciente desde cero luego de 10^5 ciclos de la señal de excitación con la amplitud H_0^i indicada, empezando con un estado de la RV desordenado y fuertemente anclado (ver Capítulos 3 y 4). Con círculos vacíos se muestra la magnetización remanente de la ecuación B.1. Esta ajusta razonablemente los datos experimentales salvo, tal vez, para campos pequeños.

Estas mediciones (o incluso las mediciones en función de la temperatura) se podrían utilizar para realizar una calibración aproximada del sistema de medición utilizando la ecuación B.1 ya que el campo característico H_p se encuentra relacionado con la magnetización remanente asintótica para $H_0/H_p \to \infty$, $M_{ASINT} = J_c A^2 = \pi H_p A^2$ [83].

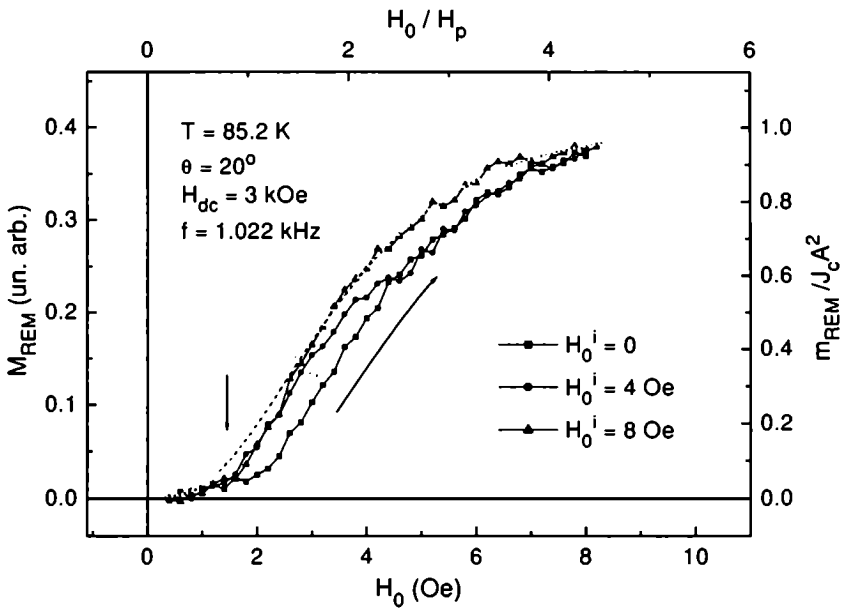

Figura B.5: M_{REM} a temperatura fija para distintas historias en función de H_0. Las mediciones se realizan con H_0 creciente luego de aplicarle 10^5 ciclos de la señal de excitación (con la amplitud indicada, H_0^i) a un estado inicial desordenado. Con círculos abiertos se muestra la magnetización remanente (Ecuación B.1)

Bibliografía

[1] J.G. Bednorz and K.A. Müller. *Z. Phys. B*, **64**:189, (1986).

[2] D.S. Fisher. *Phys. Rev. B*, **31**:1396, (1985).

[3] G. Grüner. *Rev. Mod. Phys.*, **60**:1129, (1988).

[4] Y.P. Li *et al. Phys. Rev. Lett.*, **67**:163, (1991).

[5] R. Seshadri and R.M. Westervelt. *Phys. Rev. Lett.*, **70**:1234, (1993).

[6] J.P. Stokes, A.P. Kushnick, and M.O. Robbins. *Phys. Rev. Lett.*, **60**:1386, (1988).

[7] J.P. Stokes *et al. Phys. Rev. Lett.*, **65**:1885, (1990).

[8] A.L. Demirel and S. Granick. *Phys. Rev. Lett.*, **77**:4330, (1996).

[9] P.G. de Gennes. *Superconductivity of Metals and Alloys.* Addison-Wesley Publishing Co., (1989).

[10] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity.* Mc Graw Hill, New York, (1996).

[11] C.P. Poole jr., H.A. Farach, and R.J. Creswick. *Superconductivity.* Academic Press, San Diego, (1995).

[12] G. Blatter *et al. Rev. Mod. Phys.*, **66**:1125, (1994).

[13] E.H. Brandt. *Rep. Prog. Phys.*, **58**:1465, (1995).

[14] L.F. Cohen and H.J. Jensen. *Rep. Prog. Phys.*, **60**:1581, (1997).

[15] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer. *Phys. Rev.*, **108**:1175, (1957).

[16] V.L. Ginzburg and L.D. Landau. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **97**:1371, (1950).

[17] D. Huse, M.P.A. Fisher, and D.S. Fisher. *Nature*, **358**:553, (1992).

[18] W. Meissner and R. Ochsenfeld. *Naturwissenschaften*, **21**:787, (1933).

[19] A.A. Abrikosov. *Sov. Phys. JETP*, **5**:1174, (1957).

[20] H. Traüble and U. Essman. *J. Appl. Phys.*, **39**:4052, (1968).

[21] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, and D. Huse. *Phys. Rev. B*, **43**:130, (1991).

[22] D.R. Nelson. *Phys. Rev. Lett.*, **60**:1973, (1988).

[23] K. Ghosh *et al. Phys. Rev. Lett.*, **76**:4600, (1996).

[24] G. Ravikumar *et al. Physica C*, **276**:9, (1997).

[25] H. Safar *et al. Phys. Rev. Lett.*, **69**:824, (1992).

[26] W.K. Kwok *et al. Phys. Rev. Lett.*, **69**:3370, (1992).

[27] M. Charalambous *et al. Phys. Rev. Lett.*, **71**:436, (1993).

[28] H. Pastoriza *et al. Phys. Rev. Lett.*, **72**:2951, (1994).

[29] E. Zeldov *et al. Nature*, **375**:373, (1995).

[30] U. Welp *et al. Phys. Rev. Lett.*, **76**:4809, (1996).

[31] A. Schilling *et al. Nature*, **382**:791, (1996).

[32] J.A. Fendrich *et al. Phys. Rev. Lett.*, **74**:1210, (1995).

[33] L. Civale *et al. Phys. Rev. Lett.*, **65**:1164, (1990).

[34] A.M. Petrean *et al. Phys. Rev. Lett.*, **84**:5852, (2000).

[35] L.M. Paulius *et al. Phys. Rev. B*, **61**:R11910, (2000).

[36] S. Fleshler *et al. Phys. Rev. B*, **47**:14448, (1993).

[37] R.H. Koch *et al. Phys. Rev. Lett.*, **63**:1511, (1989).

[38] S.A. Grigera *et al. Phys. Rev. Lett.*, **81**:2348, (1998).

[39] M.P.A. Fisher. *Phys. Rev. Lett.*, **62**:1415, (1989).

[40] D.R. Nelson and V.M. Vinokur. *Phys. Rev. Lett.*, **68**:2398, (1992).

[41] D.R. Nelson and V.M. Vinokur. *Phys. Rev. B*, **48**:13060, (1993).

[42] L. Civale *et al. Phys. Rev. Lett.*, **67**:648, (1991).

[43] L. Civale. *Supercond. Sci. Technol.*, **10**:A11, (1997).

[44] M.P.A. Fisher *et al. Phys. Rev. B*, **40**:546, (1989).

[45] B. Maiorov, G. Nieva, and E. Osquiguil. *Phys. Rev. B*, **61**:12427, (2000).

[46] G.W. Crabtree and D.R. Nelson. *Phys. Today*, **50**:38, (1986).

[47] S. Bhattacharya and H.J. Higgins. *Phys. Rev. Lett.*, **70**:2617, (1993).

[48] A.E. Koshelev and V.M. Vinokur. *Phys. Rev. Lett.*, **73**:3580, (1994).

[49] A.-C. Shi and A.J. Berlinsky. *Phys. Rev. Lett.*, **67**:1926, (1991).

[50] T. Matsuda *et al. Science*, **271**:1393, (1996).

[51] F. Nori. *Science*, **271**:1373, (1996).

[52] H.J. Higgins and S. Bhattacharya. *Physica C*, **257**:232, (1996).

[53] F.C. Faleski, M.C. Marchetti, and A.A. Middleton. *Phys. Rev. B*, **54**:12427, (1996).

[54] P. Thorel *et al. J. Physique*, **34**:447, (1973).

[55] U. Yaron *et al. Nature*, **376**:753, (1995).

[56] D.J. Bishop *et al. Science*, **255**:165, (1992).

[57] A. Soibel *et al. Nature*, **406**:282, (2000).

[58] Y. Abulafia *et al. Phys. Rev. Lett.*, **75**:2404, (1995).

[59] D.T. Fuchs *et al. Nature*, **391**:373, (1998).

[60] M. Marchevsky, M.J. Higgins, and S. Bhattacharya. *Nature*, **409**:591, (2001).

[61] A. Tonomura *et al. Nature*, **397**:308, (1999).

[62] A.M Troyanovski, J. Aarts, and P.H. Kes. *Nature*, **399**:665, (1999).

[63] R.B. Goldfarb, M. Lelental, and C.A. Thompson. In R.A. Hein, T.L. Francavilla, and D.H. Liebenberg, editors, *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*, pages 49–80, New York, 1991. Plenum Press.

[64] A.M. Campbell. *J. Phys. C*, **2**:1492, (1969).

[65] A.M. Campbell. *J. Phys. C*, **4**:3186, (1971).

[66] G. Pasquini. *Dinámica de Vórtices en Cristales de $YBa_2Cu_3O_7$ con Defectos Columnares cerca de la Transición Vidrio-Líquido.* PhD thesis, Universidad de Buenos Aires, 1998.

[67] C.P. Bean. *Rev. Mod. Phys.*, **2**:31, (1964).

[68] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer. *Phys. Rev. Lett.*, **9**:309, (1962).

[69] G. Blatter, V.B Geshkenbein, and V.M Vinokur. *Phys. Rev. Lett.*, **66**:3297, (1991).

[70] Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, and A. Shaulov. *Rev. Mod. Phys.*, **68**:911, (1996).

[71] W.T. Norris. *J. Phys. D*, **3**:489, (1970).

[72] E.H. Brandt and M. Indenbom. *Phys. Rev. B*, **48**:12893, (1993).

[73] E. Zeldov *et al. Phys. Rev. B*, **49**:9802, (1994).

[74] P.N. Mikheenko and Yu.E. Kuzovlev. *Physica C*, **204**:229, (1993).

[75] J. Zhu *et al. Physica C*, **212**:216, (1993).

[76] J.R. Clem and A. Sanchez. *Phys. Rev. B*, **50**:9355, (1994).

[77] E.H. Brandt. *J. Low Temp. Phys.*, **26**:709, (1977).

[78] E.H. Brandt. *J. Low Temp. Phys.*, **26**:735, (1977).

[79] E.H. Brandt. *Phys. Rev. Lett.*, **67**:2219, (1991).

[80] E.H. Brandt. *Physica C*, **195**:1, (1992).

[81] E.H. Brandt. *Phys. Rev. B*, **50**:13833, (1994).

[82] C.J. van der Beek, V.B Geshkenbein, and V.M Vinokur. *Phys. Rev. B*, **48**:3393, (193).

[83] S.O. Valenzuela *et al. Rev. Sci. Instrum.*, **69**:251, (1998).

[84] E.F. Righi *et al. Sup. Rev.*, **2**:205, (1998).

[85] A.C. Marley *et al. Phys. Rev. Lett.*, **74**:3029, (1995).

[86] W. Henderson *et al. Phys. Rev. Lett.*, **77**:2077, (1996).

[87] R.D. Merithew *et al. Phys. Rev. Lett.*, **77**:3197, (1996).

[88] N.R. Dilley *et al.* *Phys. Rev. B*, **56**:2379, (1997).

[89] F. Pardo *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **78**:4633, (1997).

[90] W. Henderson, E.Y. Andrei, and M.J. Higgins. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:2352, (1998).

[91] G. Ravikumar *et al.* *Phys. Rev. B*, **57**:R11069, (1998).

[92] Y. Simon and P. Thorel. *Phys. Lett.*, **35A**:450, (1971).

[93] A. Duarte *et al.* *Phys. Rev. B*, **53**:11336, (1996).

[94] H. Küpfer and W. Gey. *Phil. Mag.*, **36**:859, (1977).

[95] X.S. Ling *et al.* *Phys. Rev. B*, **57**:R3249, (1998).

[96] Z.L. Xiao, E.Y. Andrei, and M.J. Higgins. *Phys. Rev. Lett.*, **83**:1664, (1999).

[97] S.O. Valenzuela and V. Bekeris. *Phys. Rev. Lett.*, **84**:4200, (2000).

[98] S.N. Gordeev *et al.* *Nature*, **385**:324, (1997).

[99] S.S. Banerjee *et al.* *Phys. Rev. B*, **59**:6043, (1999).

[100] S.S. Banerjee *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, **74**:126, (1999).

[101] Y. Paltiel *et al.* *Nature*, **403**:398, (2000).

[102] C.P. Bean and J.D. Livingston. *Phys. Rev. Lett.*, **12**:14, (1964).

[103] J.R. Clem. In K.D. Timmerhaus, W.J. O'Sullivan, and E.F Hammel, editors, *Proceedings of the 13th Conference on Low Temperature Physics (LT13), Vol. 3*, page 102, New York, 1974. Plenum Press.

[104] M. Konczykowski *et al.* *Phys. Rev. B*, **43**:13707, (1991).

[105] L. Burlachkov. *Phys. Rev. B*, **47**:8056, (1993).

[106] E. Zeldov *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **73**:1428, (1994).

[107] S.O. Valenzuela and V. Bekeris. *Physica C*, **341-348**:1103, (2000).

[108] S.O. Valenzuela and V. Bekeris. *Phys. Rev. Lett.*, **86**:504, (2001).

[109] S.O. Valenzuela and V. Bekeris. A ser enviado a Phys. Rev. B, (Agosto 2001).

[110] S.J. Mullock and J.E. Evetts. *J. Appl. Phys.*, **57**:2588, (1985).

[111] R. Wördenweber, P.H. Kes, and C.C. Tsuei. *Phys. Rev. B*, **33**:3172, (1986).

[112] C.J. Olson *et al.* preprint `cond-mat/0006172`, (2000).

[113] A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov. *J. Low Temp. Phys.*, **34**:409, (1979).

[114] A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov. *Sov. Phys. JETP*, **38**:854, (1974).

[115] A. Schmid and W. Hauger. *J. Low Temp. Phys.*, **11**:667, (1973).

[116] A.E. Koshelev. *Physica C*, **198**:371, (1992).

[117] P. Gammel *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **59**:2592, (1987).

[118] C.A. Murray *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **64**:2312, (1990).

[119] X.S. Ling *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **86**:712, (2001).

[120] U. Yaron *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **73**:2748, (1994).

[121] K. Moon, R.T. Scalettar, and G.T. Zimányi. *Phys. Rev. Lett.*, **77**:2778, (1996).

[122] L. Balents, M.C. Marchetti, and L. Radzihovsky. *Phys. Rev. Lett.*, **78**:751, (1997).

[123] L. Balents, M.C. Marchetti, and L. Radzihovsky. *Phys. Rev. B*, **57**:7705, (1998).

[124] P. Le Doussal and T. Giamarchi. *Phys. Rev. B*, **57**:11356, (1998).

[125] C.J. Olson, C. Reichhardt, and F. Nori. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:3757, (1998).

[126] F. Pardo *et al.* *Nature*, **396**:348, (1998).

[127] A. Kolton, D. Domínguez, and N. Grønbech Jensen. *Phys. Rev. Lett.*, **83**:3061, (1999).

[128] Z.L. Xiao *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **85**:3265, (2000).

[129] G. Ravikumar *et al.* *Phys. Rev. B*, **61**:R6470, (2000).

[130] P. Chaddah. *Phys. Rev. B*, **62**:5361, (2000).

[131] E.Y. Andrei *et al.* *J. Phys. IV*, **Pr10**:5, (1999).

[132] R.W. Hertzberg. *Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials.* J. Wiley & Sons, New York, (1983).

[133] P. Chaddah and M. Manekar. preprint `cond-mat/0008418`, (2000).

[134] B.J. Ackerson and P.N. Pusey. *Phys. Rev. Lett.*, **61**:1033, (1988).

[135] Y.D. Yan *et al. Physica A*, **202**:68, (1994).

[136] W. Xue and G.S. Grest. *Phys. Rev. Lett.*, **64**:419, (1990).

[137] H. Komatsugawa and S. Nosé. *Phys. Rev. B*, **51**:5944, (1994).

[138] J. Giapintzakis *et al. Phys. Rev. B*, **50**:16001, (1994).

[139] D. Bracanovic *et al. Physica C*, **296**:1, (1998).

[140] J.A. Jorge and E. Rodríguez. *Phys. Rev. B*, **61**:103, (2000).

[141] M. Oussena *et al. Phys. Rev. B*, **51**:1389, (1995).

[142] M. Oussena *et al. Phys. Rev. Lett.*, **76**:2559, (1996).

[143] M. Ziese *et al. Phys. Rev. B*, **50**:9491, (1994).

[144] Y. Abulafia *et al. Phys. Rev. Lett.*, **77**:1596, (1996).

[145] M.V. Feigel'man *et al. Phys. Rev. Lett.*, **63**:2303, (1989).

[146] A.M. Campbell and J.E. Evetts. *Adv. Phys.*, **21**:199, (1972).

[147] H. Küpfer *et al. Phys. Rev. B*, **52**:7689, (1995).

[148] K. Jonason *et al. Phys. Rev. Lett.*, **81**:3243, (1998).

[149] E. Vincent *et al. Complex Behavior of Glassy Systems.* Springer Verlag Lecture Notes in Physics Vol. 492, editado por M. Rubi (Springer-Verlag, Belín, 1997), pp. 184-219.

[150] G. Ravikumar. *Phys. Rev. B*, **63**:224523, (2001).

[151] M. Konczykowski *et al. Physica A*, **200**:305, (1993).

[152] E.H. Brandt. *J. Low Temp. Phys.*, **64**:375, (1986).

[153] E.H. Brandt. *Phys. Rev. B*, **49**:9024, (1994).

[154] E.H. Brandt. *Phys. Rev. B*, **50**:4034, (1994).

[155] S.O. Valenzuela, H. Ferrari, and V. Bekeris. *Physica B*, **284-288**:839, (2000).

[156] W.H. Press (Editor) *et al. Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing.* Cambridge University Press, (1992).

[157] Th. Schuster *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **73**:1424, (1994).

[158] Th. Schuster *et al.* *Phys. Rev. B*, **50**:16684, (1994).

[159] E.H. Brandt. *Phys. Rev. B*, **55**:14513, (1997).

[160] H.J. Jensen *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **60**:1676, (1988).

[161] H.J. Jensen A. Brass and A.J. Berlinsky. *Phys. Rev. B*, **38**:9235, (1988).

[162] N. Grønbech Jensen, A.R. Bishop, and D. Domínguez. *Phys. Rev. Lett.*, **76**:2985, (1995).

[163] M. Marchevsky *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **78**:531, (1997).

[164] L. Fruchter. preprint `cond-mat/0103027`, (2001).

[165] R. Richardson, O. Pla, and F. Nori. *Phys. Rev. Lett.*, **72**:1268, (1994).

[166] C. Reichhardt *et al.* *Phys. Rev. B*, **52**:10441, (1995).

[167] C. Reichhardt *et al.* *Phys. Rev. B*, **53**:R8898, (1996).

[168] C.J. Olson, C. Reichhardt, and F. Nori. *Phys. Rev. Lett.*, **80**:2197, (1998).

[169] J. Pearl. *Appl. Phys. Lett.*, **5**:65, (1964).

[170] N. Grønbech Jensen. *Comp. Phys. Comm.*, **119**:115, (1999).

[171] A. Brass and H.J. Jensen. *Phys. Rev. B*, **39**:9587, (1989).

[172] R. Wördenweber. *Rep. Prog. Phys.*, **62**:187, (1999).

[173] R. Wördenweber and P.H. Kes. *Phys. Rev. B*, **34**:494, (1986).

[174] A. Brass, H.J. Jensen, and A.J. Berlinsky. *Phys. Rev. B*, **39**:102, (1989).

[175] S.S. Banerjee *et al.* *Phys. Rev. B*, **58**:995, (1998).

[176] W. De Sorbo. *Rev. Mod. Phys.*, **39**:90, (1964).

[177] H.J. Higgins and S. Bhattacharya. *Physica C*, **257**:232, (1996).

[178] A.B. Pippard. *Phil. Mag.*, **19**:217, (1969).

[179] G. D'Anna *et al.* *Europhys. Lett.*, **25**:225, (1994).

[180] X.S. Ling and J.I. Budnick. In R.A. Hein, T.L. Francavilla, and D.H. Liebenberg, editors, *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*, pages 377–388, New York, 1991. Plenum Press.

[181] W.K. Kwok *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **73**:2614, (1994).

[182] P.H. Kes and C.C. Tsuei. *Phys. Rev. B*, **28**:5126, (1983).

[183] T. Giamarchi and P. Le Doussal. *Phys. Rev. Lett.*, **72**:1530, (1994).

[184] T. Giamarchi and P. Le Doussal. *Phys. Rev. B*, **52**:1242, (1995).

[185] A.I. Larkin, M.C. Marchetti, and V.C. Vinokur. *Phys. Rev. Lett.*, **75**:2992, (1995).

[186] C. Tang *et al.* *Europhys. Lett.*, **35**:597, (1996).

[187] S.O. Valenzuela, B. Maiorov, E. Osquiguil, and V. Bekeris. Enviado a Phys. Rev. B, *Rap. Comm.*, (Julio 2001).

[188] F. de la Cruz, D. López, and G. Nieva. *Phil. Mag.*, **70**:773, (1994).

[189] I.V. Alexandrov *et al.* *JETP Lett.*, **48**:493, (1988).

[190] H. Ferrari, S.O. Valenzuela, V. Bekeris, V.A. Dediu, and L. Correra. *Superc. Sci. Technol.*, **12**:210, (1999).

[191] H. Ferrari, S.O. Valenzuela, V. Bekeris, J. Guimpel, and F. de la Cruz. *Rev. Mex. Fis.*, **44 S3**:193, (1999).

[192] H. Ferrari S.O. Valenzuela, V. Bekeris, and L. Correra. *Physica B*, **284-288**:837, (2000).

[193] C.E. Chiliotte. *Medición de la magnetización remanente en superconductores de alta temperatura crítica.* Trabajo final de la asignatura Laboratorio 7. Universidad de Buenos Aires., (Diciembre 2000).

[194] O. Stoppard and G. Gugan. *Physica C*, **241**:375, (1995).