

## Tesis de Posgrado

# Dinámica de flujo magnético a tiempos cortos en superconductores de alta temperatura crítica

Ferrari, Hernán Javier

2000

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](http://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](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Ferrari, Hernán Javier. (2000). Dinámica de flujo magnético a tiempos cortos 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\\_3281\\_Ferrari.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3281_Ferrari.pdf)

Cita tipo Chicago:

Ferrari, Hernán Javier. "Dinámica de flujo magnético a tiempos cortos en superconductores de alta temperatura crítica". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2000.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_3281\\_Ferrari.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3281_Ferrari.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

Universidad de Buenos Aires  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Departamento de Física

Tesis Doctoral

**Dinámica de Flujo Magnético  
a Tiempos Cortos en  
Superconductores de Alta  
Temperatura Crítica**

Autor: Hernán Javier Ferrari

Directora: Dra. Victoria Isabel Bekeris

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctor en Ciencias Físicas

julio del 2000

**A Susana, por su apoyo y sostén,**

**a Sofía por su infinita dulzura,**

**a Sol por su sonrisa constante.**

## Resumen

La alta movilidad del sistema de vórtices magnéticos asistidos por procesos térmicamente activados y su disipación asociada, ha sido una de las más fuertes restricciones para la aplicación masiva de la superconductividad de altas temperaturas. La relajación magnética es un fenómeno complejo donde la anisotropía propia de los compuestos, las pequeñas longitudes de coherencia y las altas temperaturas juegan roles relevantes. Debido a la respuesta intrínsecamente lenta de los equipos convencionales para la medición de magnetización, el estudio de la dinámica magnética se ha limitado en el pasado al dominio de las bajas frecuencias, menores que el hertz. Hemos extendido la ventana temporal desarrollando un magnetómetro DC no convencional para películas delgadas que nos permitió acceder a tiempos menores que un microsegundo en el estudio del movimiento de vórtices. Parte de la técnica consiste en aplicar un campo magnético pulsado a una película superconductora, con un retardo controlado calentar por encima de la línea de irreversibilidad toda o una región de la muestra con un pulso laser, y detectar por medio de una bobina captora o un par de contactos la variación de flujo magnético y el campo eléctrico producto del calentamiento. Esto permite determinar el estado magnético de la muestra al instante del disparo del laser. A su vez, el calentamiento local nos permitió simular experimentalmente variaciones temporales del campo aplicado del orden de  $10^5$  Tesla/segundo y observar el reacomodamiento de vórtices en la parte fría de la película. Las soluciones numéricas de la ecuación no lineal de difusión magnética que rige este fenómeno reproducen muy satisfactoriamente la totalidad de los resultados experimentales y nos permitieron comprender la dinámica magnética comenzando en el rango de los nanosegundos.

## Abstract

One of the strongest drawbacks for massive high  $T_c$  superconductivity applications has been the high mobility of the magnetic vortex system as a consequence of thermally activated flux creep. Magnetic relaxation is a complex phenomenon where the anisotropy of the compounds, the short coherence lengths and the high temperatures involved are relevant. The conventional magnetic DC techniques and their intrinsic slow time response has restricted in the past the study of magnetic dynamics to the low frequency domain, less than the Hertz. We developed a non-conventional DC magnetometer for thin films to study the vortex movement at times below the microsecond. The technique consists in applying a pulsed magnetic field to a superconducting film, and after a controlled delay, the sample or a fraction of it, is heated with a laser pulse above the irreversibility line. With a pick-up coil or a pair of electrical contacts it is possible to detect the change of magnetic flux and the electric field that was generated in the sample by the fast optical heating. This procedure allowed us to determine the magnetic state of the sample at the time that the laser pulse was triggered. The local heating of the film simulates an applied magnetic field with a time variation greater than  $10^5$  Tesla/second so that it was possible to observe the redistribution of the vortex system in the nanosecond time scale in the cold region of the film. Numerical simulations in the framework of a non-linear magnetic diffusion equation reproduce very satisfactorily all the experimental results, providing an understanding of magnetic dynamics starting at the nanosecond time scale.

“... Galileo mide y calcula. La observación se traduce en cifras, la experiencia sirve para poner en evidencia leyes cuantitativas, la teoría recurre a las matemáticas. Se comparan los resultados de los cálculos y los de las medidas. Suele decirse que Galileo ha matematizado la física. Podríamos decir a la inversa que ha “fiscalizado” las matemáticas, que dió utilidad a la abstracción, pero, sobre todo, que supo guardar un extraordinario equilibrio entre la teoría y la experiencia, iniciando ese diálogo que tan fecundo para el desarrollo científico se hará después de él. ...”

“Dios frente a la ciencia”

Claude Allègre.

Editorial Atlántida.

# Indice

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Superconductores tradicionales . . . . .	1
1.2	Modelo de estado crítico . . . . .	6
1.2.1	Geometría de placa infinita . . . . .	6
1.2.2	Geometría de cinta delgada . . . . .	8
1.3	Relajación magnética: mecanismo básico . . . . .	11
1.3.1	Geometría de placa infinita . . . . .	11
1.3.2	Geometría de cinta delgada: problema simétrico . . . . .	12
1.3.3	Geometría de cinta delgada: problema asimétrico . . . . .	14
1.4	Superconductores de alta temperatura crítica (SAT) . . . . .	15
1.4.1	Defectos puntuales distribuidos al azar. Modelo de anclaje colectivo . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Modelos teóricos de la relajación magnética en los superconductores de alta <math>T_c</math></b>	<b>17</b>
2.1	La ecuación electrodinámica para relajación magnética . . . . .	18
2.2	Dependencia lineal de $U(j)$ . Modelo de Anderson-Kim . . . . .	20
2.3	$U(j)$ no lineal . . . . .	22
2.3.1	Teoría de “creep” colectivo . . . . .	22

2.3.2	Barreras logarítmicas . . . . .	24
2.3.3	Criticalidad auto-organizada . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Técnicas experimentales</b>	<b>27</b>
3.1	Técnica para medición de la magnetización a tiempos cortos . . . . .	28
3.2	Detección de la entrada/salida de vórtices . . . . .	29
3.2.1	Detección con bobinas . . . . .	30
3.2.2	Detección con contactos . . . . .	32
3.3	Discusión de las técnicas . . . . .	34
3.3.1	Técnica con bobinas . . . . .	34
3.3.2	Técnica con contactos . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Resultados experimentales</b>	<b>41</b>
4.1	Técnica con bobinas . . . . .	41
4.1.1	Mediciones en función de campo magnético aplicado . . . . .	43
4.1.2	Mediciones en función del tiempo de retardo . . . . .	43
4.2	Técnica con contactos . . . . .	44
4.2.1	Mediciones en función de campo magnético aplicado . . . . .	46
4.2.2	Mediciones en función del tiempo de retardo . . . . .	46
	Mediciones con campo aplicado, iluminando distintas fracciones de la muestra . . . . .	46
4.2.3	Mediciones en función de la zona iluminada . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Simulaciones numéricas y soluciones analíticas</b>	<b>51</b>
5.1	Resolución del problema de relajación en una cinta delgada . . . . .	52

---

5.1.1	Método para la resolución de la ecuación integro-diferencial en forma numérica . . . . .	53
	Integración espacial . . . . .	53
	Método para resolver estos inconvenientes . . . . .	54
	Integración temporal . . . . .	55
5.2	Resolución analítica del problema simétrico en ciertos regímenes . . . . .	57
5.3	Cálculo de la señal medida con contactos durante el prendido del campo aplicado	60
5.4	Calentamiento con el laser . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Análisis de los resultados</b>	<b>69</b>
6.1	Resultados obtenidos con la técnica con bobinas . . . . .	69
6.1.1	Mediciones en función de campo magnético aplicado . . . . .	69
6.1.2	Mediciones en función del tiempo de retardo . . . . .	74
6.2	Resultados obtenidos con la técnica con contactos . . . . .	76
6.2.1	Mediciones en función de campo magnético aplicado . . . . .	76
6.2.2	Mediciones en función del tiempo de retardo . . . . .	77
6.2.3	Mediciones en función del área de la muestra iluminada . . . . .	80
6.2.4	Mediciones del voltaje inducido en función del tiempo . . . . .	82
<b>7</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>85</b>
<b>A</b>	<b>Flujo de retorno de un vórtice en una cinta delgada</b>	<b>99</b>



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1 Superconductores tradicionales

Las propiedades principales que caracterizaron a los primeros superconductores fueron: a) la ausencia de resistencia eléctrica, fenómeno que dio motivo a su descubrimiento [1] y por el cual recibieron el nombre de superconductores y b) la exclusión del campo magnético de su interior, dentro de cierto rango de intensidades de campo externo aplicado, hecho observado por primera vez por Meissner y Ochsenfeld [2]. Esta exclusión de flujo es debida a corrientes eléctricas termodinámicas de equilibrio no disipativas, denominadas corrientes Meissner, que circulan en una delgada capa superficial del superconductor y generan un campo contrario, que cancela al aplicado. Esta segunda propiedad permitió notar que la superconductividad es una nueva fase termodinámica.

Ya en 1935, los hermanos F. y H. London [3] fueron capaces de describir parcialmente este fenómeno, escribiendo la ecuación constitutiva para un sistema de portadores sin choques, que sólo interactúan con los campos eléctricos y magnéticos (resistencia eléctrica nula) y que además conforman un fluido cargado irrotacional con corrientes de equilibrio que anulan a  $\mathbf{B}$  en el interior del superfluido. A través de sus ecuaciones fueron capaces de predecir la cuantificación del flujoide. Más adelante L. V. Landau y V. Ginzburg [4] propusieron una teoría que tiene en cuenta la naturaleza cuántica del fenómeno de una forma más precisa, relajando la condición de densidad uniforme del superfluido utilizada en el modelo anterior y

así incluyendo en la descripción dos tipos de superconductores: aquellos que tienen energía de pared normal-superconductora positiva (Tipo I) y por lo tanto no tenderán a formar interfases, que exhiben un comportamiento Meissner hasta un campo magnético crítico  $H_c$  termodinámico, en el cual el material pasa a la fase normal, permitiendo el ingreso del campo magnético a su interior. Por su parte, los sistemas con energías de pared negativas (Tipo II), presentan comportamiento Meissner hasta un primer campo crítico  $H_{c1}$ , por encima del cual el campo magnético penetra dentro del superconductor, en forma no homogénea, como líneas de campo magnético denominadas vórtices. Estos vórtices aparecen por la presencia de interfases normal-superconductoras que optimizan la fase de equilibrio de este estado mixto. Finalmente, en un segundo campo crítico  $H_{c2}$ , el superconductor de Tipo II pasa a la fase normal (fig. 1.1). La teoría microscópica de G. Bardeen, L. Cooper y R. Schrieffer (BCS) [5] fue enunciada en 1957 y contenía a las teorías anteriores. En ella se supone la existencia de una fuerza atractiva entre electrones, mediada por fonones virtuales, formando pares o estados ligados de electrones, que se comportan como bosones y cuyo condensado verifica las propiedades electrodinámicas propuestas por los modelos anteriores.

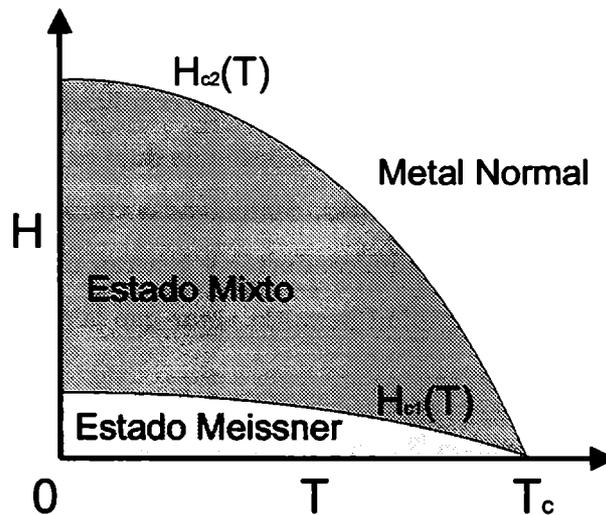
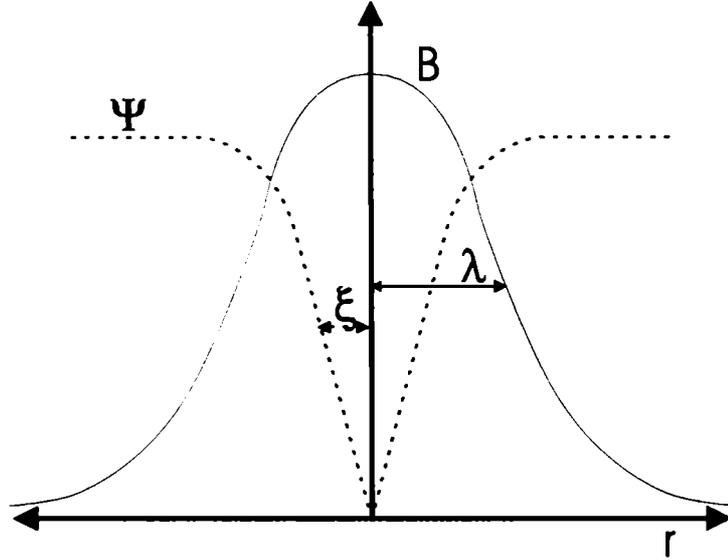


Fig. 1.1: Diagrama de fase para un superconductor de tipo II tradicional.

La existencia de los vórtices fue predicha en forma teórica por Abrikosov [6] en 1957. La estructura de un vórtice aislado se ilustra en la figura 1.2: el campo magnético inducido,  $B$ , decae exponencialmente lejos de la singularidad, con una longitud característica de de-

caimiento,  $\lambda$ , denominada longitud de penetración. Si integramos el campo magnético  $B$  asociado a este vórtice el flujo resultante será igual al cuanto de flujo magnético:



**Fig. 1.2:** Estructura del vórtice aislado, con  $\lambda$  longitud de penetración y  $\xi$  longitud de coherencia superconductora.

$$\phi_0 = \frac{h}{2e} \simeq 2 \cdot 10^{-15} \text{ T m}^2 \quad (1.1)$$

Corrientes no disipativas con densidades  $j$  circulan alrededor de la línea de flujo, quedando definidas por la ley de Ampère:  $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ , donde  $\mathbf{B}$  es el campo magnético asociado al vórtice. El vórtice tiene también un núcleo, de radio aproximadamente igual la longitud de coherencia superconductora,  $\xi$ . En este núcleo, se ve suprimido el parámetro de orden superconductor,  $\psi$  (figura 1.2).

La medición fundamental para observar el comportamiento magnético global de una muestra, detecta el momento magnético dipolar de la misma,  $\mathbf{m}$ , asociado a la integral en volumen del producto vectorial entre la densidad de corriente  $\mathbf{j}$  y el radio vector  $\mathbf{r}$  en la muestra:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int \mathbf{r} \times \mathbf{j} \, d^3 \mathbf{r} \quad (1.2)$$

A partir del momento magnético, podemos definir la magnetización media  $\mathbf{M}$  de la muestra como el momento dipolar por unidad de volumen aún cuando en un superconductor fuera

del equilibrio la misma no tenga uniformidad espacial.

Las propiedades magnéticas del superconductor, tal como el momento dipolar, se pueden obtener de la superposición de las corrientes asociadas a los vórtices, que circulan alrededor de cada línea de flujo y las corrientes de apantallamiento Meissner que circulan en la superficie de la muestra.

En una muestra ideal sin defectos la presión de campo externo y la interacción repulsiva entre vórtices resulta en una distribución uniforme, con una densidad de equilibrio que depende del campo magnético externo aplicado y la temperatura.

Sin embargo, las muestras reales tienen defectos que interactúan con los vórtices, actuando como potenciales atractivos de corto alcance y anclando el vórtice al defecto. Típicamente la energía de anclaje a un defecto por unidad de longitud es del orden de  $\mu_0 \left( \frac{H_{c2} \xi^2}{\lambda} \right)^2$ . El anclaje de los vórtices por la presencia de defectos dará lugar a una distribución no uniforme de flujo magnético, apareciendo irreversibilidades en las propiedades magnéticas. En un régimen de anclaje individual por ejemplo, la relajación desde este estado fuera del equilibrio hacia el estado de equilibrio termodinámico ocurre a través de procesos de activación térmica o tuneo cuántico del pozo de potencial generado por el defecto, a través de las barreras de anclaje.

Una distribución de vórtices fuera del equilibrio, en particular con un gradiente en la densidad de vórtices, generará un gradiente de campo y por lo tanto una corriente en volumen según la ley de Ampère. Estas corrientes generarán un momento magnético, que a diferencia del correspondiente a las corrientes Meissner podrá ser tanto diamagnético (negativo) como paramagnético (positivo), dependiendo de la historia magnética y térmica de la muestra, como se verá con más detalle más adelante.

El comportamiento de los vórtices anclados en una distribución fuera del equilibrio, proviene de considerar la fuerza por unidad de volumen ejercida por la interacción entre

vórtices en una configuración con un gradiente de densidades y la ejercida por la interacción con los defectos. La primera tiene una forma similar a la fuerza de Lorentz, dada por:

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.3)$$

donde  $\mathbf{j}$  es la densidad de corriente superconductor macroscópica promediada espacialmente y  $\mathbf{B}$  es el campo local macroscópico (el promedio espacial del campo magnético inducido en una región mucho mayor a las variaciones espaciales del campo asociado a un vórtice,  $\lambda$ ). De no existir fuerzas de anclaje para contrarrestar esta fuerza de Lorentz la distribución de vórtices relajaría a la configuración uniforme de equilibrio y las corrientes en volumen se harían nulas. En el caso de tener fuerzas de anclaje y en ausencia de activación térmica o tunelaje cuántico, aparecerá una densidad de corriente para la cual la fuerza de Lorentz iguale a la máxima fuerza de anclaje, denominada densidad de corriente crítica  $j_{c0}$ . El sistema permanecerá indefinidamente en este estado denominado estado crítico.

Las excitaciones térmicas o el tunelaje cuántico pueden causar la salida del vórtice del centro de anclaje, en cuyo caso el vórtice se moverá en la dirección de la fuerza de Lorentz, relajando el gradiente de campo y reduciendo la densidad de corriente por debajo de  $j_{c0}$ . De esta forma la relajación magnética y la reducción de la densidad de corriente por la redistribución de vórtices fuera del equilibrio están íntimamente relacionadas.

Resumiendo, como hemos dicho, el momento magnético de un superconductor tiene dos componentes, uno reversible y otro irreversible. Este último proviene de corrientes superconductoras fuera del equilibrio y depende de la historia magnética y térmica del material. Cabe destacar en este punto que un superconductor con un momento magnético irreversible tiene una distribución no homogénea de vórtices, por lo que el concepto de magnetización como momento magnético por unidad de volumen no podrá interpretarse como una propiedad intrínseca o uniforme de la muestra.

## 1.2 Modelo de estado crítico

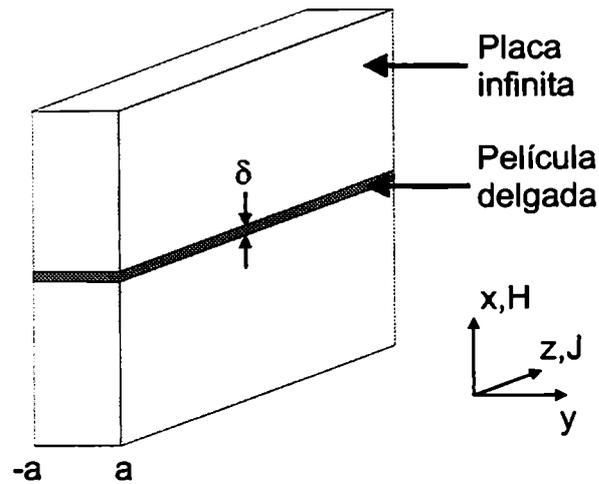
Para cuantificar el comportamiento de un superconductor con anclaje, debemos establecer una relación entre la magnetización irreversible que podemos medir y la densidad de corriente en volumen  $j$ . Esta relación fue establecida por primera vez por Bean [7, 8], en su modelo de estado crítico, basándose en dos hipótesis: a) que la densidad de corriente es igual a la densidad de corriente crítica,  $j_{c0}$ , y b) que cualquier cambio en las distribuciones de flujo se producen a través del borde de la muestra.

Con la presencia de anclaje, el campo  $\mathbf{B}(\mathbf{x})$  no es el de equilibrio  $\mathbf{B}_{eq}(\mathbf{H})$ , y varía espacialmente, de modo que siguiendo las ecuaciones de Maxwell, existe una corriente macroscópica cuya densidad  $j$  está determinada por el rotor de  $\mathbf{B}$ , y si suponemos para simplificar que  $\mathbf{B}$  está en la dirección  $x$  y que la variación de  $\mathbf{B}$  es sólo en la dirección  $y$ , resulta  $j = -\frac{dB}{dy}$ . Debido a la interacción repulsiva entre vórtices, las regiones de alta densidad de líneas de flujo (alto  $B$ ) tenderán a expandirse hacia las regiones de baja densidad (bajo  $B$ ), de modo que existirá una fuerza por unidad de volumen determinada por el gradiente de la presión magnética  $-\frac{dp}{dy}$ , que será anulada por la densidad de fuerza de anclaje  $\alpha$ . Como la fuerza de anclaje no puede ser arbitrariamente intensa, tomará un valor máximo  $\alpha_{max}$ , por lo que si en un punto del sistema se produce un  $\frac{dp}{dy} > \alpha_{max}$  las líneas de flujo se desplazarán y se redistribuirán relajando la presión magnética hasta verificar  $\frac{dp}{dy} = \alpha_{max}$ . Este estado es el denominado estado crítico. Conocida la dependencia de  $\alpha_{max}$  respecto del campo magnético, la temperatura, la posición, etc. y dada la geometría de la muestra es posible calcular  $B(y)$  y por lo tanto la distribución de corrientes en el estado crítico.

El caso más sencillo posible fue propuesto por J. Bean [7, 8] y es el de  $\alpha_{max} \propto B$  de modo que la densidad de corriente crítica  $j_{c0}$  es una constante independiente de la posición y de  $\mathbf{B}$  y sólo dependiente de la temperatura.

### 1.2.1 Geometría de placa infinita

La relación específica entre la magnetización irreversible y  $j_{c0}$  depende de la geometría de la muestra. Veamos primero de modo ilustrativo del estado crítico, el caso más simple



**Fig. 1.3:** Diagrama esquemático de las geometrías de placa infinita y cinta delgada. El origen del sistema de coordenadas corresponde al centro de la placa infinita y la cinta delgada.

de una placa infinita de ancho  $2a$  en el estado superconductor al que aplicamos un campo  $H_a$  paralelo al eje  $x$  (figura 1.3). Comenzaremos con un campo aplicado nulo y realizaremos un ciclo completo de campo aplicado  $H_a(t)$  positivo y luego negativo terminando finalmente en campo aplicado cero. De aquí en más no consideraremos la magnetización reversible, por lo que cuando hablemos de magnetización nos estaremos refiriendo a la magnetización irreversible y estaremos despreciando la componente reversible. También tomaremos, como en el modelo de Bean,  $j_{c0}$  independiente de campo. El ciclo de histéresis resultante se muestra en la figura 1.4 con los perfiles de campo en distintas etapas del ciclo.

Inicialmente el flujo penetra por los bordes con un gradiente  $j_{c0}$  dado por la ley de Ampère. El frente de flujo penetra dentro de la muestra hasta una distancia  $\frac{H_a}{j_{c0}}$  y la magnetización dada por  $\mathbf{M} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{H}$  tendrá sólo componente en  $x$  y estará dada por  $M = \frac{H_a^2}{2aj_{c0}} - H_a$ . Cuando el frente de flujo alcanza el centro de la muestra para  $H_a^* = j_{c0}a$ , la magnetización alcanza su valor diamagnético máximo igual a  $M = -\frac{j_{c0}a}{2}$ . Luego, en la región del ciclo donde se reduce el campo, la magnetización cambia de signo, haciéndose paramagnética. Cuando el campo se reduce a cero, queda flujo atrapado dentro de la muestra observándose una magnetización remanente,  $M_{rem}$ .

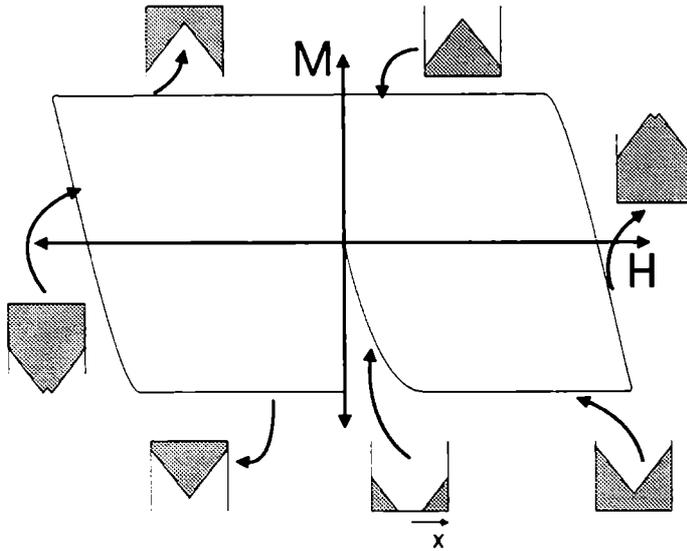


Fig. 1.4: Ciclo de magnetización según el modelo de estado crítico.

### 1.2.2 Geometría de cinta delgada

En el caso de tener una muestra virgen en el estado superconductor con una geometría de tipo cinta delgada de ancho  $2a$  y espesor  $\delta$ , con  $\delta \ll a$ , (figura 1.3) en presencia de campo aplicado, los vórtices penetran tanto como sea necesario hasta reducir la magnitud de la densidad de corriente  $j(x)$  en cada punto, tal que no supere el valor de la densidad de corriente crítica  $j_{c0}$ . La densidad de corriente  $j$  será igual a  $j_{c0}$  en la región cercana a los bordes de la cinta por donde penetraron los vórtices. Dado que la densidad de corriente no puede ser discontinua en el interior de la cinta delgada [9], el valor de  $j$  decrece en forma continua en la región interior, libre de vórtices, desde  $j_{c0}$  hasta hacerse nula sólo en el centro de la muestra. Por ello, en este caso, la geometría impone la presencia de corrientes aun en regiones donde no hay penetración de flujo.

Otra diferencia respecto de la placa infinita es la relación no local entre  $H$  y  $j$  [10, 11, 12, 13, 14]. De la ley de Ampère obtenemos

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mathbf{H}_a + \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{j}(\mathbf{u}) \times \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{u})}{|\mathbf{x} - \mathbf{u}|^3} d^3\mathbf{u} \quad (1.4)$$

Para esta geometría y considerando la densidad de corriente uniforme en el espesor de la muestra, resulta  $\mathbf{j}(\mathbf{x}) = j(y) \mathbf{z}$ , o bien al integrar en el espesor de la muestra podemos definir una densidad de corriente laminar  $J(y)\mathbf{z} = \int_{-\delta/2}^{\delta/2} \mathbf{j}(x, y, z) dx \mathbf{z} = j(y) \delta \mathbf{z}$ . De esta forma la ecuación 1.4 resulta

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mathbf{H}_a + \frac{1}{4\pi} \int j(u_y) \frac{(-y + u_y, x - u_x, 0)}{\left((x - u_x)^2 + (y - u_y)^2 + u_z^2\right)^{\frac{3}{2}}} d^3 \mathbf{u} \quad (1.5)$$

que al integrar en  $z$  y usando  $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{(a+z^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2}{a}$  resulta

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mathbf{H}_a + \frac{1}{2\pi} \int j(u_y) \frac{(-y + u_y, x - u_x, 0)}{(x - u_x)^2 + (y - u_y)^2} du_x du_y \quad (1.6)$$

Luego usando las primitivas  $\int \frac{-a}{(a^2 + (b-u)^2)} du = -\arctan\left(\frac{u-b}{a}\right)$  y  $\int \frac{b-u}{(a^2 + (b-u)^2)} du = -\ln(a^2 + (b-u)^2)$  obtenemos

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mathbf{H}_a + \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a j(u_y) \left[ \arctan\left(\frac{u_x - x}{u_y - y}\right) \mathbf{x} - \frac{1}{2} \ln\left((u_x - x)^2 + (u_y - y)^2\right) \mathbf{y} \right] \Bigg|_{u_x = -\delta/2}^{u_x = \delta/2} du_y \quad (1.7)$$

por lo que resulta para la componente  $x$  del campo magnético considerando un campo aplicado  $\mathbf{H}_a = H_a \mathbf{x}$

$$H_x(0, y, 0) = H_a + \frac{1}{\pi} \int_{-a}^a j(u_y) \arctan\left(\frac{\delta/2}{u_y - y}\right) du_y \quad (1.8)$$

que para toda diferencia  $u_y - y$  mucho mayor que  $\delta/2$  puede aproximarse como

$$H_x(0, y, 0) = H_a + \frac{\delta}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{j(u_y)}{(u_y - y)} du_y = H_a + \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{J(u_y)}{(u_y - y)} du_y \quad (1.9)$$

o al considerar una distribución de densidades de corrientes simétrica resulta

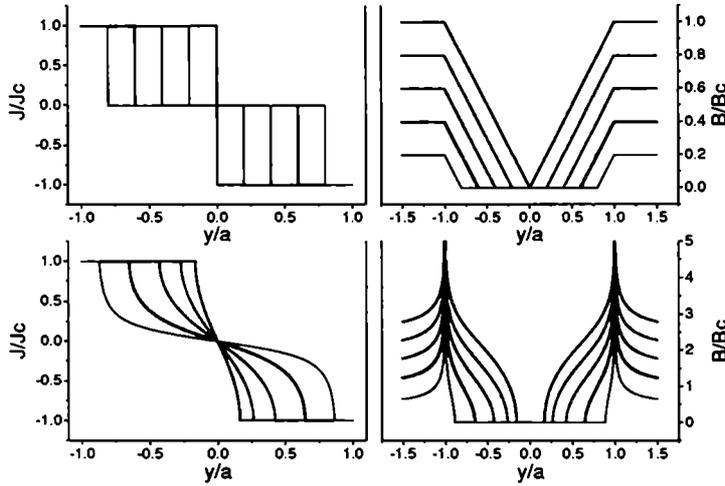
$$H_x(y) = H_a + \frac{1}{\pi} \int_0^a \frac{u_y J(u_y)}{(u_y^2 - y^2)} du_y \quad (1.10)$$

Definiendo una corriente crítica laminar  $J_c = j_c \delta$  y campo crítico  $H_c = \frac{J_c}{\pi}$ , los campos y las corrientes del estado crítico resultan [12]:

$$J(y) = \begin{cases} -\frac{2J_c}{\pi} \arctan\left(\frac{cy}{\sqrt{b^2 - y^2}}\right) & \text{si } |y| < b \\ -J_c \frac{y}{|y|} & \text{si } b < |y| < a \end{cases} \quad (1.11)$$

$$H(y) = \begin{cases} 0 & \text{si } |y| < b \\ H_c \operatorname{arctanh} \left( \frac{\sqrt{y^2 - b^2}}{c|y|} \right) & \text{si } b < |y| < a \\ H_c \operatorname{arctanh} \left( \frac{c|y|}{\sqrt{y^2 - b^2}} \right) & \text{si } a < |y| \end{cases} \quad (1.12)$$

con  $b = \frac{a}{\cosh(\frac{H_a}{H_c})}$ , que es la posición del frente de flujo y  $c = \frac{(a^2 - b^2)^{\frac{1}{2}}}{a} = \tanh(\frac{H_a}{H_c})$ .



**Fig. 1.5:** Perfiles de corriente y campo magnético en una muestra con geometría de placa infinita (arriba) y una de cinta delgada (abajo), para distintos valores de campo aplicado en muestras inicialmente con campo cero.

A partir de las corrientes podemos calcular la magnetización  $M$  y con el campo calcular el flujo magnético  $\Phi$  en función del campo aplicado  $H_a$ , (donde  $M$  es el momento magnético  $m$  por unidad de longitud.  $[M] = Am$ ):

$$M = \begin{cases} \int_{-a}^a y J(y) dy = 2 \int_0^a y J(y) dy \\ -J_c a^2 c = -J_c a^2 \tanh \left( \frac{H_a}{H_c} \right) \end{cases} \quad (1.13)$$

$$\Phi = \begin{cases} \int_{-a}^a H(y) dy = 2 \int_0^a H(y) dy \\ 2\mu_0 H_c a \ln \left( \frac{a}{b} \right) = 2\mu_0 H_c a \ln \left( \cosh \left( \frac{H_a}{H_c} \right) \right) \end{cases} \quad (1.14)$$

### 1.3 Relajación magnética: mecanismo básico

Cualquier proceso que permita que una configuración de vórtices fuera del equilibrio relajase a la configuración más estable, producirá una redistribución de las corrientes en volumen del superconductor y por lo tanto una variación del momento magnético de la muestra en el tiempo. De esta forma la relajación magnética medida puede pensarse como causada por el movimiento espontáneo de las líneas de flujo fuera de los centros de anclaje, por causa de la activación térmica, el tunelaje cuántico o cualquier otra activación externa tal como vibraciones mecánicas.

El concepto de activación térmica como causante de la salida de los vórtices de los centros de anclaje fue sugerido por Anderson [15] para explicar los datos de relajación de las corrientes persistentes observadas en tubos de NbZr por Kim [16]. En su descripción y de acuerdo con la relación de Arrhenius, el tiempo característico de salida de un vórtice del centro de anclaje está dado por  $t = t_0 \exp\left(\frac{U}{kT}\right)$ , donde  $U$  es la altura de la barrera de potencial que el vórtice debe vencer,  $T$  es la temperatura,  $k$  la constante de Boltzmann y  $t_0$  un tiempo efectivo de intento de salida.

El proceso del intento de saltar la barrera es asistido por la fuerza de transporte  $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , por lo que la altura de la barrera  $U$  podrá ser una función decreciente de  $\mathbf{j}$ . En una primera aproximación, la barrera neta disminuye linealmente con  $\mathbf{j}$  de la forma  $U = U_0 \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)$  donde  $U_0$  es la altura de la barrera en ausencia de fuerzas de transporte y  $j_{c0}$  corresponde a la densidad de corriente crítica, en ausencia de activación térmica, necesaria para inclinar la barrera hasta anularla.

#### 1.3.1 Geometría de placa infinita

En una derivación sencilla y aproximada, que será desarrollada con más detalle más

adelante en el inciso 2.1, combinando las dos ecuaciones anteriores y resolviendo para  $j$  se obtiene la ecuación clásica de relajación, llegando a la siguiente expresión:

$$j(t) = j_{\infty} \left( 1 - \frac{kT}{U_0} \ln \left( \frac{t}{t_0} \right) \right) \quad (1.15)$$

Este resultado, basado en la dependencia lineal de  $U(j)$  se lo conoce como modelo de Anderson-Kim (AK) de relajación magnética.

En el caso de que el campo haya penetrado hasta el centro de la muestra, del modelo de Bean de estado crítico, la magnetización  $M$  es proporcional a  $j$ , por lo que disminuirá al aumentar la temperatura y la relajación magnética tendrá un decaimiento logarítmico en el tiempo.

Versiones posteriores de la teoría de relajación, comenzando con la propuesta por Beasley *et al* [17], consideraron dependencias no lineales de  $U(j)$ . El mayor impacto de éstas, estuvo asociado con el desarrollo de las teorías de vidrio de vórtices [18] y “creep” colectivo [19, 20]. En ellas, las barreras de potencial divergen al tender la densidad de corriente a cero y describen un nuevo tipo de transición de fase en superconductores de tipo II [18, 21, 22]. Por su parte P. Bak *et al* [23], considerando correlaciones espaciales y temporales propusieron el modelo de criticalidad auto organizada (SOC). En particular, C. Tang [24] aplicó el SOC para la dinámica en un superconductor con centros de anclaje y a temperatura finita para corrientes cercanas a  $j_{\infty}$ . En este caso un vórtice activado térmicamente, produce la salida de otros vórtices, generando una avalancha de distintos tamaños y duración. Estos modelos se presentan brevemente en el capítulo 2.

### 1.3.2 Geometría de cinta delgada: problema simétrico

Para esta geometría, la difusión no lineal de flujo es también no local y se puede describir por una ecuación integro diferencial no lineal [25, 26, 27, 28]. Las ecuaciones del movimiento para la corriente laminar  $J(y, t)$  se pueden derivar de las leyes de inducción de Faraday. Para

ello necesitamos primero calcular el flujo que atraviesa una dada superficie de la cinta delgada y haciendo uso de la ecuación 1.9 resulta:

$$\begin{aligned} \Phi(y_1) = & \mu_0 L \int_{-y_1}^{y_1} H(u) du \\ & \mu_0 L \int_{-y_1}^{y_1} \left( H_a + \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{J(v) dv}{(v-u)} \right) du \\ & \mu_0 L \left( 2y_1 H_a + \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a J(v) \ln \left| \frac{y_1+v}{y_1-v} \right| dv \right) \end{aligned} \quad (1.16)$$

donde  $L$  es una longitud en la dirección  $z$ . Luego, al aparecer variaciones temporales de este flujo magnético, se induce un campo eléctrico  $E(y_1, t) = -\frac{1}{2L} \frac{\partial \Phi}{\partial t}(y_1, t)$  en la posición  $y = y_1$  y en el caso de tener simetría en la distribución de corrientes, un campo eléctrico de signo contrario en  $y = -y_1$ , que llevan a una simetría en los campos eléctricos  $E(y_1) = -E(-y_1)$  obteniendo la ecuación:

$$E(y, t) = -\frac{\mu_0}{\pi} \left( \pi y \frac{\partial H_a}{\partial t}(t) + \int_0^a \frac{\partial J}{\partial t}(v, t) K(y, v) dv \right) \quad (1.17)$$

con  $K(y, v) = \ln \left| \frac{y+v}{y-v} \right|$ . Tomando la mitad del ancho de la muestra  $a$ , como unidad de longitud podemos reescribir la ecuación anterior haciendo los cambios de variables  $\tilde{y} = \frac{y}{a}$ ,  $\tilde{v} = \frac{v}{a}$  y usando como unidad la densidad de corriente crítica laminar,  $J_c$ , para las densidades de corrientes laminares y el campo aplicado, podemos definir  $\mathcal{J} = \frac{J}{J_c}$  y  $\mathcal{H}_a = \frac{H_a}{J_c}$  con lo que resulta

$$E(\tilde{y}, t) = -\frac{\mu_0 a J_c}{\pi} \left( \pi \tilde{y} \frac{\partial \mathcal{H}_a}{\partial t}(t) + \int_0^1 \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t}(\tilde{v}, t) K(\tilde{y}, \tilde{v}) d\tilde{v} \right) \quad (1.18)$$

Nótese que debido a la simetría en las corrientes sólo es necesario resolver la distribución de corrientes en una mitad de la muestra.

Finalmente podemos realizar el cambio de variables  $\tilde{t} = \frac{t}{\tau_M}$  con lo que la ecuación anterior queda:

$$E(\tilde{y}, \tilde{t}) = -\frac{\mu_0 a J_c}{\pi \tau_M} \left( \pi \tilde{y} \frac{\partial \mathcal{H}_a}{\partial \tilde{t}}(\tilde{t}) + \int_0^1 \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \tilde{t}}(\tilde{v}, \tilde{t}) K(\tilde{y}, \tilde{v}) d\tilde{v} \right) \quad (1.19)$$

donde  $\tau_M$  es el tiempo característico asociado a los parámetros de la muestra al que le asignaremos un valor más adelante. La ecuación anterior puede ser integrada numéricamente en una computadora personal con los cuidados detallados en la sección 5.1.1. Luego con  $\mathcal{J}(\tilde{y}, \tilde{t})$  podemos obtener todas las magnitudes de interés,  $B(y, t)$ ,  $E(y, t)$ ,  $M(t)$  y  $\Phi(t)$ . La física de la relajación estará contenida en la ecuación constitutiva para  $E(\mathcal{J})$ .

### 1.3.3 Geometría de cinta delgada: problema asimétrico

En el inciso anterior se discutió la respuesta de una muestra sometida a un campo magnético homogéneo transversal dependiente del tiempo, cuya distribución de corrientes resulta simétrica  $J(y) = -J(-y)$  y por lo tanto también es simétrica la distribución de campo eléctrico  $E(y) = -E(-y)$ . En este inciso se verá la resolución del caso general en el que se pierde esa simetría, y ya no alcanzará con calcular las corrientes en media muestra y extenderlas a toda la cinta con argumentos de simetría. Este desarrollo, como se verá más adelante, es indispensable para analizar la señal obtenida con contactos debido al calentamiento local de la cinta delgada y fue una ampliación al problema propuesto por Brandt [25, 26, 27, 28] realizado para el análisis de los resultados experimentales obtenidos [29]. Calcularemos la variación de flujo en un área limitada a la derecha por el borde derecho de la muestra en  $y = a$  y a la izquierda por un camino paralelo al eje  $z$  a una distancia  $y_1$  del origen de coordenadas, con  $-a \leq y_1 < a$ . Esta variación de flujo será igual a  $E(a) - E(y_1)$ .

$$\begin{aligned} E(a, t) - E(y_1, t) &= -\frac{1}{L} \frac{\partial \Phi}{\partial t}(a, y_1, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_{y_1}^a \left( H_a + \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{J(v)dv}{(v-u)} \right) du \right] \\ &= -\mu_0 \left( (a - y_1) \frac{\partial H_a}{\partial t} + \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{\partial J}{\partial t}(v) \ln \left| \frac{y_1 - v}{a - v} \right| dv \right) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Nuevamente, tomando la mitad del ancho de la muestra  $a$ , como unidad de longitud y haciendo los cambios de variables  $\tilde{y} = \frac{y}{a}$ ,  $\tilde{v} = \frac{v}{a}$  y usando como unidad la densidad de corriente crítica laminar,  $J_c$ , para las densidades de corrientes laminares y el campo aplicado, podemos definir  $\mathcal{J} = \frac{J}{J_c}$  y  $\mathcal{H}_a = \frac{H_a}{J_c}$  con lo que resulta

$$E(1, t) - E(\tilde{y}, t) = -\mu_0 J_c a \left( (1 - \tilde{y}) \frac{\partial \mathcal{H}_a}{\partial t}(t) + \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t}(\tilde{v}, t) \ln \left| \frac{\tilde{y} - \tilde{v}}{1 - \tilde{v}} \right| d\tilde{v} \right) \quad (1.21)$$

además de estas ecuaciones para cada  $-1 \leq \tilde{y} < 1$ , tenemos una condición extra para las corrientes en la cual la corriente total, al no haber corriente de transporte, deberá ser nula  $\int_{-1}^1 \mathcal{J}(\tilde{y}, t) d\tilde{y} = 0$ , condición que se satisfacía automáticamente cuando teníamos una distribución de densidades de corrientes simétricas.

## 1.4 Superconductores de alta temperatura crítica (SAT)

En 1986, J. G. Bednorz y K. A. Müller [30] descubrieron nuevos óxidos mixtos en base a cupratos de bario y lantano que presentaban propiedades superconductoras a  $\approx 35K$ , claramente por encima de la cota predicha por la teoría BCS [5]. Este sorprendente descubrimiento recibió al año el premio Nobel, y condujo en pocos meses al descubrimiento escalonado de un nuevo conjunto de materiales tipo II, denominados superconductores de alta  $T_c$  (SAT), donde la superconductividad se desarrolla en los planos estructurales de Cu-O, con temperaturas críticas de  $\approx 90K$  ( $YBa_2Cu_3O_7$ ) [31, 32],  $110 K$  ( $BiSr_2Ca_2Cu_1O_8$ ) [33] y  $130 K$  ( $Tl_2CaBa_2Cu_2O_8$ ) [34]. Estas temperaturas críticas permitieron ya en 1988 prescindir del uso de Helio líquido como fuente fría, haciendo promisorias tanto futuras aplicaciones como el desarrollo de una nueva teoría microscópica que explicara el “nuevo fenómeno”. Sin embargo, a la fecha, no hay todavía consenso en cual es la interacción que media el apareamiento de electrones, que presenta una simetría diferente a la de la superconductividad tradicional, y las aplicaciones se han visto retrasadas por las novedosas propiedades macroscópicas de estos materiales, que insospechadamente han abierto un nuevo capítulo en la física de la materia condensada [35]. Cualquiera sea el mecanismo microscópico, sí existe consenso que la descripción de las propiedades magnéticas puede realizarse en el marco de la teoría fenomenológica de Ginzburg-Landau [4] pero incluyendo cambios determinantes vinculados a la alta anisotropía de estos materiales, las nuevas escalas en los parámetros relevantes, como la extremadamente pequeña longitud de coherencia ( $\xi \approx 1 nm$ ), y a las fluctuaciones térmicas consecuencia de las altas temperaturas de operación. De modo que las propiedades macroscópicas resultan dominadas por un conjunto de diferentes interacciones competitivas con una escala energética comparable, lo que conduce a la riqueza de los fenómenos magnéticos en el estado mixto que, por otro lado, ocupa casi todo el dominio del diagrama de fases campo magnético-temperatura. Una propiedad “no deseable” de estos nuevos materiales tipo II es la presencia de procesos disipativos “no superconductores” en un amplio rango de temperaturas y campos magnéticos vinculados a la baja eficiencia de los potenciales de anclaje de vórtices, que por unidad de longitud del vórtice es  $\mu_0 \left( \frac{H_c \xi^2}{\lambda} \right)^2$  y que debido a la reducida longitud de coherencia, a pesar de los altos campos críticos, resulta del mismo orden que para los superconductores tradicionales ( $U_o \approx 800 K$ ). Sin embargo,

teniendo en cuenta las altas temperaturas de operación, los procesos térmicamente activados que tienen eficiencias proporcionales a  $\exp(-\frac{U_e}{kT})$  son exponencialmente más importantes en los SAT que en los tradicionales, desanclando vórtices y produciendo la descorrelación de la fase del parámetro de orden con la consecuente disipación.

#### 1.4.1 Defectos puntuales distribuidos al azar. Modelo de anclaje colectivo

Debido al pequeño valor de la longitud de coherencia  $\xi$ , desviaciones de la relación estequiométrica, incluso en un solo sitio atómico, son suficientes para deprimir localmente el parámetro de orden superconductor [36]. Por ejemplo, vacancias de oxígeno en los planos de  $CuO_2$ , generan centros de anclaje puntuales distribuidos al azar.

Para esta clase de defectos, la fuerza de anclaje que actúa sobre un vórtice individual crece de forma sublineal con la longitud del vórtice, mientras que la fuerza de Lorentz crece linealmente. Por ello, una red periódica de vórtices rígidos no se anclaría ante la presencia de una distribución de centros de anclaje al azar. Por otro lado, el vórtice se caracteriza por tener una elasticidad finita tal que la línea de flujo se puede acomodar al potencial de anclaje en una escala lo suficientemente grande como para que resulte un anclaje efectivo. En este caso, la red puede deformarse a costa de cierta energía elástica y puede aprovechar la presencia de los centros de anclaje. De esta forma, la configuración de equilibrio será un arreglo de vórtices distorsionada que minimiza la suma de ambas energías. La idea básica de la teoría de anclaje colectivo débil es cortar el crecimiento sublineal en una longitud de anclaje colectivo  $L_c$ . Cada segmento del vórtice de longitud  $L_c$  es anclado independientemente y el balance entre la fuerza de Lorentz y la fuerza de anclaje que actúa en cada segmento genera una densidad de corriente crítica finita  $j_{c0}$ .

## Capítulo 2

# Modelos teóricos de la relajación magnética en los superconductores de alta $T_c$

Para los superconductores de alta  $T_c$ , la interpretación de los resultados experimentales de la relajación magnética en el marco del modelo de Anderson-Kim [15, 16] (AK) conduce a resultados peculiares. Por ejemplo, de la aplicación directa del modelo de AK resultan barreras que crecen linealmente con temperatura [37]. Esto ha llevado a extensiones del modelo básico, introduciendo una distribución de energías de activación [38] o a una dependencia no lineal  $U(j)$  [17, 39, 40]. Una nueva aproximación al “creep” térmicamente activado fue desarrollado por Feigel'man *et al* [19, 20]. Su modelo de “creep” colectivo asume anclaje débil, aleatoriamente distribuido y el “creep” de vórtices es visto como el movimiento de un objeto elástico a través de un potencial al azar. En este modelo se incluye una  $U(j)$  no lineal y una distribución de barreras.

El modelo de AK y sus extensiones predicen que la movilidad de los vórtices disminuye gradualmente al reducirse la temperatura. Una aproximación completamente diferente fue propuesta por Fisher *et al* [18, 21] quien predijo una transición de fase termodinámica del sistema de vórtices desde un estado de líquido de vórtices en el cual pueden moverse libre-

mente, a un estado de vidrio de vórtices en el que no se mueven. El término vidrio de vórtices se utiliza debido a que no existe correlación a largo alcance en la red de vórtices como causa de la existencia de los centros de anclaje. La ausencia de movilidad de los vórtices sólo es predicha en el límite de corrientes infinitamente pequeñas. En este límite  $U(j)$  diverge y el arreglo de vórtices alcanza un orden de largo alcance tipo vidrio. Sin embargo para corrientes finitas se sigue esperando que exista movimiento y por ende, relajación.

También se han propuesto otros modelos no incluidos en las categorías anteriores. Por ejemplo el concepto de criticalidad auto-organizada [23] que fue aplicado a la relajación de flujo en SAT [24, 41, 42, 43, 44].

## 2.1 La ecuación electrodinámica para relajación magnética

Dada una placa infinita con líneas de flujo alineadas en la dirección  $x$  (ver figura 1.3), que se mueven en la dirección  $y$ , asumiremos  $B$  grande comparado con  $M$ , ( $B \approx \mu_0 H$ ), la densidad de corriente  $j$  está dada en la dirección  $z$  y se relaciona con el gradiente de la densidad de vórtices establecida por el anclaje, a través de la ecuación de Maxwell cuasiestática  $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$  que en esta geometría resulta:

$$\frac{\partial B_x}{\partial y} = -\mu_0 j_z \quad (2.1)$$

En esta ecuación, y en lo que sigue de esta tesis se ha omitido el término de corrientes de desplazamiento. Este gradiente disminuirá con el tiempo como resultado del movimiento térmicamente activado de vórtices, causando la relajación de las corrientes persistentes  $j$  y de la magnetización  $M$  [15, 45]. La ecuación básica que gobierna el decaimiento de la densidad de corriente  $j$  puede derivarse de la ecuación de Maxwell  $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  que para el placa infinita resulta:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (2.2)$$

y la ecuación que relaciona el campo eléctrico con el movimiento de las líneas de flujo  $E = Bv$ , en donde  $v$  es la velocidad de los vórtices en la dirección paralela a la fuerza de Lorentz ( $y$ ).

Estas consideraciones llevan a la ecuación de continuidad para la densidad de líneas de flujo [17]:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y}(Bv) \quad (2.3)$$

Usando la ec. (2.1), uno obtiene la correspondiente ecuación dinámica para la densidad de corriente  $j$ :

$$\mu_0 \frac{\partial j}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial y^2}(Bv) \quad (2.4)$$

Asumiendo que el vórtice salta la barrera de potencial  $U(j)$  por activación térmica, la velocidad  $v$  en las ec. (2.3) y (2.4) está dada por:

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{U(j)}{kT}\right) \quad (2.5)$$

donde  $v_0 = y_0 w_m \frac{j}{j_{c0}}$ ,  $y_0$  es la distancia de salto,  $w_m$  es la frecuencia microscópica de intento de salto y el factor  $\frac{j}{j_{c0}}$  se introduce para proveer un cambio gradual al régimen de movimiento viscoso en el que  $v \propto j$  a  $kT \gg U$  [20, 46].

Blatter *et al* [35] resolvieron la ecuación (2.4) asumiendo penetración completa del campo magnético y despreciando la dependencia de las barreras con el campo magnético. Sus resultados indican que la variación espacial de  $j$  puede despreciarse en todo el ancho de la muestra salvo en una pequeña región en el centro de la misma en donde  $j$  cambia de signo. Para una  $j$  constante la ec. (2.1) implica que  $B$  varía linealmente desde la superficie ( $y = a$ ) hasta el centro ( $y = 0$ ), es decir,  $B = \mu_0 [(a - y)j + H]$  en donde  $H$  es el campo magnético aplicado.

Integrando la ecuación (2.4) entre el centro y el borde de la placa infinita, se obtiene

$$\mu_0 \frac{\partial j}{\partial t} = -\frac{2v_0 H}{a^2} \exp\left(-\frac{U(j)}{kT}\right) \quad (2.6)$$

donde  $U$  es la energía de activación en la superficie de la placa infinita. Para deducir esto se utilizaron dos condiciones de contorno: a) en el centro de la placa infinita ( $y = 0$ ) se mueven en ambas direcciones la misma cantidad de vórtices, por lo cual la corriente neta será nula  $vB = 0$ ; b) en la superficie de la placa infinita ( $y = a$ ),  $B$  es igual al campo aplicado, que es independiente del tiempo. Puede obtenerse una ecuación equivalente para la energía de activación  $U$  sustituyendo  $\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial t} \left( \frac{\partial U}{\partial j} \right)^{-1}$  en (2.6)

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{2v_0 H}{a^2} \frac{\partial U}{\partial j} \exp\left(-\frac{U(j)}{kT}\right) \quad (2.7)$$

esta ecuación puede resolverse con precisión logarítmica [47] resultando

$$U(j) = kT \ln\left(\frac{t}{t_0}\right) \quad (2.8)$$

en donde  $t_0 = \frac{kT a^2}{2v_0 H \left| \frac{\partial U}{\partial j} \right|}$ . Como fue marcado por Feigel'man [19],  $t_0$  es una cantidad macroscópica que depende del tamaño de la muestra  $2a$ , y no debe confundirse con el tiempo microscópico de intento de salto de las barreras. La ecuación (2.8) es general y no depende de la forma funcional específica de  $U(j)$ . La evolución temporal de la densidad de corriente  $j$  puede determinarse directamente de (2.8), si se conoce la dependencia funcional de  $U$  con  $j$ .

## 2.2 Dependencia lineal de $U(j)$ . Modelo de Anderson-Kim

Anderson y Kim [15, 45] consideraron el modelo más simple para los potenciales de anclaje con una dependencia lineal de las barreras respecto de  $j$  (ver inciso 1.3)

$$U(j) = U_0 - jB y_0 V \quad (2.9)$$

donde  $V$  es el volumen del grupo de vórtices que saltan la barrera de potencial e  $y_0$  es la distancia de salto. El segundo término de la derecha en la ec. (2.9) es la reducción efectiva de la barrera debido al trabajo realizado por la fuerza de Lorentz al moverse el grupo de vórtices

en una distancia  $y_0$ . En el modelo,  $y_0$  y  $V$  son constantes e independientes de  $j$  y  $B$ , por lo que  $U$  depende linealmente de  $j$  de la forma

$$U(j) = U_0 \left( 1 - \frac{j}{j_{c0}} \right) \quad (2.10)$$

en donde  $j_{c0} = \frac{U_0}{By_0V}$  es la densidad de corriente a la que la barrera deja de ser efectiva (ver inciso 1.2).

La dependencia lineal de la ec. (2.10) tiene su rango de validez para  $j$  cercana a  $j_{c0}$  y es una buena descripción para los superconductores tradicionales en los que  $U_0 \gg kT$  y por lo tanto las corrientes persistentes son siempre cercanas a  $j_{c0}$ . Sin embargo para los SAT, debido al "creep" gigante,  $j$  será mucho menor que  $j_{c0}$  y por lo tanto la dependencia no lineal de  $U$  respecto de  $j$  será importante.

De las ecuaciones (2.8) y (2.10) se obtiene la conocida dependencia logarítmica con el tiempo para la densidad de corriente

$$j = j_{c0} \left( 1 - \frac{kT}{U_0} \ln \left( \frac{t}{t_0} \right) \right) \quad (2.11)$$

Para obtener una expresión aplicable desde  $t = 0$ , se puede reescribir la ecuación anterior como

$$j = j_{c0} \left( 1 - \frac{kT}{U_0} \ln \left( 1 + \frac{t}{t_0} \right) \right) \quad (2.12)$$

De aquí se puede observar que el término que multiplica a  $j_{c0}$  representa una corrección a la densidad de corriente conocido como factor de reducción de relajación de flujo. A bajas temperaturas donde  $U_0$  es esencialmente independiente de temperatura, el factor recién mencionado, introduce una reducción de  $j$  lineal con temperatura.

### 2.3 $U(j)$ no lineal

Veamos pues distintas dependencias propuestas para  $U(j)$ .

Primero la propuesta de Beasley *et al* [17], Griessen [48] y Larson *et al* [49] quienes encontraron que cerca de  $j_{c0}$  las barreras tenían un comportamiento del tipo

$$U(j) \propto \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^{\left(\frac{3}{2}\right)} \quad (2.13)$$

Más recientemente para los SAT se propusieron para  $j \ll j_{c0}$  una barrera como ley de potencia inversa [19]

$$U(j) = U_0 \left( \left( \frac{j_{c0}}{j} \right)^\mu - 1 \right) \quad (2.14)$$

o una barrera logarítmica [39, 50]

$$U(j) = U_0 \ln \left( \frac{j_{c0}}{j} \right) \quad (2.15)$$

Ambas tienen la peculiaridad de diverger cuando  $j \rightarrow 0$ . Esta divergencia puede entenderse en el contexto del anclaje colectivo.

#### 2.3.1 Teoría de “creep” colectivo

La ley de potencia inversa de la ec. (2.14) ha surgido de teorías recientes que consideran el anclaje colectivo de vórtices [19]. Esta teoría asume el anclaje débil aleatoriamente distribuido y trata el sistema de líneas de flujo como un medio elástico. Contrario al modelo original de “flux creep”, en donde el volumen  $V$  del grupo de vórtices térmicamente activado es constante, en el modelo de “creep” colectivo  $V$  depende de la densidad de corriente  $j$  y se hace infinitamente grande cuando  $j \rightarrow 0$ .

De esta forma, cuando  $j \rightarrow 0$  la energía de activación  $U$  diverge y el sistema de vórtices se congela. La teoría de “creep” colectivo (para  $j$  finitas) ha sido revista por Blatter *et al* [35]. Un resultado central de esta teoría es la conocida fórmula de interpolación

$$j(T, t) = \frac{j_{c0}}{\left(1 + \left(\frac{\mu kT}{U_0}\right) \ln\left(\frac{t}{t_0}\right)\right)^{\frac{1}{\mu}}} \quad (2.16)$$

donde  $t_0$  es la escala de tiempos logarítmica definida en relación con la ecuación (2.8). Esta ecuación se obtiene igualando la barrera de activación dada en ec. (2.14) y la ec. (2.8). El factor  $\mu$  en el denominador se introduce para interpolar esta ecuación con la usual de Anderson (para  $j_{c0} - j \ll j_{c0}$  a tiempos cortos) y la conducta a tiempos largos.

La misma fórmula fue derivada por Malozemoff [51] sobre la base del modelo de vidrio de vórtices [18]. En este modelo el sistema de vórtices tiene una transición de fase termodinámica desde una fase de líquido de vórtices en el cual se pueden mover libremente, a un estado de vidrio de vórtices en el cual se localizan en un estado metaestable creado por las interacciones con los centros de anclaje y los otros vórtices. Esto da lugar en el diagrama de fases a una línea de “melting”, también llamada a veces línea de irreversibilidad que será de vital importancia para el desarrollo de la técnica no convencional desarrollada en esta tesis. En la fase de vidrio, el movimiento de los vórtices sólo es posible en presencia de una corriente. Esto puede describirse en términos de una barrera que diverge a bajas temperaturas y  $j = 0$ .

En su versión más simple [18], el modelo de vidrio de vórtices predice que  $\mu$  es un exponente universal menor que la unidad, mientras Feigel'man *et al* [19] predice una complicada dependencia de  $\mu$  con el campo y temperatura. Por ejemplo en tres dimensiones,  $\mu = \frac{1}{7}$  para bajos campos y temperaturas, en donde el “creep” está dominado por el movimiento individual de vórtices; a mayores campos y temperaturas  $\mu = \frac{3}{2}$  debido al “creep” colectivo de pequeños grupos de vórtices y a aún mayores campos y temperaturas  $\mu = \frac{7}{9}$  donde el tamaño del grupo de vórtices que saltan la barrera es mucho mayor que  $\lambda$ .

### 2.3.2 Barreras logarítmicas

La dependencia logarítmica de  $U(j)$  fue propuesta por Zeldov *et al* [50] para explicar sus datos de magnetoresistencia y recientemente esa dependencia fue corroborada por Maley *et al* [40], McHenry *et al* [52] y Ren *et al* [53].

Comenzando con la relación estándar de Arrhenius para el salto térmicamente activado y su efecto en el decaimiento temporal de la densidad de corriente (ec. 2.6)  $\frac{\partial j}{\partial t} \propto \exp\left(-\frac{U(j)}{kT}\right)$ . Considerando  $M \propto j$  se puede obtener la dependencia de las barreras de anclaje con la variación temporal de la magnetización

$$U = -kT \left( \ln \left( \frac{\partial M}{\partial t} \right) + c \right) \quad (2.17)$$

donde  $c$  es una constante dependiente de campo y temperatura. De esta forma, midiendo la magnetización en función del tiempo se puede evaluar su variación temporal  $\frac{\partial M}{\partial t}$  y de esta forma, un gráfico de  $\ln \frac{\partial M}{\partial t}$  en función de  $M$  tendrá la dependencia de las barreras con la corriente  $U(j)$ . Con este análisis determinaron la dependencia logarítmica de las barreras de la ec. (2.15).

### 2.3.3 Criticalidad auto-organizada

La teoría de “creep” colectivo considera en el movimiento de flujo solamente los efectos térmicos y el desanclaje de las líneas de flujo es tratado sin considerar la correlación espacial o temporal. Para describir el comportamiento del movimiento de flujo para  $j \sim j_{c0}$  se propuso una interpretación basada en el modelo introducido por P. Bak *et al* [23] de criticalidad auto organizada (SOC). En ella un sistema disipativo abierto lejos del equilibrio puede auto organizarse en un nuevo estado crítico. Tang [24] propuso que el movimiento de flujo es térmicamente activado originalmente pero subsecuentemente el proceso de salida de los pozos de anclaje es dominado por avalanchas como resultado del movimiento de flujo causado por grandes presiones magnéticas.

Tang propuso que las escalas temporal y espacial para el movimiento de vórtices están dadas respectivamente por la frecuencia de salida del pozo  $w$  y por el tamaño de las avalanchas  $s$ . La escala temporal se puede expresar usando la relación de Arrhenius para la frecuencia de salto  $w$  como:

$$w = w_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \quad (2.18)$$

en donde  $w_0$  es la frecuencia de intentos de salida del pozo [17] y  $U(j) = U_0 \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^\beta$ , con  $\beta$  un exponente constante. La escala espacial está definida por el desplazamiento total  $s$ , de las líneas de flujo involucrado en cada avalancha. El tamaño de una avalancha en un sistema auto organizado puede escribirse como

$$s = s_c \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^{-\alpha} \quad (2.19)$$

en donde  $s_c$  es un tamaño característico y  $\alpha$  un exponente crítico.

Combinando las ecuaciones (2.18) y (2.19) se puede escribir la ecuación para la conservación de flujo unidimensional [17] como

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla(Bv) = -\nabla(Bws) = -\nabla\left(Bs_c w_0 \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^{-\alpha} \exp\left[\frac{-U_0 \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^\beta}{kT}\right]\right) \quad (2.20)$$

Considerando una placa infinita de ancho  $2a$  e integrando sobre el volumen de la muestra, se obtiene usando  $j \propto M$  del modelo de Bean la relación para el decaimiento de las corrientes

$$\frac{\partial j}{\partial t} = -\left(\frac{Bs_c v_0}{\mu_0 a^2} \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^{-\alpha} \exp\left[\frac{-U_0 \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^\beta}{kT}\right]\right) \quad (2.21)$$

Comparando esta ecuación con la del modelo de AK (ec. 2.11) podemos observar que el término  $\left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^{-\alpha}$  está asociado a la relajación por avalanchas mientras que el término  $\exp\left[\frac{-U_0 \left(1 - \frac{j}{j_{c0}}\right)^\beta}{kT}\right]$  corresponde a los efectos térmicos.



## Capítulo 3

# Técnicas experimentales

Una de las mayores limitaciones de las técnicas convencionales para la medición de la magnetización global de una muestra (magnetómetro de muestra vibrante, magnetómetro SQUID, “Superconducting Quantum Interference Device”) [54] reside en los tiempos característicos intrínsecos de medición, tanto los tiempos de respuesta como los tiempos de adquisición inicial, que son del orden de los diez segundos.

Una descripción detallada de la física asociada a la relajación magnética requiere del monitoreo del momento magnético a lo largo de varias décadas temporales, lo que ha conducido en el pasado a mediciones sumamente tediosas (tres décadas empezando en el minuto equivale a un día de medición) y al estudio de propiedades asociadas a densidades de corriente pequeñas comparadas con la densidad de corriente crítica.

Recientemente se han desarrollado técnicas alternativas, como por ejemplo un magnetómetro pulsado para muestras cerámicas de gran volumen ( $\sim 10 \text{ mm}^3$ ) [55] y un magnetómetro SQUID diseñado para aplicación a monocristales ( $\sim 0.1 \text{ mm}^3$ ) [56] con tiempos de respuesta y comienzo de adquisición de  $\approx 10^{-4}$  y  $\approx 10^{-2}$  segundos respectivamente.

En cuanto a mediciones locales, existen métodos novedosos como el uso de arreglos de puntas Hall miniatura [57, 58, 59] y técnicas magneto-ópticas [60, 61, 62, 63] con resolución espacial de  $\approx 10^{-5} \text{ m}$  y tiempos de respuesta en el rango de los  $\approx 10^{-3} \text{ s}$ .

En esta tesis desarrollamos un magnetómetro no convencional que permite acceder por primera vez a tiempos de inicio de adquisición del orden del  $\mu s$  con una respuesta en el rango de las decenas de nanosegundos. Esta técnica novedosa ha permitido estudiar a los sistemas de interés en el rango inicial de la relajación por activación térmica, como también el comportamiento previo a la relajación.

### 3.1 Técnica para medición de la magnetización a tiempos cortos

Recientemente se reportó la detección de pulsos cortos de tensión ( $\approx 10$  mV y 1 ns) en películas delgadas de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  correlacionados con la absorción de pulsos de radiación [64]. Un estudio exhaustivo demostró que la tensión generada en la muestra está asociada al movimiento rápido de vórtices producido por el calentamiento de la muestra por encima de la línea de irreversibilidad [65], descartándose otros posibles efectos termovoltáicos. Es decir que una distribución metaestable de flujo magnético al tiempo  $t_d$  puede ser forzada a redistribuirse (a la configuración de equilibrio) en tiempos del orden de los nanosegundos, haciendo posible la medición del flujo magnético global de la muestra en el instante  $t_d$  con un tiempo de integración del ns. Como se verá a continuación, estos resultados son los que originaron el desarrollo de un magnetómetro a tiempos cortos [66].

El magnetómetro desarrollado se basa en la aplicación de un campo magnético pulsado paralelo al eje c de la muestra con geometría de cinta, con un flanco de prendido/apagado rápido del orden de  $10^3 \sim 10^4$  T/s. La cinta superconductora es estabilizada a temperaturas por debajo de la línea de irreversibilidad donde la magnetización irreversible es no nula debido a que los centros de anclaje son efectivos. Se sincroniza con el prendido/apagado del campo magnético el disparo de un pulso laser, que ilumina en forma homogénea la superficie libre (o una fracción) de la muestra. La absorción del pulso laser produce el calentamiento de la muestra, y en tiempos de las decenas de nanosegundos eleva su temperatura por encima de la línea de irreversibilidad, permitiendo que los vórtices se muevan libremente para acceder a la distribución de equilibrio. Seusando la variación de flujo magnético como se verá a continuación, se determina la magnetización irreversible al momento de la aplicación del

pulso laser. Repitiendo el proceso para otro retardo entre la aplicación del campo magnético y el momento del calentamiento, podemos obtener la magnetización irreversible en función del tiempo.

Esta técnica nos permitió acceder a tiempos de medición menores al microsegundo desde la aplicación del campo magnético pudiendo de esta forma estudiar la relajación de la magnetización irreversible para corrientes cercanas a la corriente crítica y a altas temperaturas, donde las técnicas convencionales fallan.

El experimento es repetitivo para reducir el error de modo que para recuperar la condición inicial de muestra virgen a la que se le aplica un campo pulsado, es necesario, después de realizada una medición, apagar el campo y disparar un segundo pulso laser para "limpiar" completamente la muestra ( $B = 0$ ). Puede entonces iniciarse la siguiente repetición que permitirá promediar las señales medidas y reducir el nivel de ruido.

También resulta interesante realizar las mediciones con un único pulso laser por ciclo. En este caso, la condición inicial (salvo la del primer ciclo) se repite, pero no consiste en la de una muestra virgen (enfriada en campo cero, a la que luego se le aplica campo) sino una muestra que ya tiene flujo remanente en el instante en que se aplica el campo.

Cuando el campo aplicado supera dos veces el campo de penetración  $H_p$ , ambas situaciones (1 o 2 pulsos) son indistinguibles.

## 3.2 Detección de la entrada/salida de vórtices

Se utilizaron dos técnicas diferentes para determinar el estado magnético de la muestra en el momento del calentamiento. Dado que la entrada/salida de los vórtices como consecuencia del pulso laser es tan rápida, puede ser detectada con un simple bobinado de una decena de vueltas, que sensa la variación de flujo causada por el pulso laser, o bien se puede utilizar un par de contactos eléctricos conectados a la muestra para medir el voltaje asociado al movimiento de vórtices, como veremos en la sección (3.2.2).

Cada técnica fue implementada en forma independiente, utilizando en cada caso diferentes muestras, fuentes de tensión pulsadas para generar el pulso de campo magnético y sincronizar

el disparo del laser, distintos tipos de laseres pulsados y electrónica para detectar la señal eléctrica generada por la muestra.

En ambos casos, la muestra estaba conectada al dedo frío de un crióstato evacuado con ventana óptica, de modo de controlar la temperatura de medición. El anclaje térmico aseguraba que una vez producido el calentamiento de la película por medio del pulso laser, ésta relajaría a la temperatura inicial de medición en aproximadamente  $1 \mu s$  [67]. A continuación daremos una breve descripción de cada técnica y de los elementos utilizados en cada caso.

### 3.2.1 Detección con bobinas

La técnica con bobinas fue desarrollada en colaboración con el Laboratorio de Electrónica Cuántica de la F.C.E. y N. - U. B. A. y el C. A. B. - C. N. E. A. y formó parte de la tesis de licenciatura de Sergio Valenzuela [68]. En este caso la detección se realiza midiendo el voltaje inducido en un par de bobinados secundarios idénticos en contrafase y en uno de los cuales se coloca la muestra. El voltaje se induce como consecuencia de la variación de campo magnético  $\mathbf{B}$  producido por el cambio en la magnetización de la muestra con el calentamiento laser que ocurre en  $t_d \equiv t_i$ .

$$V(t) = -\frac{\partial\phi}{\partial t} \rightarrow \int_{t_i}^{t_f} V(t)dt = \phi_i - \phi_f = -\Delta\phi \quad (3.1)$$

Dado que en el estado final la magnetización irreversible es nula,

$$|\mathbf{M}|_f = 0 \Rightarrow \frac{\Delta\phi}{Area} = \Delta|\mathbf{B}| = -\mu_0 |\mathbf{M}|_i \quad (3.2)$$

Se utilizaron dos muestras en esta experiencia:

Película de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  de  $5 \times 10 \text{ mm}^2 \times 300 \text{ nm}$  de espesor, crecido por ablación laser sobre un substrato de  $SrTiO_5$  por A. I. Golovashkin [69] con una  $T_c$  de  $90.3 \text{ K}$ , un ancho de transición de  $1.5 \text{ K}$  y una  $T_{irr}$  de  $88.5 \text{ K}$  caracterizadas por susceptibilidad magnética alterna.

Película de  $GaBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  de  $5 \times 5 \text{ mm}^2 \times 300 \text{ nm}$  de espesor, crecido por erosión catódica magnetrón sobre un substrato de  $MgO$  por J. Guimpel [70] con una  $T_c$  de  $86.5 \text{ K}$ , un

ancho de transición de 2 K y una  $T_{irr}$  de 84 K caracterizadas por susceptibilidad magnética alterna.

Se utilizó una fuente de tensión variable pulsada con la cual se alimentó un bobinado primario de unas 100 vueltas concéntrico a los bobinados secundarios y que generaba pulsos de campo con una amplitud máxima de 8000 A/m y un tiempo característico de prendido/apagado del orden de las decenas de microsegundos. Utilizando un oscilador, tres generadores de retardo variable y tres generadores de pulso se sincronizó la aplicación del pulso de campo con hasta dos disparos del laser en un mismo ciclo [68].

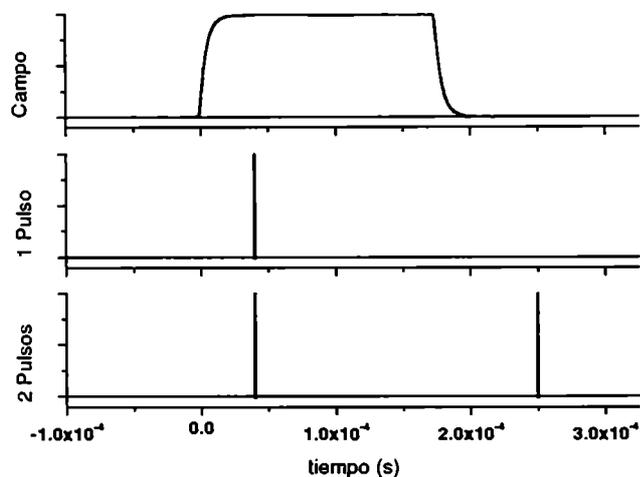


Fig. 3.1: Diagrama esquemático con el pulso de campo y su sincronización con uno o dos disparos laser.

Para calentar la muestra se utilizó un laser Nd:YAG con un cristal doblador, con un pulso con una longitud de onda de 532 nm, una duración del orden de los 5 ns y una densidad de energía uniforme del orden del  $mJ/cm^2$  sobre toda el área de la muestra.

El voltaje inducido en el bobinado secundario fue adquirido mediante un osciloscopio digitalizador *LeCroy LS - 140* de 100 MHz y 200 MS/s. Para eliminar oscilaciones en el voltaje inducido se colocó una resistencia  $R$  de 10  $\Omega$  en paralelo con la bobina sensora, de modo que  $\left(\frac{L}{C}\right)^{\frac{1}{2}}/R \gg 1$ , donde  $L$  es la autoinductancia ( $L \approx 1$  mH) y  $C$  la capacidad parásita del bobinado ( $C \approx 0.1$   $\mu F$ ). Esta condición también fue verificada para el bobinado primario. El tiempo característico de este circuito eléctrico resultó del orden de 20  $\mu s$ , mucho mayor que el tiempo característico de la salida de los vórtices razón por la cual las curvas de tensión

sobre  $R$  en función del tiempo corresponden aproximadamente a la excitación de un circuito  $R - L$  por una delta de voltaje y su posterior relajación. La amplitud de esta señal resultó del orden de las decenas de  $mV$  por lo cual para las mediciones a mayores temperaturas se utilizó un preamplificador rápido *Stanford Research System SR445* con un ancho de banda de  $300 MHz$  y una ganancia en tensión de 5, 25 o 125. Dado que el experimento es repetitivo, se tomó en todos los casos un promedio de 10 señales para reducir el ruido.

### 3.2.2 Detección con contactos

La técnica con contactos fue desarrollada en colaboración con el Instituto de Química y Tecnología de Materiales y Componentes para Electrónica (LAMEL) del Consiglio Nazionale delle Ricerche, Bologna, Italia, durante una estadia realizada durante el período del 15 de septiembre de 1997 al 15 de marzo de 1998.

La detección se realiza midiendo el voltaje inducido entre un par de contactos realizados con alambre de cobre de  $60 \mu m$  de diámetro conectados eléctricamente a la muestra con pintura de plata. El voltaje observado en el osciloscopio está asociado a la variación de flujo en la espira que queda determinada por los alambres y la muestra como en el caso del bobinado, pero en este caso también aparece un término correspondiente al campo eléctrico que aparece en la muestra como consecuencia del movimiento de los vórtices (ver figura 3.4). La tensión entre los terminales A y B del osciloscopio está dada por la expresión [71, 72]

$$V_{ab}(t) = V_A - V_B = \int_{A' [C_s]}^{B'} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{l} - \frac{d\Phi_{MS}(t)}{dt} \quad (3.3)$$

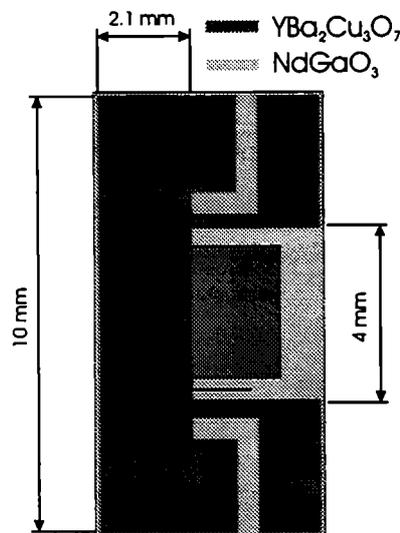
donde  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  es el campo eléctrico efectivo,  $C_s$  es cualquier camino de integración que una el punto  $A'$  con el  $B'$ ,  $\Phi_{MS}(t) = \int_{S_{MS}} dS \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{n}}$  es el flujo magnético que atraviesa la superficie  $S_{MS}$  en dirección de la normal unitaria  $\hat{\mathbf{n}}$  y  $S_{MS}$  cualquier superficie limitada por  $C_s$  y  $C_m$ , siendo este último el camino que pasa por el voltímetro. En la sección 3.3.2 se describe en detalle esta ecuación para el caso de tener vórtices en movimiento.

Se utilizaron también dos muestras en esta experiencia:

Ambas muestras fueron de  $GaBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  crecidas por V. D. Dediu utilizando SPARC ablation. Una de ellas de  $5 \times 10 mm^2 \times 300 nm$  de espesor, fue crecida en un substrato

de  $LaAlO_3$  con una  $T_c$  de 88.5 K, un ancho de transición de 2.5 K y una  $T_{irr}$  de 86 K caracterizadas por susceptibilidad magnética alterna. La otra de  $5 \times 10 \text{ mm}^2 \times 300 \text{ nm}$  de espesor, fue crecida sobre un substrato de  $NdGaO_3$  con una  $T_c$  de 91.1 K, un ancho de transición de 1.5 K y una  $T_{irr}$  de 89.6 K caracterizadas por susceptibilidad magnética alterna.

Para obtener una geometría de cinta delgada se utilizó una máscara para evaporar con el laser, las zonas no deseadas obteniendo una muestra con la geometría que se esquematiza en la figura 3.2.



**Fig. 3.2:** Diagrama esquemático de la geometría utilizada. El rectángulo central esquematiza el diafragma móvil utilizado para iluminar diferentes fracciones de la muestra.

Se utilizó una fuente de tensión variable pulsada con la cual se alimentó un bobinado primario de unas 20 vueltas en el centro del cual se colocó la muestra y que generaba pulsos de campo con una amplitud máxima de 9000 A/m y un tiempo característico de prendido/apagado del orden de los microsegundos. Esta fuente contó con un oscilador de 10 MHz y un arreglo de tres contadores de ocho bits en cascada resultando de esta forma ciclos de aprox. 1.7 segundos. La fuente contaba con una conexión para comunicación con una PC a través del puerto de la impresora, con el cual se podía almacenar un valor deseado en dispositivos de memoria de la fuente. Por último utilizando comparadores conectados a los contadores y las memorias se obtenía un pulso en el momento deseado para controlar el pren-

dido y el apagado del campo, como así también el retardo del disparo (o los disparos) del laser. También usando otra memoria se podía controlar la amplitud del campo magnético aplicado [73].

Para calentar la muestra se utilizó un laser exímero pulsado con una longitud de onda de 308 nm, un pulso con una duración del orden de los 45 ns y una densidad de energía uniforme del orden del  $mJ/cm^2$  sobre toda el área de la muestra. En este caso se colocó delante de la ventana óptica del crióstato un diafragma móvil de  $2.1 \times 3 mm^2$  que con ayuda de un posicionador micrométrico permitía iluminar (calentar) parcialmente la muestra (ver sección (4.2.3)).

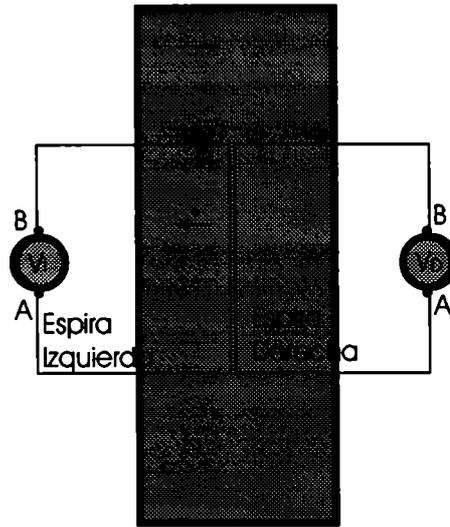
La señal fue adquirida mediante un osciloscopio digitizador *Tektronix* de 500 MHz y 2 GS/s con 50  $\Omega$  de impedancia de entrada. El crióstato se cableó con alambre microcoaxil y se acoplaron adecuadamente las impedancias para evitar reflexiones de la señal medida. Se minimizó el área conformada por los alambres de conexión y la muestra.

### 3.3 Discusión de las técnicas

#### 3.3.1 Técnica con bobinas

En la detección del movimiento de vórtices utilizando la técnica con bobinas, el voltaje inducido aparece como consecuencia de la variación del campo magnético  $\mathbf{B}$  producido por el cambio en la magnetización de la muestra debido al calentamiento generado por el pulso laser. Sin embargo la relación entre cambio de  $M$  y la señal dependerá del área que capte la bobina por fuera de la muestra, hasta el extremo en el cual una bobina con área infinita detectará una variación de flujo nulo, pues todo flujo asociado a un vórtice retorna por fuera de la muestra (ver apéndice A).

La señal que detectarán dos voltímetros conectados (como se muestra en la figura 3.3) a un par de bobinas desacopladas a izquierda, I, y a derecha, D, debido a la salida de un vórtice inicialmente en la región de la bobina I hacia la izquierda de una muestra tipo cinta delgada será:



**Fig. 3.3:** Muestra tipo cinta delgada con dos espiras para detectar la salida de un vórtice

$$\text{Bobina I: } \int (V_A - V_B) dt = \int V_{ab}(t) dt = -\phi_0 (1 - f_I) \quad (3.4)$$

donde  $\phi_0$  es el cuanto de flujo y  $f_I$  la fracción de flujo de retorno a la izquierda, atrapado por la bobina.

$$\text{Bobina D: } \int (V_A - V_B) dt = \int V_{ab}(t) dt = -\phi_0 f_D \quad (3.5)$$

donde  $f_D$  es la fracción de flujo de retorno a la derecha, atrapado por la bobina.

Si el vórtice sale de la muestra desplazándose hacia la derecha, las integrales temporales en cada voltímetro no varían.

### 3.3.2 Técnica con contactos

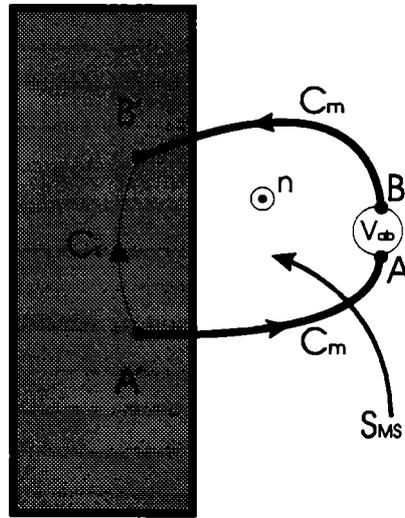
Para comprender el voltaje medido con la técnica de contactos veamos el siguiente circuito que consiste de contactos superconductores unidos a la muestra en los puntos  $A'$  y  $B'$  en un

extremo y a los terminales  $A$  y  $B$  de un voltímetro en el otro, como en la figura 3.4, donde el voltaje medido será el de la ecuación 3.3 [71, 72]:

$$V_{ab}(t) = V_A - V_B = \int_{A' [C_s]}^{B'} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{l} - \frac{d\Phi_{MS}(t)}{dt} \quad (3.3)$$

donde  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  es el campo eléctrico efectivo, que se evalúa a partir de las ecuaciones de Guinzburg-Landau [4]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left( -\mathbf{a}(\mathbf{r}, t) + \frac{\phi_0}{2\pi} \nabla \gamma(\mathbf{r}, t) \right) \quad (3.6)$$



**Fig. 3.4:** Diagrama esquemático del circuito de medición para un osciloscopio conectado a la muestra en los puntos  $A'$  y  $B'$ .

donde  $C_s$  es cualquier camino de integración en el superconductor que una el punto  $A'$  con el  $B'$ ,  $\Phi_{MS}(t) = \int_{S_{MS}} dS \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{n}}$  es el flujo magnético que atraviesa la superficie  $S_{MS}$  en dirección de la normal unitaria  $\hat{\mathbf{n}}$  y  $S_{MS}$  cualquier superficie limitada por  $C_s$  y  $C_m$ , siendo este último el camino que pasa por el voltímetro,  $\mathbf{a}(\mathbf{r}, t)$  el potencial vector y  $\gamma$  la fase del parámetro de orden superconductor. Este voltaje es independiente de la elección del camino  $C_s$ , ya que cualquier cambio en el primer término de la ecuación será compensado por un cambio similar y de signo contrario en el segundo término, según la ley de Faraday  $\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$ .

Como una buena aproximación, podemos considerar el voltaje  $V(t)$  como proveniente del movimiento de los vórtices, tal que:  $V(t) = \sum_i V_i(t)$  donde:

$$V_i(t) = \int_{A'}^{B'} \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) d\mathbf{l} - \frac{d\Phi_{MS}^i(t)}{dt} \quad (3.7)$$

es la contribución del vórtice  $i$ -ésimo.

El campo eléctrico efectivo puede escribirse como:

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left( -\mathbf{a}_i(\mathbf{r}, t) + \frac{\phi_0}{2\pi} \nabla \gamma_i(\mathbf{r}, t) \right) = \left( \frac{m^*}{e^*} \right) \frac{\partial \mathbf{v}_{si}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (3.8)$$

donde  $m^* = 2m$ ,  $e^* = 2e$ ,  $m$  y  $e$  la masa y carga del electrón y  $\mathbf{v}_{si}$  es la contribución del vórtice  $i$ -ésimo a la velocidad del superfluido.

En la teoría de Ginzburg-Landau,  $\mathbf{v}_{si}$  se relaciona con la densidad de corriente superconductor generada por el vórtice, vía:

$$\mu_0 \mathbf{j}_i = \nabla \times \mathbf{b}_i = \left( \frac{f^2}{\lambda^2} \right) \left( \frac{m^*}{e^*} \right) \mathbf{v}_{si} \quad (3.9)$$

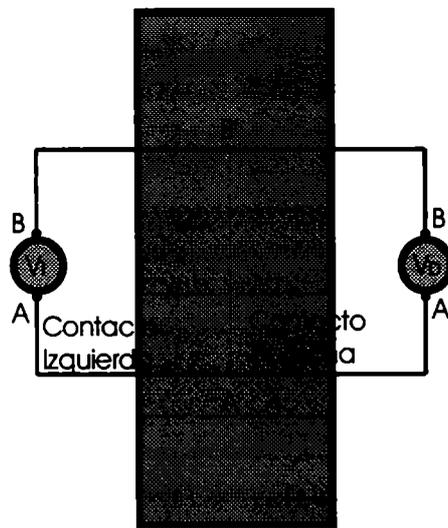
y  $f$  es el módulo del parámetro de orden normalizado a su valor en ausencia de campos y corrientes.

La velocidad del superfluido es mayor cerca del núcleo del vórtice, donde la cuantificación del flujo requiere  $|\mathbf{v}_{si}| \approx \frac{\hbar}{m^* r}$ .

En la superficie de la muestra,  $\mathbf{v}_{si}$  y  $\mathbf{j}$  fluyen paralelos a la superficie mientras que lejos del núcleo del vórtice o de la superficie,  $\mathbf{v}_{si}$  decae aproximadamente como  $\exp(-\frac{r}{\lambda})$ . Por lo tanto la contribución  $\mathbf{E}_i$  estará localizada dentro de una distancia  $\lambda$  del núcleo del vórtice  $i$ -ésimo o dentro de una distancia  $\lambda$  de la superficie. Por ello la contribución del primer término de las ecuaciones 3.3 o 3.7 será sólo significativa si el camino de integración  $C_s$  pasa dentro de una distancia  $\lambda$  del núcleo del vórtice o de la superficie de la muestra.

Resultados de Khanna *et al* [74, 75] muestran experimentalmente que los voltajes medidos son efectivamente debidos a dos contribuciones como en la ecuación 3.3, una generada por el campo eléctrico sobre un camino en el superconductor que une los dos contactos de voltaje y la segunda por el cambio de flujo magnético a través de la superficie limitada por los cables de medición y el camino elegido en el superconductor.

En el caso de tener una configuración con contactos como el esquematizado en la figura 3.5, la señal que detectarán dos voltímetros conectados a un par de contactos a izquierda, I, y a derecha, D, debido a la salida de un vórtice hacia la izquierda de una muestra tipo cinta delgada serán iguales al caso anterior con bobinas, ya que solo pesará el segundo término de la ecuación 3.3, puesto que el vórtice se moverá a distancias mayores que  $\lambda$  del camino de integración del campo eléctrico representado en la figura 3.5 por una línea punteada.



**Fig. 3.5:** Muestra tipo cinta delgada con dos contactos para detectar la salida de un vórtice.

Sin embargo si el vórtice inicialmente en la región de la izquierda sale por la derecha, cruzará el camino de integración y aparecerá en el voltímetro de la derecha la contribución del término de campo eléctrico cuya integración temporal es igual a  $\phi_0$ , mientras que la contribución del segundo término debido a la variación de flujo es  $-f_D\phi_0$  como en el caso de la bobina (flujo de retorno por la derecha de la muestra, concatenado por el circuito de medición) dando como resultado  $\phi_0(1 - f_D)$ . En el voltímetro de la izquierda también aparecerá la misma contribución del primer término de la ecuación 3.3 igual a  $\phi_0$ , además de la contribución del segundo término que será igual a  $-\phi_0(1 - f_I)$ , dando como resultado final un voltaje que integrado en el tiempo será  $\int V_{ab}(t)dt = \phi_0 f_I$ .

De esta forma, la técnica con contactos contiene más información que la técnica con bobinas ya que no sólo detecta variaciones de flujo como consecuencia de la salida/entrada de vórtices, sino que además detecta el sentido en el salen/entran.

Luego de este análisis es posible discutir los resultados presentados en la sección 4.2.3 (ver figura 4.10), correspondientes a los casos en los que se ilumina la zona más cercana a los contactos y también la más alejada. Al iluminar la fracción de la muestra más cercana a los contactos, la integral temporal de la señal es negativa correspondiente al número de vórtices que entran como consecuencia del calentamiento,  $-N \phi_0(1 - f_D)$ , y al aumentar la fracción iluminada aumenta el número de vórtices que entran, aumentando por consecuencia la integral de la señal. Al iluminar del lado más alejado a los contactos la señal que detectamos será  $N \phi_0(f_I)$  que tiene signo contrario. Se volverá a estos resultados en los próximos capítulos.



## Capítulo 4

# Resultados experimentales

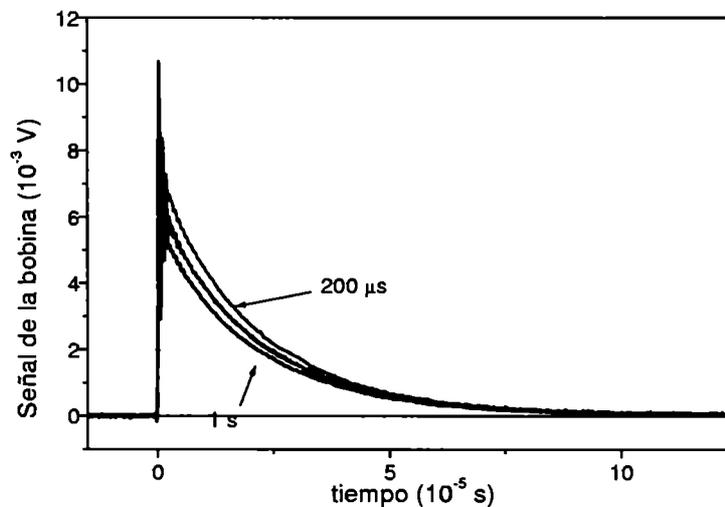
En esta sección se presentan los resultados experimentales obtenidos con las técnicas de bobinas y contactos, descritas en el capítulo 3, para distintas sistemáticas en las que se modificó una de las siguientes variables externas mientras el resto de las variables se mantuvieron fijas:

- el tiempo de retardo entre el prendido/apagado del campo magnético y el calentamiento con el laser,  $t_d$ .
- la amplitud del campo aplicado,  $H_a$ .
- la fracción iluminada de la muestra.
- uno o dos pulsos laser por cada ciclo de medición.
- la temperatura.

### 4.1 Técnica con bobinas

La señal típica obtenida con esta técnica, corresponde a la respuesta del circuito de medición al ser excitado por una delta de voltaje generada por la salida/entrada rápida de los vórtices. El signo de la señal depende del signo de la magnetización irreversible (ver sección

1.2). Asimismo, al aumentar  $t_d$  la magnetización irreversible disminuye en valor absoluto, por lo que la señal detectada también es menor. En la figura 4.1 se puede observar la forma de esta señal y como disminuye al incrementar  $t_d$  desde  $200 \mu s$  a  $1.2 s$ . El cero en el eje del tiempo corresponde al momento en el que la señal actúa como disparador para el osciloscopio y en cada caso significa que transcurrió un tiempo  $t_d$  desde el apagado del campo. La integral de esta señal en el tiempo corresponde a la variación de flujo detectada por la bobina (ver ec. 3.1 y 3.2), asociada a la magnetización de la muestra antes de ser calentada. Por ello, a partir de este momento estudiaremos el comportamiento de las integrales temporales de las señales medidas.



**Fig. 4.1:** Forma de la señal detectada con bobinas y su dependencia para distintos  $t_d$  en la muestra de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a  $83.5 K$

Con esta técnica se realizaron sistemáticas para distintas amplitudes de campo magnético con uno o dos pulsos laser disparados durante un mismo ciclo de medición y para distintos retardos  $t_d$  luego del apagado del campo (relajación de la magnetización irreversible remanente). Ambas sistemáticas se realizaron iluminando toda el área libre de la muestra en forma uniforme a temperatura inicial constante, para distintos valores de temperaturas entre  $81.5$  y  $86.5 K$ . Los resultados para ambas muestras fueron similares, por lo que presentamos aquí sólo los obtenidos con la cinta de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ya que al ser una muestra con un área mayor y una  $T_c$  mayor las señales obtenidas lo eran también, y por consecuencia, menos ruidosas.

### 4.1.1 Mediciones en función de campo magnético aplicado

Se realizó una sistemática estudiando el comportamiento de la magnetización en función de la amplitud de campo magnético aplicado luego de  $300 \mu s$  del prendido del campo a diferentes temperaturas fijas [76]. Se realizaron mediciones con un único pulso laser disparado a  $300 \mu s$  del prendido del campo (símbolos vacíos en la figura 4.2) y otras con un segundo pulso después de apagar el campo (símbolos llenos en la figura 4.2), observándose diferencias a amplitudes de campo pequeñas que serán analizadas en la sección 6.1.1 dentro del marco del modelo de estado crítico.

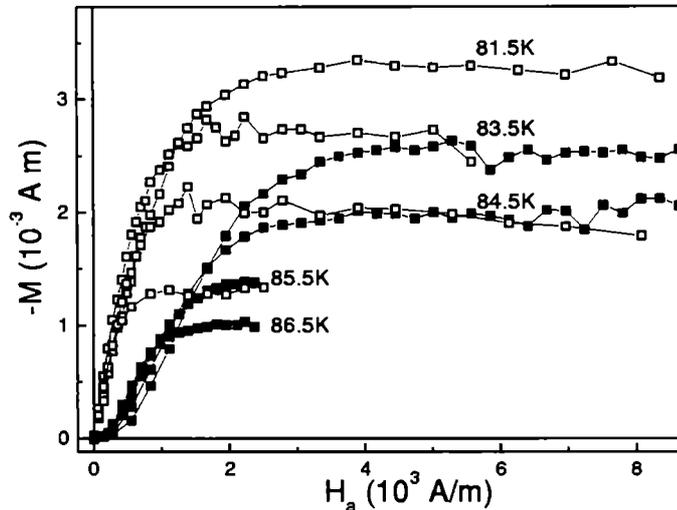
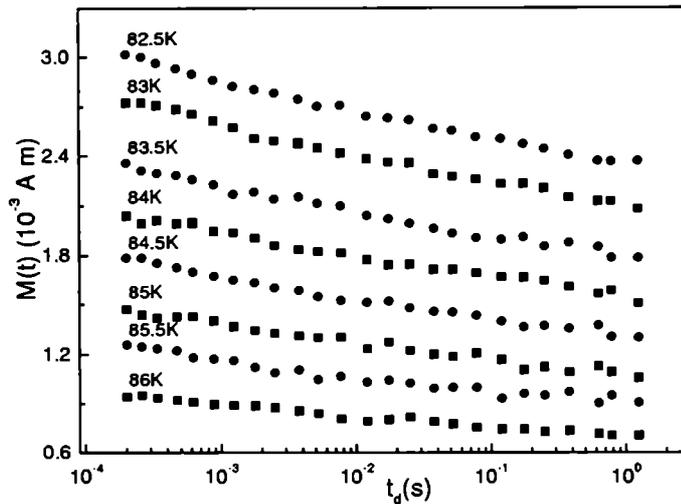


Fig. 4.2: Magnetización en función de la amplitud de campo en la muestra de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a distintas temperaturas. Los símbolos llenos corresponden a un disparo laser por ciclo y los vacíos a dos. Las líneas son una guía para el ojo.

### 4.1.2 Mediciones en función del tiempo de retardo

En la figura 4.3 se muestra una sistemática realizada en la muestra de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a diversas temperaturas entre  $82.5 K$  y  $86 K$  de la señal obtenida en el osciloscopio como consecuencia del calentamiento del laser integrada en el tiempo en función de diferentes retardos  $t_d$  desde el apagado del campo magnético [66]. Dado que el campo aplicado pulsado excederá en todos los casos el  $H_c$  (ec. 1.12), no es necesario distinguir mediciones realizadas

con 1 o 2 disparos laser. En la sección 6.1.2 se analizan estos resultados dentro del modelo desarrollado en el capítulo 5.



**Fig. 4.3:** Relajación de la magnetización remanente en función de  $t_d$  en la muestra de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a distintas temperaturas.

## 4.2 Técnica con contactos

En el caso de la técnica con contactos, la inductancia del circuito eléctrico resultante fue dos órdenes menor que en el caso de las bobinas, razón por la cual la señal medida corresponde al voltaje generado por el movimiento de vórtices al calentar la muestra con el pulso laser. La señal típica obtenida con esta técnica se muestra en la figura 4.4, donde también se grafica la intensidad del pulso laser, medida con un fotodiodo rápido [77]. Se observa un pequeño retardo entre el inicio de la iluminación de la película y la detección del movimiento de vórtices (resolución 2 mV). También se observa que el ancho del pulso de tensión es menor que la duración del pulso laser y mucho menor que el pulso en temperatura al calentar la película [67].

En este caso como en el de medición con bobinas, también depende el signo de la señal del signo de la magnetización irreversible (ver sección 1.2) y al aumentar el tiempo de retardo, la señal detectada también resulta menor. Con esta técnica se observó que la señal

correspondiente a una misma temperatura, amplitud de campo y retardo  $t_d$  depende de la fracción de la muestra iluminada, presentando un nuevo cambio de signo al iluminar la zona más cercana a los contactos respecto de iluminar la zona más alejada [77], cambio de signo que claramente no está presente en el caso de detección con bobinas. En la figura 4.4 se puede observar la forma de la señal detectada y, al igual que con las bobinas, el cero en el eje del tiempo corresponde al momento en el que la señal actúa como disparador para el osciloscopio y en cada caso significa que transcurrió un tiempo  $t_d$  desde la aplicación del campo.

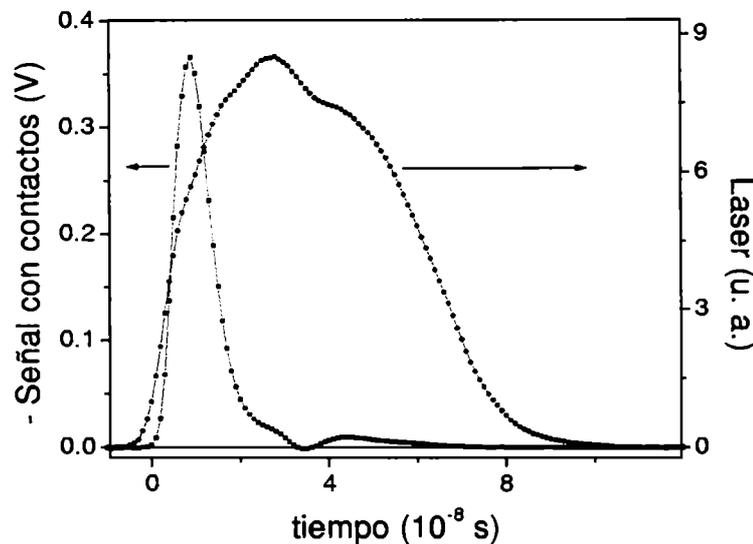
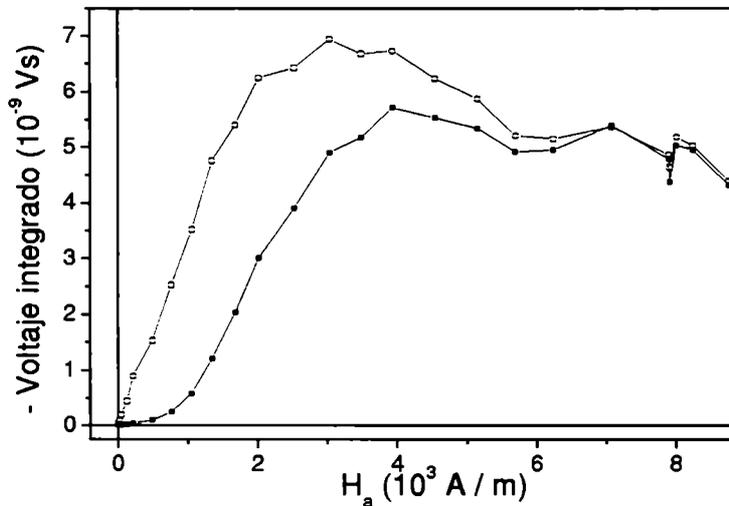


Fig. 4.4: Forma de la señal detectada con los contactos en la muestra de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a 73 K.

Con esta técnica se realizaron sistemáticas para distintos retardos  $t_d$  luego del prendido y el apagado del campo (relajación de la magnetización irreversible e irreversible remanente), otras para distintas amplitudes de campo magnético con uno o dos pulsos laser disparados durante un mismo ciclo de medición y también sistemáticas variando la zona de iluminación de la muestra. Las sistemáticas se realizaron manteniendo fija la temperatura, para distintos valores entre 64 y 86.5 K. En todos los casos se analizó el valor de la integral temporal de la señal observada en el osciloscopio, integrando hasta los 20 ns desde el comienzo del pulso, sin tener en cuenta las colas que aparecen a tiempos largos y que serán objeto de discusión más adelante en la sección 6.2.4. Los resultados para ambas muestras fueron similares, por lo que presentamos aquí sólo los obtenidos en la película de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  depositada en el sustrato de  $NdGaO_3$  al cual nos referiremos a partir de ahora como  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

### 4.2.1 Mediciones en función de campo magnético aplicado

Se realizó una sistemática estudiando el comportamiento de la integral temporal de la señal en función de la amplitud de campo magnético aplicado luego de  $40 \mu s$  del prendido del campo a una temperatura de  $73 K$  (ver figura 4.5). Se realizaron mediciones con un único pulso laser a  $40 \mu s$  del prendido del campo y otras con un segundo pulso después de apagar el campo, observándose diferencias a amplitudes de campo pequeñas que serán analizadas en la sección 6.2.1 dentro del marco del modelo de estado crítico. En la sección 4.1.1 se presentó un experimento similar realizado con la técnica de detección con bobinas.



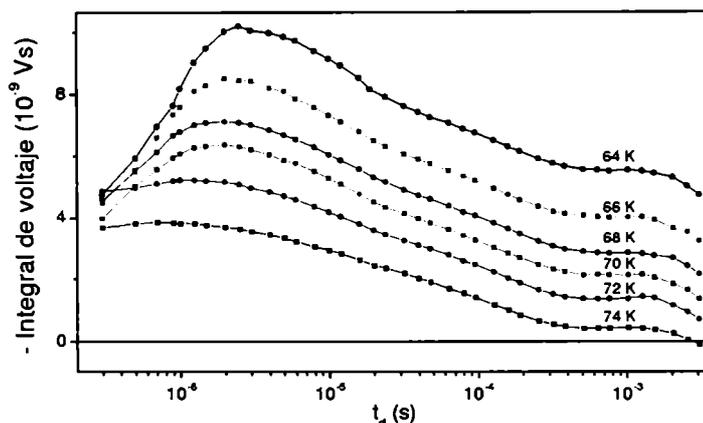
**Fig. 4.5:** Mediciones en función de la amplitud de campo en la muestra de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a  $73 K$  (ver texto) para  $t_d = 40 \mu s$ . Los símbolos llenos corresponden a un disparo laser por ciclo y los vacíos a dos. Las líneas son una guía para el ojo.

### 4.2.2 Mediciones en función del tiempo de retardo

#### Mediciones con campo aplicado, iluminando distintas fracciones de la muestra

En la figura 4.6 se muestra una sistemática realizada en la muestra de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a diversas temperaturas entre  $64 K$  y  $74 K$ , iluminando una fracción igual a las dos terceras partes del área libre de la muestra del lado más cercano a los contactos. Cada punto graficado

representa la integral temporal de la señal obtenida en el osciloscopio como consecuencia del calentamiento con el pulso laser para diferentes retardos  $t_d$  desde la aplicación de un campo magnético de  $8800 \text{ A/m}$  de amplitud.



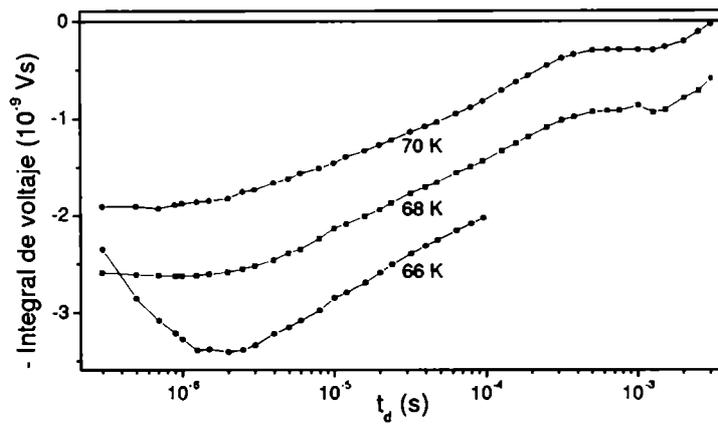
**Fig. 4.6:** Señal con contactos integrada en el tiempo, en función de  $t_d$  en la muestra de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a distintas temperaturas iluminando las dos terceras partes del área libre de la muestra del lado de los contactos con un campo aplicado de  $8800 \text{ A/m}$ . Las líneas son una guía para el ojo.

En la figura 4.7 se muestran los resultados en la misma situación anterior a  $66 \text{ K}$ ,  $68 \text{ K}$  y  $70 \text{ K}$  pero iluminando una fracción igual a las dos terceras partes del área libre de la muestra, del lado opuesto a los contactos. Obsérvese el cambio de signo de la señal respecto de la medición anterior presentada en la figura 4.6.

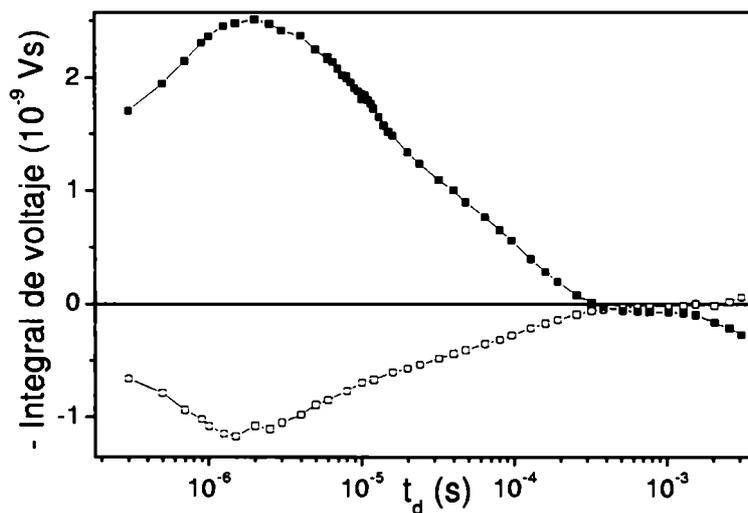
En la figura 4.8 se muestran los resultados obtenidos a  $68 \text{ K}$  pero iluminando sólo el 15 % del área, del lado de los contactos y del lado opuesto en función de diferentes retardos  $t_d$  desde la aplicación de un campo magnético de  $8800 \text{ A/m}$  de amplitud, reobteniendo el resultado del cambio de signo al cambiar la zona iluminada.

En la figura 4.9 se muestran los resultados obtenidos a distintas temperaturas entre  $72 \text{ K}$  y  $79 \text{ K}$  iluminando el 60 % del área libre de la cinta, del lado de los contactos en función de diferentes retardos  $t_d$  desde la aplicación de un campo magnético de  $2000 \text{ A/m}$  de amplitud.

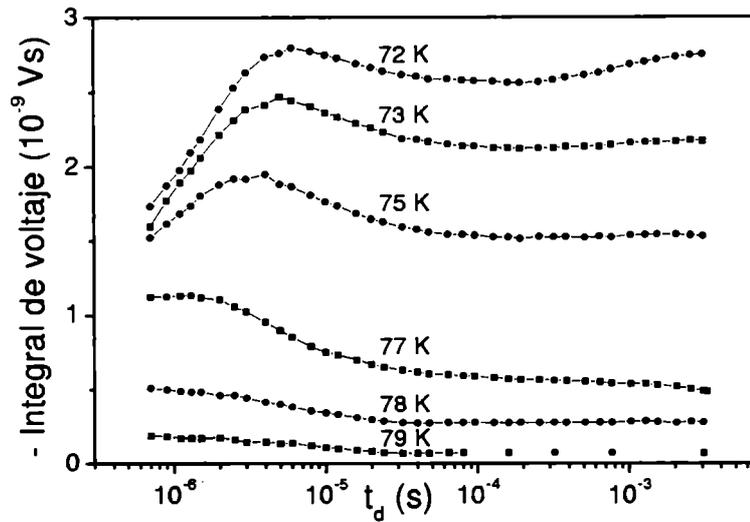
En la sección 6.2 se analizan estos resultados dentro de un modelo (sección 5.1) en el cual se considera la relajación por activación térmica, para la geometría con alto factor demagnetizante de la muestra [25] y considerando la forma del prendido del campo [78].



**Fig. 4.7:** Señal con contactos integrada en el tiempo, en función de  $t_d$  en la muestra de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a distintas temperaturas iluminando las dos terceras partes del área libre de la muestra del lado opuesto a los contactos con un campo aplicado de  $8800 \text{ A/m}$ . Las líneas son una guía para el ojo.



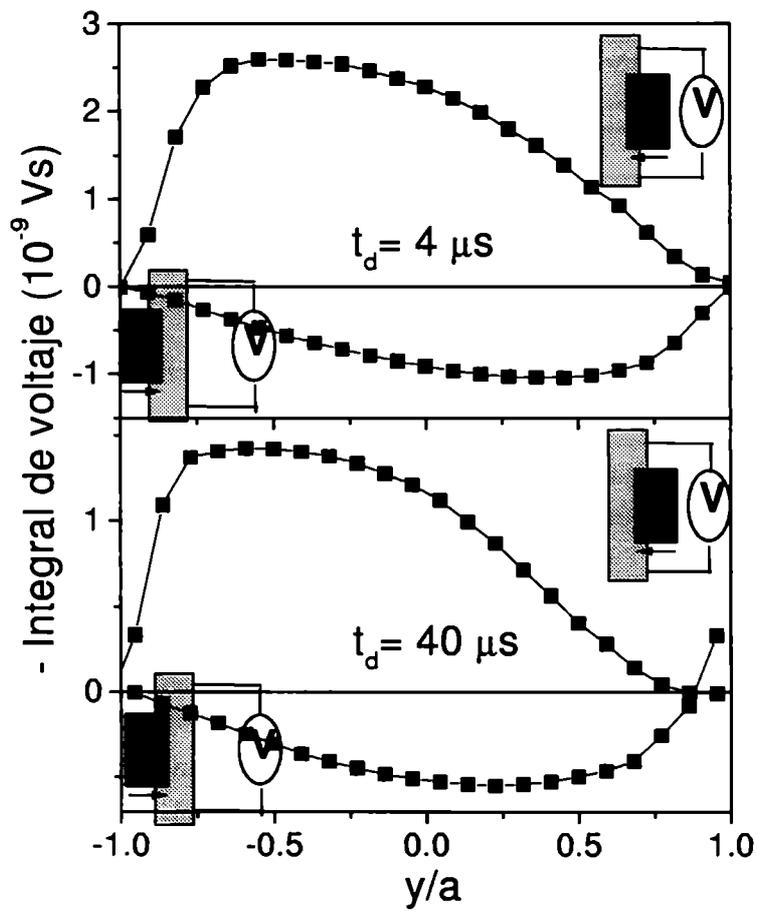
**Fig. 4.8:** Señal con contactos integrada en el tiempo, en función de  $t_d$  en la muestra de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a  $68 \text{ K}$  iluminando un área de  $0.15$  de la muestra del lado de los contactos (símbolos llenos) y del lado opuesto (símbolos vacíos). Las líneas son una guía para el ojo.



**Fig. 4.9:** Señal con contactos integrada en el tiempo, en función de  $t_d$  en la muestra de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a diferentes temperaturas, iluminando un área de 0.6 de la muestra del lado de los contactos con un campo aplicado de  $2000 A/m$  de amplitud. Las líneas son una guía para el ojo.

#### 4.2.3 Mediciones en función de la zona iluminada

Se realizó una sistemática a  $73 K$  estudiando el comportamiento de la señal en función de la fracción de la muestra iluminada a  $4 \mu s$  y a  $40 \mu s$  de aplicar un campo magnético de  $8800 A/m$ . Se realizaron mediciones iluminando la zona más cercana a los contactos y otras iluminando la zona más alejada. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 4.10 tanto para la sistemática cercana como para la alejada de los contactos (ver recuadros) y serán analizadas en la sección 6.2.3. En la sistemática calentando el lado cercano a los contactos (recuadros superiores), la absisa en la figura 4.10 denota la posición respecto del centro de la muestra del borde izquierdo de la rendija. En la sistemática calentando el lado más alejado a los contactos (recuadros inferiores), la absisa en la figura 4.10 denota la posición respecto del centro de la muestra del borde derecho de la rendija.



**Fig. 4.10:** Mediciones en función de la fracción de muestra calentada para la muestra de  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a 73 K a  $4 \mu s$  y a  $40 \mu s$ . Las líneas son una guía para el ojo.

## Capítulo 5

# Simulaciones numéricas y soluciones analíticas

La técnica experimental para la medición de la magnetización desarrollada en este trabajo extendió la ventana temporal hacia los tiempos cortos, y redujo en más de 5 décadas el rango de observación respecto de las técnicas convencionales existentes.

El reciente avance teórico en la comprensión de la fuerte relajación magnética de los SAT consiste, en parte, en haber modelizado la dependencia en corriente de las barreras de anclaje de los vórtices y en haber resuelto la ecuación de difusión altamente no lineal que resulta para estos sistemas. Esto fue posible para condiciones próximas a las del equilibrio y geometrías sencillas, es decir se ha resuelto en forma analítica el problema para una placa infinita en un campo paralelo a sus paredes, siendo la condición inicial la de un perfil de campo homogéneo dentro de la placa y la aplicación instantánea de una perturbación al campo magnético.

Desde luego, estas condiciones son muy lejanas a las condiciones de nuestros experimentos, donde los tiempos de observación son comparables a los tiempos de variación del campo magnético, a pesar que éste es aplicado con un flanco de subida de hasta 1000 T/s. Los resultados mostraron una fuerte discrepancia con las dependencias temporales predichas por la teoría. Esta situación nos llevó a la necesidad de resolver un problema mucho más complejo a los resueltos en el capítulo 2, el de una cinta en una configuración transversal (alto factor demagnetizante) a la que se le aplica un campo magnético cuyo valor final no es pequeño

respecto del inicial, y es relevante la forma funcional del flanco de subida. Para esto fue necesario entonces realizar simulaciones numéricas para encontrar la solución a las ecuaciones no lineales y no locales que describen este sistema, como se presentó en el Inciso 1.3.2. El estudio de estas soluciones nos permitió tener una idea precisa de los fenómenos involucrados en los resultados experimentales de la relajación a tiempos cortos, como el rol jugado por los distintos términos de la ecuación 3.3 en la técnica de medición con contactos, pudiendo reproducir al momento de finalización de esta tesis todos los resultados experimentales obtenidos.

## 5.1 Resolución del problema de relajación en una cinta delgada

Se resolvió numéricamente el problema planteado en el inciso 1.3.2 para obtener la magnetización de una cinta delgada superconductor en un campo magnético aplicado en forma perpendicular y el caso asimétrico del inciso 1.3.3 cuando se produce un calentamiento parcial de la muestra con el pulso laser. El caso simétrico fue resuelto basándonos en los trabajos previos de Brandt [25, 26, 28, 79], mientras que el caso del calentamiento parcial fue desarrollado para esta tesis [29].

La resolución requiere de una ecuación constitutiva entre el campo eléctrico  $E$  y la densidad de corriente laminar  $\mathcal{J}$  para obtener una ecuación integro-diferencial para  $\mathcal{J}$ . Esta ecuación constitutiva resulta de los modelos tratados en el capítulo 2 que proponen expresiones para  $U(j)$ , y con estas relaciones se obtiene  $E(j)$  haciendo uso de la ley de Arrhenius,  $E = E_0 \exp\left(-\frac{U(j)}{kT}\right)$  donde  $E_0$  es el campo eléctrico característico a potencial de anclaje nulo cuando la densidad de corriente es  $j_c$ . Para  $j \ll j_c$ , del modelo de “creep” colectivo visto en la sección 2.3.1, obtenemos  $U(j) = U_0 \left( \left( \frac{j_c}{j} \right)^\mu - 1 \right)$ , para el régimen de anclaje individual con  $\mu = \frac{1}{7}$ . Esta expresión se puede aproximar por  $U(j) = U_0 \left( \left( \frac{j_c}{j} \right)^{\frac{1}{7}} - 1 \right) \approx -U_0 \ln \left( \frac{j}{j_c} \right)$ . Por otro lado para corrientes cercanas a la crítica,  $j \approx j_c$ , las barreras tienen una dependencia lineal en  $j$  como en el modelo de Anderson-Kim (sección 2.2) con  $U(j) = U_0 \left( 1 - \frac{j}{j_c} \right)$  que puede ser aproximada por  $U(j) \approx -U_0 \ln \left( 1 - \left( 1 - \frac{j}{j_c} \right) \right) = -U_0 \ln \left( \frac{j}{j_c} \right)$  en el rango de corrientes cercanas a la crítica.

De estas consideraciones obtenemos la relación constitutiva fuertemente no lineal  $E(j) = E_0 \left(\frac{j}{j_c}\right)^n$  para  $j \leq j_c$  con  $n = \left(\frac{U_0(T)}{kT}\right)$ .

Es claro que la resolución de las ecuaciones 1.19 y 1.21 que rigen el fenómeno y que se transcriben a continuación,

$$E(\tilde{y}, \tilde{t}) = -\frac{\mu_0 a J_c}{\pi \tau_M} \left( \pi \tilde{y} \frac{\partial \mathcal{H}_a}{\partial \tilde{t}}(\tilde{t}) + \int_0^1 \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \tilde{t}}(\tilde{v}, \tilde{t}) K(\tilde{y}, \tilde{v}) d\tilde{v} \right) \quad (1.19)$$

$$E(1, t) - E(\tilde{y}, t) = -\mu_0 J_c a \left( (1 - \tilde{y}) \frac{\partial \mathcal{H}_a}{\partial t}(t) + \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t}(\tilde{v}, t) \ln \left| \frac{\tilde{y} - \tilde{v}}{1 - \tilde{v}} \right| d\tilde{v} \right) \quad (1.21)$$

requiere de métodos numéricos, salvo en ciertos regímenes particulares que se analizarán más adelante en el inciso 5.2.

### 5.1.1 Método para la resolución de la ecuación integro-diferencial en forma numérica

#### Integración espacial

Aparecen tres problemas para resolver la ecuación integro-diferencial al reemplazar  $E(j)$  en las ecuaciones 1.19 o 1.21.

#### i) Singularidad de la corriente de apantallamiento ideal en los bordes de la muestra

$$\mathcal{J}_l(\tilde{y}) = -\frac{2\tilde{y}H_a}{\sqrt{1 - \tilde{y}^2}} \quad \text{en } \tilde{y} = \pm 1 \quad (5.1)$$

#### ii) Singularidad logarítmica del Kernel

En el caso de tener simetría en la densidad de corrientes

$$K(\tilde{y}, \tilde{v}) = \ln \left| \frac{\tilde{y} + \tilde{v}}{\tilde{y} - \tilde{v}} \right| = K(\tilde{v}, \tilde{y}) \quad \text{en } \tilde{y} = \tilde{v}; \text{ con } \tilde{y} \geq 0 \quad (5.2)$$

o bien si no hay simetría

$$K(\tilde{y}, \tilde{v}) = \ln \left| \frac{\tilde{y} - \tilde{v}}{1 - \tilde{v}} \right| \quad \text{en } \tilde{y} = \tilde{v} \text{ y en } \tilde{v} = 1 \quad (5.3)$$

### iii) La derivada de la ecuación integro-diferencial está del lado incorrecto

Por esta razón no es posible una integración inmediata.

### Método para resolver estos inconvenientes

i) Primero se realiza un cambio de variable, sustituyendo en la ecuación  $\tilde{y}$  y  $\tilde{v}$  por una función impar  $\tilde{y}(s) = \tilde{v}(s)$  de una variable  $s$  con  $\tilde{y}(0) = 0$ ,  $\tilde{y}(1) = 1$  y  $\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(1) = 0$ . Por ejemplo:  $\tilde{y}(s) = 1.5s - 0.5s^3$ ;  $\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s} = 1.5(1 - s^2)$  [25];  $\tilde{y}(s) = \frac{15}{8}s - \frac{5}{4}s^3 + \frac{3}{8}s^5$ ;  $\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s} = \frac{15}{8}(1 - s^2)^2$  [26]; o bien, como en la referencia [28], donde además se pide  $\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(0) = 0$  con  $\tilde{y}(s) = 3s^2 - 2s^3$ ;  $\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s} = 6s(1 - s)$ . Con esta sustitución las integrales del tipo  $\int f(\tilde{y})d\tilde{y}$  quedarán expresadas como  $\int f[\tilde{y}(s)]\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}ds$ . Este reemplazo de  $\tilde{y}(s)$  elimina las singularidades que aparecen en el borde de la muestra ya que  $\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}$  se anula allí.

Luego se discretiza la integral reemplazándola por una sumatoria, discretizando la variable  $s$ , por ejemplo con  $N$  puntos equidistantes  $s_i = \frac{(i-\frac{1}{2})}{N}$ , con  $i = 1, 2 \dots N$  y  $N \sim 10 \dots 100$  quedando entonces

$$\int \mathcal{J}(\tilde{v}, \tilde{t})K(\tilde{y}, \tilde{v})d\tilde{v} = \int \mathcal{J}[(\tilde{v}(s), \tilde{t})]K[\tilde{y}(s), \tilde{v}(s)]\frac{\partial \tilde{v}}{\partial s}ds = f(\tilde{y}, \tilde{t}) \quad (5.4)$$

que discretizando pasa a:

$$\begin{aligned} f_i(t) &= \sum_j K_{ij} \mathcal{J}_j(t) \\ \text{con: } f_i(t) &= f(\tilde{y}(s_i), t) \\ \mathcal{J}_j(t) &= \mathcal{J}(\tilde{v}(s_j), t) \\ K_{ij}(t) &= \frac{K(\tilde{y}(s_i), \tilde{v}(s_j))\frac{\partial \tilde{v}}{\partial s}(s_j)}{N} \end{aligned} \quad (5.5)$$

ii) Falta resolver el problema de las divergencias logarítmicas en  $i = j$ . La solución será tomar  $K_{ii}$  tal que  $f_i(t) = \sum_j K_{ij} \mathcal{J}_j(t)$  iguale a la integral en el caso particular con  $\mathcal{J}$  constante y los límites de integración tendiendo a infinito. La función par  $\ln |\tilde{y} - \tilde{v}| = \ln |\tilde{y}(s_i) - \tilde{v}(s_j)|$

en  $i = j$  puede ser reemplazada por  $\ln\left(\frac{1}{2\pi N} \frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(s_i)\right)$ . Para el caso de tener simetría de las corrientes resulta una matriz de  $N \times N$  definida por:

$$K_{ij} = \begin{cases} -\frac{1}{N} \frac{\partial \tilde{y}(s_j)}{\partial s} \ln \left| \frac{\tilde{y}(s_i) - \tilde{y}(s_j)}{\tilde{y}(s_i) + \tilde{y}(s_j)} \right| & \text{si } i \neq j \\ -\frac{1}{N} \frac{\partial \tilde{y}(s_j)}{\partial s} \ln \left( \frac{1}{4\pi N \tilde{y}(s_j)} \frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(s_j) \right) & \text{si } i = j \end{cases} \quad (5.6)$$

donde tenemos  $N$  reemplazos por divergencias logarítmicas en  $i = j$ .

Cuando no hay simetría en la distribución de corriente se tiene una matriz  $K_{ij}$  de  $2N \times 2N$  definida para  $-(N-1) \leq i \leq N-1$ , luego del cambio de variables antes mencionadas  $\tilde{y}(s)$ , con la variable  $s$ , que ahora recorre todo el ancho de la muestra con  $s_j = \frac{(j-\frac{1}{2})}{N}$ , y  $-(N-1) \leq j \leq N$

$$K_{ij} = \begin{cases} -\frac{1}{N} \frac{\partial \tilde{y}(s_j)}{\partial s} \ln \left| \frac{\tilde{y}(s_N) - \tilde{y}(s_j)}{\tilde{y}(s_i) - \tilde{y}(s_j)} \right| & \text{si } i \neq j \text{ y } j \neq N \\ -\frac{1}{N} \frac{\partial \tilde{y}(s_j)}{\partial s} \ln \left| \frac{2\pi N(\tilde{y}(s_N) - \tilde{y}(s_j))}{\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(s_j)} \right| & \text{si } i = j \text{ y } j \neq N \\ -\frac{1}{N} \frac{\partial \tilde{y}(s_N)}{\partial s} \ln \left| \frac{\frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(s_N)}{2\pi N(\tilde{y}(s_i) - \tilde{y}(s_N))} \right| & \text{si } i \neq j \text{ y } j = N \end{cases} \quad (5.7)$$

### Integración temporal

iii) Para hallar  $\mathcal{J}_i(t)$  para todo  $t \geq 0$  comenzando con la condición inicial  $\mathcal{J}(\tilde{y}, t=0) = 0$  al prender el campo  $H_a(t)$  a  $t=0$ , invertimos la matriz  $K_{ij}$ . La inversa  $K_{ij}^{-1}$  debe calcularse una sola vez. Luego de la ecuación  $f_i(t) = \sum_j K_{ij} \mathcal{J}_j(t)$  despejamos  $\mathcal{J}_i(t) = \sum_j K_{ij}^{-1} f_j(t)$  con lo cual podemos escribir la ecuación integro-diferencial (ec. 1.19)

$$E(\tilde{y}, \tilde{t}) = -\frac{\mu_0 a J_c}{\pi \tau \dot{H}_a} \left( \pi \tilde{y} \frac{\partial \mathcal{H}_a(\tilde{t})}{\partial \tilde{t}} + \int_0^1 \frac{\partial \mathcal{J}(\tilde{v}, \tilde{t})}{\partial \tilde{t}} K(\tilde{y}, \tilde{v}) d\tilde{v} \right)$$

como

$$-\frac{\pi \tau \dot{H}_a E(\tilde{y}, \tilde{t})}{\mu_0 a J_c} - \pi \tilde{y} \frac{\partial \mathcal{H}_a(\tilde{t})}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial f(\tilde{y}, \tilde{t})}{\partial \tilde{t}} \quad (5.8)$$

que multiplicando por  $K_{ij}^{-1}$  resulta

$$\frac{\partial \mathcal{J}_i(\tilde{t})}{\partial \tilde{t}} = \sum_{j=1}^N K_{ij}^{-1} \left( -\frac{\pi \tau \dot{H}_a E(\mathcal{J}_j(\tilde{t}), \tilde{t})}{\mu_0 a J_c} - \pi \tilde{y}(s_j) \frac{\partial \mathcal{H}_a(\tilde{t})}{\partial \tilde{t}} \right) \quad (5.9)$$

En el caso de no tener simetría en la distribución de corrientes, la ecuación a integrar es la ecuación (1.21):

$$E(1, t) - E(\tilde{y}, t) = -\mu_0 a J_c \left( (1 - \tilde{y}) \frac{\partial \mathcal{H}_a(t)}{\partial t} + \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\partial \mathcal{J}(\tilde{v}, t)}{\partial t} \ln \left| \frac{\tilde{y} - \tilde{v}}{1 - \tilde{v}} \right| d\tilde{v} \right)$$

para  $-1 \leq \tilde{y} < 1$ , más la condición adicional  $\int_{-1}^1 \mathcal{J}(\tilde{y}, t) d\tilde{y} = 0$ . Definiendo  $f(\tilde{y}, t) = \int_{-1}^1 \mathcal{J}(\tilde{v}, t) \ln \left| \frac{\tilde{y} - \tilde{v}}{1 - \tilde{v}} \right| d\tilde{v}$ , para  $-1 \leq \tilde{y} < 1$  que discretizamos como  $f_i(t) = \sum_{j=-(N-1)}^N K_{ij} \mathcal{J}_j$  para  $-(N-1) \leq i \leq N-1$  con la definición de  $K_{ij}$  dada anteriormente, más la condición para que la corriente total sea nula, discretizada como  $\sum_{j=-(N-1)}^N \mathcal{J}_j \frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(s_j) = 0$  de tal forma que nos queda para resolver el sistema de  $2N$  ecuaciones

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{j=-(N-1)}^N K_{ij} \mathcal{J}_j(t) = -\frac{2\pi}{\mu_0 a J_c} [E(\mathcal{J}_N(t)) - E(\mathcal{J}_i(t))] - 2\pi(\tilde{y}(s_N) - \tilde{y}(s_i)) \frac{\partial \mathcal{H}_a}{\partial t} \quad (5.10)$$

válida para  $-(N-1) \leq i \leq N-1$  que junto a la ecuación para las corrientes

$$\sum_{j=-N}^N \mathcal{J}_j \frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(s_j) = 0 \quad (5.11)$$

nos permite agregar la fila que necesitábamos en la matriz  $K_{ij}$  para poder invertirla. De esta forma definimos  $K_{ij} = \frac{\partial \tilde{y}}{\partial s}(s_j)$  para  $i = N$  y  $f_N(t) = 0$  obteniendo al multiplicar por  $K_{ij}^{-1}$ , para  $-N \leq i \leq N$

$$\frac{\partial \mathcal{J}_i(t)}{\partial t} = \sum_{j=-N}^{N-1} K_{ij}^{-1} \left( -\frac{2\pi}{\mu_0 a J_c} (E(\mathcal{J}_N(t)) - E(\mathcal{J}_i(t))) - 2\pi(\tilde{y}(s_N) - \tilde{y}(s_j)) \frac{\partial \mathcal{H}_a}{\partial t} \right) \quad (5.12)$$

Esta ecuación diferencial fue integrada numéricamente con un programa realizado en lenguaje para MatLab, que utiliza un método predictivo-corrector de Adams [80].

Una vez que obtenemos  $\mathcal{J}(t)$  podemos calcular

$$M(t) = J_c a^2 \int_{-1}^1 \mathcal{J}(\tilde{y}, t) \tilde{y} d\tilde{y} = 2J_c a^2 \sum_{j=-(N-1)}^N \frac{\mathcal{J}_j(t) \tilde{y}_j}{N} \quad (5.13)$$

## 5.2 Resolución analítica del problema simétrico en ciertos regímenes

De la ecuación de Maxwell  $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$  podemos reescribir la ecuación 1.19 antes de la integración espacial, obteniendo una igualdad verificada localmente:

$$\frac{\partial E}{a \partial \tilde{y}} = -\frac{\partial B}{\partial t} = -\mu_0 \left( \frac{\partial H_a}{\partial t} + \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\partial J}{\partial t}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v} - \tilde{y}} \right) \quad (5.14)$$

Esta ecuación puede ser resuelta analíticamente en dos regímenes distintos a saber: a)  $|\dot{H}_a| \gg \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v} - \tilde{y}} \right|$  y b)  $|\dot{H}_a| \ll \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v} - \tilde{y}} \right|$

a) En el primer caso la ecuación 5.14 se reduce a:

$$\frac{\partial E}{a \partial \tilde{y}} = -\mu_0 \left( \frac{\partial H_a}{\partial t} \right) \quad (5.15)$$

con lo que el campo eléctrico queda determinado por el producto de una función temporal y la posición:

$$E(\tilde{y}, t) = -\mu_0 a \tilde{y} \dot{H}_a(t) + f(t); \quad \text{con } f(t) = 0 \text{ por simetría.} \quad (5.16)$$

Para el caso particular de un preñado exponencial con una amplitud  $H_{max} > 0$  y un tiempo característico  $\tau$  resulta:

$$E(\tilde{y}, t) = -\mu_0 a \tilde{y} \frac{H_{max}}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.17)$$

del cual obtenemos al utilizar una relación entre el campo eléctrico y las corrientes del tipo  $E(J) = E_0 \left( \left| \frac{J}{J_c} \right| \right)^n \text{sgn}(J)$ , una dependencia para las densidades de corrientes del tipo:

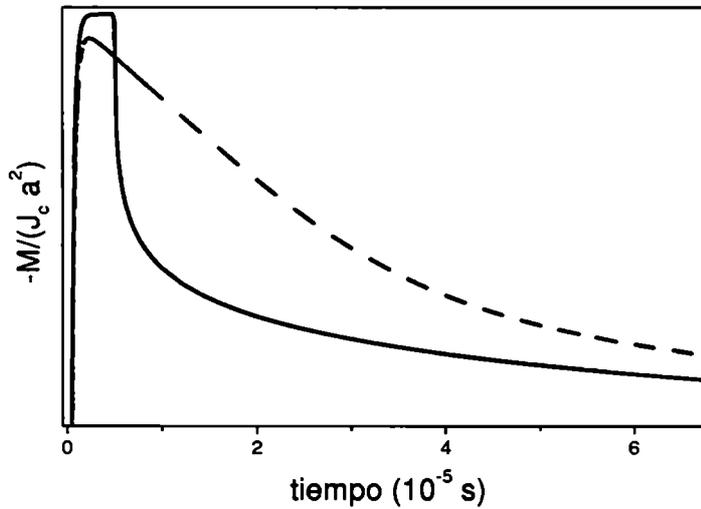
$$J(\tilde{y}, t) = -J_c \left( \frac{\mu_0 a H_{max}}{E_0 \tau} \right)^{\frac{1}{n}} \exp\left(-\frac{t}{n\tau}\right) \tilde{y}^{\frac{1}{n}} \quad (5.18)$$

con lo que resulta una dependencia temporal para la magnetización:

$$M(t) = 2a \int_0^1 \tilde{y} J(\tilde{y}, t) d\tilde{y} = -2a J_c \left( \frac{\mu_0 a H_{max}}{E_0 \tau} \right)^{\frac{1}{n}} \exp\left(-\frac{t}{n\tau}\right) \frac{n}{2n+1} \quad (5.19)$$

En el caso de un prendido lineal, el  $\dot{H}_a$  es constante, con lo cual el campo eléctrico, las corrientes y la magnetización no presentan dependencias temporales.

Se realizaron simulaciones para diferentes prendidos del campo magnético aplicado, uno lineal en el tiempo y otro exponencial, más cercano a las condiciones obtenidas experimentalmente debido a la electrónica utilizada. Los resultados de la magnetización calculada en función del tiempo se muestran en el gráfico 5.1, en donde el eje vertical se encuentra en escala logarítmica. En él se pueden observar los regímenes de  $M$  constante para el prendido lineal (Línea llena), o bien el régimen exponencial en  $t$  predicho por la ecuación 5.19 para el prendido exponencial (línea a trazos).



**Fig. 5.1:** Logaritmo de la magnetización calculada en función del tiempo para un prendido lineal en el tiempo (línea llena) y uno exponencial (línea a trazos).

Por otra parte de aquí podemos obtener el tiempo característico en el cual se produce el cambio de régimen y en el cual comienza a pesar el segundo término de la ecuación 5.14.

Dado que tenemos para este régimen la dependencia de  $J(\tilde{y}, t)$ , derivando respecto del tiempo y evaluando el término  $\frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-\tilde{y}}$  podemos compararlo con el término  $\dot{H}_a$  y hallar el tiempo en el cual deja de ser válida la hipótesis de este régimen.

Teníamos  $E = -\mu_0 \left( a\tilde{y} \frac{\partial H_a}{\partial t} \right)$  (ec. 5.16) que al considerar la relación  $E(J) = E_0 \left( \left| \frac{J}{J_c} \right| \right)^n \text{sgn}(J)$  resulta una densidad de corriente  $J = -J_c \text{sgn} \left( \frac{\partial H_a}{\partial t} \right) \left( \frac{\mu_0 a\tilde{y}}{E_0} \left| \frac{\partial H_a}{\partial t} \right| \right)^{\frac{1}{n}}$ . Derivando con respecto

del tiempo, obtenemos  $\dot{J}$  y por lo tanto el término de  $\dot{H}_a$  será el que predomine en la ecuación 5.14 siempre y cuando se satisfaga:

$$\left| \frac{J_c \ddot{H}_a}{2\pi n} \left( \frac{\mu_0 a}{E_0} \right)^{\frac{1}{n}} |\dot{H}_a|^{\left(\frac{1-n}{n}\right)} \int_{-1}^1 \tilde{v}^{\frac{1}{n}} \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v} - \tilde{y}} \right| \ll |\dot{H}_a| \quad (5.20)$$

Para el caso de un prendido exponencial con los valores de los parámetros semejantes a los utilizados experimentalmente, con  $\tau$  de  $3.5 \cdot 10^{-6}$  s, una amplitud de campo de  $8000$  A/m,  $a = 0.001$  m,  $n = 20$ ,  $E_0 = 0.01$  V/m se obtienen tiempos de cambio de régimen del orden de los  $50$   $\mu$ s.

$$\text{b) Régimen en el cual } |\dot{H}_a| \ll \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v} - \tilde{y}} \right|$$

Aquí también proponemos utilizar la separación de variables  $J(y, t) = -J_c Y(y) T(t) \text{sgn}(\dot{H}_a)$ , con lo cual  $Y(y)$  y  $T(t)$  son definidas positivas. Este resultado fue verificado con las simulaciones realizadas.

En este caso la ecuación 5.14 se reduce a:

$$\frac{\partial E}{\partial \tilde{y}} = -\frac{\mu_0 a}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v} - \tilde{y}} \quad (5.21)$$

que junto con la relación entre el campo eléctrico y las densidades de corrientes  $E(J) = E_0 \left( \frac{J}{J_c} \right)^n \text{sgn}(J)$  resulta:

$$-\frac{E_0}{J_c^n} \frac{\partial Y^n}{\partial \tilde{y}}(\tilde{y}) T^n(t) = \frac{\mu_0 a}{2\pi} \dot{T}(t) \int_{-1}^1 Y(\tilde{v}) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v} - \tilde{y}} \quad (5.22)$$

que debe cumplir para que sea válido para todo  $\tilde{y}$  y  $t$ :

$$\frac{E_0 2\pi}{\mu_0 a J_c^n} \frac{\partial Y^n}{\partial \tilde{y}}(\tilde{y}) = -\frac{\dot{T}(t)}{T^n(t)} = \text{cte.} = 1 \quad (5.23)$$

De aquí resulta para la parte temporal la dependencia:

$$\dot{T}(t) = -T^n(t) \quad (5.24)$$

cuya solución es:

$$T(t) = \frac{1}{n^{-1} \sqrt{(t + t_0)(n - 1)}} \quad (5.25)$$

con  $t_0$  una constante de integración.

La forma espacial de las corrientes está dada por [81]:

$$Y(\tilde{y}) = \left[ \alpha^{\frac{n-1}{2n(n+1)}} \left( \frac{n(n+1)E_0}{2(n-1)\mu_0 J_c a^2} \right)^{\frac{1}{1-n}} \right] \tilde{y}^{\frac{1}{n}} \left[ 1 - \frac{\alpha^{-\frac{n-1}{n}}}{4} \frac{n-1}{n} \tilde{y}^{\frac{n+1}{n}} \right]^{\frac{1}{n+1}} \quad (5.26)$$

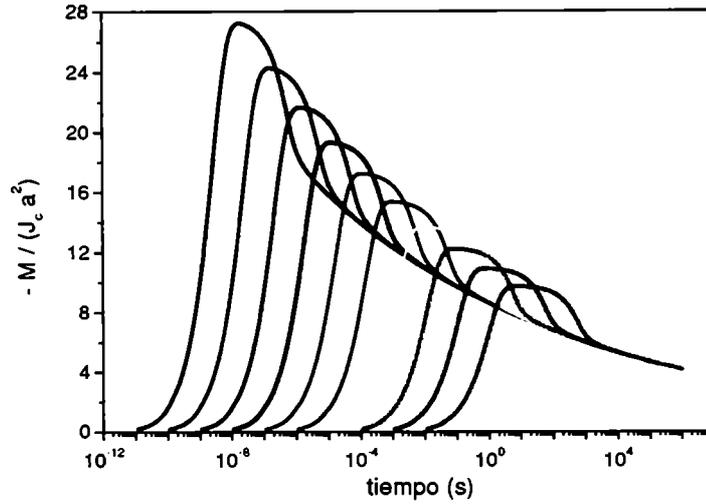
con  $\alpha$  otra constante de integración que verifica  $\frac{1}{2a} \leq \frac{\alpha^{-\frac{n-1}{n}}}{4} \frac{n-1}{n} \leq \frac{1}{a}$ . La dependencia temporal para tiempos “largos” tal que las variaciones del campo aplicado son despreciables, coincide con los resultados obtenidos en las teorías para la geometría de placa infinita [19, 18, 46] o para una cinta delgada para una relación particular entre  $E$  y  $J$  [27].

Es interesante notar que para  $t \gg \tau$ , la magnetización calculada,  $M(t)$ , parece ser independiente de la forma funcional del preddido del campo, habiendo una “pérdida de memoria” de la distribución de corrientes presente a tiempos cortos. Para reconfirmar esto, se simuló  $M(t)$  para un preddido de campo exponencial en el tiempo, con diferentes constantes de tiempo,  $\tau$ , para el mismo valor máximo de campo magnético aplicado,  $H_{max}$ . Como se observa en la figura 5.2, a tiempos largos las diferentes curvas tienden a una única curva (incluso sucede para distintos tipos de preddidos, sólo dependiendo del  $H_{max}$ ), y esto se entiende observando que en este límite la magnetización tiene la misma dependencia temporal de las densidades de corrientes definida por la ecuación 5.24 y ya no aparece  $\tau$  como parámetro ni tampoco ninguna información de la condición inicial; de modo, que una vez que el sistema entra en ese régimen, efectivamente perdió memoria.

Para las simulaciones tomamos  $j_c(0) = 5 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$  [82],  $T_{c0} = 86 \text{ K}$  y una dependencia de los potenciales de anclaje con temperatura del tipo  $U_0(T) = 150 T + 14300 \text{ K}$  [83].

### 5.3 Cálculo de la señal medida con contactos durante el preddido del campo aplicado

Para simular las señales medidas por un osciloscopio conectado a través de un par de



**Fig. 5.2:** Magnetización calculada en función del logaritmo del tiempo para un prendido de campo exponencial con diferentes tiempos característicos desde  $10^{-7}$  hasta 1 s, manteniendo fija la amplitud de campo en 8000 A/m.

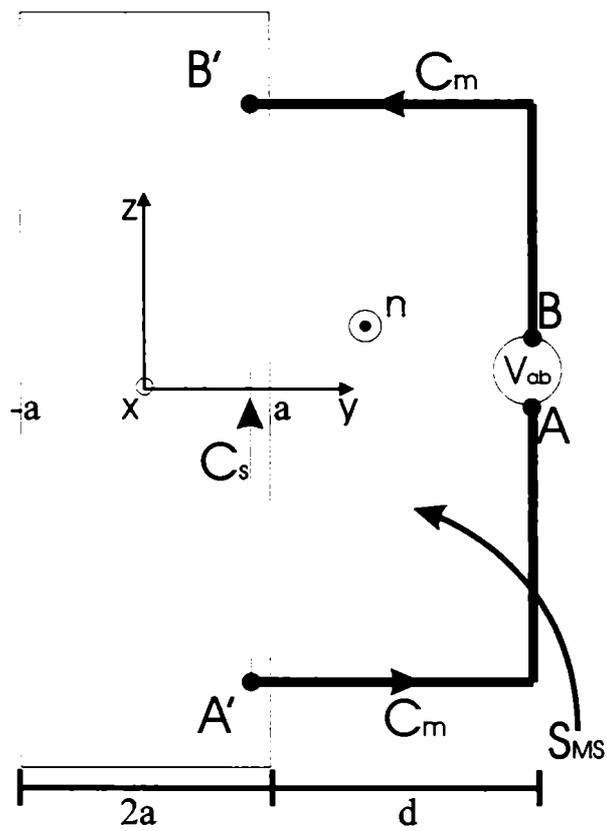
contactos a la muestra debemos considerar lo discutido en la sección 3.3.2. De esta forma el voltaje estará dado por la ecuación 3.3

$$V_{bc}(t) = V_B - V_C = \int_b^c [C_s] \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{l} - \frac{d\Phi_{MS}(t)}{dt} \quad (5.27)$$

con  $\mathbf{E}$  el campo eléctrico a lo largo de un camino  $C_s$  en la muestra superconductora y  $\Phi_{MS}$  el flujo concatenado por el camino  $C_s$  y los cables que conectan a la muestra con el osciloscopio (ver figura 5.3). Para una geometría de cinta delgada, con la simetría de traslación a lo largo del eje  $z$  resulta un voltaje por unidad de longitud  $L$

$$\frac{V(t)}{L} = E(a, t) - \int_a^{a+d} \mu_0 \dot{H}(y, t) dy \quad (5.28)$$

con  $E(a, t)$  el campo eléctrico en el borde de la muestra más cercano al osciloscopio,  $\dot{H}(y, t)$  la variación temporal del campo aplicado  $\dot{H}_a(t)$  más la variación de la contribución debida a las corrientes inducidas en la muestra  $\dot{H}_J(y, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{j(u, t) du}{(u-y)}$ ,  $a$  el semiancho de la muestra y  $d$  la distancia entre el borde derecho de la muestra y el osciloscopio, como se muestra en la figura 5.3.



**Fig. 5.3:** Diagrama esquemático del circuito de medición para un osciloscopio a una distancia  $d$  de la muestra, con contactos en los puntos  $A'$  y  $B'$  espaciados en  $L$ .

Por su parte podemos evaluar el campo eléctrico en el borde de la muestra en el caso simétrico, a partir de la ecuación de Maxwell 5.14

$$E(a, t) - E(0, t) = E(a, t) = -\mu_0 \left( a \frac{\partial H_a}{\partial t} + \int_0^a \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{\partial J}{\partial t}(v, t) \frac{dv}{v-y} dy \right) \quad (5.29)$$

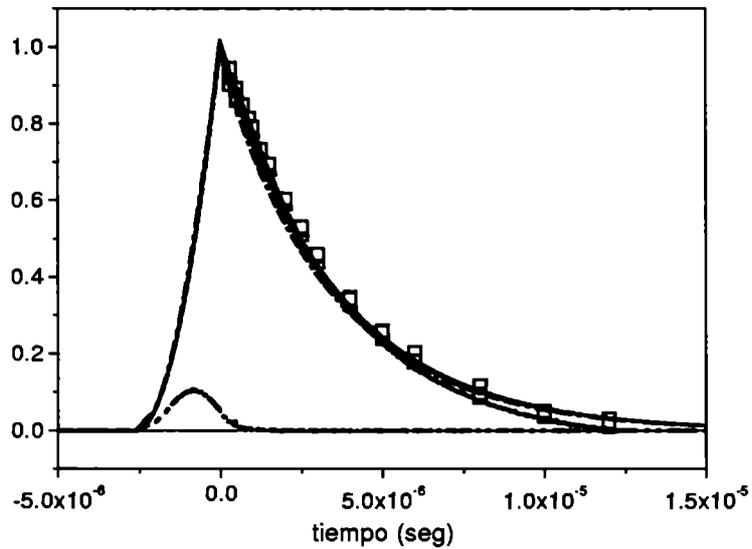
De esta forma durante el prendido del campo aplicado podemos despreciar el término asociado a las variaciones de corrientes en la muestra frente al  $\dot{H}_a$  en las ecuaciones anteriores 5.28 y 5.29 y así obtener el voltaje inducido por el prendido del campo aplicado

$$\frac{(V_A - V_B)(t)}{L} = E(a, t) - \mu_0 \dot{H}_a(t) d = -\mu_0 \dot{H}_a(t) a - \mu_0 \dot{H}_a(t) d = -\mu_0 (a + d) \dot{H}_a(t) \quad (5.30)$$

En la figura 5.4 se muestran el voltaje inducido en los contactos durante el prendido del campo magnético (cuadrado rojo 64 K, negro 74 K), línea negra experimental a 68 K. De las simulaciones se muestran los siguientes resultados: derivada del campo magnético aplicado utilizado (línea roja), voltaje inducido (línea verde), voltaje inducido por la variación de las corrientes de la muestra (línea azul), magnetización de la muestra (línea celeste). Los parámetros utilizados para en las simulaciones fueron:  $\tau = 3.5 \cdot 10^{-6}$  s,  $H_{max} = 8000$  A/m,  $E_0 = 0.01$  V/m,  $J_c(T = 0K) = 25000$  A/m,  $n = 20$ ,  $a = 0.001$  m,  $d = 0.002$  m,  $L = 0.004$  m,  $\delta = 10^{-7}$  m  $R_N = 100 \Omega$ .

## 5.4 Calentamiento con el laser

El problema de una distribución asimétrica en la densidad de corriente aparece al simular el calentamiento parcial de la muestra. La asimetría se debe a que en la zona calentada va disminuyendo la densidad de corriente crítica  $J_c(y, T(t), t)$ , al aumentar la temperatura  $T(t)$ . Es más, si la temperatura supera la temperatura de la línea de irreversibilidad, los centros de anclaje dejarán de ser efectivos apareciendo una relación óhmica entre  $E$  y  $J$ . Esta problemática fue resuelta con el método presentado anteriormente y perfeccionada a través de una colaboración con D. Ibaceta y E. Calzetta, en la cual se mejoró el método de resolución numérica evitando las singularidades del Kernel de la ecuación 1.19 o en 1.21. Se modificó la relación constitutiva  $E(J) = E_0 \left( \frac{J}{J_c} \right)^n$  para  $J > J_c$  por una relación óhmica

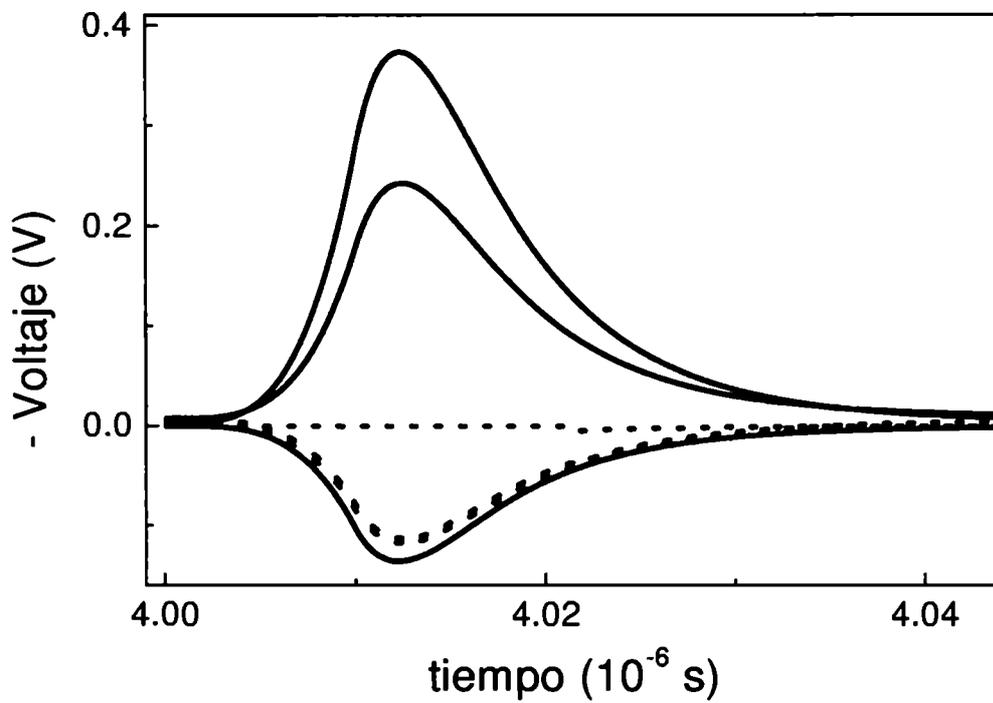


**Fig. 5.4:** Voltaje inducido medido en los contactos durante el prendido del campo magnético (con signo cambiado) a 64 K (cuadrado rojo), a 68 K (línea negra) y a 74 K (cuadrado negro). Resultados de las simulaciones: derivada del campo magnético aplicado utilizado (línea roja), voltaje inducido (con signo cambiado, línea verde), voltaje inducido por la variación de las corrientes de la muestra (línea azul), magnetización de la muestra (línea celeste).

proveniente de la teoría de Ginzburg-Landau del tipo  $E(J) = \rho_{FF}J$  con una resistividad por el movimiento de vórtices,  $\rho_{FF}$ , dada por  $\rho_{FF}(y, T) = \rho_N \frac{H(y)}{H_c(T)}$  con  $\rho_N$  la resistividad del material en el estado normal,  $H(y)$  el valor del campo magnético en  $y$  y  $H_c(T)$  el campo para el cual se produce la transición de fase Normal-Superconductor a la temperatura  $T$ . Estas modificaciones fueron de vital importancia para la correcta reproducción de los resultados experimentales, ya que la descripción con  $E(J) = E_0 \left(\frac{J}{J_c}\right)^n \quad \forall J$  resulta una descripción incompleta del fenómeno.

En la figura 5.5 se muestra el resultado de la simulación numérica al calentar parcialmente la muestra en el borde más cercano a los contactos (líneas llenas) y al calentarla en el borde opuesto (líneas a trazos). En color negro se grafica el voltaje inducido en el osciloscopio, en rojo el término del campo eléctrico en el borde de la muestra y en verde el voltaje inducido por las variaciones en las corrientes de la muestra. En todos los casos el pulso laser se aplica a  $4 \mu s$  desde el comienzo de la aplicación del campo magnético.

En la figura 5.6 se muestran la variación temporal de los perfiles de corriente y campo magnético al calentar un cuarto de la muestra y en la figura 5.7 al calentar nueve décimos de la misma.



**Fig. 5.5:** Voltaje simulado al calentar parcialmente la muestra en el borde más cercano a los contactos (líneas llenas) o al calentar en el borde opuesto (líneas a trazos). En color negro el voltaje inducido en el osciloscopio, en rojo el término del campo eléctrico en el borde de la muestra y en verde el voltaje inducido por las variaciones en las corrientes de la muestra.

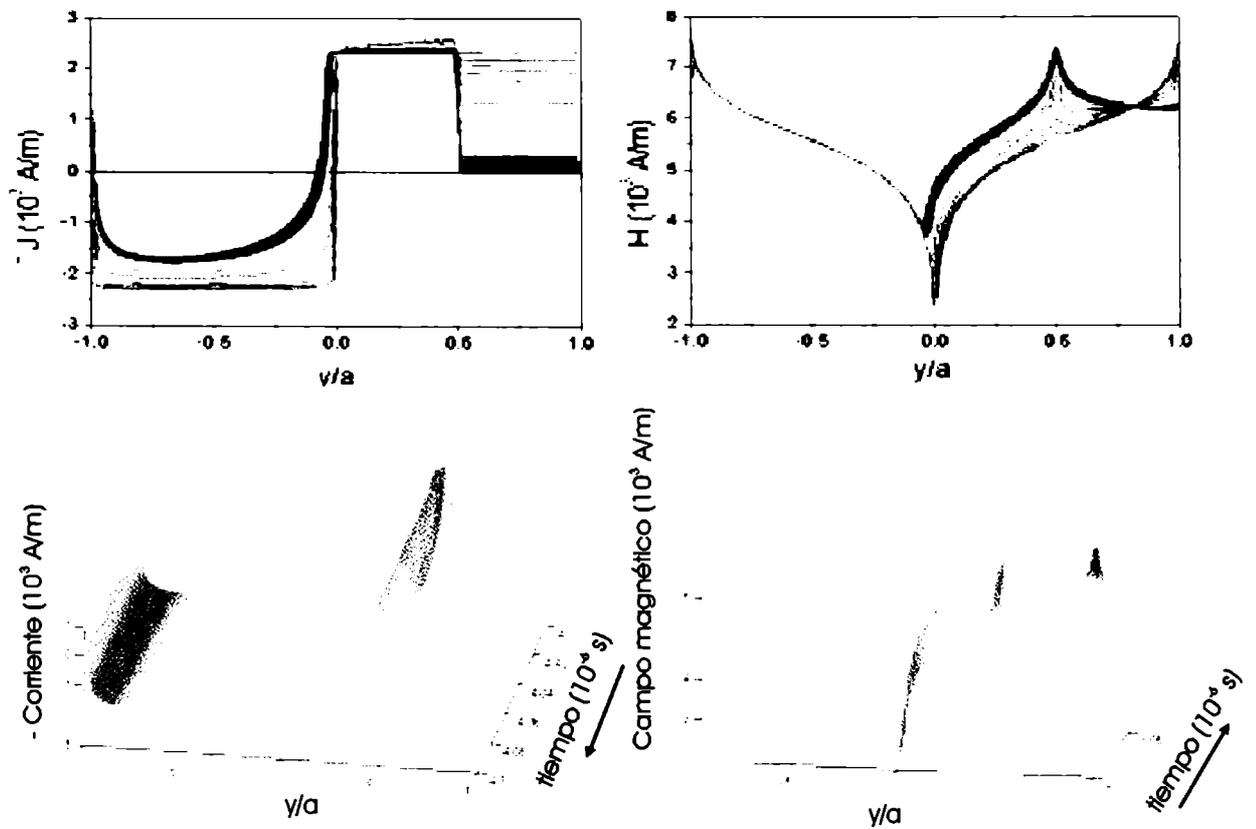


Fig. 5.6: Variación temporal de los perfiles de corriente y campo magnético al calentar un cuarto de la muestra.

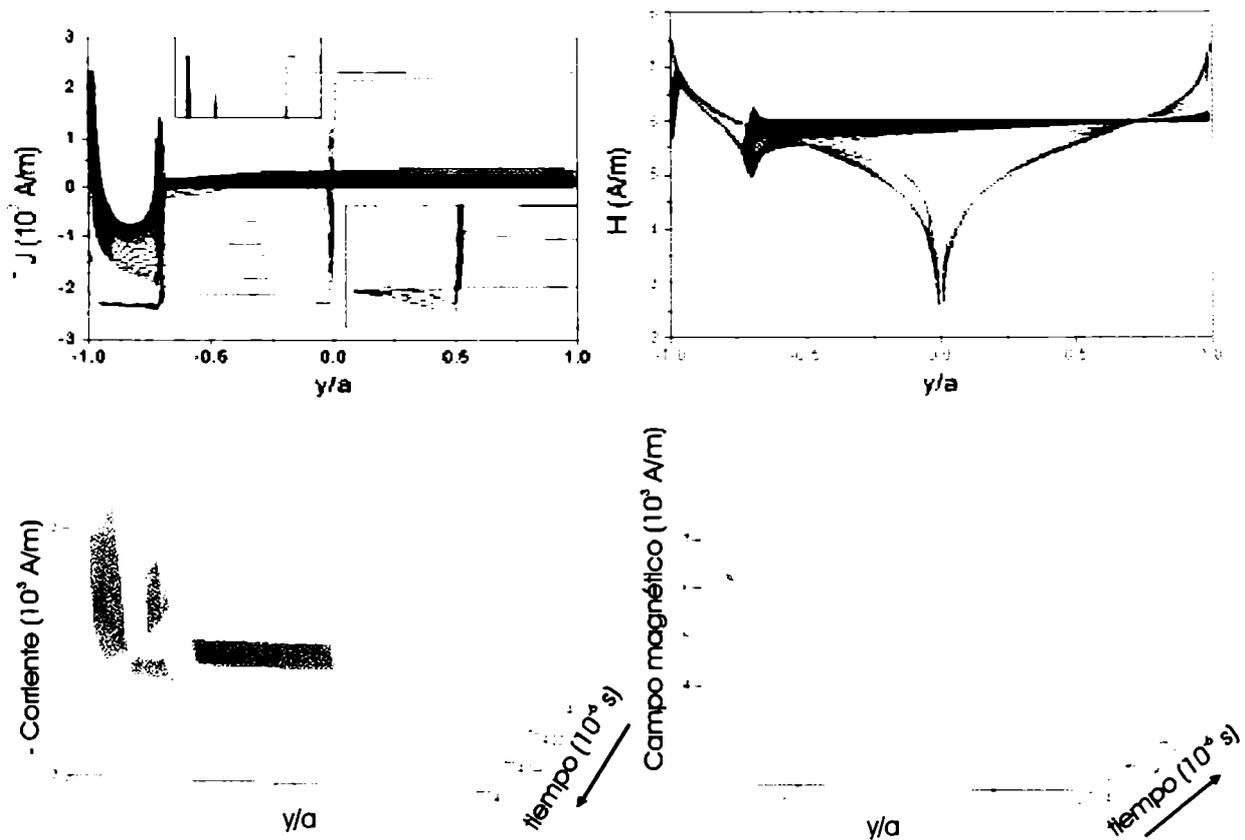


Fig. 5.7: Variación temporal de los perfiles de corriente y campo magnético al calentar nueve décimos de la muestra. En los recuadros incluidos en el panel superior izquierdo son ampliaciones de la corriente en el borde no calentado y se discuten en la sección 6.2.3

## Capítulo 6

# Análisis de los resultados

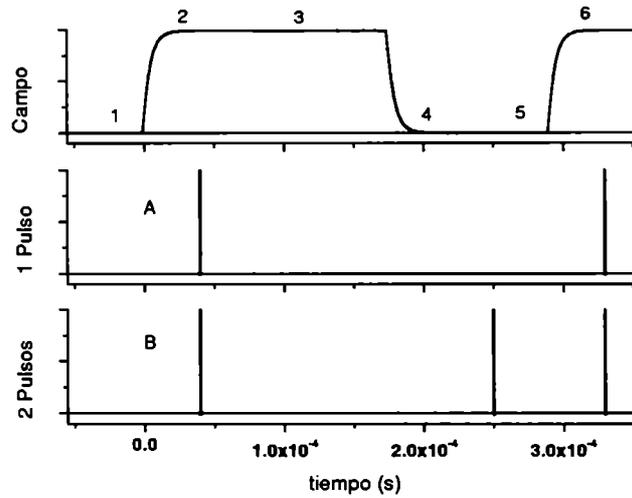
### 6.1 Resultados obtenidos con la técnica con bobinas

#### 6.1.1 Mediciones en función de campo magnético aplicado

En la sección 4.1 se presentaron los resultados obtenidos con la medición por acoplamiento inductivo al calentar totalmente la muestra, en función de distintas amplitudes del campo final  $H_{max}$ , observando diferencias al aplicar un pulso o dos pulsos del laser durante cada ciclo de medición.

Las mediciones se realizaron a un tiempo de retardo fijo  $t_d = 300 \mu s$ . La integral temporal de la señal así obtenida es proporcional a la magnetización de la muestra al tiempo  $t_d$ ,  $M(t_d)$ . Antes de realizar la siguiente medición a un campo mayor, se aplicó un segundo pulso laser para dejar la muestra limpia de campo ( $B = 0$ ) y obtener la magnetización  $M(t_d)$  en la configuración muestra virgen superconductora a la que se le aplica un campo magnético (configuración conocida como “zero field cool”, ZFC o enfriado a campo cero).

Sin embargo, si no se aplica el segundo pulso laser, la muestra queda en un estado con campo remanente (porque la película delgada se enfría al desaparecer el pulso de radiación en presencia de campo, antes de que se produzca el apagado del mismo, y a esta configuración se la denomina “field cool reduced”, FCR). En la siguiente medición el estado inicial de la muestra no es el mismo ya que no comienza desde un estado virgen con ( $B = 0$ ), sino



**Fig. 6.1:** Diagrama esquemático con el pulso de campo y su sincronización con uno (A) o dos disparos laser (B) por ciclo. En la figura 6.2 se muestran los perfiles de campo para los diferentes instantes indicados con números en el diagrama.

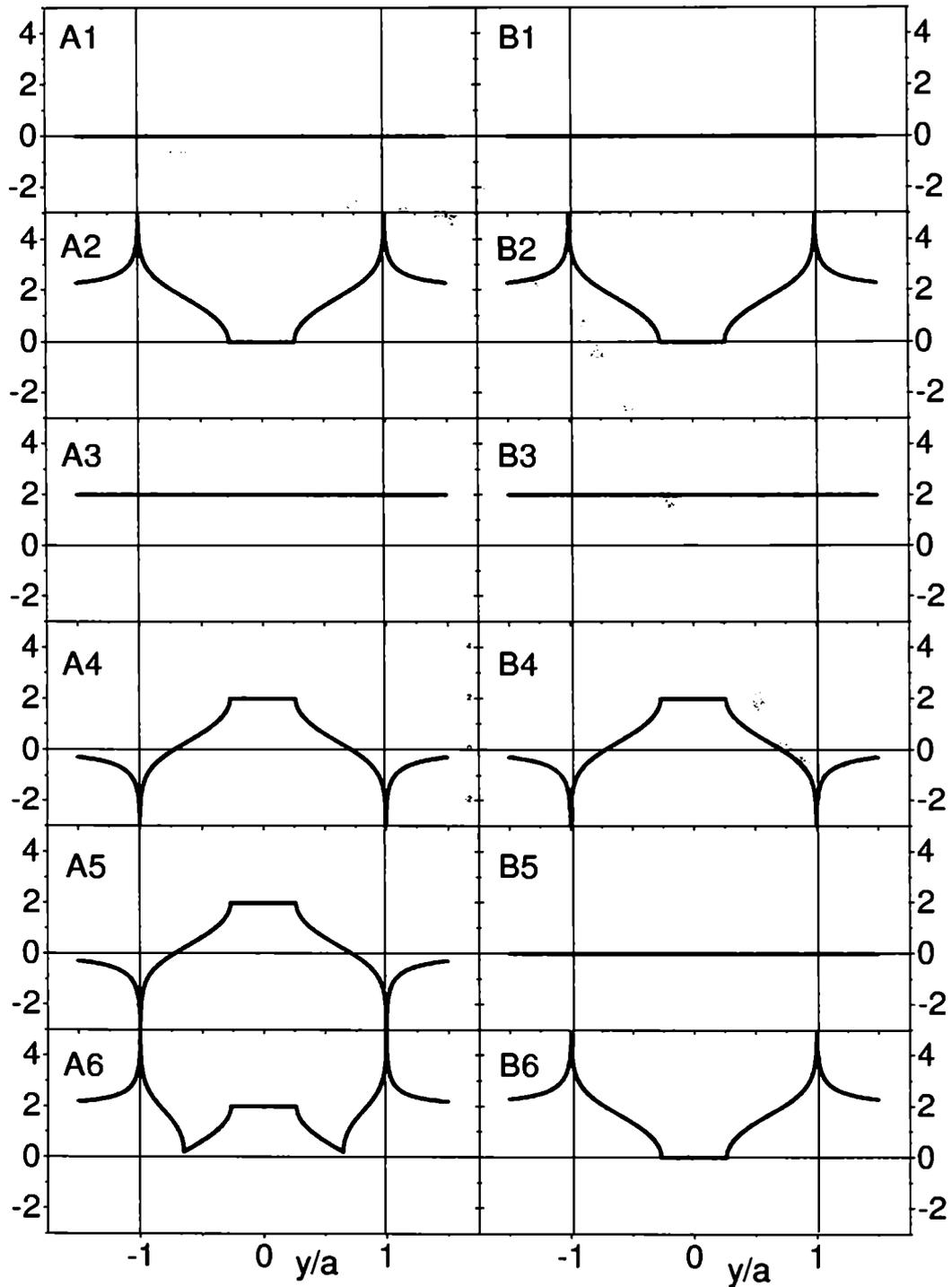
que comienza con cierto campo atrapado dentro de la misma modificando de esta forma su magnetización (FCR-ZFC). Los perfiles de campo magnético para los diferentes instantes de cada ciclo (indicados con números en la figura 6.1) se grafican en la figura 6.2 para un campo aplicado igual a  $2 H_c$ , para los casos A (un solo disparo, configuración FCR-ZFC) y B (dos disparos, configuración ZFC).

La magnetización de una cinta delgada en estado crítico, con una condición inicial de campo nulo en su interior (caso B, ZFC) a la cual se le aplica un campo transversal  $H_a$  puede ser expresada de la siguiente manera (sección 1.2.2, ecuación 1.13):

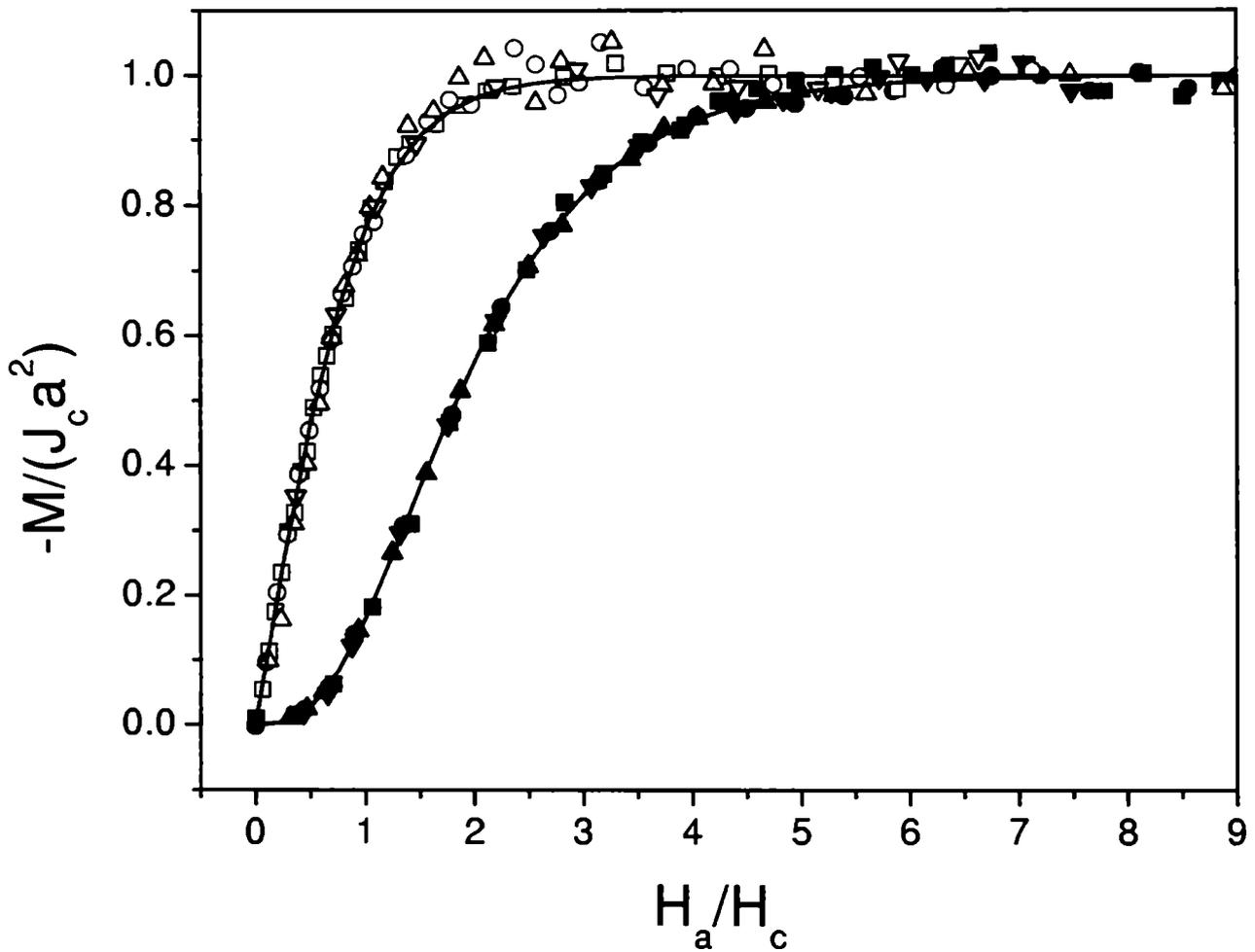
$$M = -J_c a^2 \tanh\left(\frac{H_a}{H_c}\right) \quad (6.1)$$

donde  $H_c = \frac{J_c}{\pi}$  y  $J_c$  la densidad de corriente crítica laminar

Usando esta expresión se ajustaron las curvas de la figura 4.2 normalizadas a su correspondiente valor de saturación como se muestran con símbolos abiertos, en la figura 6.3. Con línea llena se grafica el ajuste con la expresión 6.1, con  $H_c$  como el único parámetro de ajuste.



**Fig. 6.2:** Perfiles de campo magnético para los diferentes instantes de cada ciclo (indicados con números en la figura 6.1) para un campo aplicado igual a  $2 H_c$ . La secuencia  $A_1$ - $A_6$  corresponde a un único disparo laser. La secuencia  $B_1$ - $B_6$  corresponde al caso de dos disparos.



**Fig. 6.3:** Señal detectada con bobinas integrada temporalmente, para diferentes temperaturas en función de  $H_a/H_c$  para  $T=81.5, 83.5, 84.5, 85.5$  y  $86.5$  K. Las mediciones fueron realizadas  $300 \mu s$  luego de la aplicación del campo magnético para muestras en ZFC (símbolos abiertos) y FCR-ZFC (símbolos llenos). Las líneas continuas corresponden al ajuste con las ecuaciones 6.1 y 6.2.

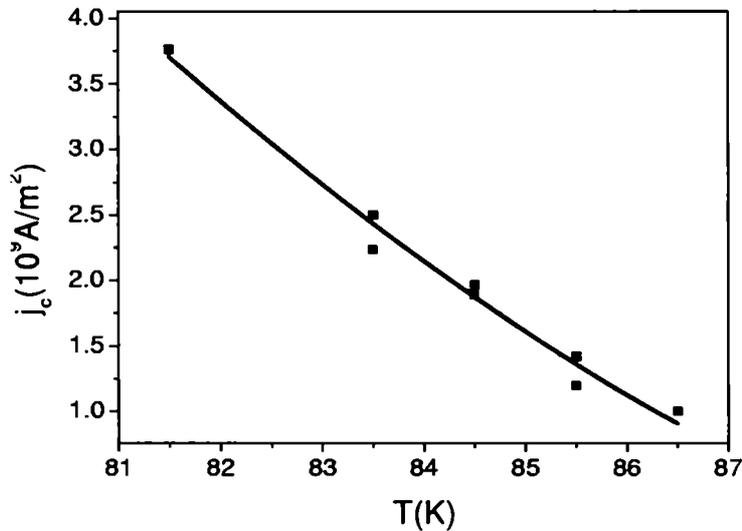
Para comprender el caso **A**, primero es necesario considerar que la magnetización correspondiente a una cinta delgada en estado crítico, a la cual se le aplica un campo magnético y luego se lo apaga, tiene la siguiente expresión:

$$M = J_c a^2 \left( 2 \tanh \left( \frac{H_a}{2H_c} \right) - \tanh \left( \frac{H_a}{H_c} \right) \right) \quad (6.2)$$

Esta relación se utilizó para ajustar los resultados normalizados (figura 6.3 símbolos llenos) con  $H_c$  como el único parámetro de ajuste, pues es idéntica a menos de un signo, a la expresión de la magnetización para el caso denominado FCR-ZFC (caso A). En ambos casos, los resultados se pueden describir correctamente por el modelo de estado crítico para una cinta delgada. Esto se debe a que, dadas a las características antes mencionadas del flanco de subida real del campo y nuestra limitación para medir a tiempos menores a los  $200 \mu\text{s}$ , nuestras mediciones están realizadas en el régimen de  $|\dot{H}_a| \ll \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-\tilde{y}} \right|$ , donde la solución para las corrientes a un instante determinado está dada por:  $J(\tilde{y}) \propto \tilde{y}^{\frac{1}{n}} \left[ 1 - K \tilde{y}^{\frac{n+1}{n}} \right]^{\frac{1}{n+1}}$  con  $K$  una constante de orden 1, (ver ecuación 5.26), que no difiere mucho de la solución del modelo de estado crítico dada por la ecuación 1.11 cuando  $H_a > H_c$ .

De esta forma, lo que denominamos en este inciso como densidad de corriente crítica a una dada temperatura  $J_c(T)$ , en realidad es el valor de la densidad de corriente en la muestra a una dada temperatura, pero también a un tiempo dado ( $200 \mu\text{s}$ ). De hecho también verificamos la dependencia de la “densidad de corriente crítica” con temperatura, confirmando la dependencia que hallan otros investigadores [83]. Aquí cabe preguntarse si esa dependencia es la correcta debido a que está afectada por la relajación, ya que las corrientes a diferentes temperaturas decaen de diferente manera (cambia el exponente  $n(T)$ ) y por lo tanto la relación observada experimentalmente de la corriente crítica con la temperatura dependerá del instante de medición. Sin embargo, si aproximamos las raíces  $n$ -ésimas por logaritmos en la ecuación 5.26, (en la aproximación que  $n(T) \gg 1$ ), entonces las corrientes calculadas a distintas temperaturas relajan de la misma forma. También debemos destacar que el valor de “densidad de corriente crítica” que obtenemos no difiere notablemente de los resultados obtenidos con las técnicas tradicionales aunque estemos tres órdenes de magnitud por debajo en la escala temporal convencional. Esto se debe a la dependencia temporal tipo logaritmo que con nuestras mediciones observamos válidas aún a tiempos cortos y que resulta en un factor 3 al movernos en tres décadas en la escala temporal (ver ecuación 5.25).

Considerando el parámetro  $H_c$  obtenido en los distintos ajustes a distintas temperaturas y dada la relación entre este campo crítico y la densidad de corriente crítica,  $H_c = \frac{j_c d}{\pi}$ , fue posible obtener una curva de  $j_c$  en función de la temperatura. En la figura 6.4 se muestran estos resultados, en donde los símbolos abiertos corresponden a los casos para configuraciones ZFC, mientras que los llenos a los casos de FCR-ZFC. Por último, si asumimos una dependencia del tipo  $j_c(T) = j_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_{irr}}\right)^{\frac{3}{2}}$ , podemos estimar  $j_c$ , la densidad de corriente crítica a temperatura  $T = 0 K$ , resultando  $j_c(0) = 1.3 \cdot 10^{10} A/m^2$ , con  $T_{irr} = 88.5 K$ , la temperatura de irreversibilidad, en buen acuerdo con la reportada para películas delgadas de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [82].



**Fig. 6.4:**  $j_c$  en función de temperatura, obtenida al ajustar el parámetro  $H_c$  para configuraciones ZFC (símbolos verdes) y FCR-ZFC (símbolos negros). La línea llena corresponde a  $j_c(T) = j_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_{irr}}\right)^{\frac{3}{2}}$  con  $T_c = 88.5 K$ . El valor de la densidad de corriente crítica a temperatura  $T = 0 K$  se pudo estimar en  $j_c(0) = 1.3 \cdot 10^{10} A/m^2$ .

### 6.1.2 Mediciones en función del tiempo de retardo

Debido a la limitación que impone el tiempo característico del circuito eléctrico (RL) de la bobina captora no se pudieron realizar mediciones a tiempos menores que  $200 \mu s$  pues la señal que se inducía en la bobina captora al prender el campo magnético eumascaraba

la señal asociada al disparo del laser. A estos tiempos la muestra está en el regimen de  $|\dot{H}_a| \ll \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-\tilde{y}} \right|$  y por ello la magnetización tendrá un comportamiento del tipo (ver inciso 5.2):

$$M(t) = \begin{cases} \int_{-a}^a y J(y, t) dy = -J_c a^2 \int_{-1}^1 \tilde{y} Y(\tilde{y}) T(t) d\tilde{y} \\ -\frac{J_c a^2}{n^{-1} \sqrt{(t+t_0)(n-1)}} \int_{-1}^1 \alpha^{\frac{n-1}{2n(n+1)}} \left( \frac{n(n+1)E_0}{2(n-1)\mu_0 J_c a^2} \right)^{\frac{1}{1-n}} \tilde{y}^{\frac{n+1}{n}} \left[ 1 - \frac{\alpha^{-\frac{n-1}{n}}}{4} \frac{n-1}{n} \tilde{y}^{\frac{n+1}{n}} \right]^{\frac{1}{n+1}} d\tilde{y} \end{cases} \quad (6.3)$$

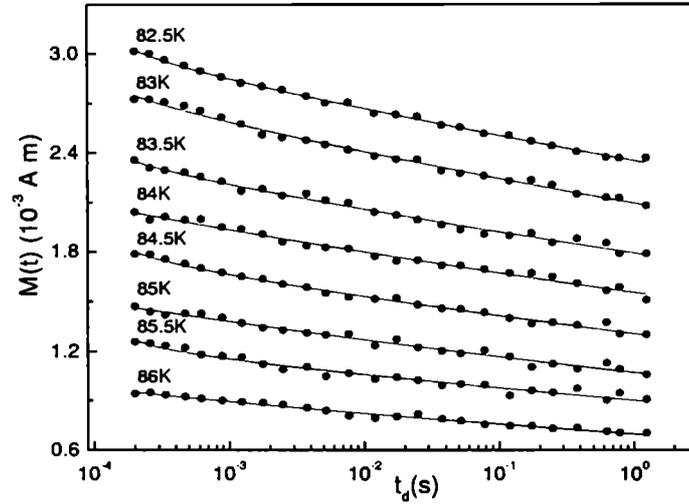
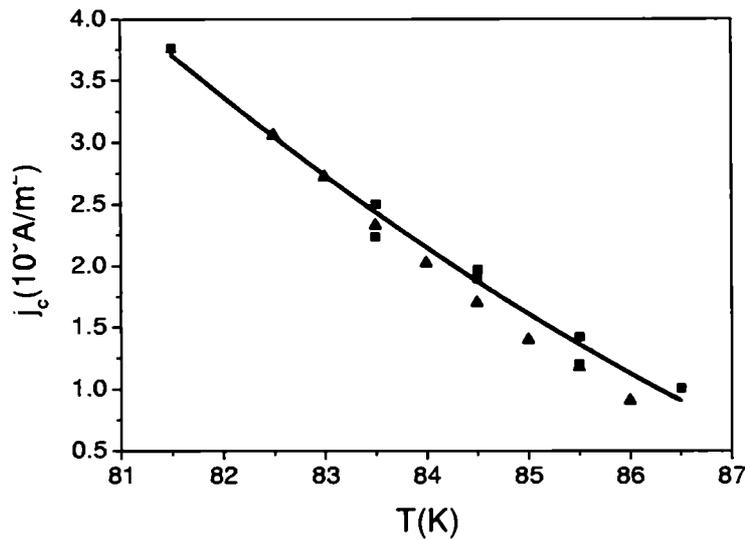


Fig. 6.5: Relajación de la magnetización remanente en función de  $t_d$  en la muestra de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  a distintas temperaturas. Las líneas sólidas son ajustes de la ecuación 6.3.

En la figura 6.5 se muestran las curvas obtenidas de las integrales de los voltajes inducidos en la bobina captora al calentar la muestra, en función del tiempo de retardo  $t_d$  entre el apagado del campo y el disparo laser a temperaturas entre 82.5 K y 86 K, espaciadas de a 0.5 K. Aquí se midió la magnetización remanente que permite determinar los mismos parámetros de interés, con la ventaja que hace posible acceder a tiempos más largos ( $\sim 1$  s) dado que no requiere que el campo esté encendido durante el intervalo, lo que destruiría el bobinado primario. La curvas llenas son ajustes de estos resultados experimentales con la expresión dada por la ecuación 6.3. Cabe destacar que estas mediciones fueron realizadas con una amplitud de campo mayor que  $2 H_c$  razón por la cual no hace diferencia el haber utilizado uno o dos disparos de laser por cada ciclo de medición.

En la figura 6.6 se comparan los valores obtenidos para la densidad de corriente crítica en función de la temperatura con los del inciso anterior. Para ello se consideró el valor de la integral de la ecuación 6.3 del orden de 5.



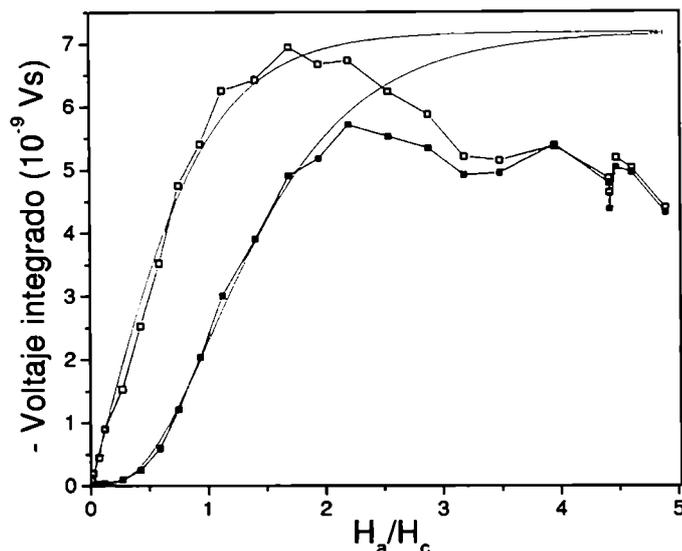
**Fig. 6.6:** Comparación de los resultados para la densidad de corriente crítica en función de la temperatura obtenidos de las mediciones a tiempo fijo en función de amplitud de campo magnético (cuadrados) con respecto a los correspondientes a mediciones en función del tiempo  $t_d$  (triángulos).

## 6.2 Resultados obtenidos con la técnica con contactos

### 6.2.1 Mediciones en función de campo magnético aplicado

En la sistemática en función de la intensidad de campo aplicado, las mediciones fueron realizadas a un tiempo de  $40 \mu s$  luego de haber prendido el campo, viéndose aquí una dependencia similar a la medida con bobinas a amplitudes de campos bajos. Esto se debe a que a estos tiempos y a las temperaturas medidas, la muestra está en el régimen de  $|\dot{H}_a| \ll \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-\tilde{y}} \right|$  para amplitudes de campo pequeñas y por esta razón entonces, al igual que con las bobinas se pueden describir las curvas por un estado semejante al crítico. Sin embargo a amplitudes de campo mayores, el modelo falla debido a que pasamos al régimen

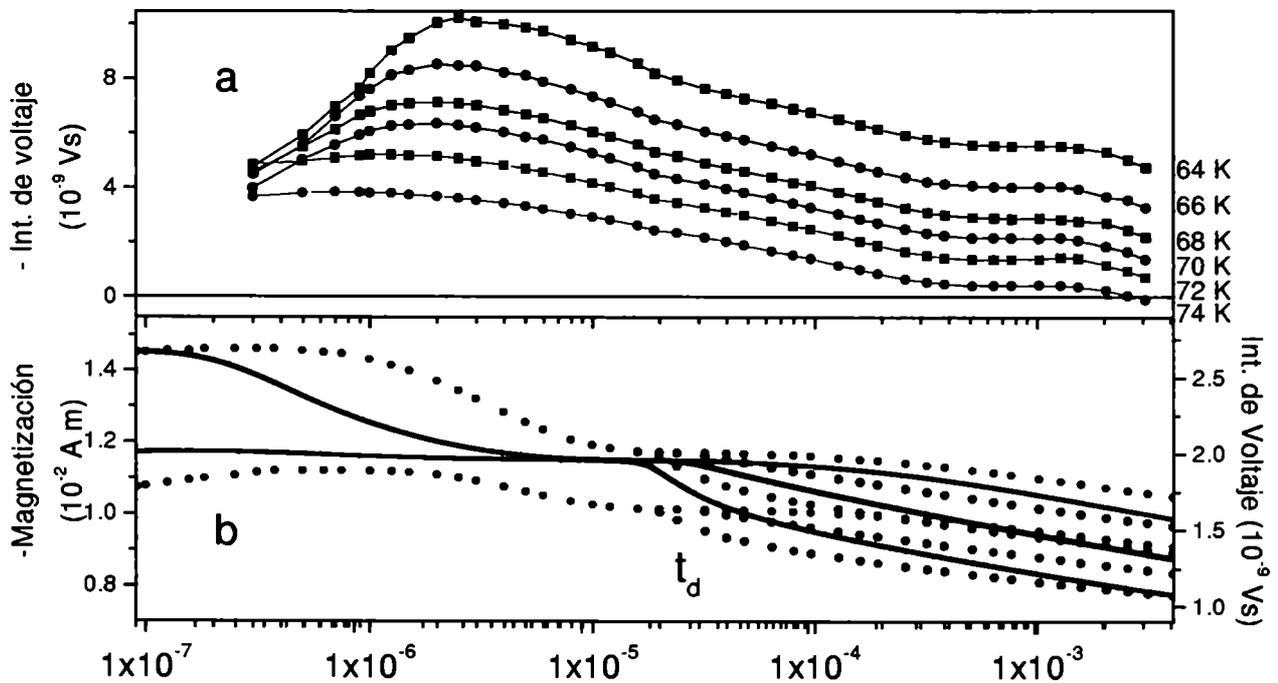
de  $|\dot{H}_a| \gg \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-\tilde{y}} \right|$ , tanto para uno como para dos disparos como se observa en la figura 6.7.



**Fig. 6.7:** Señal detectada con contactos integrada temporalmente en función de  $H_a/H_c$  para  $T=73$  K. Las mediciones fueron realizadas  $40 \mu\text{s}$  luego de la aplicación del campo magnético para muestras en ZFC (símbolos abiertos) y FCR-ZFC (símbolos llenos). Las líneas continuas corresponden al ajuste con las ecuaciones 6.1 y 6.2 de los datos a campos bajos,  $H_a/H_c < 2$ .

### 6.2.2 Mediciones en función del tiempo de retardo

Para estas sistemáticas, se observan claramente los dos regímenes antes mencionados, el primero para  $|\dot{H}_a| \gg \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-\tilde{y}} \right|$  donde hay una fuerte relajación “sostenida” por el  $\dot{H}_a$  del preñido exponencial que va decayendo y luego el cambio al régimen  $|\dot{H}_a| \ll \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-\tilde{y}} \right|$ , que debido a las limitaciones de nuestro sistema pulsado para la aplicación del campo, éste no podía aplicarse por tiempos mayores a los  $\text{ms}$ , no pudiéndose medir la relajación con campo aplicado a tiempos largos. Se realizaron sistemáticas a distintas temperaturas en función del tiempo de retardo desde la aplicación del campo magnético, iluminando en todos los casos una superficie cercana a las dos terceras partes del área libre de la película, que se muestran en la figura 6.8a.

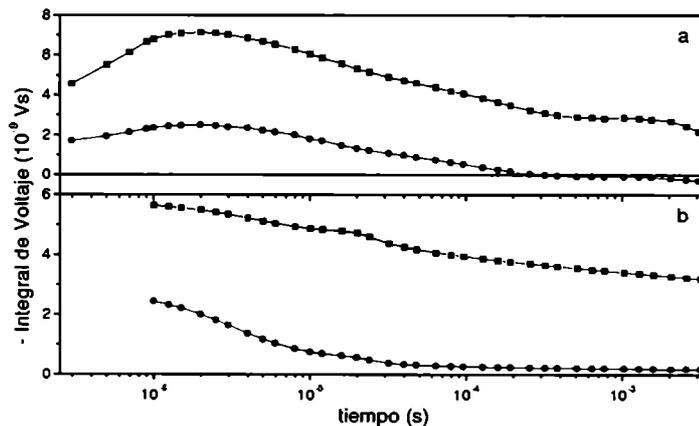


**Fig. 6.8:** a) Resultados experimentales en función del tiempo de retardo calentando dos tercios de la muestra para distintas temperaturas y b) simulaciones de la magnetización de la muestra (líneas llenas) y las integrales de los voltajes al calentar parcialmente la película (puntos) para distintos valores  $\rho_N$  y  $E_c$  (ver texto).

En la figura 6.8b se grafican los resultados de las simulaciones para este tipo de sistemática. Las curvas corresponden a una misma temperatura ( $73K$ ), calentando en los casos que corresponde las dos terceras partes del área libre de la muestra. Se muestran con líneas llenas los resultados de la magnetización de la muestra y con puntos las integrales de los voltajes obtenidos al calentar parcialmente la película. En la figura se puede observar el primer régimen de  $|\dot{H}_a| \gg \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-y} \right|$  en el cual el comportamiento está determinado por el valor de la resistividad en el estado normal (negro, verde y cyan  $R = 100 \Omega$ ; rojo, azul y magenta  $R = 1000 \Omega$ ) y una segunda etapa de  $|\dot{H}_a| \ll \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \dot{J}(\tilde{v}, t) \frac{d\tilde{v}}{\tilde{v}-y} \right|$  cuyo inicio depende del valor de  $E_0$  (negro y rojo,  $10^{-2} \frac{V}{m}$ ; verde y azul,  $10^{-3} \frac{V}{m}$  y cyan y magenta,  $10^{-4} \frac{V}{m}$ ) para luego todas las curvas mostrar la dependencia esperada tipo logaritmo.

En la figura 6.9 se muestran a) los resultados experimentales y b) las simulaciones para las sistemáticas en función del tiempo de retardo calentando dos tercios de la muestra (negro) y un décimo (rojo), en ambos casos del lado de los contactos.

Los casos de iluminación del lado contrario a los contactos dan resultados similares a los aquí presentados y se analizarán con más detalle en el inciso siguiente.



**Fig. 6.9:** a) Resultados experimentales y b) simulaciones para las sistemáticas en función del tiempo de retardo calentando dos tercios de la muestra (negro) y un décimo (rojo), en ambos casos del lado de los contactos.

### 6.2.3 Mediciones en función del área de la muestra iluminada

En la sección 5.4 se presentaron las simulaciones para el pulso de voltaje  $V(t)$  correspondientes a calentamientos en los dos bordes de la muestra. Los resultados para un caso particular de parámetros se graficaron en la figura 5.5. Se ve claramente las dos contribuciones que dan como resultado el voltaje  $V(t)$  calculado como la superposición debida al campo eléctrico generado en el borde correspondiente a los contactos  $E(a, t)$  evaluado directamente por la ley constitutiva que se utiliza en la simulación y a las variaciones de flujo magnético generado por las variaciones de la corriente en la muestra, concatenado en el área subtendida por el camino de integración en el borde de la muestra y los cables de conexión hasta el osciloscopio. El valor de voltaje obtenido en la simulación al calentar la zona del lado de los contactos, se debe a que la densidad de corriente crítica en la zona calentada se va reduciendo al aumentar la temperatura en tiempos de los ns (los centros de anclaje son menos efectivos), sin embargo las corrientes en la muestra correspondientes a la zona calentada se disipan más lentamente de lo que se reduce la corriente crítica con temperatura en la zona iluminada. De esta forma la corriente en la muestra es mayor que la crítica y por esta razón aparece un campo eléctrico importante. Debido a que las corrientes están por encima de la crítica, esta zona se encuentra en el régimen óhmico, observándose campos eléctricos intensos (20 V/m). En todos los casos, dado que el pulso laser es espacialmente homogéneo, hemos supuesto que la temperatura en la zona calentada es independiente de la posición por lo cual la densidad de corriente crítica varía temporalmente en la zona calentada como  $J_c(y, t) = J_c(t)$ . De esta manera, al calentar una zona más grande de la muestra, la señal observada experimental y numéricamente resulta mayor, lo que indica en este caso, que las corrientes en la zona calentada se disipan aún más lentamente. Nótese que debido a que la derivada  $dE/dJ$  es grande, pequeñas variaciones de  $J$  generan grandes variaciones de  $E$ . Por último en todos los casos el ancho temporal de las señales es semejante, independientemente del área calentada, esto indicaría que lo que está cambiando es la velocidad con la que están entrando los vórtices, ya que en un mismo tiempo entran cada vez más vórtices al calentar una región mayor de muestra. Este aspecto será objeto de futuro trabajo.

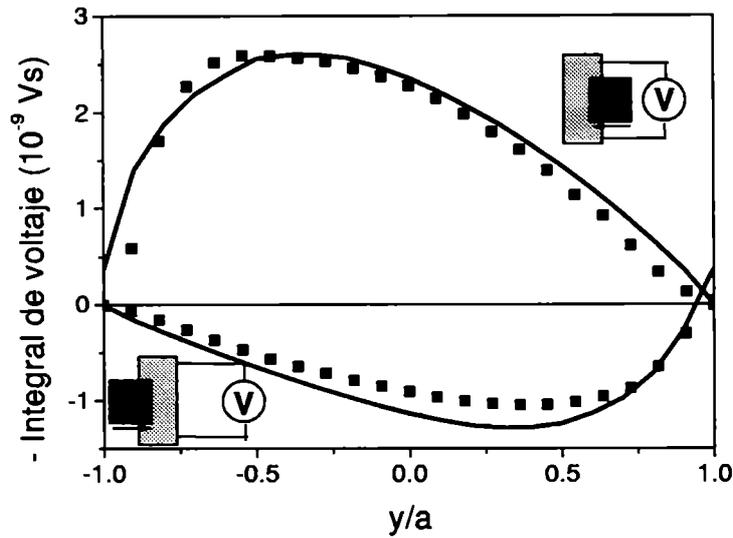
En el caso de iluminar el lado alejado de los contactos, el campo eléctrico  $E(a, t)$  resulta despreciable dado que la corriente crítica no disminuye en  $y = a$  y esa región no pasa al es-

tado óhmico. Un resultado interesante aparece cuando en este caso se ilumina un porcentaje importante de la muestra del lado contrario a los contactos. Aunque no se modifique la corriente crítica en el borde de los contactos, aumenta la corriente en ese borde como consecuencia de las variaciones de las corrientes en las zonas calentadas (ver recuadros en la figura 5.7) para luego disminuir e incluso cambiar de signo. De esta forma al principio el voltaje medido resulta positivo y luego cambia de signo, resultando en integrales temporales prácticamente nulas. Estos resultados se observaron tanto experimentalmente como en las simulaciones.

Por otro lado, es interesante también el análisis cualitativo desde el marco descrito en la sección 3.3.2 para comprender la señal medida con contactos.

En esa descripción, el voltaje inducido es proporcional al número vórtices que cruza el camino de integración elegido en el borde de la muestra,  $N\phi_0$ , menos el flujo de retorno que aparece en el área determinada por el mismo camino y los alambres que la conectan eléctricamente con el osciloscopio. De esta forma al aumentar la zona calentada, aumenta el número de vórtices que penetran en la muestra, observándose en este caso un voltaje inducido mayor. Por otro lado cuando los vórtices penetran por el lado contrario de la muestra, al calentar del lado contrario a los contactos, los vórtices no pasan por el camino de integración determinados por el par de contactos, por lo tanto, en el voltaje inducido, sólo observaremos el término asociado a la variación del flujo de retorno. Esto explica el cambio de signo observado al calentar del lado contrario a los contactos, como así también su menor módulo.

Para verificar con más detalle el modelo propuesto, se realizó una sistemática en la que se varió la posición de la rendija de ancho 2 mm que determina la región de la muestra iluminada. Cuando se avanzó de derecha a izquierda (figura 6.10 cuadros negros) se eligió el borde izquierdo de la rendija para representar la posición de ésta. Notar que varía el área total iluminada para los diferentes valores de  $y/a$ . En la sistemática en la que se avanzó de izquierda a derecha (figura 6.10 cuadros rojos) se eligió el borde derecho de la rendija para fijar su coordenada. Las líneas llenas se obtuvieron en las simulaciones. El acuerdo es excelente.



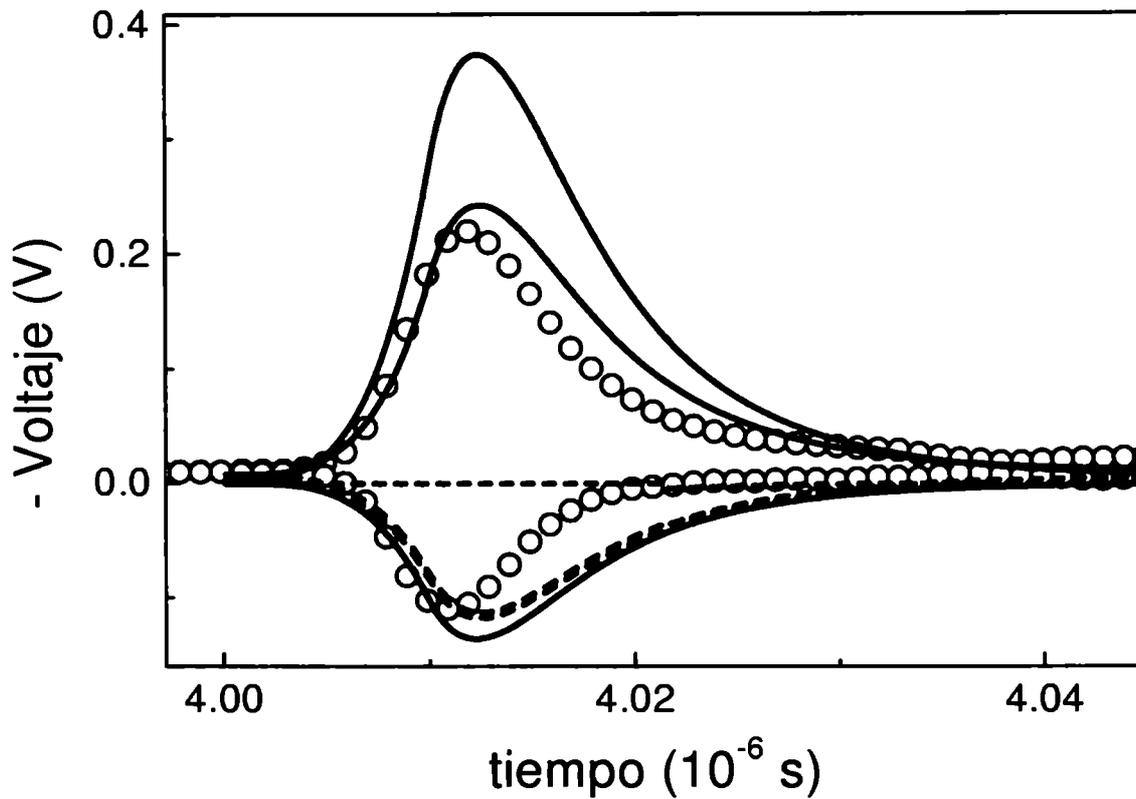
**Fig. 6.10:** Resultados experimentales y simulaciones al calentar selectivamente distintas regiones de la muestra. Iluminando de derecha a izquierda (cuadros negros) se eligió el borde izquierdo de la rendija para fijar su posición. Iluminando de izquierda a derecha (cuadros rojos) se eligió el borde derecho de la rendija para fijar su coordenada.

#### 6.2.4 Mediciones del voltaje inducido en función del tiempo

En los albores de esta tesis, el objetivo de la implementación de una técnica no convencional para medir la magnetización a tiempos cortos fue tratar de observar el comportamiento fuera del régimen logarítmico predicho por las teorías presentadas en el capítulo 2 [15, 45, 35] en tiempos del orden de  $t_0$ , donde  $t_0$  es un tiempo macroscópico asociado al movimiento de vórtices dentro de la muestra [19, 20] cuyo valor predicho varía desde  $10^{-6}$  s hasta 1 s.

Con la técnica con bobinas no fue posible acceder a tiempos menores que la centena de microsegundos por las limitaciones del circuito eléctrico de detección. Con la técnica con contactos, pudimos medir a tiempos de las centenas de ns aunque aquí el limitante fue el circuito eléctrico para generar el pulso de campo y como se analizó en el inciso 6.2.2 el comportamiento observado es el de las corrientes de la muestra mantenidas por el  $\dot{H}_a(t)$ , respondiendo a las características de la fuente de campo.

Por ello la técnica que utilizamos para generar variaciones de campo magnético en tiempos de los nanosegundos fue la del calentamiento parcial de la muestra, descrito con anterioridad. De esta forma, al dejar de ser efectivos los centros de anclaje en la zona iluminada, se produce una variación de campo magnético del orden de los  $10^5 T/s$  en tiempos del orden de los  $10 ns$ , produciendo una presión magnética que da lugar al reacomodamiento de vórtices en la zona no calentada, en tiempos de las centenas de  $ns$ . Este tiempo característico del movimiento de vórtices por activación térmica corresponde a la escala temporal que buscábamos observar al inicio de la tesis. Las señales medidas experimentalmente o las reconstruidas por medio de las simulaciones dan cuenta de este reacomodamiento, en los voltajes observados a tiempos mayores que  $20 ns$  desde el inicio del calentamiento, luego del pico asociado a la entrada brusca generada al iluminar parcialmente la muestra, observándose una cola que aparece en la mayoría de las curvas de voltaje con una duración del orden de los  $100 ns$ .



**Fig. 6.11:** Voltaje medido experimentalmente al calentar parcialmente la muestra del borde más cercano a los contactos (círculos negros) o al calentar en el borde opuesto (círculos rojos). El resultado de la simulación numérica se muestra con líneas llenas para el calentamiento del lado de los contactos y línea a trazos al calentar del lado contrario; en color negro el voltaje inducido en el osciloscopio, en rojo el término del campo eléctrico en el borde de la muestra y en verde el voltaje inducido por las variaciones en las corrientes de la muestra.

## Capítulo 7

# Conclusiones

En un trabajo pionero, Puig y colaboradores [65] observaron señales de voltaje de algunos nanosegundos de duración asociadas al movimiento de vórtices desanclados mediante la aplicación de un pulso laser. Se abrió así la posibilidad de examinar la dinámica de vórtices y dilucidar las distribuciones de corriente macroscópica  $J$  y campo magnético  $B$  presentes en una ventana temporal nunca antes accesible, lo que nos impulsó a iniciar las investigaciones realizadas en este trabajo.

La combinación de simulaciones numéricas y diferentes técnicas de medición empleadas permitieron comprender en forma detallada que existen diferentes regímenes posibles de distribución de flujo magnético en una película delgada dentro del denominado rango de tiempos cortos.

La técnica de medición inductiva es aplicable cuando la variación de campo aplicado es se redujo y la señal inducida en el secundario por la propia variación temporal del campo aplicado deja de enmascarar la señal proveniente del calentamiento laser. Por esta razón, con esta técnica no es posible medir lo que pasa apenas aplicado el campo magnético, pero es posible observar el comienzo del comportamiento a tiempos largos (decenas de microsegundos) donde prevalece la relajación por activación térmica y se recupera el orden de magnitud de corriente crítica aparente reportada con las técnicas convencionales .

Con el propósito de reducir aun más los tiempos de observación y acceder al rango de los microsegundos, se realizaron las mediciones con la técnica de contactos. Con esta técnica se reduce el acoplamiento inductivo con el campo aplicado y sus variaciones no enmascaran más la señal, de modo que es posible realizar observaciones por primera vez en regímenes donde la variación temporal del campo es comparable, mucho mayor o mucho menor que las asociadas a las variaciones de las corrientes.

Sin embargo, la aplicación de campos magnéticos con flancos del orden de los 1000 Tesla/segundo, como en el caso de esta tesis, en un sistema como los superconductores de alta temperatura crítica donde la relación entre el campo eléctrico  $E$  y la densidad de corriente  $J$  es  $E(J) = E_0 \left(\frac{J}{J_c}\right)^n$ , con  $n = 20$  en el régimen de relajación por activación térmica ó  $n=1$  en el régimen óhmico, induce corrientes muy próximas a la crítica (sólo supracríticas mientras la variación de campo aplicado las sostenga), de modo que se no es posible observar una dinámica en la cual las corrientes no “sigan” al campo aplicado.

El calentamiento local de la cinta superconductora puede interpretarse como una variación de campo magnético que ocurre durante algunos nanosegundos en el contorno de la nueva muestra (porción no calentada de la cinta), accediendo a flancos de subida casi mil veces más abruptos y mil veces más cortos que los anteriores. Una inspección del pulso de voltaje permite observar una “cola” que las simulaciones mostraron que corresponde a la reacomodación de vórtices.

Hemos presentado un conjunto de técnicas experimentales que permiten observar la dinámica de flujo magnético en películas superconductoras de alta temperatura crítica y un conjunto de resultados teóricos en el marco de un modelo simplificado que permitió una comprensión detallada de los distintos aspectos de la dinámica de vórtices a tiempos cortos.

Resta comprender las discrepancias en las escalas temporales entre los resultados experimentales y las simulaciones.

# Bibliografía

- [1] H. Kamerlingh Onnes. *Leiden Comm.*, 120b,122b,124c, 1911.
- [2] W. Meissner and R. Ochsenfeld. *Naturwissenschaften*, 21:787, 1933.
- [3] F. London and H. London. *Proc. Roy. Soc.*, A149:71, 1935.
- [4] V. L. Ginzburg and L. D. Landau. *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.*, 20:1064, 1950.
- [5] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. *Phys. Rev.*, 108:1175, 1957.
- [6] A. A. Abrikosov. On the magnetic properties of superconductors of the second group. *Sov. Phys. JETP*, 5:1174, 1957.
- [7] C. P. Bean. Magnetization of hard superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 8:250, 1962.
- [8] C. P. Bean. Magnetization of high-fields superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 36:31, 1964.
- [9] W. T. Norris. *J. Phys. D*, 3:489, 1970.
- [10] N. Mikheenko and Y. E. Kuzovlev. Inductance measurements of HTSC films with high critical currents. *Physica C*, 204:229–236, 1993.
- [11] E. H. Brandt, M. Indenbom, and A. Forkl. *Europhys. Lett.*, 22:735, 1993.
- [12] E. H. Brandt and M. Indenbom. Tipe-II-superconductor strip with current in a perpendicular magnetic field. *Physical Review B*, 48:12893–12906, 1993.
- [13] J. R. Clem and A. Sanchez. Hysteretic ac losses susceptibility of thin superconducting disks. *Physical Review B*, 50(13):9355–9362, 1994.
- [14] E. Zeldov, J. R. Clem, M. W. McElfresh, and M. Darwin. Magnetization and transport currents in thin superconducting films. *Phys. Rev. B*, 49:9802–9822, 1994.

- [15] P. W. Anderson. Theory of flux creep in hard superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 9:309, 1962.
- [16] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad. Critical persistent currents in hard superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 9:306, 1962.
- [17] M. R. Beasley, R. Labush, and W. W. Webb. Flux creep in type-II superconductors. *Phys. Rev.*, 181:682, 1969.
- [18] M. P. A. Fisher. Vortex-glass superconductivity: a possible new phase in bulk high- $T_c$  oxides. *Phys. Rev. Lett.*, 62:1415, 1989.
- [19] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur. Theory of collective flux creep. *Phys. Rev. Lett.*, 63:2303, 1989.
- [20] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and V. M. Vinokur. Flux creep and current relaxation in high- $T_c$  superconductors. *Phys. Rev. B*, 43:6263, 1991.
- [21] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse. Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions and transport in type-II superconductors. *Phys. Rev. B*, 43:130–159, 1991.
- [22] D. A. Huse, M. P. A. Fisher, and D. S. Fisher. Are superconductors really superconducting? *Nature*, 358:553, 1992.
- [23] P. Bak, C. Tang, and K. Wisenfeld. *Phys. Rev. Lett.*, 59, 1987.
- [24] C. Tang. SOC and the Bean critical state. *Physica A*, 194:315–320, 1993.
- [25] E. H. Brandt. Thin superconductors in a perpendicular magnetic ac field: General formulation and strip geometry. *Physical Review B*, 49:9024–9040, 1994.
- [26] E. H. Brandt. Thin superconductors in a perpendicular magnetic ac field: II circular disk. *Physical Review B*, 50:4034–4050, 1994.
- [27] A. Gurevich and E. H. Brandt. Flux creep in superconducting films: an exact solution. *Phys. Rev. Lett.*, 73:178–181, 1994.
- [28] T. Schuster, H. Kuhn, E. H. Brandt, M. Indenbom, M. R. Koblischka, and M. Konczykowski. Flux motion in thin superconductors with inhomogeneous pinning. *Phys. Rev. B*, 50:16684, 1994.

- [29] S. O. Valenzuela, H. Ferrari, and V. Bekkeris. Flux motion and transport currents in type II superconducting strips with inhomogeneous pinning and edge barriers. Aceptadas para su publicación en la revista *Physica B*, actualmente en prensa., 2000.
- [30] J. G. Bednorz and K. A. Müller. Possible high  $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. *Z. Phys. B*, 64:189–193, 1986.
- [31] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu. Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 58:908–910, 1987.
- [32] S. Hikami, T. Hirai, and S. Kagosima. High transition temperature superconductor: Y-Ba-Cu oxide. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 26 (2):L314–L315, 1987.
- [33] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, and T. Asano. A new high  $T_c$  oxide superconductor without a rare earth element. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 27 (2):L209–L210, 1988.
- [34] Z. Z. Sheng and A. M. Hermann. Superconductivity in the rare-earth-free Tl-Ba-Cu-O system above liquid-nitrogen temperature. *Nature*, 332:55–58, 1988.
- [35] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur. Vortices in high temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 66:1125, 1994.
- [36] P. H. Kes. *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials; Flux Pinning and the Summation of Pinning Forces*. Pergamon, Oxford, 1992.
- [37] M. Xu, M. Suenaga, A. R. Moodenbaugh, and D. O. Welch. Magnetic field and temperature dependence of magnetic flux creep in c-axis-oriented  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  powder. *Phys. Rev. B*, 40:10882, 1989.
- [38] A. P. Malozemoff, T. K. Worthinton, R. M. Yandroski, and Y. Yeshurun. Macroscopic magnetic properties of high temperature superconductors: effect of pinning barrier distribution. *Int. J. Mod. Phys. B*, 1:1293, 1988.
- [39] E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, R. J. Gambino, and M. W. McElfresh. Optical and electrical enhancement of flux creep in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  epitaxial films. *Phys. Rev. Lett.*, 62:3093, 1989.

- [40] M. P. Maley, J. O. Willis, H. Lessure, and M. E. McHenry. Dependence of flux-creep activation energy upon current density in grain-aligned  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . *Phys. Rev. B*, 42:2639, 1990.
- [41] Z. Koziol, P. F. Châtel, J. J. M. Franse, A. Z. Tarnawski, and A. A. Menovsky. Evidence for nonlinear flux diffusion from magnetization relaxation in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  single crystals. *Physica C*, 212:133, 1993.
- [42] R. A. Richardson, O. Pla, and F. Nori. Confirmation of the modified Bean model from simulations of the superconducting vortices. *Phys. Rev. Lett.*, 72:1286, 1994.
- [43] S. Field, J. Witt, F. Nori, and X. Ling. Superconducting vortex avalanches. *Phys. Rev. Lett.*, 74:1206, 1995.
- [44] C. Reichard C. J. Olson, J. Groth, S. Field, and F. Nori. Microscopic derivation of magnetic-flux-density profiles, magnetization hysteresis loops, and critical currents in strongly pinned superconductors. *Phys. Rev. B*, 52:10441, 1995.
- [45] P. W. Anderson and Y. B. Kim. Hard superconductivity: Theory of motion of Abrikosov flux lines. *Rev. Mod. Phys.*, 36:39, 1964.
- [46] V. M. Vinokur, M. V. Feigel'man, and V. B. Geshkenbein. Exact solution for flux creep with logarithmic  $U(j)$  dependence: self-organized critical state in high- $T_c$  superconductor. *Phys. Rev. Lett.*, 67:915, 1991.
- [47] V. B. Geskenbein and A. I. Larkin. Time dependence of the magnetic moment of high-temperature superconductors. *Sov. Phys. JETP*, 68:639, 1989.
- [48] R. Griessen. Thermal activated flux motion near the absolute zero. *Physica C*, 172:441, 1991.
- [49] B. M. Larson, J. Z. Sun, T. H. Geballe, M. R. Beasley, and J. C. Bravman. Thermal activation of vortex motion in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  films at low temperatures. *Phys. Rev. B*, 43:10405, 1991.
- [50] E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, M. W. McElfresh, and R. J. Gambino. Flux creep characteristics in high-temperature superconductors. *Appl. Phys. Lett.*, 56:680, 1990.

- [51] A. P. Malozemoff and P. A. Fisher. Universality in the current decay and flux creep of Y-Ba-Cu-O high-temperature superconductors. *Phys. Rev. B*, 42:6784, 1990.
- [52] M. E. McHenry, S. Simizu, H. Lessure, M. P. Maley, J. Y. Coulter, I. Tanaka, and H. Kojima. Dependence of the flux-creep activation energy on the magnetization current for a  $La_{1.86}Sr_{0.14}CuO_4$  single crystal. *Phys. Rev. B*, 44:7614, 1991.
- [53] Y. Ren and P. A. J. de Groot. Non-logarithmic relaxation in flux grown  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystal. *Physica C*, 196:111, 1992.
- [54] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. Mc Graw Hill, 1996.
- [55] L. Gao, Y. Y. Yue, P. H. Hor, and C. W. Chu. The giant short-time decay of persistent currents in  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-d}$  at 77 K. *Physica C*, 177:438–444, 1991.
- [56] M. Niderost, A. Suter, P. Visani, and A. C. Motta. *Phys. Rev. B*, 53:9286, 1996.
- [57] D. A. Brawner, A. Schilling, H. R. Ott, R. J. Haug, K. Ploog, and K. Von Klitzing. Observation of vortex fluctuations in the cuprate superconductor  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ . *Phys. Rev. Lett.*, 71:785–788, 1993.
- [58] M. Darwin, J. Deak, L. Hou, M. McElfresh, E. Zeldov, J. R. Clem, and M. Indenbom. Effect of transport currents on the critical state of  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$  thin films. *Physical Review B*, 48:13192–13195, 1993.
- [59] Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, P. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurum, D. Mayer, and V. M. Vinokur. Local magnetic relaxation in high-temperature superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 75:2404–2407, 1995.
- [60] H. Theuss, A. Forkl, and H. Kronmuller. Current density and magnetic field distribution in hard thin film superconductors. *Physica C*, 190:345–352, 1992.
- [61] L. A. Dorosinskii, M. V. Indembom, V. I. Nikitenko, A. Ossipyan Yu, A. A. Polyanskii, and V. K. Vlasko-Vlasov. Studies of HTSC crystal magnetization features using indicator magneto optic films with in-plane anisotropy. *Physica C*, 203:149–156, 1992.
- [62] C. A. Duran P. L. Gammel, R. Wolfe, V. J. Fratello, D. J. Bishop, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg. Real-time imaging of the magnetic flux distribution in superconducting  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ . *Nature*, 357:474–477, 1992.

- [63] M. V. Indenbom, A. Forkl, H. U. Habermeier, and H. Kronmuller. *J. Alloys Compounds*, 195:499, 1993.
- [64] T. Puig. Tesis doctoral, Universidad Autónoma de Barcelona, 1994.
- [65] T. Puig, P. G. Huggard, G. Schneider, T. P. O'Brien, W. Blau, M. Pont, J. S. Muñoz, and W. Prettl. Fast photoresponse from infrared-laser-induced flux motion in  $YBa_2Cu_3O_x$  films. *Phys. Rev. B*, 46(17):11240–11242, 1992.
- [66] S. O. Valenzuela, H. Ferrari, V. Bekeris, M. C. Marconi, J. Guimpel, and F. de la Cruz. Non-conventional short-time dc-magnetometer for superconducting films. *Rev. Sci. Instrum.*, 69:251–254, 1998.
- [67] S. Zeuner, H. Lengfellner, J. Betz, K. F. Renk, and W. Prettl. Heat propagation in high  $T_c$  films investigated by optical response measurements. *Appl. Phys. Lett.*, 61(8):973–975, 1992.
- [68] S. O. Valenzuela. Relajación magnética en películas delgadas superconductoras para tiempos cortos. Tesis de Licenciatura, Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Departamento de Física, 1994.
- [69] A. I. Golovashkin, E. V. Ekimov, S. I. Krasnosvobodtsev, V. P. Martovitsky, and E. V. Pechen. *Physica C*, 162-164:715, 1989.
- [70] F. Pardo, G. Burmeister, and J. Guimpel. *Rev. Sci. Instrum.*, 67:2370, 1996.
- [71] J. R. Clem. Theory of flux-flow noise voltage in superconductors. *Physical Review B*, 1(5):2140–2155, 1970.
- [72] J. R. Clem. Flux flow noise in superconductors. *Physics Reports*, 75(1):1–55, 1981.
- [73] S. O. Valenzuela. Construcción y diseño de la fuente de voltaje que alimentó al primario y del sincronizador de los disparos del laser respecto de la aplicación del campo.
- [74] S. M. Khanna and M. A. R. LeBlanc. Faraday induction and flux-flow voltages in type-II superconductors. *Journal of Applied Physics*, 43(12):5165–5174, 1972.
- [75] S. M. Khanna, J. R. Clem, and M. A. R. LeBlanc. Flux-flow voltages during guided flux collapse from hollow superconducting cylinders. *Phys. Rev. B*, 14(9):3898–3913, 1976.

- [76] S. O. Valenzuela, H. Ferrari, V. Bekeris, J. Guimpel, and F. de la Cruz. Short-time magnetization in superconducting thin films. *Rev. Mex. Fís.*, 44 S3:193, 1998.
- [77] H. Ferrari, S. O. Valenzuela, V. Bekeris, V. A. Dediu, and L. Correra. Ultra-short time local current density in superconducting strips: a new experimental approach. *Supercond. Sci. Technol.*, 12:210, 1999.
- [78] H. Ferrari, S. O. Valenzuela, V. Bekeris, and L. Correra. Fast flux redistribution following a local heat pulse in superconducting strips. Aceptadas para su publicación en la revista *Physica B*, actualmente en prensa., 2000.
- [79] E. H. Brandt. Dynamics of flat superconductors in a perpendicular magnetic field. *Physical Review Letters*, 71:2821–2824, 1993.
- [80] R. L. Burden and J. D. Faires. *Análisis Numérico*. Iberoamérica, 1985.
- [81] E. Calzetta and I. Ibaceta. Comunicación personal.
- [82] Jr. C. P. Poole, H. A. Farach, and R. J. Creswick. *Superconductivity*. Academic Press, 1995.
- [83] R. M. Schalk, G. Samadi Hosseinali, H. W. Weber, S. Proyer, P. Schwab, D. Bauerle, and S. Grundorfer. Temperature dependence of the pinning potential in  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  superconductors. *Phys. Rev. B*, 49:3511–3519, 1994.
- [84] J. R. Clem, R. P. Huebener, and D. E. Gallus. Gibbs free-energy barrier against irreversible magnetic flux entry into a superconductor. *Journal of Low Temperature Physics*, 12(5/6):449–477, 1973.



## Agradecimientos

En primer lugar quisiera agradecer a las personas cuyos aportes fundamentales me permitieron realizar esta tesis, con un resultado del cual me siento orgulloso. Fundamentalmente a Vicky, quien con sus enseñanzas y apoyo me permitieron ser lo que soy hoy profesionalmente, a Sergio por sus fuentes "capolaboros" y su forma de trabajar, a Luigi por los fines de semana de intenso trabajo en Italia, que tan fructíferos resultaron y a Iván por sus aportes con las simulaciones que resultaron trascendentales para la comprensión detallada de los resultados experimentales.

A Paco por su apoyo continuo y haber aportado la idea original en la que se basó esta tesis. A Julio por las muestras y el crióstrato que utilizamos en las mediciones con bobinas. A Mario y a Jorge con el montaje del laser. A Esteban, Fernando y Martín por sus aportes en los análisis teóricos.

En general a todos los integrantes del laboratorio de Bajas Temperaturas por crear allí un ámbito de amistad y colaboración, donde resulta placentero trabajar día a día. A quienes me ayudaron en mi estadía en el LAMEL, Sergio N., Marco B., Riccardo, Sergio G., Rita y Caterina.

A quienes me bancaron y apoyaron en mis visitas a otros laboratorios, Ricardo, Daniel, Abél, Marcelo, Eduardo y Hernán en Bariloche y Pamela, Stephania y Rudi en Italia. A mis amigos Gaby, Nano, Sergio, El Fotón y Rulo, por estar.

A Susana, Sofía y Susana por todo lo que tuvieron que pasar cuando estuve en Italia. A toda mi familia.

A todos aquellos que olvido y quisiera agradecer,

Muchas gracias.

A handwritten signature in black ink, reading "Iván Ferrari". The signature is written in a cursive style with a long horizontal stroke at the end.



### **Publicaciones con arbitraje correspondientes a esta tesis**

1. *Ultra-short time local current density distribution in superconducting strips: a new experimental approach*, H. Ferrari, S. O. Valenzuela, V. Bekeris, V. A. Dediu and L. Corraera, **Supercond. Sci. and Technol.**, (1999) **12**, 210-214.
2. *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,(1998) 251-254.

### **Actas de conferencia con arbitraje correspondientes a esta tesis**

1. *Fast flux redistribution following a local heat pulse in superconducting strips*, H. Ferrari, S. O. Valenzuela, V. Bekeris and L. Corraera, actas de la XXII International Conference on Low Temperature Physics, aceptadas para su publicación en la revista **Physica B**, actualmente en prensa.
2. *Flux Motion and Transport Currents in Type II Superconducting Strips with Inhomogeneous Pinning and Edge Barriers*, S. O. Valenzuela, H. Ferrari and V. Bekeris, actas de la XXII International Conference on Low Temperature Physics, aceptadas para su publicación en la revista **Physica B**, actualmente en prensa.
3. *Short-time magnetization in superconducting thin films*, H. Ferrari, S. O. Valenzuela, V. Bekeris, J. Guimpel and F. de la Cruz, **Revista Mexicana de Física** 43 Supl. 3,(1998) 193-195.



## Apéndice A

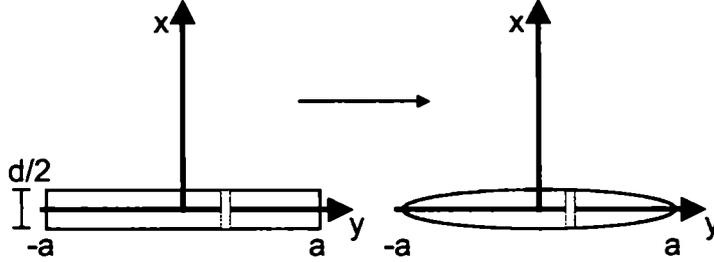
# Flujo de retorno de un vórtice en una cinta delgada

A diferencia del campo magnético asociado a un vórtice en una placa infinita, en el caso de la cinta delgada y debido a su espesor finito, las líneas de campo que el vórtice genera, se cierran por fuera de la muestra (flujo de retorno).

Para resolver este problema consideraremos una cinta delgada de ancho  $2a$  y espesor  $d$ , en la cual se encuentre una distribución uniforme de vórtices a lo largo de  $z$  en una posición de forma tal que el flujo por unidad de longitud que atraviesa la cinta delgada sea  $\frac{\phi_0}{L}$ , pasando a resolver el siguiente problema bidimensional, reemplazando la sección transversal rectangular de la cinta delgada por una elipsoidal [84]

El problema con la sección transversal elipsoidal es fácilmente resoluble utilizando técnicas de mapeos conformes y potenciales complejos [84]. La contribución a  $\mathbf{B}$  fuera de la muestra debida a la presencia de la línea de vórtices con un flujo por unidad de longitud igual a  $\frac{\phi_0}{L}$  la podemos aproximar por el campo proveniente de una densidad de carga magnética superficial positiva en la parte superior de la muestra y una igual negativa en la parte inferior.

El campo fuera de la muestra será función sólo de  $x$  e  $y$ , y estará dado por  $\mathbf{H}(x, y) = -\nabla\varphi(x, y)$ . Aquí  $\varphi(x, y)$  es la parte real de un potencial complejo  $w = \varphi + i\psi$ , siendo esta una función analítica de la variable compleja  $z = x + iy$ .



**Fig. 1.1:** Sección transversal rectangular de la cinta delgada reemplazada por una elipsoidal

En este punto realizamos la transformación conforme [84]:

$$z = \tilde{z} + \frac{\varepsilon R^2}{\tilde{z}} \quad \text{con} \quad \varepsilon = \frac{\left(a - \frac{d}{2}\right)}{\left(a + \frac{d}{2}\right)} \quad \text{y} \quad R = \frac{\left(a + \frac{d}{2}\right)}{4} \quad (1.1)$$

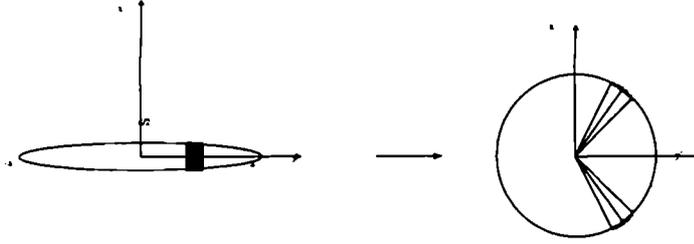
pasando del plano complejo  $z$  al plano  $\tilde{z}$  en el cual la muestra elíptica pasa a tener una forma circular de radio  $R$ , con lo cual la posición de las cargas magnéticas superficiales se mueven sobre esta circunferencia dependiendo sólo de la variable angular  $\tilde{\gamma}$ . Considerando que el ancho del vórtice es mucho menor que el ancho de la muestra ( $\lambda \ll a$ ) la posición de la carga positiva estará dada por un ángulo promedio  $\tilde{\gamma}$  tomando en el plano  $\tilde{z}$  el valor  $\tilde{z}_{\tilde{\gamma}} = R \exp(i\tilde{\gamma})$ , mientras que la negativa lo será por su conjugado  $\tilde{z}_{\tilde{\gamma}}^*$ .

El potencial complejo que describe en buena aproximación la distribución de campo fuera de la muestra es [84]:

$$\tilde{w}(\tilde{z}) = \frac{\phi_0}{2\pi} \ln \left[ \frac{(\tilde{z} - \tilde{z}_{\tilde{\gamma}}^*)^2 \tilde{z}_{\tilde{\gamma}}}{(\tilde{z} - \tilde{z}_{\tilde{\gamma}})^2 \tilde{z}_{\tilde{\gamma}}^*} \right] \quad (1.2)$$

del cual podemos obtener las componentes  $x$  e  $y$  del campo como

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= H_x + iH_y = - \left[ \frac{d\tilde{w}(\tilde{z})}{d\tilde{z}} \right]^* \\ \tilde{H}^* &= H_x - iH_y = - \frac{d\tilde{w}(\tilde{z})}{d\tilde{z}} \frac{d\tilde{z}}{dz} \end{aligned} \quad (1.3)$$



**Fig. 1.2:** Transformación conforme

reemplazando en el potencial las posiciones de las cargas magnéticas superficiales este queda:

$$\tilde{w}(\tilde{z}) = \frac{\phi_0}{\pi} [\ln(\tilde{z} - R \exp(-i\tilde{\gamma})) - \ln(\tilde{z} - R \exp(i\tilde{\gamma})) + i\tilde{\gamma}] \quad (1.4)$$

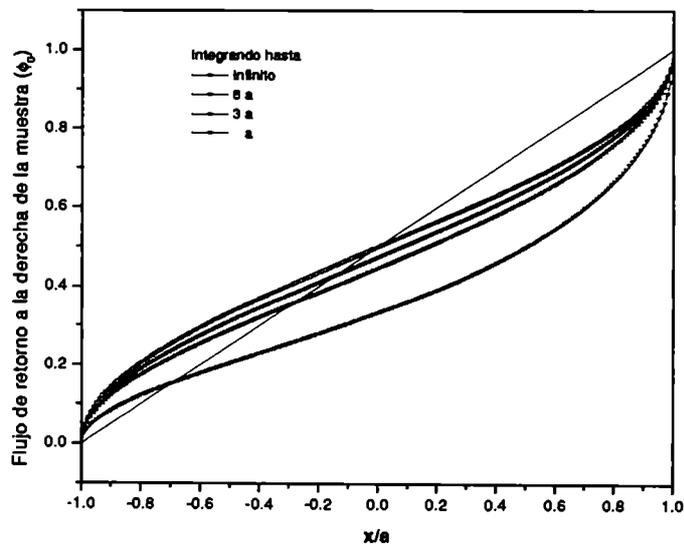
por lo tanto,

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{w}(\tilde{z})}{d\tilde{z}} &= \frac{\phi_0}{\pi} \left[ \frac{1}{(\tilde{z} - R \exp(-i\tilde{\gamma}))} - \frac{1}{(\tilde{z} - R \exp(i\tilde{\gamma}))} \right] \\ \frac{d\tilde{z}}{dz} &= \frac{1}{2} \left[ 1 \pm \frac{z}{\sqrt{z^2 - 4\epsilon R^2}} \right] \end{aligned} \quad (1.5)$$

finalmente obtenemos la expresión final para el campo para los  $x$  e  $y$  fuera de la muestra,  $\tilde{H}^* = H_x - iH_y$  como:

$$\frac{\phi_0}{2\pi} \left[ 1 \pm \frac{z}{\sqrt{z^2 - 4\epsilon R^2}} \right] \left[ \frac{4R (\exp(i2\tilde{\gamma}) - 1)}{(z - 2R \exp(i\tilde{\gamma}) + \sqrt{z^2 - 4\epsilon R^2}) (z \exp(i\tilde{\gamma}) - 2R + \exp(i\tilde{\gamma}) \sqrt{z^2 - 4\epsilon R^2})} \right]$$

Con ella calculamos la fracción del flujo del vórtice que retorna por un lado u otro de la muestra. En la figura 1.3 se muestra el flujo de retorno correspondiente a las  $y$  positivas en función de la posición del vórtice dentro de una muestra de ancho  $2a$ . A su vez, se muestra como varía el flujo de retorno para distintas posiciones finales de integración del campo de retorno desde el borde de la muestra.



**Fig. 1.3:** Flujo de retorno en función de la posición del vórtice dentro de una muestra de ancho  $2a$ .