

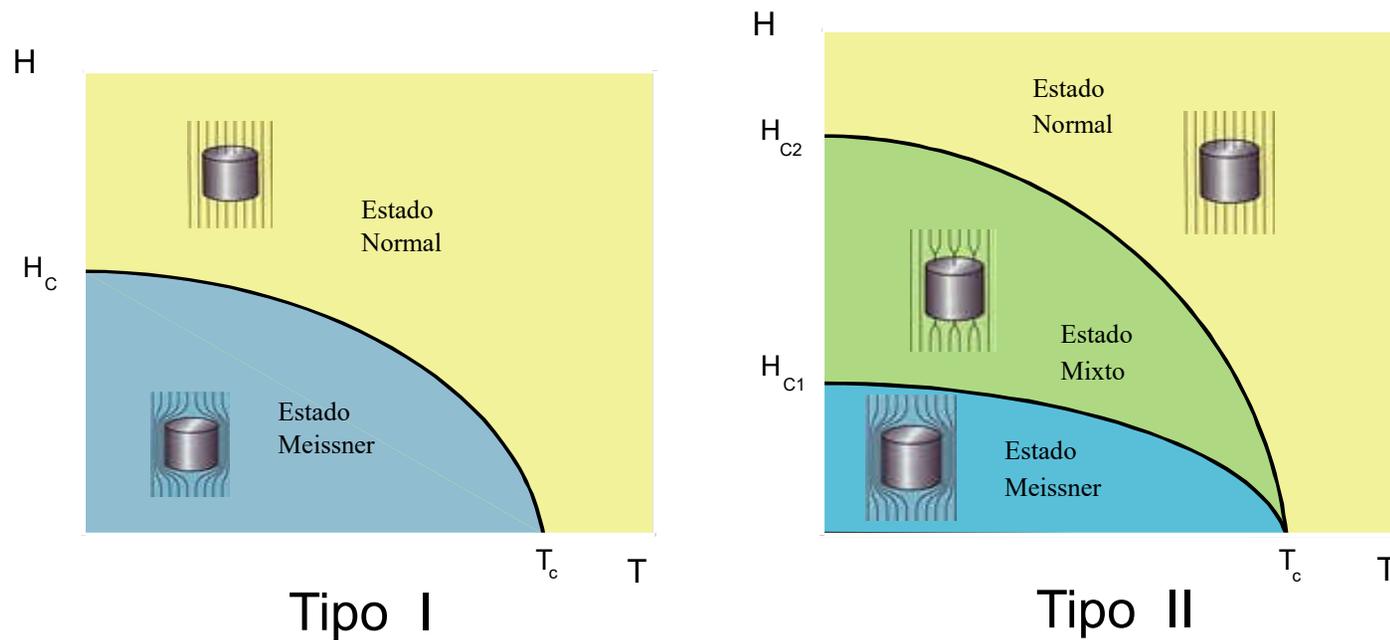
“Materia de Vórtices”

Vortex Matter

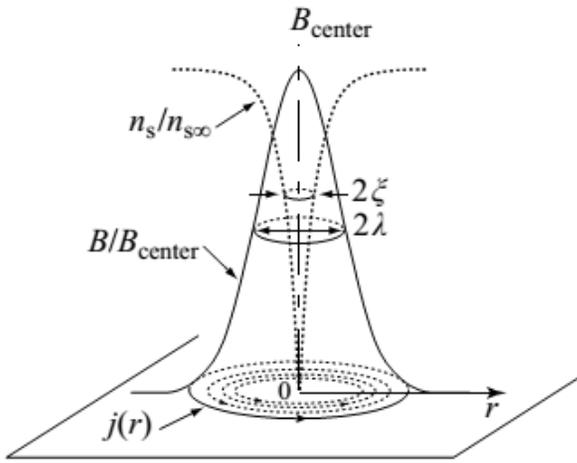
Repaso

En los superconductores de tipo II hay una amplia region del diagrama de fases ocupada por el “estado mixto”

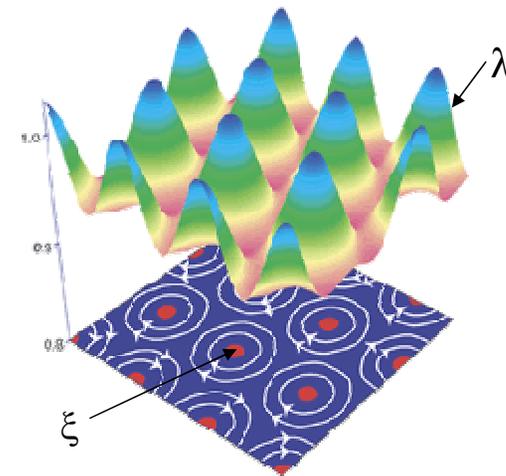
En esa region el campo magnetico penetra parcialmente en cuantos de flujos



Repaso



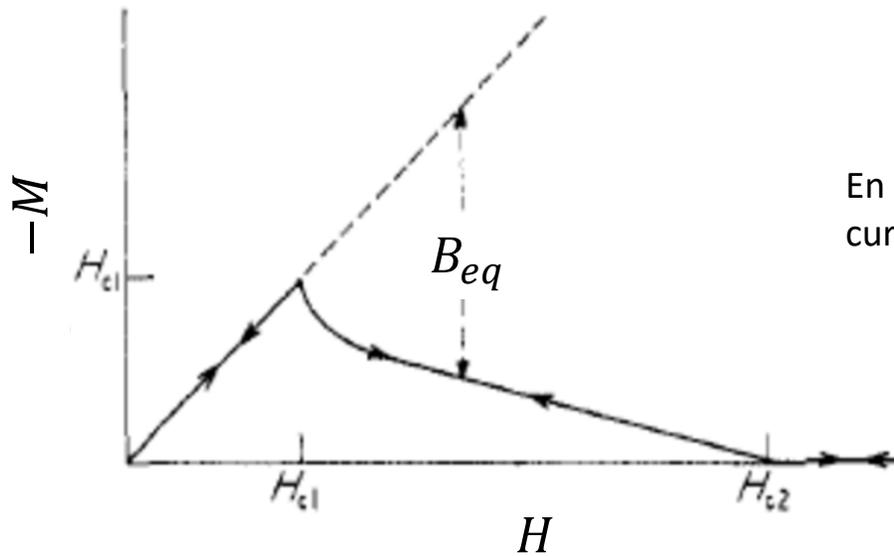
Vimos como podíamos describir bajo ciertas aproximaciones la distribución de campos y corrientes alrededor de cada vortice.



En ausencia de defectos, en un sistema con simetría de traslación, la configuración de mínima energía, es un arreglo triangular periódico de vórtices.

Repaso

Si el pinning es despreciable ($j_c \sim 0$) la magnetización sera cercana a la de equilibrio



Magnetización de equilibrio

En una geometría **sin barreras geométricas** La curva $M_{eq}(H)$ de equilibrio es **reversible**.

En ausencia de pinning cualquier densidad de corriente mueve los vortices con $v = \frac{1}{\eta} J \Phi_0$ perpendicular a la corriente

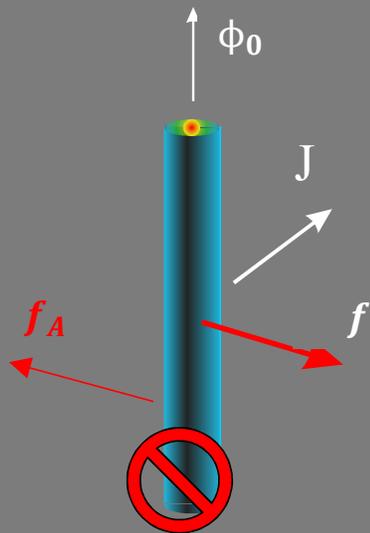
$$\eta = \frac{\mu_0 \Phi_0 H_{c2}}{\rho}$$

$$E = \rho_{FF} J$$

Regimen Lineal Ohmico

$$\rho_{FF} = \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \rho$$

Repaso



Los defectos rompen la simetría de traslación!

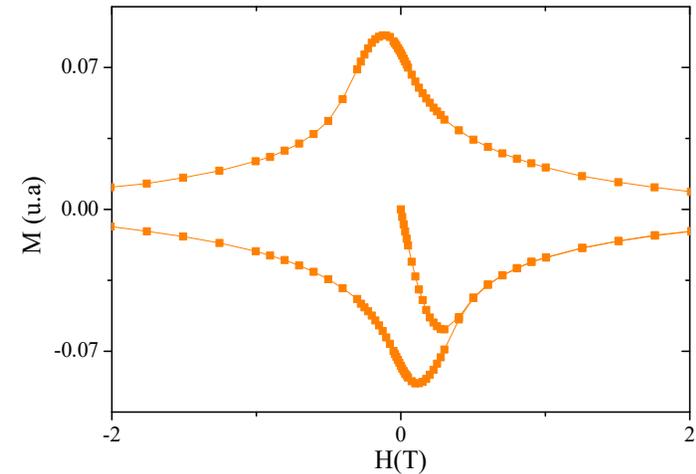
Hay sitios energéticamente más favorables (centros de anclaje). Si $F < F_A$ no se mueven.

f_A determina J_C .

Si hay defectos, $\rho = 0$
para $J < J_C$.

la RV se va a quedar en configuraciones metaestables. $B \sim \phi_0 a_0^2 \neq B_{eq}$ y $M \neq M_{eq}$.

La magnetización M y el campo interno B van a depender de la historia.



Curva $M(H)$ irreversible, con histeresis

Competencia de interacciones

Ecuación de movimiento de un vortice por unidad de longitud:

$$\eta \bar{v}_i = \sum_j \bar{f}^{vv}(\bar{r}_i - \bar{r}_j) + \sum_k \bar{f}^{vp}(\bar{r}_i - \bar{r}_k) + \bar{J}_{ext} \times \bar{\phi}_0 + \mathcal{F}^T$$

En ausencia de corrientes macroscópicas: $0 = \sum_j \bar{f}^{vv}(\bar{r}_i - \bar{r}_j) + \sum_k \bar{f}^{vp}(\bar{r}_i - \bar{r}_k) + \mathcal{F}^T$

La interacción entre segmentos de vórtices (“elástica”) compite con la interacción con los defectos y con las fluctuaciones térmicas.

Los defectos están en general distribuidos al azar $\Rightarrow f_{vp}$ tiende a desordenar a los vórtices

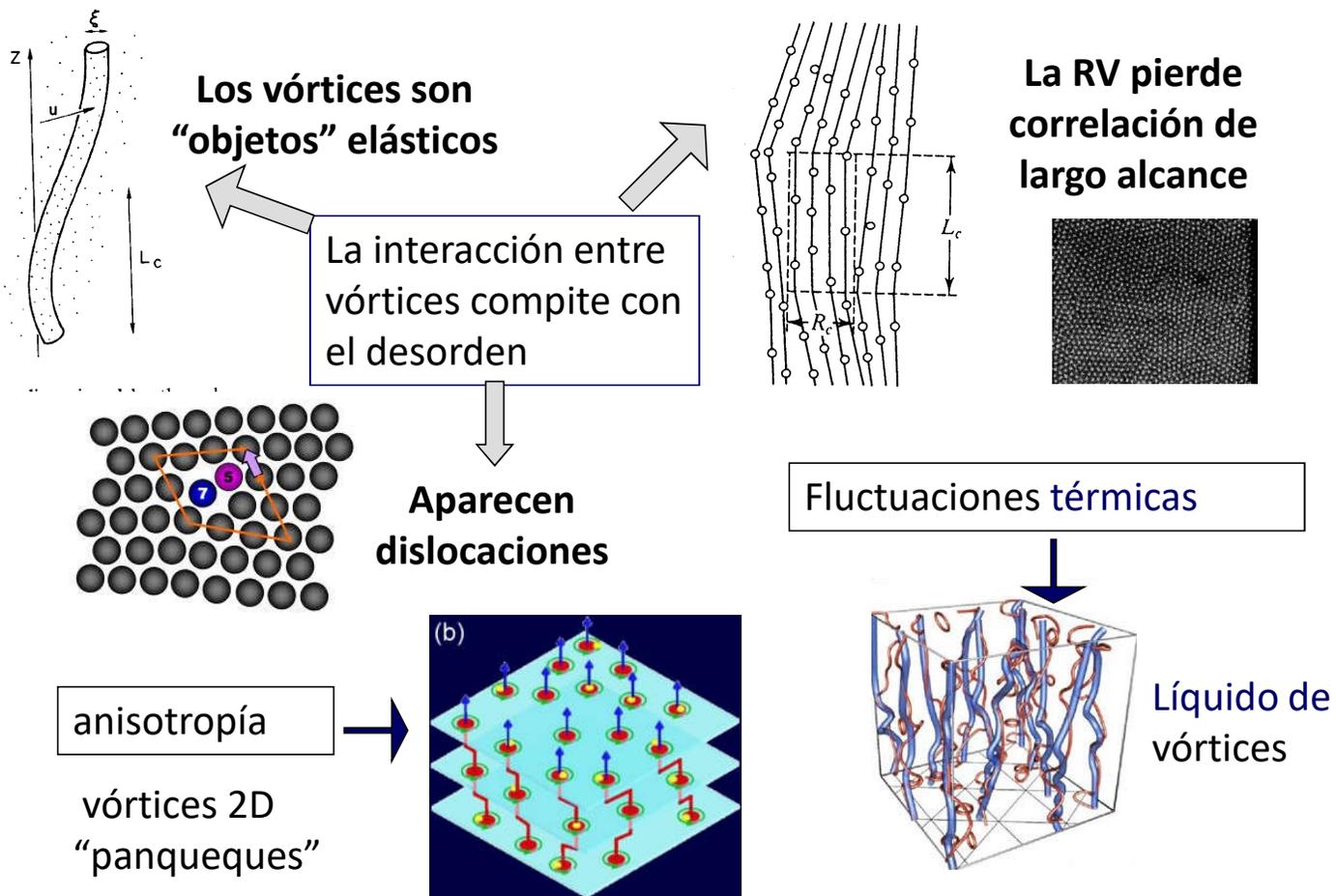
A alta temperatura pesa el término de entropía en la energía libre y esto también tiende a desordenar el sistema.

Si dominan la interacción con los defectos o las fluctuaciones térmicas:

La configuración que minimiza la energía libre deja de ser la RV perfectamente ordenada

- **No hay orden de largo alcance**
- **Pueden aparecer dislocaciones en la RV**
- **El sistema puede ser parcial o completamente desordenado**

Competencia de interacciones



La “materia de vortices” es un sistema complejo

Medios elásticos en potenciales desordenados:

- La interacción entre las “partículas” o “partes” tiende a ordenar el sistema.
- La interacción con los defectos y con las fluctuaciones térmicas tiende a desordenarlos.

Algunos ejemplos:

Interfases y líneas elásticas en presencia de desorden (análogas a vórtices aislados):

- Paredes de dominio
- Superficies de mojado

Sistemas de “partículas” interactuantes en potenciales desordenados (análogos a la RV):

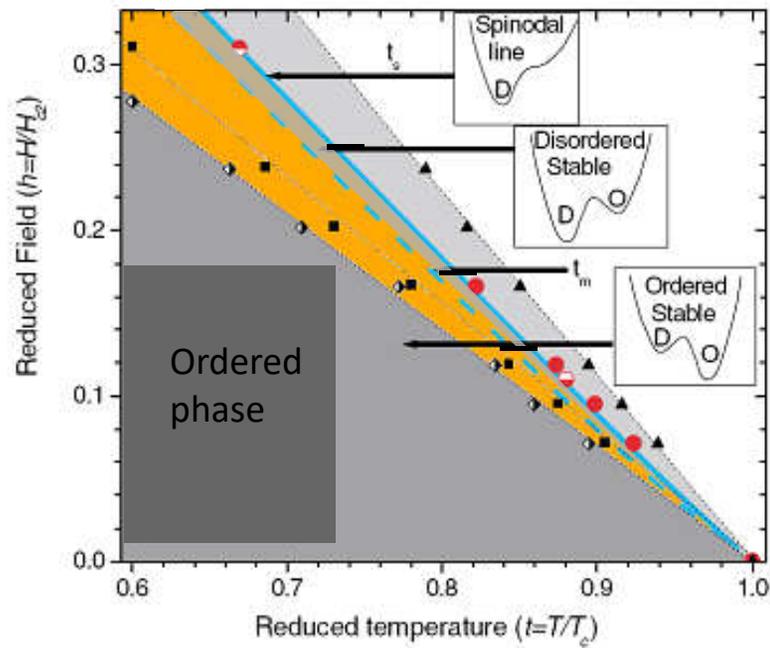
- Redes de skyrmiones
- Cristales de Wigner (electrones).
- Coloides

La “materia de vortices” es un sistema complejo

<u>Interacción dominante</u>	<u>Configuración espacial</u>	<u>Anclaje Efectivo</u>
Vortice-vórtice	Vidrio de Bragg (BG) “sin dislocaciones”.	débil
Vórtice defecto	Vidrio desordenado	fuerte
Compiten	Dislocaciones (desorden intermedio)	intermedio

Imágenes de experimentos de STM, S. Ganbuli et al. Scientific Report 5,10613, 2015

Fases de vórtices



Monocristales limpios de NbSe₂

Z. Xiao et al; PRL. 85,3265 (2004)

En los superconductores muy limpios, la mayor parte del estado mixto está ocupado por la fase ordenada de Vidrio de Bragg

Las J_c son muy bajas.

Muy cerca de H_{c2} (T) los vórtices se desordenan

Fases de vórtices

En los superconductores de alta T_c (SAT) la anisotropía y las fluctuaciones térmicas son muy relevantes.

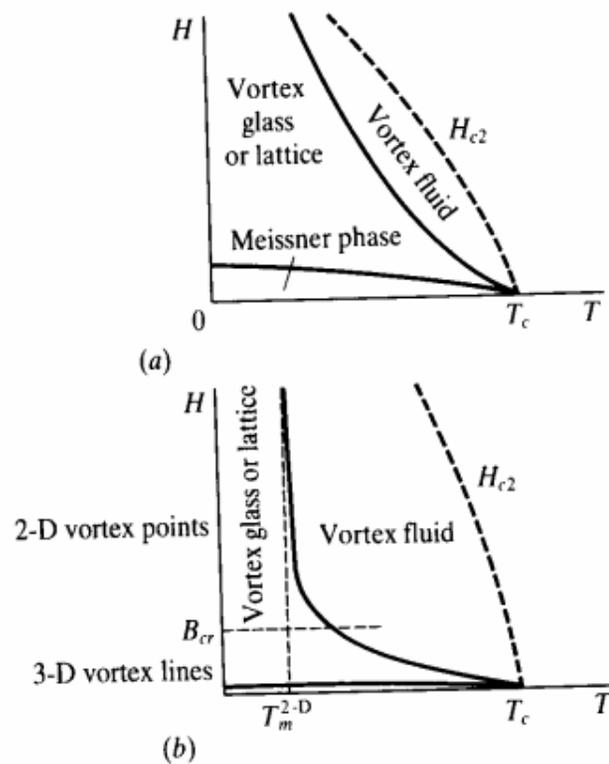


FIGURE 9.8 Schematic phase diagrams for melting of the flux-line solid for (a) 3-D material (e.g., YBCO) and (b) highly layered material (e.g., BSCCO). The latter shows the crossover from 3-D to 2-D melting at the crossover flux density B_{cr} , which is at inaccessible high fields for the 3-D material in (a).

Fases de vórtices

En algunos SAT pequeños cambios en el dopaje alteran dramáticamente las fases de vórtices

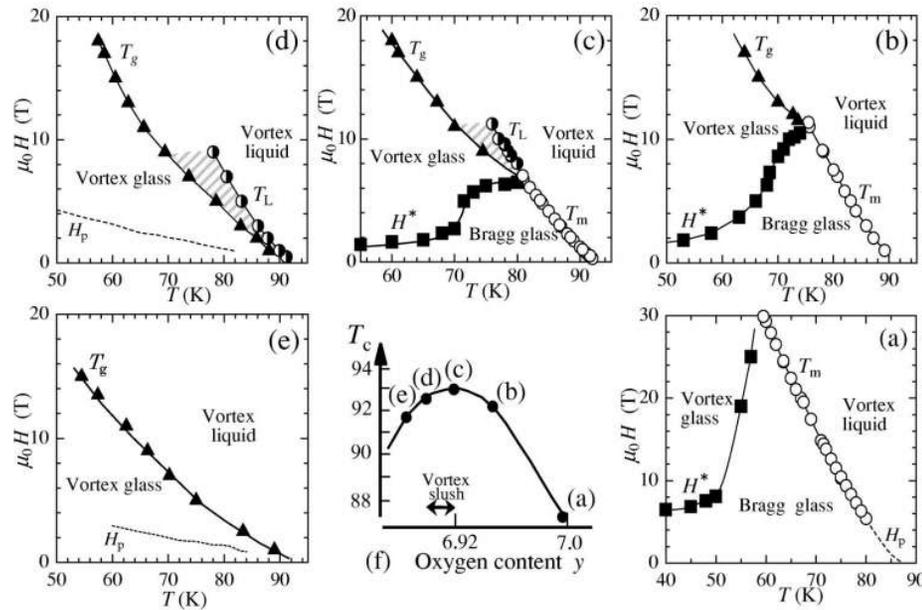


FIG. 6. Vortex phase diagram for untwinned YBCO with various oxygen contents y above and below the optimal condition. (a) Heavily overdoped YBCO ($y \sim 7.0$) (Ref. 16). (b) Slightly overdoped YBCO ($y \approx 6.95$) (Refs. 9 and 10). (c) Optimally doped YBCO ($y \approx 6.92$, studied in this paper). (d) Slightly underdoped YBCO ($y \approx 6.90$) (Ref. 16). (e) Underdoped YBCO ($y \approx 6.88$). (f) Schematic diagram of T_c vs y . The electron irradiation effect (Ref. 10) has been examined for slightly overdoped YBCO in (b). The shaded portions in (c) and (d) correspond to the vortex slush regime.

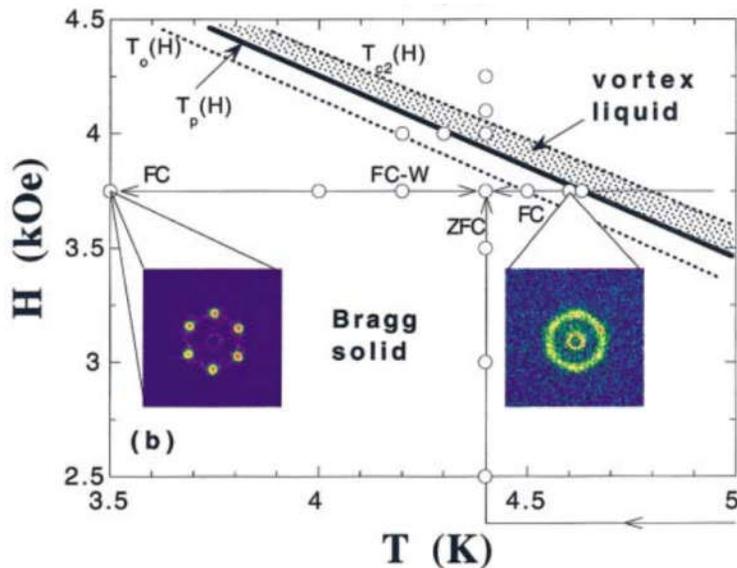
Monocristales demaclados de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

Shibata et al; PRB. 66, 214518 (2002)

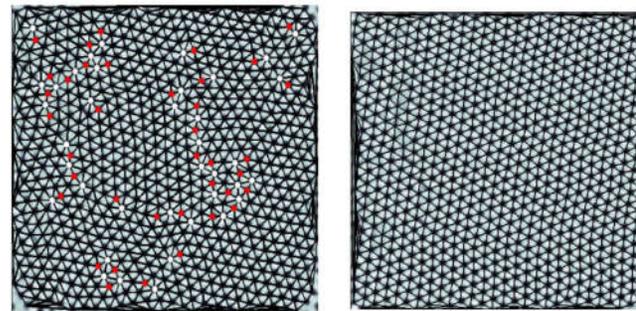
Cómo se estudian estas fases?

Observaciones directas de la estructura de la RV.

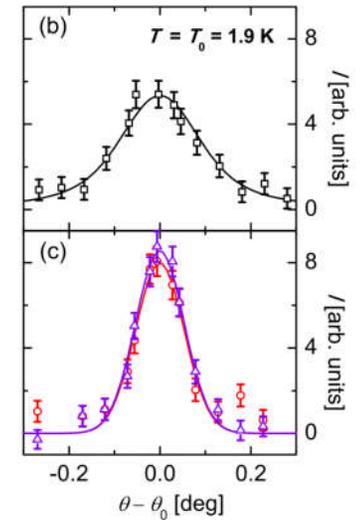
Algunos ejemplos:



Experimento de difracción de neutrones (SANS) donde se observa una transición de una fase ordenada a una desordenada.
Ling et al. PRL 2001



Experimento de STM donde se muestra como una configuración metaestable con dislocaciones pasa a ser una red ordenada después de mover los vortices y permitir que se reorganicen.
Ganguli et al. Sci.Rep. 2015



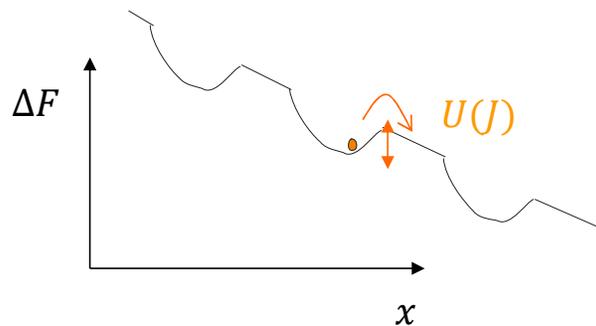
El mismo efecto puede verse en el ancho de los picos de difracción (RC), relacionados con el tamaño de las regiones ordenadas de la RV. M. Marziali Bermudez et al. PRL 2015.

Cómo se estudian estas fases?

- Modelos predicen la respuesta esperada en cada fase.
- Midiendo la respuesta (M o χ o $V(I)$) se puede inferir la fase.

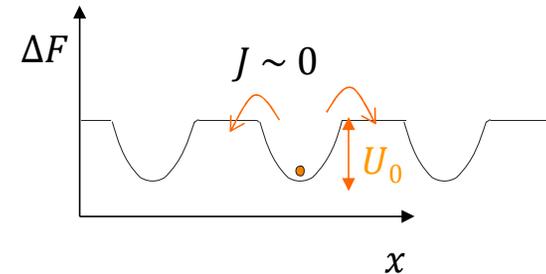
Ejemplo: curvas $V(I)$ o $E(J)$

Veamos que pasa con un sistema de vortices para $J \sim 0$ ($J \ll J_c$) en presencia de fluctuaciones térmicas:



1) Si $U(J = 0) = U_0$ finito:

$$U(J) \sim U_0 - \left. \frac{\partial U}{\partial J} \right|_{J=0} J$$



Al inclinar “apenas” el paisaje de energía hacia un lado, las probabilidades de saltar hacia ambos lados van a ser parejas:

$$E = v_0 B e^{-\frac{\left(u_0 - \frac{\partial U}{\partial J} \Big|_{J=0} J\right)}{kT}} - v_0 B e^{-\frac{\left(u_0 + \frac{\partial U}{\partial J} \Big|_{J=0} J\right)}{kT}} = v_0 B e^{-\frac{u_0}{kT}} \left[e^{-\frac{\left(\frac{\partial U}{\partial J} \Big|_{J=0} J\right)}{kT}} - e^{\frac{\left(\frac{\partial U}{\partial J} \Big|_{J=0} J\right)}{kT}} \right] = 2v_0 B e^{-\frac{u_0}{kT}} \sinh \left(\frac{\left(-\frac{\partial U}{\partial J} \Big|_{J=0} J\right)}{kT} \right)$$

Cómo se estudian estas fases?

Ejemplo: curvas $V(I)$ o $E(J)$

Veamos que pasa con un sistema de vortices para $J \sim 0$ ($J \ll J_c$) en presencia de fluctuaciones termicas:

1) Si $U(J = 0) = U_0$ finito:

$$U(J) \sim U_0 - \left. \frac{\partial U}{\partial J} \right|_{J=0} J \quad E(J) = 2v_0 B e^{-\frac{U_0}{kT}} \sinh \left(\frac{\left(\left. -\frac{\partial U}{\partial J} \right|_{J=0} J \right)}{kT} \right)$$

A medida que disminuye J , llega un momento en que: $\left(\left. \frac{\partial U}{\partial J} \right|_{J=0} J \right) \ll kT$.

Entonces:
$$E(J) = \underbrace{2v_0 B e^{-\frac{U_0}{kT}}}_{\rho(T)} \frac{\left(\left. -\frac{\partial U}{\partial J} \right|_{J=0} \right)}{kT} J$$

Regimen Ohmico con $\rho(T)$ finita para $J \rightarrow 0$.
TAFF (thermally assisted Flux Flow)

2) Vidrio de vortices:
$$U(J) \sim U_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^{-\mu}$$

Las barreras divergen a corriente nula $\Rightarrow \rho(J \rightarrow 0) \rightarrow 0$

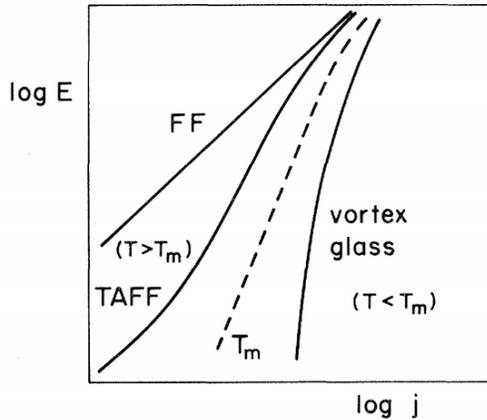
Cómo se estudian estas fases?

Ejemplo: curvas $V(I)$ o $E(J)$

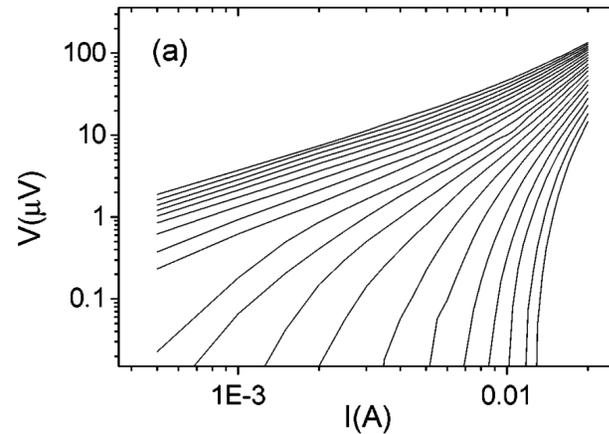
Veamos que pasa con un sistema de vortices para $J \sim 0$ ($J \ll J_c$) en presencia de fluctuaciones termicas:

1) Si $U(J=0) = U_0$ finito: $E(J) = \rho_{TAF\!F}(T)J$ Regimen Ohmico con $\rho(T)$ finita para $J \rightarrow 0$.
TAF\!F (thermally assisted Flux Flow)

2) Vidrio de vortices: $U(J) \sim U_0 \left(\frac{J}{J_c}\right)^{-\mu}$ Las barreras divergen a corriente nula $\Rightarrow \rho(I \rightarrow 0) \rightarrow 0$



Transición liquido-vidrio en T_m



Curvas $V(I)$ experimentales en YBCO a distintas T
S. Grigera et al. PRL 1998