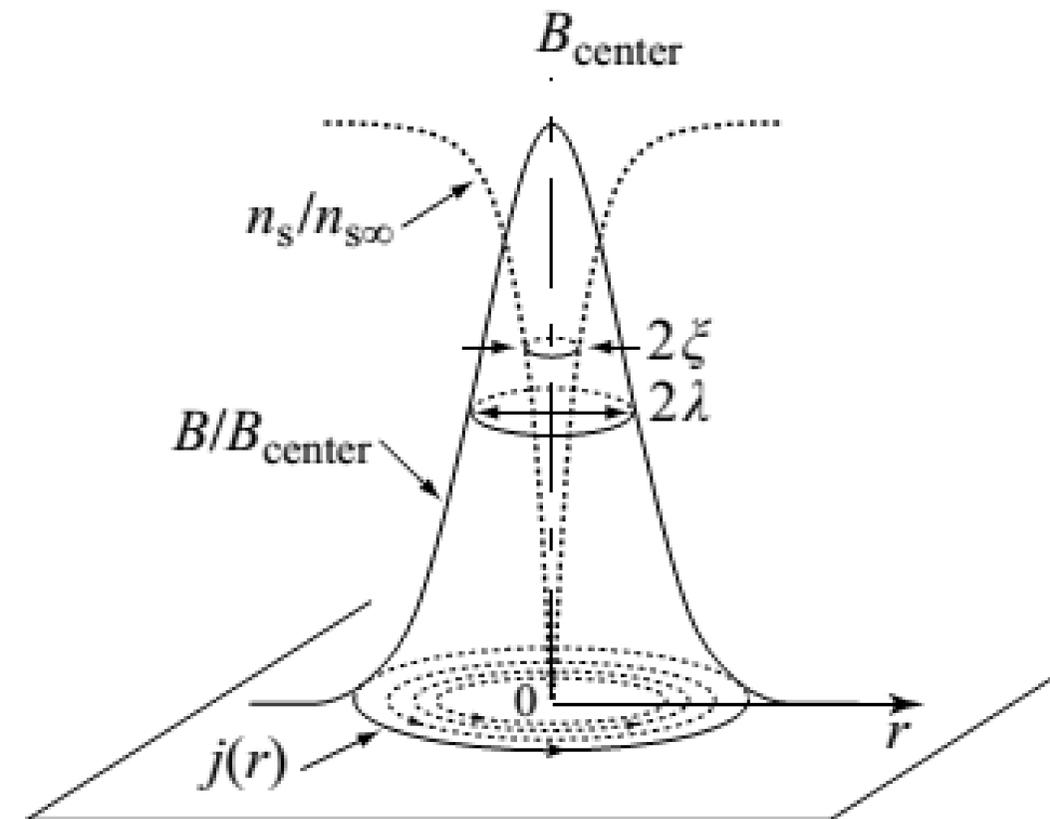
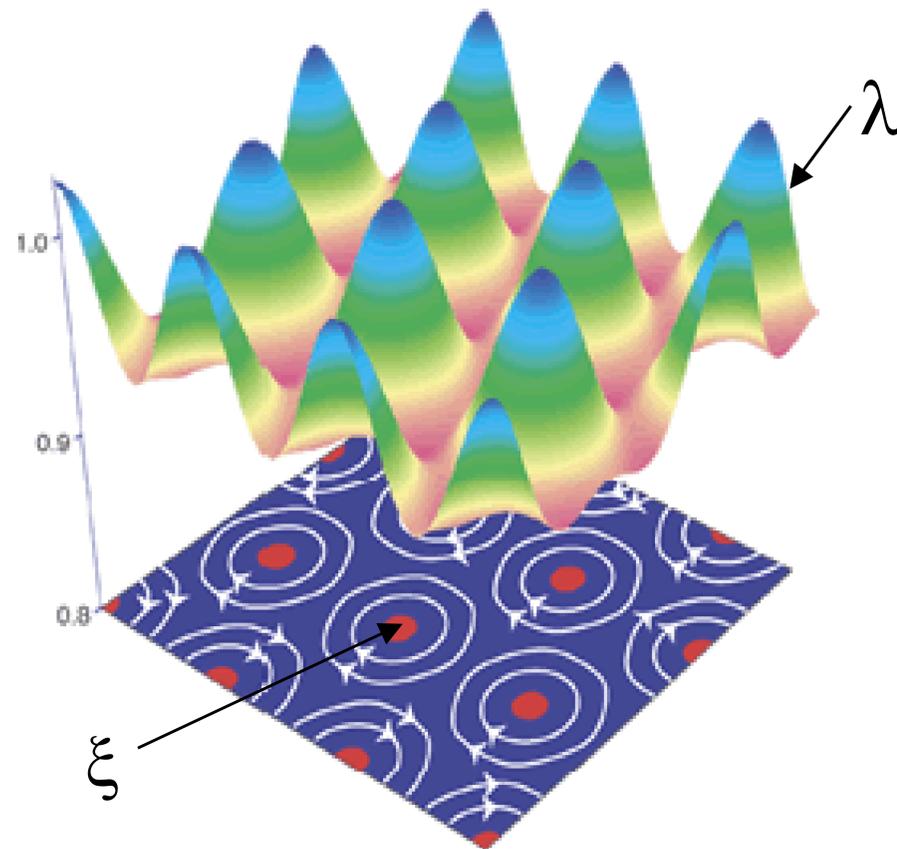


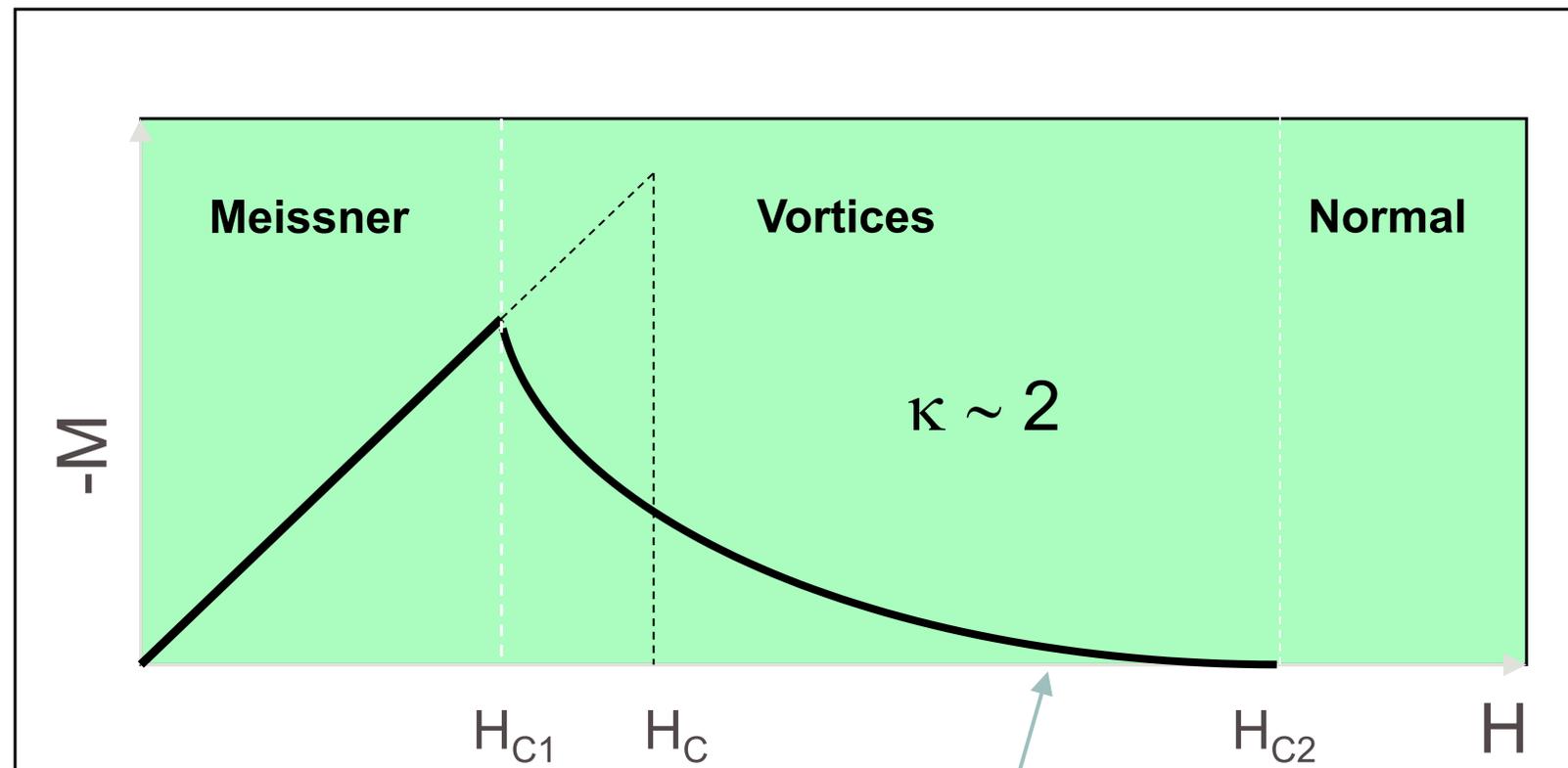
# Dinámica de vórtices

# Red de vórtices



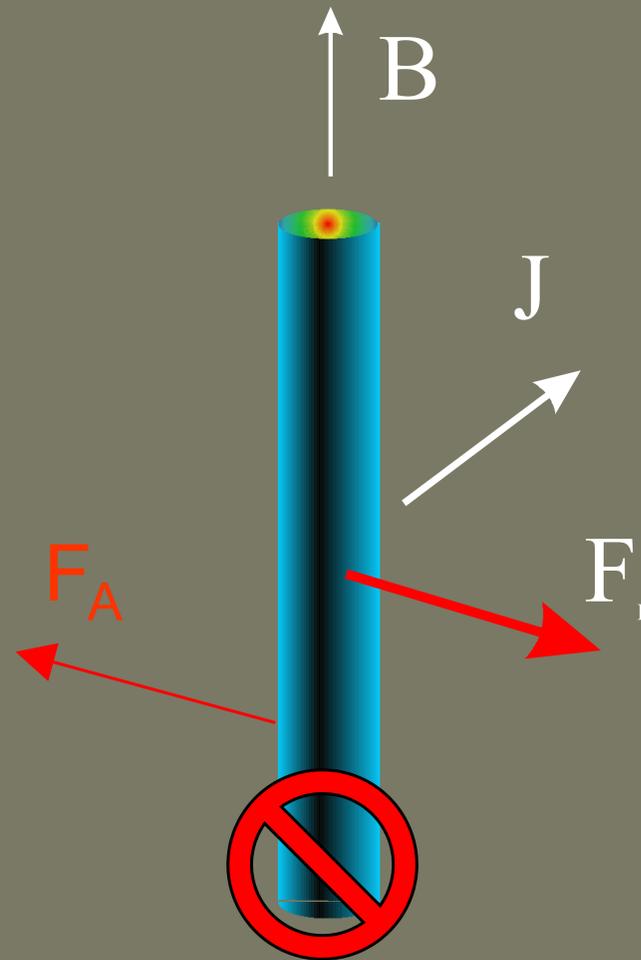
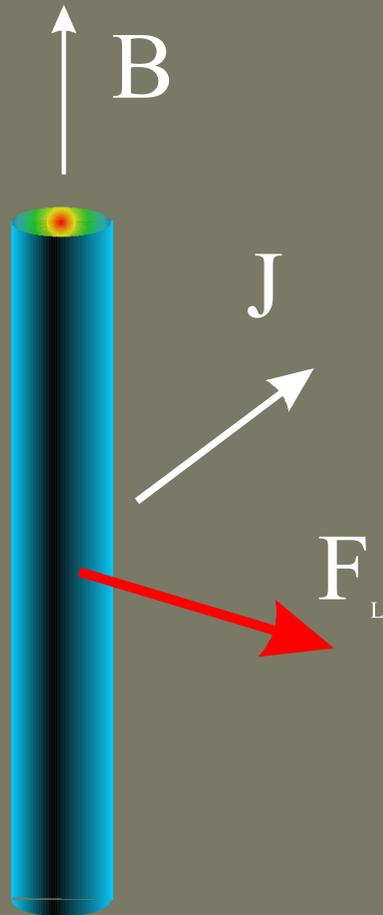
En el estado mixto de un superconductor de tipo II, sin defectos, con simetría de traslación, la configuración de mínima energía, es un arreglo triangular periódico de vórtices.

# Magnetización de equilibrio



Para  $\kappa \gg 1$   $M \sim 0$  y  $B \sim \mu_0 H$

# El rol de los defectos estructurales



Los defectos rompen la simetría de traslación!

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

$F_A$  determina  $J_C$ .

Si se mueven

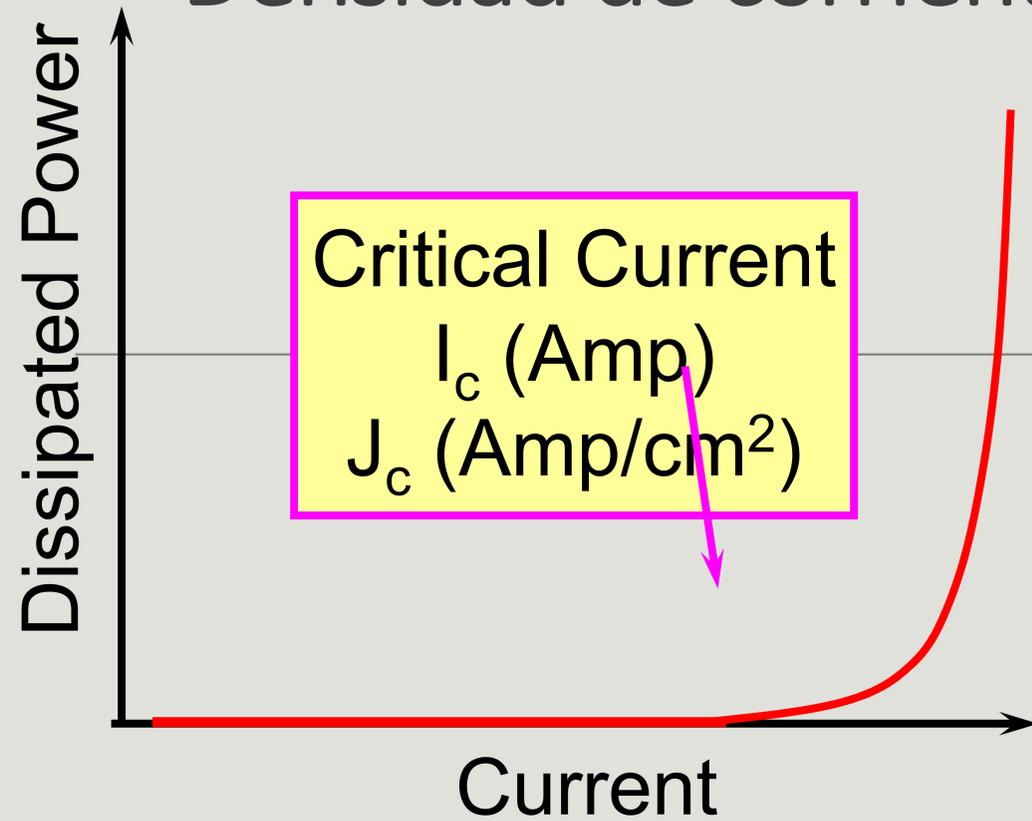
$$E = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

$$E \parallel \mathbf{J}; \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \neq 0$$

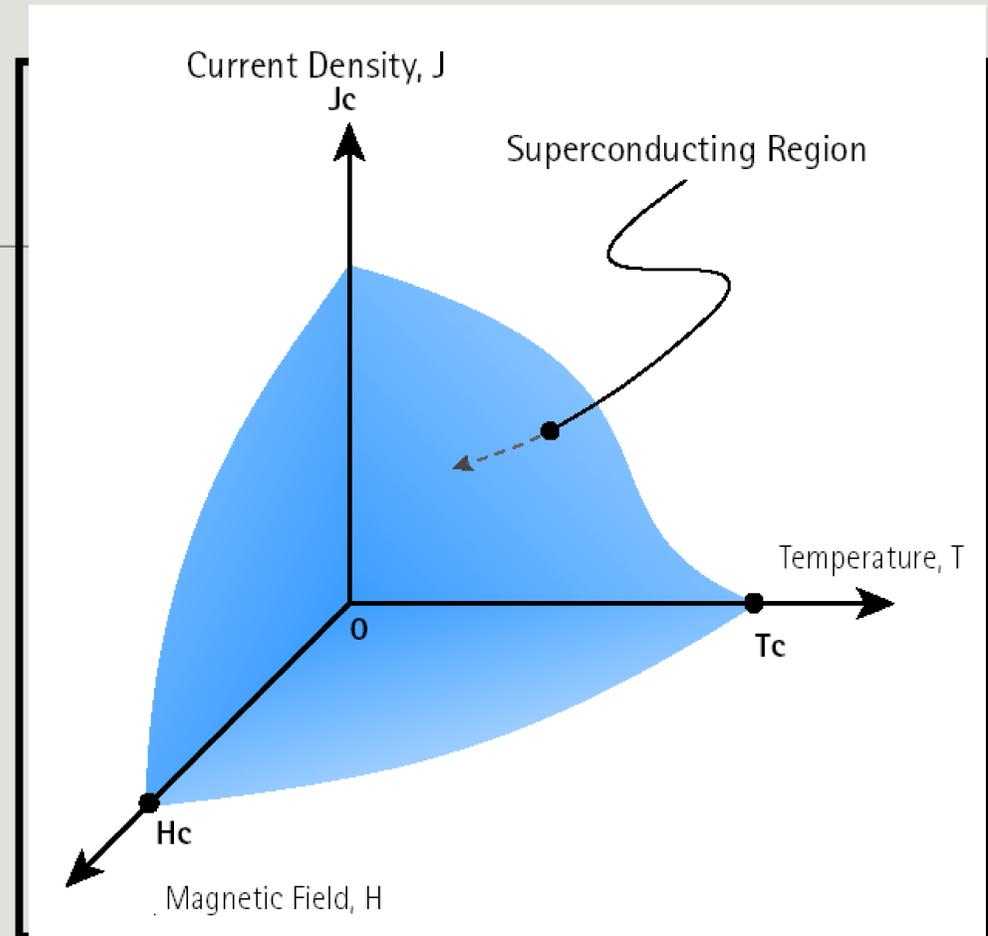
$\rightarrow R \neq 0!$

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

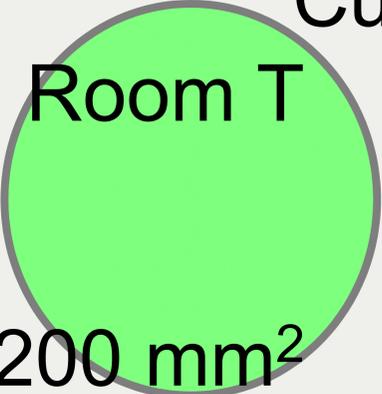
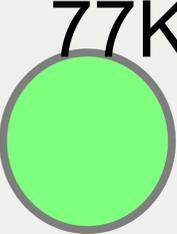
# Densidad de corriente crítica: $J_c$



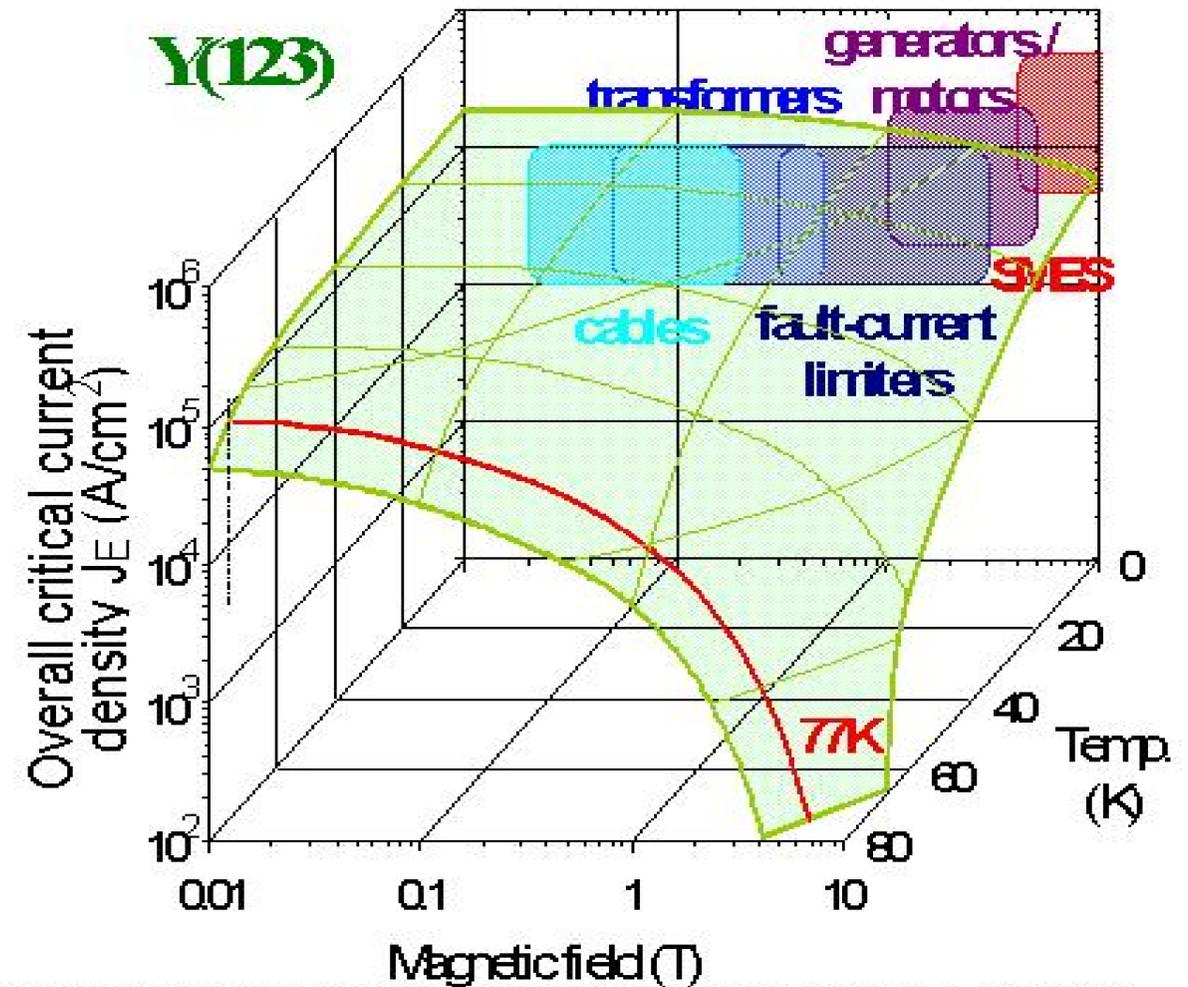
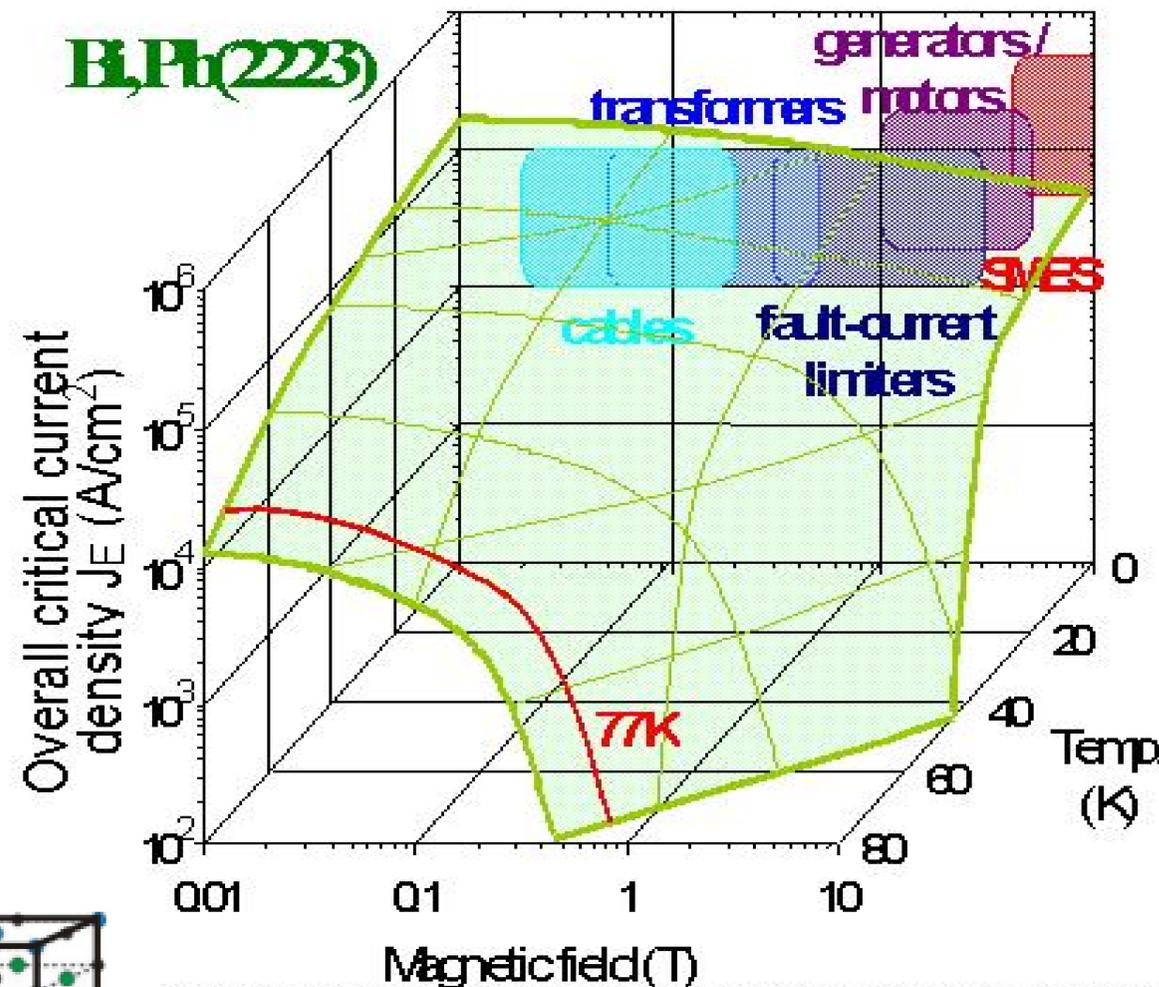
$J_c$  can be huge:  $2 \times 10^6$  A/cm<sup>2</sup>



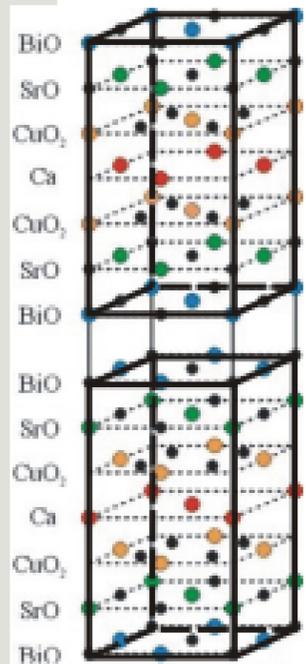
Wire section able to transport 1000 Amp:

Cu		NbTi	MgB <sub>2</sub>	Bi-2223		YBCO
Room T	77K	4.2 K	4.2 K	77 K	25 K	77 K
						
200 mm <sup>2</sup>	40 mm <sup>2</sup>	0.1 mm <sup>2</sup>	0.1 mm <sup>2</sup>	7 mm <sup>2</sup>	3 mm <sup>2</sup>	0.05 mm <sup>2</sup>

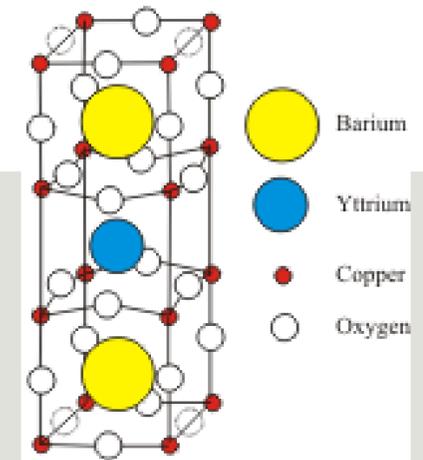
# $J_c$ en SAT



Overall critical current density of state-of-the-art Bi(2223) and Y(123) conductors, as a function of magnetic field and temperature. The filled and back-plane delineate the approximate field- and current requirements for various applications.



Crystal Structure of Bi2212



Crystal structure of Y-Ba-Cu-O

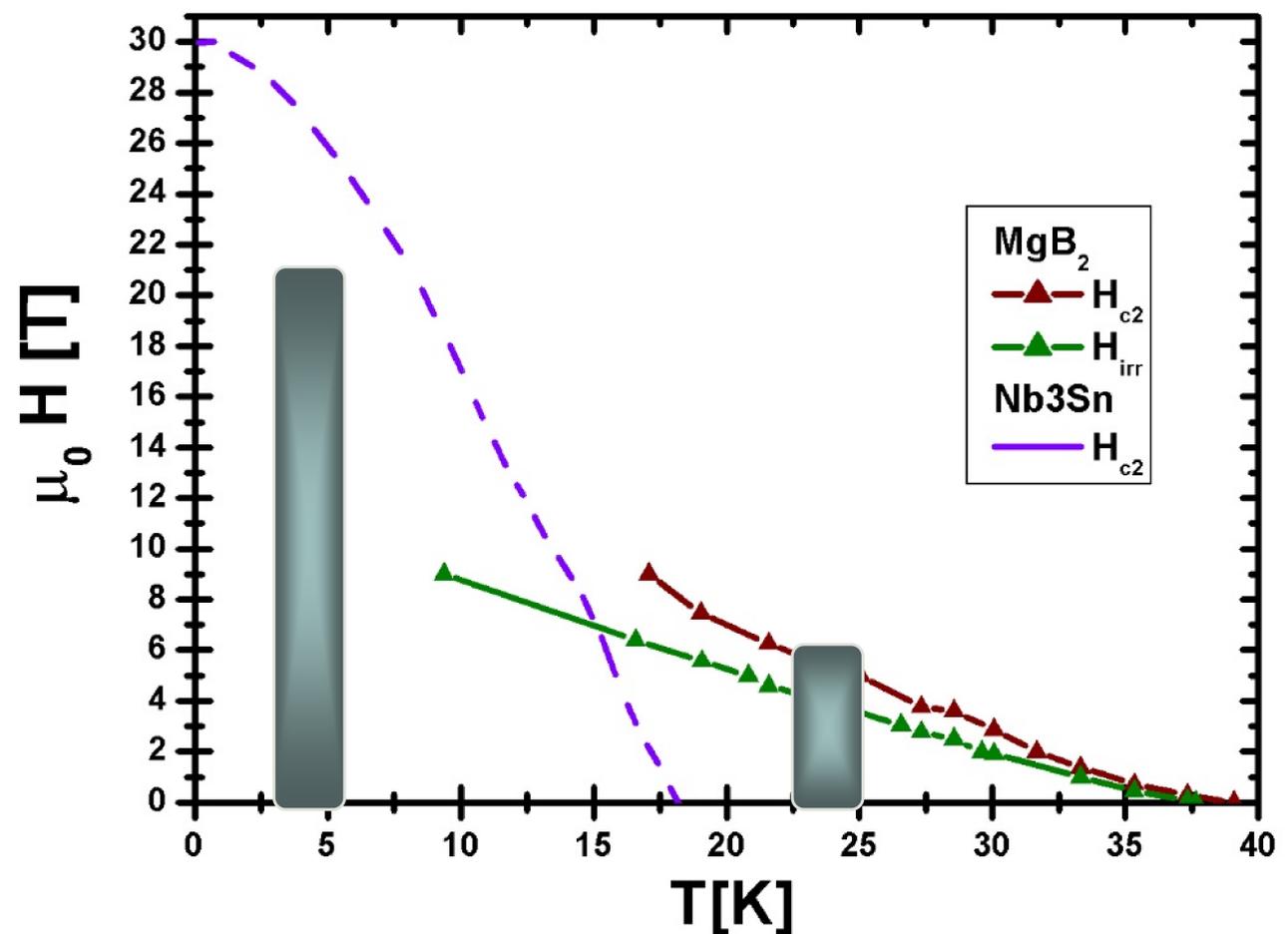
# Comparación entre Nb<sub>3</sub>Sn y MgB<sub>2</sub>

## MgB<sub>2</sub>

- ✓ T<sub>c</sub>=40K
- ✗ J<sub>c</sub>=10<sup>6</sup> A/cm<sup>2</sup>
- ✓ Cost/Performance  
(C/P)~\$1/kA·m at 25K, 1T

## Nb<sub>3</sub>Sn

- ✗ T<sub>c</sub>=23K
- ✓ J<sub>c</sub>=10<sup>7</sup> A/cm<sup>2</sup>
- ✗ Cost/Performance  
(C/P)~\$10/kA·m at 4.2K, 10T
- ✗ Use of liquid He



# Dinámica de vórtices

Para cada vórtice hay una ecuación de movimiento difusiva:  $F - \eta v = 0$

$$\eta v_i = \eta dr_i/dt = \sum_j F^{vv}(r_i - r_j) + \sum_k F^{vp}(r_i - r_k) + F_i^L + F_i^T$$

$F^T$ : fuerza estocástica (fluctuaciones térmicas)

$F^L$ : fuerza de London debida a corriente macroscópica.

Soluciones  
numéricas,  
simulaciones

Ec. de movimiento de un vórtice por u. de longitud (en campo medio):

$$f_p + J \times \phi_0 + f_T - \eta v = 0$$



Modelos:  $E(J)$

Geometría

$J(r,t), M(r,t), \chi_{ac}(r,t)$

Experimento

# Régimen de estado crítico

- Domina la fuerza de anclaje
- $E(J)$  altamente no lineal
- $f_p + J \times \phi_0 = 0$

## Modelo de Bean:

$$1) \quad E(J) = \begin{cases} 0 & \text{si } J < J_c \quad (\text{los vórtices están anclados}) \\ \infty & \text{si } J > J_c \quad (\text{los vórtices se mueven}) \end{cases}$$

2) El movimiento es instantáneo ;  $t_{\text{mov}} = 0$  (  $\ll t$  medición)

3) Las fluctuaciones térmicas son despreciables

# Magnetización en el modelo de Bean

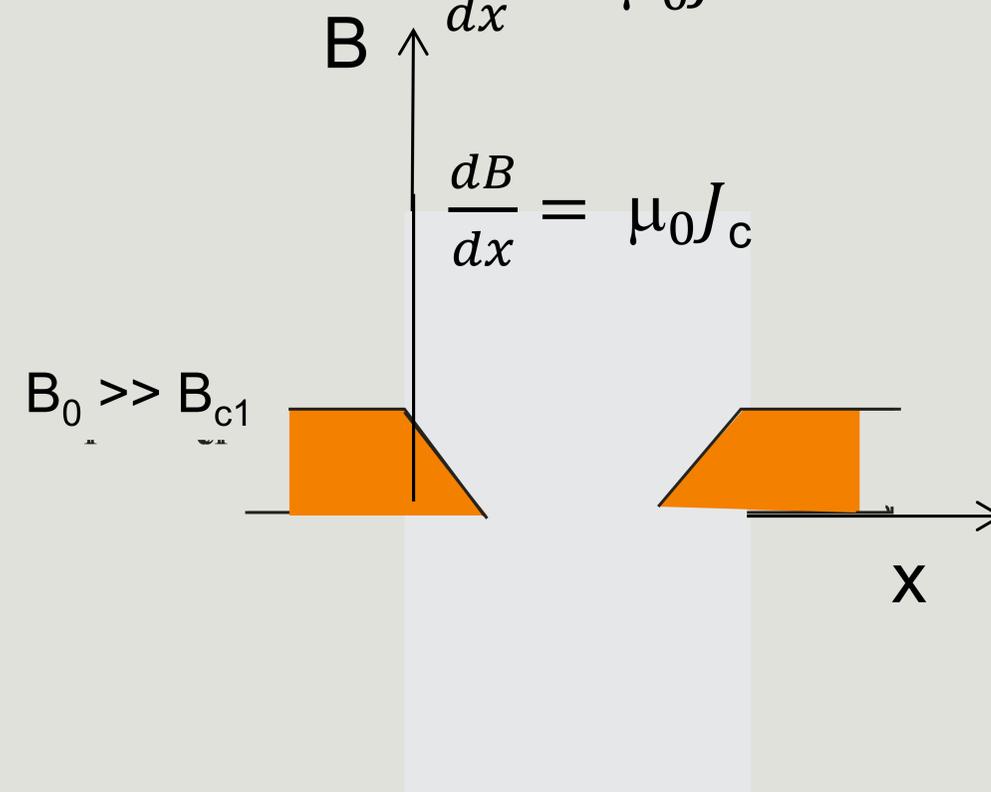
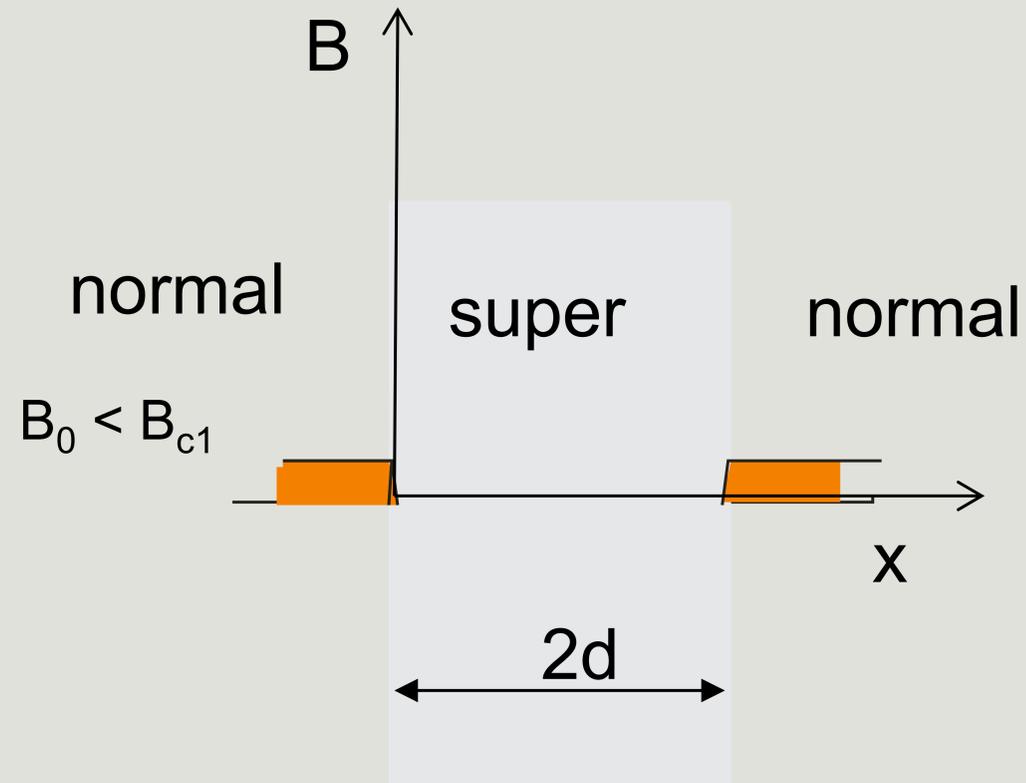
Plancha superconductora infinita

$\kappa \gg 1$  ;  $J_c$  indep. de  $B$

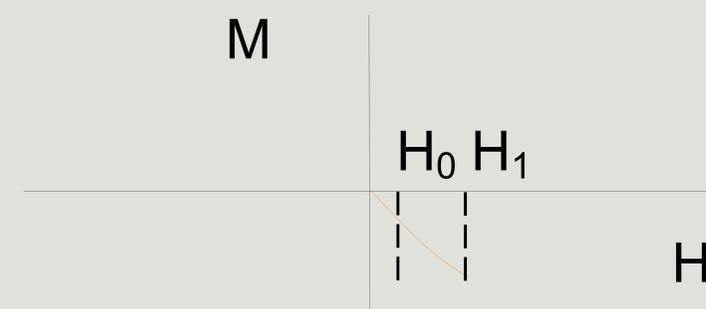
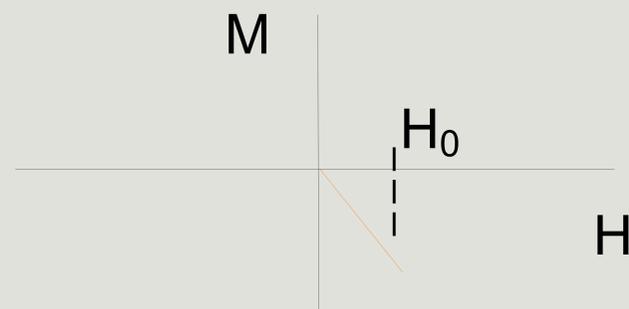
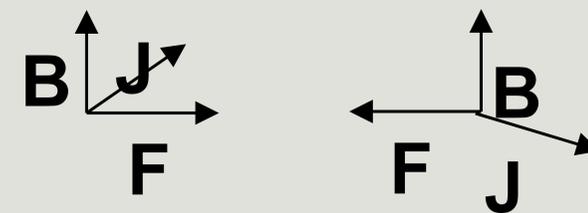
$$\mu_0 M = \frac{1}{2d} \int B(x) dx - \mu_0 H$$

$$\frac{dB}{dx} = \mu_0 J$$

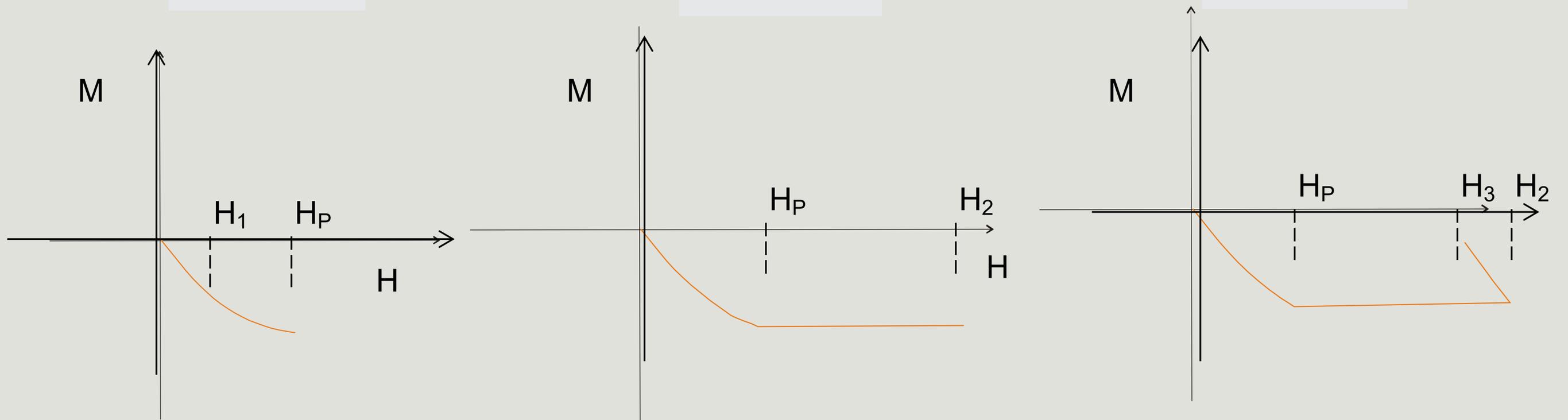
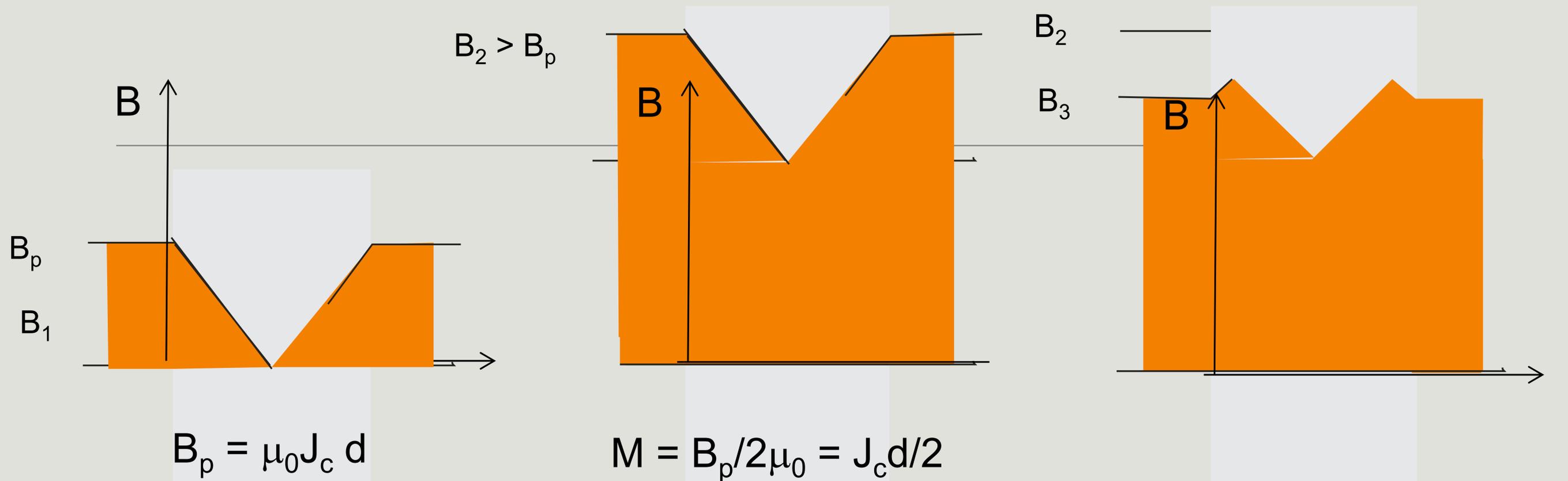
$$\frac{dB}{dx} = \mu_0 J_c$$



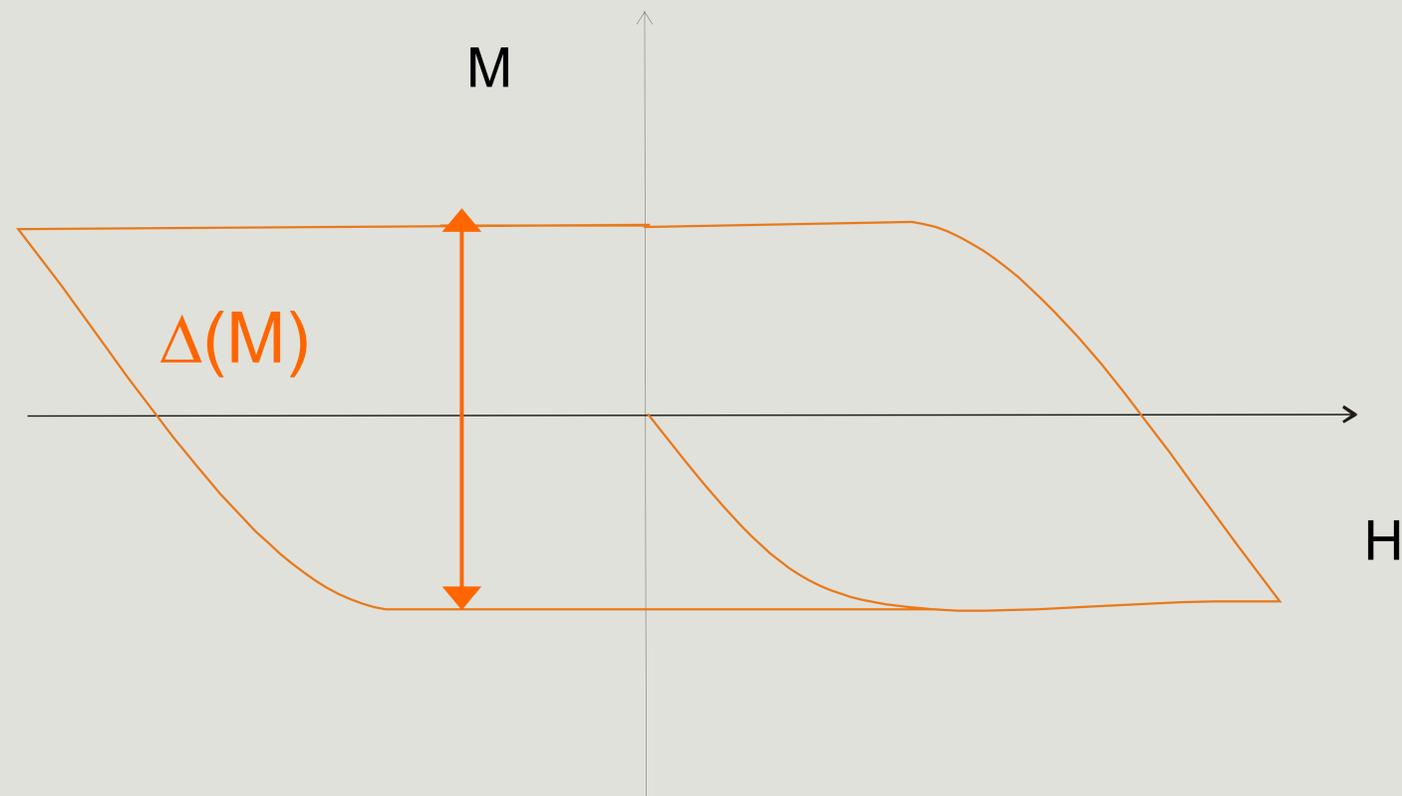
Estado Meissner



# Magnetización en el modelo de Bean



# Magnetización en el modelo de Bean

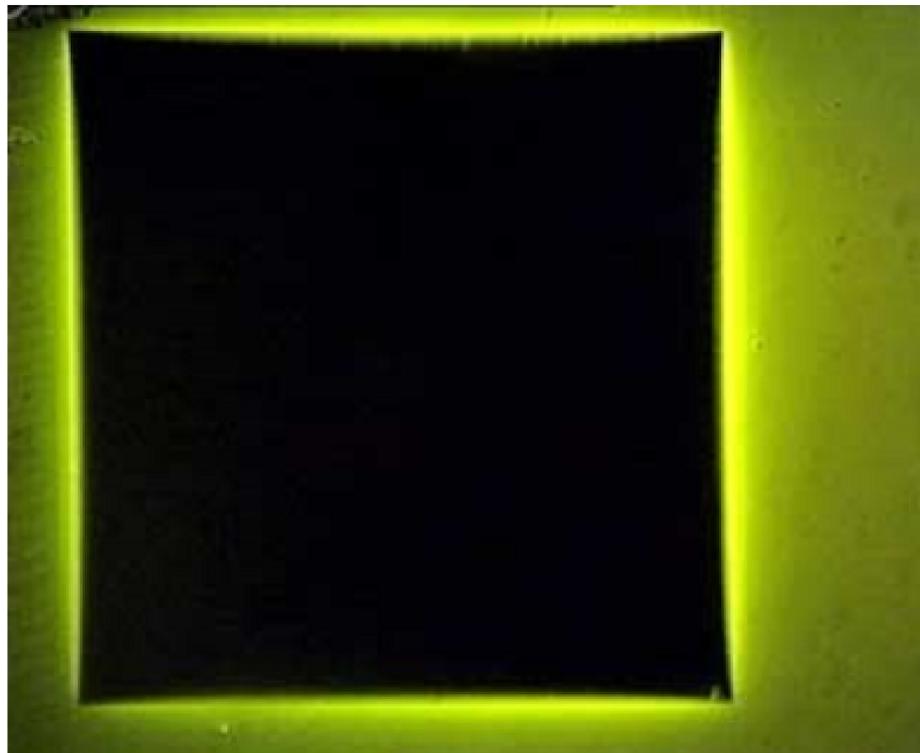


$$\Delta(M) = d J_c$$

# Imágenes de penetración de flujo por MO

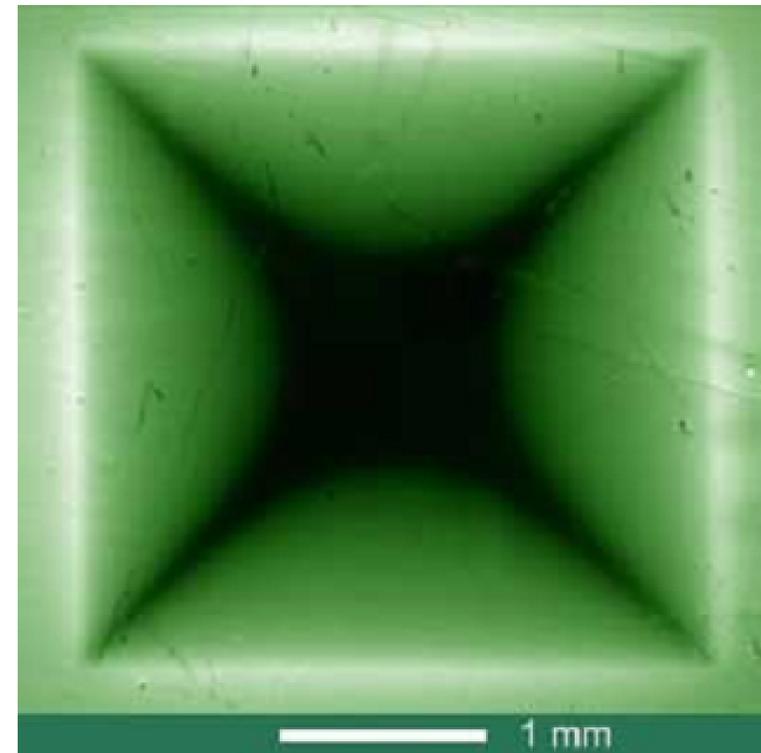
---

MEISSNER STATE



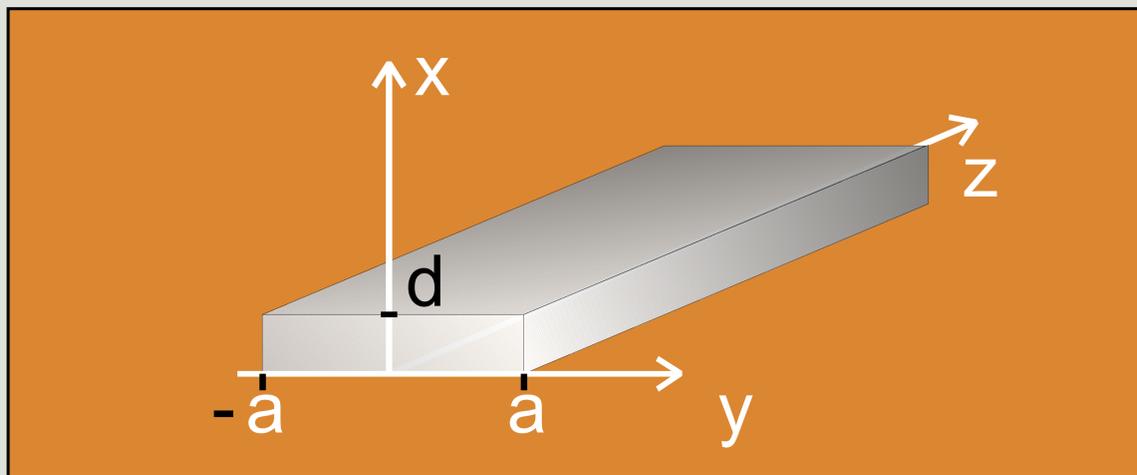
LOW FIELDS

BEAN-TYPE PENETRATION



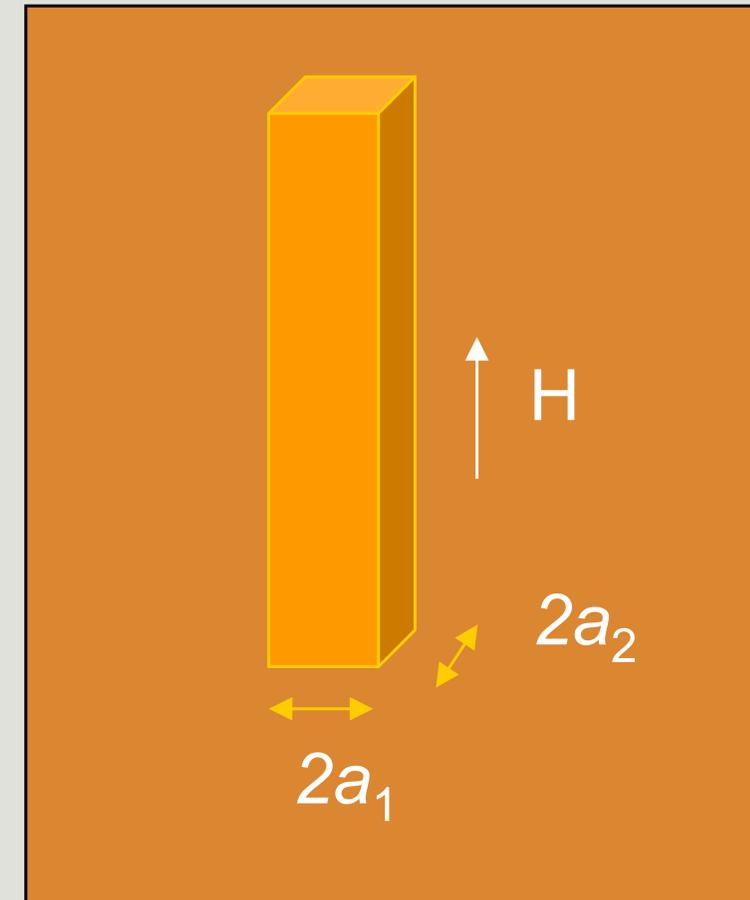
# Magnetización en el modelo de Bean

Algunas soluciones analíticas:



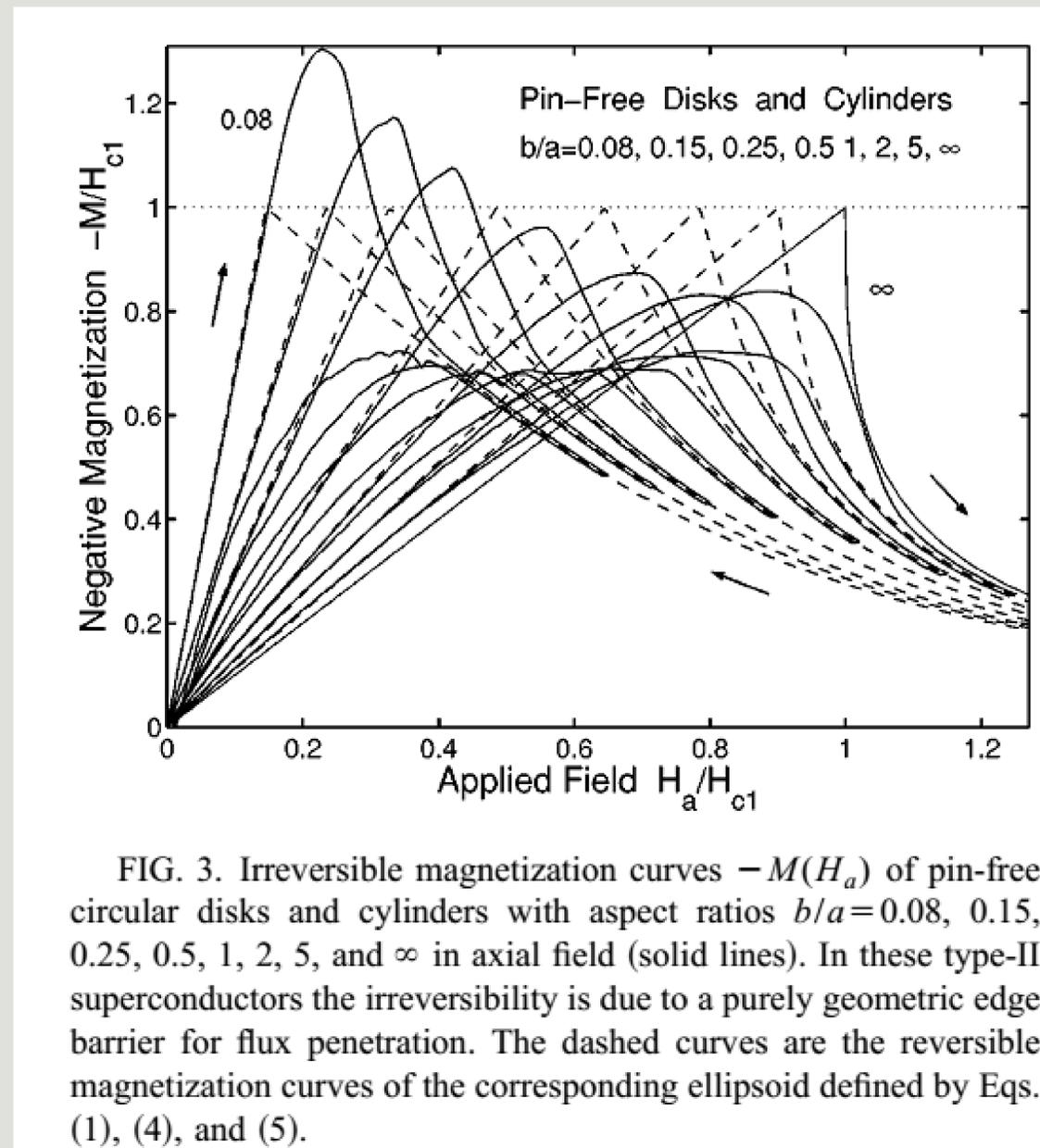
$$J_c = \frac{10\Delta M}{a}$$

E.H. Brandt, PRB **52** (15442), 1995



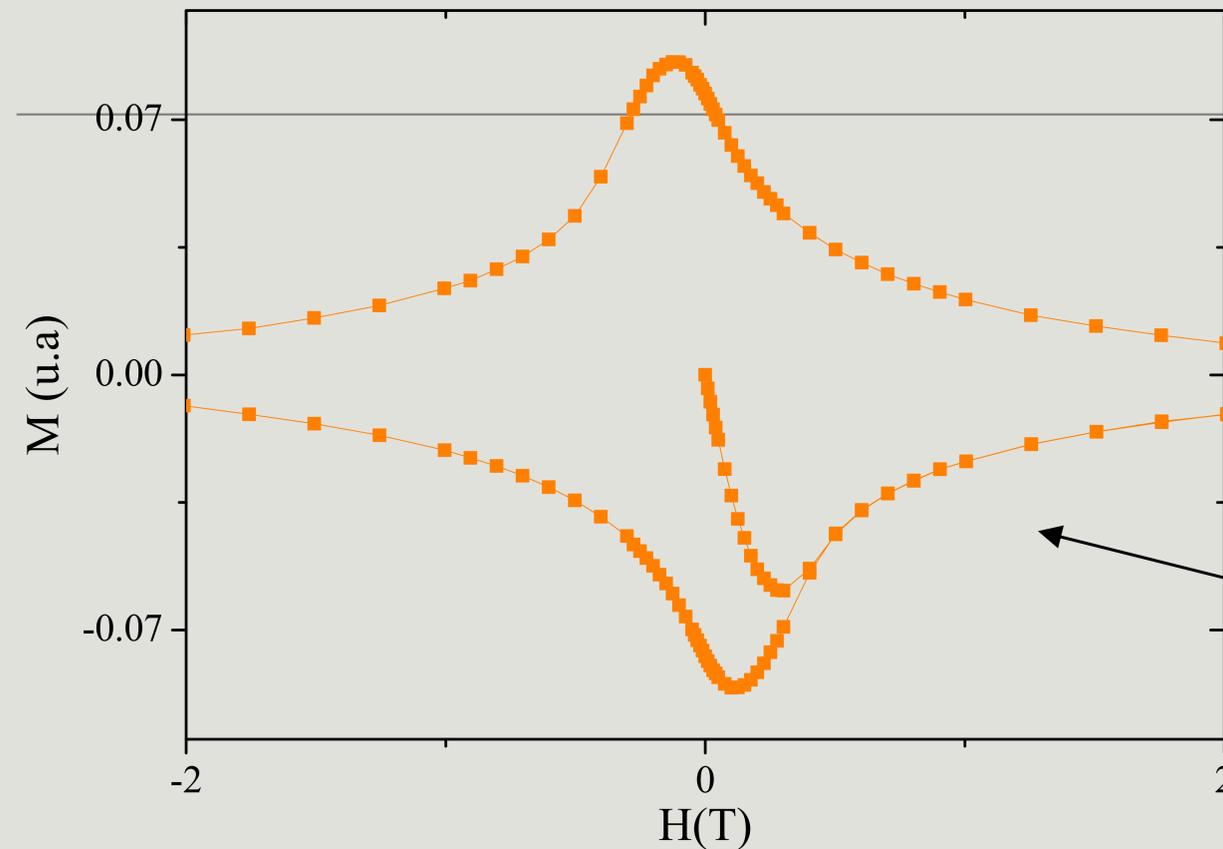
$$J_c = \frac{10\Delta M}{a_1 \left(1 - \frac{a_1}{3a_2}\right)}; \quad a_1 < a_2$$

# Magnetización más allá del caballo esférico: factores geométricos



En ausencia de fuerzas de anclaje en volumen, la magnetización puede presentar histéresis por cuestiones geométricas (barreras de superficie)

# Magnetización más allá del caballo esférico

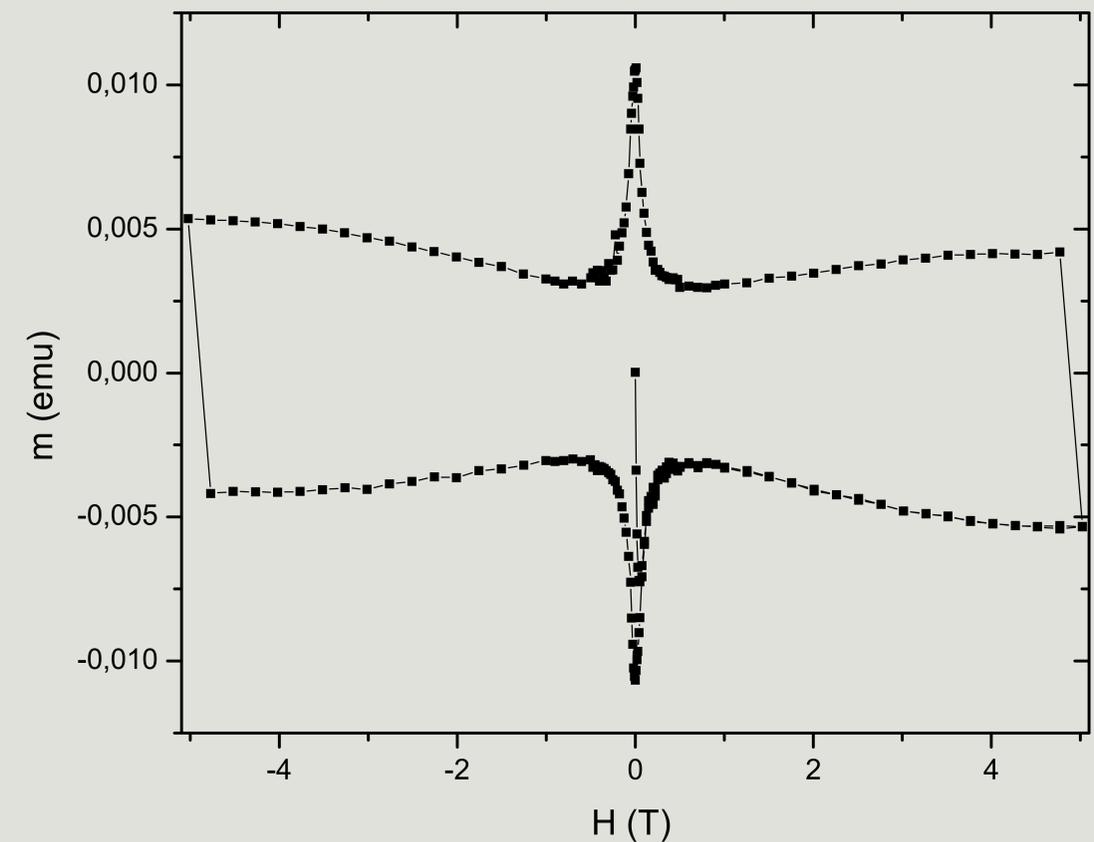


Lazo de magnetización de una muestra cerámica de  $MgB_2$

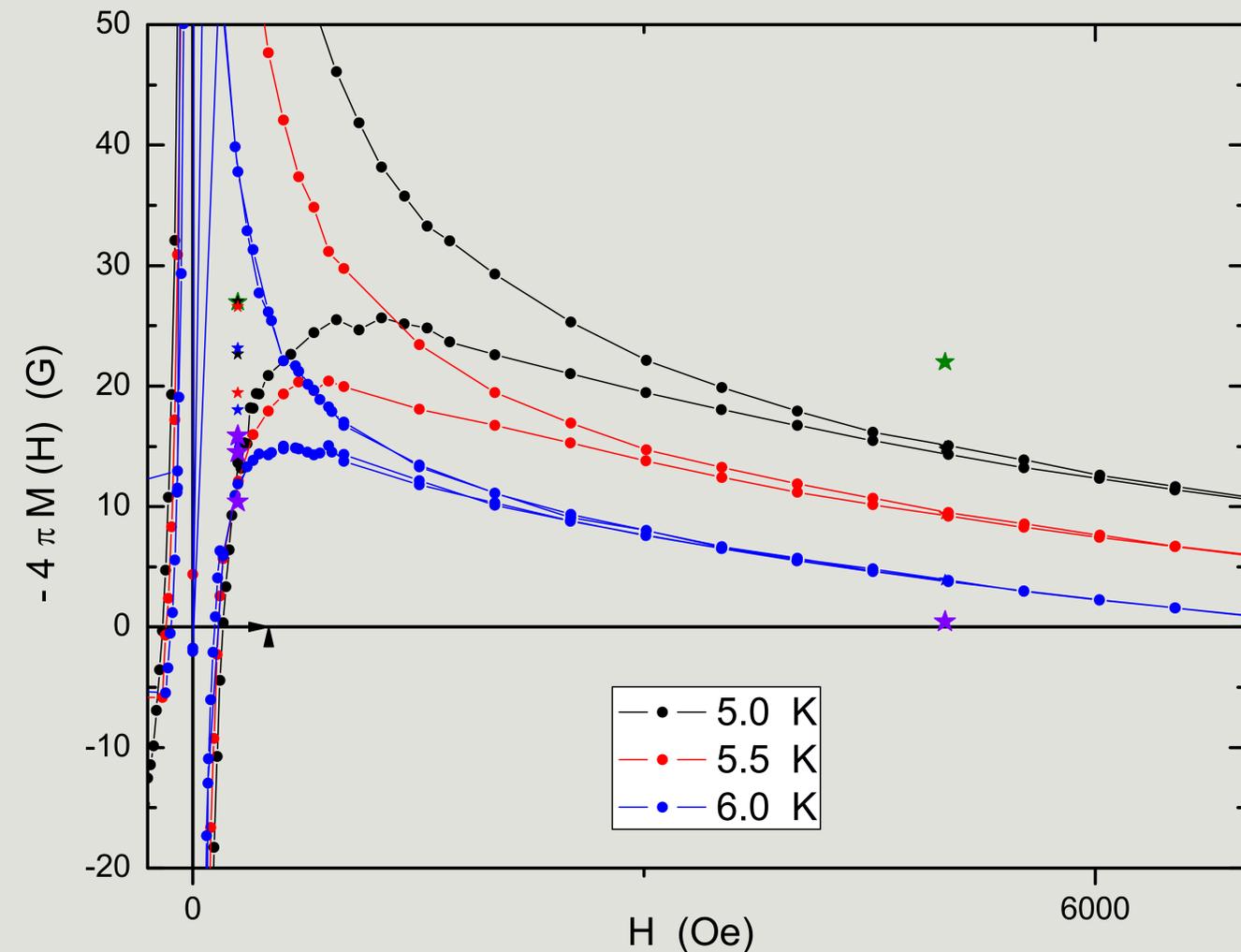
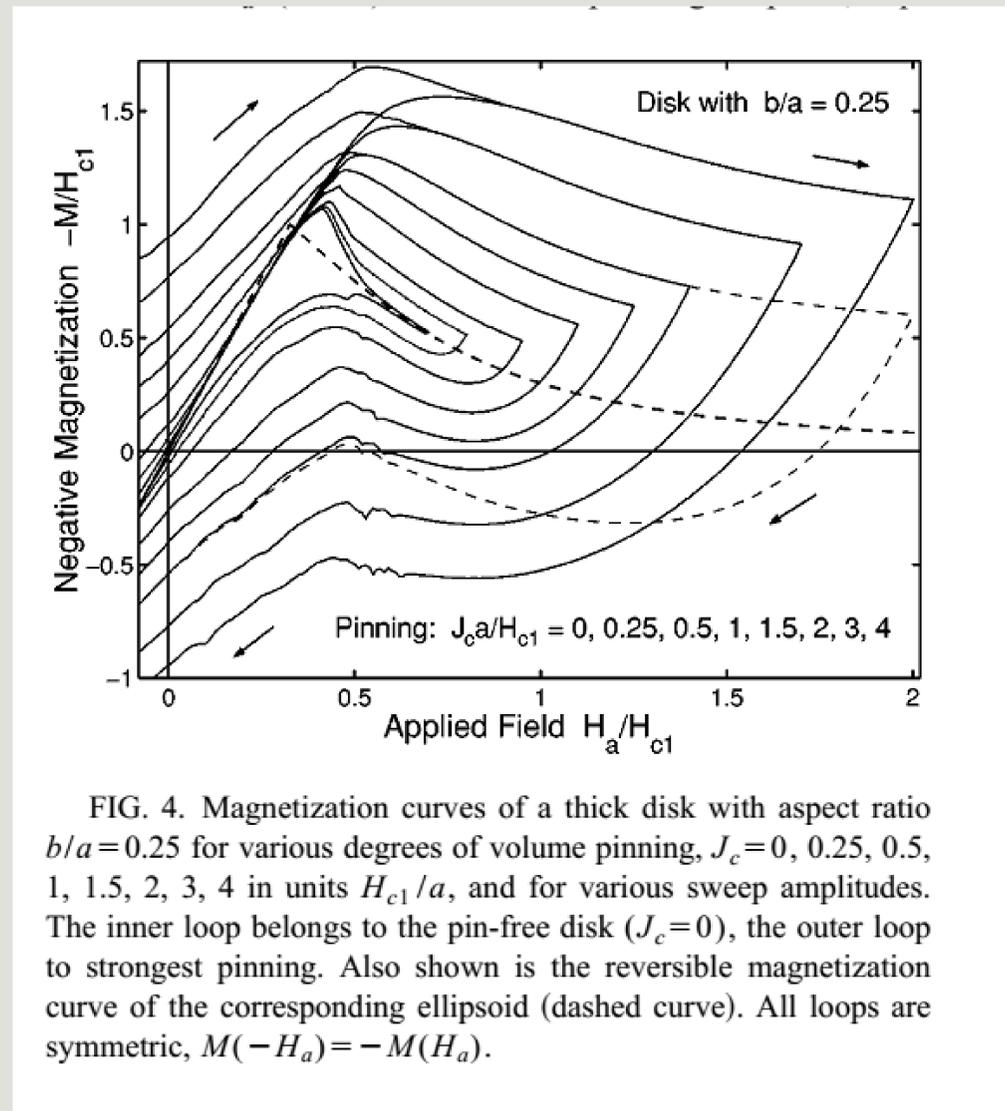
Modelo de Bean para cada  $H$ .

$J_c$  (B)

Lazo de magnetización de un monocristal de la familia de los pnictides

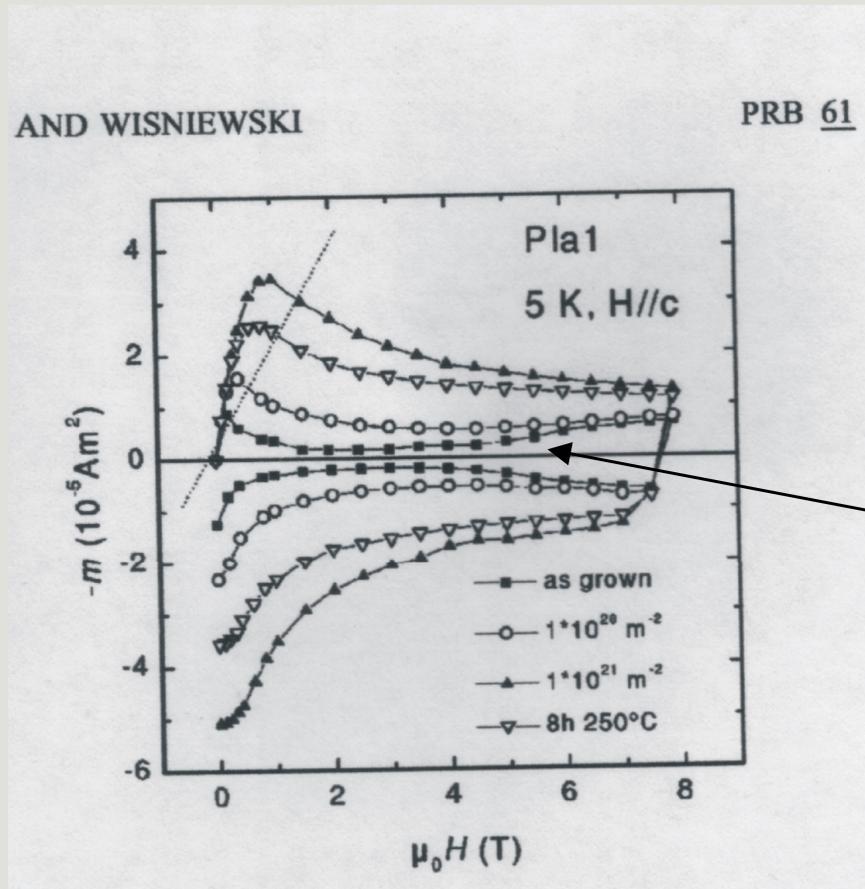


# Magnetización más allá del caballo esférico



En superconductores con pocos  $J_c$  baja, la magnetización reversible es comparable o mayor que la irreversible y hay que tener en cuenta ambas.

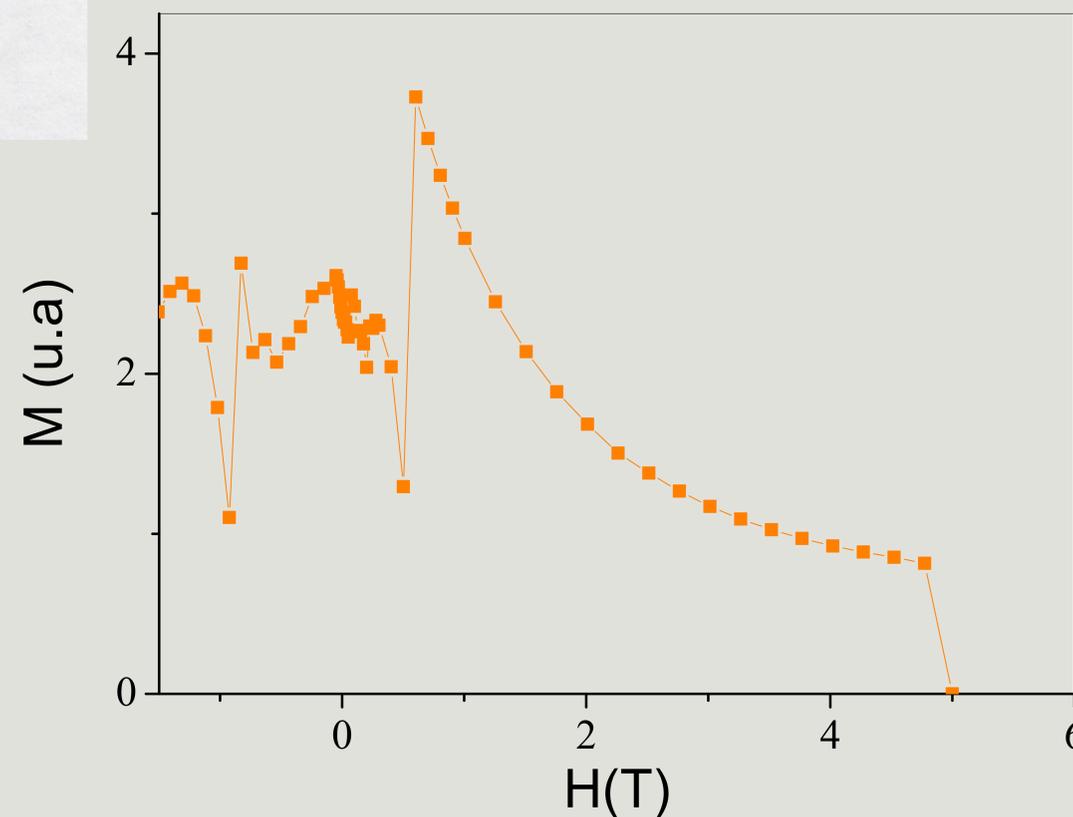
# Anomalías no tan anómalas



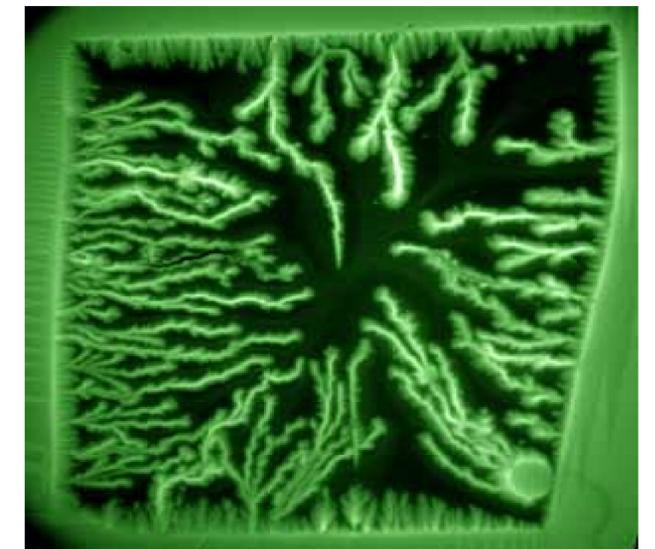
Magnetización en un SAT (YBCO) con diferente grado de defectos.

“Fishtail effect”

“Flux jumps”  
observados en una  
muestra de  $\text{MgB}_2$

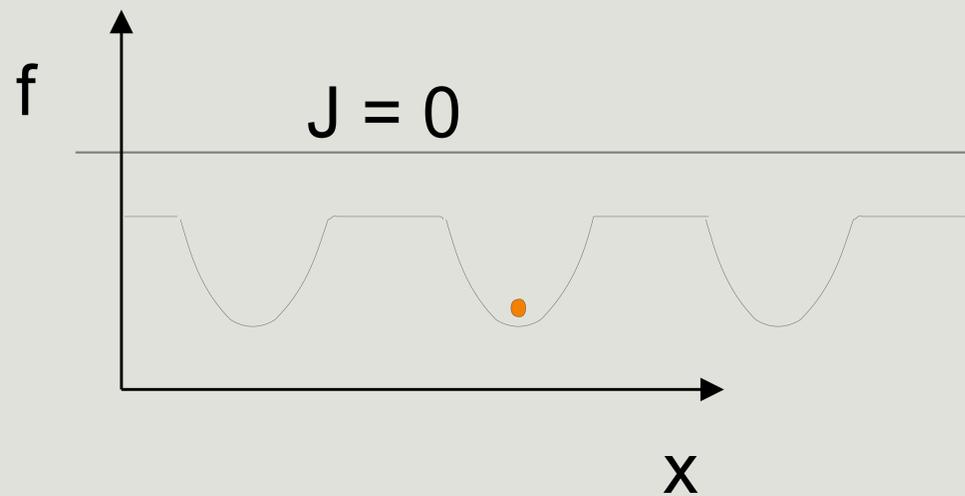


FLUX AVALANCHES



LOW TEMPERATURES

# Relajación térmica



$U(J) \longrightarrow U(t), J(t)$

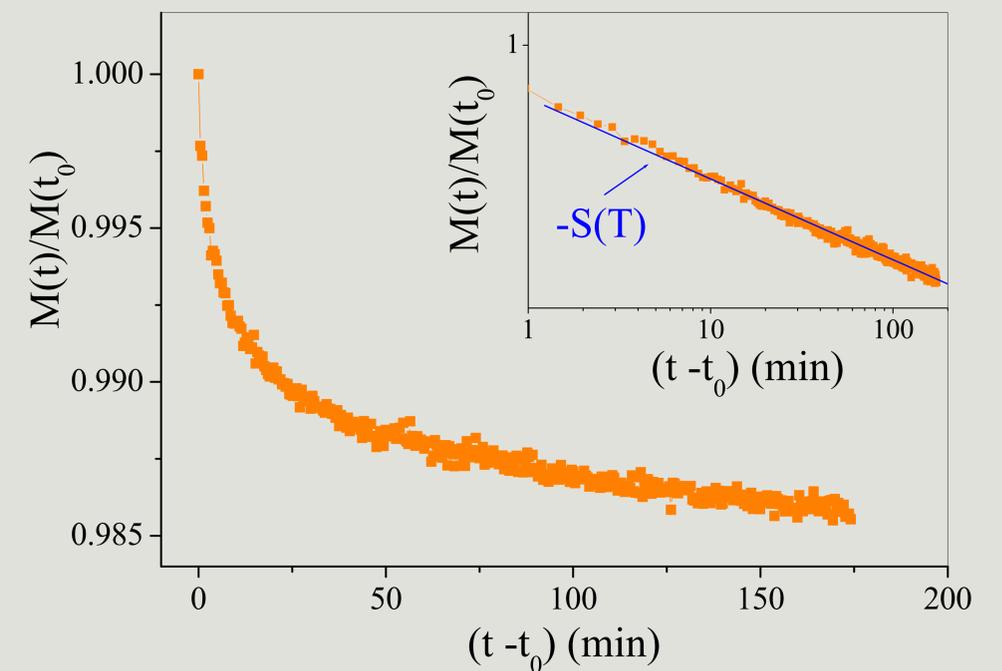
Para cada  $t$  se forma un perfil de  $J$  cte

“ $J_c(t)$ ” =  $J(t_{exp})$



Estado crítico relajado

Relación constitutiva:  $E(J) \sim (J/J_c)^n$

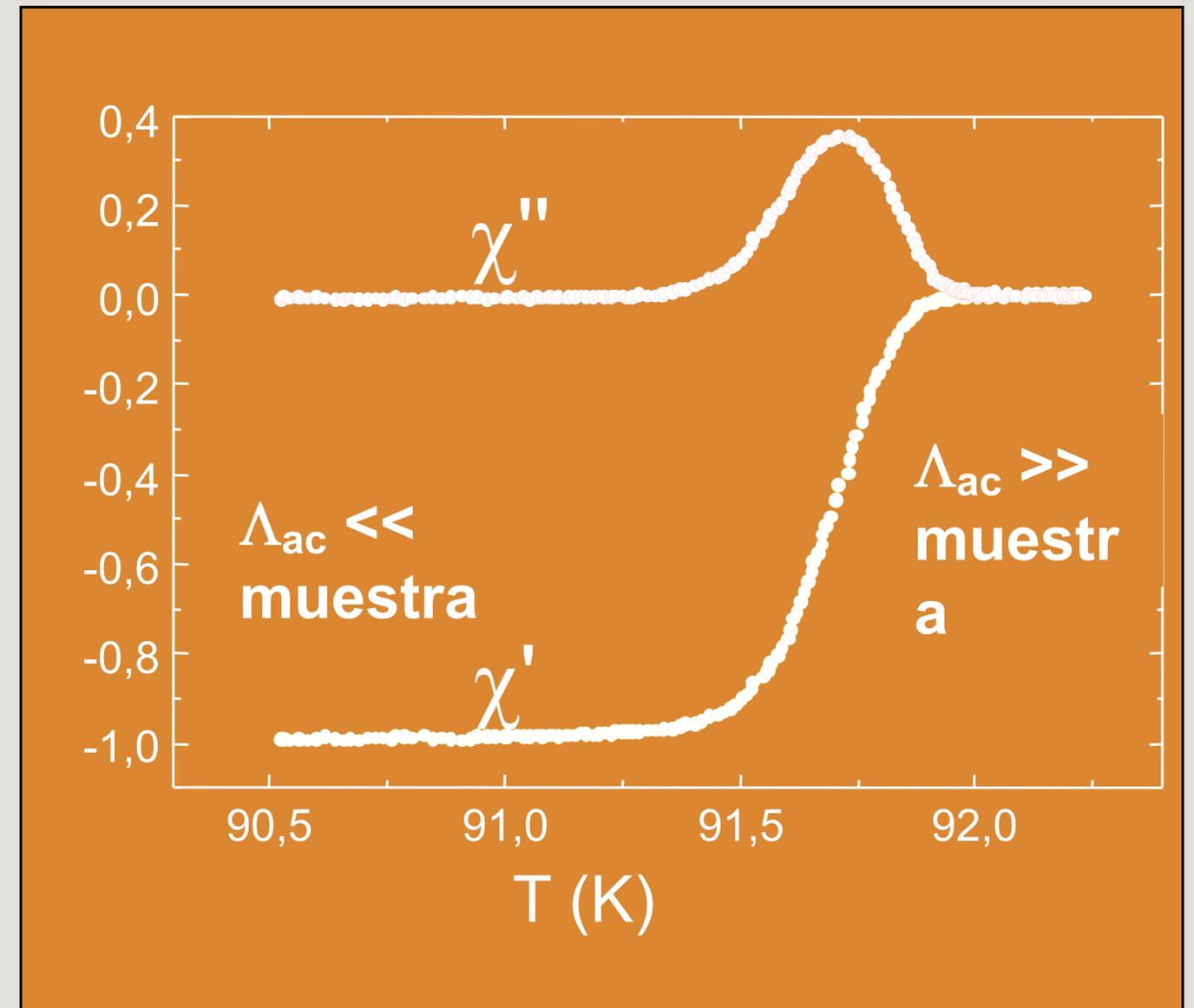


# Susceptibilidad alterna

$\chi_{ac}$  es la TF de  $M(t)$

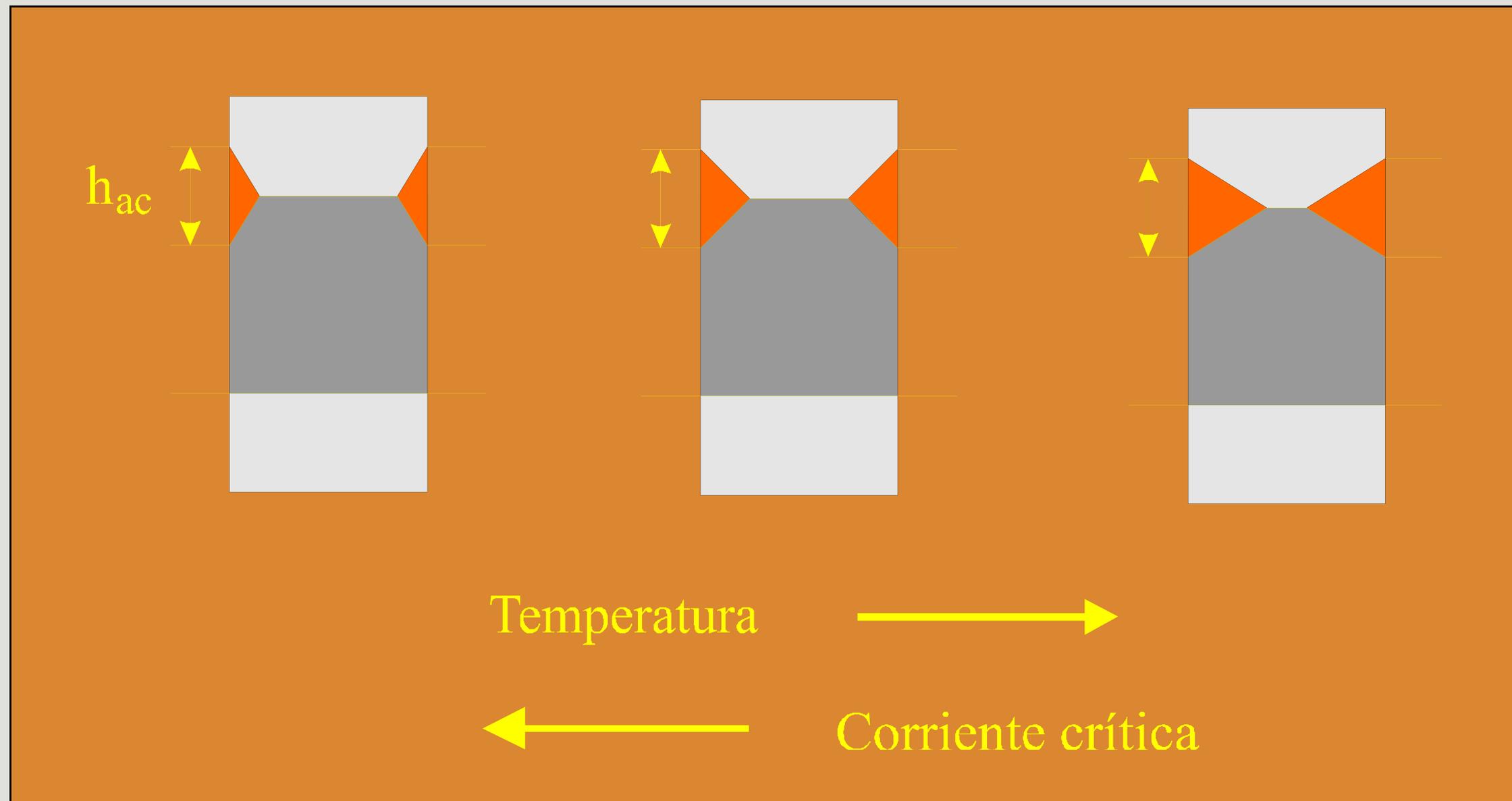
$$\chi'_n = \frac{1}{\pi h_{ac}} \int_0^{2\pi} M(t) \cos(nwt) d(wt)$$

$$\chi''_n = \frac{1}{\pi h_{ac}} \int_0^{2\pi} M(t) \sin(nwt) d(wt)$$



# Susceptibilidad alterna

H provee los vórtices,  $h_{ac}$  los mueve



Susceptibilidad AC en el régimen de Estado Crítico

# Susceptibilidad alterna

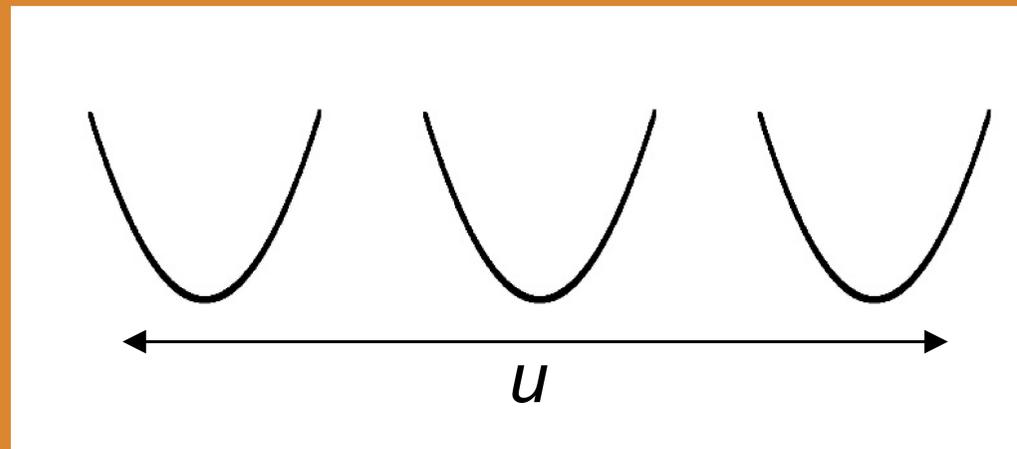
Ec. de movimiento para la dinámica oscilatoria para un elemento de vórtice desplazado en  $u$  de la posición  $r$ :

$$f_P(r,u) + - \eta du/dt + J(r,u) \times \phi_0 + f_T = 0$$

**H<sub>ac</sub> grandes**

**Régimen no lineal**

$\chi'$  alta  $\Rightarrow$  mayor movilidad



**H<sub>ac</sub> chicos** :  $f_P(r,u) = u \alpha_L$

**Régimen lineal**

$\chi'$  alta  $\Rightarrow$  menor curvatura (mayor anclaje)

