

Superconductores Tipo II

Vortices

Repaso

Parámetro de orden superconductor: $\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})|e^{-i\phi(\vec{r})}$

En presencia de campos y corrientes y considerando gradientes:

$$f(T, \bar{A}, \bar{B}) = f_n(T, 0) + \alpha(T)|\Psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2}|\Psi|^4 + \underbrace{\frac{1}{2m} |(-i\hbar\vec{\nabla} - q\bar{A})\Psi|^2}_{\substack{p^2 \\ 2m \text{ Energía} \\ \text{cinética}}} + \underbrace{\frac{B^2}{2\mu_0}}_{\text{Densidad de energía} \\ \text{magnética}}$$

En el caso general: $\Delta F(T, \bar{A}, \bar{B}) = \iiint \Delta f(\vec{r}, T, \bar{A}, \bar{B}) d^3\vec{r}$

Esto lleva a las **Ecuaciones de Ginzburg Landau**

$$\alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m}(i\hbar\vec{\nabla} + q\bar{A})^2\Psi = 0 \quad \text{1ra Ecuación de GL}$$

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu_0}\vec{\nabla} \times \bar{B} = -\frac{q}{2m}i\hbar(\Psi^*\vec{\nabla}\Psi - \Psi\vec{\nabla}\Psi^*) - \frac{q^2}{m}\Psi^*\Psi\bar{A} \quad \text{Hay que resolver estas dos} \\ \text{ecuaciones acopladas con c.c.}$$

o
$$\vec{J} = \frac{q}{m}|\Psi|^2(\hbar\vec{\nabla}\phi - q\bar{A})$$

Repaso

Hay una transición de segundo orden en T_c , donde $\alpha(T)$ cambia de signo

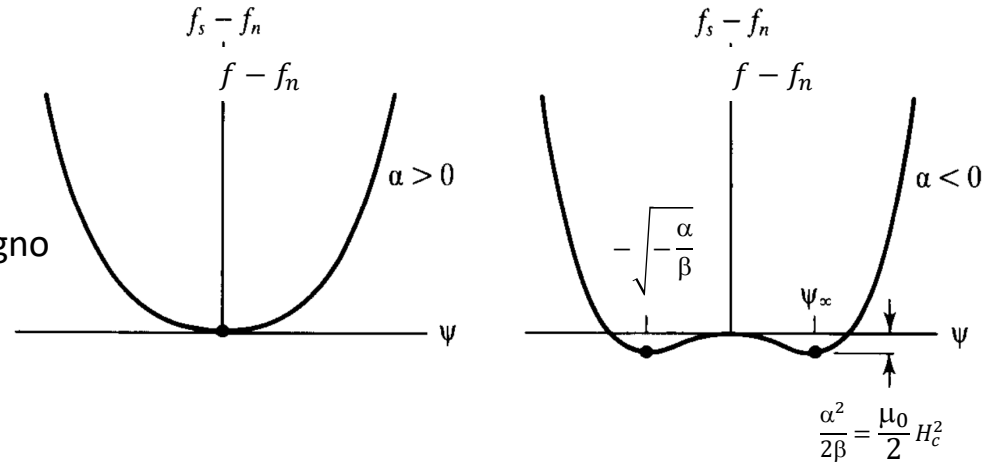
$$\Delta f_{estable} = \begin{cases} 0 \\ -\frac{\alpha^2}{2\beta} = -\frac{\mu_0}{2} H_c^2 \end{cases}$$

$$\alpha(T) = -\frac{\mu_0^2 e^2 H_c^2(T) \lambda^2(T)}{m} \propto \frac{t^2 - 1}{1 + t^2} \sim t - 1$$

$$\beta(T) = \frac{\mu_0^3 e^4 H_c^2(T) \lambda^4(T)}{m^2} \propto \frac{1}{1 + t^2}$$

Cambia de signo
en $T = T_c$

Aprox cte en
 $T = T_c$



Resolviendo problema unidimensional sin campos ni corrientes obtuvimos:

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}$$

$$\xi = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 H_c \lambda}$$

De la segunda ecuacion de GL obtuvimos facilmente la cuantizacion del fluxoide

$$\Phi' = \mu_0 \lambda^2 \oint \bar{J} \cdot d\bar{l} + \Phi = n\Phi_0$$

En superconductores delgados ($a \ll \xi, \lambda$) en los que $|\Psi|$ y \bar{A} son homogéneos esto genera una periodicidad en la temperatura de transición N/S

$$\Delta T(H) = -\frac{\hbar^2}{2m\alpha_0 R^2} \left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2$$

Repaso

- Vimos que en los SC tipo II ($\kappa = \frac{\lambda}{\xi} > 1/\sqrt{2}$), la transición N/S en presencia de campo es continua:
 - La superconductividad se nuclea a un campo $H_{c2}(T) > H_c(T)$
 - M es continua, por lo que $B \sim B_0$.
 - Ψ es continua en H_{c2}
- Por lo tanto, cerca de H_{c2} , $|\Psi|$ es muy chico ($|\Psi|^2 \ll |\Psi|^4$) y las ecuaciones linealizadas de GL pueden linearizarse

$$\left(-i\bar{\nabla} - \frac{2\pi}{\phi_0}\bar{A}_0\right)^2 \Psi = \frac{\Psi}{\xi^2}$$

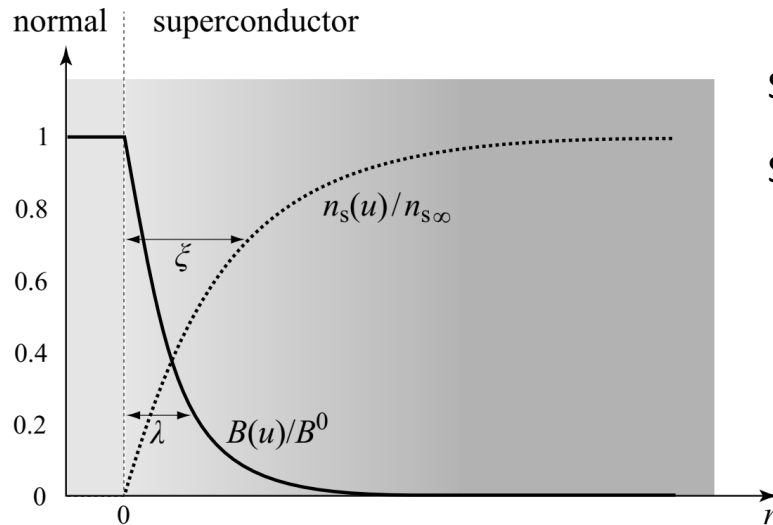
Con $\bar{A} \sim \bar{A}_0$ campo aplicado externo
+ cc permite obtener Ψ

$$\bar{J} = \frac{q}{m} |\Psi|^2 (\hbar\bar{\nabla}\phi - q\bar{A}_0)$$

Quedó desacoplada

- A partir de la solución de esta ecuación se llega a: $\mu_0 H_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2} = \sqrt{2}\kappa H_c$ Solo posible en los SC tipo II
- Abrikosov mostró que apenas se baja el campo $H \lesssim H_{c2}$ la configuración que minimiza la energía en bulk es una red periódica en la que cada unidad espacial $\Delta x \Delta y$ tiene un cuanto de flujo ϕ_0 .

Superconductores de Tipo I y Tipo II: Energía de superficie N/S



Se controla H , de forma que hay que minimizar la energía de Gibbs G .

Suponemos H uniforme (no hay FD) y $T < T_c$ fija

$$g_S(\vec{r}) = f_S(\vec{r}) - \bar{B}(\vec{r}) \cdot \bar{H}$$

En el bulk, lejos de cualquier frontera N/S, $|\Psi| = |\Psi|_\infty$ y $\bar{B} = 0$

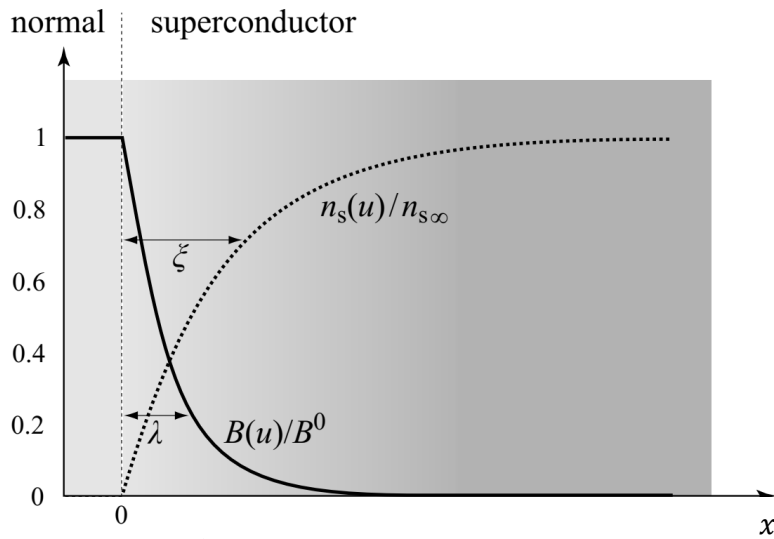
$$g_S^\infty = f_S^\infty(B = 0) = f_{S0}^\infty = f_{n0} - \frac{\mu_0}{2} H_c^2$$

Al incluir las energías de pared, voy a tener una energía total distinta, ya que $g_S(\vec{r})$ cerca de las paredes.

$$\Delta G = \iiint (g_S(\vec{r}) - g_S^\infty) dV \quad \text{La diferencia de energía por unidad de superficie de una sola pared de area A es:} \quad \gamma = \frac{1}{A} \iiint (g_S(\vec{r}) - g_S^\infty) dV$$

$$\gamma = \frac{1}{A} \iiint (f_S(\vec{r}) - \bar{B}(\vec{r}) \cdot \bar{H} - f_{S0}^\infty) dV = \frac{1}{A} \iiint \left(f_S(\vec{r}) - f_{n0} - \bar{B}(\vec{r}) \cdot \bar{H} + \frac{\mu_0}{2} H_c^2 \right) dV$$

Superconductores de Tipo I y Tipo II: Energía de superficie N/S



$$\gamma = \frac{1}{A} \iiint \left(f_S(\vec{r}) - f_{n0} - \bar{B}(\vec{r}) \cdot \bar{H} + \frac{\mu_0}{2} H_c^2 \right) dV$$

$$f_S(\vec{r}) - f_{n0} = \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m} |(-i\hbar \vec{\nabla} - q\vec{A})\Psi|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}$$

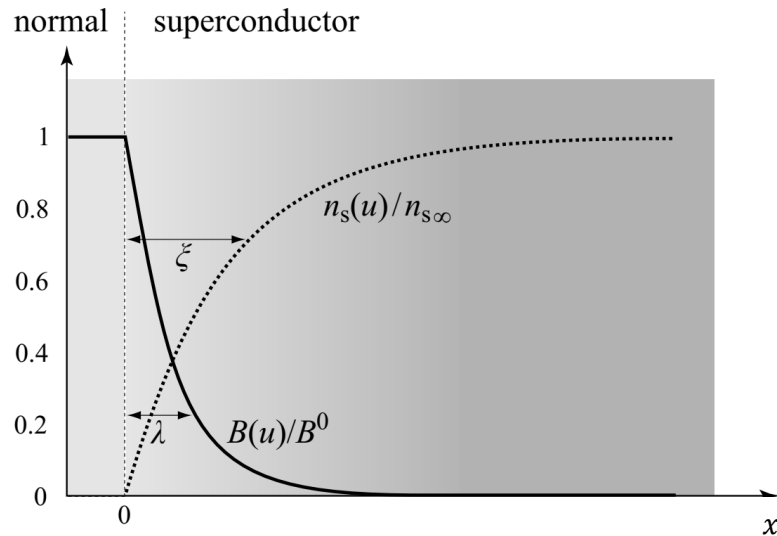
$$\gamma = \frac{1}{A} \iiint \left(\alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m} |(-i\hbar \vec{\nabla} - q\vec{A})\Psi|^2 - \bar{B}(\vec{r}) \cdot (\bar{H} - \bar{H}_c) + \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{\bar{B}(\vec{r})}{\mu_0} - \bar{H}_c \right)^2 \right) dV$$

con \bar{H}_c campo crítico en la dirección de \bar{H}

Problema unidimensional: $\Rightarrow \Psi$ real

$$\gamma = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\alpha \Psi^2 + \frac{\beta}{2} \Psi^4 + \frac{1}{2m} \left(i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial x} + q\vec{A}\Psi \right)^2 - \bar{B}(x) \cdot (\bar{H} - \bar{H}_c) + \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{\bar{B}(x)}{\mu_0} - \bar{H}_c \right)^2 \right) dx$$

Superconductores de Tipo I y Tipo II: Energía de superficie N/S



$$\gamma = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\alpha \Psi^2 + \frac{\beta}{2} \Psi^4 + \frac{1}{2m} \left(i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial x} + q\bar{A}\Psi \right)^2 - \bar{B}(x) \cdot (\bar{H} - \bar{H}_c) + \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{\bar{B}(x)}{\mu_0} - \bar{H}_c \right)^2 \right) dx$$

Con \bar{H}_c campo crítico en la dirección de \bar{H}

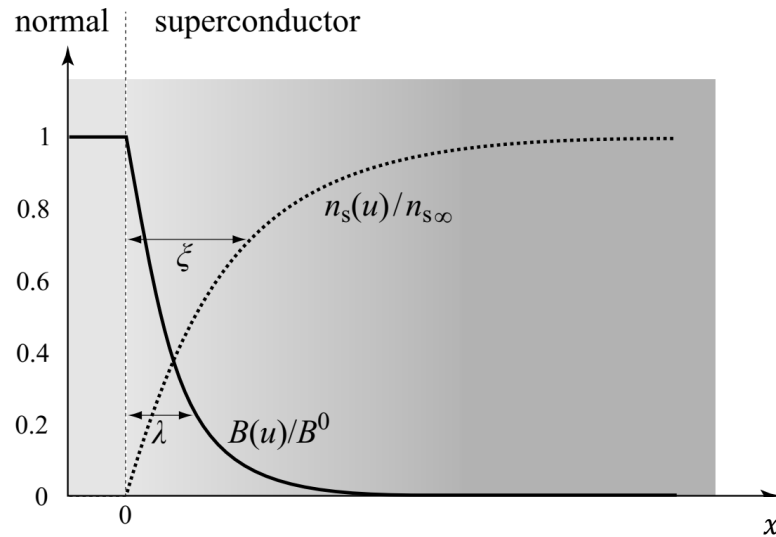
Truco: Si Ψ minimiza G entonces cumple con la 1er ecuaciones de GL

$$\alpha \Psi + \beta |\Psi|^3 \Psi + \frac{1}{2m} \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial x} + q\bar{A} \right)^2 \Psi = 0$$

Multiplicando por Ψ e integrando ´por partes se llega a:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left(\alpha \Psi^2 + \beta \Psi^4 + \frac{1}{2m} \left(i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial x} + q\bar{A}\Psi \right)^2 \right) dx = 0 = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha \Psi^2 + \frac{\beta}{2} \Psi^4 + \frac{1}{2m} \left(i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial x} + q\bar{A}\Psi \right)^2 - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta}{2} \Psi^4 dx$$

Superconductores de Tipo I y Tipo II: Energía de superficie N/S



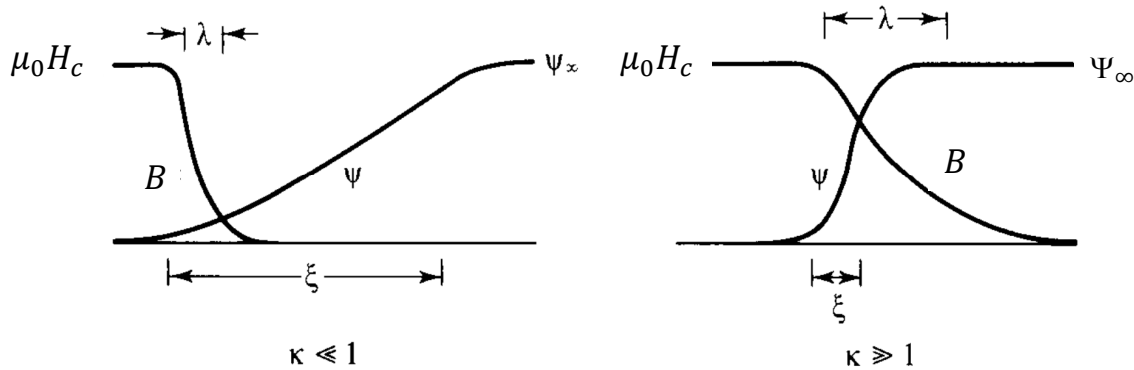
$$\Rightarrow \gamma = \int_{-\infty}^{\infty} \left(-\frac{\beta}{2} \Psi^4 - \bar{B}(x) \cdot (\bar{H} - \bar{H}_c) + \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{\bar{B}(x)}{\mu_0} - \bar{H}_c \right)^2 \right) dx$$

$$|\Psi|_{\infty}^2 = -\frac{\alpha}{\beta} \Rightarrow |\Psi|_{\infty}^4 = \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \quad \vee \quad \frac{\alpha^2}{\beta} = \mu_0 H_c^2 \Rightarrow |\Psi|_{\infty}^4 = \frac{\mu_0 H_c^2}{\beta}$$

$$\Rightarrow \gamma = \frac{\mu_0 H_c^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\underbrace{-\frac{\Psi^4}{|\Psi|_{\infty}^4}}_{< 0} - \underbrace{\frac{2\bar{B}}{\mu_0 H_c} \cdot \left(\frac{\bar{H}}{H_c} - 1 \right)}_{< 0 \text{ si } H < H_c} + \underbrace{\left(\frac{\bar{B}}{\mu_0 H_c} - 1 \right)^2}_{> 0} \right) dx$$

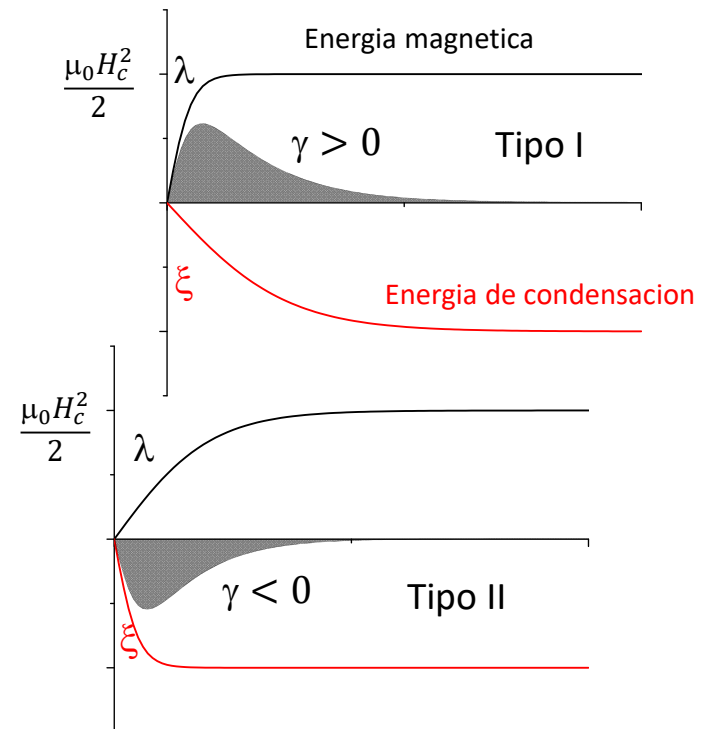
Superconductores de Tipo I y Tipo II: Energía de superficie N/S

$$\gamma = \frac{\mu_0 H_c^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\underbrace{-\frac{\Psi^4}{|\Psi|_{\infty}^4}}_{< 0} - \underbrace{\frac{2\bar{B}}{\mu_0 H_c} \cdot \left(\frac{\bar{H}}{H_c} - 1\right)}_{\substack{< 0 \text{ si } H < H_c \\ > 0 \text{ si } H > H_c}} + \underbrace{\left(\frac{\bar{B}}{\mu_0 H_c} - 1\right)^2}_{> 0} \right) dx$$



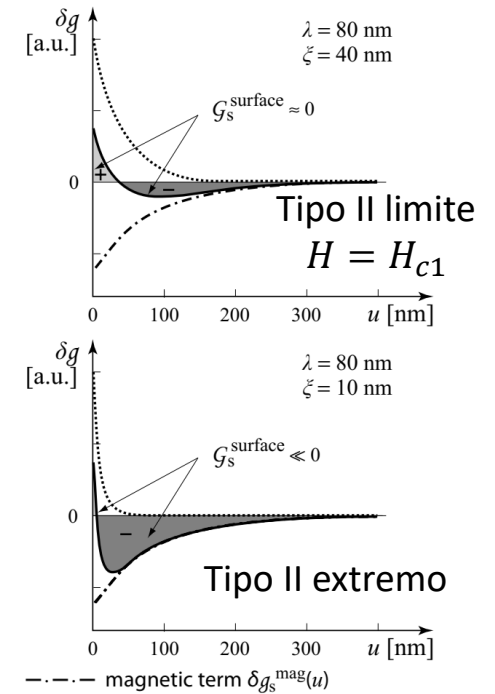
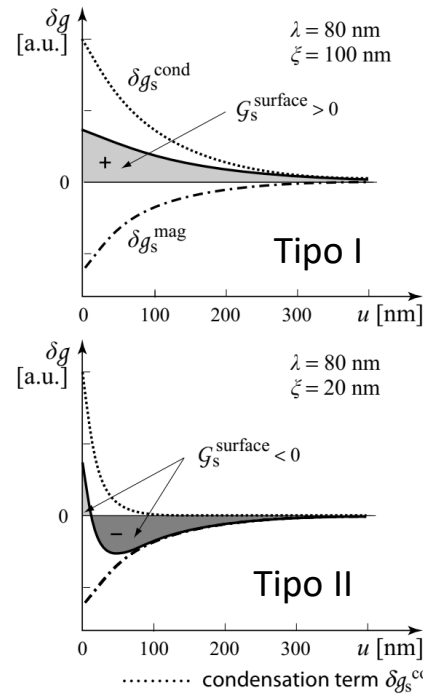
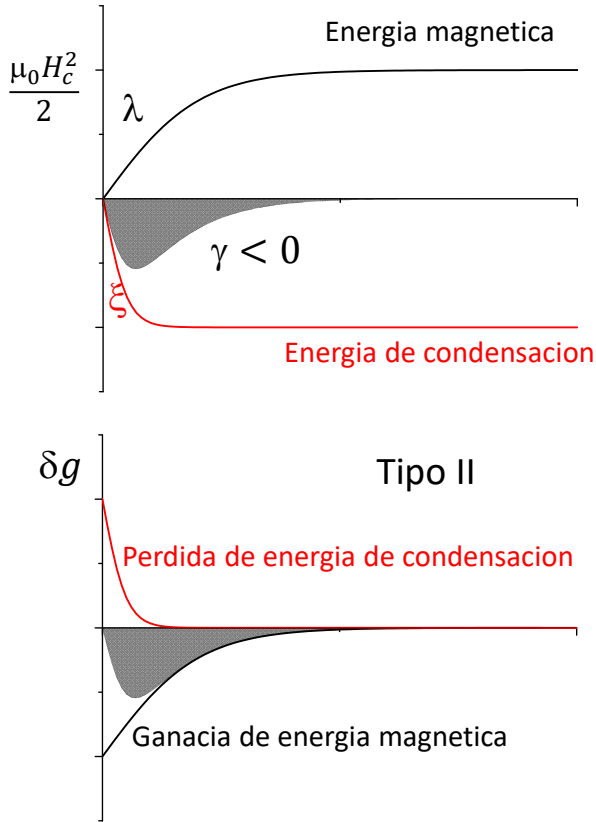
$$\gamma(H = H_c) = \frac{\mu_0 H_c^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(-\frac{\Psi^4(x)}{|\Psi|_{\infty}^4} + \left(\frac{\bar{B}(x)}{\mu_0 H_c} - 1\right)^2 \right) dx$$

Hay que encontrar las funciones $\Psi(x)$ y $B(x)$ que minimizan γ



Superconductores de Tipo I y Tipo II: Energía de superficie N/S

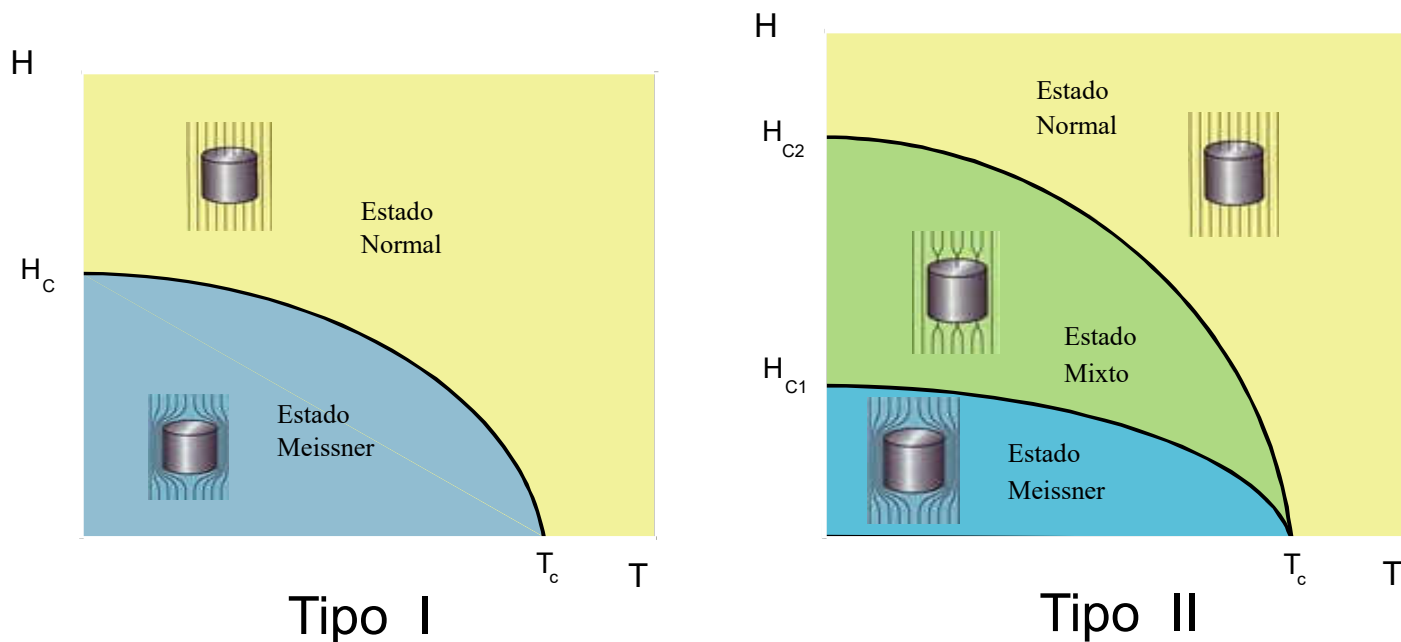
$$H < H_c$$



Por debajo de un campo crítico $H_{c1} < H_c$ ya no conviene formar paredes H_{c1} es menor cuanto mayor es κ .
 En $H = 0$ γ es siempre positiva.

Superconductores de Tipo II: Campo crítico H_{c1}

- En los superconductores de tipo II hay un campo $H_{c1} < H_c$ a partir del cual la energía de pared N/S es negativa.
- Conviene entonces generar paredes N/S dentro del superconductor.
- Aparecen nucleaciones con $|\Psi|$ deprimida ("core") en los que $B \neq 0$.
- El flujo magnético está cuantizado por lo que esas regiones tienen que tener cuantos de flujo ϕ_0 .
- Esas regiones "normales" que contienen un cuanto de flujo magnético apantallado por corrientes superconductoras se conocen como vórtices.



Superconductores de Tipo II: Campo crítico H_{c1}

Veamos para qué campo conviene energéticamente que se formen vórtices.

- Inicialmente entran pocos vórtices, por lo que podemos suponerlos lejos uno de los otros: no interactuantes
- Eso permite resolver el problema energético pensando en un solo vórtice individual
- En el campo crítico H_{c1} : $G(H = H_{c1}) \Big|_{\text{sin vortices}} = G(H = H_{c1}) \Big|_{1 \text{ vortice}}$
- Vamos a mirar la energía en el bulk, sin FD, desentendiendonos de barreras de superficie o cuestiones geométricas que pueden dificultar/facilitar la entrada de los vórtices (que en la práctica existen).

Agregar un vórtice cuesta una energía ε_1 por unidad de longitud

En ausencia de vórtices: $B = 0 \Rightarrow$ En ausencia de vórtices: $G_s = F_s$

En presencia 1 vórtice: $\bar{B}(\vec{r})$

En presencia de 1 vórtice de longitud L : $G_s = F_s + \varepsilon_1 L - \iiint \bar{H} \cdot \bar{B}(\vec{r}) dV$ Sin FD, paralelos

$$\iiint H_{c1} \cdot B(\vec{r}) dV = H_{c1} L \iint_{\text{sup}} B(\vec{r}) dS = H_{c1} L \Phi_0 \Rightarrow F_s + \varepsilon_1 L - H_{c1} L \Phi_0 = F_s$$

$$H_{c1} = \frac{\varepsilon_1}{\Phi_0}$$

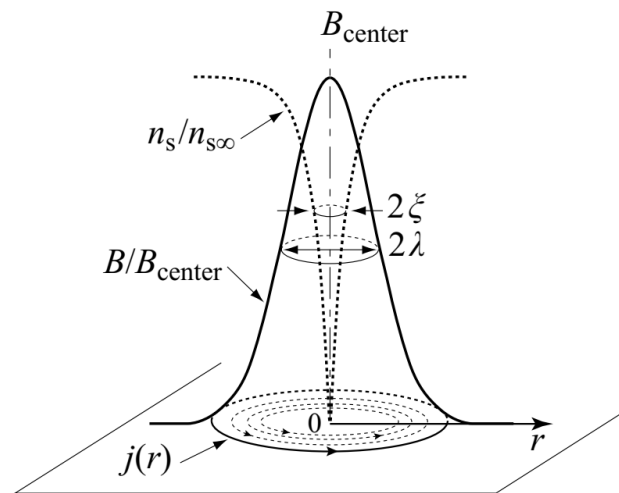
Campo crítico H_{c1} : estructura de un vórtice

En presencia de 1 vórtice de longitud L , sin FD : $G_s = F_s + \varepsilon_1 L - \iiint HB(\vec{r})dV$

$$H_{c1} = \frac{\varepsilon_1}{\phi_0}$$

Hay una distribución $B(\vec{r}), \Psi(\vec{r})$ que minimiza G_s y determina ε_1 .

Para vórtices aislados y lejos de las superficies: $|\Psi|(r) \sim |\Psi|_\infty$ fuera del core del vortice y $B(r) \sim 0$ lejos del vortice.



Campo magnético de un vórtice

Hay una distribución $B(\vec{r})$, $\Psi(\vec{r})$ que minimiza G_s y determina ε_1 .

Para vórtices aislados y lejos de las superficies: $|\Psi|(r) \sim |\Psi|_\infty$ fuera del core del vortice y $B(r) \sim 0$ lejos del vortice.

En superconductores tipo II extremos $\kappa \gg 1$ se puede resolver fácilmente.

$\kappa \gg 1$, $\xi \ll \lambda$. Si rodeamos a un vortice centrado en $\vec{r} = \vec{r}_0$ con una curva:

$$\phi_0 = \oint (\mu_0 \lambda^2 \vec{J} + \vec{A}) \cdot d\vec{l} = \iint (\mu_0 \lambda^2 \vec{\nabla} \times \vec{J} + \vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot d\vec{S} = \iint (\mu_0 \lambda^2 \vec{\nabla} \times \vec{J} + \vec{B}) \cdot d\vec{S}$$

Fuera del core del vortice $|\Psi|(r) \sim |\Psi|_\infty$ es uniforme y podemos usar las ecuaciones de London en un SC no conexo:

Fuera del core del vortice: $\mu_0 \lambda^2 \vec{\nabla} \times \vec{J} + \vec{B} = \hat{z} \phi_0 \delta_2(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad \Rightarrow \quad \nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{\lambda^2} \vec{B} = -\frac{\phi_0}{\lambda^2} \delta_2(\vec{r} - \vec{r}_0) \hat{z}$

Campo magnético de un vórtice

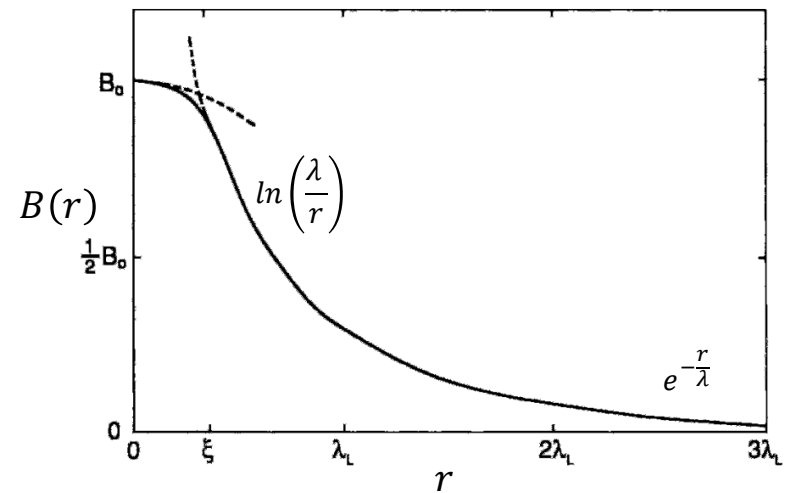
Si $\kappa \gg 1$, $\xi \ll \lambda$. Fuera del core del vortice:

$$\nabla^2 \bar{B} - \frac{1}{\lambda^2} \bar{B} = -\frac{\phi_0}{\lambda^2} \delta_2(\bar{r} - \bar{r}_0) \hat{z}$$

Definiendo sistema con $\bar{r}_0 = 0$, por lo que $|\bar{r} - \bar{r}_0| = r$

Puede verse que la solución de la ecuación diferencial es: $\bar{B}(r) = \hat{z} \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right)$ K_0 función de Hankel de orden 0

$$B(r) = \begin{cases} \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \left(\frac{\pi\lambda}{2r}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{r}{\lambda}}, & r \rightarrow \infty \\ \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \left[\ln\left(\frac{\lambda}{r}\right) + 0.12 \right], & \xi < r \ll \lambda \end{cases}$$



Energía de un vórtice

Si $\kappa \gg 1$, $\xi \ll \lambda \Rightarrow$ puedo despreciar la energía de condensación y los gradientes de $|\Psi|$ asociados con el core del vortice. Solo va a pesar la energía cinética de las corrientes y la energía magnética.

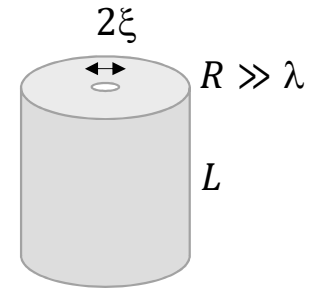
$$\Delta f = \cancel{|\Psi|^2} + \frac{\beta}{2} \cancel{|\Psi|^4} + \frac{1}{2m} [(\hbar \bar{\nabla} \varphi - q \bar{A})^2 |\Psi|^2 + \hbar^2 (\bar{\nabla} |\Psi|)^2] + \frac{B^2}{2\mu_0}$$

$$\bar{J} = \frac{q}{m} |\Psi|^2 (\hbar \bar{\nabla} \varphi - q \bar{A})$$

Quiero calcular la energía ε_1 asociada a una unidad de longitud de 1 vortice:

Integro en volumen fuera del core:

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{L} \iiint \left[\frac{B^2(r)}{2\mu_0} + \frac{\mu_0 \lambda^2}{2} J^2(r) \right] dV \quad J^2 = \frac{(\bar{\nabla} \times \bar{B})^2}{\mu_0^2}$$

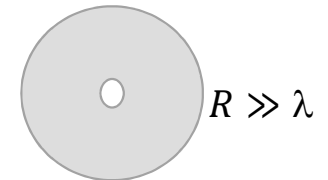


$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2\mu_0} \iint_{sup} [B^2 + \lambda^2 (\bar{\nabla} \times \bar{B})^2] dS = \frac{1}{2\mu_0} \iint_{sup} \bar{B} \cdot [\bar{B} + \lambda^2 (\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{B})] dS + \frac{\lambda^2}{2\mu_0} \iint_{sup} [\bar{\nabla} \cdot (\bar{B} \times \bar{\nabla} \times \bar{B})] dS$$

0 fuera del core (London)

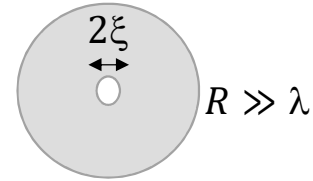
$$\varepsilon_1 = \frac{\lambda^2}{2\mu_0} \iint_{sup} [\bar{\nabla} \cdot (\bar{B} \times \bar{\nabla} \times \bar{B})] dS$$

Superficie fuera del core



Energía de un vórtice

$$\varepsilon_1 = \frac{\lambda^2}{2\mu_0} \iint_{sup} [\vec{\nabla} \cdot (\vec{B} \times \vec{\nabla} \times \vec{B})] dS \quad \text{Superficie fuera del core}$$



$$\varepsilon_1 = \frac{\lambda^2}{2\mu_0} \oint_{r=R} (\vec{B} \times \vec{\nabla} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} - \frac{\lambda^2}{2\mu_0} \oint_{r=\xi} (\vec{B} \times \vec{\nabla} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} \quad \varepsilon_1 = -\frac{\pi}{\mu_0} \lambda^2 \xi B(\xi) \frac{\partial B}{\partial r} \Big|_{\xi} \quad (1)$$

$B = 0$

$$B(r) = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \left[\ln\left(\frac{\lambda}{r}\right) + 0.12 \right], \quad \xi < r \ll \lambda \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial B}{\partial r} \sim -\frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \frac{1}{r} \quad (2)$$

$$B(r = \xi) \sim \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right) \quad (3) \quad 1,2 \text{ y } 3: \quad \boxed{\varepsilon_1 \sim \frac{1}{4\pi\mu_0} \left(\frac{\phi_0}{\lambda}\right)^2 \ln(\kappa)}$$

$$\xi = \frac{\phi_0}{2\sqrt{2}\pi\mu_0 H_c \lambda} \Rightarrow \quad \varepsilon_1 \sim \underbrace{\left(\frac{\mu_0 H_c}{2}\right)^2}_{\text{Condensacion del core}} (\pi\xi)^2 4 \ln(\kappa)$$

$$\boxed{H_{c1} = \frac{\varepsilon_1}{\phi_0} \sim \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{\phi_0}{\lambda^2} \ln(\kappa)}$$

$$\boxed{H_{c1} \sim \frac{H_c}{\sqrt{2}\kappa} \ln(\kappa)}$$

Superconductores de Tipo I y Tipo II: longitudes características

Table 6.3 - Experimental values of the GINZBURG-LANDAU parameter $\kappa = \lambda/\xi$

Note that its value is much less than 1 for pure metals, the majority of which are of type I, and much greater than 1 for alloys and compounds that are all of type II. This broad spectrum of κ is essentially due to the range of values for the coherence length ξ .

Material	T_c [K]	ξ [nm]	λ [nm]	$\kappa = \lambda/\xi$
Al	1.175	550	40	0.03
In	3.41	360	40	0.11
Ta	4.47	93	35	0.38
Pb	7.20	82	39	0.48
Nb	9.25	39	50	1.28
Pb-In	7	30	150	5
Nb-Ti	9.50	4	300	75
Nb ₃ Sn (A15)	18,1	3	65	22
PbMo ₆ S ₈ (CHEVREL)	15	2	200	100
Rb ₃ C ₆₀	29.60	2	247	124

Superconductores de Tipo I y Tipo II: longitudes características

Table 12.1 Coherence Length ξ , Penetration Depth λ , and Ginzburg–Landau Parameter κ of Various Superconductors^a

Material	T_c (K)	ξ (nm)	λ (nm)	κ (λ/ξ)	Source
Cd	0.56	760	110	0.14	Meservey and Schwartz (1969)
Al ^a	1.18	15.10	40	0.03	Table 9.2
In ^a	3.41	360	40	0.11	Table 9.2
Sn ^a	3.72	180	42	0.23	Table 9.2
Ta	4.4	93	35	0.38	Buckel (1991)
Pb ^a	7.20	82	39	0.48	Table 9.2
Nb ^a	9.25	39	52	1.28	Table 9.2
Pb–In	7.0	30	150	5.0	Orlando and Delin (1991)
Pb–Bi	8.3	20	200	10	Orlando and Delin (1991)
Nb–Ti	9.5	4	300	75	Orlando and Delin (1991)
Nb–N	16	5	200	40	Orlando and Delin (1991)
PbMo ₆ S ₈ (Chevrel)	15	2	200	100	Orlando and Delin (1991)
V ₃ Ga (A15)	15	≈2.5	90	≈35	Orlando and Delin (1991)
V ₃ Si (A15)	16	3	60	20	Orlando and Delin (1991)
Nb ₃ Sn (A15)	18	3	65	22	Orlando and Delin (1991)
Nb ₃ Ge (A15)	23.2	3	90	30	Orlando and Delin (1991)
K ₃ C ₆₀	19	2.6	240	92	Holczer <i>et al.</i> (1991)
Rb ₃ C ₆₀	29.6	2.0	247	124	Sparn <i>et al.</i> (1992)
(La _{0.925} Sr _{0.075}) ₂ CuO ₄ ^b	37	2.0	200	100	Poole <i>et al.</i> (1988)
YBa ₂ Cu ₃ O ₇ ^b	89	1.8	170	95	Poole <i>et al.</i> (1988)
HgBaCaCuO	126	2.3			Gao <i>et al.</i> (1993)
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+δ}	131			100	Schilling <i>et al.</i> (1994b)

^a Figures are rounded averages from Table 12.2.

^b Averages of the polycrystalline data from our earlier Table III-1 (1988).

Campos críticos en Superconductores de Tipo II

Table 12.3 Critical Fields of Selected Type II Superconductors^a

Material	T_c (K)	B_{c1} (mT)	B_c (mT)	B_{c2} (T)	Reference
Nb wire, RRR = 750	9.3	181.0	0.37	2.0	Roberts (1976)
Nb wire, cold-drawn	9.3	248.0		≈10.0	Roberts (1976)
In _{0.95} Pb _{0.05} (alloy)	3.7	31.8	37.5	0.049	Roberts (1976)
Mo _{0.1} Nb _{0.9} (alloy)	6.4	29.0	78.5	0.414	Roberts (1976)
Mo _{0.66} Re _{0.34} (alloy)	11.8	38.1	0.113		Roberts (1976)
Nb _{0.99} Ta _{0.01} (alloy)	8.8	173.0	20.4	0.445	Roberts (1976)
Nb-Ti	9.5			13.0	Orlando and Delin (1991); Van Duzer and Turner (1981)
CTa (NaCl Structure)	≈10.0	22.0	81.0	0.46	Roberts (1976)
Nb-N (NaCl Structure)	16.0	9.3		15.0	Orlando and Delin (1991); Roberts (1976)
Cr ₃ Ir (A15)	0.75	16.8		1.05	Roberts (1976)
V ₃ Ge (A15)	6.8			≈5.0	Roberts (1976)
V ₃ Ga (A15)	15.0			23.0	Orlando and Delin (1991); Van Duzer and Turner (1981)
V ₃ Si (A15)	16.0	55.0	670.0	23.0	Roberts (1976)
Nb ₃ Sn (A15)	18.2	35.0	440.0	23.0	Roberts (1976)
Nb ₃ Ge (A15)	23.1			37.0	Orlando and Delin (1991); Van Duzer and Turner (1981)
HfV ₂ (Laves)	9.2	187.0		21.7	Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 376)
(Hf _{0.5} Zr _{0.5})V ₂ (Laves)	10.1	197.0		28.3	Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 376)
ZrV ₂ (Laves)	8.5	219.0		16.5	Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 376)
NbSe ₂	7.2	7.2	204.0	17.4	Roberts (1976)

Campos críticos en Superconductores de Tipo II anisotropicos

Table 12.5 Critical Fields of Selected Anisotropic Type II Superconductors

Material	T_c (K)	B_{c1}^{ab} (mT)	B_{c1}^c (mT)	B_c (T)	B_{c2}^{ab} (T)	B_{c2}^c (T)	$-dB_{c1}^{ab}/dT$ (T/K)	$-dB_{c1}^c/dT$ (T/K)	Reference
CeCu ₂ Si ₂ (heavy fermion)	0.63				2.0	2.4			Assmus <i>et al.</i> (1984)
β -(ET) ₂ I ₃ (organic)	1.5	7 ^a	36		1.74 ^b	0.08			Ishiguro and Yamaji (1990)
β -(ET) ₂ I ₃ 1.6 kbar	7.2				25	2.7			Ishiguro and Yamaji (1990)
β -(ET) ₂ IBr ₂ (organic)	2.3	390	1600		3.48 ^c	1.5			Ishiguro and Yamaji (1990)
β -(ET) ₂ AuI ₂ (organic)	4.2	400	2050		≈6.35	≈0.8			Ishiguro and Yamaji (1990)
K*(ET) ₂ Cu[N(CN) ₂] ₂ Br	11.6						20	2.2	Kwok <i>et al.</i> (1990b)
(Sm _{0.925} Ce _{0.075}) ₂ CuO ₄ (electron type)	11.4				28.2	5.2	3.6	0.1	Dalichaouch <i>et al.</i> (1990b)
(La _{0.95} Ca _{0.05}) ₂ CuO ₄	≈14.0				>20	>13	4	0.3	Hidaka <i>et al.</i> (1987)
(La _{0.9} Ca _{0.1}) ₂ CuO ₄	30			0.2		32		1.5	Li <i>et al.</i> (1993)
(La _{0.97} Ca _{0.07}) ₂ CuO ₄ ^d	≈34.0	7	30						Naito <i>et al.</i> (1990)
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.5}	62	2.5	8.3	0.38	380	87	8.7	2.0	Vandervoort <i>et al.</i> (1991)
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.94}	91.2		32			115		1.8	Ossandon <i>et al.</i> (1992a)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}		53	520						Dinger <i>et al.</i> (1987)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}		70	130				≈1.0	0.65	Song <i>et al.</i> (1987)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	88.8	≤5	500	2.65	140	29	2.3	0.46	Worthington <i>et al.</i> (1987)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	92.4	≤5	500	1.93	240	34	3.8	0.54	Gallagher (1988)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	24	103	≈1.7				14		Salamon (1989)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}					110	40	3.4	1.0	Nakao <i>et al.</i> (1989)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	90	18	53	≈1.8					Krusin-Elbaum <i>et al.</i> (1989)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	92						10.5	1.9	Welp <i>et al.</i> (1989)
EuBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	95				190	45	3.0	0.7	Hikita <i>et al.</i> (1987)
EuBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	94.8				245	28	3.8	0.41	Y. Tajima <i>et al.</i> (1988)
Y _{0.8} Pr _{0.2} Ba ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	73				174	56	3.4	1.1	Jia <i>et al.</i> (1992)
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O _{8+δ}	90	85							Maeda <i>et al.</i> (1992)
(Bi, Pb) ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	91			0.65		≈89		1.4	L. Zhang <i>et al.</i> (1992)
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{10+δ}	109						16	0.5	Matsubara <i>et al.</i> (1992)
Pb ₂ Sr ₂ (Y, Ca)Cu ₃ O ₈	76	9.5	50.5	0.80	590	96	11	1.75	Reedyk <i>et al.</i> (1992b)
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+δ}	131		45			190		2.0	Schilling <i>et al.</i> (1994b)

Note: Some of the thermodynamic critical fields B_c were calculated from Eq. (12.53) using data from Table 12.4.

^a Average of $B_{c1}^a = 5$ mT, $B_{c1}^b = 9$ mT; ^b Average of $B_{c2}^a = 1.78$ T, $B_{c2}^b = 1.70$ T; ^c Average of $B_{c2}^a = 3.36$ T, $B_{c2}^b = 3.60$ T; ^d $-dB_{c1}^{ab}/dT = 1.8$ mT/K, $-dB_{c1}^c/dT = 5.5$ mT/K.