Contenido

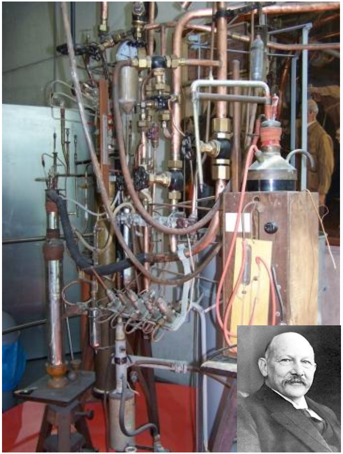
Contenido: Tema 06

Contenido: Tema 06

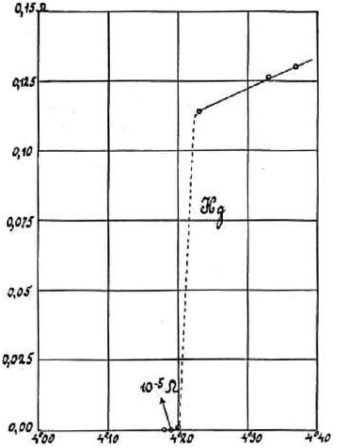
Propiedades fundamentales y descripción fenomenológica

Descubrimiento

Licuefacción del Helio (1908)

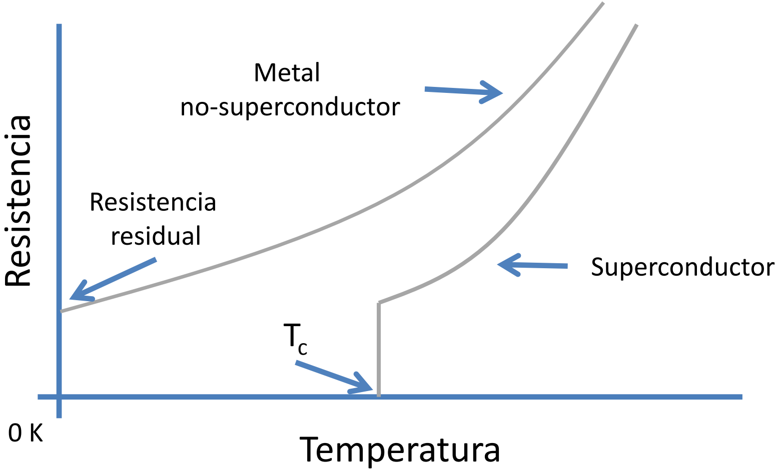


Hg: R **vs** T (1911)



H. Kamerlingh Onnes: Nobel en Física 1913 por *los estudios de la materia a bajas temperaturas, producción de He líquido (3K)*.

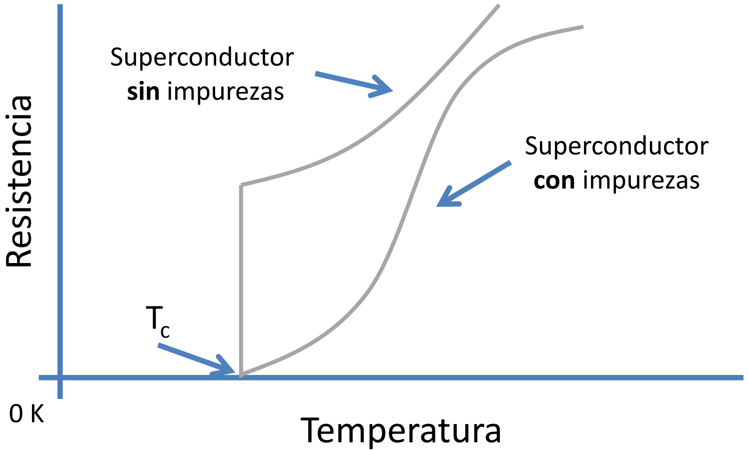
Resistencia cero y temperatura crítica (T_c)



Propiedades fundamentales y descripción fenomenológica

Fenómenos relacionados

Resistencia cero y temperatura crítica (T_c)



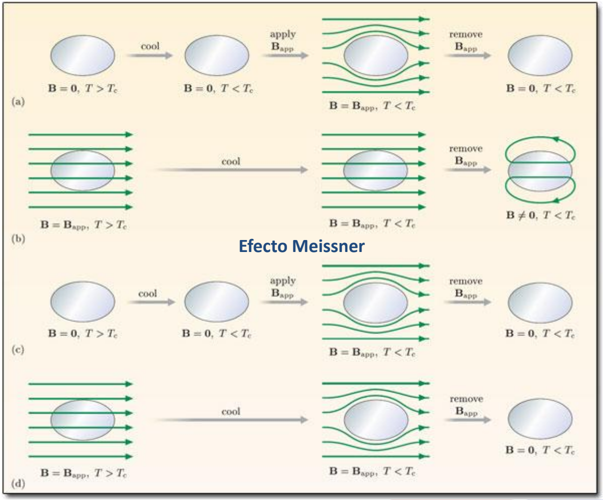
Propiedades fundamentales y descripción fenomenológica

Fenómenos relacionados

Diamagnetismo perfecto: efecto Meissner

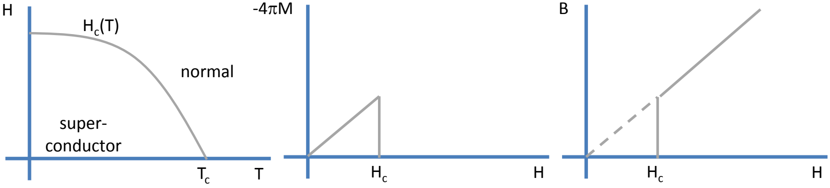
Metal
(conductor perfecto)

Superconductor
(diamagneto
perfecto)

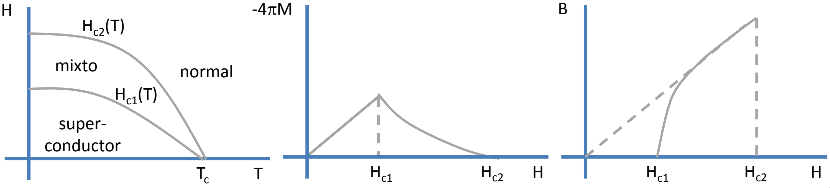


Campo crítico: superconductores tipo I y tipo II

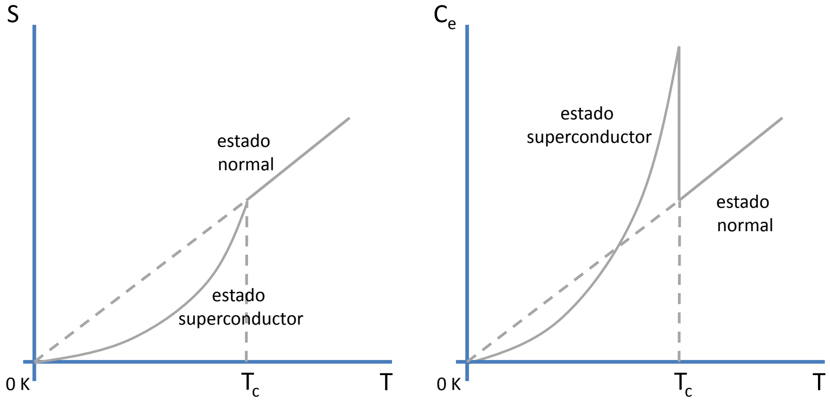
Superconductor tipo I



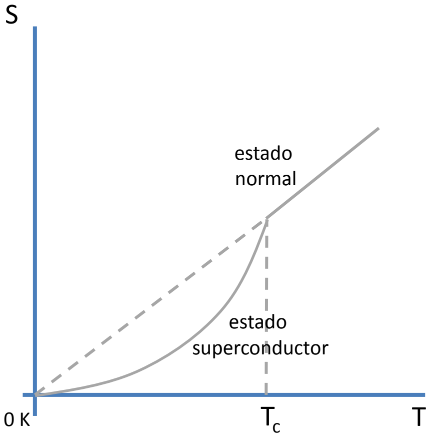
Superconductor tipo II



Propiedades termodinámicas: entropía y calor específico



Propiedades termodinámicas: entropía



La diferencia de entropía en $T < T_c$ es:

$$S_n - S_{sc} = -\mu_0 H_c \frac{dH_c}{dT},$$

pero de H_c vs T se tiene que:

$$\frac{dH_c}{dT} < 0 \;\; \forall \;\; T < T_c,$$

por lo que,

$$S_n - S_{sc} > 0.$$

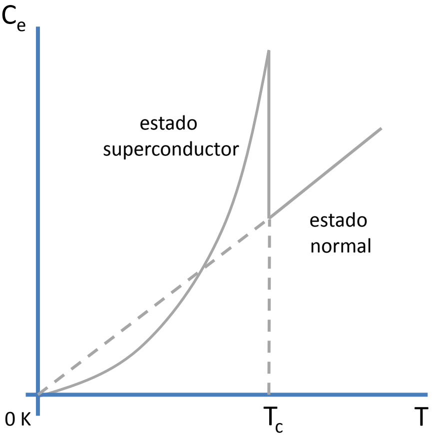
Propiedades termodinámicas: calor específico

La diferencia de calor específico en $T < T_c$ es:

$$C_{sc} - C_n = \mu_0 T \left[H_c \frac{d^2 H_c}{dT^2} + \ldots \right.$$
$$\left. \ldots + \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 \right],$$

pero se tiene que:

$$\frac{d^2 H_c}{dT^2} < 0 \quad \& \quad \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 > 0,$$



lo cual indica que habrá un sutil balance entre el campo aplicado y su derivada, existiendo un T tal que $C_{sc} - C_n$ cambie de signo.

El primer intento por describir de manera teórica la electrodinámica de un superconductor (efecto Meissner) fue realizado por los hermanos **London**.

Modelo de dos fluidos

En el estado superconductor se tendrá lo siguiente:

$$n \; : \text{ densidad total de electrones de conducción,}$$

$$n_s(T) \; : \text{ densidad de electrones superconductores,}$$

en donde, por supuesto, $n - n_s(T) > 0$.

Teoría de London

$$\begin{array}{rcl} n_s(T) & \rightarrow & R = 0 \\ n - n_s(T) & \rightarrow & R = \text{normal} \end{array} \quad \overset{\hat{\mathbf{E}}_{ap}}{\Longrightarrow} \quad \begin{array}{rcl} n_s(T) & \rightarrow & \text{afectados} \\ n - n_s(T) & \rightarrow & \text{estancionarios} \end{array}$$

En donde se considera que: $n_s \neq n_s(\mathbf{r})$, es decir, es una teoría **local**, lo que se conoce como el **límite de London**.

Propiedades fundamentales y descripción fenomenológica

Descripción fenomenológica: ecuaciones de London

La ecuación de movimiento para los electrones en el estado superconductor es,

$$m\frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = e\mathbf{E},$$

en donde la densidad de corriente superconductora se expresa como,

$$\mathbf{J}_s = n_s e \mathbf{v}_s,$$

relacionando las ecs. anteriores,

$$\mathbf{E} = \Lambda\frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t}, \quad \forall \quad \Lambda = \frac{m}{n_s e^2},$$

lo cual se conoce como **primera ecuación de London**.

Relancionando la 1^a ec. de London con la ec. de Faraday,

$$\begin{aligned}
\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\
\nabla \times \left(\Lambda\frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t}\right) &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\
\frac{\partial}{\partial t}\left[\nabla \times (\Lambda \mathbf{J}_s)\right] &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\
\Rightarrow \quad \nabla \times (\Lambda \mathbf{J}_s) &= -\mathbf{B},
\end{aligned}$$

lo cual representa una expresión alterna para la 1^a ecuación de London.

Si tomamos la ley de Ampére para campos pseudo-estacionarios,

$$
\begin{aligned}
\nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} \quad \forall \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0, \\
\Rightarrow \quad \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \mu_0 \nabla \times \mathbf{J}_s \\
\text{pero} \quad \Lambda \nabla \times \mathbf{J}_s &= -\mathbf{B}, \quad (1^a \text{ ec. de London}) \\
\Rightarrow \quad \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= -\frac{\mu_0}{\Lambda} \mathbf{B}.
\end{aligned}
$$

Ahora, haciendo uso de la siguiente propiedad para un campo vectorial,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B},$$

donde: $\nabla \cdot \mathbf{B} = -\Lambda \nabla \cdot [\nabla \times \mathbf{J}_s] = 0 \quad \therefore \quad \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = -\nabla^2 \mathbf{B}.$

Relacionando ambos res. se obtiene la **2^a ecuación de London**,

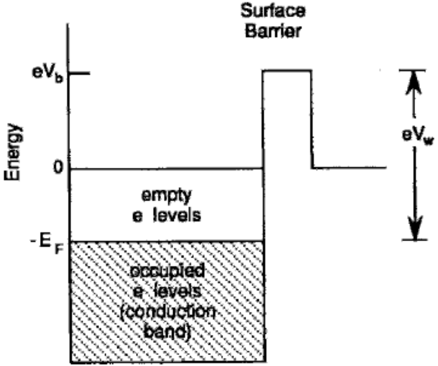
$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} \quad \forall \quad \lambda_L^2 = \frac{\Lambda}{\mu_0} = \frac{m}{n_s e^2 \mu_0} \quad \leftarrow \quad \textbf{long. de penetración},$$

soluciones: $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{-\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r} / \lambda_L} \quad \forall \quad |\hat{\mathbf{n}}| = 1 \quad \& \quad \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{B}_0 = 0.$

Contenido: Tema 06

Tunelamiento, efecto Josephson

Fenómeno de tunelamiento



- V_b: barrera de potencial creada por la superficie,
- $-E_F$: energía máx. de los e^- en un metal,
- V_w: potencial de la función de trabajo, energía necesaria para remover un e^- del metal,

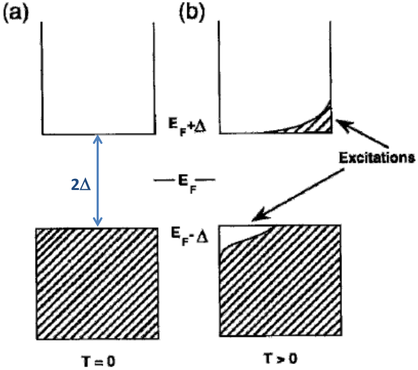
por tanto, tenemos:

$$eV_w = eV_b + |E_F| \,.$$

Tunelamiento, efecto Josephson

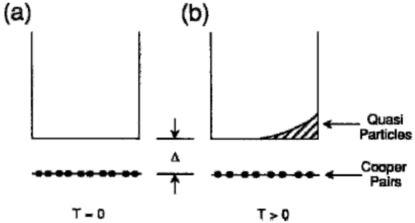
Fenómeno de tunelamiento: esquemas de niveles de energía

Representación de semiconductores (S)



(S) no toma en cuenta el fenómeno de apareamiento de electrones.

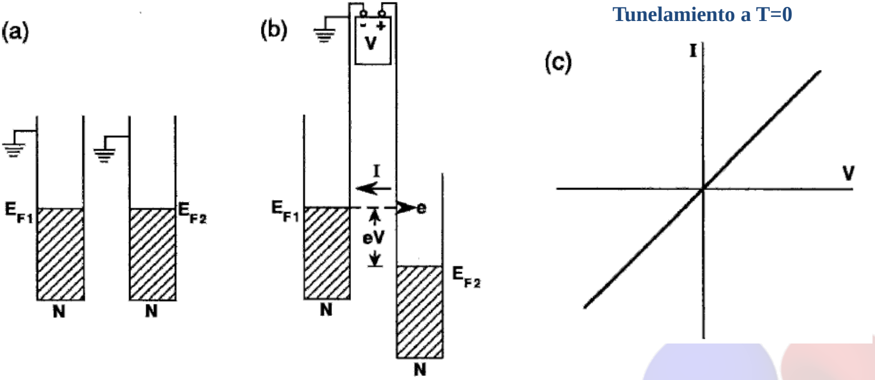
Representación de condensado de Bose (CB)



(CB) toma en cuenta la energía de enlace E_g compartida por dos electrones, $\Delta = E_g/2$.

Tunelamiento, efecto Josephson

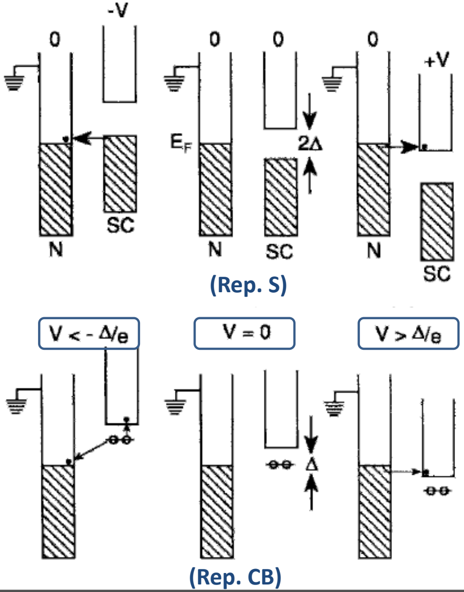
Procesos de tunelamiento: Metal normal—Metal normal (N—I—N)

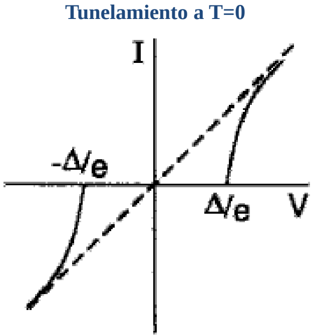


V = 0 **V** > 0

- La **corriente** I fluye en dirección del metal con potencial **negativo**.
- Los electrones de **tunelamiento** fluyen en dirección del metal con potencial **positivo**.

Procesos de tunelamiento: Metal normal–Superconductor (N–I–SC)



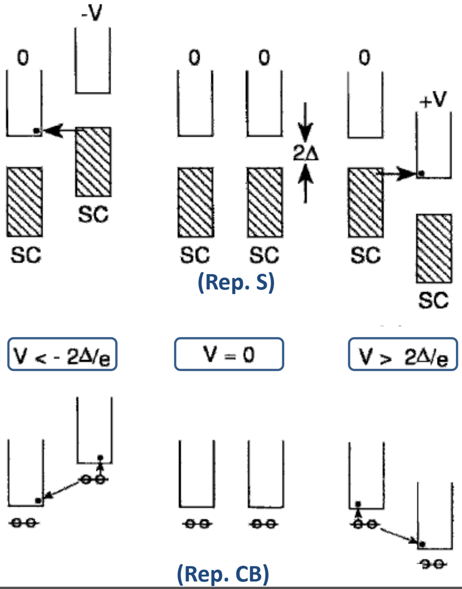


No hay tunelamiento en la región:

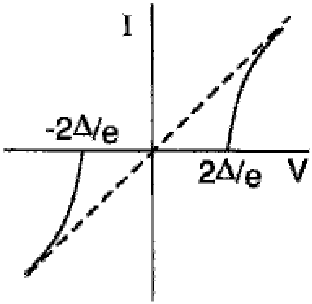
$$-\Delta/e < V < \Delta/e.$$

Tunelamiento, efecto Josephson

Procesos de tunelamiento: Superconductor–Superconductor (SC–I–SC)



Tunelamiento a T=0



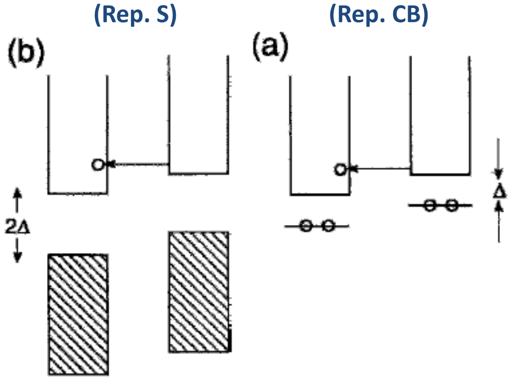
No hay tunelamiento en la región:

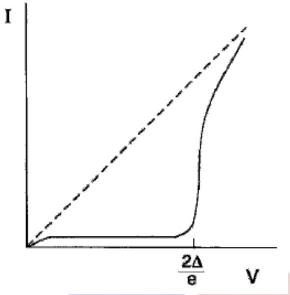
$$-2\Delta/e < V < 2\Delta/e.$$

Tunelamiento, efecto Josephson

Procesos de tunelamiento: Superconductor−Superconductor (SC−I−SC)

Tunelamiento a $T > 0$

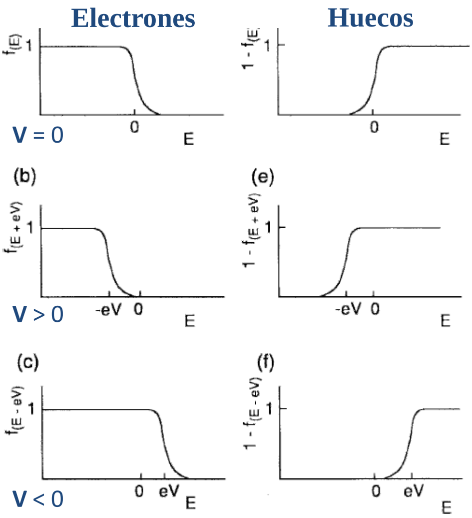




Existe un tunelamiento **finito** en $V < 2\Delta/e$ debido a excitaciones térmicas de las cuasi-partículas más energéticas.

Tunelamiento, efecto Josephson

Tratamiento cuantitativo: función de distribución Fermi-Dirac ($T > 0$)



Electrones bajo un potencial aplicado V,

$$f(E + eV) = \frac{1}{1 + \exp\left[(E + eV)/k_B T\right]}$$

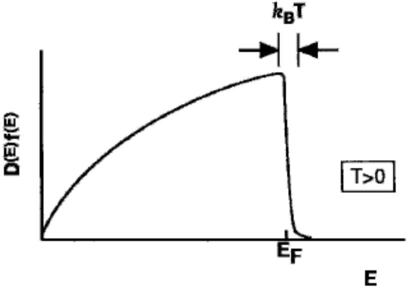
Huecos (estados desocupados) bajo un potencial aplicado V,

$$1 - f(E + eV) = \frac{1}{1 + \exp\left[-(E + eV)/k_B T\right]}$$

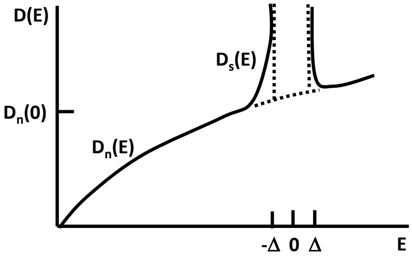
Tunelamiento, efecto Josephson

Tratamiento cuantitativo: densidad de estados (DOS)

DOS metal normal



DOS estado superconductor



$$D_n(E) = D_n(0)\left(\frac{E_F + E}{E_F}\right)^{1/2},$$

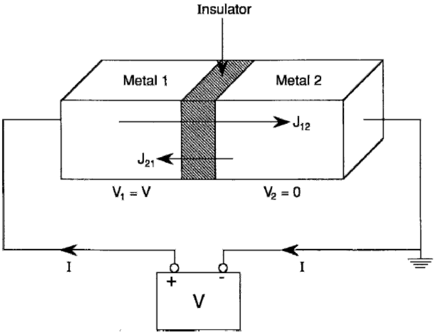
$$D_s(E) = \begin{cases} \frac{D_n(0)|E|}{(E^2-\Delta^2)^{1/2}} & E < -\Delta \\ 0 & -\Delta < E < \Delta \\ \frac{D_n(0)|E|}{(E^2-\Delta^2)^{1/2}} & E > \Delta \end{cases}$$

considerando que $|E| \ll E_F$,

$$D_n(E) \approx D_n(0)$$

Tunelamiento, efecto Josephson

Tratamiento cuantitativo: corriente de tunelamiento



Num. de estados iniciales **ocupados**,

$$N_2(E)f(E),$$

Num. de estados finales **desocupados** (vacíos),

$$N_1(E+eV)\left[1-f(E+eV)\right]$$

Para calcular $J = J_{1\to 2} - J_{2\to 1}$, primero obtenemos:

$$\begin{aligned} J_{1\to 2} &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E+eV)\left[1-f(E+eV)\right] N_2(E) f(E) dE, \\ J_{2\to 1} &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E+eV) f(E+eV) N_2(E)\left[1-f(E)\right] dE, \\ \therefore\ J &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E+eV) N_2(E)\left[f(E)-f(E+eV)\right] dE. \end{aligned}$$

De la expresión anterior para la corriente total J, redefinimos la escala de energía: $E + eV \rightarrow E$

$$
\begin{aligned}
J &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E+eV) N_2(E) \left[f(E) - f(E+eV) \right] dE \\
\Rightarrow \quad J &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E) N_2(E-eV) \left[f(E-eV) - f(E) \right] dE
\end{aligned}
$$

En el caso de una unión N−I−N, podemos aproximar la densidad de estados a su valor al nivel de Fermi:

$$
N_1(E) \approx N_1(0) \quad \& \quad N_2(E-eV) \approx N_2(0),
$$

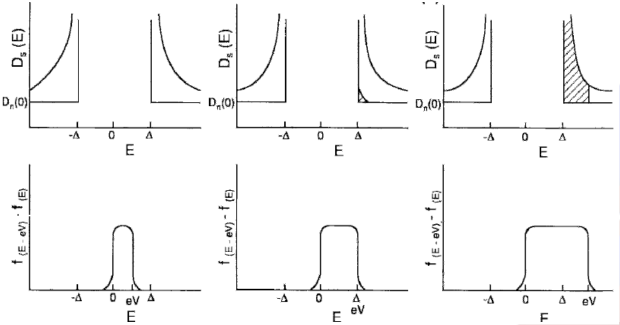
por tanto,

$$
\begin{aligned}
J_{NN} &= A|T|^2 N_{1N}(0) N_{2N}(0) \int_{-\infty}^{\infty} \left[f(E-eV) - f(E) \right] dE \\
J_{NN} &= A|T|^2 N_{1N}(0) N_{2N}(0) eV = G_{nn} V,
\end{aligned}
$$

en donde G_{nn} es la **conductancia de tunelaje** en una unión N−I−N

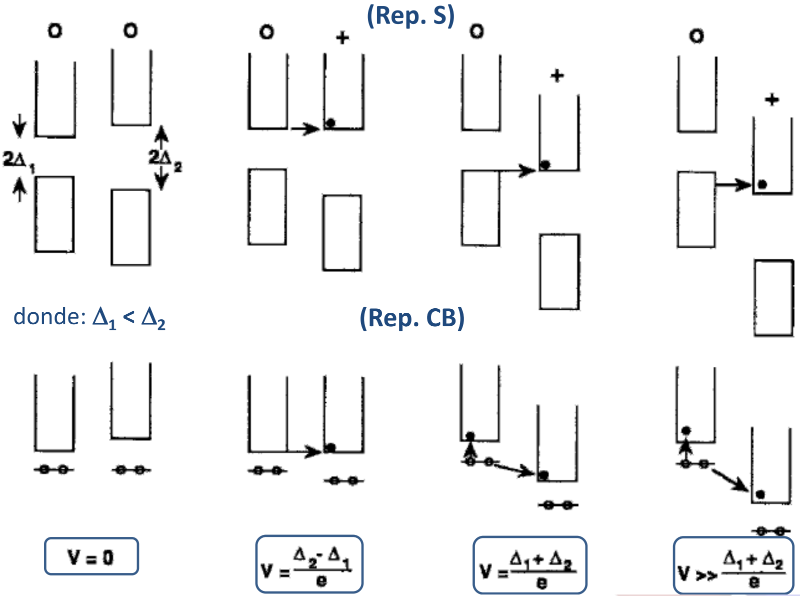
Para una unión N−I−S la expresión de la corriente queda como,

$$
\begin{aligned}
J &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_{1SC}(E) N_{2N}(E-eV)\,[f(E-eV)-f(E)]\,dE \\
\Rightarrow\quad J &= A|T|^2 N_{2N}(0) \int_{-\infty}^{\infty} N_{1SC}(E)\,[f(E-eV)-f(E)]\,dE \\
\therefore\quad J &= \frac{G}{e}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{1SC}(E)}{N_{1N(0)}}\,[f(E-eV)-f(E)]\,dE.
\end{aligned}
$$



Tunelamiento, efecto Josephson

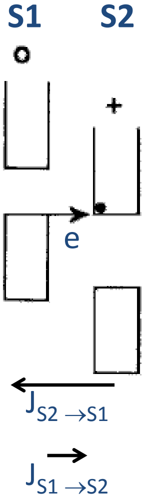
Tratamiento cuantitativo: corriente de tunelamiento S−I−S



Tunelamiento, efecto Josephson

Tratamiento cuantitativo: corriente de tunelamiento S–I–S

$$
\begin{aligned}
J_{2S\to 1S} &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \{N_{1S}(E) f(E) N_{2S}(E+eV)\times \\
&\quad [1-f(E+eV)]\}\, dE, \\
J_{1S\to 2S} &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \{N_{1S}(E)\,[1-f(E)]\times \\
&\quad N_{2S}(E+eV) f(E+eV)\}\, dE, \\
J_{SS} &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \{N_{1S}(E) N_{2S}(E+eV)\times \\
&\quad [f(E)-f(E+eV)]\}\, dE, \\
J_{SS} &= \frac{G_{nn}}{e}\int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{N_{1S}(E)}{N_{1N}(0)} \frac{N_{2S}(E+eV)}{N_{2N}(0)} \times \right. \\
&\quad [f(E)-f(E+eV)]\}\, dE,
\end{aligned}
$$

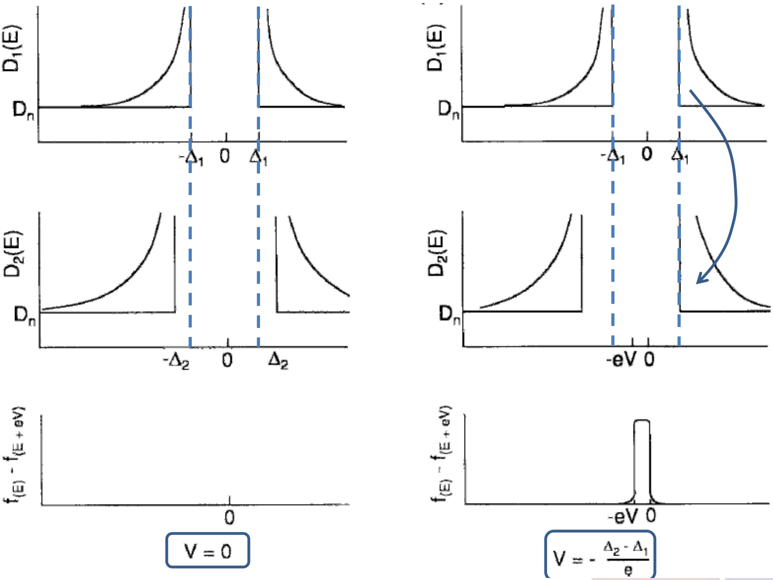


en donde,

$$J_{SS} = J_{2S\to 1S} - J_{1S\to 2S}.$$

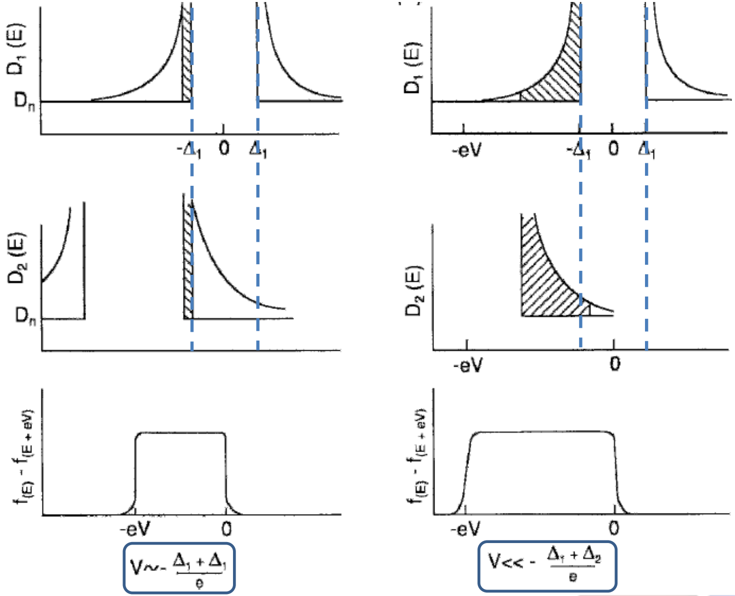
Tunelamiento, efecto Josephson

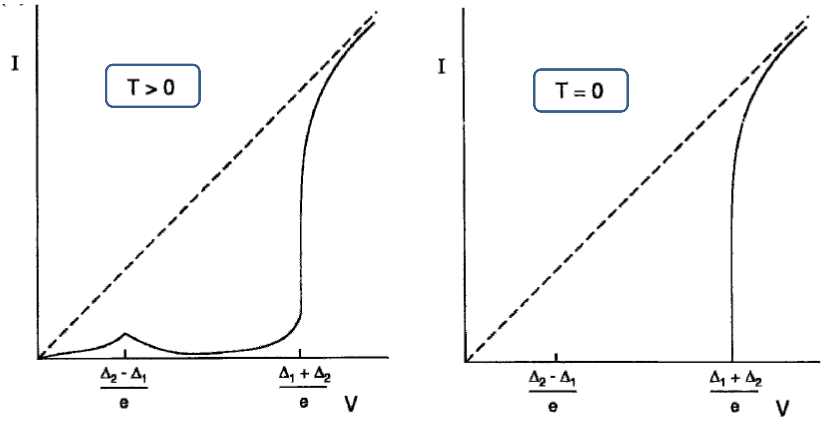
Tratamiento cuantitativo: corriente de tunelamiento S–I–S



Tunelamiento, efecto Josephson

Tratamiento cuantitativo: corriente de tunelamiento S–I–S



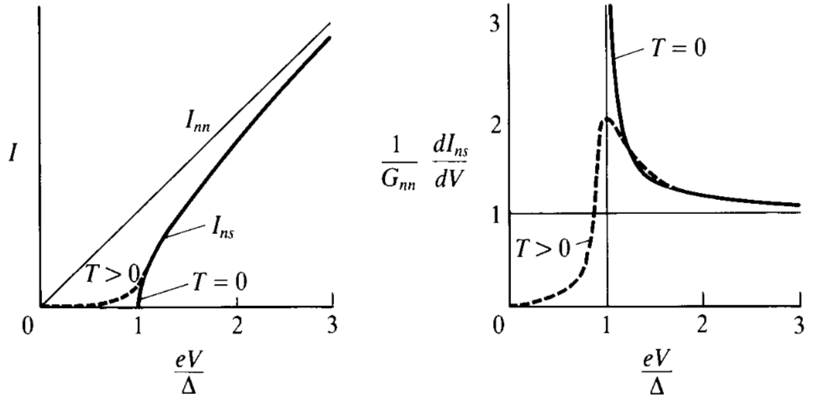


I
T > 0
Δ2 - Δ1 / e
Δ1 + Δ2 / e
V
I
T = 0
Δ2 - Δ1 / e
Δ1 + Δ2 / e
V

Tunelamiento, efecto Josephson

Mediciones de tunelamiento

Normalmente se reportan datos de **corriente** vs **voltaje**, o **variaciones de corriente** vs **voltaje** aplicado,

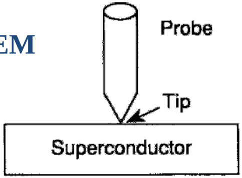


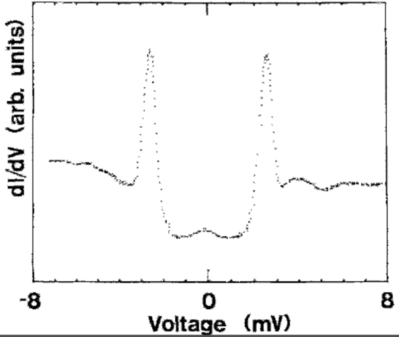
Tunelamiento, efecto Josephson

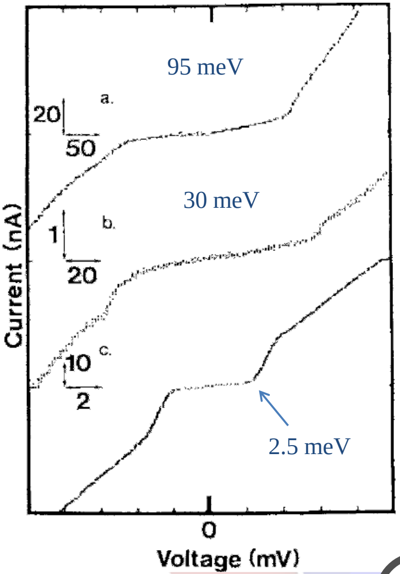
Mediciones de tunelamiento: N−I−S

$YBa_2Cu_3O_{6.5+x}$ @ 4.2K

SEM

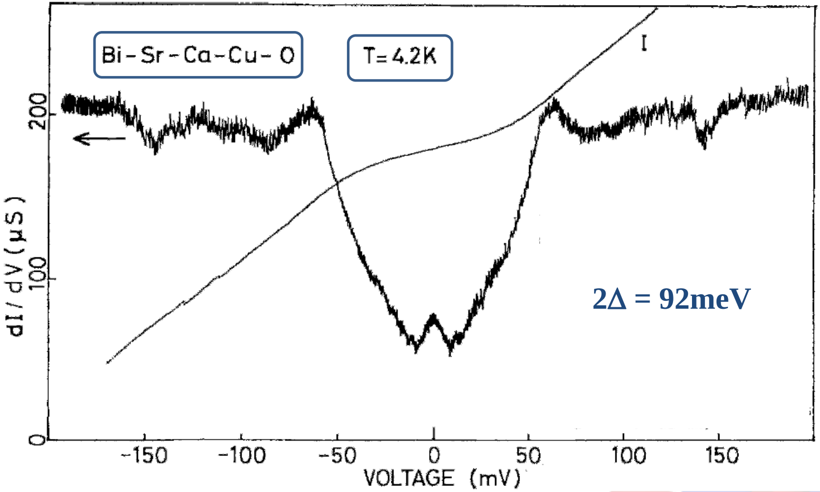






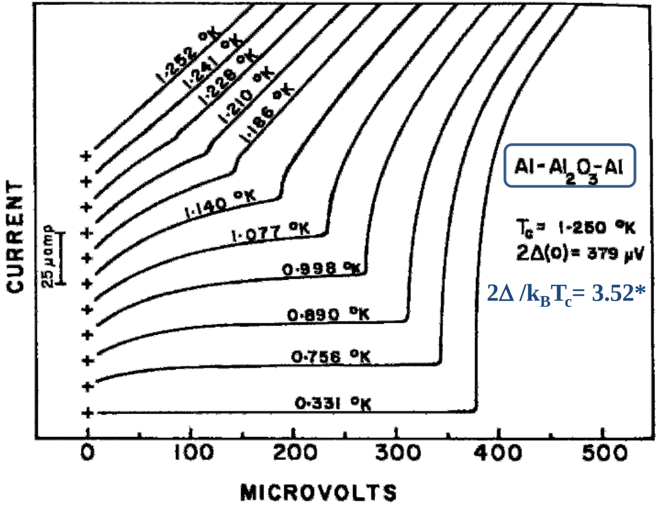
Tunelamiento, efecto Josephson

Mediciones de tunelamiento: N−I−S



Tunelamiento, efecto Josephson

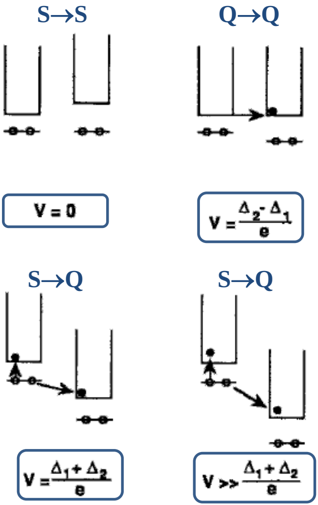
Mediciones de tunelamiento: S−I−S

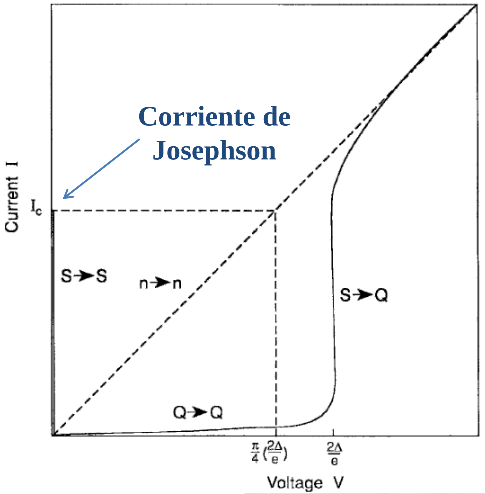


*Valor de referencia BCS: $(2\Delta/K_BT_c)_{\text{BCS}} = 3.53.$

Tunelamiento, efecto Josephson

Efecto Josephson: tunelamiento S−I−S





1. **Efecto Josephson dc**: flujo de corriente dc,

$$J = J_0 \text{Sen}\delta$$

   a través de la unión en ausencia de campo (eléctrico o magnético) aplicado.

2. **Efecto Josephson ac**: flujo de una corriente sinusoidal,

$$J = J_0 \text{Sen}\left[\delta - 4\pi eVt/h\right],$$

   con un voltaje aplicado V y frecuencia de oscilación $\nu = 2eV/h$.

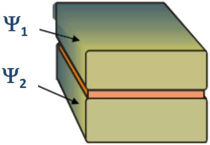
3. **Efecto Josephson ac inverso**: el voltaje V es inducido en una unión mediante radiación incidente o por una corriente de radio-frecuencia (rf).

4. **Efectos cuánticos de interferencia macroscópicos**: involucran una corriente de tunelamiento J con términos oscilatorios dependientes de un flujo de campo aplicado Sen $(\pi\phi/\phi_0)$.

Tunelamiento, efecto Josephson

Efecto Josephson dc

Si el grosor de la barrera es lo suficientemente grande, entonces podemos considerar,



$$i\hbar\frac{d\Psi_1}{dt} = E_1\Psi_1, \qquad i\hbar\frac{d\Psi_2}{dt} = E_2\Psi_2,$$

donde Ψ_i y E_i representan la función de onda y la energía del estado base de los SC a cada lado de la barrera.

En el caso de que la barrera permita una interacción entre los SC:

$$i\hbar\frac{d\Psi_1}{dt} = E_1\Psi_1 + K\Psi_2, \qquad i\hbar\frac{d\Psi_2}{dt} = E_2\Psi_2 + K\Psi_1,$$

en donde $K \in \mathbb{R}$ describe el acoplamiento entre SC's.

Asumiendo que existe un potencial V aplicado a través del sistema,

$$\Rightarrow \quad E_1 - E_2 = 2eV,$$

en donde define el cero de energía es el punto intermedio: $E_1 = eV$, $E_2 = -eV$.

Tunelamiento, efecto Josephson

Efecto Josephson dc

Sustituyendo lo anterior en las ecuaciones de onda para cada SC:

$$i\hbar\frac{d\Psi_1}{dt} = E_1\Psi_1 + K\Psi_2 \quad \rightarrow \quad i\hbar\frac{d\Psi_1}{dt} = eV\Psi_1 + K\Psi_2$$
$$i\hbar\frac{d\Psi_2}{dt} = E_2\Psi_2 + K\Psi_1 \quad \rightarrow \quad i\hbar\frac{d\Psi_2}{dt} = -eV\Psi_2 + K\Psi_1$$

proponiendo,

$$\Psi_1 = |\Psi_1|e^{i\theta_1}, \quad \Psi_2 = |\Psi_2|e^{i\theta_2}, \quad \forall \;\; \phi = \theta_2 - \theta_1.$$

Sustituyendo las soluciones propuestas en las ecuaciones y relacionando los términos reales e imaginarios,

$$\hbar\frac{d|\Psi_1|^2}{dt} = 2K|\Psi_1||\Psi_2|\text{Sen}\phi, \qquad \hbar\frac{d\theta_1}{dt} = -K\frac{|\Psi_2|}{|\Psi_1|}\text{Cos}\phi - eV,$$
$$\hbar\frac{d|\Psi_2|^2}{dt} = -2K|\Psi_1||\Psi_2|\text{Sen}\phi, \qquad \hbar\frac{d\theta_2}{dt} = -K\frac{|\Psi_2|}{|\Psi_1|}\text{Cos}\phi + eV,$$

recordando que: $|\Psi_1|^2 = N_{1S}$ y $|\Psi_2|^2 = N_{2S}$.

Efecto Josephson dc

Además, se tiene:

$$J_1 = e\frac{dN_{1S}}{dt}, \quad J_2 = e\frac{dN_{2S}}{dt},$$

por tanto, de las ecuaciones anteriores tenemos:

$$J_1 = \frac{2Ke}{\hbar}\left(N_{1S}N_{2S}\right)^{1/2}\mathsf{Sen}\phi, \quad J_2 = -\frac{2Ke}{\hbar}\left(N_{1S}N_{2S}\right)^{1/2}\mathsf{Sen}\phi.$$

Relacionado ahora las ecuaciones de las fases,

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} = \frac{V}{\Phi_0} \;\; \forall \;\; \Phi_0 = \frac{\hbar}{2e} = \text{cuanto de flujo.}$$

Finalmente, para la **densidad de corriente**,

$$J = J_1 - J_2 = J_c\mathsf{Sen}\phi \quad \forall \quad J_c = \frac{4Ke}{\hbar}\left(N_{1S}N_{2S}\right)^{1/2},$$

de donde se obtiene la **corriente total**,

$$I = I_c\mathsf{Sen}\phi \quad \forall \quad I = AJ.$$

Tunelamiento, efecto Josephson

Efecto Josephson dc

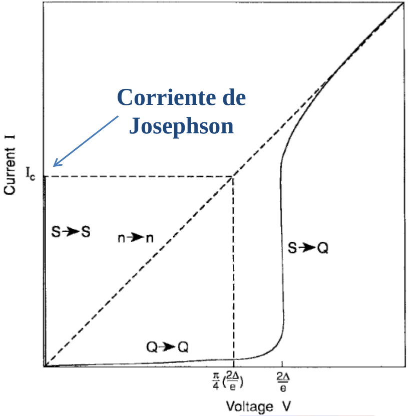
Para el caso de tunelamiento de pares de Cooper entre dos SC **idénticos**, con gaps $\Delta(T)$, la **corriente crítica** está dada por:

$$I_c(T) = \frac{\pi G_{nn}}{4}\left[\frac{2\Delta(T)}{e}\right]\text{Tanh}\frac{\Delta(T)}{2k_BT},$$

con los diferentes límites,

$$T \approx 0: \quad I_c(0) = \frac{1}{4}\pi G_{nn}\left[\frac{2\Delta(0)}{e}\right],$$

$$T \approx T_c: \quad I_c(T_c) = \frac{1}{4}\pi G_{nn}\left[\frac{\Delta^2(T)}{ek_BT_c}\right].$$



Por tanto, la **corriente máxima** ocurre para $T = 0$ con $\phi = \pi/2$, siendo $\pi/4 \approx 80\%$ del voltaje del gap: $V = 2\Delta/e$.

Tunelamiento, efecto Josephson

Efecto Josephson ac

Del **efecto Josephson dc** se observó que I_c se genera debido a una diferencia de fase.

Por tanto analizando ésta,

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} = \frac{V}{\Phi_0} \quad \forall \quad \Phi_0 = \frac{\hbar}{2e},$$

resolviendo la ec. diferencial anterior tenemos,

$$\phi(t) = \phi_0 + \frac{2eV}{\hbar}t = \phi_0 + \frac{V}{\Phi_0}t$$

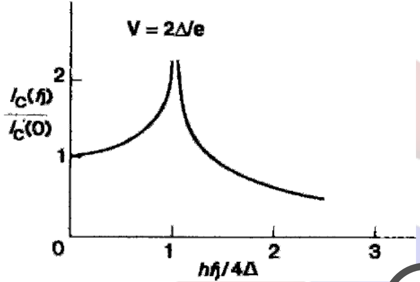
en donde se define la **frecuencia de Josephson**,

$$\nu_J = \frac{2eV}{\hbar} = \frac{V}{\Phi_0} = 483.6{\times}10^{12} V \text{ Hz}.$$

Finalmente, la corriente total ac vendrá dada como,

$$J = J_c \text{Sen}\phi = J_c \text{Sen}\left(\omega_J t + \phi_0\right),$$

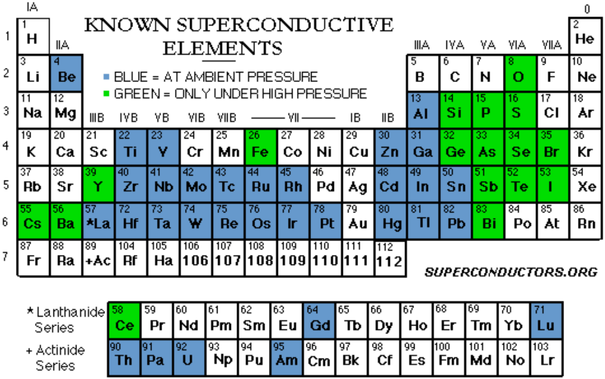
con $\omega_J = 2\pi\nu_J$.



Contenido: Tema 06

Clasificación de materiales superconductores

El inicio: elementos superconductores

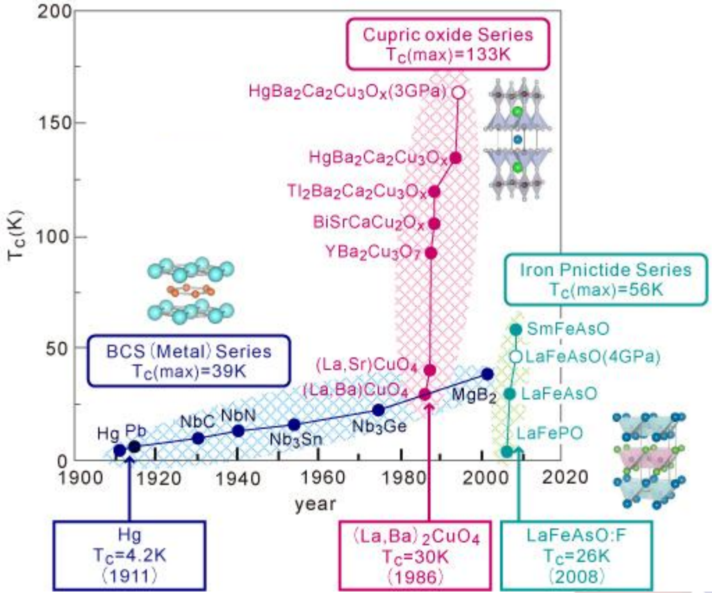


Nb: posee la T_c más **alta** entre los elementos superconductores.

Elemento	T_c(K)
Pt	0.0019
Ti	0.39
Zr	0.65
Mo	0.92
Al	1.19
Th	1.37
Pa	1.40
In	3.40
Sn	3.72
Hg	4.15
Ta	4.48
V	5.30
La	6.06
Pb	7.19
Tc	7.77
Nb	9.25

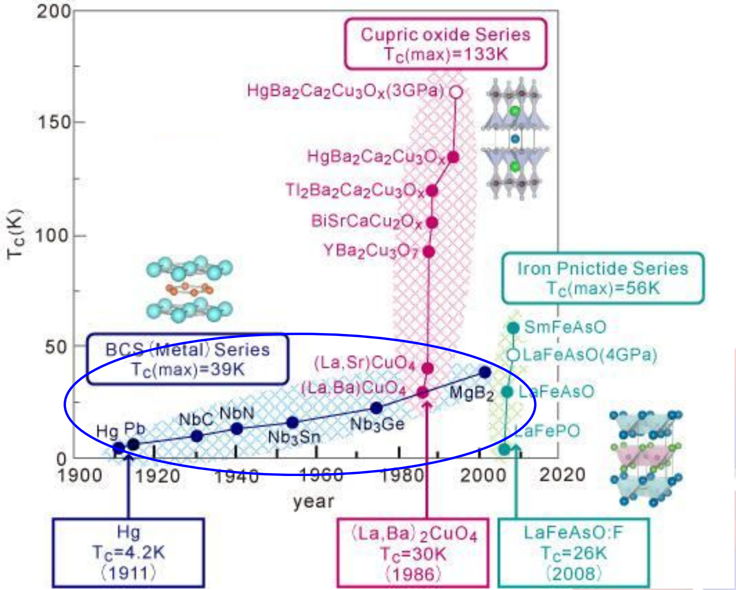
Clasificación de materiales superconductores

Evolución temporal de los materiales superconductores



Clasificación de materiales superconductores

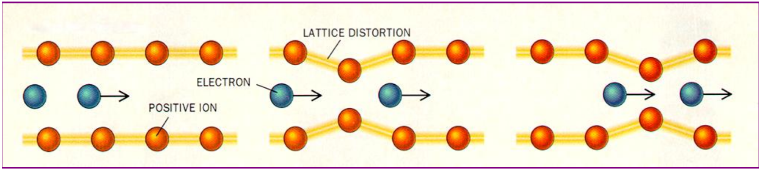
Superconductores convencionales (BCS)

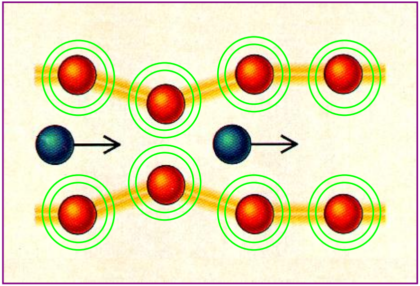


Clasificación de materiales superconductores

Superconductores convencionales (BCS): mecanismo

Interacción electrón–fonón





dando lugar al **par de Cooper**, parte fundamental de la teoría BCS.

Clasificación de materiales superconductores

Superconductores convencionales (BCS): MgB_2

Superconductivity at 39 K in magnesium diboride

Jun Nagamatsu*, Norimasa Nakagawa*, Takahiro Muranaka*, Yuji Zenitani* & Jun Akimitsu*†

* *Department of Physics, Aoyama-Gakuin University, Chitosedai, Setagaya-ku, Tokyo 157-8572, Japan*
† *CREST, Japan Science and Technology Corporation, Kawaguchi, Saitama 332-0012, Japan*

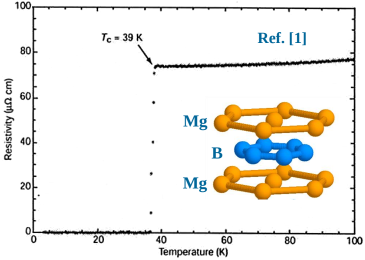
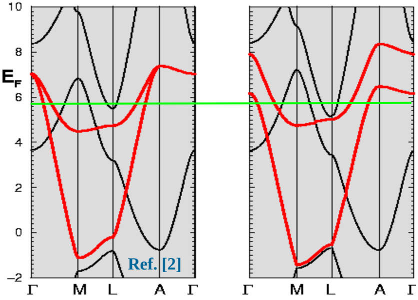
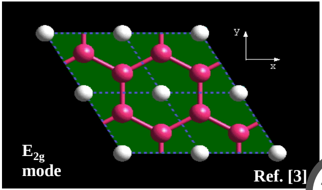


Figure 4 Temperature dependence of the resistivity of MgB_2 under zero magnetic field.

Acoplamiento de la banda σ con el modo fonónico $E_{2}g$





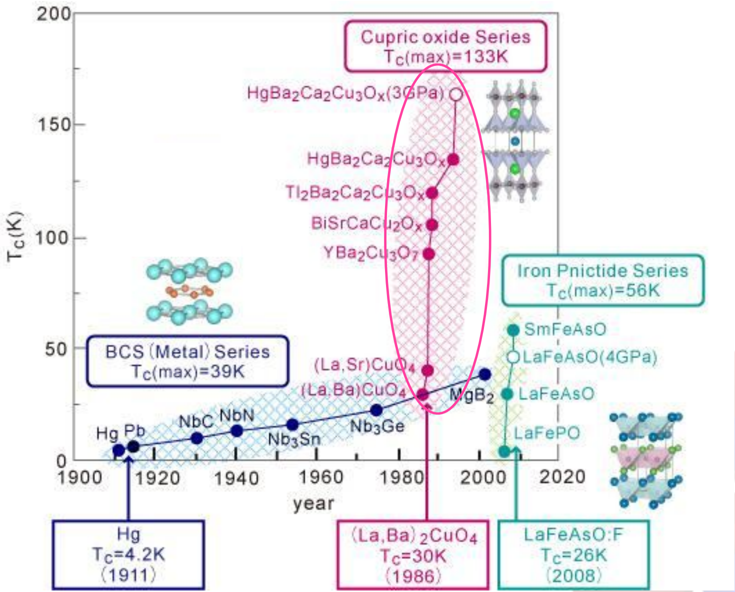
(1) J. Nagamatsu *et al.*, Nature **40**, 63 (2001).

(2) J. Kortus *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 4656 (2001).

(3) T. Yildirim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 37001 (2001).

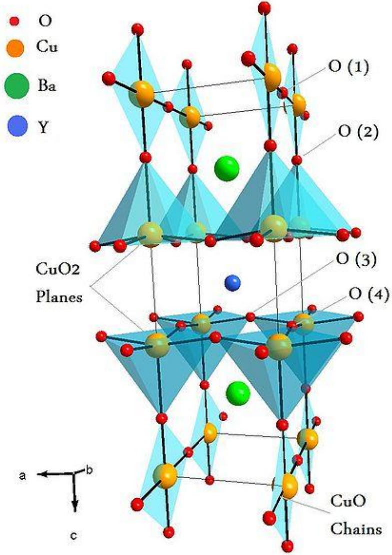
Clasificación de materiales superconductores

Superconductores no-convencionales: de alta temperatura crítica (HTC's)



Clasificación de materiales superconductores

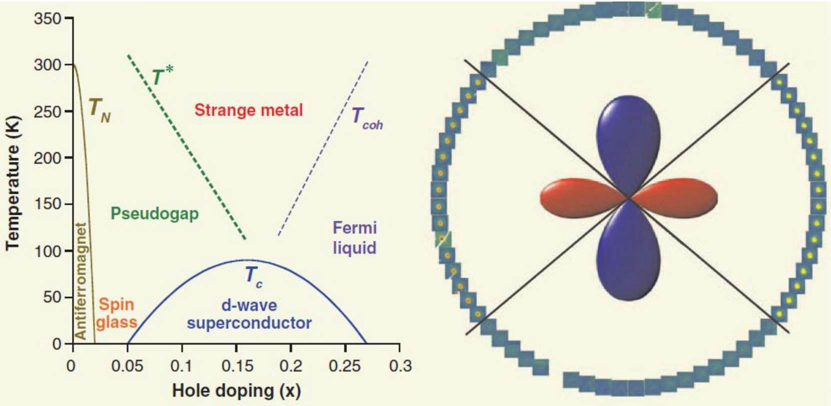
Superconductores no-convencionales: de alta temperatura crítica (HTC's)



Superconductores de alta temperatura crítica (HTC)

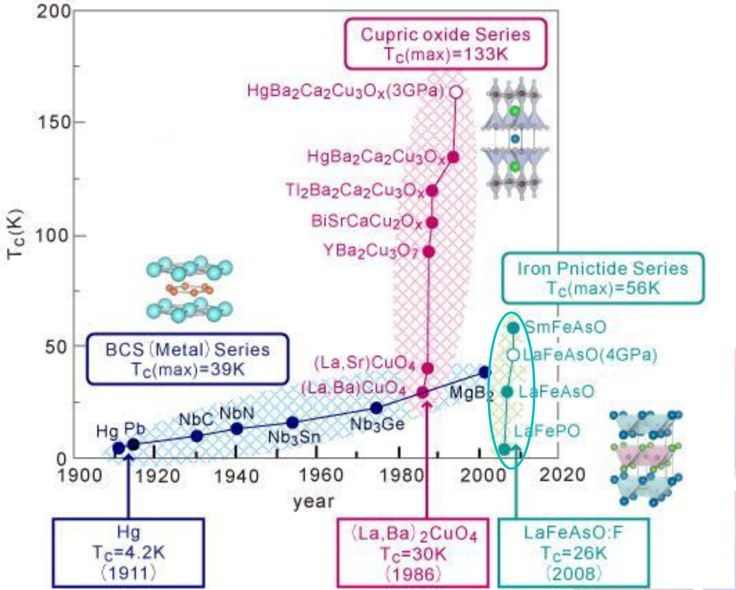
- $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: $T_c > 90$K (punto de ebullición del N: 77K)
- Sistemas cerámicos (óxidos magnéticos asilantes) en estado normal.
- Apareamiento de d-waves como mecanismo de origen (BCS: apareamiento de s-waves).
- SC anisotrópica: pares de Cooper localizados en los planos de CuO_2.

Diagrama de fase de un HTC

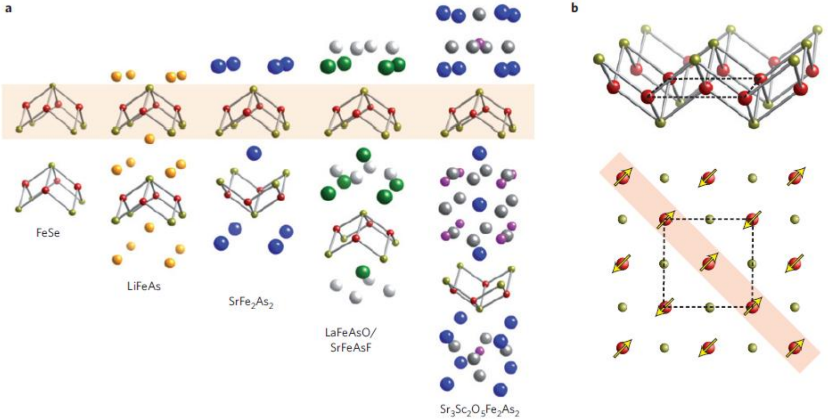


Clasificación de materiales superconductores

Superconductores no-convencionales: pnictides

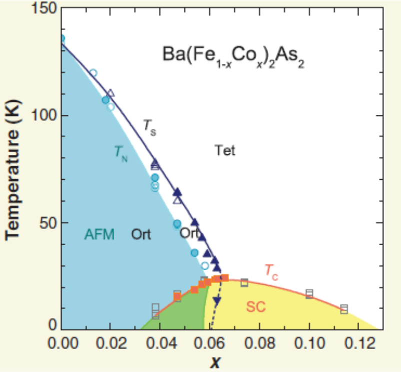


Superconductores no convencionales con átomos de Fe



Clasificación de materiales superconductores

Superconductores no-convencionales: pnictides



SC en base Fe: pnictides

- Máxima T_c obtenida en estos sistemas: 56K.
- Sistemas metálicos y magnéticos en estado normal.
- SC anisotrópica: p. de Cooper loc. en los planos de FeAs.
- Mezcla del parámetro de orden: d-waves y $s_{\pm}$.