

101
2 es.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

MODELO Y CONSTRUCCIÓN DE UNA
MEMORIA SUPERCONDUCTORA

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
INGENIERO MECÁNICO ELECTRICISTA
AREA ELÉCTRICA ELECTRÓNICA
P R E S E N T A :
CARLOS ARTURO LOYO ROSALES



DIRECTOR: Dr. TATSUO AKACHI MIYAZAKI
CO-DIRECTOR: M.I. JUAN CARLOS ROA BEIZA

MÉXICO, D.F.

1998

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

264010



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A mis abuelos, Gina y Polo,
por su amor y cariño.

A mis padres y hermano, Eduardo, Georgina y Jorge,
por su cariño, dedicación, consejos y comprensión.

A mi novia, Angeles, por su amor,
comprensión y paciencia.

A mi familia y amigos.

AGRADECIMIENTOS.

Agradezco al Dr. Tatsuo Akachi Miyazaki y al M. en I. Juan Carlos Roa Beiza por la dirección de esta tesis.

También quiero agradecer, de manera muy especial, al M. en C. Raúl Escamilla por su apoyo, interés, estímulo y sugerencias durante mi estancia en el laboratorio.

A Leticia Baños por su valiosa enseñanza y ayuda con el equipo de rayos-x.

A los investigadores y estudiantes del Departamento de Estado Sólido y Criogenia del IIM que me brindaron su apoyo, entre los que puedo mencionar a Roberto Escudero, Francisco Morales, Oracio Navarro, Alejandro Durán y Emilio Muñoz.

Al personal de la biblioteca del IIM, por facilitarme el préstamo y la consulta de libros y revistas, así como al personal del licuefactor del mismo instituto, por proporcionarme el nitrógeno líquido necesario para este trabajo.

A la Universidad Nacional Autónoma de México por brindarme la oportunidad de estudiar una carrera, junto con todos los académicos que se esfuerzan por hacer de ésta una mejor universidad.

A DGAPA por su apoyo económico mediante el proyecto IN102095.

ÍNDICE

CAPÍTULO I

1.1 SUPERCONDUCTIVIDAD

1.1.1	Materiales superconductores	1
1.1.2	Resistencia eléctrica y resistencia cero	3
1.1.3	Consecuencias de la resistencia cero	7
1.1.4	Propiedades magnéticas de un conductor perfecto	9
1.1.5	Efecto Meissner	11
1.1.6	Propiedades termodinámicas de los superconductores	13
1.1.7	Magnetismo	16
1.1.8	Propiedades magnéticas de la materia	21
1.1.9	Superconductores tipo I y tipo II	24
1.1.10	Estado mixto	28
1.1.11	Ecuaciones de London	31
1.1.12	Principios de la teoría de Ginzburg Landau	34
1.1.13	Cuantización del flujo magnético	37
1.1.14	Parea de Cooper y teoría BCS	39
1.1.15	Superconductores de alta temperatura crítica	43
1.1.16	Propiedades del sistema superconductor $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	48

1.2 SEMICONDUCTORES Y MEMORIAS SEMICONDUCTORAS

1.2.1	Semiconductores	51
1.2.2	Unión p-n	58
1.2.3	El transistor	61
1.2.4	Transistor npn	62
1.2.5	Transistor pnp	64
1.2.6	FET	65
1.2.7	El transistor como dispositivo binario	66
1.2.8	Sistemas digitales	69
1.2.9	Circuito inversor	70
1.2.10	El flip-flop	70
1.2.11	Compuertas lógicas	72
1.2.12	Memorias RAM, ROM y EPROM	73

1.3 EFECTO JOSEPHSON Y MEMORIAS SUPERCONDUCTORAS

1.3.1	Tunelaje	79
1.3.2	Tunelaje entre metales normales	80
1.3.3	Tunelaje entre superconductores idénticos	81

1.3.4 Efecto Josephson	83
1.3.5 Arreglo en paralelo de uniones Josephson	85
1.3.6 Memorias y dispositivos superconductores	88

CAPÍTULO II

2.1 CARACTERÍSTICAS DE DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS SEMICONDUCTORES	97
2.2 CARACTERÍSTICAS DE DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS SUPERCONDUCTORES	103
2.3 PREPARACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE SUPERCONDUCTORES	
2.3.1 Preparación del sistema superconductor $Y_1Ba_2Cu_3O_{7.5}$	106
2.3.2 Difracción de rayos X	106
2.3.3 Equipo de bajas temperaturas	108
2.3.4 Medición de resistencia eléctrica contra temperatura	110
2.3.5 Susceptibilidad magnética	111

CAPÍTULO III

3.1 DEFINICIÓN DEL PROBLEMA	
3.2 CÁLCULOS TEÓRICOS	114
3.3 CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DEL DISPOSITIVO	118
3.4 RESULTADOS Y DISCUSIÓN	124
	131
CONCLUSIONES	134
BIBLIOGRAFÍA	137

1.1 SUPERCONDUCTIVIDAD.

1.1.1 Materiales superconductores

La superconductividad es un fenómeno que podemos encontrar en varios de los elementos de la Tabla Periódica, así como en muchos compuestos. Cuando un material se encuentra en el estado superconductor una de sus propiedades es que la resistencia eléctrica de éste es nula, lo que implica que una cierta densidad de corriente eléctrica puede “fluir” de un punto del material a otro sin disipar potencia, dicho de otra forma, entre los puntos por los que circula la corriente eléctrica no hay diferencia de potencial eléctrico.

Cuando un superconductor se calienta mas allá de una cierta temperatura, éste sufre una transición en la cual pierde el estado superconductor y recobra su *estado normal*, esto es, si es un metal el que se enfrió para hacerlo superconductor, al calentarlo mas allá de dicha temperatura, éste vuelve a presentar todas las propiedades de un metal. A la temperatura en que ocurre esta transición se le conoce como *temperatura crítica* (T_c) y el valor de ésta depende del material.

Las temperaturas críticas de los materiales que se conocen hasta ahora (1998) son muy bajas. Ninguno de los elementos de la Tabla Periódica presenta una T_c mayor a 10 K, de hecho, el elemento metálico que presenta mayor T_c es el Nb (niobio) con 9.26 K. El material superconductor con mayor T_c que se ha descubierto es el $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ (Hg223) con una T_c de 133 K, aunque si es sometido a una presión de 300,000 atmósferas presenta una T_c de 164 K.

Dentro de los superconductores se encuentran materiales que están formados por metales que por sí solos son o no superconductores, por ejemplo, el compuesto $\text{Zr}_{0.7}\text{Ni}_{0.3}$ es superconductor con una T_c de 9.26 K, el Zr (zirconio) tiene una T_c de 0.8, pero el Ni (níquel) no es superconductor. También algunos compuestos no metálicos presentan este fenómenos de resistencia eléctrica nula al igual que algunos polímeros y algunos elementos

orgánicos. La Tabla 1.1.1 presenta los valores de la temperatura crítica de algunos elementos y compuestos superconductores.

Es importante observar que metales que a temperatura ambiente son muy buenos conductores eléctricos como el oro, la plata y el cobre, no son superconductores. En cambio, algunos compuestos cerámicos que presentan una alta resistencia eléctrica a temperatura ambiente como el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Y124) y el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (BiSCCO 2223) si presentan superconductividad. Además, la temperatura a la cual ocurre la transición del estado normal al estado superconductor es generalmente mayor para los compuestos cerámicos que para los elementos metálicos.

MATERIAL	T_c (K)	NOMBRE
Al	1.2	Aluminio
Cd	0.55	Cadmio
Pb	7.19	Plomo
Hg	4.2	Mercurio
Nb	9.26	Niobio
$\text{LaBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	32	La123
K_3C_{60}	19	Fulereno
$\text{BaPb}_{1-x}\text{bi}_x\text{O}_3$	10	-
$(\text{La}_{0.925}\text{Ca}_{0.075})_2\text{CuO}_4$	20	-
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	92	Y123
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.5}$	80	Y124
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	110	BiSCCO-2223
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	125	Tl-2223
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$	133	Hg1223

Tabla 1.1.1 Temperatura crítica de algunos materiales.

1.1.2 Resistencia eléctrica y resistencia cero.

La resistencia eléctrica en los conductores se debe principalmente a las vibraciones térmicas, a las impurezas y a los defectos de la *red cristalina* (arreglo de iones que forman la estructura del material) que provocan la dispersión de los portadores de carga. Las vibraciones térmicas se atenúan al disminuir la temperatura, lo que explica la variación de la resistencia eléctrica de un conductor con respecto a la temperatura. Es de esperarse por este fenómeno que la resistencia eléctrica de los conductores disminuya suavemente hasta llegar a un valor cero cuando la temperatura alcance 0 K. Si se toma en cuenta que la red cristalina presenta defectos y algunas impurezas que impiden la perfecta periodicidad de la red cristalina, como en la figura 1.1.1, aunque la temperatura sea 0 K, existirá siempre una *resistencia residual*. Las dispersiones de los portadores de carga a temperaturas altas (aproximadamente 300 K) se deben principalmente al movimiento de los átomos de la red cristalina, y a temperaturas bajas (aproximadamente 4 K) se deben principalmente a las impurezas e imperfecciones de la red.

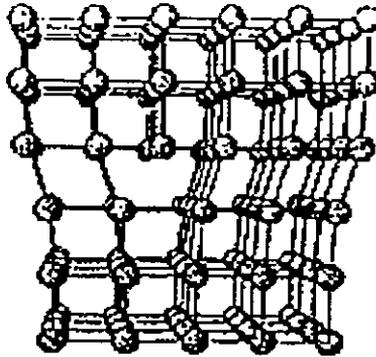
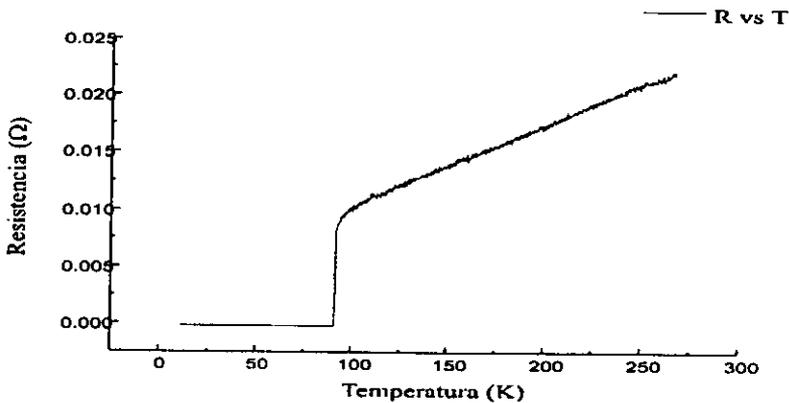


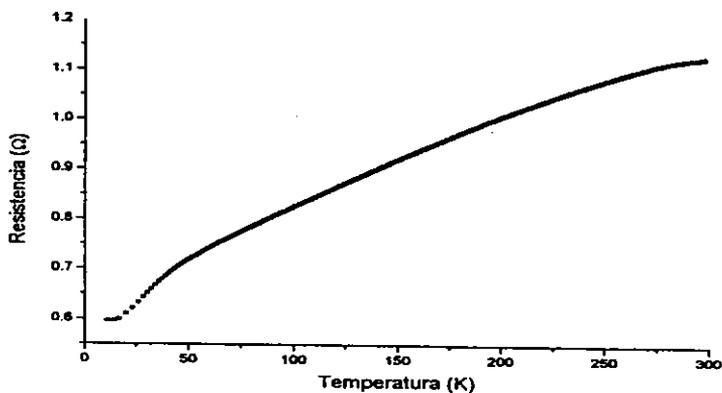
Figura 1.1.1 Representación de un defecto en la red cristalina.

La dispersión de los portadores de carga provocada por el movimiento de los átomos se debe a que las vibraciones térmicas de la red cristalina producen *fonones* (energía asociada con las vibraciones de la red) y la interacción entre los fonones y los electrones de conducción provoca que los últimos se dispersen. Cuando esta interacción es muy intensa el material presenta una resistencia eléctrica grande (no es buen conductor), pero si la interacción es débil el material tiene una resistencia eléctrica pequeña (un buen conductor). Curiosamente, las interacciones electrón-red en los materiales superconductores es grande, lo que implica que, en su estado normal, no son buenos conductores.

La disminución de la resistencia eléctrica en función de la temperatura de un superconductor, no es como la descrita anteriormente. Para este caso se presenta una transición abrupta cuando el material se enfría a una temperatura menor que su temperatura de transición en la cual el material pasa del estado resistivo al estado de cero resistencia eléctrica. Una gráfica típica de resistencia eléctrica contra temperatura de un superconductor cerámico se presenta en la figura 1.1.2 junto con una gráfica, también de resistencia eléctrica contra temperatura, de un metal.



(a)



(b)

Figura 1.1.2 Gráfica de resistencia eléctrica contra temperatura de un superconductor (a) y de un metal (plata) (b).

Para determinar una expresión que explique la resistencia cero de los superconductores se deben de recordar algunas expresiones relacionadas con la corriente eléctrica. Si existe una diferencia de potencial entre dos extremos a lo largo de un conductor, se establece un campo eléctrico E a lo largo de los dos puntos. Este campo acelera a los portadores de carga debido a una fuerza ejercida por el campo eléctrico dada por $F = qE$, donde la aceleración queda definida por $qE = m (dv/dt)$. Según esta expresión, los electrones se deben de acelerar indefinidamente. En realidad los electrones sufren colisiones con la red cristalina (se dispersan) lo que reduce su velocidad a cero (en promedio), en un periodo de tiempo τ , para volver a acelerarse debido a la acción del campo eléctrico. Para tomar en

cuenta estas colisiones se debe añadir un factor de "fricción" en la ecuación dinámica de movimiento, tenemos así que:

$$qE = m (dv/dt) + (m/\tau) v.$$

La solución a esa ecuación es $v = (q\tau / m) E (1 - \exp^{-t/\tau})$. Si se supone un tiempo mucho mayor que el *tiempo de colisión*, τ , la expresión se reduce a $v = (q\tau / m) E$, que sustituyéndola en la expresión para la densidad de corriente $J = nqv$, donde n es el número de electrones, obtenemos:

$$J = (nq^2\tau / m) E.$$

Al término entre paréntesis se le conoce como *conductividad eléctrica* (σ_0), y a su inverso, $1/\sigma_0 = \rho_0$, se le conoce como *resistividad*.

Gorter y Casimir, en 1934, demostraron que las propiedades termodinámicas de los superconductores podían ser determinadas asumiendo que los electrones de conducción se dividían en dos fases. Su teoría consiste en suponer que en los superconductores, abajo de su temperatura de transición, los electrones de conducción se dividen en dos clases, unos comportándose como *superelectrones* sin sufrir colisiones y otros como electrones normales. El número de superelectrones y electrones normales depende de la temperatura. Si el superconductor se encuentra a una temperatura de 0 K, todos los portadores de carga son superelectrones. Al aumentar la temperatura dentro de un intervalo de $0 < T < T_c$, la densidad de los superelectrones disminuye y la densidad de los electrones normales aumenta. Cuando se alcanza la temperatura crítica, los superelectrones desaparecen junto con la superconductividad y la corriente es transportada totalmente por los electrones normales.

El hecho de que los superelectrones no sufran colisiones en su paso a través del material implica que el tiempo entre una colisión y otra tiende a infinito, esto es, la densidad de corriente en un superconductor tiende a ser infinita. En un metal superconductor la corriente puede ser transportada tanto por electrones normales como por superelectrones. Sin

embargo, cuando se aplica una corriente directa constante toda la corriente es transportada por los superelectrones. Esto se debe a que si la corriente permanece constante no puede existir un campo eléctrico en el metal, de otra forma los superelectrones serían acelerados continuamente bajo la acción de este campo y la corriente se incrementaría indefinidamente. Si no existe un campo eléctrico no hay nada que mueva a los electrones normales y por lo tanto, no hay corriente normal. Esto implica que, cuando se aplica una corriente constante a un superconductor, toda la corriente es transportada por los superelectrones. Si la corriente este variando, ya sea en magnitud o sentido, debe estar presente un campo eléctrico para acelerar a los electrones. Si se aplica un campo variable en el tiempo, la supercorriente se retrasará con respecto al campo debido a que los superelectrones tienen una inercia. Por lo tanto los superelectrones presentan una impedancia inductiva y debido a que existe un campo eléctrico una parte de la corriente es transportada por los electrones normales. Cuando la corriente es alterna, ésta ya no es transportada totalmente por los superelectrones como en el caso de d.c..

La fracción de la corriente que transporta a los electrones normales disipa potencia del modo usual. La inductancia en henrys de un superconductor típico debido a la inercia de sus superelectrones es solamente alrededor de 10^{-12} de su resistencia normal en ohms, por lo que a 1 MHz, por ejemplo, solamente alrededor de 10^{-8} de la corriente total es transportada por los electrones normales y solamente hay una pequeña disipación de potencia. Sin embargo, esto contrasta con la resistencia cero del caso de corriente directa constante.

1.1.3 Consecuencias de la resistencia cero.

Si existe un campo magnético **B** dentro de un anillo superconductor como se muestra en la figura 1.1.4, toda variación del campo magnético aplicado inducirá en el anillo una

corriente (i_{ind}) con sentido y magnitud tal que tienda a cancelar el cambio del flujo dentro del anillo.

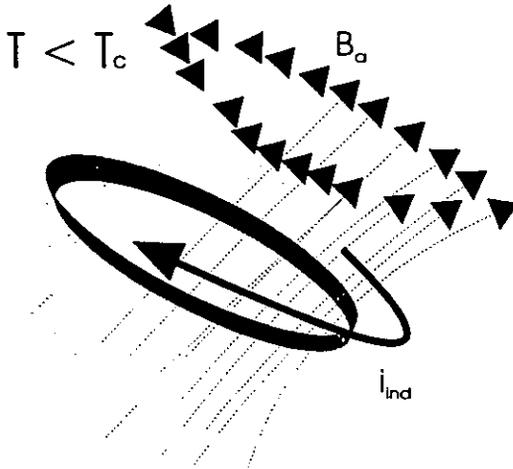


Fig. 1.1.4 Circuito sin resistencia eléctrica.

Mientras el campo magnético varíe, existirá una fuerza electromotriz (fem) y una corriente inducida, i_{ind} , dada por:

$$-A (dB_a / dt) = Ri_{ind} + L (di_{ind} / dt);$$

donde A es el área dentro del aro, B_a es el campo magnético aplicado, R la resistencia eléctrica del aro y L la inductancia. En un superconductor la resistencia es nula, por lo que la ecuación anterior queda

$$-A (dB_a / dt) = L (di_{ind} / dt).$$

Si se integra esta ecuación se llega finalmente a:

$$Li + AB_s = \text{constante};$$

donde $Li + AB_s$ es el flujo magnético total dentro del circuito. Por lo tanto, si el campo magnético varía se produce una corriente para compensar la variación del flujo magnético en el anillo superconductor y debido a que no presenta resistencia eléctrica, esta corriente fluirá por un tiempo indefinido aún si se deja de aplicar el campo magnético. En el caso de un anillo no superconductor, la corriente inducida desaparece rápidamente debido a la resistencia eléctrica propia del material.

1.1.4 Propiedades magnéticas de un conductor perfecto.

En este inciso se describe la diferencia que existe entre un conductor perfecto y un superconductor. Hasta lo que hemos visto no hay diferencia alguna entre un conductor perfecto y un superconductor, ambos son capaces de transportar corriente eléctrica sin presentar resistencia al paso de ésta.

Antes de continuar es necesario recordar, como se vio en el inciso anterior, que el campo magnético encerrado en un circuito que carece de resistencia no puede cambiar. Esto se cumple si el campo magnético en cada punto dentro del circuito no varía con el tiempo. Dicho en otras palabras $\mathbf{B}' = 0$, donde \mathbf{B}' denota la variación del campo magnético en función del tiempo.

Para estudiar el comportamiento de un conductor perfecto en función de un campo magnético aplicado se deben de analizar dos casos:

Se tiene un conductor perfecto a temperatura ambiente como se muestra en la figura 1.1.5 en el inciso a). La muestra se enfría por debajo de su temperatura de transición (b). Bajo estas condiciones, se le aplica un campo magnético (c). Debido a que en este estado no puede variar el flujo magnético, se inducen corrientes eléctricas en la superficie del conductor de una magnitud y dirección tales que produzcan un flujo magnético que cancele

el flujo del campo magnético aplicado en el interior del conductor. Como resultado, el flujo magnético total en el interior del conductor seguirá siendo nulo (d).

Ahora, al conductor perfecto a temperatura ambiente se le aplica un campo magnético (e). Cuando la muestra se enfría abajo de su temperatura de transición (f) existe un flujo magnético en su interior (g). Si ahora se deja de aplicar el campo magnético, como el flujo en el interior del conductor no puede variar, el campo magnético dentro del anillo debe de ser el mismo que el que tenía con el campo aplicado, por lo que se inducirán corrientes en la superficie del material tal que produzcan un campo magnético igual al que se tenía (h).

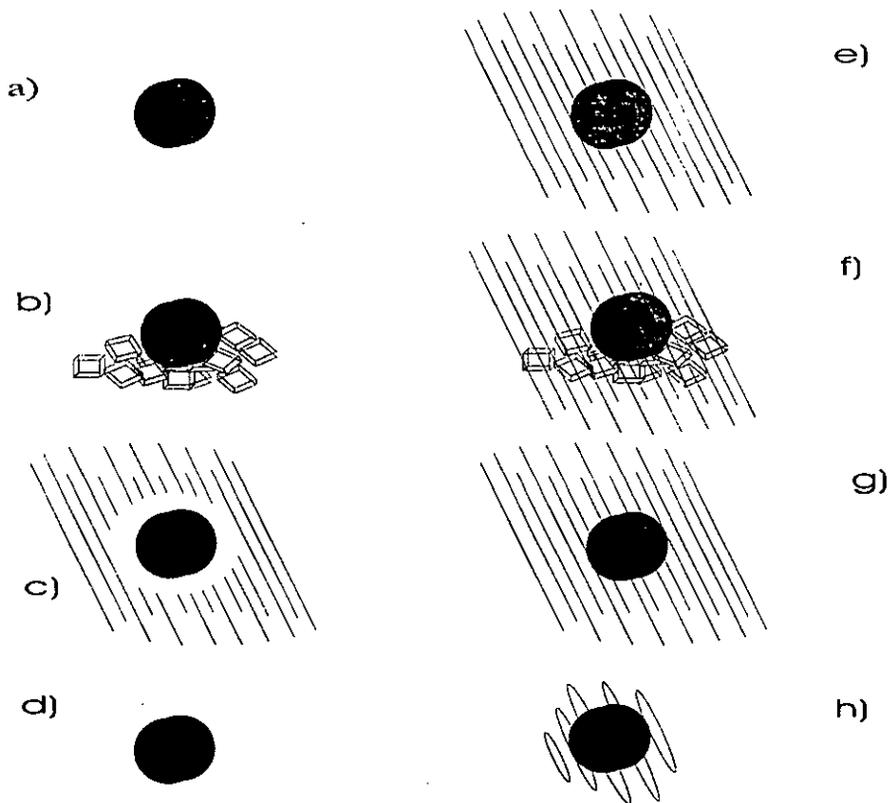


Figura 1.1.5 Transición de un conductor perfecto bajo un campo aplicado y sin campo aplicado.

De los dos casos anteriores, se concluye que un conductor perfecto puede o no tener una densidad de flujo en su interior dependiendo de las condiciones que existían de campo magnético aplicado y temperatura antes de que ocurriera la transición a su estado sin resistencia.

1.1.5 Efecto Meissner.

Desde el descubrimiento del fenómeno de la superconductividad, se supuso que el comportamiento de los superconductores era el mismo que el de un conductor perfecto, pero los primeros experimentos llevados a cabo por Meissner y Ochsenfeld revelaron otros resultados. Si se enfría un superconductor abajo de su temperatura de transición y luego se le aplica un campo magnético, el campo magnético dentro del superconductor será nulo, igual que en el caso del conductor perfecto. Pero si ahora se enfría el superconductor bajo la acción de un campo magnético, en el momento de la transición al estado superconductor todo el flujo magnético también es expelido del interior del material. Esto es, un superconductor nunca permite que exista una densidad de flujo magnético en su interior ($B = 0$). La magnetización de un superconductor depende solamente de los valores actuales del campo aplicado y la temperatura y no de las condiciones que éstos tenían antes de llegar a ese estado. En la figura 1.1.6 se analizan los mismos casos que para el conductor perfecto. Se puede comparar el estado final del superconductor con el estado final del conductor perfecto (mostrado en la figura 1.1.5) después de seguir el mismo procedimiento.

Un superconductor se comporta como un *diamagneto perfecto* (idealmente), ya que el estado final del superconductor no depende de las condiciones del campo que se tenían antes ni después de la transición al estado superconductor, la densidad de flujo magnético siempre será nula en el interior de éste. A esta propiedad de los superconductores se le dió el nombre de *efecto Meissner*.

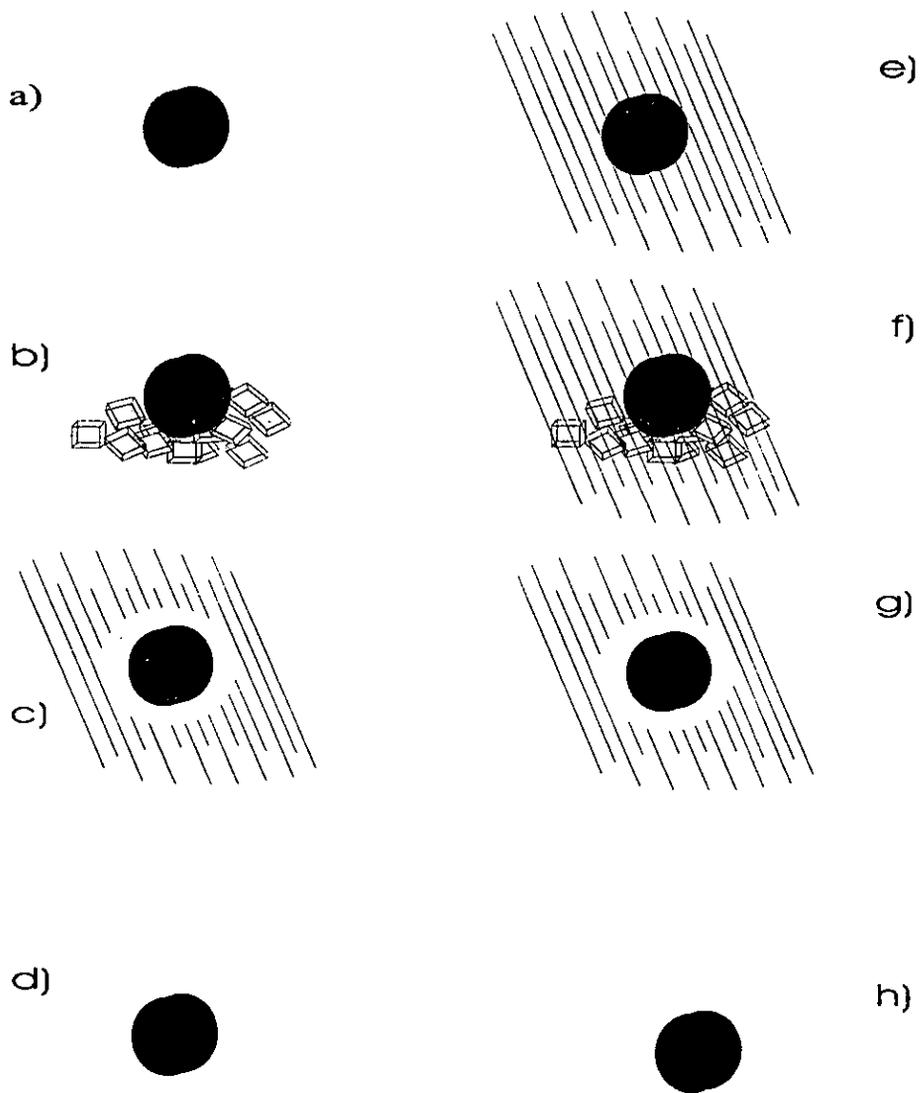


Figura 1.1.6 Efecto Meissner.

Desafortunadamente, el campo magnético que se le puede aplicar a un superconductor no puede ser mayor a un campo magnético característico de cada material. A este campo característico se le conoce como *campo magnético crítico* (H_c). Sobrepasar el valor del campo magnético crítico provoca que el material regrese a su estado normal perdiendo todas sus características superconductoras.

1.1.6 Propiedades termodinámicas.

Todos los sistemas en la naturaleza buscan estar dentro del estado más estable posible, ya que estar dentro de un estado estable requiere un gasto menor de energía. El que exista una transición tan drástica de un estado normal a un estado superconductor implica que el estado superconductor tiene una energía libre menor que la del estado normal. Tomando en cuenta el campo magnético crítico, se puede comparar la diferencia entre la energía del estado superconductor y la del estado normal.

La energía libre de Gibbs toma en cuenta la contribución de un campo magnético a la energía libre del sistema, por lo que es adecuada para estudiar la transición de fases bajo un campo magnético. La energía libre de Gibbs de un cuerpo en un campo magnético se escribe como:

$$G = U - TS + PV - \mu_0 H_a M$$

donde U es la energía interna, S la entropía, P la presión, V el volumen, μ_0 la permeabilidad magnética, H_a el campo aplicado y M la magnetización.

Para poder aplicar la primera ley de la termodinámica, se deriva la ecuación anterior suponiendo la presión y el campo aplicado constante.

$$dG = dU - TdS - SdT + PdV - \mu_0 H_a dM$$

De esta ecuación y la de la primera ley de la termodinámica $dU = TdS - PdV + \mu_0 H_s dM$ se encuentra que:

$$dG = -SdT \quad \text{y} \quad S = -(\delta G / \delta T)_{P, H_s}$$

Si se mantiene la temperatura constante y se hace la transición del estado superconductor al estado normal mediante un campo magnético, la ecuación derivada de la energía libre de Gibbs se escribe como

$$dG = dU - TdS + PdV - \mu_0 H_s dM - \mu_0 M dH_s$$

por lo que

$$dG = -\mu_0 M dH_s \quad \text{y} \quad \mu_0 M = -(\delta G / \delta T)_{P, T}$$

lo que implica que

$$G = (1/2) \mu_0 H_s^2.$$

Ya que en el estado superconductor la magnetización es igual en magnitud al campo aplicado pero opuesta ($H_s = -M$). Por lo que aplicar un campo magnético a un superconductor aumenta su energía libre en $(1/2) \mu_0 H_s^2$.

De las relaciones anteriores también se obtiene la diferencia de entropías entre el estado superconductor y el estado normal:

$$S_n - S_s = -\mu_0 H_c dH_c / dT.$$

Experimentalmente se encontró que la variación del campo magnético crítico en función de la temperatura es de la forma $H_c = H_0 (1 - (T/T_c)^2)$ donde H_0 es el campo magnético crítico a temperatura cero.

En la figura 1.1.7 se muestra la gráfica del campo aplicado contra temperatura donde se puede observar que la variación del campo magnético crítico en función de la temperatura siempre es negativo, por lo que la entropía del estado normal siempre será mayor que la entropía del estado superconductor.

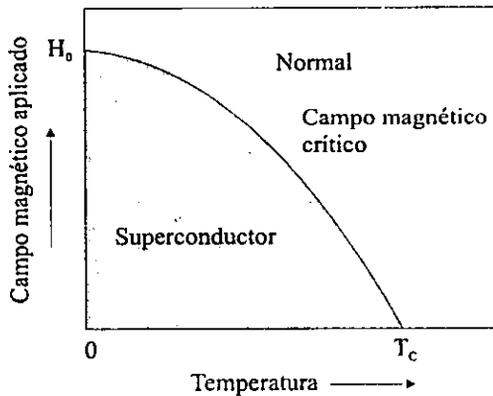


Figura 1.1.7 Gráfica del campo magnético crítico en función de la temperatura.

Cuando la temperatura es igual a la temperatura crítica, la entropía del estado normal es igual a la entropía del estado superconductor, lo que implica que en la transición no hay un cambio en la entropía y como $dQ = TdS$, tampoco hay calor latente, por lo que es una transición de segundo orden. Pero si en la transición se aplica un campo magnético, aparece un calor latente, y la transición es de primer orden.

Se puede obtener también la diferencia del calor específico entre el estado superconductor y el estado normal como $C = T(\delta S/\delta T)$ para $T = T_c$ se tiene que $H_c = 0$ y

$$(C_s - C_n)_{T=T_c} = T_c \mu_0 (dH_c/dT)^2.$$

Esta ecuación predice una discontinuidad en el calor específico.

1.1.7 Magnetismo.

En el inciso anterior se habló de algunas características magnéticas de los superconductores. Antes de continuar el estudio de estas propiedades es importante tener en mente algunos conceptos relacionados con el magnetismo.

Para que un campo magnético pueda ejercer una fuerza sobre una partícula cargada es necesario que la partícula esté en movimiento. De aquí se puede decir que la magnitud de la fuerza magnética (F_m) que experimenta dicha carga es directamente proporcional a la magnitud de la velocidad (v) de la misma. Además, por el hecho de ser una carga, la magnitud de ésta (q) debe de estar también relacionada directamente con la magnitud de la fuerza magnética. Finalmente, la magnitud de la fuerza magnética depende directamente del valor del campo magnético B . Lo anterior se puede representar como

$$F_m = qv \times B.$$

La magnitud de esta fuerza se escribe como

$$F_m = qvB \text{ sen } \alpha,$$

donde α es el ángulo formado entre los vectores v y B . Por lo que

$$B = (F_m / qv \text{ sen } \alpha).$$

Si una carga eléctrica en movimiento se encuentra en un espacio en donde existe un campo eléctrico y un campo magnético, sobre dicha carga se ejercerá una fuerza de carácter eléctrico y otra de carácter magnético, esto es

$$\mathbf{F}_{em} = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_m$$

$$\mathbf{F}_{em} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

que recibe el nombre de *fuerza de Lorentz*.

La mayoría de las veces es preferible hablar de un flujo de campo magnético a través de un área determinada. La densidad de flujo magnético queda definida por

$$\Phi_b = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A},$$

donde la integral queda evaluada a través de la superficie limitada por una trayectoria cerrada.

De aquí en adelante se usará una convención para los subíndices que se utilizarán en algunas ecuaciones. Cuando se escribe un solo subíndice, obviamente se hace referencia al objeto al cuál se identifica con ese subíndice. Si se escriben dos subíndices, el primero representa al objeto sobre el cual existe un efecto debido al objeto escrito en el segundo subíndice. Por ejemplo, si se escribe \mathbf{F}_{12} , se refiere a la fuerza que actúa sobre x_1 debido a la presencia de x_2 .

Cuando son dos partículas cargadas en movimiento, la fuerza magnética que existe entre las partículas es

$$\mathbf{F}_{12} = q_1 \mathbf{v}_1 \times (1/c^2) (\mathbf{v}_2 \times \mathbf{E}_2).$$

Haciendo una analogía con \mathbf{F}_m para obtener \mathbf{B} tenemos que

$$\mathbf{B}_{12} = (1/c^2) \mathbf{v}_2 \times \mathbf{E}_{12}.$$

Esta última expresión es muy importante, ya que a partir de ella se puede obtener una ecuación en la que el campo magnético es función de la corriente eléctrica. Para esto, partiendo de su expresión diferencial y definiendo

$$v = dl / dt \quad y$$

$$dE = (1 / 4\pi\epsilon_0) (dq / r^2) \mathbf{r}$$

donde \mathbf{r} es un vector unitario adimensional en dirección de r , se obtiene

$$dB = (1 / 4\pi\epsilon_0 c^2) ((dq / dt) dl \times \mathbf{r}) / r^2$$

de donde

$$1 / \epsilon_0 c^2 = \text{permeabilidad magnética del vacío} = \mu_0$$

$$dq / dt = \text{corriente} = I$$

por lo que finalmente la ecuación quedaría como

$$dB = (\mu_0 I / 4\pi) (dl \times \mathbf{r}) / r^2$$

A esta expresión se le conoce como ley de Biot-Savart.

Analizando esta última expresión se puede observar que la presencia de una corriente eléctrica en un circuito dado produce un campo magnético. Faraday observó que también, si se aplica un campo magnético variable en el tiempo sobre un circuito, el campo magnético produce un campo eléctrico y en consecuencia una corriente eléctrica en dicho circuito. Estas corrientes eléctricas se dice que son inducidas por el campo magnético. Faraday observó este fenómeno moviendo un imán dentro de un embobinado fijo. La carga que fluye a través del circuito es $q = N\Phi/R$, donde N es el número de vueltas del embobinado,

Φ el flujo que existía a través del embobinado antes de mover el imán y R la resistencia total del circuito. La ecuación

$$\varepsilon = - d\Phi / dt, \tag{1}$$

que expresa la fuerza electromotriz inducida en cualquier instante de tiempo en términos de la variación del flujo a través del embobinado, es conocida como *ley de Faraday*. La fuerza electromotriz, ε , (fem) de un dispositivo se define como la diferencia de potencial a través de sus terminales de salida con la condición de que el circuito esté abierto. El problema para los dispositivos electromagnéticos es que utilizan un campo magnético para producir una corriente o viceversa y si no existe una corriente eléctrica no habrá fuerza electromotriz. La fuerza electromotriz de dichos dispositivos puede ser medida alimentando al dispositivo con corriente eléctrica de una fuente externa. En general, la potencia convertida a potencia eléctrica determina la fem de cada dispositivo.

El signo negativo de la ecuación (1) quiere decir que el sentido de la fem inducida es tal que tiende a oponerse al cambio que la produce. Esto quiere decir que si se aumenta el flujo que pasa por un circuito, la fem crea corrientes en tal sentido que disminuyan el flujo. Si se acerca un polo de un imán a una bobina, la fem inducida en la bobina genera corrientes eléctricas que forman un campo magnético que repela el polo. Este fenómeno es explicado por la *ley de Lenz*: una fuerza electromotriz es dirigida de tal forma que tiende a oponerse a la causa que la produce.

Un circuito por el cual fluye una corriente es capaz de inducir una corriente o una fem a sí mismo o a otro circuito que se encuentre cerca de él. Por lo que para calcular el flujo magnético en un punto de un circuito, se acostumbra hacer una superposición de los flujos producidos por las corrientes en los circuitos cercanos y en el mismo circuito. El flujo en dicho punto es directamente proporcional a la corriente que circule en ambos circuitos. Si se trata de un solo circuito, el flujo será igual a la magnitud de la corriente que circula por el circuito, i , por un factor llamado autoinductancia o inductancia propia (L) que depende del medio y de la geometría del circuito, esto es

$$\Phi_{lb} = L i_l$$

pero si el flujo es inducido por una corriente, i_m , que circula en otro circuito, el factor que ahora interviene es la inductancia mutua (M) que se representa de la forma

$$\Phi_{mb} = M i_m$$

Lo más común es que en un punto de un circuito existan campos magnéticos producidos tanto por circuitos externos como por el mismo circuito, por lo que el flujo se calcula mediante

$$\Phi_b = \Phi_{lb} + \Phi_{mb}$$

$$\Phi_b = L i_l + M i_m$$

Donde el subíndice l representa el flujo inducido por la corriente del mismo circuito (i_l) y el subíndice m para el flujo producido por la corriente (i_m) de un circuito cercano. De la ley de Faraday para un solo circuito

$$\varepsilon = - d \Phi_b / dt = - d (L i) / dt$$

Cuando la autoinductancia no depende del tiempo, la expresión anterior se puede simplificar como

$$\varepsilon = - L di / dt.$$

Para el caso de inductancia mutua se tiene

$$\varepsilon_{12} = - M di_2 / dt,$$

que, como se mencionó anteriormente, esta ecuación representa la fuerza electromotriz en el circuito 1 inducida por el circuito 2.

1.1.8 Propiedades magnéticas de la materia

De acuerdo al modelo del átomo de Bohr-Sommerfeld, los electrones (cargas negativas) giran alrededor del núcleo (carga positiva) en órbitas cerradas que pueden ser pensadas como circuitos cerrados por donde circula corriente eléctrica. Debido a que un circuito cerrado produce un momento dipolar magnético, cada electrón que orbita deberá tener asociado, con su movimiento alrededor del núcleo, no solamente un momento angular sino también un momento magnético. Cada electrón también tiene un espín, aumentando el momento angular y produciendo otra fuente de momento dipolar magnético. Es bien sabido, sin embargo, que no hay ningún tipo de momento angular neto asociado con orbitales atómicos totalmente llenos. Esto se debe a que, según las reglas de la mecánica cuántica, debe haber el mismo número de electrones girando en un sentido como en el otro en un orbital cerrado. Los espines de los electrones en un orbital lleno deben estar orientados en el espacio de tal forma que no produzcan un momento angular neto. De la misma forma que los momentos angulares en promedio son nulos en los orbitales cerrados, la corriente en esos circuitos cerrados también, en promedio, es nula. Por lo tanto, el momento angular y el momento dipolar magnético de cada átomo provienen solamente de los orbitales incompletos. El campo de inducción magnética debido a un sólo átomo se determina especificando su momento dipolar magnético, m .

Si se toma una pequeña porción del volumen del material, Δv , a la suma vectorial de todos los momentos dipolares contenidos en ese volumen se le conoce como momento dipolar magnético por unidad de volumen o magnetización, y se representa por una M .

$$M = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} (1 / \Delta v) \Sigma m_i$$

Para un estado desmagnetizado, cuando la orientación sea al azar de los m , la magnetización será cero, lo cual no ocurre cuando se aplica un campo magnético al material, ya que dicho campo provocará una orientación preferencial de los átomos, lo que macroscópicamente se observa como una magnetización. Es de suponerse que el hecho de que la magnetización sea finalmente un campo magnético, debe de existir una corriente que se encargue de producirlo, a ésta corriente se le conoce como corriente de magnetización.

No todos los materiales se comportan de la misma forma ante la presencia de un campo magnético debido al momento dipolar magnético de los átomos o moléculas. Hay dos contribuciones principales que afectan el momento dipolar de un átomo o molécula, la del movimiento orbital de los electrones y el espín de los electrones. Este momento intrínseco tiene una magnitud similar a la de los movimientos. Se puede entonces clasificar a los materiales según su respuesta magnética en *paramagnéticos*, *diamagnéticos* o *ferromagnéticos*.

En los materiales paramagnéticos los dipolos magnéticos asociados con los átomos están orientados al azar en la ausencia de un campo magnético aplicado. La tendencia de estos dipolos de alinearse entre ellos paralelos al campo aplicado es proporcional a la magnitud del campo y puede ser expresada como

$$m = \mu_0 \chi_m H.$$

donde χ_m es la susceptibilidad magnética del material y en este caso es positiva.

La tendencia de los momentos dipolares de tener una orientación azarosa en la ausencia de un campo aplicado se debe a las vibraciones térmicas. Por lo tanto, no es extraño que la facilidad con la que estos dipolos se puedan alinear es inversamente proporcional a la temperatura en la mayoría de los materiales, obedeciendo la ley de Curie

$$\chi_m = C/T,$$

donde C es la constante de Curie y T la temperatura en Kelvin.

En muchos materiales la magnetización tiende a alinearse opuesta al campo aplicado, obedeciendo la misma ley que los materiales paramagnéticos:

$$\mathbf{m} = \mu_0 \chi_m \mathbf{H},$$

excepto que χ_m es negativo. A estos materiales se les conoce como diamagnéticos. Para entender la polarización negativa de estos materiales, se puede considerar que se aplica un campo magnético a un material sin resistencia eléctrica que forma un circuito cerrado. De la ley de Lenz, la corriente inducida en tal circuito circulará en dirección tal que evite que el campo magnético penetre el circuito. La corriente resultante constituirá un dipolo magnético en la dirección opuesta al campo aplicado, y un arreglo con tales circuitos se comportará como un medio diamagnético. Los electrones que orbitan en orbitales atómicos completamente llenos tienen un comportamiento muy parecido al de la corriente en circuitos cerrados no resistivos. En la ausencia de un campo magnético aplicado no tienen un momento magnético neto. El aplicar un campo magnético altera sus órbitas ligeramente de tal forma que se opongan al campo aplicado y el nuevo movimiento orbital permanece indefinidamente mientras se siga aplicando el campo magnético. Esta susceptibilidad diamagnética es virtualmente independiente del tiempo.

Los materiales ferromagnéticos son aquellos en los que, aún con la presencia de un campo magnético aplicado muy débil, su magnetización es muy grande. La alineación de los dipolos magnéticos sin estar presente un campo magnético se debe a fuerzas mecánico cuánticas. Los únicos tres elementos ferromagnéticos a temperatura ambiente son el hierro, el níquel y el cobalto. Este tipo de materiales son altamente dependientes de la temperatura. Abajo de una cierta temperatura llamada temperatura de Curie, estos materiales presentan una magnetización espontánea sin la presencia de un campo, pero si la temperatura sobrepasa dicha temperatura, éstos materiales se hacen paramagnéticos.

Muchos materiales presentan contribuciones tanto paramagnéticas como diamagnéticas, pero se clasifican dentro de uno o del otro dependiendo de cual contribución sea la mayor. En los materiales ferromagnéticos estas contribuciones son tan pequeñas aún bajo campos magnéticos muy grandes que normalmente se desprecian.

Existe una relación entre \mathbf{M} y \mathbf{H} que se cumple para materiales isotrópicos y lineales

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

donde χ_m , como ya se mencionó, es la susceptibilidad magnética y es una cantidad escalar adimensional.

A \mathbf{H} se le conoce como intensidad de campo magnético y se define por

$$\mathbf{H} = (\mathbf{B} / \mu_0) - \mathbf{M}$$

ó

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

donde μ es la permeabilidad y se obtiene de

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m).$$

1.1.9 Superconductores tipo I y tipo II

Todo lo referente a los capítulos anteriores se ha desarrollado suponiendo un superconductor ideal, esto es, no presenta ni impurezas ni fallas en la red cristalina. En los incisos siguientes se describirán los dos diferentes tipos de superconductores, tipo I y tipo II, así como su comportamiento cuando se trata de un superconductor real.

Cuando un superconductor pierde abruptamente su estado de resistencia cero debido a que el campo magnético aplicado (paralelo a la superficie de la muestra) es mayor que el H_c , se

dice que es un superconductor tipo I. Una forma de representar esta propiedad es mediante una gráfica de la magnetización contra campo aplicado como se muestra en la figura 1.1.8.

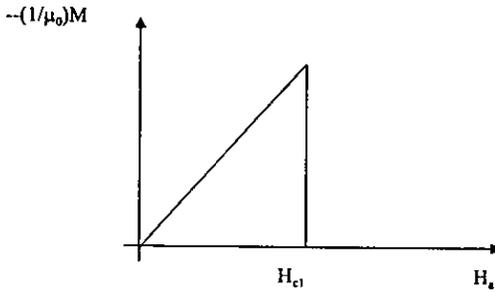


Figura 1.1.8 Gráfica de la magnetización en función del campo aplicado de un superconductor tipo I.

Recordando que cuando un metal está en estado superconductor no hay flujo magnético en su interior, debido a las corrientes superficiales que circulan de tal forma que le den a la muestra una magnetización, M , exactamente igual pero opuesta al campo aplicado, $M = H_c$. En la figura 1.1.8 se muestra como la magnetización de un superconductor varía con la magnitud del campo aplicado. Cuando la magnitud del campo aplicado alcanza el valor de H_c , el superconductor se hace normal y desaparece la magnetización negativa. A campos aplicados mayores, virtualmente el superconductor no tiene, como cualquier metal, magnetización.

Un superconductor ideal tiene bien definida la magnitud de su campo magnético crítico y su curva de magnetización es completamente reversible. En la figura 1.1.9 se muestra el comportamiento magnético de un superconductor no ideal. Se puede ver que el campo magnético crítico ya no está bien definido, la transición del estado superconductor al normal se amplía sobre un rango de magnitudes del campo aplicado. Además, la

magnetización no es reversible; cuando el campo aplicado se disminuye la curva que se traza es diferente a la que se forma cuando los campos se aumentan, esto es, las curvas presentan *histéresis*. Por último, cuando el campo aplicado es cero, puede permanecer una pequeña magnetización positiva en la muestra, provocando una densidad de flujo y una *magnetización residual*, M_r . Se dice que la muestra ha *atrapado flujo*.

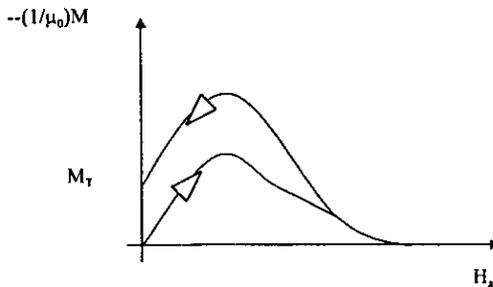


Figura 1.1.9 Comportamiento magnético de un superconductor no ideal.

En un superconductor existe un límite máximo de corriente que puede circular a través de éste sin que exista una resistencia eléctrica. Al valor de ésta corriente se le conoce como la *corriente crítica* de esa pieza en particular.

En general, puede haber dos contribuciones a la corriente que circula en un superconductor. Una es la *corriente de transporte*, que es la corriente que circula por el superconductor debida a una fuente externa; y la otra se debe a la presencia de un campo magnético, ya que si existe un campo magnético aplicado a la muestra, deben de circular *corrientes de apantallamiento* para cancelar el flujo magnético dentro del metal. Estas corrientes de apantallamiento se suman a las corrientes de transporte y en cualquier punto, la densidad de corriente, J , puede ser considerada la suma de una componente debida a la

corriente de transporte (J_I) y una componente debida a las corrientes de apantallamiento (J_H).

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_I + \mathbf{J}_H.$$

Puede esperarse que la superconductividad desaparezca cuando la magnitud de la densidad de corriente total, J , en cualquier punto exceda la *densidad de corriente crítica* J_c .

Si la corriente total que fluye en un superconductor es suficientemente grande, la densidad de corriente alcanzará el valor crítico J_c y la magnitud del campo magnético asociado a esta corriente será igual a H_c . De igual forma, un campo magnético de magnitud H_c siempre tendrá asociada una densidad de corriente J_c . De aquí se formula la *hipótesis de Silsbee en su forma general*: un superconductor pierde su estado de cero resistencia cuando, en cualquier punto, la magnitud del campo magnético total, debido a las corrientes de transporte y campo magnético aplicado, excede la magnitud del campo magnético crítico.

Si no hay campo magnético aplicado, el único campo magnético presente será el generado por cualquier corriente de transporte, por lo que en este caso, la corriente crítica será aquella que genere un campo magnético de magnitud H_c . Este caso especial de la regla general mencionada en el párrafo anterior lleva el nombre de *hipótesis de Silsbee*.

En los superconductores tipo II el comportamiento magnético es diferente. Abajo de un campo magnético crítico inferior (H_{c1}), se presenta el efecto Meissner. Cuando se sobrepasa el valor de H_{c1} , se pasa a un *estado mixto* en el cuál, líneas de flujo magnético penetran en algunas partes del superconductor. Estas líneas de flujo penetran al material en forma de "cilindros" y atraviesan al superconductor. Es de suponerse que el volumen que ocupan éstos cilindros o vórtices sea de material normal debido a que existe un flujo magnético en su interior. Mientras el valor del campo aplicado se aumenta, la densidad de éstos vórtices aumenta hasta que el material se hace normal en su totalidad. Al valor del campo necesario para que ya no persista superconductividad se le conoce como *campo magnético crítico superior* (H_{c2}). Normalmente los valores de H_{c2} son muy grandes. El comportamiento de los superconductores tipo II representado en una gráfica de magnetización contra campo se presenta en la figura 1.1.10.

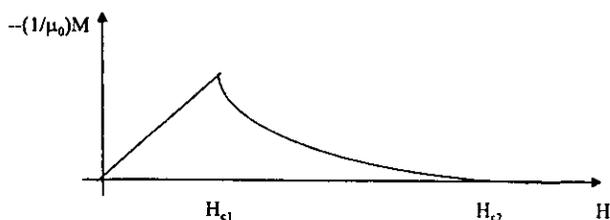


Figura 1.1.10 Gráfica de la magnetización en función del campo aplicado de un superconductor tipo II.

1.1.10 Estado mixto.

Cuando a un superconductor tipo II se le aplica un campo magnético mayor que su H_{c1} , el flujo magnético comienza a penetrar dentro del material en forma de cilindros o tubos que inician en una cara de la muestra y terminan en la otra como se muestra en la figura 1.1.11. Dichos tubos reciben el nombre de *vórtices de Abrikosov*, ya que fue él quien en 1952 formuló la teoría que lleva su nombre para estudiar los superconductores tipo II con base en la teoría de GL. Abrikosov predijo que los vórtices consisten en cuantos de flujo, de hecho, por cada tubo hay un *fluxon* (entiéndase por fluxon como una cantidad de flujo magnético elemental, como se explica en el inciso 1.1.13) y que al haber presente en el material un conjunto de dichos vórtices, éstos se distribuyen para formar una red triangular (arreglo que presenta menor energía). La distancia entre los vórtices de la red se determina por el campo magnético aplicado y la repulsión magnética entre los vórtices vecinos. La repulsión entre los vórtices se debe a que la dirección del campo magnético de cada uno de ellos es la misma, lo que por la ley de Lorentz implica una repulsión.

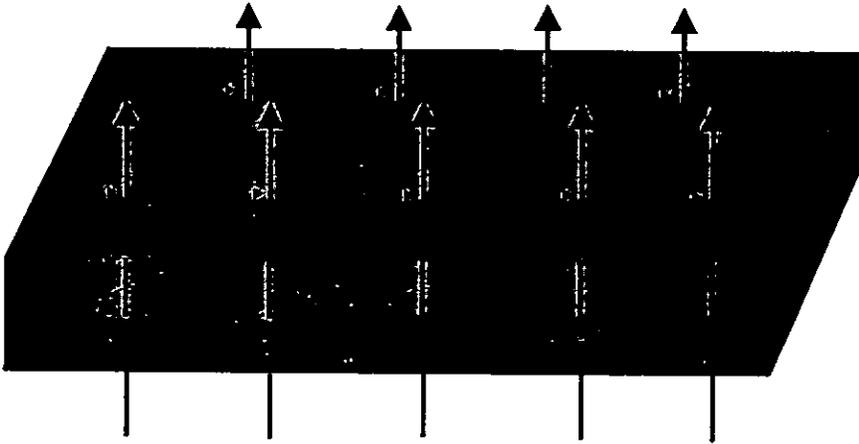


Figura 1.1.11 Vórtices de Abrikosov.

En el centro de estos vórtices el material es totalmente normal. Fuera de la línea central y dentro del radio del vórtice, existen componentes tanto de partículas superconductoras como normales.

Mientras se aumenta el valor del campo magnético aplicado, la densidad de vórtices por unidad de volumen aumenta, por lo que la densidad de flujo magnético que penetra a la muestra también aumenta. Esta densidad de vórtices alcanza su máximo en el momento en que el campo magnético aplicado llega al valor del H_{c2} (campo magnético crítico superior) y el volumen es penetrado totalmente por el campo magnético. En este punto, el material pierde todas sus propiedades superconductoras.

En un superconductor ideal, sin defectos físicos ni químicos, una densidad de corriente J_1 dentro del estado mixto, provoca una fuerza de Lorentz $J_1 \times b$ (donde b es el flujo magnético de cada vórtice) que actúa sobre los vórtices induciendo que éstos tengan un movimiento transversal a la corriente aplicada. Dicho movimiento provoca un gradiente de

potencial longitudinal en el superconductor, en otras palabras, provoca la aparición de una resistencia eléctrica, que a su vez disipa y genera calor. Por lo que las consecuencias del movimiento de los vórtices provocan la desaparición de la superconductividad. Debido a lo anterior, si los superconductores fueran ideales, aplicar una pequeña corriente eléctrica sería suficiente para destruir el estado superconductor. Como en los superconductores reales existen defectos e impurezas, los vórtices pueden quedar "atrapados" en tales defectos. A este fenómeno se le conoce como *flux pinning* o *anclaje del flujo*. Una fuerza de anclaje es una fuerza de corto alcance que detiene al núcleo del tubo en el punto de un defecto, dislocación, vacancia de oxígeno, frontera entre granos, entre otros.

Debido a la interacción entre vórtices, es probable que vórtices que no se encuentren anclados físicamente no se muevan gracias a que algunos de sus vecinos si lo están. La densidad de corriente que podrá circular sin destruir el estado superconductor será aquella que provoque una fuerza de Lorentz, sobre los vórtices, menor que la fuerza de anclaje. Cuando la magnitud de la fuerza sobre los vórtices es cercana a la fuerza necesaria para desanclarlos y/o la temperatura es elevada (cercana a la T_c), los vórtices anclados no son estables y la energía térmica es suficiente para liberarlos a una razón promedio constante. A este fenómeno se le conoce como *flux creep*. Por lo tanto, en un sentido muy estricto, en el estado mixto no existe un estado de resistencia cero perfecto, pero para la mayoría de las aplicaciones el voltaje provocado por el flux creep puede despreciarse.

Algunos superconductores tipo II están siendo estudiados o ya se aplican en sistemas de potencia, ya que es posible que algunos de ellos lleguen a tener densidades de corriente de hasta 10^6 A/cm². Algunas de las aplicaciones, para las que han sido propuesto y en algunos casos para las que se han aplicado, son: resonancia magnética, cables superconductores para transmisión de energía, sistemas de almacenamiento de energía, levitación magnética, electroimanes, entre otras.

1.1.11 Ecuaciones de London.

Antes del descubrimiento del efecto Meissner, por el año de 1933, se trataba a los superconductores solamente como conductores perfectos, por lo que la relación del campo eléctrico \mathbf{E} con la densidad de corriente \mathbf{J} para éstos se escribía como

$$(\dot{m}/ne^2)\mathbf{J}' = \mathbf{E},$$

donde la comilla representa la variación en función del tiempo. Esta relación solamente toma en cuenta la parte eléctrica de la fuerza de Lorentz y explica la existencia de una corriente estacionaria cuando $\mathbf{E} = 0$.

Los hermanos L. y H. London, en 1935, buscaron incluir el efecto Meissner dentro de las ecuaciones que describían el comportamiento de la superconductividad. Para ello, tomaron en cuenta el modelo de los dos fluidos supuesto por Gorter y Casimir en donde proponen que la densidad de corriente que circula por un superconductor está formada por dos "fluidos", uno de electrones normales y otro de superelectrones. Los electrones normales cumplen con la ley de Ohm, mientras que a los superelectrones los tratan como una supercorriente. Analizando el caso de "dc" para un superconductor, el campo eléctrico es nulo, por lo que no hay corriente eléctrica debida a los electrones normales ni desplazamiento de corriente \mathbf{D}' . Partiendo de las relaciones clásicas de las ecuaciones de Maxwell para campos y corrientes estacionarias

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}' \qquad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \dot{\mathbf{D}}'$$

El desplazamiento de la corriente \mathbf{D}' es despreciable con respecto a la densidad de corriente si la variación de los campos con respecto al tiempo es pequeña, por lo que podríamos escribir la relación anterior como

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}.$$

Como los superelectrones no encuentran resistencia a su paso, los hermanos London no escriben la velocidad promedio de éstos como constante, sino como una aceleración, por lo que

$$dv_s/dt = eE/m$$

que al sustituirla en la ecuación de la densidad de corriente obtenida a partir de la ley de Ohm se obtiene que

$$J_s' = (n_s e^2/m) E$$

y se conoce como la primera ecuación de London. Si se iguala con las ecuaciones anteriores se tiene

$$\nabla \times J_s' (1/\beta) = -B',$$

$$\nabla \times \nabla \times H' (1/\beta) = -B',$$

donde $\beta = \mu_0 n_s e^2/m$. Pero $\nabla \times \nabla \times A = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A$ y $\nabla H = 0$, por lo que

$$B' = (m/n_s e^2 \mu_0) \nabla^2 B'$$

Para interpretar esta ecuación de una forma sencilla se puede suponer que se tiene un superconductor al cual se le aplica un campo magnético paralelo a la superficie (ver figura 1.1.12) y se supone que la dirección x es hacia adentro del superconductor, el campo aplicado es uniforme y tendrá la misma dirección en toda la superficie, por lo que se puede escribir la ecuación anterior como una ecuación escalar

$$(\partial^2 B/\partial x^2) = (1/\beta) B'$$

donde una de sus soluciones es

$$B'(x) = B_0' e^{-x/\lambda} \tag{a}$$

Lo que quiere decir que la variación del flujo disminuye exponencialmente con respecto de x . Pero esto implica que siempre existirá una densidad de flujo constante invariante en el tiempo dentro del material, lo cual es imposible para un superconductor.

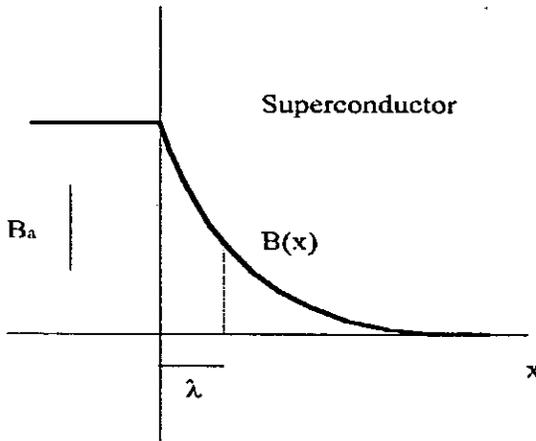


Figura 1.1.12 Penetración del campo magnético en un superconductor.

London, teniendo en cuenta que el efecto Meissner implica que en un superconductor no puede existir un flujo dentro de él, esto es, tanto la variación del flujo como el mismo flujo deben ser nulos, reescribe la ecuación (a) como

$$\mathbf{B} = (m/n_s e^2 \mu_0) \nabla^2 \mathbf{B}.$$

Ésta se conoce como la segunda ecuación de London. Si se resuelve esta ecuación siguiendo el mismo caso que del superconductor anterior se llega a la solución

$$B(x) = B_s e^{-(x/\lambda_L)}$$

Esta ecuación significa que el flujo magnético penetra en la muestra pero se desbanae exponencialmente dentro del superconductor a una distancia $x = \lambda_L$. A esta distancia se le conoce como *longitud de penetración de London* y se representa por λ_L . Como $\beta = m/\mu_0 n_s e^2$, la longitud de penetración de London esta dada por

$$\lambda_L = \sqrt{(m/\mu_0 n_s e^2)}$$

Las ecuaciones de London, que describen la electrodinámica de la supercorriente, son así

$$\mathbf{B} = \lambda_L \nabla \mathbf{J}_s \quad \text{y} \quad \mathbf{J}_s = -\lambda_L \nabla \times \mathbf{E}$$

1.1.12 Principios de la teoría de Ginzburg Landau

En 1950, Ginzburg y Landau introducen un parámetro de orden que caracteriza las transiciones de la fase superconductor a la fase normal. Muchos fenómenos en la naturaleza sufren transiciones de fase al pasar de un estado ordenado a un estado desordenado y viceversa, como por ejemplo, la transición de líquido a vapor y la de sólido a líquido.

Hablando del estado superconductor, los superelectrones se empiezan a formar una vez que se disminuye la temperatura hasta un valor igual o menor al de la temperatura crítica del material. La densidad de éstos superelectrones aumenta conforme la temperatura disminuye y es máxima cuando $T = 0$. Cuando se eleva la temperatura más allá de la T_c ,

esta densidad es nula (estado normal). Por lo tanto, la densidad de éstos superelectrones es una medida del orden que existe en el estado superconductor.

El parámetro de orden se define como $\Psi(\mathbf{r})$, el cuál se escribe como el producto de su módulo por un factor de fase $\varphi(\mathbf{r})$

$$\Psi(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})| e^{i\varphi}$$

Donde

$$|\Psi|^2 = n_s$$

Lo que significa que el módulo al cuadrado del parámetro de orden es igual al número de superelectrones.

La teoría de Ginzburg-Landau (GL), hasta cierto grado, es una teoría fenomenológica, en el sentido de que hace ciertas suposiciones adecuadas cuya justificación es que describen correctamente la transición de fase en campo cero, pero a diferencia de la teoría de London, que es puramente clásica, utiliza la mecánica cuántica para predecir los efectos de un campo magnético.

La primera suposición de la GL es que el comportamiento de los electrones superconductores puede ser descrito por el parámetro de orden, Ψ . Se asume entonces que la energía libre del estado superconductor difiere de la del estado normal por una cantidad que puede ser escrita como una serie de potencias de $|\Psi|^2$. Cerca de la temperatura crítica es suficiente para retener solamente los dos primeros términos en esta expansión. Ginzburg y Landau indicaron que si, por cualquier razón, la función de onda Ψ no es constante en el espacio pero tiene un gradiente, esto aumenta la energía cinética cuyo origen es el mismo que el término de la energía cinética que aparece en la ecuación de Schrödinger para una partícula de masa m , $(\hbar_{\text{barra}}^2/2m)\nabla^2\Psi$. Para tomar en cuenta esto, un término adicional, proporcional al cuadrado del gradiente de Ψ , es añadido a la expresión para la energía libre la fase superconductor. El efecto de un campo magnético es introducido recurriendo a un teorema de mecánica clásica que menciona que el efecto de la fuerza de Lorentz sobre el movimiento de una partícula cargada en un campo magnético \mathbf{B} puede ser tomado en cuenta totalmente si se sustituye el momento \mathbf{p} , siempre que aparezca en la expresión para la

energía cinética, por la expresión $\mathbf{p} - q\mathbf{A}$. Donde \mathbf{A} es el vector magnético potencial definido por $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Para hacer la transición a la mecánica cuántica, \mathbf{p} es sustituido por el operador $-i\hbar_{\text{barra}} \nabla$. La contribución magnética total a la energía libre del estado superconductor esta dada por

$$(\hbar_{\text{barra}}^2/2m) \int (\Psi (i\nabla + (e\mathbf{A}/\hbar_{\text{barra}}))^2 \Psi dV,$$

donde la integral se toma sobre todo el volumen V del espécimen.

El problema central de la aproximación de GL es encontrar funciones $\Psi(x,y,z)$ y $\mathbf{A}(x,y,z)$ que hagan que la energía libre total del espécimen sea un mínimo sujeto a las apropiadas condiciones de frontera. Para campos magnéticos débiles, el problema es fácil de resolver y se reduce a las ecuaciones de London. En campos magnéticos fuertes, las ecuaciones sólo se pueden resolver por medios numéricos. En el caso de un plano infinito grueso con un campo magnético aplicado paralelo a su superficie, la solución predice que $|\Psi|^2$ es constante en el interior del plano pero decrece mas allá de la superficie por una cantidad que aumenta con el campo magnético aplicado. Como la longitud de penetración depende del número de electrones superconductores en la superficie, como en la teoría de London, y por lo tanto en $|\Psi|^2$, se obtiene una longitud de penetración dependiente del campo. En el caso de una película delgada, debido a las condiciones de frontera, la variación de Ψ con respecto a x depende del grosor de la película y como λ de nuevo depende de $|\Psi|^2$ la longitud de penetración es una función del grosor de la película. El campo magnético crítico puede ser calculado igualando la energía libre de la película en el estado superconductor con el del estado normal. La expresión general para H'_c es complicada, pero se simplifica para dos casos especiales:

(i) $a \gg \lambda$

$$H'_c = H_c (1 + \alpha\lambda/2a),$$

donde $2a$ es el grosor de la película, λ es la longitud de penetración en un campo magnético débil y α es un coeficiente muy cercano a la unidad. Este es esencialmente el mismo resultado que el de London.

(ii) $a < \lambda$

$$H_c' = (\sqrt{6})\lambda/a$$

La teoría GL predice magnitudes del campo crítico que no difieren mucho de los resultados de la teoría de London para los casos de películas muy delgadas o muy gruesas. El gran éxito de esta teoría es que predice correctamente el cambio de una transición de primer orden a otra de segundo orden cuando se disminuye el grosor de la película.

1.1.13 Cuantización del flujo magnético.

Cuando el flujo magnético logra penetrar en un superconductor, ya sea debido a que existe una región no superconductora o un agujero, el valor de éste está cuantizado. El flujo magnético que penetra es un número de veces un flujo magnético elemental conocido como fluxon. El momento, \mathbf{p} , de un número "n" de partículas se puede escribir como:

$$n_s \mathbf{p} = n_s (m \mathbf{v} + e \mathbf{A})$$

La conexión con la mecánica cuántica es que $n_s \mathbf{p}$ es el valor esperado del operador $-i\hbar \nabla / 2\pi$, operando sobre la función de onda del par. Por lo que, recordando que $\Psi(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})| e^{i\phi}$, se tiene

$$n_s \mathbf{p} = \langle \Psi | -i(\hbar/2\pi) \nabla | \Psi \rangle$$

Como

$$-i(\hbar/2\pi) \nabla \Psi = (\hbar/2\pi) (\nabla\varphi) \Psi$$

se obtiene que $\mathbf{p} = (\hbar/2\pi)\nabla\varphi$, por lo que la ecuación para el momento de una partícula se puede escribir como

$$\mathbf{p} = (\hbar/2\pi)\nabla\varphi = m\dot{\mathbf{v}} + e\dot{\mathbf{A}}.$$

Como la densidad de corriente es $\mathbf{J}_s = n_s e\dot{\mathbf{v}}_s$, se puede escribir

$$\mathbf{p} = e\dot{\lambda}\mathbf{J}_s + e\dot{\mathbf{A}} \quad (a)$$

La densidad de electrones superconductores debe de ser única en cada punto, por lo que en un circuito cerrado, $\varphi(2\pi) - \varphi(0) = n2\pi$, por lo tanto:

$$\int_c \nabla\varphi \, dl = n2\pi$$

Suponiendo que c es en torno a una región no superconductora muy adentro del superconductor (donde no existen corrientes) y que se le aplica un campo magnético, el término de la densidad de corriente se elimina. Al integrar la ecuación (a) alrededor de c

$$e\dot{\int}_c \mathbf{A} \, dl = e\dot{\int}_c (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{S}$$

Como $\int_c \mathbf{A} \, dl = \iint_s \mathbf{B} \, d\mathbf{S} = \Phi$, y como de la integral del vector potencial se obtiene $2\pi n$, se tiene que

$$\Phi = nh/e\dot{}$$

donde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Por lo que el flujo magnético está cuantizado en unidades de $h / |e\dot{}$. Este resultado fue encontrado por London en los años 30, pero el valor que dio a $e\dot{}$ era $-e$, ya que no sabía que la unidad básica de carga en un superconductor es un par de electrones. Experimentos posteriores encontraron que la cuantización de flujo involucra dos veces la carga del electrón ($2e$) en lugar de e . El valor del cuanto básico de flujo magnético, por lo tanto, es

$$\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$$

y se le conoce como *fluxon*.

1.1.14 Pares de Cooper y teoría BCS.

En 1957 aparece una teoría microscópica de la superconductividad desarrollada por John Bardeen, Leon Cooper y Robert Schrieffer y en su honor lleva el nombre de *teoría BCS*. La hipótesis básica de esta teoría es que los electrones forman pares. Por ejemplo, si un electrón que se encuentra en el estado k_1 es dispersado y toma un nuevo valor k_2 , existe otro electrón, su compañero, que inicialmente se encontraba en $-k_1$, y que casi simultáneamente se moverá al estado $-k_2$. Estos pares deben de cumplir con dos características importantes, deben de tener los espines opuestos y momentos opuestos. Esto se debe a que el sistema presenta la menor energía cuando los espines de los electrones que ocupan los dos estados (un estado por cada electrón) son opuestos.

Para ejemplificar el por qué de los momentos opuestos, supongamos dos electrones que no interactúan entre sí y que ocurre un proceso de dispersión básico entre ellos como el de la figura 1.1.13, el electrón que ocupa el estado k_1 emite un fonón (distorsiona la red cristalina) el cuál es absorbido por el electrón que ocupa el estado k_2 , debido a la ley de la conservación del momento, el momento total K en el estado final (después de la absorción del fonón) debe de ser el mismo que el del estado inicial (antes de la emisión del fonón). A este proceso en especial de emisión y absorción de un fonón se le conoce como *fonón virtual* por que se considera al fonón solamente antes de ser emitido y después de ser absorbido.

Los electrones que están interactuando (*pares de Cooper*) tienen energías de algunos electrón-volts y los fonones disponibles tienen energías de unos cuantos milielectrón-volts,

por lo que para que pueda ocurrir un apareamiento es necesario que las superficies de Fermi de cada uno de los electrones se intersecten (interactúen). Debido a que los fonones disponibles tienen una energía muy pequeña (el intervalo de energías de los fonones disponibles sería como el cascarón de la superficie de Fermi) se reduce el número de electrones que pueden interactuar ya que la intersección de los dos "cascarones" es muy pequeña (parte sombreada de la figura 1.1.14, (a)). Para que esta intersección sea máxima, ambas superficies de deben de sobreponer, lo que implica que el momento total K sea cero (figura 1.1.14 (b)), y cómo la conservación del momento dice que $\hbar k_1 + \hbar k_2 = \hbar k_1' + \hbar k_2' = \hbar K$, encontramos que los momentos de los pares de Cooper deben de ser opuestos, k y $-k$.

El problema de los pares de Cooper, con las características mencionadas, fue descrito por L. Cooper en 1956. Este problema es un tanto irreal, ya que involucra solamente a dos electrones, mientras que en un metal existen aproximadamente 10^{23} electrones por cm^3 . La teoría BCS es capaz de mostrar cómo el simple resultado de Cooper puede ser extendido para aplicarse a un problema de muchos electrones interactuando. En esta teoría se asume que las únicas interacciones que importan en el estado superconductor son aquellas entre dos electrones cualesquiera que conformen un par de Cooper y que el efecto sobre cualquier par debido a la presencia de los demás electrones consiste en limitar, mediante el principio de Pauli, aquellos estados a los que el par puede ser dispersado, ya que algunos de estos estados ya están ocupados.

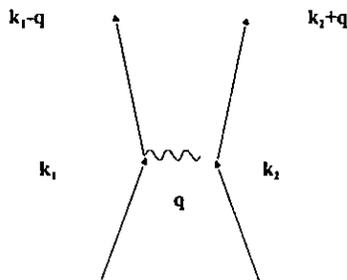
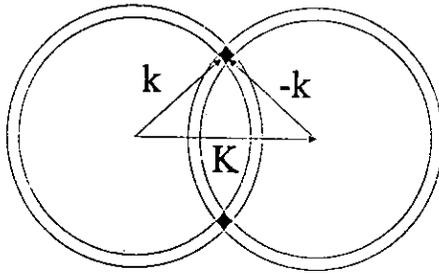
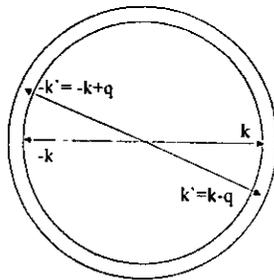


Figura 1.1.13 Interacción electrón-fonón.



(a) Dos superficies de Fermi que se intersectan. Las zonas sombreadas indican los conjuntos de momentos que pueden formar pares.



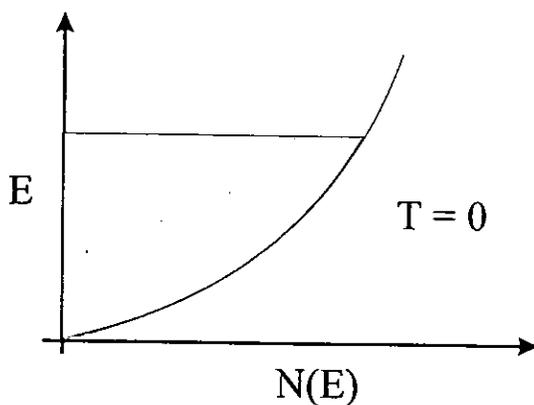
(c) Conservación del momento cuando ambas superficies se sobreponen totalmente ($K=0$).

Figura 1.1.14 Pares de Cooper.

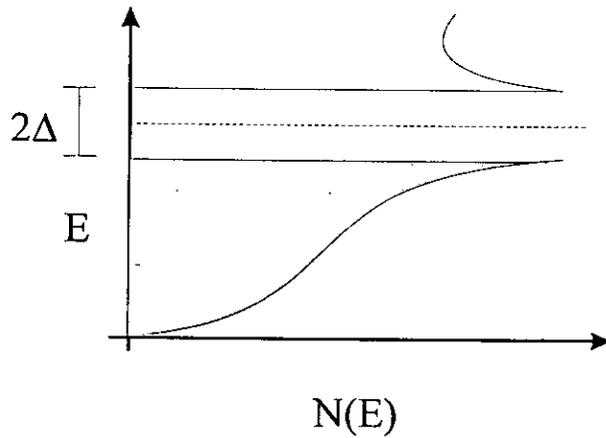
Con esta teoría se encuentra que las curva de densidad de estados de los electrones de conducción es como se muestra en la figura 1.1.15 (a) y cambia a la forma mostrada en la figura 1.1.15 (b) en el estado superconductor. En este estado aparece una región prohibida de energía con un ancho de 2Δ centrada en la energía de Fermi del metal normal. A esta región se le llama *brecha energética* (energy gap).

Debido al cambio de la curva de la distribución de energía, el número total de estados bajo el nivel de Fermi, no cambia. Por lo tanto, a $T = 0$, todos los electrones tienen energías iguales o menores que $E_f - \Delta$ (E_f es la energía de Fermi) y están apareados como pares virtuales. A temperaturas mayores que 0 K, algunos electrones son excitados a través del gap.

En el metal normal es suficiente un pequeño incremento de energía para excitar a un electrón de la parte más alta de la superficie de Fermi a un estado de mayor energía. Sin embargo, en el estado superconductor, la mínima energía requerida para separar a los electrones que forman el par y excitarlos a la banda "normal" es 2Δ , igual al tamaño de la brecha energética. La teoría predice que el tamaño del gap decrece de $3.52kT_c$ (donde k es la constante de Boltzman) a $T = 0$ hasta cero en T_c . Para los superconductores comunes, los valores experimentales de 2Δ son de 3.5 a 4.5 kT_c .



(a)



(b)

Figura 1.1.15 Curvas de la densidad de estados y distribución de energía electrónica.

(a) Metal normal a cero absoluto. (b) Modelo superconductor BCS a cero absoluto.

1.1.15 Superconductores de alta temperatura crítica.

La historia de los superconductores de alta temperatura crítica se inicia en 1986 cuando J. George Bednorz y Karl Müller del laboratorio de investigación de IBM en Zurich, Suiza, reportaron superconductividad en un óxido de lantano-cobre dopado con bario o estroncio a una temperatura de 38 K. Esto causó demasiada excitación porque esta temperatura estaba por arriba de los 30 K que habían sido predichos 20 años atrás.

Una vez que se rompió esta barrera de temperatura, muchos científicos experimentaron con diferentes compuestos químicos para ver cuál podía dar la mayor temperatura crítica. En marzo de 1987, en la reunión de la Sociedad Americana de Física, el compuesto $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ (YBCO) descubierto en ese mismo año por Wu *et al.*, con una $T_c = 92$ K, fue el centro de atención debido a su alta temperatura crítica.

La atención se orientó a los compuestos formados por óxido de cobre, debido a lo cual se pudo formar un compuesto formado por bismuto, plomo, calcio, cobre y oxígeno con una temperatura crítica de 105 K. Después se descubrió, en 1988, uno formado por talio, bario, calcio, cobre y oxígeno con una $T_c = 125$ K. Pasaron casi cinco años antes de que aparecieran los compuestos formados con mercurio que tienen una $T_c = 135$ K a presión ambiente y de 165 K a altas presiones. A todos los superconductores que tienen una temperatura crítica mayor a 77 K, se les llama *superconductores de alta temperatura crítica*.

Una de las ventajas de estos superconductores es que su temperatura crítica es mayor que la temperatura del nitrógeno líquido, por lo que se puede reemplazar al helio líquido que se utiliza para los superconductores convencionales. Para cualquier aplicación en la cual el nitrógeno líquido pueda reemplazar al helio líquido, el costo de refrigeración será alrededor de 1000 veces menor.

Los superconductores cerámicos de más interés son compuestos bastante anisotrópicos, esto es, sus propiedades son diferentes en diferentes direcciones cristalinas. En la figura 1.1.15 se muestra la estructura del YBCO. La estructura esta formada esencialmente por un sandwich con planos de óxido de cobre en el centro que es donde la corriente superconductora fluye. Los compuestos BiSCCO y TBCCO son aún más anisotrópicos, muy poca corriente puede fluir perpendicular a los planos de óxido de cobre en esas redes. El papel de los otros elementos en la estructura es secundario. En el YBCO, el ytrio solamente se encarga de "sostener" la estructura y de contribuir con portadores de carga; casi cualquier elemento de los llamados *tierras raras* puede ser sustituido en lugar del ytrio sin cambiar significativamente la temperatura crítica. Comúnmente la fórmula se escribe como $(RE)_1Ba_2Cu_3O_7$, para remarcar el intercambio que puede haber del ytrio por alguna de las tierras raras.

Los compuestos de bismuto exhiben la propiedad de ser tipo mica. La red cristalina se puede cortar fácilmente a lo largo de los planos de óxido de bismuto, lo que permite al BiSCCO deformarse y cambiar de forma con menos dificultad que los otros superconductores cerámicos. Esta ventaja ha permitido a los investigadores lograr resultados importantes en la construcción de alambres con BiSCCO: alambres con longitudes de hasta un kilómetro de largo.

Desafortunadamente, los nuevos superconductores de alta temperatura tienen dos grandes desventajas: son muy frágiles (como la mayoría de las cerámicas) y no pueden transportar la suficiente corriente como para tener aplicaciones prácticas.

La desventaja más importante es que las propiedades magnéticas de estos materiales son sustancialmente diferentes de los superconductores metálicos convencionales. Estos superconductores convencionales, como el NbTi, permiten que líneas de flujo magnético los penetren de tal forma que estas líneas tienden a estar quietas (anclaje de flujo). En contraste, la estructura cristalina de los cupratos superconductores provoca que los vórtices se fragmenten y por lo tanto se muevan con facilidad, disipando energía y frustrando la superconductividad.

Uno de las principales aplicaciones de los superconductores es para producir campos magnéticos grandes. Se han logrado producir campos magnéticos mayores a los 10 T, pero solamente en laboratorios, nunca se han empleado ni para investigación médica (resonancia magnética, por ejemplo) ni en la industria.

El interés de utilizar en este campo los superconductores de baja temperatura ha aumentado; pero la posibilidad de utilizar los superconductores cerámicos a temperaturas bajas (4 K) e intermedias (20 - 30 K) también ha aumentado. Los superconductores convencionales son utilizados como imanes a 4 K, pero pierden la superconductividad cuando se trata de campos magnéticos grandes, normalmente arriba de 6 T. Los superconductores cerámicos presentan una mejor opción. El BiSCCO puede transportar la corriente adecuada y permanecer superconductor arriba de los 20 T estando a una temperatura de 20 K. Por lo tanto, la mejor forma de obtener campos magnéticos grandes es usar superconductores de alta temperatura a bajas temperaturas.

La mayoría de las aplicaciones eléctricas dependen de que la J_c sea elevada. Con una excepción, las aplicaciones de los superconductores de alta temperatura crítica (SCATC) en sistemas eléctricos de potencia requiere de embobinados capaces de proveer grandes campos magnéticos (de 2 a 10 T). Estos embobinados, en grandes motores, generadores o sistemas magnéticos de almacenamiento, requerirán varios kilómetros de alambre de alto desempeño. La única excepción es la transmisión de potencia y cables de distribución, donde el campo magnético es pequeño.

Siempre se ha buscado una relación adecuada entre la parte técnica y la económica; una de estas relaciones, es que se le da mas importancia a tener grandes densidades de corriente o mayores campos magnéticos que mayores temperaturas de operación. Temperaturas de operación de 77 K o mayores son preferibles para algunas aplicaciones y esenciales para otras, pero la mayoría de las aplicaciones se espera que sean factibles económicamente a temperaturas intermedias (20 a 40 K) usando nuevos tipos de refrigeradores criogénicos. De hecho, la corriente, la temperatura y el campo magnético están relacionados entre ellos. El punto clave está en aumentar el punto de operación de estos tres parámetros, para que el rango en que estos pueden coexistir sea lo más amplio posible.

Muchas de las aplicaciones que se han estudiado o se han desarrollado con los superconductores convencionales, están siendo estudiadas para llevarlas a cabo con superconductores de alta temperatura crítica. Por ejemplo, cables de transmisión con SCATC. Colocar estos cables superconductores en los ductos utilizados para la transmisión subterránea podría incrementar la capacidad en un factor de 3 a 6 (asumiendo una J_c mayor a los 10^5 A/cm² por cada cable superconductor), con lo que se podría beneficiar a la red eléctrica. A largo plazo, el crecimiento tremendo previsto de la demanda de energía eléctrica y la necesidad de transmitirla por ductos subterráneos, hace a los SCATC una opción muy atractiva.

Una de las aplicaciones que más llama la atención es la levitación magnética. Sin duda, los trenes maglev (trenes de levitación magnética) son una de las aplicaciones de la superconductividad que más propaganda ha tenido. Se presume que este tipo de trenes pueda viajar a 500 km/hr. La idea de estos trenes es que puedan "flotar" sobre un "colchón" magnético permitiendo que la nave esté separada de 10 a 20 cm de las vías, permitiendo un

viaje silencioso, rápido y cómodo. Los prototipos de los 90's están basados totalmente en los superconductores convencionales; el papel de los SCATC, si hay alguno, está en el futuro. Uno de los problemas de usar estos superconductores es que las fuerzas magnéticas actúan sobre los mismos superconductores, por lo que estos materiales deben de ser mecánicamente resistentes.

Experimentos con rodamientos magnéticos contruidos con superconductores han dado buenos resultados. La principal característica de estos dispositivos es que se pueden hacer girar rotores magnéticos sin que exista fricción magnética como en el caso de los baleros o chumaceras. La más alta velocidad que se ha logrado con estos dispositivos es de 500,000 rpm utilizando YBCO. Las capacidades de carga logradas son de 5 a 30 psi a bajas temperaturas.

Los sistemas magnéticos superconductores de almacenamiento de energía (SMES de las siglas en inglés superconducting magnetic energy storage) también son considerados dentro de las aplicaciones de los superconductores de alta temperatura crítica. El principio de operación es muy simple. Es un dispositivo utilizado para el eficiente almacenamiento de energía en forma de campo magnético que tiene asociado una corriente eléctrica. Un inversor/convertidor se utiliza para transformar corriente AC en DC, la cuál es usada para cargar un solenoide gigante o un toroide. Para descargar la corriente, ésta se vuelve a convertir en AC. Existen pequeños SMES en operación, pero la atención la tienen las grandes unidades de almacenamiento, que realmente son gigantes. Un SMES grande, de 5,000 a 10,000 MWh, podría ser la forma más económica de almacenar energía. Un sistema de 5,000 MWh en forma de solenoide, tendría un tamaño aproximado de 1,000 m de diámetro y 20 m de alto, tendría que estar enterrado, de preferencia en un suelo rocoso, para contrarrestar los esfuerzos magnéticos sobre los embobinados del solenoide y se necesitarían un millón de litros de helio líquido para enfriarlo. El costo es aproximado es entre 1 y 2 billones de dólares.

Debido a que el más simple y mayor uso de la electricidad es en motores eléctricos, es de gran interés utilizar superconductores para obtener la mayor eficiencia posible en el diseño de motores eléctricos. Para motores, los superconductores son usados solamente como embobinados para corriente directa para minimizar los costos de enfriamiento. Tomando en

cuenta todos los atributos de un superconductor, un motor con SCATC tendrá las siguientes características: embobinados superconductores de corriente directa para producir grandes densidades de flujo magnético, núcleo de aire para eliminar los problemas de saturación y pérdidas de los núcleos de hierro a altas densidades de flujo magnético. Las ventajas de un motor superconductor sobre los motores convencionales son: mayor densidad de potencia debido a la gran densidad de flujo magnético producida por los embobinados superconductores y mayor eficiencia a los embobinados sin resistencia eléctrica y menor tamaño del motor.

Por último, otra de las posibles aplicaciones de los SCATC es como limitadores de corriente en caso de falla en los sistemas eléctricos de potencia. Su operación es muy simple. Bajo condiciones normales de operación, el elemento superconductor está en su estado superconductor y la corriente pasa virtualmente sin pérdidas. En el caso de que ocurra una falla, la densidad de corriente crítica es excedida y se produce la transición del superconductor a su estado normal; éste se convierte en un resistor en serie que limita la corriente.

1.1.16 Propiedades del sistema $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$.

El sistema $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ con una T_c de 93 K fue descubierto en 1987 por Wu *et al.* Este sistema fue el primer sistema superconductor con un T_c mayor a la temperatura del nitrógeno líquido.

En la figura 1.1.14 se muestra la estructura cristalina del sistema Y123. Los átomos de cobre ocupan dos sitios en ambos lados de los planos de Ba-O. En un lado, planos de CuO_2 encierran los átomos de Y donde los átomos de Cu(2) tienen una coordinación piramidal de base cuadrada. La estructura en el otro lado de los planos de Ba-O depende de la estequiometría. Cuando $\delta = 0$, los átomos de Cu-o forman cadenas lineales y el compuesto

es superconductor con una T_c de 93 K. La coordinación de los átomos de Cu(1) es en forma de planos. La red cristalina es ortorrómbica con parámetros de red $a=0.382$ nm, $b=0.389$ nm y $c= 1.168$ nm. Cuando $\delta = 1$, los átomos de Cu(1) son aplastados por los planos de BaO. El compuesto no es superconductor y la red cristalina es tetragonal.

La temperatura de la formación de la fase tetragonal es entre 800 y 930 °C y para la fase ortorrómbica es entre 350 y 750 °C. Una vez formada la fase tetragonal, es necesario calentar la muestra a la temperatura de la formación de la fase ortorrómbica bajo una atmósfera de oxígeno, ya que para este sistema, el cambio de fase involucra un cambio en el contenido de oxígeno, el cuál es absorbido para formar la fase ortorrómbica.

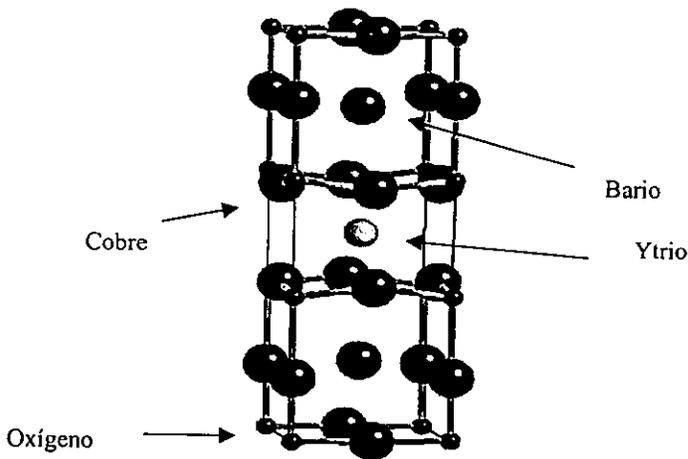


Figura 1.1.15 Estructura de la fase $Y_1Ba_2Cu_3O_{7.5}$

De las propiedades que se han reportado de esta fase, se tienen reportados valores de densidad de corriente crítica de 10^2 A/cm² a 77 K y de 10^4 A/cm² a 4.36K entre otros. La

brecha energética tiene un valor de 30 meV. La longitud de coherencia medida en el plano ab es de 3.4 nm y de 0.7 nm medida sobre el eje c . La longitud de penetración sobre el plano ab es de 26 nm y de 125 nm sobre el plano c .

Uno de las desventajas que presenta esta fase (y en general todos los cerámicos) es que el material está constituido por cúmulos o granos, formando contactos débiles (weak links) ya que, como se muestra en la figura 1.1.16, al unirse los granos quedan muchos espacios vacíos y la unión entre los granos ocupa un área pequeña en comparación con el tamaño del grano. Esto provoca que la densidad de corriente de este tipo de superconductores tenga un valor pequeño. Se han encontrado nuevas técnicas para evitar estos contactos entre grano "fundiéndolos" para producir que todo el material contenga la fase superconductora, logrando densidades de corriente crítica de hasta 30 000 A/cm² a 77 K y 1 T aplicando el campo magnético paralelo al eje c y 10 000 A/cm² a 77 K y 20 T si el campo magnético se aplica paralelo al plano ab .

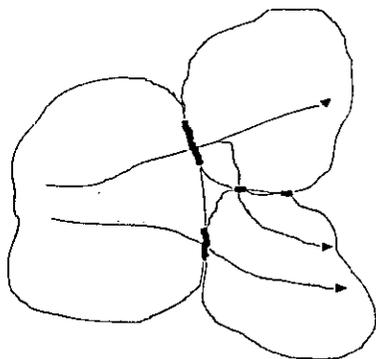


Figura 1.1.16 Contacto entre granos de los superconductores cerámicos.

1.2 SEMICONDUCTORES Y MEMORIAS SEMICONDUCTORAS.

1.2.1 Semiconductores.

El silicio y el germanio son dos de los elementos más empleados para la construcción de semiconductores. Como se puede ver en la figura 1.2.1, en la representación planar de un cristal de silicio, cada átomo de la red cristalina del silicio está unido con sus átomos vecinos mediante fuertes enlaces electrónicos.

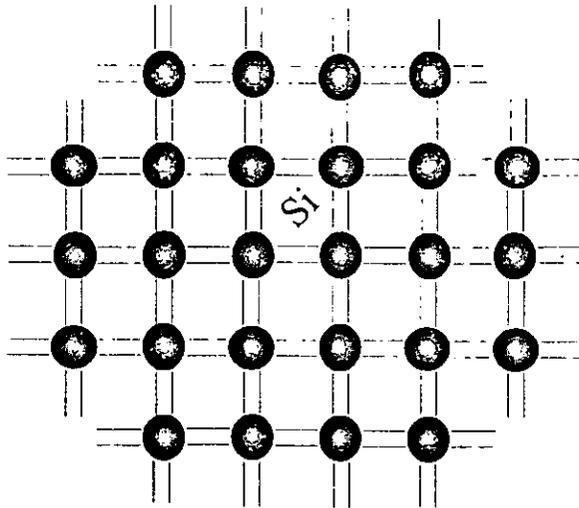


Figura 1.2.1 Representación planar de un cristal de silicio

Dentro de esta configuración, por cada átomo específico de silicio hay ocho electrones que orbitan alrededor de él. Cuatro de esos ocho electrones son los electrones de valencia de dicho átomo y los cuatro restantes pertenecen a sus cuatro átomos vecinos de la red cristalina. Estos electrones "extra" no se encuentran atados a un solo átomo, ellos pasan un tiempo cerca de un átomo vecino y luego regresan al átomo al que pertenecen. Los electrones de valencia del primer átomo pasan una parte del tiempo alrededor de él y el resto del tiempo orbitan alrededor de los átomos vecinos. Este comportamiento provoca que la carga negativa de los electrones que rodean a un átomo sea equivalente a la carga de los cuatro electrones de valencia que debe de tener un átomo de silicio. Por lo tanto, cada átomo está unido a sus cuatro vecinos mediante un enlace covalente, este enlace es un enlace electrónico fuerte.

El hecho de llamar a los enlaces electrónicos fuertes se debe a que la intensidad del campo necesario para que el átomo pueda mantener a sus cuatro electrones de valencia es de alrededor de 2×10^{10} V/m, mientras que el campo eléctrico necesario para que se pueda producir una descarga atmosférica es de alrededor de 3×10^6 V/m. Para poder liberar un electrón de tal enlace es necesaria una energía $E_g \approx 8 \times 10^{-19}$ J ≈ 5 eV. La magnitud E_g (donde el subíndice g se refiere a la palabra gap) depende de la estructura de la red cristalina y de las propiedades de los átomos que la forman.

De lo anterior se puede observar que no existe una gran diferencia entre un material dieléctrico y un semiconductor, ya que ambos tipos de materiales presentan un "gap" o brecha energética entre la banda de valencia y la banda de conducción. Para que un electrón en la banda de valencia pueda convertirse en un electrón de conducción ("brincar" de la banda de valencia a la banda de conducción), se le debe de aplicar una energía mayor a la energía característica del gap (E_g). Por lo tanto, la diferencia entre un semiconductor y un dieléctrico es puramente cuantitativa ya que radica en el valor de la energía necesaria para romper los enlaces electrónicos entre los átomos. Generalmente, como un límite no estricto, ya que las propiedades de los semiconductores no dependen solamente del valor de E_g , se asume que los cristales con un $E_g > 3$ eV se comportan como dieléctricos y con un $E_g < 3$ eV se comportan como semiconductores.

Cuando el valor de E_g es pequeño, un aumento en la temperatura del semiconductor causa el rompimiento de un número considerable de enlaces electrónicos y la creación de un gran número de portadores "libres", quedando el cristal en condiciones de conducir corriente eléctrica. En los metales, la concentración de electrones no depende de la temperatura, ya que aún a cero absoluto, todos los electrones permanecen libres y persiste su habilidad de conducir corriente eléctrica. En un dieléctrico, con una E_g grande, el movimiento térmico no es suficiente para romper los enlaces electrónicos, por lo que la concentración de electrones no es afectada por la temperatura. En un semiconductor con una E_g pequeña, la concentración de portadores libres es proporcional al número de enlaces rotos y crece rápidamente con el incremento de la temperatura. Los semiconductores se pueden definir como materiales no metálicos con una E_g relativamente pequeña cuya concentración de portadores de carga es fuertemente dependiente de la temperatura.

En una aleación de InSb la E_g del sistema es de 0.17 eV. Tal cantidad de energía la poseen los fotones de radiación infraroja cuya longitud de onda es de 10 μm . Este tipo de aleaciones se utiliza para construir detectores de radiación esenciales para los dispositivos de visión nocturna. Para el Ge, Si, y GaAs que son la base de los dispositivos electrónicos semiconductores su E_g es igual a 0.72, 1.1 y 1.4 eV respectivamente. El GaAlAs usado para construir LED's y lasers tiene entre $E_g = 1.4$ eV (GaAs) y $E_g = 2.17$ eV (AlAs). El SiC, que es el material más redituable y estable para la construcción de LED's capaz de operar a muy altas temperaturas, tiene una E_g de 3 eV.

Si se rompe un enlace de la red mostrada en la figura 1.2.1, un electrón queda "libre" y está disponible para transportar su carga. El espacio que éste deja vacante, será ocupado por alguno de los electrones que siguen formando el enlace, dando la apariencia de que el espacio vacante (o *hueco*) tiene movimiento. El movimiento tanto del electrón "libre" como el del hueco es aleatorio.

Es importante remarcar que el término de electrón "libre", que aquí se maneja (por eso la distinción con las comillas), no tiene que ver con la definición de un electrón en el vacío, ya que los electrones "libres" en un cristal se encuentran bajo la acción de un complejo campo eléctrico formado por los iones de la red y los electrones de valencia de los átomos vecinos.

Cuando un electrón es liberado de su órbita, el cristal adquiere dos formas de conducir corriente eléctrica:

-El electrón "libre" moviéndose bajo la acción de un campo eléctrico.

-Los electrones de las órbitas adyacentes moviéndose hacia la posición vacante del enlace (movimiento de los huecos).

Cuando se aplica un campo eléctrico externo al cristal, aparte del movimiento caótico, el electrón "libre" adquirirá un movimiento directo en contra del campo eléctrico. El campo eléctrico externo tampoco detiene el movimiento caótico del hueco, solamente añade una componente en dirección del campo aplicado a su movimiento caótico. La velocidad de los huecos y electrones no es la misma aún bajo la influencia del mismo campo eléctrico. En general, bajo un mismo campo eléctrico un hueco se mueve más lento que un electrón.

Una forma de cambiar las características eléctricas de los semiconductores es añadir impurezas a la red formada por sus átomos. A este proceso de añadir impurezas se le llama *dopar* el sistema. Cuando se dopa un material semiconductor se le denomina *material extrínseco*. La tecnología de los dispositivos semiconductores utiliza dos tipos de materiales extrínsecos: tipo *p* y tipo *n*.

Un material tipo *n* se forma, por ejemplo, dopando a la red de silicio con átomos que tengan cinco electrones de valencia como el antimonio, el arsénico y el fósforo. En la figura 1.2.2 (a) se muestra la red de silicio dopada con antimonio. En los enlaces del antimonio con los átomos de silicio vecinos existe un electrón de sobra. Este electrón puede moverse con cierta libertad dentro de la red cristalina. Debido a que los átomos de impurezas donan un átomo a la red, se les conoce como *átomos donadores*.

Para poder formar un material tipo *p*, es necesario dopar, por ejemplo, a un cristal de silicio con átomos que tengan tres electrones de valencia como el boro, el galio y el indio. En la figura 1.2.2 (b) se muestra un ejemplo de una red de silicio dopada con boro. Debido a que la impureza de boro tiene sólo tres electrones de valencia, no se puede completar un enlace. La vacante que resulta es un hueco. Debido a que las vacantes resultantes aceptarán un electrón libre, las impurezas con tres electrones de valencia en una red de silicio reciben el nombre de *átomos aceptores*.

En una red de silicio o germanio, el número de electrones libres se debe a los electrones de valencia que adquirieron la suficiente energía, mediante fuentes térmicas o luminosas, para poder romper el enlace covalente. En un material tipo *n*, los únicos huecos existentes son aquellos que se formaron, antes de dopar el material, por las circunstancias mencionadas. Como resultado se tiene un número mucho mayor de electrones que de huecos, por lo que a los electrones se les denomina *portadores mayoritarios* y a los huecos *portadores minoritarios*. Para un material tipo *p*, los huecos son los portadores mayoritarios y los electrones los minoritarios.

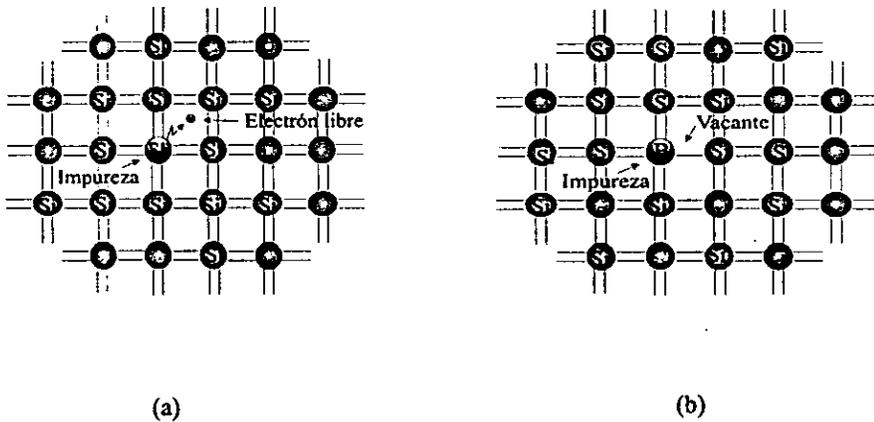


Figura 1.2.2 Representación planar de la red cristalina de un material tipo *n* (a).
Representación planar de la red cristalina de un material tipo *p* (b).

El semiconductor es una sustancia cristalina que tiene una estructura de bandas de energía en la que una banda de estados electrónicos, completamente llena a la temperatura cero, se separa de otra que está totalmente vacía al cero absoluto, por medio del gap o brecha energética. Esta estructura de bandas se esquematiza en la figura 1.2.3. En el cero absoluto, el semiconductor es un aislante perfecto, ya que no cuenta con bandas parcialmente llenas. Sin embargo, a temperaturas más altas, algunos electrones de la banda de valencia pueden adquirir la suficiente energía térmica aleatoria para excitarse a través del gap con el fin de convertirse en electrones de conducción en la banda de conducción que hasta entonces estaba vacía. Los estados vacíos que quedan en la banda inferior o de valencia pueden contribuir también a la conductividad comportándose como huecos. Es evidente que el número de electrones de conducción y el número de huecos debe elevarse al incrementar la temperatura y, por lo tanto, la conductividad eléctrica también aumenta al subir la temperatura.

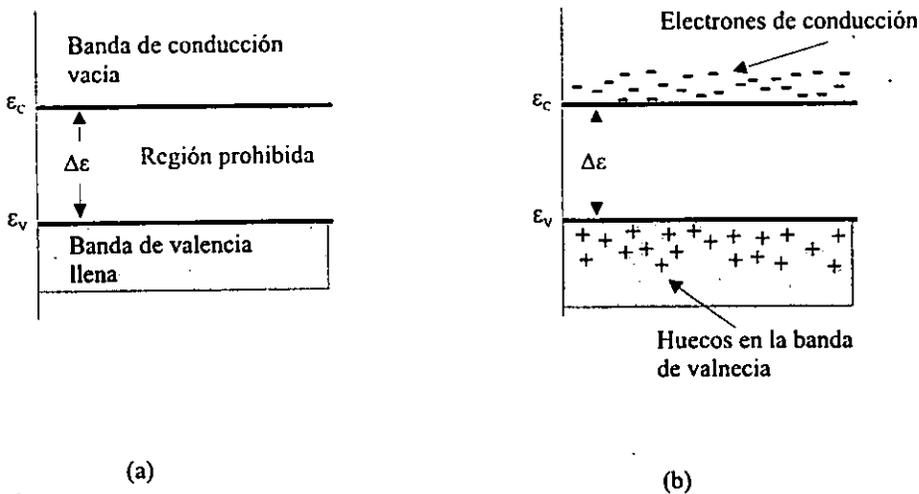


Figura 1.2.3 Estructura de bandas de un semiconductor a 0 K (a) y a temperatura ambiente

(b)

El mecanismo físico de la conducción por electrones y huecos en semiconductores covalentes, tales como el germanio y el silicio, se puede entender con mayor claridad en la figura 1.2.4. En esta figura se muestra una gráfica de la estructura calculada de bandas de energía en función del espaciamiento interatómico. Cuando N átomos aislados se combinan en un cristal, los niveles atómicos (zonas permitidas en los átomos donde puede haber electrones) interactúan y forman bandas de energía; conforme el espaciamiento interatómico disminuye, estas bandas se hacen cada vez más anchas y terminan por superponerse. Cuando la distancia interatómica se hace más pequeña todavía, el continuo de lo que originalmente eran los niveles atómicos se divide una vez más en dos bandas, cada una de las cuales cuenta ahora precisamente con $4N$ estados. A la distancia interatómica de equilibrio a , estas bandas están separadas por un gap cuya anchura es $\Delta\epsilon$. Este gap tiene, en condiciones normales, una anchura de 1.2 eV en el silicio y 0.7 eV en el germanio. Debido a la expansión térmica de la red, esta brecha energética tiene una ligera dependencia en función de la temperatura. También es obvio que $\Delta\epsilon$ es función de la presión, haciéndose mayor conforme se reduce el espacio interatómico mediante la aplicación de presión.

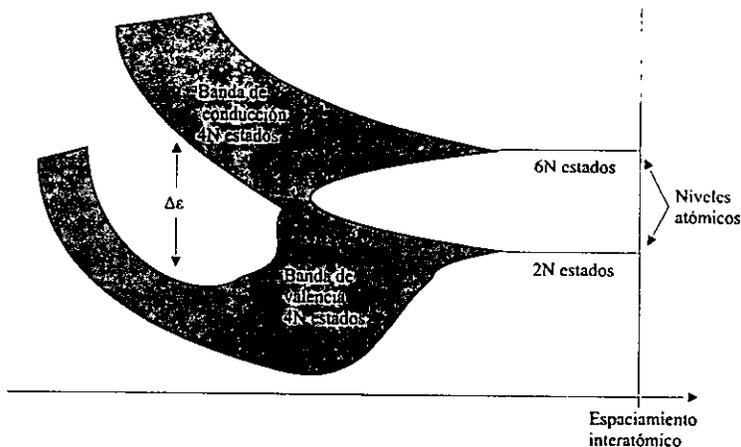
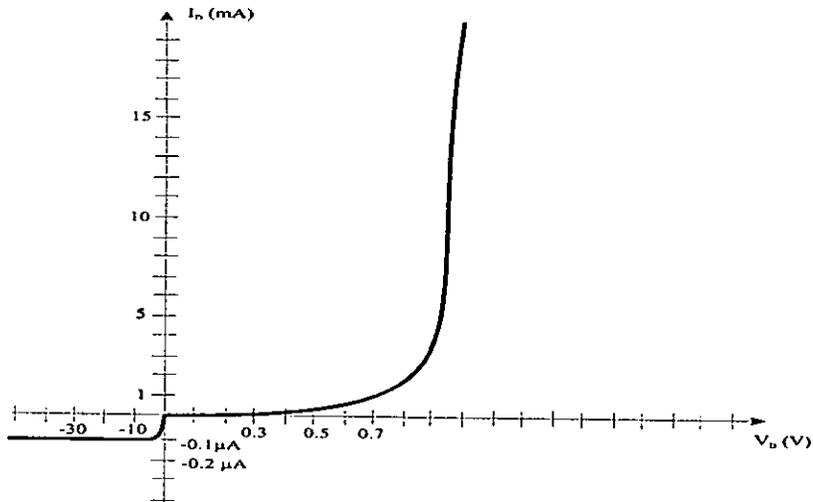


Figura 1.2.4 Estructura de bandas en función del espaciamiento.

1.2.2 Unión $p-n$.

La operación de la mayoría de los dispositivos de estado sólido depende de las propiedades de una o más uniones $p-n$. Una unión $p-n$, o *diodo semiconductor*, se forma juntando dos regiones semiconductoras, una tipo p y una tipo n . En el momento en que los dos materiales se unen, los electrones y los huecos en la región de la unión se combinan, dando como resultado una carencia de portadores en la región de unión o barrera. Debido a la unión de estos dos materiales, existirá un flujo de los portadores mayoritarios de cada una de las regiones hacia la región opuesta, por lo que el flujo neto de corriente será nulo.

Un material semiconductor tipo p o tipo n es puramente resistivo; esto quiere decir que al invertir la polaridad de la batería conectada al material, solamente se invierte la dirección del flujo de la corriente y no se afecta la magnitud de ésta. En contraste, un material semiconductor con una unión $p-n$ tiene propiedades de rectificación. Cuando la terminal positiva de la batería se conecta del lado del material tipo p y la terminal negativa del lado del tipo n , los electrones libres en el material tipo n son atraídos por la terminal positiva y los huecos del material tipo p son atraídos en la dirección de la terminal negativa como se muestra en la figura 1.2.5 (a). Cuando una unión $p-n$ se conecta de esta forma se dice que está *polarizada en directa*. Al aumentar el voltaje de polarización, los electrones del material n son repelidos por la fuente hacia la barrera al igual que los huecos del material tipo p , haciendo que el ancho de la barrera se reduzca. Cuando el voltaje aplicado alcanza un valor mayor a un voltaje característico, llamado voltaje de umbral, el grosor de la barrera disminuye tanto que los electrones pueden pasar a través de ella provocando un incremento exponencial en la corriente.



Gráfica de las características de un diodo semiconductor de silicio.

Figura 1.2.5 Representación gráfica de un diodo polarizado en directa (a), en inversa (b), y gráfica de su comportamiento.

Si los contactos de la batería se intercambian, los huecos del material tipo p se alejan de la unión debido a la terminal negativa conectada a esa región, los electrones en el material tipo n también se alejan de la unión debido a la terminal positiva conectada a la región tipo n , por lo tanto, no hay flujo de corriente a través de la unión. A este tipo de conexión se le conoce como *polarización en inversa* y no habrá flujo de corriente aún cuando se apliquen voltajes grandes debido a que la barrera se ensancha. Esta situación se muestra en la figura 1.2.5 (b). En la práctica, existe una pequeña corriente de fuga debida a los electrones libres

y huecos que se generan cerca de la unión debido a la energía térmica. Estas características del diodo se muestran en la gráfica de la figura 1.2.5.

Un punto importante a observar es que cuando existe un flujo de corriente en una unión $p-n$ los electrones fluyen al material tipo p , en el cuál el número de electrones libres es muy pequeño, y solo algunos huecos fluyen al material tipo n . Se dice que los electrones son inyectados a través de la unión $p-n$ al material tipo p . Es esta situación la que permite la operación de un transistor bipolar.

1.2.3 El transistor.

El transistor es un componente activo capaz de amplificar produciendo una señal de salida con mas potencia que la señal de entrada. La potencia adicional se obtiene de una fuente de potencia externa. El transistor es el ingrediente esencial de cada circuito electrónico. Los circuitos integrados, que han reemplazado a los circuitos construidos con transistores discretos, son arreglos de transistores y otros componentes construidos en un simple circuito integrado de materiales semiconductores.

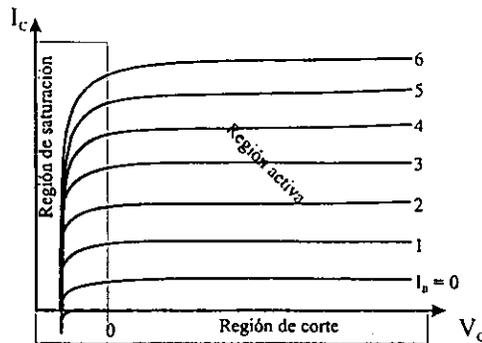
Existen dos tipos de transistores, los *TBJ* (Transistores bipolares de juntura) y los *FET*, de las siglas en inglés Field Effect Transistor (Transistores de efecto de campo). Los *TBJ* pueden ser hechos de uniones tipo npn o pnp. Para los *FET*'s existen dos tipos de polarización, *FET de canal n* (conducción por electrones) y *FET de canal p* (conducción por huecos). Los *FET* pueden ser construidos con dos tipos diferentes de compuerta: *JFET*'s, de las siglas en inglés Junction FET (FET de unión), y *MOSFET*; de las siglas en inglés Metal Oxide Semiconductor FET (metal óxido semiconductor FET), y con dos tipos de dopaje de los canales. La impedancia característica de entrada de un *FET* es de $10^{14} \Omega$ o mayor.

El conjunto de características de salida de un transistor tiene tres regiones básicas de interés: la *región activa*, la *de corte* y la *de saturación*. La región activa es la región empleada normalmente para amplificadores lineales (sin distorsión). La región de corte se

define como aquella región donde no hay corriente de colector. La región de saturación se define como la región de las características a la izquierda de $V_{cb} = 0$. Las regiones de corte y saturación son las que se utilizan cuando el transistor se aplica como dispositivo digital

1.2.4 Transistor *npn*.

Un transistor de unión está formado por dos uniones *p-n* separados por una pequeña región del orden de 0.1 mm. En la figura 1.2.6 se muestra un transistor *npn* con los voltajes de operación indicados y con su simbología. A la primera región tipo *n* se le conoce como emisor por que emite o inyecta electrones a la región del centro, tipo *p*, que se le llama base. La segunda región tipo *n* recibe el nombre de colector ya que colecta o atrae a los electrones que están en la región de la base.



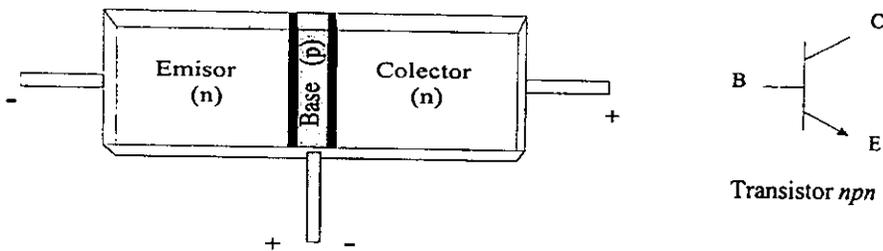


Figura 1.2.6 Regiones del transistor, su esquema y su símbolo.

El funcionamiento del transistor consiste en polarizar la unión del colector con un voltaje grande y en inversa, evitando un flujo de corriente a través de esa unión (sin tomar en cuenta la otra unión). Si la unión del emisor se polariza en directa, los electrones del emisor son inyectados a la región de la base. Si no hubiera un voltaje en inversa aplicado a la unión del colector, los electrones fluirían por la base hacia afuera del dispositivo; pero con el colector polarizado en inversa, tan pronto como los electrones que están en la base fluyen cerca de la región de colector son atraídos por el potencial positivo de esa región. La mayoría de la corriente que cruza la unión del emisor continúa a través de la unión de colector. La corriente a través de la unión del emisor se produce por un pequeño voltaje en directa aplicado a la misma (0.7 v para los de silicio y 0.3 v para los de germanio). Como esa misma corriente es la que fluye por el circuito del colector, que está polarizado con un voltaje alto, se produce una amplificación de potencia.

De los electrones que son inyectados a través de la unión de emisor, algunos de ellos ocupan algunos de los agujeros que existen en el material tipo *p*. Debido a esto, la corriente eléctrica que cruza la unión de colector será ligeramente menor que la corriente de emisor. La razón entre la corriente de colector entre la de emisor (I_C/I_E) se llama *razón de transferencia de corriente* y se designa con el símbolo α . Un valor típico para α es de 0.98.

Una corriente igual a la diferencia entre la corriente de emisor y la de colector fluye por los contactos de la región de la base, por lo que: $I_E = I_C + I_B$. Con $\alpha = 0.98$, la corriente de la base, I_B , será solamente 0.02 veces la corriente del emisor, I_E .

En la descripción anterior, la corriente a través del colector es controlada por la corriente del emisor. A este tipo de arreglo se le conoce como base común, ya que la base es común a los circuitos de entrada y de salida. Un arreglo diferente es con la entrada conectada a la base y el emisor es común a la entrada y salida del circuito. Este tipo de arreglo se le conoce como emisor común. La corriente de colector es controlada por la corriente de la base, I_B , y la razón de la corriente de colector con la corriente de la base tiene un valor alto determinado por $\alpha/(1-\alpha)$. A esta relación se le conoce como *factor de amplificación* y se representa con el símbolo β . Como en el caso anterior, si $\alpha=0.98$, la razón de la corriente de colector entre la de la base es igual a 49. Esto significa que se obtiene una ganancia en la corriente de colector de 49 veces la corriente de base. Si el colector se conecta a un resistor de carga, la corriente de colector circula por dicha resistencia entregando una salida de voltaje por el colector, lo que resulta en una ganancia de voltaje.

1.2.5 Transistor *pnp*.

Un transistor *pnp* opera en una forma similar al *npn*. Hay dos puntos importantes que tener en cuenta en relación con el transistor *npn*. Primero, para polarizar la unión de emisor en directa, el emisor debe de ser positivo con respecto a la base y para polarizar la unión del colector en inversa, el colector debe de ser negativo con respecto a la base. Segundo, el emisor tipo *p* inyecta agujeros a la región tipo *n* de la base y son atraídos por el potencial negativo de la unión de colector polarizada en inversa. El símbolo del transistor *npn* es igual al del *pnp*, solo que la flecha se dibuja en sentido contrario.

1.2.6 FET

La principal diferencia entre un FET y un TBJ, es que los TBJ son dispositivos controlados por corriente, mientras que los FET son dispositivos controlados por voltaje. En un FET, la conducción a través del dispositivo (la conducción por el canal), es controlada por un campo eléctrico producto de un voltaje aplicado a la compuerta. Como no hay una unión física entre la compuerta y el canal, no hay flujo de corriente de la compuerta hacia el canal; esta es la ventaja más importante del FET sobre el TBJ. Otra ventaja muy importante de los FET contra los TBJ, es que éstos presentan una impedancia de entrada muy grande, del orden de $10^{14} \Omega$.

En un MOSFET (Metal-Oxide Semiconductor FET) la región de la compuerta está separada del canal de conducción por una capa delgada de SiO_2 crecida sobre el canal. El canal, que puede ser de metal o silicio dopado, está realmente aislado del circuito drenaje-fuente, con resistencias características mayores de $10^{14} \Omega$. La compuerta afecta la conducción del canal puramente por su campo eléctrico. La polaridad relativa a la fuente puede oscilar sin ninguna corriente de compuerta fluyendo. El esquema de un MOSFET se muestra en la figura 1.2.7 (b).

En un JFET la compuerta forma una unión semiconductor con el canal. Esto tiene como consecuencia que la compuerta de un JFET no debe de ser polarizado en directa con respecto al canal para prevenir corrientes de la compuerta. Como se muestra en la figura 1.2.7 (a), cuando el voltaje de compuerta-fuente (V_{GS}) es cero y el voltaje drenaje fuente (V_{DS}) es positivo, los electrones son atraídos por la terminal de drenaje, estableciendo una corriente, I_D , en la dirección indicada en la figura. Se puede observar también que las corrientes de fuente y drenaje son iguales ($I_D=I_S$).

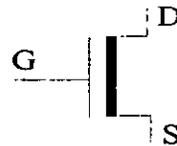
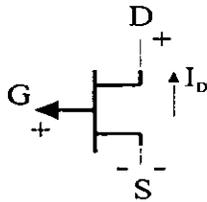
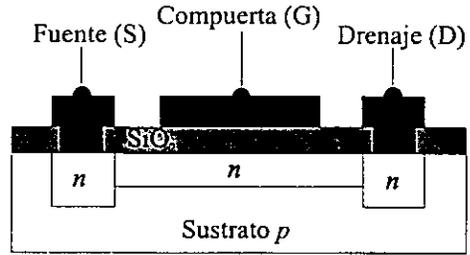
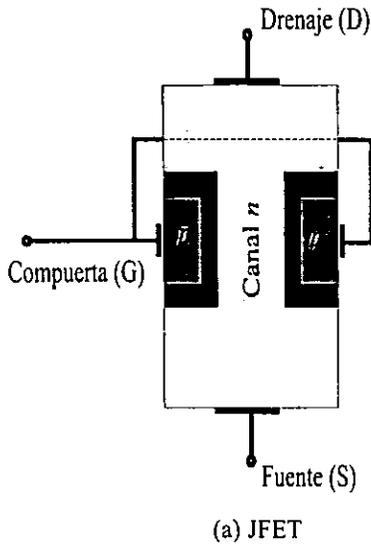


Figura 1.2.7 Esquema de un transistor JFET (a) y un MOSFET (b) junto con sus símbolos.

1.2.7 El transistor como dispositivo binario.

Para realizar funciones lógicas se necesita un dispositivo que pueda cambiar entre dos estados estables de conducción eléctrica. El transistor puede ser usado como un "switch"

electrónico haciendo un arreglo similar al de la figura 1.2.8 (c). En la figura 1.2.8 (b) se muestra una gráfica de corriente contra voltaje del colector junto con la línea de carga que inicia con el valor del voltaje de la fuente de voltaje, V_{CC} , y continúa con una pendiente igual al valor del resistor de carga, R_L . La intersección de la línea de carga en el eje de la corriente indica el valor de la corriente que fluiría por el resistor si la unión base-colector del transistor fuera cortocircuitada. Si $V_B=0$ no habrá corriente de base, por lo que tampoco habrá flujo de corriente a través del resistor de carga, no habrá caída de voltaje en el resistor de carga y el potencial del colector será aproximadamente igual al valor de la fuente de voltaje V_{CC} . Este es el punto A en la línea de carga y se dice que el transistor está en corte. Si V_B es positivo y grande, hay un flujo de corriente en la base y por ende, en el colector, lo que produce una caída de potencial en R_L . El voltaje de colector, V_C , disminuye sobre la línea de carga mientras la corriente de colector aumenta. Eventualmente, si el voltaje de la base disminuye lo suficiente se alcanza el punto B de la gráfica. El voltaje del colector es casi cero y se dice que el transistor está saturado. La operación se puede representar también con una gráfica del voltaje de colector (el voltaje de salida) contra el voltaje de la base (el voltaje de entrada) como la mostrada en la figura 1.2.8 (a). Los puntos A y B son los mismos de la gráfica anterior. Si el voltaje de la base se cambia de un valor bajo, X, a un valor positivo lo suficientemente grande, Y, el voltaje del colector cambiará de un voltaje alto, V_{CC} , a un valor bajo llamado voltaje de colector-emisor de saturación, $V_{CE(SAT)}$, que es el voltaje de colector-emisor cuando el transistor está saturado. Por lo tanto, el transistor puede, dependiendo de la señal de base en este caso, encontrarse en cualquiera de dos estados electrónicos estables. Cuando el voltaje de salida del transistor es casi cero se le llama estado lógico 0 y cuando el voltaje es casi el voltaje de polarización se le llama estado lógico 1.

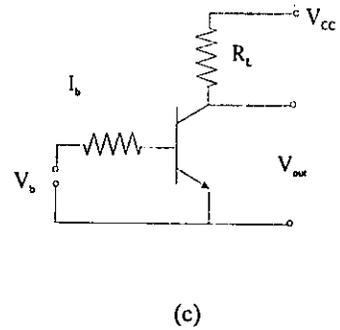
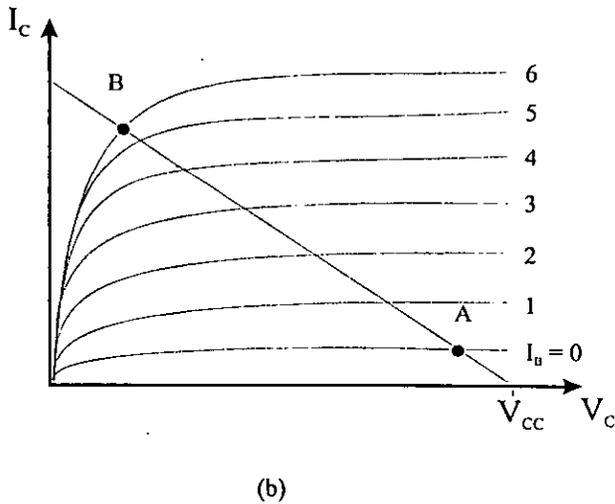
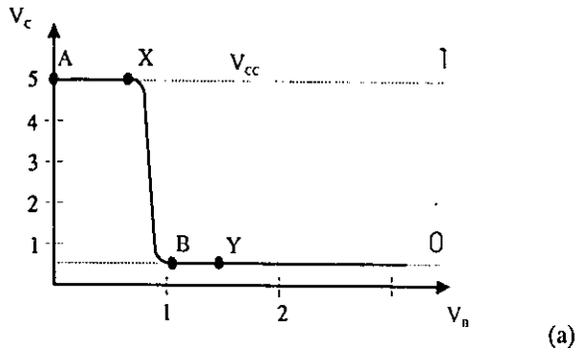


Figura 1.2.8 Gráficas de la transición de un estado lógico a otro de un transistor, (a) y (b). Circuito digital construido con un transistor (c).

Una característica importante que se puede observar en esta gráfica es que los valores de la base (entrada) en X y Y pueden variar sin provocar un cambio en el voltaje de salida, por lo que el transistor entrega un voltaje de salida estable en ambos casos.

1.2.8 Sistemas digitales.

La electrónica digital utiliza una señal electrónica para representar solamente un bit de información. Esta representación se utiliza debido a que si se usara la misma señal como cantidad analógica para representar varios bits de información, cada vez que se pasara esta señal a través de un número de elementos de cómputo, cada elemento introduciría ruido y distorsión a dicha señal. Después de pasar por varios elementos analógicos una señal se degrada tanto que pierde el contenido de la información original. Cuando la representación digital de la información se utiliza, la información puede "pasar" por una secuencia indefinida de circuitos electrónicos digitales sin presentar pérdidas de información o acumulación de errores. Cuando se conectan una serie de circuitos lógicos en cascada con una extensión indefinida, el nivel lógico de la señal debe de ser restablecido en cada etapa.

En un proceso de cómputo, los datos deben de ser representados por alguna cantidad física en una estructura física, como la carga de un capacitor o el flujo magnético en un anillo superconductor. Estas cantidades físicas deben de ser almacenadas, sensadas y combinadas lógicamente por los dispositivos elementales de cualquier tecnología con la que se construya el sistema de cómputo. En cualquier punto en la evolución de una tecnología en específico, aún los dispositivos lógicos más pequeños tienen una extensión física definida, requieren cierto tiempo mínimo para llevar a cabo su función y disipan una cierta cantidad de energía durante la transición de un estado lógico a otro. Desde el punto de vista del sistema, estas cantidades son las que influyen en el costo de una operación de cómputo.

Dependiendo de la familia lógica los niveles lógicos y características de transición de un estado estable a otro normalmente son asociados con funciones de transferencia de los circuitos lógicos relacionando voltajes o corrientes. Sin embargo, independientemente de la familia lógica, la señal que representa la información es almacenada como energía. Concerniente a una familia lógica, la energía almacenada por bit es escalada según el tamaño físico del dispositivo de entrada: grandes dispositivos de entrada requieren una

cantidad grande de energía con el fin de realizar su función, mientras que pequeños dispositivos requieren solamente una pequeña cantidad de energía.

En los sistemas digitales, se entiende como *tiempo de retardo*, τ_d , al lapso de tiempo que existe entre la aplicación de una señal escalón de entrada al dispositivo y el tiempo en que la corriente de salida toma el 10% de su valor final. Esta cantidad esta limitada por el tiempo de la unión del dispositivo lógico (transistor).

El *tiempo de subida*, τ_r , se define como el tiempo requerido por la corriente para aumentar del 10% al 90% de su valor final. Este tiempo es afectado por la resistencia y la carga de la unión del dispositivo lógico.

1.2.9 Circuito inversor.

El circuito inversor es uno de los circuitos utilizados ampliamente en los sistemas digitales. Este circuito básico se utiliza principalmente como interruptor para aplicaciones de control y cómputo. El nombre de inversor se debe a que el voltaje de salida, V_c , es opuesto al voltaje que se aplica a la base o terminal de entrada. Un circuito inversor básico se muestra en la figura 1.2.8 (c). Su funcionamiento se encuentra descrito en el tema de: el transistor como dispositivo digital.

1.2.10 El flip-flop.

Para algunas aplicaciones es necesario mantener la salida en un estado estable dado sin que esté presente una señal en la entrada del dispositivo. Los circuitos *flip-flop* se utilizan en estas situaciones. Por su capacidad de poder mantener uno de dos estados estables, los

flip-flops se consideran como circuitos capaces de almacenar un bit de información, por lo que se dice que el flip-flop es un dispositivo de memoria básico.

En la figura 1.2.9 se muestra un circuito básico flip-flop. Consiste de dos etapas inversoras conectadas entre sí por la base y el colector. Esta conexión se hace de la base del transistor T_1 , al colector del transistor T_2 , y de la base de T_2 al colector de T_1 . Si el transistor T_1 no tiene voltaje en la base y como señal de entrada se presenta una señal positiva, el transistor se satura y el voltaje de colector es casi cero (estado 0). Como el colector está conectado a la base del transistor T_2 , este último entra en corte, por lo que el voltaje en el colector se mantiene alto (V_{CC} menos la caída de potencial en el resistor de colector, R_C). El colector de T_2 se conecta de regreso a la base de T_1 , por lo que ésta se mantendrá en un nivel alto aún cuando la señal de entrada no esté presente. El circuito puede regresarse a su estado original aplicando un pulso positivo a la base de T_2 .

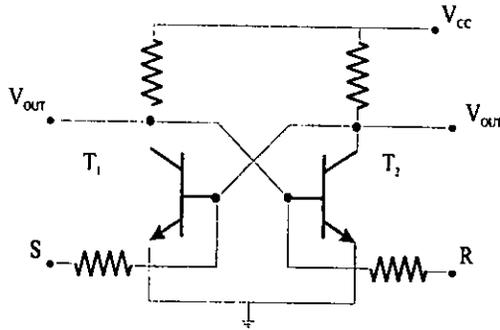


Figura 1.2.9 Circuito flip-flop

Existen diferentes circuitos para construir los flip-flop's. Existen también diferentes tipos de flip-flop como el RS, JK, T, D, pero el tipo D es el más utilizado para los dispositivos de memoria. El flip-flop tipo D se caracteriza por tener solamente una entrada para los datos, el dato almacenado por el dispositivo es el dato que se coloca en la entrada de éste.

1.2.11 Compuertas lógicas.

Con lo referente a los sistemas digitales, es posible realizar operaciones con las señales binarias. Al álgebra que rige estas operaciones se le conoce como álgebra de Boole. Las propiedades elementales del álgebra de Boole son las siguientes:

$$x \cdot 0 = 0$$

$$x + 1 = 1$$

El complemento de 0 (0) es 1 y el complemento de (1) es 0.

$$x + x = x$$

$$x \cdot x = x$$

$$x + \bar{x} = 1$$

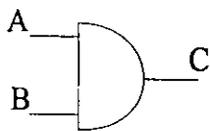
$$x \cdot \bar{x} = 0$$

donde x es cualquier número binario.

Las compuertas lógicas son los dispositivos físicos que “materializan” a una función booleana. Para la implementación de dichas funciones en hardware, se tienen compuertas AND, OR, NAND, NOR, EXOR y EXNOR. Estas compuertas son construidas con circuitos de transistores.

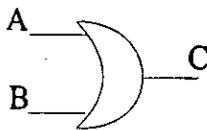
En la siguiente relación, se presenta la simbología de cada compuerta junto con su función. Las letras A y B representan el valor posible de las entradas lógicas al dispositivo, mientras que la letra C denota la salida lógica o resultado de la operación.

Compuerta AND



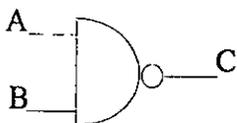
A	B	C
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Compuerta OR



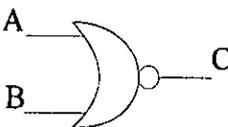
A	B	C
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

Compuerta NAND



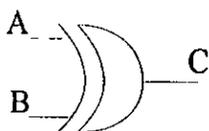
A	B	C
0	0	1
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Compuerta NOR



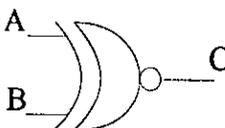
A	B	C
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	0

Compuerta XOR



A	B	C
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Compuerta XNOR



A	B	C
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	1

1.2.12 Memorias RAM, ROM y EPROM.

Los sistemas utilizados para almacenar grandes cantidades de información están conformados por un número n de celdas de memoria electrónicas. Una *celda de memoria* electrónica es un dispositivo capaz de almacenar la cantidad mínima de información, un bit.

Como cada celda puede almacenar un bit de información, la capacidad de almacenamiento de una memoria está relacionado directamente con el número n de celdas. Las celdas de memoria electrónicas generalmente se agrupan en arreglos tales que cada celda tenga asignada una dirección individual digital.

Generalmente, se acostumbra dividir a las memorias en tres categorías: ROM, de las siglas en inglés Read Only Memory (memoria de solo lectura); RAM, de las siglas en inglés Random Access Memory (memoria de acceso aleatorio); EPROM de las siglas en inglés Electric Programmable ROM (ROM programable eléctricamente) y algunas veces las EEPROM de las siglas en inglés Electric Erase Programmable ROM (ROM eléctricamente programable y borrrable) se clasifican como una categoría más o dentro de la categoría de las EPROM.

Una ROM es un circuito combinacional que tiene n líneas de entrada y b líneas de salida. Un circuito combinacional es aquél en el que los datos de la salida dependen exclusivamente de la señal de entrada. Las entradas de la ROM se llaman entradas de dirección y las salidas se conocen como salidas de datos, ya que cada "dirección" de la memoria tiene un dato almacenado. Una ROM "almacena" la *tabla de verdad* (los valores de la salida para cada posible combinación de los valores de entrada) de una función lógica de n entradas y b salidas.

En una ROM los datos son almacenados durante la fabricación del circuito integrado usando un proceso llamado "máscara". Los datos almacenados en una ROM pueden ser accedados rápidamente por la computadora o microprocesador en cualquier momento. La información en una ROM es retenida aún cuando se deja de suministrar potencia al circuito. Los circuitos ROM son comúnmente usados para proveer a las computadoras con programas residentes y funciones clave de operación necesarias para iniciar el sistema operativo de la computadora.

Debido a que una ROM es un circuito combinacional, no es una memoria del todo. En términos de operación de circuitos digitales, se puede tratar a una ROM como cualquier elemento lógico combinacional. Sin embargo, se puede pensar en almacenar información en la ROM en el momento en que ésta es construida o programada (máscara).

En la figura 1.2.10 se muestra la estructura de una ROM. El decodificador se encarga de distinguir exclusivamente una de sus salidas dependiendo del dato de entrada, o bien, de la dirección que se haya seleccionado. El número de salidas de un decodificador es igual a 2^e , donde e es el número de entradas. Cada salida del decodificador es llamada *línea de palabra* debido a que selecciona una fila o palabra de la tabla almacenada en la ROM. Cada línea vertical es llamada *línea de bit* ya que cada una corresponde a un bit de salida de la ROM. Cada intersección entre una línea de palabra y una de bit corresponde a un bit de memoria. Si un diodo está presente, se almacena un 1, de otra forma, el dato almacenado es un cero.

La RAM tiene las mismas características que una ROM, sólo que en este tipo de memorias se puede escribir información en cada celda de memoria, esto es, tienen una línea para entrada de datos. La información almacenada en una RAM es fácilmente accesada, pero se pierde cuando se deja de suministrar potencia al circuito. Las RAM son circuitos secuenciales ya que los datos de salida del sistema dependen tanto de los datos de la entrada como del dato almacenado en el dispositivo. Las RAM son el tipo de memoria más abundante encontrado en las computadoras y es usada extensivamente durante la ejecución de un programa.

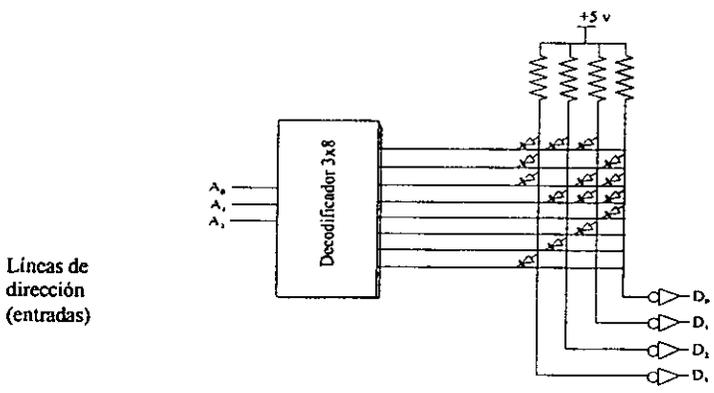


Figura 1.2.10 Estructura de una ROM

Para poder almacenar un dato en una RAM es necesario especificar la dirección en donde almacenar el dato, por lo que es necesario tener una línea de datos y una de direcciones para saber qué y en dónde almacenar la información. Como cada dato almacenado ocupa una cierta localidad, cuando se quiere leer un dato es necesario indicar la dirección de la localidad en la que se encuentra.

Existen dos tipos de RAM, las RAM estáticas y las RAM dinámicas. Las SRAM, de las siglas en inglés Static RAM, tienen una entrada de habilitación de lectura (\overline{WE}), donde el símbolo ($\overline{}$) implica una operación negada. Cuando \overline{WE} es seleccionado, los datos colocados en las líneas de datos son escritos en la locación de la memoria seleccionada.

Cada bit de memoria se almacena en un dispositivo llamado celda de memoria como el de la figura 1.2.11. El medio de almacenamiento en cada celda es un flip-flop tipo D. Cuando la entrada \overline{SEL} es acertada, el dato almacenado en la celda es colocado en la salida, la cuál está conectada a una línea de bits. Cuando \overline{SEL} y \overline{WR} son acertadas el dispositivo esta abierto y un nuevo bit se puede almacenar.

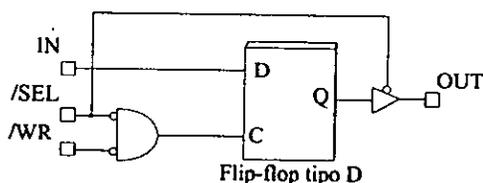


Figura 1.2.11 Celda de una SRAM.

Una de las desventajas de las SRAM's es que utilizan un circuito flip-flop completo para almacenar un bit de información, lo que impide poder disminuir el tamaño del dispositivo

físico. Debido a la necesidad de empaquetar más circuitos en un solo circuito integrado se crearon las RAM dinámicas (DRAM).

La celda de la DRAM emplea únicamente un transistor, pero como no es posible construir un elemento biestable con solamente un transistor, se utiliza un capacitor para almacenar la información. Este capacitor es accesado mediante un transistor MOS. La celda que se muestra en la figura 1.2.12 es accesada colocando en la línea de datos un voltaje alto. Para almacenar un 1, un voltaje alto se suministra en la línea de bit, que carga al capacitor a través del transistor encendido. Para almacenar un 0, un voltaje bajo en la línea de bit descarga al capacitor. Para leer el dato almacenado en una celda, la línea de bit es precargada con un voltaje intermedio, entre alto y bajo, y la línea de palabra es hecha alta. Dependiendo del voltaje del capacitor, la línea de bit precargada es ligeramente más alta o ligeramente más baja. Un amplificador de sensado detecta este cambio reportando un 1 o un 0. La lectura de una celda destruye el voltaje original almacenado en el capacitor, por lo que el dato leído debe de ser escrito nuevamente en la celda después de leerlo.

Debido a su alta densidad de empaquetamiento y relativamente bajo consumo de potencia, las DRAM son ampliamente usadas en sistemas de cómputo. La principal desventaja de las DRAM es la complejidad de la circuitería para leer, escribir y refrescar los datos.

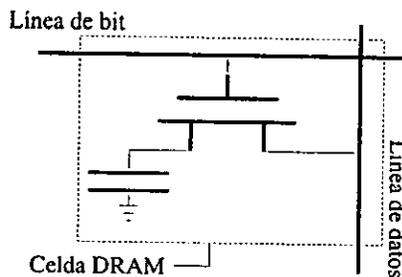


Figura 1.2.12 Celda de una DRAM

Las EPROM proveen un medio con el cuál la información almacenada permanece aún después de que se ha dejado de suministrar potencia al circuito. A diferencia de la ROM, la información en una EPROM es almacenada eléctrica y no físicamente y puede ser borrada aplicando luz ultravioleta (UV) a la superficie del circuito integrado. Las EPROM son usadas ampliamente en el desarrollo de prototipos de microprocesadores y sistemas de cómputo. Los circuitos EPROM son más caros por unidad que los circuitos ROM de similar densidad producidos en serie, pero la facilidad de cambiar la información almacenada los hace invaluable para el diseño digital.

La información de las EEPROM (o E²PROM) también puede ser grabada o borrada, solo que para borrar la información se utilizan señales eléctricas y no luz UV. Obviamente éstos circuitos son más caros que las EPROM, pero el proceso de borrado y grabado es mucho más rápido.

La estructura de una memoria EPROM se muestra en la figura 1.2.13. Dos niveles de polisilicio forman una compuerta doble. La compuerta 1 es una compuerta flotante ya que no tiene contactos eléctricos. La compuerta 2 se utiliza como selección de la célula, teniendo la misión de una compuerta simple de una celda MOS. También se muestra un circuito simbólico.

El funcionamiento de esta EPROM estriba en la capacidad de almacenar cargas en la compuerta flotante. Suponiendo que inicialmente no existe carga en la compuerta flotante, ni en la compuerta 2, el drenaje y la fuente están en potencial cero y, como consecuencia, el potencial de la compuerta 1 es cero volts. Si se incrementa el voltaje de la compuerta 2, en la compuerta 1 también aumenta el voltaje, pero con una relación menor determinada por el divisor $C_2 - C_1$. Sin embargo, cuando la compuerta 2 alcanza un voltaje suficientemente elevado, la compuerta flotante queda cargada y se forma el canal.

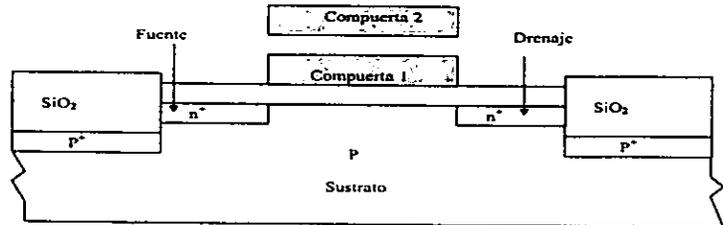
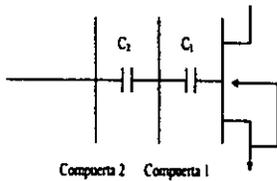


Figura 1.2.13 Celda EPROM.

1.3 EFECTO JOSEPHSON Y MEMORIAS SUPERCONDUCTORAS.

1.3.1 Tunelaje.

El efecto Josephson fue presentado por Brian Josephson en 1962 y confirmado experimentalmente en 1963 por Anderson y Rowell. El efecto Josephson tiene una gran importancia para la construcción de dispositivos electrónicos hechos con materiales superconductores. Actualmente, las memorias superconductoras que se construyen utilizan el efecto Josephson como principal mecanismo para su operación. Se podría decir que el efecto Josephson es el análogo del efecto tunel en los semiconductores.

El término *tunelaje* se aplica cuando un electrón pasa a través de una región en la cuál el potencial es tal que una partícula clásica con la misma energía cinética no podría pasar. Para formar dicha barrera, es necesario tener dos electrodos separados por una pequeña distancia mediante un material aislante o simplemente el vacío. En mecánica cuántica, un

electrón que incida en dicha barrera tiene cierta probabilidad de atravesarla dependiendo del ancho, alto y forma de la barrera. Para que pueda existir o se pueda presentar un efecto túnel, se deben de cumplir las siguientes condiciones:

- La separación (barrera) entre los metales no debe de ser mayor comparada con la longitud de atenuación de la función de onda de tunelaje.

- La energía debe de conservarse en el proceso. Esto es, si son dos electrones los que "tunelean" uno gana tanta energía como el otro la pierde.

- Puede ocurrir tunelaje solamente si los estados a los cuales el electrón "tunelea" están desocupados (Principio de exclusión de Pauli).

Si se acercan dos superconductores idénticos dejando entre ellos una distancia aproximada de 30 amstrongs, cuasipartículas que se encuentran en un superconductor pueden "pasar" al otro superconductor por medio de efecto túnel (tunelaje de electrones). Si la distancia entre los superconductores se reduce hasta aproximadamente 10 amstrongs, es posible que también los pares de Cooper "pasen" de un superconductor a otro (efecto Josephson). La separación entre los superconductores para que se presente el efecto Josephson depende del material, de hecho, depende de la longitud de coherencia de los superconductores.

1.3.2 Tunelaje entre metales normales.

El tunelaje entre dos metales ocurre cuando se aplica una diferencia de potencial entre los conductores, ya que cuando ambos se encuentran al mismo potencial, como se ejemplifica en la figura 1.3.1. (a), las energías de Fermi están al mismo nivel y no existe estado desocupado alguno en ninguno de los dos a donde un electrón pueda "tunear". Al existir una diferencia de potencial, como en la figura 1.3.1. (b), el metal que tiene la polarización positiva disminuye su nivel de energía con respecto al otro, por lo que es posible que electrones en la banda de conducción del metal conectado a tierra "tuneleen" a los niveles vacíos del metal polarizado positivo. El número de niveles vacíos depende de la diferencia de potencial, por lo que la corriente también es proporcional a la polarización.

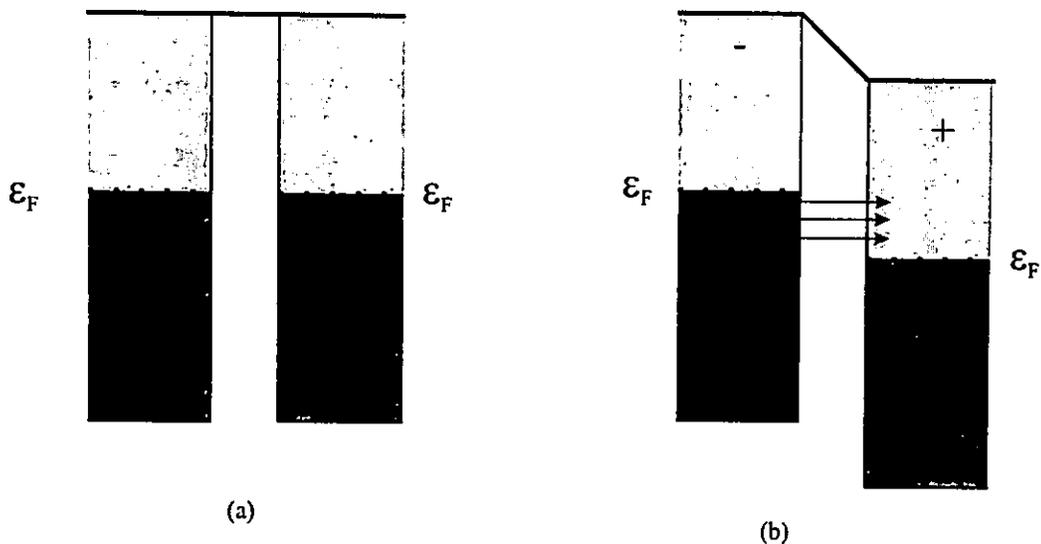


Figura 1.3.1. Representación de las energías de dos metales cuando (a) se encuentran al mismo potencial y (b) cuando se aplica una diferencia de potencial.

1.3.3 Tunelaje entre superconductores idénticos.

El diagrama del nivel de energía para dos superconductores a un mismo potencial idénticos se muestra en la figura 1.3.2 (a), donde se supone que la temperatura es diferente del cero absoluto por lo que los estados de cuasipartículas están parcialmente ocupados. Es posible que cuasipartículas tuneleen en cualquier dirección, ya que los estados a los cuales podrían tunear no están completamente ocupados, pero si se encuentran al mismo potencial, la corriente debido a las cuasiparticuals que tunelean de derecha a izquierda es la misma que la de izquierda a derecha, por lo que la corriente neta es cero. Si se aplica una diferencia de potencial, eV , entre los superconductores, como en la figura 1.3.2 (b), habrá un flujo neto de electrones de derecha a izquierda para el caso mostrado en la figura. Si V alcanza una magnitud igual a $2\Delta/e$, un electrón puede tunear del estado superconductor de

un superconductor para convertirse en una cuasipartícula en el estado normal del otro. Este caso se presenta como el rompimiento de un par de Cooper en la parte mas alta de los dos niveles de condensación, donde un electrón pasa a un nivel más alto como cuasipartícula en su propio estado excitado, mientras que el otro electrón cae al otro superconductor como cuasipartícula, como se muestra en la figura 1.3.2 (c).

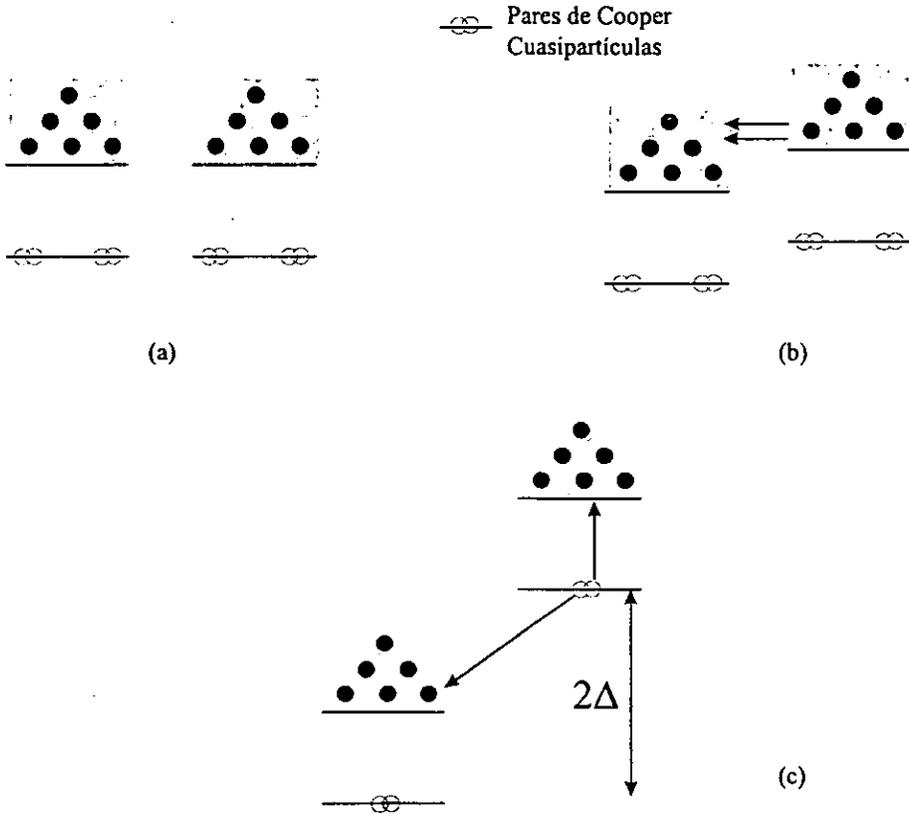


Figura 1.3.2 Tunelaje entre superconductores idénticos. (a) Al mismo potencial. (b) Si existe una diferencia de potencial menor que $2\Delta/e$. (c) Si la diferencia de potencial es menor o igual que $2\Delta/e$.

1.3.4 Efecto Josephson.

El *efecto Josephson* consiste en el paso de pares de Cooper de un superconductor a otro, separados por una barrera dieléctrica, sin que exista una diferencia de potencial entre éstos.

Cada superconductor tiene asociado una función de onda (función de onda de Ginzburg-Landau). En cada superconductor, la fase de dicha ecuación es la misma en cualquier punto dentro de éste. Cuando dos superconductores se acercan lo suficiente, separados únicamente por una barrera dieléctrica muy delgada, las funciones de onda penetran lo suficiente la barrera y pueden interactuar entre ellas. Esta situación se representa en la figura 1.3.3. Esta interacción da paso a que las fases se "enganchen" y los pares puedan pasar de un superconductor a otro sin pérdida de energía. La corriente que circula entre los dos superconductores (por la *unión o junta Josephson*) depende de la diferencia de fase que existe entre las funciones de onda de ambos superconductores y del valor de la corriente crítica de la unión, esto es:

$$I = I_c \sin \phi$$

donde ϕ es igual a $\phi_1 - \phi_2$ e I_c es el valor de la corriente crítica de la unión. En la región de la unión Josephson, se dice que la superconductividad se debilita porque los campos eléctricos y/o magnéticos pueden interactuar con la función de onda, lo que es imposible en un superconductor sin una unión Josephson debido a que el efecto Meissner y la conductividad perfecta impiden la presencia de estos campos dentro del material.

La diferencia de fases es fuertemente dependiente del campo eléctrico y del campo magnético. Esto se expresa como

$$\nabla^2 \phi = (2ed / \hbar_{\text{barra}}) (\mathbf{H} \times \mathbf{n})$$

donde "e" es la carga del electrón, " \hbar " la constante de Planck dividida entre 2π , "d" la distancia sobre la cuál penetra el campo magnético, "H" es el campo magnético y "n" un vector unitario.

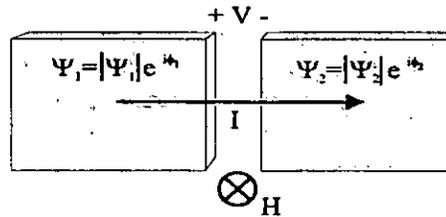


Figura 1.3.3 Representación del efecto Josephson

La relación de la fase con el voltaje se expresa como:

$$(d\phi / dt) = (2e / \hbar) V$$

donde "V" es el voltaje entre la unión y "t" es el tiempo.

Por lo tanto, para controlar la corriente que pasa por una unión Josephson, se puede modificar la unión Josephson separando la distancia entre los superconductores (entre otros cambios físicos a la unión) o aplicando un campo magnético o aplicando una corriente eléctrica mayor al valor de la corriente crítica de la unión. Estas son las principales propiedades de las juntas Josephson que se utilizan para construir los dispositivos electrónicos.

1.3.5 Arreglo en paralelo de uniones Josephson.

La mayoría de los circuitos electrónicos que utilizan uniones Josephson como mecanismo de operación, utilizan una o varias uniones colocadas a lo largo de un circuito cerrado superconductor. Para entender un poco el funcionamiento de estos arreglos, se considera el caso de dos uniones Josephson en paralelo tal como se muestra en la figura 1.3.4. Para este caso, el valor de la corriente crítica de cada una de las uniones Josephson es el mismo al igual que la inductancia de cada una de las ramas, por lo que la corriente en la rama uno es igual a la corriente en la rama dos. Para facilitar el análisis, se descarta el flujo magnético inducido por las corrientes en cada una de las ramas.

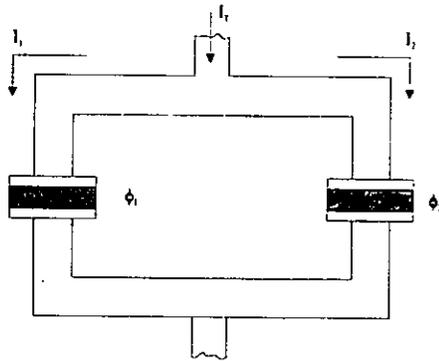


Figura 1.3.4 Arreglo en paralelo de dos uniones Josephson.

La expresión para calcular la diferencia de fase producida por la unión Josephson de la rama 2 en función de la diferencia de fase producida por la unión Josephson en la rama 1 y del flujo magnético aplicado se puede escribir como:

$$\phi_2 = \phi_1 - (2\pi\Phi_a / \Phi_0)$$

La corriente total que circula por el arreglo en paralelo es igual a:

$$I_T = I_1 + I_2 = I_{C1} \sin \phi_1 + I_{C2} \sin \phi_2$$

$$I_T = I_{C1} \sin \phi_1 + I_{C2} \sin (\phi_1 - (2\pi\Phi_a / \Phi_0))$$

Para obtener el valor de la corriente máxima que se puede aplicar al arreglo bajo la condición de cero voltaje, se obtiene maximizando la última ecuación en función de ϕ_1 :

$$I_{TC} = [(I_{C1} - I_{C2})^2 + 4I_{C1}I_{C2} \cos^2 (\pi\Phi_a / \Phi_0)]^{1/2}$$

Pero como se supone que los valores de la corriente crítica de las dos ramas son iguales:

$$I_{TC}(\Phi_a) = 2I_{C1} |(\cos (\pi\Phi_a / \Phi_0))|$$

Esta dependencia de la corriente crítica total con el campo magnético aplicado se muestra en la figura 1.3.5. En la figura 1.3.6 se explica con una forma gráfica el comportamiento de esta dependencia.

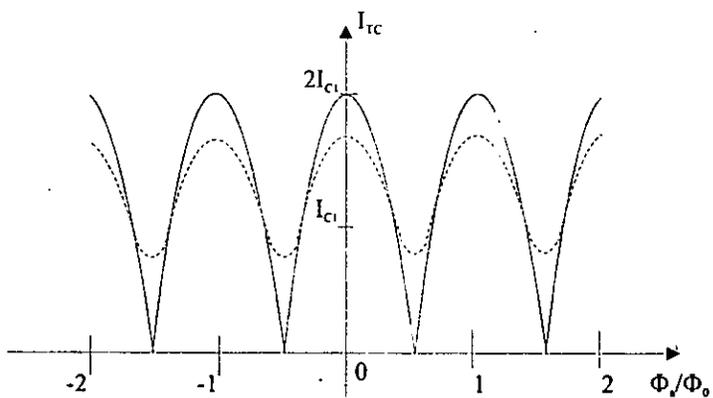


Figura 1.3.5 Dependencia de la corriente crítica máxima aplicada a un arreglo de dos uniones Josephson.

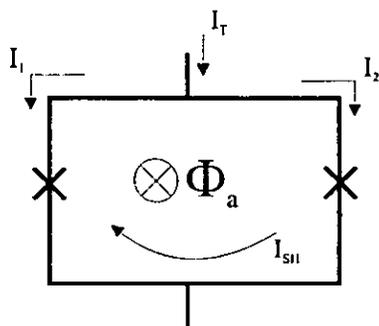


Figura 1.3.6 Representación gráfica de un arreglo de dos uniones Josephson en paralelo.

Si Φ_a es cero, la corriente I_T necesaria para que el sistema esté exactamente en el punto crítico máximo, lo que quiere decir que la corriente que circule por cada una de las uniones sea igual al valor de la corriente crítica de cada unión, se expresa como:

$$I_T = 2I_C$$

Si Φ_a es diferente de cero pero menor que un fluxon, el valor crítico se alcanza cuando en la rama dos la corriente I_2 más la corriente de apantallamiento, I_{SH} , producida por el campo aplicado, suman el valor de la corriente crítica.

Si Φ_a es igual a un fluxon, la corriente de apantallamiento es igual al valor de la corriente crítica de la unión Josephson de la rama 2, lo que provoca que la rama dos cambie al estado normal y toda la corriente fluya por la rama 1 y para que ésta alcance el valor de la corriente crítica, I_1 debe de ser igual a $2 I_C$. Por lo tanto, I_T es igual a $2I_C$.

Para el caso en que Φ_a es igual a medio fluxon, se puede observar directamente en la ecuación que rige este sistema que la corriente crítica, I_T , que se puede aplicar es igual a cero.

Cuando el valor de la corriente crítica es diferente en cada una de las uniones Josephson, es fácil suponer que el comportamiento de la corriente crítica en función del flujo aplicado es el de la curva segmentada de la figura 1.3.5.

1.3.6 Memorias y dispositivos superconductores.

Matisoo en 1966 construyó el llamado cryotron de tunelaje, con el cuál observó transiciones entre dos estados estables de $V = 0$ a $V = 2\Delta/c$ y viceversa, con tiempos de transición menores de 1 ns. En la figura 1.3.7 se presenta un esquema del cryotron de tunelaje. Una corriente menor a la corriente crítica puede pasar por la unión Josephson sin producir una diferencia de potencial. Una señal de control I_E produce un campo magnético

que afecta directamente a la unión Josephson. La corriente que circula por la unión más la influencia del campo magnético, provoca una diferencia de potencial en dicha unión. De esta forma, el que se presente alguno de los dos estados, $V = 0$ o $V = 2\Delta/e$, depende de la presencia o ausencia de la corriente de control.

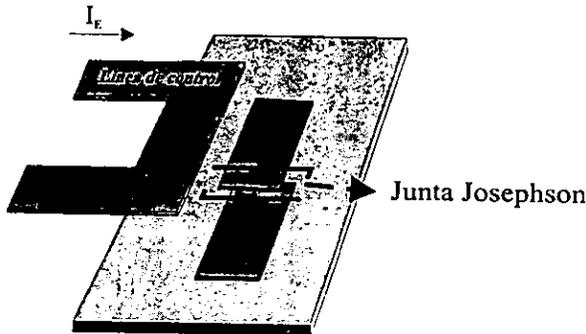


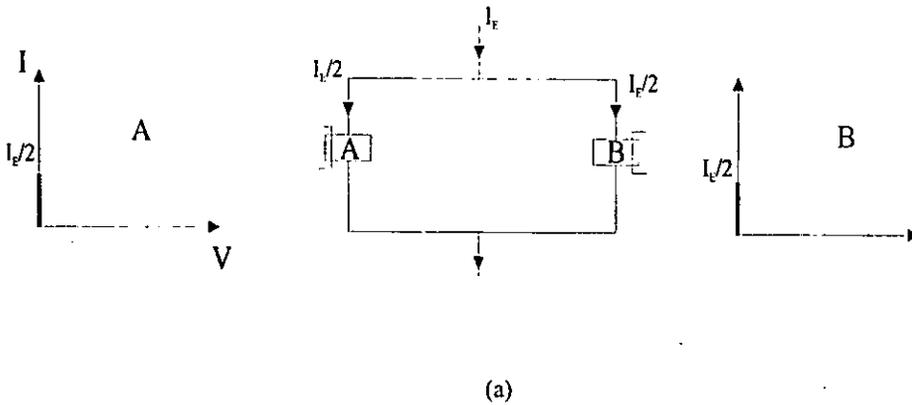
Figura 1.3.7 Cryotron de tunelaje

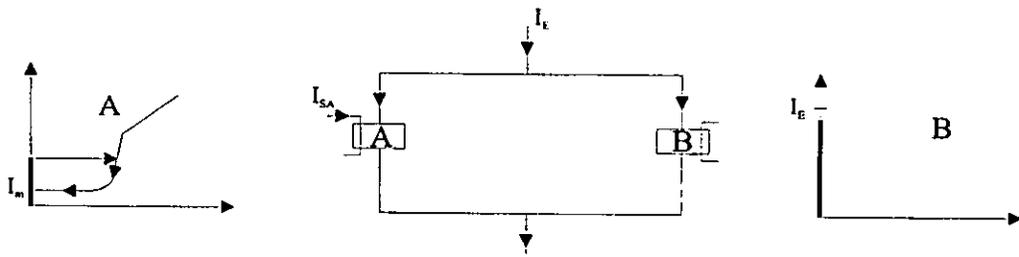
Esta idea básica fué utilizada por Matisoo para construir un dispositivo flip-flop con dos cryotrones de tunelaje en paralelo. En la figura 1.3.8 se observa este arreglo. En la figura 1.3.9 se muestra un esquema con el funcionamiento del flip-flop. Suponiendo que las juntas Josephson A y B son iguales (tienen la misma corriente crítica) y la inductancia de cada rama es la misma, la corriente de entrada I_E se divide teniendo un valor de $I_E / 2$ en cada rama (a). Mientras no se presente un pulso de corriente en alguna de las líneas de control, el sistema opera en el estado de cero voltaje, ya que $I_E/2$ es menor a la corriente crítica de la junta. En el momento en que se aplica un pulso en la línea de control A, por ejemplo, (el caso para la línea B es análogo) provoca una resistencia en esa unión (b). Un voltaje aparece en la rama A y el valor de la corriente en la rama B aumenta para que disminuya la

corriente en la rama A permitiendo que en ésta persista el estado superconductor. La corriente en A disminuye hasta un valor (menor que $I_E/2$) en el cual el estado de cero voltaje en la unión vuelve a prevalecer (c). El estado de ambas uniones se conserva aunque ya no esté presente el pulso de control, debido a la condición de conservación del flujo magnético en un circuito cerrado superconductor (d).

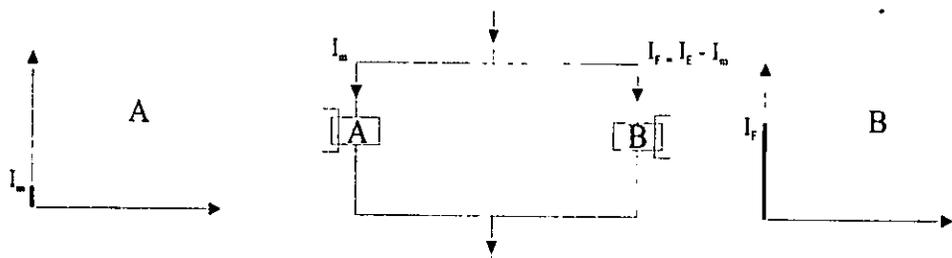


Figura 1.3.8 Flip-flop de Matisoo

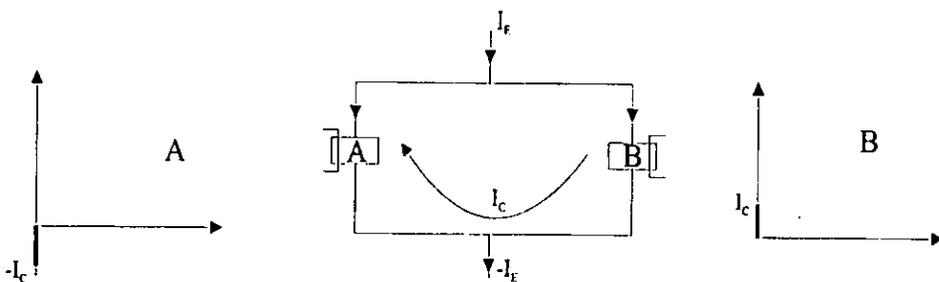




(b)



(c)



(d)

figura 1.3.9 Representación del funcionamiento de un flip-flop con uniones Josephson.

Hay quien divide a las memorias superconductoras por sus características físicas (inductancia y corriente crítica) y hay quien lo hace por el hecho de ser o no volátiles. Debido a que el enfoque de ésta tesis y en especial de éste capítulo, es hacia una comparación entre los sistemas semiconductores y los superconductores, se tomará la división análoga a la de las memorias semiconductoras. Las celdas de memoria superconductoras que se han reportado se dividen en dos principales categorías. Una celda con la capacidad de lectura no destructiva (no volátil) que es ideal para memoria caché, donde la velocidad es de suma importancia. La segunda categoría es una celda que puede ser empaquetada más densamente pero es de lectura volátil por lo que requiere un refresco después de la lectura. Este tipo es ideal para la memoria principal, donde la densidad de empaquetamiento es muy importante.

Las memorias de lectura no destructiva, conocidas como NDRO (de las siglas en inglés Non-Destructive-Read-Out), se basan en la celda flip-flop descrita en los párrafos anteriores. Es necesario implementar un dispositivo de lectura para poder detectar el estado del dato almacenado. Esto se consigue colocando una unión Josephson bajo una de las ramas como se muestra en la figura 1.3.10. En este tipo de memorias, el que se tenga un 1 o un 0 almacenado depende de la dirección de la corriente en el dispositivo (en sentido de las manecillas del reloj o contrario). Para leer el dato almacenado, se aplica la señal por la entrada de escritura y una señal por el dispositivo de sensado. Si existe una corriente en el dispositivo y gira en el sentido de las manecillas del reloj, ésta se suma con la corriente aplicada para la lectura, lo que provoca una diferencia de potencial en el dispositivo de sensado. Si la corriente gira en dirección contraria, la corriente aplicada de lectura no afecta en nada a la unión Josephson del dispositivo de lectura. En caso de que no hubiera ningún dato almacenado, la corriente de lectura aplicada no es suficiente para provocar un estado de voltaje en el dispositivo de sensado.

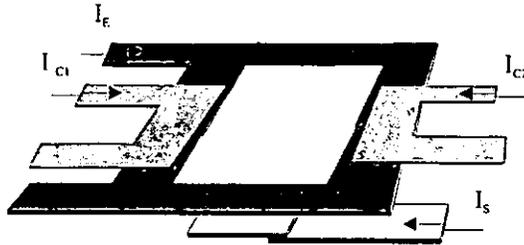


Figura 1.3.10 Memoria superconductora.

Las memorias DRO (de las siglas en inglés Destructive-Read-Out) tienen la ventaja de utilizar únicamente dos uniones Josephson, pero es necesario refrescar el dato almacenado cada vez que se realiza un ciclo de lectura. El funcionamiento de estas memorias se basa en lo descrito en el inciso 1.3.5. En la figura 1.3.11 se muestra tanto la curva característica de este tipo de memorias como un esquema.

Para escribir y para leer, la corriente de polarización I_b siempre se aplica. Para escribir un 1 en una celda sin dato inicialmente, se aplica primero la señal I_{cx} e I_{cd} y luego I_y . Esto lleva al circuito al estado $n=1$ debajo de una cierta corriente crítica I_c y la transición se lleva a cabo sin perturbaciones significantes del voltaje. Un cuanto de flujo es almacenado en la celda y persiste aún cuando se dejen de aplicar I_{cx} e I_{cd} . Si la celda inicialmente contiene un cuanto de flujo y se quiere escribir un 0, las corrientes de control deben de ser opuestas en polaridad, por lo que se aplican primero $-I_{cx}$ e $-I_{cd}$ y luego I_y . Esto lleva a la celda a un estado $n=0$ abajo del valor de la corriente crítica I_c y el flujo es eliminado de la celda sin provocar perturbaciones significantes en el voltaje. El estado permanece aún cuando se dejan de aplicar las corrientes de control.

Para la lectura, las corrientes se aplican con orden contrario y siempre positivas. Si la celda esta en el estado 0 inicialmente, primero se aplica I_y y luego I_{cx} e I_{cd} ; esto provoca una operación a través de límite por arriba del valor de I_c y el circuito entra en un estado de voltaje. Por otra parte, si la celda almacenaba un 1, cuando la secuencia de lectura se aplica,

no hay cambio de estado y no se presenta un voltaje. Esto permite conocer el estado pero destruye la información después de leerla.

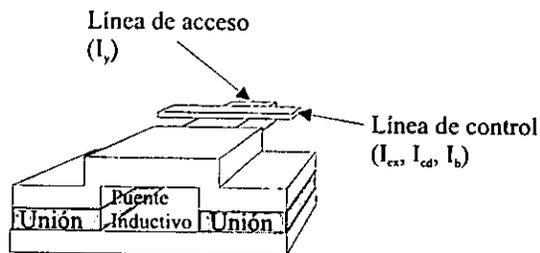
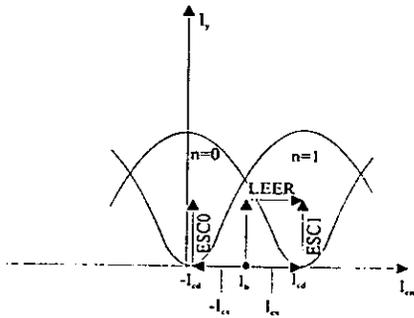


Figura 1.3.11 Memoria DRO

Para la construcción de dispositivos lógicos, es esencial un dispositivo que pueda o no desarrollar una diferencia de potencial en una resistencia de carga. Durante mucho tiempo se tuvo un problema para el desarrollo de estos circuitos, ya que la resistencia de una unión Josephson es muy pequeña y es necesario que el valor de la resistencia de carga sea menor que la de la unión. Se encontraron aleaciones que presentaban resistencias pequeñas como un resistor hecho con AuIn_2 que tiene una resistividad de $3 \times 10^{-11} \Omega \text{ cm}^2$. Un circuito inversor se muestra en la figura 1.3.12. La unión Josephson se polariza con una corriente, I_G , menor a la corriente crítica de la unión. La unión permanece en estado superconductor por lo que $I_{RL} = 0$. Cuando I_G y la corriente de entrada, I_E exceden el valor de la corriente crítica, la unión sufre una transición al estado resistivo y como la resistencia de carga es menor que la de la unión, la mayoría de la corriente circula por la carga.

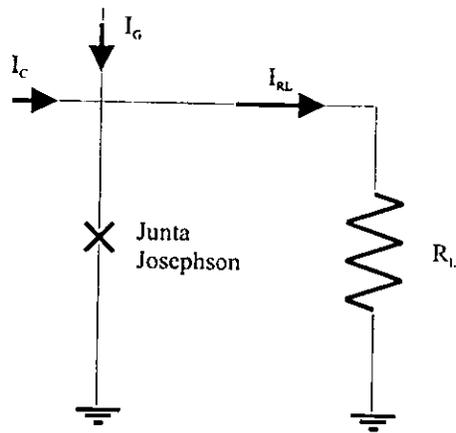


Figura 1.3.12 Circuito lógico Josephson

Cuando ocurre una transición de estados en una unión Josephson, el tiempo de retardo se debe al tiempo de subida necesario para cargar la capacitancia de la unión, ya que los dos electrodos separados por un aislante tienen asociada una capacitancia. Este tiempo se toma como:

$$\tau_R = RC_J$$

Donde C_J es la capacitancia de la unión, R es la resistencia efectiva de la unión, R_J , y la resistencia de la carga, R_L . Pero como $R_J \gg R_L$.

$$\tau_R = R_L C_J$$

2.1 CARACTERÍSTICAS DE DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS SEMICONDUCTORES.

Las grandes ventajas de los semiconductores son atribuidas a varios factores. El más importante, es que los semiconductores pueden ser producidos como cristales de alta pureza y un gran número de ellos en un volumen relativamente pequeño. Estas propiedades se manifiestan en diferentes formas. Dentro de las propiedades mecánicas, algunos semiconductores tienen una fuerza y resistencia mecánica mayor que aceros y metales refractarios. Esta característica facilita la reducción del tamaño de los dispositivos electrónicos formados por estos materiales. El orden cristalino puede incrementar la conductividad térmica permitiendo una mejor disipación de potencia y por ende un empaquetado denso del dispositivo electrónico. La perfección y la pureza dan paso a la principal propiedad eléctrica de los semiconductores: es un aislante en el límite de convertirse en un conductor. Este balance significa que la introducción deliberada de impurezas eléctricamente activas tendrá un gran efecto en las propiedades eléctricas. Actualmente los semiconductores son capaces de procesar datos digitales a razones mayores que 1 GB/s y señales digitales de frecuencias mayores a 1 Ghz.

Los transistores de alta velocidad se dividen en dos grupos principalmente. Transistores bipolares (TBJ) y de efecto de campo (FET).

Antes de hablar sobre los dispositivos de alta velocidad de operación, es conveniente mencionar las características de las familias lógicas construidas con semiconductores que actualmente se encuentran en el mercado. Estas características se despliegan en la tabla 2.1.1.

FAMILIAS SEMICONDUCTORAS	<i>Fan out</i>	Tiempo de retardo (ns)	Potencia disipada (mW)
RTL	5	12	12
DTL	8	30	8-12
HTL	10	90	55
TTL	10	12-6	12-22
ECL	25	4-1	40-55
MOS	20	300	0.2-10
CMOS	>50	70	0.01 a 1 MHz

Tabla 2.1.1 Familias lógicas semiconductoras

En términos de velocidad de operación, los transistores del primer grupo son construidos para tener tiempos de operación entre 10 y 100 pseg con un consumo de energía (o el producto de la potencia disipada por el tiempo de retardo) de 1 a 100 fJ y con frecuencias de hasta 450 GHz.

En algunos transistores TBJ y FET se han logrado tiempos de retardo menores de 30 pseg. con una potencia disipada de 1 mW. El emisor y la compuerta, respectivamente, se construyen con longitudes submicrométricas. Cuando estos transistores se utilizan como compuertas lógicas, su rango de consumo de energía es mayor a los 100 fJ. Los transistores que tienen regiones activas (GaAs, InP, InGaAs) dominan el rango menor a los 100 fJ. Entre los transistores de GaAs, los dispositivos bipolares presentan las frecuencias máximas de trabajo y su tiempo de retardo es alrededor de 5 pseg. La disipación de potencia menor a 10 fJ pertenece a los FET de unión heterogénea.

En la tabla 2.1.2 se presentan los tiempos de operación que se han medido experimentalmente para los transistores del primer grupo junto con los cálculos estimados para las velocidades máximas de operación.

Tipo de transistor	Frecuencia máxima	Tiempo de retardo	Potencia disipada
GaAs MESFET			
Experimental $\lambda = 0.1 - 0.3 \mu\text{m}$	115, 120 GHz	12 pseg	7.2 mW
Teórico $\lambda = 0.1 \mu\text{m}$	300, 1000 GHz	2.5 pseg	
InP MISFET			
Experimental $\lambda = 0.1 \mu\text{m}$	33 GHz	15 pseg	
Teórico $\lambda = 0.1 \mu\text{m}$			
AlGaAs/GaAs MODFET			
Experimental $\lambda = 0.1 - 0.3 \mu\text{m}$	200 - 230 GHz	10 - 27 pseg	1.05 mW
Teórico $\lambda = 0.1 - 0.3 \mu\text{m}$	150 - 450 GHz		
AlGaAs/InGaAs/InP MODFET			
$\lambda = 0.1 - 0.3 \mu\text{m}$	405 - 450 GHz	5 - 6 pseg	23.8 mW
AlGaAs/InGaAs/GaAs MODFET			
$\lambda = 0.1 - 0.3 \mu\text{m}$	200 - 400 GHz	5 pseg	

Tabla 2.1.2 Valores máximos de parámetros para los FETs.

En la tabla 2.1.3 se presentan los mejores parámetros de los transistores bipolares heterogéneos *npn*. Aparentemente, consumos de energía entre 0.1 y 1 fJ, tiempos de retardo menores a los 10 pseg y frecuencias de hasta 500 GHz pueden ser alcanzados por los transistores del primer grupo.

Tipo de transistor	Frecuencia máxima	Tiempo de retardo	Potencia disipada
AlGaAs/GaAs $\lambda = (1 - 2) \times 10 \mu\text{m}$	100 - 218 GHz	4 - 16.5 pseg	6 - 30 mW
InP/InGaAs $\lambda = 1 \times 15 \mu\text{m}$	100 GHz	14.7 pseg	5.4 mW
InAlAs/InGaAs $\lambda = 0.5 \times 11 \mu\text{m}$	41 GHz		
$\lambda = 3.5 \times 3.5 \mu\text{m}$	42 GHz		
Poly-Si/SiGe $\lambda = 0.9 \times 4.5 \mu\text{m}$	45 GHz	25 pseg	10 mW

Tabla 2.1.3 Características de los transistores bipolares

En la tabla 2.1.4 se muestran los parámetros más altos para los transistores del segundo grupo. Los resultados experimentales muestran que los transistores de este grupo pueden alcanzar velocidades mayores que los transistores del primer grupo. Se cree que este tipo de transistores puede lograr tiempos de retardo menores a 1 pseg y frecuencias de 1000 GHz. Con lo que respecta a los transistores de efecto cuántico, éstos han abierto una nueva etapa dentro de la investigación de los dispositivos semiconductores.

Tipo de transistor	λ μm	Frecuencia máxima	Tiempo de retardo	Consumo de energía
HOT-ELECTRON				
Barrera plana	0.75 μm	3000–4000 GHz		
Transferencia de carga real		9.8 GHz	30 pseg	
ANALOGO				
GaAs de base permeable	0.1 mm	600 GHz	1.7 – 6 pseg	0.1 – 0.4 fJ
EFEECTO CUÁNTICO				
Interferencia cuántica			3 – 4 pseg	10^{-8} fJ

Tabla 2.1.4 Características de los transistores del segundo grupo.

Los circuitos integrados construidos con transistores de alguno de los dos grupos anteriores mejoran las características de computadoras y sistemas de procesamiento de señales aumentando la velocidad de operación y reduciendo la cantidad de potencia requerida por operación lógica. Los circuitos integrados con retardos del orden de picosegundos por compuerta y niveles de disipación de potencia de unos cuantos

microwatts pueden alcanzar velocidades mayores a los cien millones de operaciones por segundo en cualquier computadora y hasta diez billones de operaciones por segundo en las super computadoras.

Para poder desarrollar las máximas velocidades de los circuitos integrados construidos con transistores ultra rápidos, es necesario que la calidad de los materiales y los procesos de manufactura sean tales que aseguren que las variaciones en el circuito y parámetros del dispositivo estén dentro de los límites aceptables, que sea redituable la producción de buenos dispositivos y que el calor generado en un cristal que tiene un alto nivel de integración pueda ser eliminado.

Los transistores de silicio tienen un tiempo de retardo intrínseco de unos cientos de picosegundos. La longitud promedio de las líneas de conexión en circuitos de gran escala de integración es de alrededor de 10^{-1} cm, por lo que el retardo en una línea de este tipo es de 100 pseg. Este retardo adicional cambia ligeramente el retardo total de los circuitos integrados de silicio. En los CI de GaAs, en donde el retardo por transistor es de unos cuantos picosegundos, la contribución al retardo de la señal por las conexiones entre transistores es una contribución que limita incrementar la rapidez de éstos dispositivos. El retardo total por cristal por compuerta es de 2 a 5 veces menor en los CI de GaAs que en los de silicio.

El retardo total de la señal por compuerta en CI de GaAs construidos con MODFET's es de 100 a 200 pseg. y no cambia aunque el nivel de integración aumente, lo que asegura, por ahora, que la cantidad de calor requerida puede ser eliminada del cristal. Si se pueden eliminar 20 W de calor por cristal, se puede mantener un tiempo de retardo de 200 pseg, aún con 10^5 compuertas por cristal.

Los circuitos integrados de GaAs que se han construido a la fecha incluyen: multiplexores de 8 x 8 y 16 x 16 con tiempo de multiplicación de 5 a 12 pseg., circuitos de memoria de 4 y 16 K con tiempos de acceso de 1 a 4 nseg y matrices lógicas con 300 a 1500 compuertas con tiempos de retardo de 100 a 250 pseg por compuerta. Estos dispositivos, en promedio, son dos veces más veloces que los circuitos similares construidos con silicio y con un nivel menor de consumo de potencia.

Se tienen proyectos de construir circuitos integrados de GaAs con mejores parámetros: tiempos de retardo entre los 50 y 200 pseg. por compuerta, consumo de potencia entre los 5 y 200 mW por compuerta, velocidad de operación de procesadores mayores a los 5 GHz, frecuencias de reloj mayores a 1 GHz, una memoria de 16 K con un tiempo de acceso de 1 nseg.

2.2 CARACTERÍSTICAS DE DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS SUPERCONDUCTORES.

El efecto Josephson es la base de la construcción de dispositivos electrónicos con materiales superconductores. La electrónica digital dentro de la superconductividad se inició con un dispositivo que presentaba una transición entre dos estados estables, el cryotron. El primer cryotron construido, que no tiene nada que ver con el efecto Josephson, tenía una velocidad de transición del orden de microsegundos. Utilizando uniones Josephson, Matisoo construyó un cryotron de tunelaje de dimensiones de 0.13 x 0.13 mm que podía pasar de un estado $V = 0$ a un estado de aproximadamente un milivolt en solamente 0.8 nanosegundos. Actualmente, se han construido dispositivos de este tipo con una respuesta del orden de picosegundos, con un volumen de $1 \times 0.2 \times 0.01 \mu\text{m}^3$. Estos dispositivos disipan una potencia promedio de $8 \mu\text{W}$ y su frecuencia de encendido-apagado máxima es de 80 Ghz.

Con el desarrollo de los cryotrones se inició la construcción de familias lógicas. Se logró disminuir los tiempos de transición de las primeras compuertas desde 200 ps hasta una compuerta OR de 13 ps. Los primeros tipos de circuitos lógicos utilizaron el control magnético de las uniones para hacer la transición de un estado a otro, lo que impedía lograr grandes densidades de empaquetamiento debido al ruido producido por las inductancias magnéticas. Las familias más recientes utilizan el sobreflujo de corriente en las uniones

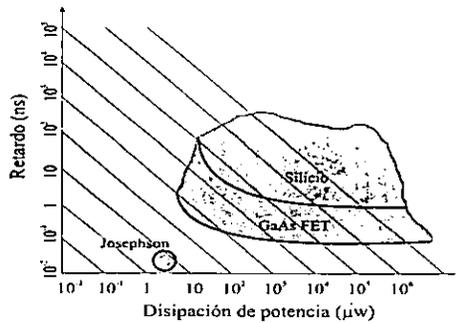
Josephson para lograr la transición de estados. Las compuertas lógicas que se han construido han alcanzado tiempos de retardo de 1.5 picosegundos. La disipación de potencia por cada una de estas compuertas es de alrededor de 2.6 pW con lo cual se extrapola una potencia promedio menor a 10 mW/cm² para un circuito LSI. En la tabla 2.2.1 se presentan los valores típicos de tiempo de retardo y disipación de potencia de las familias superconductoras.

Aprovechando otras propiedades de los superconductores, también se construyen circuitos cerrados superconductores que contienen juntas Josephson. De esta forma es posible construir memorias superconductoras. Las ventajas de estas celdas de memoria son que no disipan potencia cuando tienen un dato almacenado, se requiere una energía aproximada de 10^{-18} J para cambiar de un estado lógico a otro, tienen alta velocidad de transición ($<10^{-10}$ s) y la memoria es no volátil mientras la celda permanezca en estado superconductor. Se han hecho prototipos de una memoria RAM de 8 x 8 bit en un área de 6.35 x 6.35 mm. Los ciclos de memoria se realizan entre 5 y 3.5 nanosegundos. Esta memoria se construyó con celdas del tipo de flip-flop.

También se han utilizado las celdas de tipo SQF, de las siglas en inglés Single Quantum Flux, ya que cuando almacenan un dato lo hacen con solamente un fluxon. El grupo de Broom construyó una memoria con 2048 celdas del tipo SQF sumando un total de 4500 juntas Josephson. La capacidad de esta memoria es de 16 K con un tiempo de acceso de 15 nanosegundos y un tiempo de ciclo de 30 nanosegundos. La disipación de potencia es calculada de aproximadamente 40 μ W. Se ha utilizado la tecnología de 2.5 μ m de grosor para construir este tipo de memorias con un tiempo de transición de un estado a otro de 120 ps por cada celda. Es posible contener en una unidad de memoria drivers, decodificadores y dispositivos de lectura con un tiempo de acceso menor a los 500 ps para un chip de 4 x 1 K. En la figura 2.2.1 se muestra un esquema comparativo de los dispositivos construidos con semiconductores y de los dispositivos Josephson. Actualmente, el desarrollo de dispositivos electrónicos se enfoca a la construcción de dispositivos híbridos, aprovechando las ventajas de los materiales semiconductores y las de los materiales superconductores.

FAMILIAS SUPERCONDUCTORAS	Tiempo de retardo (ps)	Potencia disipada (μ W)	Tipo de unión
3JIL	13	2	Pb
JAWS	15	$I_g = 90$ mA	Pb
RCJL	10.3	11.7	Pb
RCL	4.2	$I_g = 0.72$ mA	Pb
4JL	7	4	Pb
DCL	5.6	4	NbN-Pb-In
MVTL	1.5	4.5	Nb-AlO _x -Nb

Tabla 2.2.1 Familias superconductoras



IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-28, p.491, May 1980

Figura 2.2.1 Comparación gráfica de los dispositivos semiconductores contra los superconductores.

2.3 PREPARACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE SUPERCONDUCTORES.

2.3.1 Preparación del sistema superconductor $Y_1Ba_2Cu_3O_{7.5}$.

La preparación de las muestras se inicia con calcular las cantidades estequiométricas de Y_2O_3 , $BaCO_3$ y CuO necesarias para formar el sistema $Y_1Ba_2Cu_3O_{7.5}$. Estas cantidades son mezcladas juntas en un mortero de porcelana y calcinadas a $900^\circ C$ por 12 hrs. Este proceso se repite tres o cuatro veces. Una vez terminados estos procesos, se obtiene el patrón de difracción de rayos-X de las muestras para asegurarse de que la fase Y123 este presente. Los polvos se empastillan para formar pastillas de 1mm de grosor por 7 mm de diámetro. Estas pastillas se calientan a $915^\circ C$ durante 5 hrs y se enfrian hasta $400^\circ C$ en una atmósfera de oxígeno con una razón de $20^\circ C$ por hora. Una vez terminadas las pastillas se deben de caracterizar por los siguientes métodos: difracción de rayos X, medición de la resistencia eléctrica en función de la temperatura, medición de la susceptibilidad magnética en función de la temperatura y por último medir la densidad de corriente crítica.

2.3.2 Difracción de rayos X.

La difracción de rayos X se utiliza para identificar el tipo de estructura cristalina que tiene una muestra. Cuando un rayo X monocromático choca contra una sustancia cristalina, se verifica un proceso de difracción. Dependiendo de la longitud de onda de estos rayos, de las distancias interatómicas del cristal y de la posición de éste con respecto al haz incidente, se observarán extinciones en algunas direcciones y aumentos de intensidad en otras. El haz difractado de rayos X se verá reforzado constructivamente sólo cuando una longitud de onda λ encuentre planos de átomos separados una distancia d y los encuentre a un cierto ángulo, θ , como se representa en la figura 2.3.1. Para analizar los patrones de difracción de los rayos X reflejados por los planos de cristal es necesario tomar en cuenta la diferencia de

trayectoria de los rayos difractados por los diferentes planos de la red. Esta diferencia de trayectoria se escribe

$$\delta = 2d \sin \theta$$

Como resultado de la difracción de los rayos X se observa una distribución de zonas oscuras llamada "figura de difracción". Esta figura es característica del sistema cristalino y puede usarse para identificarlo. El estudio de las líneas sirve para estimar la relación de material cristalino a amorfo y, con la ayuda de las distancias de separación, se puede identificar la fase (o fases) cristalina presente. En la figura 2.3.2 se muestra un patrón de rayos X de una muestra del sistema Y123.

Utilizando el patrón de difracción de una sustancia cristalina patrón se pueden medir los parámetros de red de un material comparando la intensidad de las líneas de la muestra con las de una sustancia utilizada como patrón, comúnmente se utiliza cloruro de sodio ya que su estructura cristalina y parámetros de red son bien conocidos.

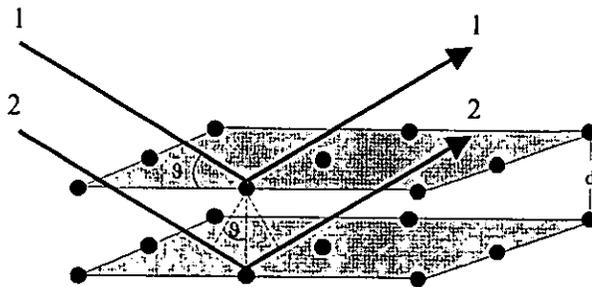


Figura 2.3.1 Ejemplificación de la ley de Bragg.

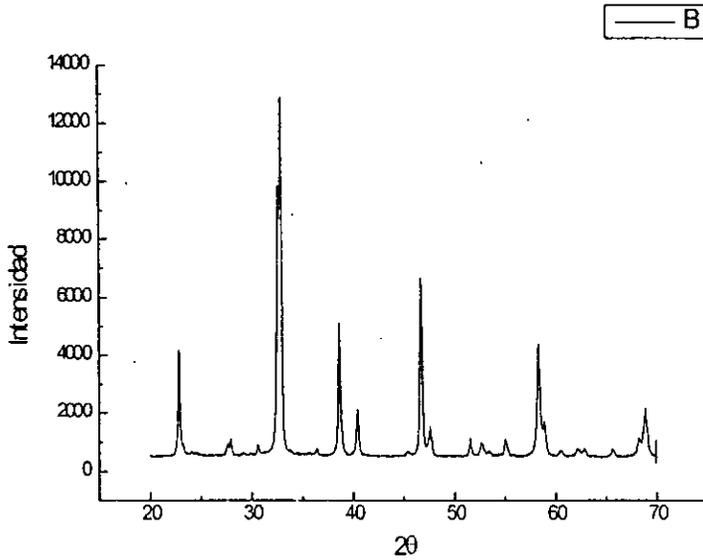


Figura 2.3.2 Patrón de difracción de rayos X del sistema Y123.

2.3.3 Equipo de bajas temperaturas.

Para poder caracterizar los materiales superconductores, es necesario poder trabajar a bajas temperaturas y tener control sobre la temperatura y la razón de cambio de ésta. El equipo que se utiliza para caracterizar muestras a bajas temperaturas es un crióstato para caracterización de superconductores (SCC) de APD Cryogenics, Inc. Este equipo tiene una zona de refrigeración para colocar los materiales que se quieren caracterizar como función de la temperatura dentro de un intervalo de temperaturas de 12 K a 350 K. Esta zona tiene un tamaño de 19 mm de radio por 180 mm de largo. Toda la zona esta conectada térmicamente a un expansor de ciclo cerrado como refrigerador. Se utiliza helio como conductor de calor entre la muestra y el expansor. La zona de la muestra y el dedo frío (o zona fría) del

expansor están rodeados por una zona al vacío. Muestras de hasta 13mm de diámetro por 150 mm de largo pueden ser introducidas al sistema dentro de una sonda a través de un tubo de acero y una válvula de aire. La temperatura de la zona donde se coloca la muestra se controla con una resistencia colocada en el dedo frío del expansor y con un sensor de temperatura. Un sensor de temperatura se coloca en el dedo frío del expansor y el otro en la sonda junto a la muestra. Un esquema del SCC se muestra en la figura 2.3.3.

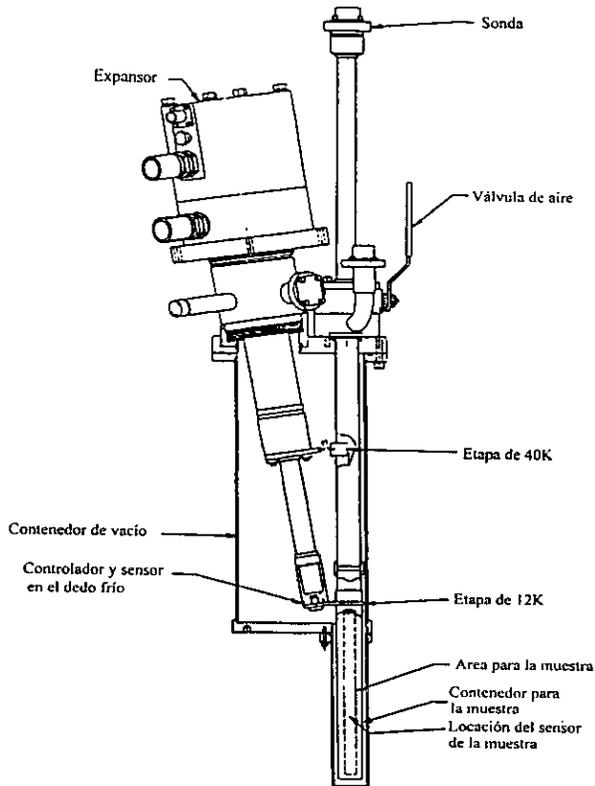


Figura 2.3.3 Esquema del SCC.

2.3.4 Medición de resistencia eléctrica contra temperatura.

Con esta técnica es posible medir el valor de la temperatura crítica de un superconductor debido a que, cuando la temperatura es mayor que la T_c , la resistencia eléctrica del material deja de ser nula.

Para medir la variación de la resistencia eléctrica en función de la temperatura se utiliza la técnica de las cuatro puntas. Con esta técnica se asegura medir únicamente la resistencia eléctrica de la muestra y no la de los contactos y el alambre que se usan para conectar el equipo de medición con la muestra. El método de las cuatro puntas consiste en conectar cuatro terminales a la muestra sobre una de las caras de ésta, como se muestra en la figura 2.3.4. Las dos terminales exteriores se utilizan para inyectar una corriente directa conocida y las terminales intermedias se conectan a un voltmetro. La corriente que se inyecta debe ser pequeña para evitar que se caliente el sistema por la disipación de potencia tanto de la muestra cuando se encuentra en estado resistivo como de los contactos en todo momento. La fuente de corriente que se utiliza es un modelo 120CS de LakeShore y se suministra 1 mA al sistema. Para medir el voltaje es necesario un micro o nanovoltmetro, se utiliza un HP-3478A con una resolución de 100 nV en el rango de 30 mV y una impedancia de entrada de $10^{10} \Omega$.

Para medir la temperatura, la muestra se encuentra conectada térmicamente a un sensor de temperatura (un diodo tipo GaAlAs) que se encuentra junto a ella. Como conductor térmico se utiliza una atmósfera de helio. El diodo está conectado a un controlador de temperatura modelo 330 de la marca LakeShore que puede medir dentro de un rango de temperaturas de 1.4 a 325 K.

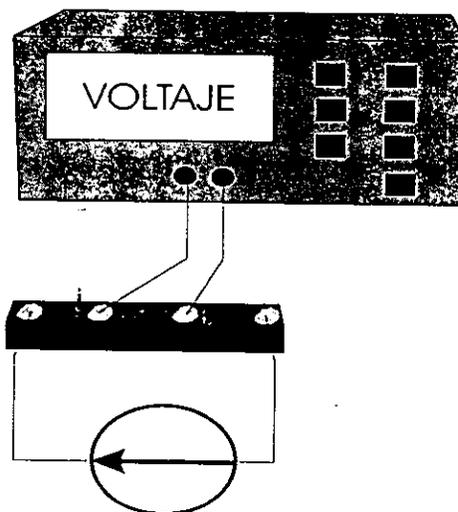


Figura 2.3.4 Resistencia eléctrica contra temperatura

Los datos de temperatura y voltaje durante una medición se almacenan en una computadora mediante un sistema de interface GPIB (General Purpose Interface Bus) de HP con los dispositivos de medición. La figura 1.1.2 es una gráfica de resistencia eléctrica contra temperatura característica del sistema Y123.

2.3.5 Susceptibilidad magnética.

La susceptibilidad magnética (χ) es una propiedad fundamental de la materia. La susceptibilidad magnética se define como: .

$$\chi = M / H$$

Como el estado superconductor se caracteriza por tener $M = -H_s$, y el estado normal es paramagnético, la susceptibilidad magnética es otro método práctico para detectar la transición de estado normal a superconductor o viceversa. Con este método se puede medir la temperatura crítica. Una de las ventajas de este método sobre el de resistencia contra temperatura, es que no se necesitan conectar alambres a la muestra ya que se utilizan campos magnéticos para caracterizar a la muestra. Con este método se puede caracterizar un material aunque las zonas superconductoras no sean continuas a lo largo de toda la muestra, también se puede detectar el estado superconductor aún cuando éste se encuentre solamente en una pequeña porción de toda la muestra.

El principio básico consiste en aplicar un campo magnético a la muestra y medir la respuesta de ésta al campo magnético aplicado. Esta "respuesta" se recoge mediante un par de embobinados que rodean a la muestra. Estos embobinados se encuentran conectados en serie y el sentido del enrollado de uno es contrario con respecto al otro. Esto se ilustra en la figura 2.3.5. Idealmente, cuando no hay ninguna muestra dentro de los embobinados, el voltaje entre los extremos de éstos debe de ser cero. Con este método es muy sencillo medir cambios magnéticos de una muestra simplemente midiendo la variación del voltaje en los extremos de los embobinados.

El sistema con el que se hicieron las medidas de susceptibilidad magnética consta de un lock-in amplificador 5210 marca EG&G, un multímetro hp 3478A, el sistema de criogenia junto con el controlador de temperatura, un embobinado primario de 0.034 T/A (Tesla por Amper) y un par de embobinados secundarios. Para medir susceptibilidad magnética se manda una señal AC (producida por el lock-in) al embobinado primario para producir un campo magnético. En la parte interna del embobinado primario, concéntrico a él, se encuentran los embobinados secundarios, dos embobinados en serie con el giro del enrollado opuestos. Dentro de los embobinados secundarios se encuentra la muestra que se quiere medir. La señal de salida, la señal en los extremos de los secundarios, se envía al lock-in, en donde se compara con la señal de referencia (la señal enviada al embobinado

primario). Esta última señal es enviada al multímetro para poderla enviar a la computadora y es la señal que detecta los cambios magnéticos de la muestra.

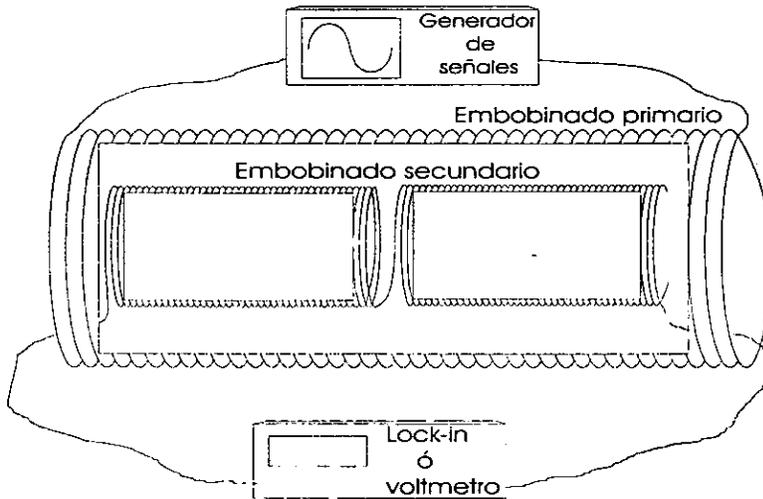


Figura 2.3.5 Método para medir susceptibilidad magnética.

3.1 DEFINICIÓN DEL PROBLEMA.

En las últimas décadas, dentro de la ciencia de materiales, ha habido un crecimiento muy importante en el estudio de los semiconductores y los superconductores, ambos desde el punto de vista de su aplicación en electrónica. Los semiconductores han abierto el mercado mundial y actualmente esta tecnología es la base de los dispositivos electrónicos. En cambio, los dispositivos electrónicos basados en superconductores se encuentran apenas en sus inicios, pero es de gran interés su estudio debido a algunas de sus propiedades electrónicas. Para que los superconductores puedan competir en el mercado de la microelectrónica, deben de proveer circuitos integrados con por lo menos una ventaja suficiente, no sólo para compensar los costos de refrigeración, sino también los de la inversión empleados para la implementación de la fabricación de la nueva tecnología.

La motivación de iniciar este trabajo es la de aprovechar las ventajas de los materiales superconductores sobre los semiconductores para construir dispositivos electrónicos. La primera idea que se puede tener cuando se piensa en un material de cero resistencia eléctrica es la de poder almacenar energía. Un superconductor, al no presentar resistencia eléctrica, es un sistema ideal por el cual puede circular una corriente eléctrica sin que ésta presente pérdidas, por lo que puede almacenar energía durante un periodo de tiempo ilimitado sin que la magnitud de ésta disminuya. Unos de los dispositivos en electrónica usado con el fin de "almacenar" energía son las memorias, la base de toda computadora, que son capaces de almacenar información dentro de un intervalo de tiempo o durante un tiempo indefinido. Es obvio, por lo tanto, que la superconductividad es una propiedad ideal que se puede aprovechar para construir una memoria que puede almacenar un dato indefinidamente.

Una memoria electrónica, además de tener un dispositivo físico capaz de almacenar energía (información), debe de poder cambiar el dato almacenado así como poder leerlo. Cuatro de las propiedades de los superconductores son de gran utilidad para construir un dispositivo con tales características: resistencia eléctrica nula, efecto Meissner, cuantización del flujo magnético, y el efecto Josephson.

Un circuito cerrado superconductor, con forma de un dona, puede utilizarse para almacenar datos binarios si se toma la convención de que una corriente eléctrica que circule por el dispositivo represente un uno lógico, y en el caso de que no circule corriente, represente un cero lógico. Esto resuelve el problema de poder almacenar información dentro de dicho dispositivo. Para poder escribir un dato (inducir una corriente al dispositivo), se puede aplicar un campo magnético para inducir una corriente eléctrica en el anillo superconductor o aplicar directamente una corriente mediante contactos físicos conectados del dispositivo a una fuente de corriente. La posición de los contactos sobre el perímetro del anillo es muy importante ya que la corriente eléctrica que se debe de aplicar al dispositivo depende de la posición en que se coloquen éstos.

En la figura 3.1.1 se representan las corrientes en el dispositivo con una fuente conectada a él. Cuando existe una bifurcación en un circuito superconductor, la corriente eléctrica se divide según el valor de la inductancia de cada una de las ramas o caminos por los cuales se divide. De hecho, la corriente eléctrica que circula por un circuito es proporcional al inverso de la inductancia de éste. La suma de la corriente en la rama 1 más la de la rama 2 tiene que ser igual a la corriente total, I_E , aplicada al dispositivo. Como la inductancia de la rama 1 es la menor, la corriente I_1 alcanzará el valor de la corriente crítica primero que I_2 . Cuando esto sucede, el valor de la corriente en la rama 2 aumenta para preservar el estado superconductor de la rama 1, lo que permite que penetre el flujo magnético en el área que rodea el anillo superconductor. Debido a que la corriente I_1 se mantiene en su estado crítico, la rama 1 no deja de ser superconductora pero ahora el sistema debe de mantener una cantidad de flujo magnético "atrapado". Si se deja de aplicar la corriente I_E , debido a la cuantización del flujo magnético, debe de persistir una corriente eléctrica que mantenga el flujo magnético atrapado. Si se aumenta el valor de I_E , como la rama 1 está en su estado crítico, la corriente solo aumenta sobre la rama 2 y, por lo tanto, el valor del flujo magnético residual en el anillo también aumentará. Cuando el valor de la corriente eléctrica en la rama 2 alcanza el valor de I_C , el flujo magnético en el interior del anillo se satura. Este proceso de flujo magnético residual contra corriente aplicada se puede entender con más facilidad observando la gráfica 3.1.1. En esta gráfica, para obtener cada uno de los puntos, se aplica una corriente eléctrica al dispositivo con la magnitud deseada, se apaga la fuente de corriente y se mide el flujo magnético residual presente en el aro superconductor.

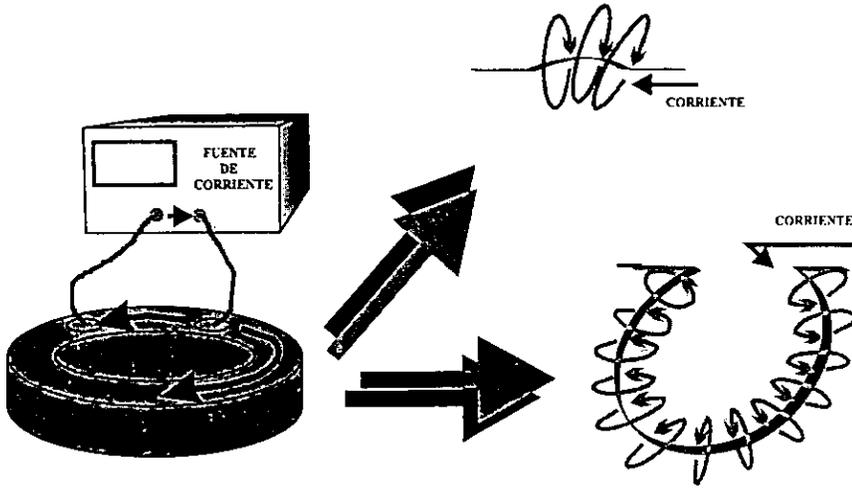
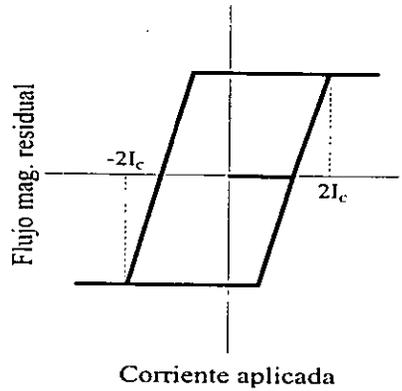


Figura 3.1.1 Representación de las ramas por las cuáles se divide la corriente aplicada.

El proceso anterior describe la forma de almacenar un uno lógico. Para almacenar un cero lógico, como se puede observar en la gráfica 3.1.1, se debe de aplicar una corriente inversa. Si había un uno almacenado, una corriente en inversa elimina el flujo magnético residual. Si había un cero lógico, aplicar la misma corriente en inversa no tiene ningún efecto en el flujo magnético residual.

Para "leer" el dato que se tiene almacenado, se coloca un pequeño alambre superconductor o una unión Josephson. Cuando no hay ningún dato almacenado, se puede aplicar una corriente (menor a la corriente crítica de la unión Josephson) de lectura al alambre o unión Josephson sin que se produzca una diferencia de potencial a lo largo de éste. Cuando se tiene un dato almacenado, el flujo magnético residual afecta directamente al dispositivo de lectura. Si se aplica nuevamente la misma corriente de lectura, debido a la presencia tanto del campo magnético como de la corriente de lectura, aparece una diferencia de potencial a lo largo del dispositivo de lectura. Por lo tanto, si hay una diferencia de potencial a lo largo del dispositivo de lectura, quiere decir que se tiene almacenado un uno lógico. Si no

aparece una diferencia de potencial, el dato almacenado es un cero lógico. Una representación del dispositivo completo se muestra en la figura 3.1.2.



Gráfica 3.1.1 Flujo residual contra corriente aplicada del circuito cerrado superconductor

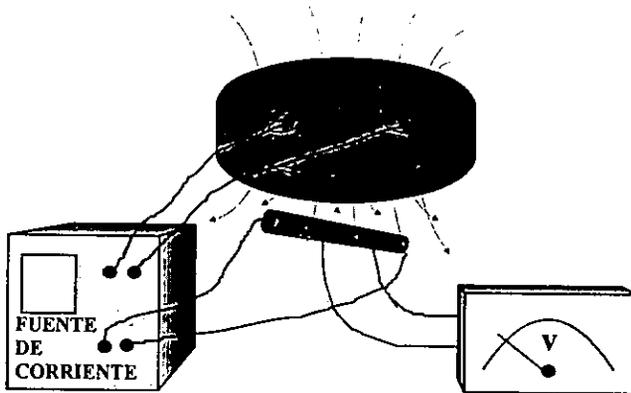


Figura 3.1.2 Representación de la memoria superconductor

3.2 CÁLCULOS TEÓRICOS.

Antes de obtener las ecuaciones para calcular los campos magnéticos y corrientes eléctricas del sistema, es necesario analizar detalladamente el funcionamiento del circuito del aro superconductor. En la figura 3.2.1 se presenta un esquema de dicho circuito.

Cuando en un circuito superconductor se tiene una bifurcación, la corriente que circula por cada una de las ramas en las que se divide el circuito depende del valor de la inductancia de cada una de éstas. El valor de la corriente eléctrica en cada rama es inversamente proporcional al valor de su inductancia.

$$I \rightarrow 1/L$$

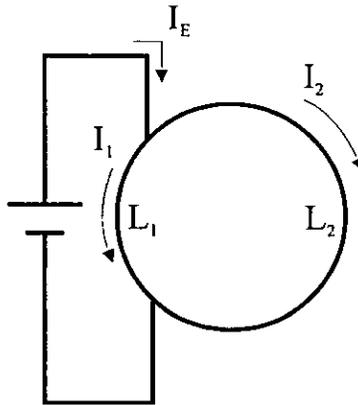


Figura 3.2.1 Representación del circuito del anillo.

Según el circuito de la figura 3.2.1, la suma de las corriente I_1 e I_2 es igual a I_E . Cuando el aro se encuentra en estado superconductor, se cumple que

$$I_1 / I_2 = (L_2 - M_{12}) / (L_1 - M_{12})$$

(a)

El flujo magnético dentro del aro superconductor está determinado, debido a la proporcionalidad entre el valor de la inductancia y la corriente, por

$$\Phi = (L_2 - M_{12})I_2 - (L_1 - M_{12})I_1$$

Cuando la relación (a) se cumple, $I_1, I_2 < I_c$, necesariamente el flujo magnético en el interior del aro superconductor es cero, el valor de cada una de las corrientes que circulan por las ramas se pueden calcular mediante la ecuación anterior y teniendo en cuenta que $I_E = I_1 + I_2$:

$$I_1 = (L_2 - M_{12}) I_E / (L_1 + L_2 - 2M_{12})$$

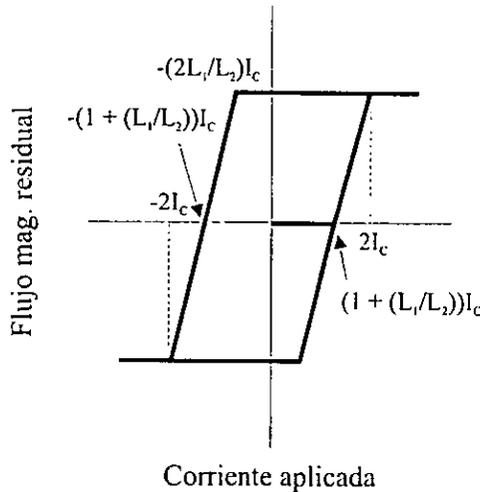
Como el valor de la inductancia de las ramas del circuito es pequeña, el valor de la inductancia mutua no es significativo, por lo que se puede despreciar:

$$I_1 = ((L_2) / (L_1 + L_2)) I_E$$

$$I_2 = ((L_1) / (L_1 + L_2)) I_E$$

Debido a que las inductancias de cada una de las ramas son diferentes y como en el arreglo mostrado en la figura 3.2.1, L_1 es menor que L_2 , la corriente que circula por la rama uno es mayor que la que circula por la rama dos y cumple con (a). El valor de la corriente aplicada o de escritura, I_E , puede ser tal que ambas corrientes, I_1 e I_2 , sean menores al valor de la corriente crítica. Si se aumenta el valor de I_E , de tal forma que I_1 alcance el valor de la corriente crítica, la rama uno mantiene la corriente crítica y todo incremento de corriente circula por la rama dos. Esta situación permite que penetre y quede un flujo magnético residual dentro del área encerrada por el circuito superconductor aún cuando ambas ramas estén en el estado superconductor. Este proceso se repite si el valor de la corriente aplicada se aumenta, por lo que el flujo magnético residual se incrementa. El flujo máximo que se puede mantener o flujo de saturación ocurre cuando la corriente que circula por la rama dos

alcanza el valor de la corriente crítica. Esta situación se entiende fácilmente observando la gráfica de la corriente aplicada contra el flujo residual mostrada en la gráfica 3.2.1.



Gráfica 3.2.1 Gráfica del flujo magnético residual en función de la corriente aplicada.

De la gráfica anterior, suponiendo que es la primera vez que se aplica corriente eléctrica al dispositivo, esto es, no hay flujo magnético en el interior del dispositivo, se puede aplicar una corriente I_E sin que se presente un I , pero en el momento en que I es igual a I_C aparece un flujo residual. Esto ocurre cuando

$$I_E = (L_1/L_2 + 1) I_C$$

Y el flujo magnético encerrado en el aro superconductor está dado por

$$\Phi = I_E L_2 - (L_1 + L_2) I_C$$

El flujo magnético aumenta cada vez que I_E aumenta, hasta que la corriente aplicada tiene un valor de $2I_C$. Esto se debe a que, como la rama uno está en su estado crítico, el valor de la corriente en ésta no puede cambiar, por lo que la diferencia de corriente $I_E - I_C$ fluye por la rama dos. De esta forma, es necesario aplicar, aparte de la corriente crítica en la rama uno, una corriente igual a la corriente crítica en la rama dos, esto es, $2I_C$, para alcanzar el flujo magnético saturado. En este punto, si la corriente aplicada se incrementa o se decreta, el flujo magnético se mantiene. Si se aplica una corriente en sentido opuesto al indicado en la figura 3.2.1, el flujo magnético residual comienza a disminuir en el momento en que I_1 alcanza el valor de la corriente crítica. El flujo magnético residual se satura nuevamente cuando la corriente aplicada es igual a $-2I_C$.

Este dispositivo no disipa potencia debido a que aún cuando la corriente aplicada sea igual a la corriente crítica, éste permanece en un estado crítico en el cual persiste el estado superconductor. En el caso de ir más allá del estado de saturación, la potencia que disiparía sería la de la corriente aplicada por la resistencia eléctrica del material a la temperatura que se esté trabajando, esto es

$$P = RI^2$$

Debido a que en el estado normal el circuito no es otra cosa que un circuito RL, el tiempo necesario para saturar el flujo magnético residual queda determinado por la constante de tiempo de un circuito RL:

$$\tau = L / R$$

donde L es la inductancia total del circuito y R la resistencia a la temperatura a la que se esté operando el dispositivo.

Para calcular el campo magnético que produce el aro superconductor, teniendo en cuenta que las corrientes se dividen como en la figura 3.1.1, se puede hacer una aproximación suponiendo un superconductor tipo I o un tipo II pero sin considerar el estado mixto. Como la corriente de transporte circula únicamente dentro de un área limitada por la longitud de penetración, el área transversal por la cual circula la corriente se puede representar como un cascarón o envolvente del aro superconductor. Debido a que el campo magnético, en el

centro del aro, que produce la corriente que circula por el arco exterior y la que circula por el arco interior es el mismo que el que produce una corriente que circula a la mitad de ambos arcos y de igual forma para las corrientes que circulan por el grosor de la muestra, se puede suponer que la corriente total que circula por el aro lo hace por el centro de todo el volumen de éste, esto es, por el centro del área transversal de la muestra como se muestra en la figura 3.2.2.

El flujo magnético en el centro del aro se puede obtener utilizando la ecuación para calcular el campo magnético en el centro de un aro conductor:

$$\mathbf{B} = (\mu_0 I / 4\pi) \int_0^{2\pi} (1/a) d\theta$$

Los límites de integración dependen de donde se coloquen los contactos en el aro. Si los contactos se colocan dejando las proporciones de los circuitos como 1/3 y 2/3, el campo magnético que produce cada circuito está definido por

$$\mathbf{B}_{\text{CIRCUITO 1}} = (\mu_0 I / 4\pi a) \int_0^{4\pi/3} d\theta$$

$$\mathbf{B}_{\text{CIRCUITO 2}} = (\mu_0 I / 4\pi a) \int_0^{2\pi/3} d\theta$$

por lo que el campo magnético total que producen ambos circuitos se calcula como:

$$\mathbf{B}_{\text{TOT}} = \mathbf{B}_{\text{CIRCUITO 1}} - \mathbf{B}_{\text{CIRCUITO 2}} = \mu_0 I / 6a \quad (\text{a})$$

El campo magnético producido por el aro depende del valor de la corriente crítica del superconductor y de a , el radio medio del anillo.

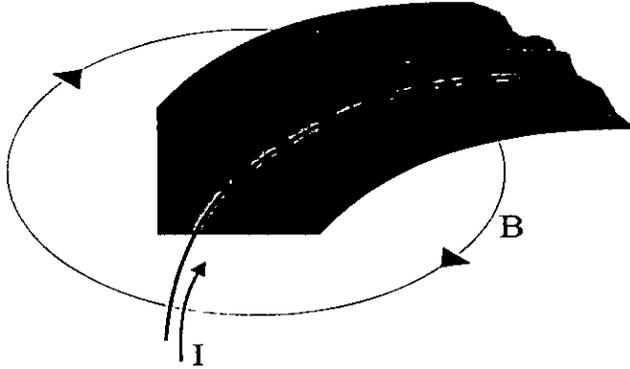


Figura 3.2.2 Modelo del flujo de corriente a través del aro superconductor en el momento de integrar para calcular el campo magnético en el centro de éste.

Para calcular la corriente que se debe de aplicar al dispositivo de lectura para ver si existe un campo magnético que cambie a su estado normal y si no hay campo magnético permanezca en estado superconductor, se utiliza, como aproximación, la hipótesis de Silsbee, con la cuál se obtiene el valor de la corriente crítica inducida por un campo magnético aplicado a una muestra superconductora como se muestra en la figura 3.2.3.

$$I_{IND} = 2\pi RB / \mu_0$$

Donde R es el radio del material superconductor y B el campo magnético producido por el anillo.

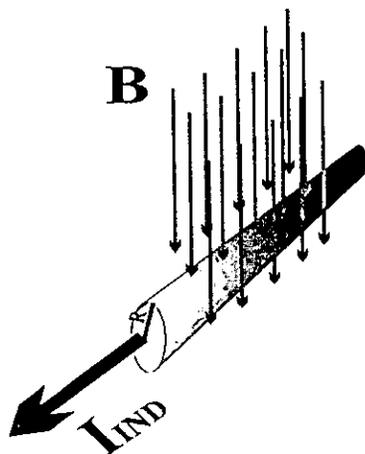


Figura 3.2.3 Representación de la hipótesis de Silsbee.

3.3 CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DEL DISPOSITIVO.

Se prepararon 10 gm de $Y_1Ba_2Cu_3O_{7.5}$ mediante la técnica de reacción de estado sólido mencionada en el inciso anterior. Una vez que se observó la fase Y123 tetragonal mediante difracción de rayos X, se utilizó una empastilladora para hacer 8 pastillas de 1 gramo cada una con un diámetro de 6.5 mm. La fase ortorrómbica (superconductor) se formó después de un tratamiento a alta temperatura en atmósfera de oxígeno. Se hizo la prueba del efecto Meissner para saber si la temperatura crítica de las muestras es mayor de 77 K. Esta rápida prueba consiste en introducir la pastilla superconductor en un baño de nitrógeno líquido y colocar un imán sobre ella, si el imán "flota" sobre el superconductor significa que este último presenta una temperatura crítica mayor de 77 K. Como las muestras

superconductoras presentaron una T_C mayor de 77 K se obtuvo el valor exacto de ésta mediante la técnica de cuatro puntas. La temperatura crítica resultó ser de 88 K.

Para medir la densidad de corriente crítica, se tenía planeado utilizar el equipo de criogenia para medir la corriente crítica de las muestras a temperaturas cercanas de la T_C . Como el valor de la corriente crítica es función de la temperatura (figura 3.3.1), y como para temperaturas cercanas a la T_C el valor de la corriente crítica es pequeño, para obtener una gráfica como la de la figura 3.3.1 se necesita enfriar la muestra hasta una temperatura muy cercana a la de la T_C , se mide el valor de la corriente crítica a esa temperatura, se enfría un poco mas la muestra, un grado Kelvin o menos, y se vuelve a medir el valor de la I_C . Este proceso se repite cuantas veces se requiera. El equipo de criogenia se arregló de tal forma que se pudieran obtener medidas muy confiables. Desgraciadamente el sensor de temperatura colocado en la sonda junto a la muestra no funcionó y trabajar con el sensor del dedo frío para este tipo de medidas es imposible, ya que existe un retraso de 5 minutos entre la zona de la muestra y la del dedo frío, esto es, un cambio en la temperatura en la zona de la muestra ocurre hasta cinco minutos después de que ocurrió en la zona del dedo frío.

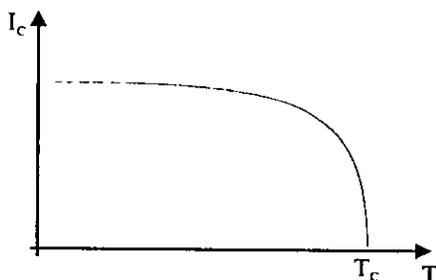


Figura 3.3.1 Gráfica de la corriente crítica en función de la temperatura.

Este problema provocó modificar toda la técnica de caracterización del sistema. Una posible solución es disminuir el área transversal de la muestra para disminuir el valor de la corriente crítica, pero, suponiendo que la densidad de corriente crítica es de 10^4 A/cm², la

muestra debería de tener un área transversal de 0.01 mm^2 para que el valor de la corriente crítica tuviera un valor de 1 A. Construir una muestra de este tamaño manualmente es imposible. Se optó por aplicar un campo magnético para disminuir el valor de la corriente crítica. Al igual que la corriente crítica depende de la temperatura también lo es del campo magnético aplicado como se muestra en la figura 3.3.2.

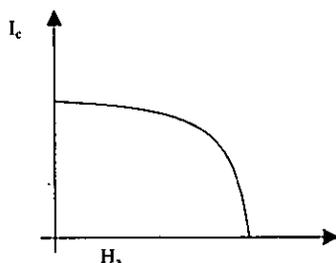


Figura 3.3.2 Corriente crítica en función del campo magnético aplicado.

Para realizar las medidas del dispositivo, se utilizó un imán permanente de NdFeB que produce un campo magnético de 0.35 T en su centro y 0.5 T en la superficie de las caras de los polos. Para todas las medidas que se hicieron se utilizó el imán permanente. Con el arreglo que se utilizó (figura 3.3.3) la muestra queda separada de una de las caras del imán por 2 mm, por lo que se podría suponer que el campo magnético aplicado a la muestra es de 0.5 T.

Para hacer la barra de sensado, una de las pastillas se cortó con una pequeña segueta y luego se lijó hasta que tuviera un área transversal de $1.2 \text{ mm} \times 1.2 \text{ mm}$. Para medir la corriente crítica, se utilizó una técnica con el arreglo de las cuatro puntas. Se conecta una fuente de corriente variable a los dos extremos de la barra y un micro-vóltmetro entre los contactos de la fuente de corriente. Para conectar ambos dispositivos a la muestra se utilizó alambre de cobre 36 AWG para el voltmetro y del 21 o 19 AWG para la fuente de

corriente. Los alambres se fijaron a la muestra mediante contactos de plata. Para obtener el valor de la corriente crítica se introduce el superconductor en un baño de nitrógeno líquido y se comienza a aplicar una corriente hasta que el voltmetro detecta un voltaje. Normalmente se utiliza una regla que dice que el valor de corriente crítica es el de la corriente que produce un voltaje entre las puntas del voltmetro, separadas un centímetro, de $1 \mu\text{V}$.

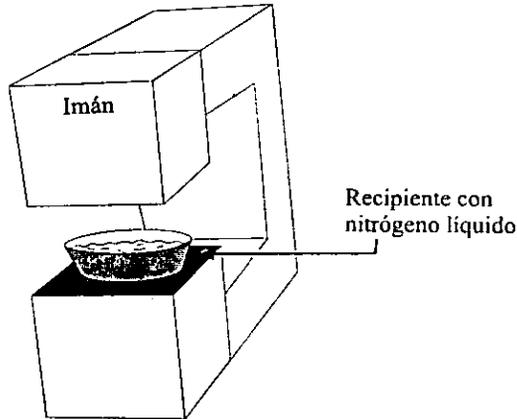


Figura 3.3.3 Arreglo para caracterizar las muestras bajo un campo magnético

Para medir el tiempo de transición de un estado de cero volts a un estado de voltaje diferente de cero se aplica un arreglo similar, solo que en vez de conectar los alambres del centro al voltmetro, se conectan a un osciloscopio y se aplica un pulso de corriente.

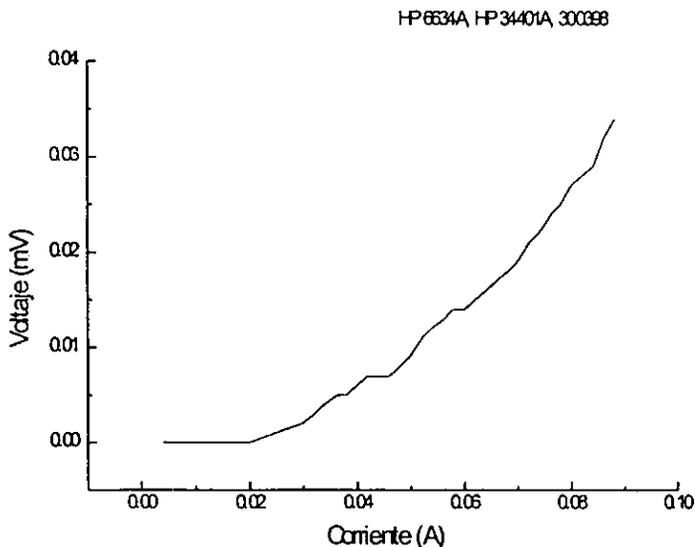
El ancho de banda se midió sustituyendo la fuente de corriente por un generador de señales y el osciloscopio nuevamente por el multímetro, de esta forma, al aplicar diferentes frecuencias se pudo medir la frecuencia de la señal en el superconductor y el voltaje a lo largo de éste.

Para construir el aro superconductor se utilizaron dos técnicas. Una consistió en buscar una temperatura antes de oxigenar las pastillas en la cual éstas estuvieran lo bastante consistentes como para poderles hacer un agujero con un taladro o "moto tool". La otra

consistió en preparar las pastillas hasta que sean superconductoras y luego hacerles el agujero. Con ambas técnicas se obtuvieron los mismos resultados. El tamaño del aro es de 3.25 mm de radio exterior y 1.5 mm de radio interior, lo que implica un radio medio de 2.37 mm. El grosor del aro es de 1.4 mm.

Las técnicas utilizadas para caracterizar el aro superconductor fueron las mismas que se utilizaron para la barra superconductor. Los contactos para la fuente de corriente se colocaron de tal forma que limitaran el perímetro del aro en dos circuitos, uno de 1/3 del perímetro total y el otro de 2/3 del perímetro total.

Para obtener el valor de la corriente crítica se utilizaron dos equipos diferentes para aplicar corriente al dispositivo. Una de las medidas se hizo utilizando una fuente de voltaje (HP6634A) y un multímetro HP 34401A. Como al conectar la fuente al dispositivo superconductor es como cortocircuitar la fuente, para controlar la corriente aplicada solamente se debe limitar la corriente que entrega dicha fuente. El valor de la corriente crítica obtenida por este método fue 24 mA. La gráfica obtenida de corriente contra voltaje se muestra en la gráfica 3.3.1.

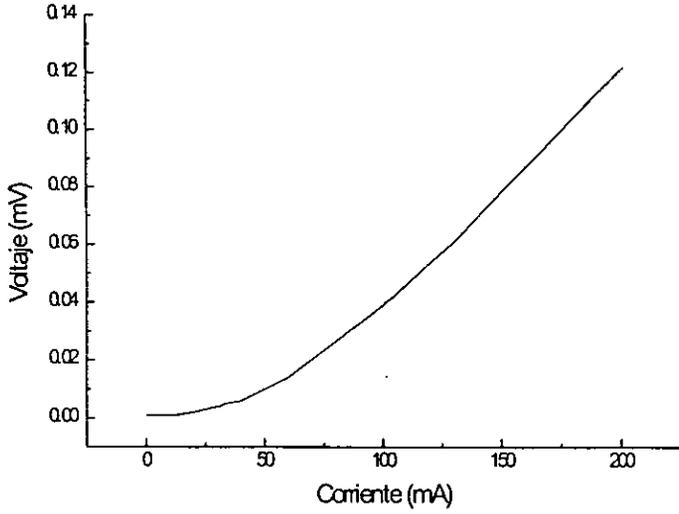


Gráfica 3.3.1 Gráfica de la corriente contra voltaje de la barra superconductor utilizando la una fuente de voltaje.

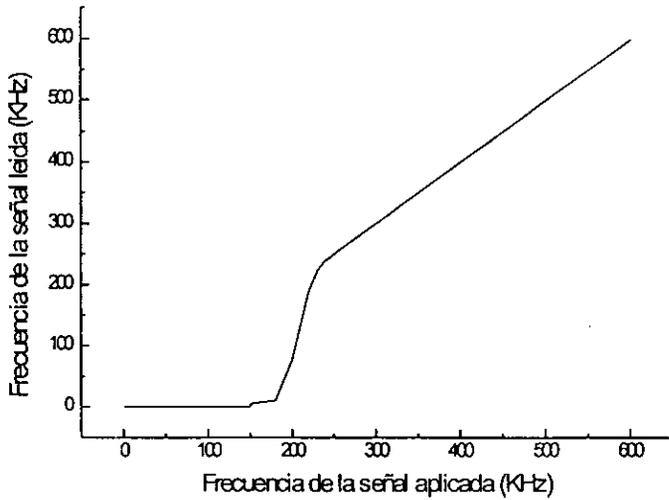
El otro equipo que se utilizó para medir la corriente crítica fue con dos fuentes de corriente Lake Shore 120 conectadas en paralelo y un multímetro HP 34401A. Se conectaron dos fuentes de corriente en paralelo ya que los valores de corriente de cada una de ellas solamente puede ser en incrementos de 1x y 3x y al conectarlas en paralelo se puede obtener un rango mayor de corriente. Cuando se aplicaron 20 mA de corriente se observó una diferencia de potencial de $2\mu\text{V}$. La gráfica de voltaje contra resistencia se muestra en la gráfica 3.3.2.

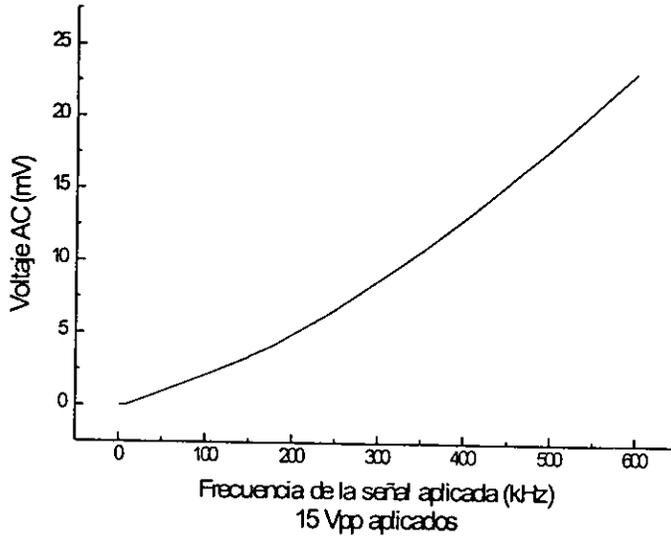
Se utilizó un generador de señales Wavetek para aplicar a la barra superconductora una señal de 15 Vpp de frecuencia variable. Con el multímetro HP34401A se midió el voltaje y la frecuencia a lo largo del superconductor. Se detecto una frecuencia, entre 0 y 5 Hz hasta que se aplicó una señal de 150.4 kHz. La frecuencia medida fue la misma que la de la señal aplicada cuando la última tenía una frecuencia de 255 kHz. El voltaje AC a través de la barra superconductora fue desde $11\mu\text{V}$ a 10 Hz hasta 23.21mV a 600 kHz. Las gráficas de frecuencia aplicada ($V_{pp} = 15\text{ V}$) contra frecuencia leída y de frecuencia aplicada contra voltaje se muestran en la gráfica 3.3.3.

Para medir el tiempo de transición se utilizó una de las fuentes de corriente Lake Shore 120 y un osciloscopio HP54600A a 100MHz. El voltaje mínimo que puede detectar el osciloscopio es 2 mV, y para que en la barra superconductora exista un voltaje de 1.38 mV se le debe de aplicar 1 A. Por esto, no se pudo obtener un valor exacto del tiempo de transición, pero se pudo observar en el osciloscopio, no muy claramente, que la transición se realiza en un tiempo del orden de microsegundos.



Gráfica 3.3.2 Gráfica de corriente contra voltaje de la barra superconductora utilizando dos fuentes de corriente en paralelo.





Gráfica 3.3.3 Gráficas de frecuencia contra frecuencia leída y frecuencia contra.voltaje

III.4 RESULTADOS Y DISCUSIÓN.

Los resultados obtenidos experimentalmente, mostrados en el inciso anterior, están dentro de los parámetros que se esperaban. Los experimentos realizados estuvieron limitados principalmente por dos motivos: la construcción del dispositivo tuvo que ser artesanal, esto es, sin utilizar cámaras especiales de ambiente controlado, ni equipo especial para dar la forma a los superconductores; y, debido al tamaño de la memoria, la corriente que se tiene que utilizar es muy grande. Se tenía pensado utilizar una unión Josephson para poder leer el dato almacenado en el aro superconductor, ya que con una junta de este tipo se pueden detectar variaciones de flujo magnético muy pequeñas y por lo tanto se puede disminuir la magnitud de la corriente eléctrica aplicada al aro superconductor, pero para la construcción

de una unión de este tipo se necesita equipo el cual no se tiene en el laboratorio. Sin embargo, aún sin la unión Josephson, la caracterización del dispositivo que se pudo construir arrojó resultados bastante gratificantes.

Los valores de corriente crítica que se midieron experimentalmente, tanto del aro superconductor como de la barra de sensado, fueron bastante parecidos. Este resultado confirma la validez del método utilizado para medir la corriente crítica así como el valor de ésta. Como se muestra en la gráfica 3.1.1, en el caso del aro superconductor, para que éste se sature, se le debe de aplicar el doble de corriente crítica que a la barra superconductora. La barra tuvo una corriente crítica, bajo un campo magnético de 0.5 T, de 20 mA y el aro de 42 mA. Los valores obtenidos con estos experimentos fueron reproducibles con un margen de error del 5%. El tiempo de transición, aunque no se pudo obtener un valor preciso, se pudo observar que estaba entre el rango de microsegundos y nanosegundos. Una unión Josephson es capaz de cambiar de un estado a otro en un tiempo de hasta picosegundos.

En general, para el funcionamiento de este modelo, esto es, con el tamaño del aro y la barra que se construyeron, cuando se quiere almacenar un dato en el aro se le debe de aplicar una corriente de 11 A. Debido al campo magnético producido por el aro superconductor, se necesita solamente aplicar una corriente de 20 mA a la barra de lectura para poder detectar el dato almacenado. Los valores de corriente que se obtuvieron con la ecuación (a), del inciso 3.2, fueron congruentes con los resultados experimentales. Los resultados de esta misma ecuación fueron comprobados con los resultados obtenidos por M. Hasunuma et al. para un anillo superconductor, obteniéndose resultados comparables.

Dos de las ventajas principales que presenta este dispositivo sobre las memorias convencionales son:

El comportamiento pertenece tanto al de una memoria ROM como al de una RAM. Esto es, una vez que se almacena un dato, éste puede permanecer durante un tiempo ilimitado, como en una ROM, sin que sea necesaria una señal de refresco, como es el caso de las RAM (siempre y cuando se mantenga en el estado superconductor). Este dato almacenado puede cambiarse fácilmente durante la operación de la memoria al igual que una RAM, pero puede permanecer el dato nuevo almacenado sin necesitar una señal de refresco como

en el caso de las RAM. Además, el tiempo de lectura puede ser más rápido que el de una memoria RAM semiconductora.

La única fuente de disipación de potencia es la de la barra de lectura, ya que cuando se almacena un dato, aún cuando se satura el flujo en el aro, éste permanece en su estado crítico por lo que no dejará de ser superconductor y no presentará resistencia eléctrica. En los experimentos que se realizaron, la corriente aplicada al aro superconductor era muy grande para que la de la barra de sensado fuera muy pequeña. Esto, con la idea de que la disipación de potencia producida por la lectura de un uno almacenado fuera la menor. Se puede, sin embargo, disminuir el valor de la corriente aplicada al aro. Esta situación únicamente alteraría el valor de la corriente necesaria para la barra de lectura, ya que tendría que aumentarse el valor de ésta para que, junto con el flujo magnético producido por el aro superconductor, sean suficientes para hacer la transición de la barra superconductora a su estado normal. Además, la barra de lectura únicamente disipa potencia cuando existe un "1" almacenado en el dispositivo. En el caso en que se tiene almacenado un "0", la barra permanece en el estado superconductor por lo que no disipa potencia. Cuando la barra se encuentra en su estado normal, la resistencia eléctrica, a esa temperatura (77 K), es muy pequeña, del orden de $10^{-6} \Omega$, y la potencia disipada es del orden de 10^{-9} W .

Es necesario tener en cuenta el intervalo de las dimensiones con las que se puede construir el dispositivo tomando en cuenta las ecuaciones obtenidas tanto para la barra de sensado como para el aro superconductor. Tomando como referencia el tamaño del dispositivo construido, hacer un dispositivo con dimensiones mayores no implica ningún tipo de problemas, pero para hacerlo más pequeño, es necesario tomar en cuenta la longitud de penetración y la cuantización del flujo magnético. La longitud de penetración del Y123 es de 2000 amstrongs aproximadamente, por lo que cada uno de los lados (de un corte transversal) del aro superconductor y del dispositivo de sensado deben de ser mayores que 2000 amstrongs. El tamaño del agujero debe de ser tal que permita por lo menos un fluxón en su interior, esto es, mayor que 3.2 nm. La cantidad de fluxones que se permitan en el interior depende de la sensibilidad del dispositivo de sensado. Para dimensiones muy pequeñas del dispositivo (que almacene solamente algunos fluxones), la única solución es

utilizar una unión Josephson, ya que éstas pueden utilizarse para detectar campo magnético muy pequeños.

Una de las desventajas que presenta este dispositivo, al igual que todas las memorias construidas con superconductores, es que el medio utilizado para almacenar energía es la inductancia, lo que impide, hasta cierto punto, poder lograr una densidad muy grande de estos dispositivos debido a las inductancias de cada uno de ellos.

Se ha acostumbrado a tomar como desventaja el hecho de que sea necesario enfriar los dispositivos superconductores hasta temperaturas de nitrógeno líquido, pero aparte de que a estas temperaturas se pueden transmitir señales eléctricas sin atenuación y con una mínima distorsión, la energía térmica a 77 K es más pequeña que a 360 K que es la temperatura a la que operan los circuitos semiconductores. Esto permite que disminuya el ruido eléctrico inducido térmicamente y ayuda a mantener una buena razón de señal contra ruido aún cuando el ancho de banda de la señal sea aumentado y la señal de la energía sea disminuida. La baja energía (kT) también afecta los procesos físicos y químicos activados térmicamente como la difusión, la corrosión y la electromigración.

Uno de los inconvenientes de utilizar bajas temperaturas, aparte del costo del sistema de enfriamiento, son las expansiones térmicas. Este problema tiene mucha importancia sobre todo cuando se quiere trabajar con uniones Josephson, ya que después de sufrir una serie de cambios tan drásticos de temperatura, como lo es pasar del estado superconductor al normal, las dimensiones de las uniones Josephson se alteran significativamente.

CONCLUSIONES.

La aplicación de los superconductores de alta temperatura crítica para construir dispositivos electrónicos con características reproducibles es un poco laboriosa y requiere de un equipo de laboratorio especial. Para poder reproducir las características de un superconductor es necesario seguir un proceso ya estudiado y bajo un riguroso control. Esto se debe a que se pueden formar impurezas en un superconductor cuando el proceso de

utilizar una unión Josephson, ya que éstas pueden utilizarse para detectar campo magnético muy pequeños.

Una de las desventajas que presenta este dispositivo, al igual que todas las memorias construidas con superconductores, es que el medio utilizado para almacenar energía es la inductancia, lo que impide, hasta cierto punto, poder lograr una densidad muy grande de estos dispositivos debido a las inductancias de cada uno de ellos.

Se ha acostumbrado a tomar como desventaja el hecho de que sea necesario enfriar los dispositivos superconductores hasta temperaturas de nitrógeno líquido, pero aparte de que a estas temperaturas se pueden transmitir señales eléctricas sin atenuación y con una mínima distorsión, la energía térmica a 77 K es más pequeña que a 360 K que es la temperatura a la que operan los circuitos semiconductores. Esto permite que disminuya el ruido eléctrico inducido térmicamente y ayuda a mantener una buena razón de señal contra ruido aún cuando el ancho de banda de la señal sea aumentado y la señal de la energía sea disminuida. La baja energía (kT) también afecta los procesos físicos y químicos activados térmicamente como la difusión, la corrosión y la electromigración.

Uno de los inconvenientes de utilizar bajas temperaturas, aparte del costo del sistema de enfriamiento, son las expansiones térmicas. Este problema tiene mucha importancia sobre todo cuando se quiere trabajar con uniones Josephson, ya que después de sufrir una serie de cambios tan drásticos de temperatura, como lo es pasar del estado superconductor al normal, las dimensiones de las uniones Josephson se alteran significativamente.

CONCLUSIONES.

La aplicación de los superconductores de alta temperatura crítica para construir dispositivos electrónicos con características reproducibles es un poco laboriosa y requiere de un equipo de laboratorio especial. Para poder reproducir las características de un superconductor es necesario seguir un proceso ya estudiado y bajo un riguroso control. Esto se debe a que se pueden formar impurezas en un superconductor cuando el proceso de

sinterización no es el adecuado o cuando el proceso no se realiza con el cuidado necesario para que el superconductor no se contamine. Estas impurezas pueden provocar que la temperatura crítica disminuya, pero también pueden provocar que aumente el valor de la densidad de corriente crítica debido al anclaje de los vórtices. Aparte de las impurezas, también la temperatura crítica depende de la cantidad de oxígeno que absorbe el sistema, por lo que la etapa de oxigenación también debe de llevarse a cabo con mucho cuidado.

Por lo anterior, es necesario tener una técnica bien definida y estudiada para la fabricación de los superconductores, con el fin de poder obtener características semejantes en los superconductores que se fabriquen. Las ecuaciones que se obtuvieron para el desarrollo de esta tesis, por lo tanto, son muy específicas para el caso de un superconductor tipo II. Estas ecuaciones se desarrollaron especialmente para cuando el superconductor se encuentra por debajo del estado mixto o si se trata de un superconductor tipo I. Sin embargo, aún cuando se trabajó en el estado mixto, los resultados obtenidos experimentalmente fueron cercanos a los obtenidos teóricamente, por lo que dichas ecuaciones se pueden considerar como una buena aproximación.

En esta tesis se optó por utilizar superconductores de alta temperatura crítica por dos motivos principalmente: es menos laborioso caracterizar y trabajar estos materiales superconductores utilizando nitrógeno líquido en lugar de helio líquido y, actualmente, se busca poder utilizar este tipo de superconductores debido a que utilizar nitrógeno líquido en lugar de helio líquido es hasta 100 veces más barato, lo que puede abatir una, algunas veces así llamada, desventaja de los superconductores contra los semiconductores.

La superconductividad presenta características de gran interés desde el punto de vista de la electrónica y la electricidad, pero actualmente, los dispositivos semiconductores han sido tan perfeccionados que las ventajas de los superconductores sobre los semiconductores no son suficientes para hacer un cambio de tecnología de todos los componentes electrónicos del mundo. Pero los superconductores sí poseen las ventajas suficientes como para utilizarlos en sistemas híbridos, donde se aprovechará la resistencia eléctrica nula y la cuantización de flujo, entre otras propiedades, de los superconductores, junto con las características de los dispositivos semiconductores. De esta forma, se puede lograr disminuir los tiempos de retardo debidos a la resistencia eléctrica de las líneas de conducción que transmiten una señal de un dispositivo semiconductor a otro, también se

puede eliminar la disipación de potencia que se produce debido a estas líneas e incluso la de algunos dispositivos de almacenamiento de energía en caso de que éstos puedan ser sustituidos por dispositivos superconductores bajo ciertas condiciones. Además, debido a la disminución de disipación de potencia, es posible empaquetar mas los circuitos integrados.

Aparte de los resultados satisfactorios obtenidos tanto teórica como experimentalmente, podría agregar otro punto interesante de esta tesis. Siempre que escuchamos hablar de las memorias semiconductoras, entre otros dispositivos electrónicos, nos imaginamos una gran infraestructura y grandes máquinas trabajando para la construcción de éstos, pero quizá nunca imaginamos que se pueden construir modelos simples que sean útiles para entender el funcionamiento de todos estos dispositivos electrónicos. Una de las satisfacciones de este trabajo es poder comprobar experimentalmente toda la teoría estudiada tanto de electrónica como de superconductividad. Es la mejor forma de respaldar, entender y recordar mejor toda la teoría que se encuentra detrás de un trabajo

BIBLIOGRAFÍA

- A.C. Rose-Innes, E.H. Rhoderick "Introduction to superconductivity"
.Pergamon press.
- Michael Tinkham "Introduction to superconductivity"
Mc. Graw-Hill
- Charles P. Poole, Horacio A. Farach "Superconductivity"
Academic press.
- Vladimir Z. Kresen, Stuart A. Wolf "Fundamentals of superconductivity"
Plenum press.
- Miguel A. Alario, José L. Vicent "Superconductividad"
Eudema
- Oracio Navarro Chávez "Introducción a la superconductividad"
UAS
- Charles P. Poole, Jr., Timir Datta, Horacio A. Farach "Copper oxide
superconductors"
John Wiley & Sons
- J.S Tsai "Superconductivity and aplicaciones"
- T. Van Duzer, C.W. Turner "Principle of superconductive devices and circuits"
Elsevier
- Steven T. Ruggiero, David A. Rudman "Superconductivity devices"
Academic press
- Takahiko Misugi and Akihiro Shibatomi "Compound and Josephson high-speed
devices"
Plenum Press
- Takahiko Misugi and Akihiro Shibatomi "Nonlinear superconductive electronics
and Josephson devices"
.Plenum Press.
- Antonio Barone, Gianfranco Paternó "Physics and aplicaciones of the Josephson
effect"
John Wilwy & Sons.

Takahiko Misugi and Akihiro Shibatomi "Compound and Josephson high-speed devices"
Plenum Press

E.M Pugh, E.W. Pugh "Principles of electricity and magnetism"
Addison-Wesley (1965)

Gabriel A. Jaramillo, Alfonso A. Alvarado "Electricidad y magnetismo"
Trillas.

I.S. Grant, W. R. Phillips "Electromagnetism"
John Wiley & Sons

Reitz-Milford "Fundamentos de la teoría electromagnética"
UTEHA

Charles Kittel "Introducción a la física del estado sólido"
Reverté, S.A.

M.E. Levinshtein, G.S. Simin. "Getting to know semiconductors"
World Scientific.

S.M. Sze "Physics of semiconductor devices"
John Wiley & Sons

Edward S. Yang "Fundamentals of semiconductor devices"
Mc. Graw-Hill

Albrecht Möschtitzer "Semiconductor devices, circuits and systems"
Clarendon press

S.M Sze "High speed semiconductor devices"
John Wiley & Sons

Paul Horowitz, Winfield Hill "The art of electronics"
Cambridge University Press.

Robert Boylestad, Louis Nashelsky "Electrónica, teoría de circuitos"
Prentice Hall.

Juras Pozela "Physics of high-speed transistors"
Plenum Press, (1993)

Carver Mead, Lynn Conway "Introduction to VLSI systems"
Addison-Wesley.

Mark N. Horenstein "Microelectronics circuits and devices"
Prentice-Hall

Jacob Millman, Christos C. Halkias "Integrated electronics: analog and digital
circuits and systems"
Mc. Graw-Hill

R.G. Hiberd "Integrated circuits"
Mc. Graw-Hill

John F. Wakerly "Digital design principles and practices"
Prentice-Hall

"Modern Topics of condensed matter"
IIM
Ed. Técnico científicas

Masahiko Hasunuma, Akio Takeoka, Shoji Sakaiya, Toshimasa Hirano, Minoru
Takai, Yasuo Kishi and Yukinori Kuwano. "Memory characteristics of a ceramic
superconducting ring" New developments in applied superconductivity, Vol 15, pp.
321-326 (1988)

F. and H. London "The electromagnetic equations of the superconductor"
Clarendon Laboratory, Oxford, 23 october, 1934

B.W. Petley. "The ubiquitous squid"
Contemp. Phys. 1980, Vol 21, No. 6, 607-630

A.I. Braginski "Material constraints on electronic applications of oxide
superconductors".
Phys C, Vol 153-155, 1598-1603. (1988).

Akira Enokihara, Hidetaka Higashino, Kentaro Setsune, Tsuneo Mitsuyu and
Kiyotaka Wasa. "Superconductivity in 2 μm wide strip line of Gd-Ba-Cu-O thin
film fabricated by low temperature processes"
Jap. Jour. of Appl. Phys., Vol 27, No 8, August, 1988, pp. L1521-L1523.

S.R. Currás, R. Santos, G. Domarco, A. Díaz, J.A. Veira, J. Maza, M.X. Francois
and F. Vidal. "Construction and characterization of an inductive superconducting
current limiting device based on ceramic $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ O-rings".
Cryogenics 37 (1997) 653-655

"Josephson computer technology"
IBM Journal of research and development, vol 24, No 2, march 1980

E. Tjukanov, R.W. Cline, R. Krahn, M. Hayden, M.W Reynolds, W.N.Hardy, and J.F. Carolan. "Current persistence and magnetic shielding properties of $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ".
Phys. Rev. B, Vol 36, No 13, 1987.

M. Polák, M. Majoros, F. Hanic, J. Pitel, M. Kedrová, P. Kottman, J. Talapa, L. Vencel. "Magnetic field dependence of shielding current density in Y-Ba-Cu-O rings at 77 K"
Jour. of Superconductivity, Vol 2, No 2, 1989.

J.W. Crowe "Trapped-flux superconducting memory"
IBM J. Res. Develop., Vol 1, 1957.

T. Yamada, M. Morita, S. Yokoyama, S. Yamamoto, M.Iwamoto, K. Yoshizaki, M. Wakata. "Persistent current in Y-Ba-Cu Oxides superconductor at liquid nitrogen temperature".
Jap. Jour. Appl. Phys., Vol 26, No 5, 1987.

B.S. Karasik, I.I. Milostnaya, M.A. Zorin, A.I. Elantev, G.N. Gol'tsman, E.M. Gershenzon. "Subnanosecond S-N and N-S switching of YBCO film induced by current pulse".
Physica C 235-240 (1994).