

00382
2
2ei

1989
MAY 10 1989
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

**Uniones Josephson Tipo Emparedado con
Barrera de (Nb-Si)- amorfo**

**Tesis que se presenta para obtener
el grado de Doctor en Ciencias (Física)
en la Facultad de Ciencias de la
Universidad Nacional Autónoma de México**

por

**Adrián Sergio Barrera Roldán
Mayo de 1989.**

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



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.

INDICE

INDICE i

RESUMEN v

CAPITULO I

INTRODUCCION

1.1	Introducción	1
1.2	Relaciones Josephson	4
1.3	Uniones Josephson y campo magnético	9
1.3.1	Corriente crítica (I_c) como función del campo magnético aplicado	9
1.3.2	Longitud de penetración de Josephson, λ_J	16
1.4	Uniones Josephson SNS tipo emparejado	18
1.5	Uniones Josephson SIS	28
1.6	Transición Metal/Aislante (M/A)	30
1.6.1	Teoría de Escalamiento	33
1.7	Nueva idea para la fabricación de uniones Josephson	42

CAPITULO II

FABRICACION

2.1	Proceso	46
2.2	Preparación de la tricapa	46
2.3	Fotolitografía	53
2.4	Proceso de anodización selectiva del Niobio (SNAP y SNAP modificado)	58
2.4.1	SNAP	58
2.4.2	SNAP modificado	62
2.4.3	Evaporación de los contactos eléctricos	66

CAPITULO III

RESULTADOS EXPERIMENTALES

3.1	Arreglo experimental	72
3.2	Resultados generales	74
3.3	Características I-V como función del grosor de la barrera manteniendo fija la composición de la misma	82
3.4	Características I-V de uniones donde se varió la composición de la barrera manteniendo fijo el grosor de la misma	87
3.5	Características I-V de uniones Josephson como función de la temperatura	93
3.6	Corriente crítica y campo magnético aplicado	100

CAPITULO IV

ANALISIS DE RESULTADOS EXPERIMENTALES

4.1	Uniones SIS y SNS como función del grosor de la barrera.....	106
4.1.1	Uniones SIS como función del grosor de la barrera	106
4.1.2	Uniones SNS como función del grosor de la barrera	114
4.2	I_c como función de la temperatura	119
4.2.1	I_c como función de la temperatura en U J SIS	119
4.2.2	I_c como función de la temperatura en U J SNS	122
4.3	Uniones Josephson como función de la concentración de Nb en la barrera	128
4.3.1	J_c como función de la concentración de Nb en la barrera	128
4.3.2	Conductividad como función de la concentración de Nb en la barrera	134
4.3.3	El producto $I_c R_n$ como función de la concentración de Nb en la barrera	139

CAPITULO V

MAS RESULTADOS EN UNIONES SIS

5.1	Otros resultados en uniones SIS	146
-----	---------------------------------------	-----

CAPITULO VI
CONCLUSIONES

6.1 Conclusiones	155
Referencias	160

RESUMEN

En este trabajo se investigó el comportamiento de uniones SNS y SIS tipo emparedado con barreras en las cercanías de una transición Metal/Aislante (M/A). Se usó Nb como superconductor y (Nb-Si)-amorfo como barrera. Las uniones se fabricaron evaporando, *in situ* con cañones de electrones, las diferentes películas sobre sustratos de Al_2O_3 . El área de las uniones se definió usando el proceso de anodización selectiva de Niobio (SNAP) y una modificación del mismo. La modificación del proceso SNAP permite fabricar uniones de mejor calidad y de menor área. Se han fabricado uniones con barreras desde 150 hasta 600 Å de grosor y se ha variado la concentración de Nb en la barrera desde 5 % at. hasta 15 % at. (la transición M/A ocurre a 11.5 % at. de Nb). Se han construido uniones con áreas desde 16 hasta 4500 μm^2 . Se han obtenido uniones Josephson SNS con resistencias específicas tan altas como 2.5 $\Omega-\mu m^2$ y productos $I_c R_n$ de 260 μV .

El comportamiento de las uniones Josephson SNS se entiende en términos de la teoría del efecto de proximidad, salvo en lo que se refiere a su comportamiento como función de la concentración de Nb en la barrera en las cercanías de la transición M/A., *i. e.*, cuando el porcentaje de Nb en la barrera es menor a ~ 12.0 . En las uniones SIS con barreras del orden de 400 Å y 5 % at. de Nb en la barrera se encontró un comportamiento tipo VRH. Uniones SIS con barreras más delgadas ~ 200 Å y concentraciones de Nb cercanas a la transición M/A, muestran corriente Josephson.

CAPITULO I

INTRODUCCION

1.1 Introducción.

Después de la predicción del efecto Josephson [B. D. Josephson, 1962] y de su posterior comprobación experimental [Anderson y Rowell, 1963] se pensó en el uso de uniones Josephson (U J) como componentes electrónicos en circuitos electrónicos superconductores. De hecho la aparición de las uniones Josephson vinieron a significar para la electrónica de superconductores lo que los transistores significan para la electrónica de semiconductores. En forma breve se puede decir que una U J está formada por dos superconductores suficientemente cerca uno del otro, unidos por una región de superconductividad débil ("weak superconductivity region", como fue bautizada por Anderson). En la unión así formada el efecto Josephson se produce por el acoplamiento de las fases de las funciones de onda macroscópica de los dos superconductores, y se manifiesta como el paso de pares de Cooper de un superconductor a otro a través de la región de superconductividad débil.

Para aplicaciones en circuitos electrónicos superconductores es deseable tener U J con resistencias eléctricas grandes (1-100 Ω). Se necesitan resistencias eléctricas grandes para tener un buen acoplamiento con líneas de transmisión o con circuitos electrónicos convencionales de semiconductores. Al mismo tiempo y dependiendo del uso particular, algunas

CAPITULO I

veces es deseable que las U J presenten bajas capacitancias como en el caso en el que se trabaje con corrientes de alta frecuencia. Además teniendo bajas capacitancias las U J muestran características intensidad de corriente-Voltaje, $I-V$, suaves y sin histéresis que se requieren, por ejemplo, para SQUID's (Superconducting Quantum Interference Devices), dispositivos superconductores de interferencia cuántica, o para aplicaciones en radio frecuencia. En el pasado las características $I-V$ sin histéresis se lograban haciendo arreglos de uniones Josephson superconductor/aislante/superconductor (U J SIS) con resistencias eléctricas, a costa de una disminución en el valor del producto $I_c R_n$, disminución costosa porque para un SQUID la sensibilidad intrínseca a cambios de energía aumenta conforme el producto $I_c R_n$ aumenta y baja cuando $I_c R_n$ baja. Otra forma de tener características $I-V$ sin histéresis es usando micropuentes que son difíciles de fabricar. Una alternativa más para obtener características $I-V$ sin histéresis son las uniones Josephson superconductor/metal-normal/superconductor (U J SNS) tipo emparedado; sin embargo, hasta ahora, este tipo de U J sólo han sido de interés científico porque desafortunadamente tienen resistencias eléctricas extremadamente bajas. Aumentar la resistencia eléctrica de este último tipo de U J, *i. e.*, U J SNS tipo emparedado, para mejorar su desempeño como componentes electrónicos, es precisamente uno de los principales objetivos de este trabajo. El otro objetivo del trabajo es comprender mejor la física del fenómeno de transporte de carga eléctrica en las uniones que se fabricaron.

En el presente trabajo se informa de un nuevo desarrollo para la fabricación de U J SNS tipo emparedado con el que se obtienen resistencias

CAPITULO I

eléctricas del orden de ohms usando técnicas de microlitografía convencional ($> 1 \mu\text{m}$). La nueva idea fue usar como barrera para las U J un material que presentara una transición Metal/Aislante (M/A). En particular en este trabajo se usó como barrera (Nb-Si)-amorfo; aunque en principio cualquier material que presente una transición M/A puede ser utilizado. El (Nb-Si)-amorfo presenta un cambio continuo de metal a aislante conforme se disminuye la concentración de Nb en la aleación, ocurriendo la transición M/A a una concentración de Nb de 11.5 % at. [Hertel *et al*, 1983]. Aprovechando esta propiedad del (Nb-Si)-amorfo y trabajando en el lado metálico cerca de la transición M/A, es posible, al menos en principio, obtener resistencias eléctricas grandes (1-10 Ω). Por otro lado U J con barreras en el lado aislante de la transición M/A también son de interés porque la longitud de localización diverge conforme nos aproximamos a la transición M/A desde el lado aislante; abriendo la posibilidad de construir U J SIS con barreras más gruesas. Característica que haría más fácil su fabricación.

Tanto para conocer la física del transporte de carga de estas U J como para encontrar U J con mejores características I-V se midieron distintas cantidades físicas, tales como el producto $I_c R_n$, la densidad de corriente crítica J_c y la conductividad σ , como función del grosor de la barrera y del porcentaje de Nb en la barrera. También se hicieron medidas de J_c como función de la temperatura. Los resultados de las mediciones se compararon con predicciones teóricas.

La presentación del trabajo se llevó a cabo de la siguiente manera:
En el primer capítulo se presenta la teoría del efecto Josephson y la forma

CAPITULO I

en que influye un campo magnético aplicado en una U J. También se hace un somero análisis de la transición M/A en términos de la teoría de escalamiento. Finalmente y en base a lo anterior se explica la nueva idea que se utilizó para la fabricación de U J.

El segundo capítulo describe la forma en que se fabricaron las uniones.

El tercer capítulo presenta los resultados experimentales que se obtuvieron y se analizan las curvas I-V de las uniones.

En el cuarto capítulo se analizan los resultados experimentales y se compara su comportamiento con la teoría.

El quinto capítulo muestra algunos resultados interesantes, aunque exiguos, que se obtuvieron en uniones SIS.

El capítulo sexto habla de las conclusiones del trabajo.

1.2 Relaciones Josephson.

Fue en 1961 que Brian Josephson, entonces estudiante de progrado en la Universidad de Cambridge sugirió en una publicación [B. D. Josephson, 1962] que entre dos superconductores colocados suficientemente cerca el uno del otro debía haber tunelaje^{*} de pares de electrones sin transferencia de energía, es decir, sin necesidad de aplicar una diferencia de potencial. Fue en 1963 que Anderson y Rowell [Anderson y Rowell, 1963] confirmaron experimentalmente la predicción de Josephson.

* Es interesante hacer notar que Josephson encontró su sorprendente resultado analizando el caso de tunelaje entre superconductores a través de una barrera formada por un óxido; sin embargo él mismo, entre otros, fue de los primeros en darse cuenta de la generalidad de su resultado que no solamente era válido para el caso de tunelaje entre superconductores a través de un aislante, sino que en general se aplica al caso de dos superconductores conectados por una región de superconductividad débil.

CAPITULO I

Para hacer un análisis cualitativo de lo que sucede en el tunelaje de pares de electrones piensese en dos superconductores que están muy alejados uno del otro, en estas condiciones los pares de Cooper en cada superconductor pueden ser descritos por una función de onda macroscópica

$$\Psi = n(r,t)^{1/2} \exp[i\theta(r,t)],$$

donde $n(r,t)$ es la densidad de pares de Cooper y $\theta(r,t)$ es la fase. Si los superconductores están muy alejados uno del otro las fases de las funciones de onda son independientes, de hecho sólo pueden ser definidas hasta una constante aditiva arbitraria. Si se comienzan a acercar los superconductores habrá un momento en que las funciones de onda penetren lo suficiente dentro de la barrera, o región de superconductividad débil, como para acoplarse, reduciéndose al mismo tiempo la energía del sistema debido precisamente al acoplamiento. Cuando la energía asociada al acoplamiento excede la energía de las fluctuaciones térmicas las fases se enlazan entre sí y los pares de Cooper pueden pasar de un superconductor a otro sin perder energía, *i.e.*, sin necesidad de aplicar un voltaje. Cuando se aplica un voltaje entre los superconductores los pares de Cooper siguen pasando a través de la barrera, sin embargo en dicho caso la diferencia de fases de las funciones de onda no permanece constante sino que las fases se mueven una con respecto a la otra a una rapidez controlada precisamente por el voltaje.

Una forma de derivar las relaciones Josephson es la siguiente: Sean Ψ_1 y Ψ_2 las funciones de onda macroscópicas de cada superconductor. Suponiendo por simplicidad que los dos superconductores son del mismo

CAPITULO I

material, la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo

$$\frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H \Psi,$$

aplicada a Ψ_1 y a Ψ_2 queda

$$\frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = U_1 \Psi_1 + K \Psi_2 \quad (1.1a)$$

$$\frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = U_2 \Psi_2 + K \Psi_1 \quad (1.1b)$$

donde las U's son las energías de las funciones de onda para los dos superconductores y K es una constante de acoplamiento que mide la interacción de las dos funciones de onda.

Por el momento supóngase que las energías U's son cero, sustitúyase Ψ_j (j=1,2) por su forma polar $\Psi_j = n_{s_j}^{1/2} \exp[i\theta_j]$ en las ecuaciones (1.1a,b), además multiplíquese (1.1a) por $n_{s_1}^{1/2} \exp[i\theta_1]$ y (1.1b) por $n_{s_2}^{1/2} \exp[i\theta_2]$ y defínase $\gamma = \theta_2 - \theta_1$. De tal forma que (1.1a) y (1.1b) se convierten respectivamente en:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial n_{s_1}}{\partial t} + i n_{s_1} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -i \frac{2\pi K}{\hbar} \sqrt{n_{s_1} n_{s_2}} e^{-i\gamma} \quad (1.2)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial n_{s_2}}{\partial t} + i n_{s_2} \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -i \frac{2\pi K}{\hbar} \sqrt{n_{s_1} n_{s_2}} e^{-i\gamma} \quad (1.3)$$

Descomponiendo (1.2) y (1.3) en parte real e imaginaria se tiene:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_{s_1}}{\partial t} &= \frac{4\pi K}{\hbar} \sqrt{n_{s_1} n_{s_2}} \sin \gamma \\ \frac{\partial n_{s_2}}{\partial t} &= \frac{4\pi K}{\hbar} \sqrt{n_{s_1} n_{s_2}} \sin \gamma \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} &= -\frac{2\pi K}{h} \sqrt{\frac{n_{s2}}{n_{s1}}} \cos \gamma \\ \frac{\partial \theta_2}{\partial t} &= -\frac{2\pi K}{h} \sqrt{\frac{n_{s1}}{n_{s2}}} \cos \gamma \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

Como los dos superconductores son del mismo material $n_{s1} = n_{s2}$. Por lo que (1.5) implica

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -\frac{\partial \theta_2}{\partial t} \Rightarrow \theta_2 - \theta_1 = ct.$$

Es decir, solamente la fase relativa y no la absoluta es la que tiene significado físico.

De las ecuaciones (1.4) se ve que

$$\frac{\partial n_{s1}}{\partial t} = -\frac{\partial n_{s2}}{\partial t}.$$

la rapidez de cambio en la densidad de pares de un superconductor es igual a la rapidez de cambio en el otro, pero con signo contrario. Esta rapidez de cambio representa sólo una tendencia a cambiar. No puede haber un cambio real en la densidad de pares porque ésto crearía un desbalance entre los electrones y los iones del material superconductor. Este desbalance es corregido por las corrientes que hay en el circuito con el que está conectada la U J. Entonces la tendencia a la rapidez de cambio de la densidad de pares por la carga, e^*n_s ($e^* = 2e$), por el grosor de los electrodos de la U J da la densidad de corriente que pasa de un electrodo a otro, por lo que de la ecuación (1.4) se concluye que la corriente de pares superconductores a través de la U J es una función sinusoidal de la diferencia de fase y

CAPITULO I

$$J = J_c \sin \gamma = J_c \sin(\theta_2 - \theta_1) \quad (1.6)$$

donde J_c es la densidad de corriente crítica y representa la máxima corriente que puede pasar a través de la U J a voltaje cero. Este efecto es conocido como efecto Josephson D.C..

Si se aplica una diferencia de potencial V a la U J, un par de electrones experimentará una diferencia de energía potencial e^*V al pasar a través de la U J. Por conveniencia se puede tomar el cero de energía a la mitad, entre U_1 y U_2 quedando las ecuaciones (1.1a) y (1.1b) como:

$$\frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = -\frac{e^*V}{2} \psi_1 + K \psi_2 \quad (1.7)$$

$$\frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \frac{e^*V}{2} \psi_2 + K \psi_1 \quad (1.8)$$

Mantobrando en forma análoga a lo hecho para la obtención de las ecs. (1.1a) y (1.1b) se tiene

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{1,1}}{\partial t} + i n_{1,1} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} &= \frac{i n_{1,1} e^* V \psi_{1,1}}{\hbar} - \frac{2\pi K}{\hbar} \sqrt{\frac{n_{1,1} n_{2,2}}{n_{1,1} n_{2,2}}} e^{i\gamma} \\ \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{2,2}}{\partial t} + i n_{2,2} \frac{\partial \theta_2}{\partial t} &= -\frac{i n_{2,2} e^* V \psi_{2,2}}{\hbar} - \frac{2\pi K}{\hbar} \sqrt{\frac{n_{1,1} n_{2,2}}{n_{1,1} n_{2,2}}} e^{-i\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

que al separar en parte real e imaginaria, la parte real queda igual que (1.4) y la imaginaria queda

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = \frac{n_{1,1} e^* V}{\hbar} - \frac{2\pi K}{\hbar} \sqrt{\frac{n_{2,2}}{n_{1,1}}} \cos \gamma \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -\frac{ne^*V}{\hbar} - \frac{2\pi K}{\hbar} \sqrt{\frac{n_{s1}}{n_{s2}}} \cos \gamma \quad (1.11)$$

Restando (1.10) de (1.11) y con $n_{s1} = n_{s2}$, se tiene

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = \frac{2(\theta_2 - \theta_1)}{\hbar} = \frac{4\pi e}{\hbar} V \quad (1.12)$$

donde se ha usado que $e^* = -2e$.

De acuerdo a la ecuación (1.12) la supercorriente a través de la U J oscila a grandes frecuencias cuando se le aplica a la U J una diferencia de potencial. Este efecto es conocido como efecto Josephson A. C. A la ecuación (1.12) junto con la ecuación (1.6) se les conoce como las relaciones Josephson.

En la figura 1.1 se muestran algunos de los tipos más comunes de U J.

1.3 Uniones Josephson y campo magnético.

El interés del presente trabajo se concentra únicamente en U J del tipo 1 y 2 de la figura 1.1. Poniendo especial interés sobre todo en las U J SNS tipo emparejado.

1.3.1 Corriente crítica (I_c) como función del campo magnético aplicado.

El campo magnético dentro de una U J puede causar que las corrientes Josephson interfieran unas con otras en puntos determinados. Para estudiar

CAPÍTULO I

óxidos (10-30 Å)

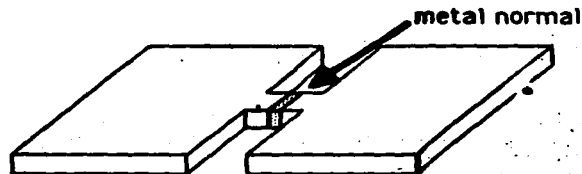


(1) Unión Josephson superconductor-aislante-superconductor (SIS) tipo emparedado.

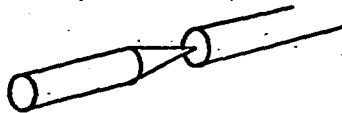
metal normal
(hasta $\approx 1 \mu\text{m}$)



(2) Unión Josephson superconductor-metal normal-superconductor (SNS) tipo emparedado.



(3) Unión Josephson superconductor-metal normal-superconductor (SNS) tipo micropuente.



(4) Contactos puntuales.

Figura 1.1. Algunos de los tipos más comunes de Uniones Josephson.

como afecta a I_c un campo magnético aplicado se analizará el caso de una UJ tipo emparedado en presencia de un campo magnético aplicado H_0 como se muestra en la figura 1.2 [Beasley, 1985]. El sistema de referencia se escoge tal que la corriente viaja en la dirección x y el campo magnético es aplicado en la dirección z , produciéndose una variación en la diferencia de fases de los superconductores, $\gamma = \Delta\theta$, solamente a lo largo de la dirección y . La corriente total I está dada por

$$I = \int dx dy J_c(y) \sin \gamma(y) \quad (1.13)$$

donde $J_c(y)$ es la densidad máxima de corriente Josephson que en general puede ser función de y ; sin embargo por simplicidad y sin ser relevante para el análisis se tomará como constante.

Para determinar $\gamma(y)$ se usará el hecho de que la función de onda debe de ser univaluada alrededor de cualquier trayectoria cerrada, es decir:

$$\int_{\text{camb}} \nabla \theta \cdot d\mathbf{l} = n2\pi$$

Evaluando la integral alrededor de la trayectoria C mostrada en la figura 1.2 se tiene

$$(\theta_1 - \theta_2) + \int_1^2 \nabla \theta \cdot d\mathbf{l} + (\theta_3 - \theta_2) + \int_3^1 \nabla \theta \cdot d\mathbf{l} = n2\pi \quad (1.14)$$

Hay que notar que en este caso la fase de la función de onda contiene un término adicional debido al campo magnético: $\theta \rightarrow \theta - (2\pi e^* / h) \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$. Donde \mathbf{A} es el potencial vectorial magnético. Por lo que la densidad de corriente superconductor queda dada por

CAPITULO I

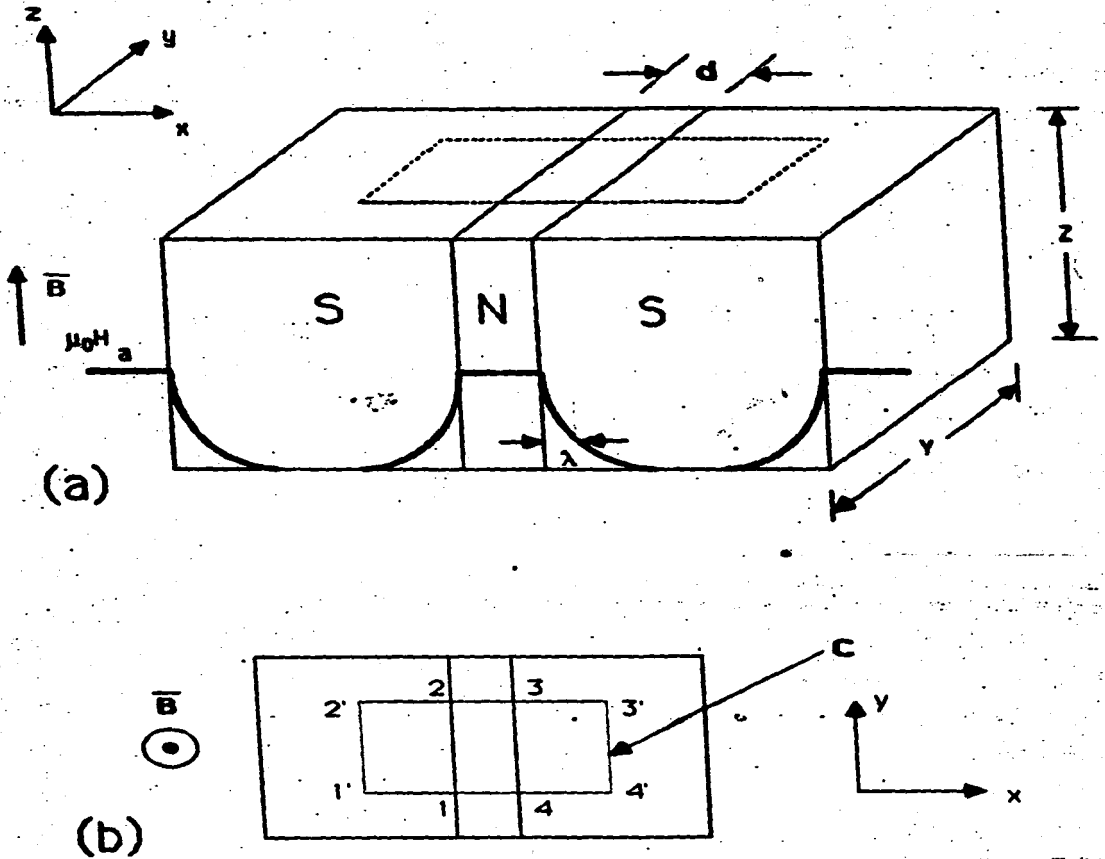


Figura 1.2. (a) Vista perspectiva de una unión Josephson tipo emparedado en presencia de un campo magnético aplicado. La línea gruesa en la cara frontal de la unión muestra la penetración del campo magnético. La línea punteada en la parte superior muestra la trayectoria de integración. (b) Vista desde arriba de la trayectoria de integración.

$$\mathbf{J}_s = \frac{e^2 n_s}{2\pi} \left(\frac{\hbar}{2\pi} \nabla\theta - e^* \mathbf{A} \right) \quad (1.15)$$

Si se toman las trayectorias 1-2 y 3-4 suficientemente dentro del superconductor (al menos en comparación con λ ; λ = longitud de penetración del campo magnético) se tiene entonces que a lo largo de 1'-2' y 3'-4' $\mathbf{J}_s = 0$, por lo que

$$\nabla\theta = \frac{2\pi e^*}{\hbar} \mathbf{A} \quad (1.16)$$

Por otro lado \mathbf{J}_s es perpendicular a las trayectorias 1-1', 2'-2, 3-3' y 4'-4, por lo que en estas trayectorias se vuelve a cumplir la ecuación (1.16), de tal forma que (1.14) se convierte en

$$\left[(\theta_3 - \theta_2) - \frac{2\pi e^*}{\hbar} \int_2^3 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \right] - \left[(\theta_4 - \theta_1) - \frac{2\pi e^*}{\hbar} \int_1^4 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \right] + \frac{2\pi e^*}{\hbar} \int_{\text{curva}} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = n2\pi$$

o

$$\gamma(\theta_2) - \gamma(\theta_1) + 2\pi \frac{\Phi_c}{\Phi_0} = n2\pi \quad (1.17)$$

donde Φ_c es el flujo magnético encerrado por la curva C y $\Phi_0 = h/2e$.

Suponiendo que no hay auto-apatallamiento (i.e., no hay contribución al flujo magnético debido a las corrientes dentro de la U J) y para un campo magnético aplicado uniforme $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}_0$ se tiene

$$\Phi_c = \mu_0 H_0 (2\lambda + d) (y_2 - y_1) \quad (1.18)$$

sustituyendo (1.18) en (1.17) y redefiniendo el origen en el eje y se obtiene

$$\gamma(y) = \gamma(0) + \frac{2\pi \mu_0 H_0}{\Phi_0} (2\lambda + d) y \quad (1.19)$$

CAPITULO I

donde $\gamma(0)$ es una diferencia de fase arbitraria tomada en el origen.

Sustituyendo (1.19) en (1.13), integrando y reorganizando los términos se obtiene

$$I = Z \int_{-\frac{\gamma}{2}}^{\frac{\gamma}{2}} J_0 \sin \left[\gamma(0) + \frac{2\pi\mu_0 H_0}{\Phi_0} (2\lambda + d)y \right] dy$$

$$I = ZYJ_0 \sin \gamma(0) \frac{\sin \left| \frac{\pi\Phi_0}{\Phi_0} \right|}{\frac{\pi\Phi_0}{\Phi_0}}$$

donde $\Phi_0 = \mu_0 H_0 (2\lambda + d)Y$.

El máximo valor de la corriente se obtiene cuando $\gamma(0) = \pm \pi/2$, por lo tanto la corriente crítica varía con el campo según

$$I_c(\Phi_0) = I_c(0) \left| \frac{\sin \left| \frac{\pi\Phi_0}{\Phi_0} \right|}{\frac{\pi\Phi_0}{\Phi_0}} \right| \quad (1.21)$$

donde $I_c(0) = ZYJ_0$ es la corriente crítica sin campo magnético aplicado. Este resultado es análogo al de difracción a través de una rendija. La ecuación (1.21) se grafica en la figura 1.3.

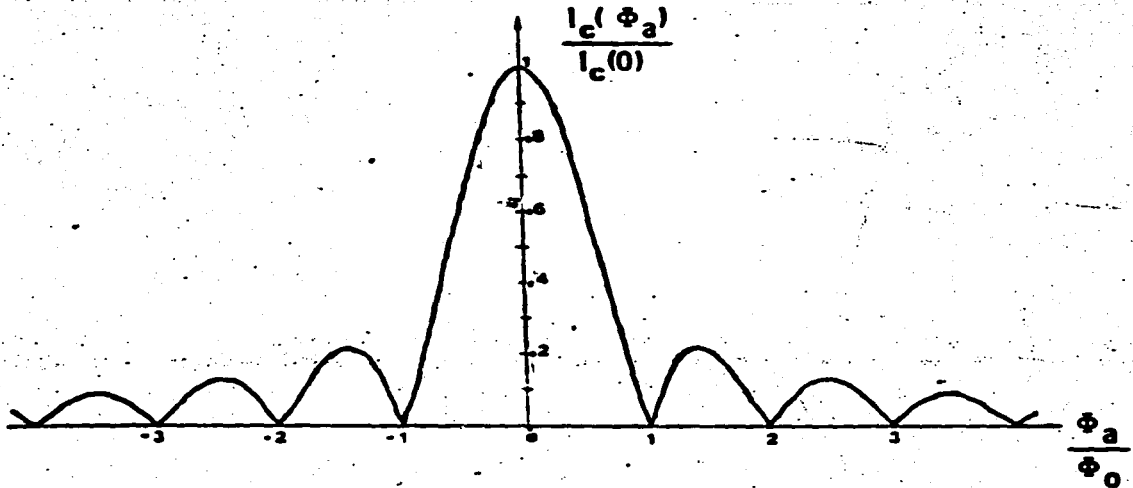


Figura 1.3. Gráfica de la corriente crítica como función del campo magnético aplicado en una unión Josephson tipo emparedado, donde se ha despreciado el campo magnético producido por la corriente Josephson [Barone y Paterno, 1982].

1.3.2 Longitud de penetración de Josephson, λ_J .

La longitud de penetración de Josephson es un parámetro que mide que tanto penetra el campo magnético dentro de una U J y por lo mismo indica que tan uniforme es la densidad de corriente a través de la unión.

Para saber cómo se relaciona λ_J con las cantidades características de una U J considérese nuevamente el esquema de la figura 1.2, donde se muestra una U J en presencia de un campo magnético aplicado H_a , en este caso como se vió en la sección anterior, ec. (1.17)

$$\gamma(\theta_2) - \gamma(\theta_1) + 2\pi \frac{\Phi_z}{\Phi_0} = n2\pi$$

Si se toma en cuenta el campo magnético producido por la corriente Josephson (campo de auto-apantallamiento) tanto en presencia de un campo magnético externo aplicado en la dirección z ó en ausencia del mismo, la inducción magnética B en forma general estará dada por

$$B(y,z) = \lambda B_y + \kappa B_z$$

Viendo la U J de la figura 1.2 desde arriba (dirección z) y para una x fija, considérese la curva mostrada en la figura 1.2b', donde Δy es arbitrariamente pequeño. Para esta curva la ecuación (1.17) se convierte en

$$\gamma(y + \Delta y, z) - \gamma(y, z) = \frac{2\pi}{\Phi_0} (2\lambda + \kappa) \Delta y B_z$$

tomando el límite $\Delta y \rightarrow 0$,

$$\frac{\partial \gamma(y, z)}{\partial y} = \frac{2\pi}{\Phi_0} (2\lambda + \kappa) B_z \quad (1.22)$$

CAPITULO I

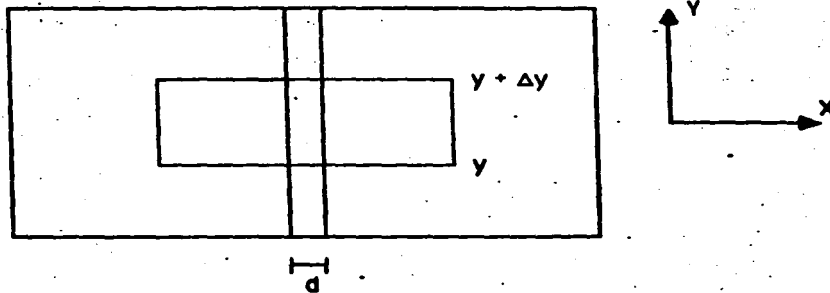


Figura 1.2b'. Vista desde, arriba (dirección z) de la unión Josephson de la figura 1.2.

Repetiendo este mismo procedimiento en una superficie perpendicular al eje y se obtiene

$$\frac{\partial^2 \gamma(y, x)}{\partial x^2} = -\frac{2\pi}{\Phi_0} (2\lambda + d) B_y \quad (1.23)$$

derivando (1.22) con respecto a y , y (1.23) con respecto a x , y sumando ambos resultados se obtiene

$$\frac{\partial^2 \gamma(y, x)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \gamma(y, x)}{\partial x^2} = \frac{2\pi}{\Phi_0} (2\lambda + d) \left[\frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial x} \right] \quad (1.24)$$

Por otro lado de la ley de Ampère se tiene

$$\frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial x} = \mu_0 J_z$$

y en este caso

$$J_z = J_c \sin \gamma(y, x)$$

por lo tanto se puede escribir (1.24) como

$$\frac{\partial^2 \gamma(y,z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \gamma(y,z)}{\partial z^2} = \frac{\sin \gamma(y,z)}{\lambda_J^2} \quad (1.25)$$

donde

$$\lambda_J^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0(2\lambda + d) J_c} \quad (1.25a)$$

λ_J es conocida como la longitud de penetración de Josephson.

La solución de la ecuación (1.25) dice cómo varía γ en la U J y por lo tanto cómo varía J y que tanto penetra B dentro de la U J. La longitud λ_J es importante porque al compararla con la longitud L ($L \times L =$ Area de la U J) de la U J se puede saber si pueden ser despreciados los efectos de auto-apantallamiento en la U J y que tan uniforme es la densidad de corriente a través de la misma. En general cuando $L \leq \lambda_J$ los efectos de auto-apantallamiento pueden ser despreciados y la densidad de corriente es uniforme. Para mostrar como varía la densidad de corriente para distintos valores de L/λ_J se muestran en la figura 1.4 los resultados obtenidos por Owen y Scalapino en U J en-línea ("In-line") [Owen y Scalapino, 1967].

1.4 Uniones Josephson SNS tipo emparedado.

Las U J se pueden dividir en dos grandes grupos: U J donde el efecto Josephson es debido a tunelaje de pares de Cooper, y U J en las que la aparición de la corriente Josephson es debido a fenómenos de difusión de pares de Cooper. La presente sección está dedicada a este último grupo y en

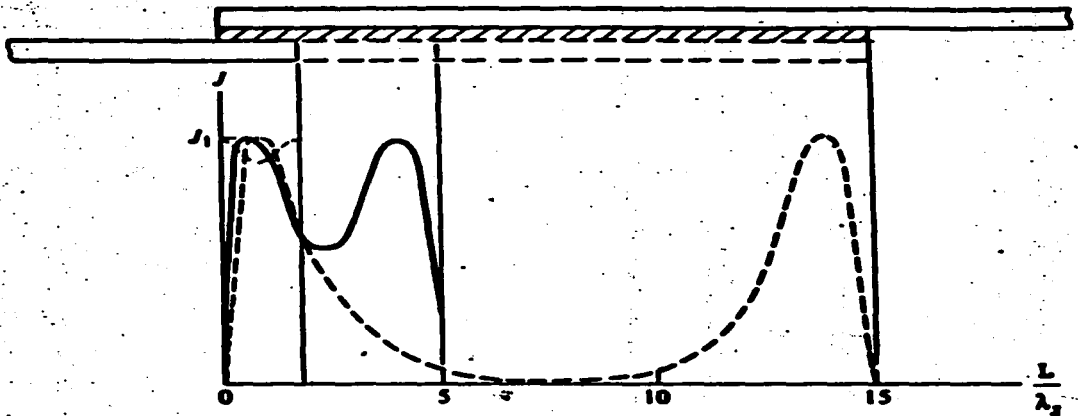


Figura 1.4. Distribución de densidades de corriente de tunelaje Josephson en uniones Josephson en-línea ("in-line") para tres diferentes valores de L/λ_J [tomada del libro de T. Van Duzer y Turner, 1981].

particular a U J SNS (Superconductor-metal Normal-Superconductor) tipo emparedado. El acoplamiento en las U J SNS es debido al efecto de proximidad entre un superconductor y un metal normal [De Gennes, 1964]. Este efecto de proximidad causa una disminución en el superconductor de la amplitud de la función de onda Ψ_S (función de onda de los pares de Cooper en el superconductor) en las cercanías de la interfaz SN; al mismo tiempo provoca que los pares de Cooper se difundan dentro del metal normal, dando origen a que dentro del metal normal aparezca una Ψ_N (función de onda de los pares de Cooper en el metal normal) distinta de cero. En una dimensión, sin

tomar en consideración la dependencia temporal, y de acuerdo a la teoría del efecto de proximidad [De Gennes, 1966], se tiene que Ψ_N lejos de la interfaz es de la forma

$$\Psi_N(x) = \Psi_N(0) e^{-\frac{x}{\xi_N}} \quad (1.26)$$

donde $\Psi_N(0)$ es la función de onda efectiva de los pares de Cooper en el metal normal en la interfaz ($x = 0$) y ξ_N es la longitud de coherencia o longitud de proximidad del metal normal, que es una medida del decaimiento de la superconductividad dentro del metal normal. Cuando el grosor de la película de metal normal, d , en la estructura de la tricapa es suficientemente pequeño (en algunos casos de hasta algunas micras de grosor [K. K. Likharev, 1979]) como para que las funciones de onda de los superconductores se traslapen, se origina un acoplamiento (débil), produciéndose así el efecto Josephson, figura 1.5.

Usando la teoría del efecto de proximidad se pueden volver a obtener las relaciones Josephson [por e.j. ver Dilorio, 1985]. Para tener la primera de las relaciones Josephson considérese la ecuación que, en primera aproximación, gobierna el comportamiento de Ψ_N en el metal normal, cuando

$d > \xi_N$, dada por

$$\frac{\partial^2 \Psi_N(x)}{\partial x^2} = -\frac{1}{\xi_N^2} \Psi_N(x)$$

Con esta ecuación y las condiciones a la frontera $\Psi_N(0) = \Psi_{N1}$ y $\Psi_N(d) = \Psi_{N2}$ la solución a la ecuación de arriba queda como

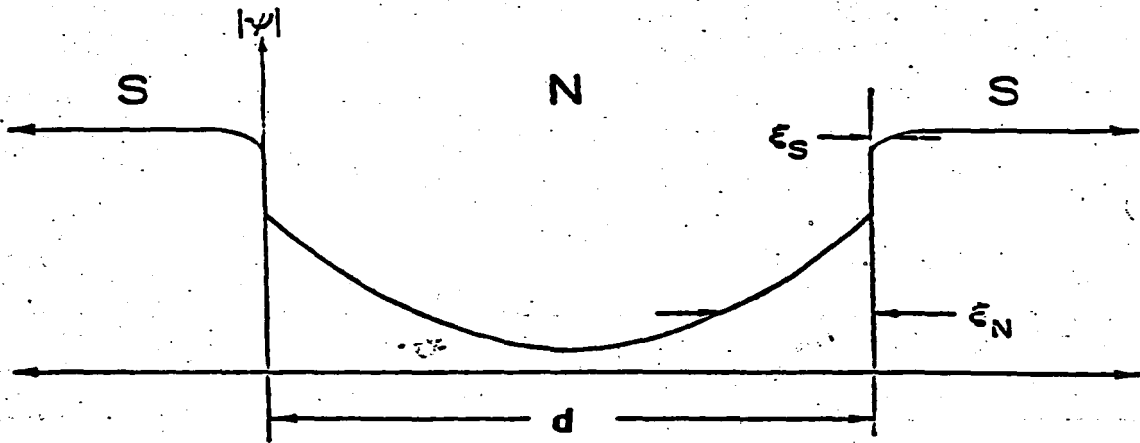


Figura 1.5 Gráfica mostrando cómo varía la raíz cuadrada de la densidad de pares de Cooper a través de una unión Josephson SNS ($\gamma = 0$). La discontinuidad en $|\psi|$ en las interfaces es debida a que se están considerando condiciones a la frontera no-rígidas [Diloro, 1985].

$$\psi_N(x) = |\psi_{N1}| e^{-\frac{x}{\xi_N}} + |\psi_{N2}| e^{-\frac{x}{\xi_N}} e^{i(\theta_1 - \theta_2)} \quad (1.26a)$$

Aplicando el operador de densidad de corriente en mecánica cuántica a la ec. (1.26a)

$$J_s = \frac{e^* \hbar}{4im^*} [\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*]$$

donde $e^* = 2e$ y $m^* = 2m_0$.

CAPITULO I

se obtiene nuevamente la primera de las relaciones Josephson (ecuación (1.6)).

Para obtener la segunda de las relaciones Josephson se debe considerar la dependencia temporal de Ψ_N . Suponiendo que los efectos de no-equilibrio son pequeños la dependencia temporal de la función de onda está dada por [Gor'kov, 1958]

$$\Psi(x, t) = \Psi(x) \exp \left[-\frac{2\pi i \mu_p t}{\hbar} \right], \quad (1.26b)$$

donde μ_p = potencial electroquímico de los pares de Cooper.

Comparando (1.26a) con (1.26b) y recordando que la diferencia de potencial está definida como: $V = (1/2e)(\mu_{p2} - \mu_{p1})$, se obtiene nuevamente la segunda relación de Josephson, ecuación (1.12).

Volviendo al caso general del efecto Josephson, usando las relaciones Josephson, integrando la ec. (1.12) y sustituyendo el resultado en la ec. (1.6), se obtiene una expresión para la densidad de corriente Josephson dada por

$$J(t) = J_0 \sin \left[\varphi_0 + \int_0^t \frac{4\pi e V(t')}{\hbar} dt' \right],$$

donde se ve que operacionalmente el canal superconductor se comporta como un generador de corriente alterna controlado por el voltaje a través de la U J, por lo que el comportamiento de la U J depende de cualquier impedancia conectada a ella, incluyendo las impedancias internas de la propia U J. Para obtener las características I-V de una U J se aproximará su comportamiento por medio de un circuito equivalente [Stewart, 1968; McCumber, 1968]. En

CAPITULO I

particular nos avocaremos al caso en que la U J esté conectada a una fuente de corriente D. C. (que es el caso que se manejó experimentalmente en este trabajo). El circuito equivalente se muestra en la figura 1.6.

Para analizar U J SNS se puede despreciar el término $C(dV/dt)$ porque en general este tipo de U J tienen capacitancias muy pequeñas (las capacitancias son pequeñas porque la barrera es metálica, no aislante) y además la resistencia eléctrica R puede considerarse constante, de tal forma que la ecuación diferencial que rige el comportamiento del circuito para este tipo de U J es

$$I = I_0 \sin \gamma + \frac{V}{R} \quad I > I_c \quad (1.27)$$

usando la ec. (1.12)

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\gamma}{dt}$$

y sustituyendo en (1.27)

$$I = I_0 \sin \gamma + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \frac{d\gamma}{dt}$$

Integrando se obtiene

$$I = I_0 \sin \gamma_0$$

$$\frac{2\pi R I_0}{\Phi_0} \gamma = \frac{2}{\tan^{-1} \left[\frac{\frac{I}{I_0} \tan \frac{\gamma}{2} + 1}{\sqrt{\left(\frac{I}{I_0}\right)^2 - 1}} \right]}$$

$$I < I_c$$

$$I > I_c$$

(1.28)

Despejando γ en el caso $I > I_c$

CAPITULO I

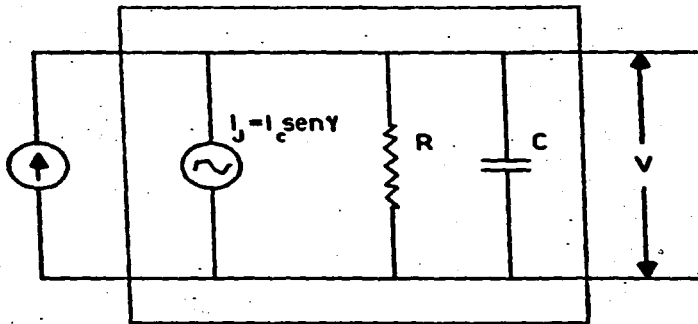


Figura 1.6. Circuito equivalente de una unión Josephson alimentada por una fuente de corriente D. C.. Entre líneas punteadas se encuentran los elementos que representan a la unión Josephson.

$$\tan \frac{\gamma}{2} = \sqrt{1 - \left(\frac{I}{I_c}\right)^2} \tan \left[\frac{\pi R I_c}{\Phi_0} \sqrt{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1} \right] - \frac{I}{I_c}$$

de donde el periodo de oscilación es

$$T = \frac{2\pi}{\frac{2\pi R I_c}{\Phi_0} \sqrt{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1}}$$

Con el periodo se puede obtener el voltaje promedio $\langle V \rangle$, usando (1.12)

$$\langle V \rangle = \frac{h}{4\pi e} \left\langle \frac{d\gamma}{dt} \right\rangle = \frac{h}{4\pi e} \frac{1}{T} \int_0^T d\gamma$$

CAPITULO I

$$\langle V \rangle = IR \sqrt{1 - \left(\frac{I_c}{I}\right)^2} \quad \text{si } I > I_c \quad (1.29)$$

Además de (1.28) se tiene que

$$\langle V \rangle = 0 \quad \text{si } I < I_c \quad (1.30)$$

Usando las ecs. (1.29) y (1.30) se obtienen las características I-V para las U J SNS, la gráfica se muestra en la figura 1.7. En esta figura se observa que para corrientes mayores a I_c aparece un voltaje distinto de cero y la U J comienza a obedecer la ec. (1.29) aproximándose asintóticamente a la recta $\langle V \rangle = IR$, donde R se conoce como la resistencia eléctrica normal de la U J y es proporcional a la resistencia eléctrica laminar que presenta la barrera; a dicha resistencia eléctrica se le denota como R_n .

Cuando las U J SNS tienen capacitancias importantes se debe considerar el término capacitivo en la ec. (1.27) teniendo:

$$I = I_c \sin \gamma + \frac{V}{R_n} + C \frac{dV}{dt} \quad (1.31)$$

usando (1.12)

$$I = I_c \sin \gamma + \frac{\Phi_0}{2\pi R_n} \frac{d\gamma}{dt} + \frac{\Phi_0 C}{2\pi} \frac{d^2\gamma}{dt^2}$$

que normalizando la corriente se puede escribir como [McCumber, 1968]

$$K = \sin \gamma + \frac{d\gamma}{d\theta} + \beta_c \frac{d^2\gamma}{d\theta^2} \quad (1.32)$$

donde

$$K = \frac{I}{I_c} ; \quad \theta = \omega_n t ; \quad \omega_n = \frac{2\pi R_n I_c}{\Phi_0} ; \quad \beta_c = \omega_n R_n C$$

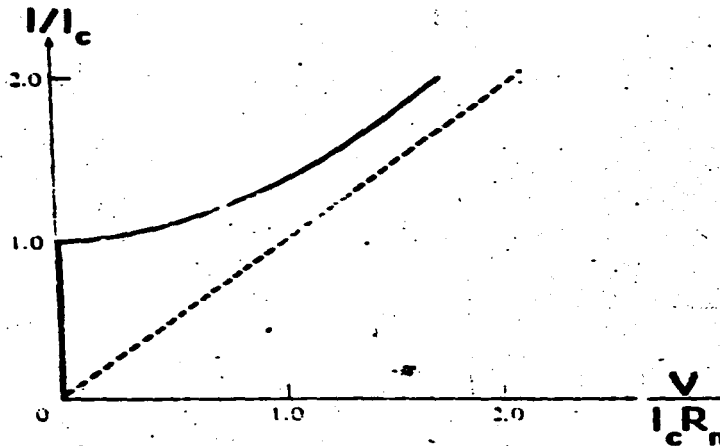


Figura 1.7. Características I-V de uniones Josephson SNS en las que $C = 0$ [M. Dilorio, 1985].

Para el caso $I < I_c$ la solución sigue siendo como en el caso anterior, ec. (1.27), $\varphi = \text{constante}$, lo que implica $V = 0$.

Para el caso $I > I_c$ la solución de la ec. (1.32) se puede obtener por métodos numéricos. McCumber, 1968, resolvió numéricamente la ec. (1.32) y encontró que las soluciones presentaban dos valores para una misma corriente dada cuando $K_c < K < 1$, donde K_c es un parámetro que depende de β_c y disminuye conforme β_c aumenta. En otras palabras McCumber encontró que

las características I-V de U J con capacitancias no despreciables presentaban histéresis que era una función directa de dicha capacitancia. En la figura 1.8 se muestran curvas I-V para distintos valores de β_c , en esta figura se puede observar que para valores de $K \gg 1$ las curvas tienden asintóticamente a la recta $V = IR_n$ tal como en el caso $C=0$.

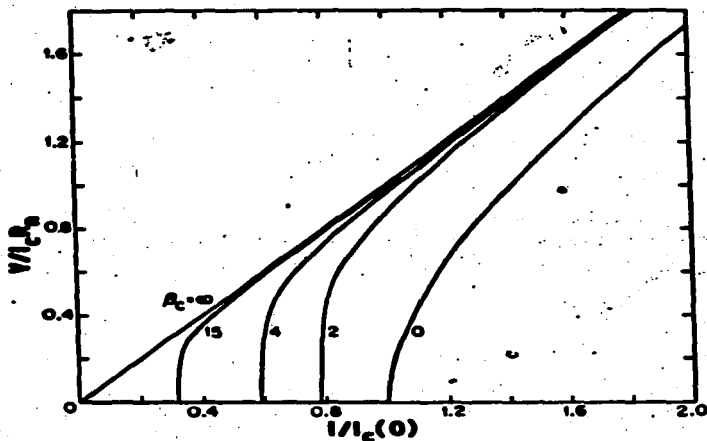


Figura 1.8. Características I-V de uniones Josephson representadas por el circuito de la figura 1.6 ($R = \text{cte.}$), para distintos valores de β_c [tomada de McCumber, 1968].

1.5 Uniones Josephson SIS.

Desde el punto de vista físico la mayor diferencia entre las U J SNS y SIS es que en las primeras el fenómeno de transporte de carga a través de la barrera es por difusión, mientras que en las segundas es debido al efecto de tunelaje cuántico. Esta diferencia básica más el hecho de que en las U J SIS los efectos de capacitancia no se pueden despreciar provocan que al estudiar sus características I-V con la misma filosofía con las que se estudiaron las características I-V de las U J SNS se deba tomar en cuenta que: 1.- El término $C(dv/dt)$ en la ec. (1.31) no se pueda despreciar, y 2.- La resistencia eléctrica no puede tomarse como constante debido a que en el caso de las

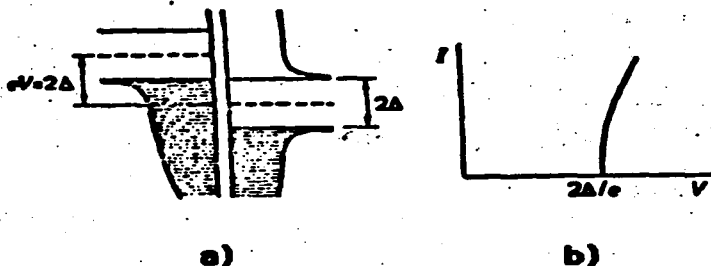


Figura 1.9. a).- Representación en el modelo de semiconductores del tunelaje de electrones desapareados, para el caso de superconductores iguales. b).- Forma en que varía la conductividad en las uniones Josephson SIS debido al tunelaje mostrado en el inciso (a), a $T = 0$ K y con $I_c = 0$ [L. Solymar, 1972].

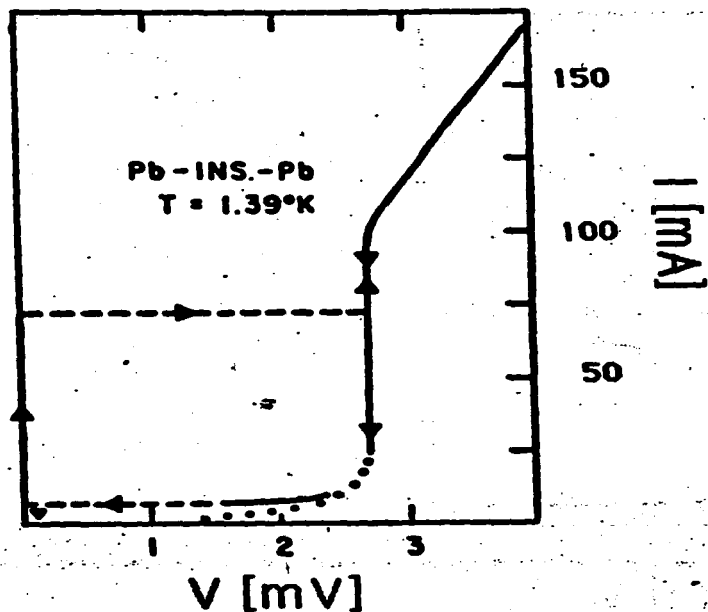


Figura 1.10. Características I-V típicas de U J SIS. En particular estas corresponden a U J de Pb-I-Pb a T=1.39 K. La raya continua es la predicción teórica y la punteada es la curva experimental. Las flechas indican la forma en que se recorrió la curva [tomada de Scott, 1970]

U J SIS al haber voltajes mayores a $(1/e)(\Delta_1 + \Delta_2)$ (donde Δ_1 y Δ_2 son las brechas energéticas de los superconductores) los pares de Cooper reciben suficiente energía para desaparecer y tunear a través de la barrera como

electrones desapareados (tunelaje de Glaver) causando un gran aumento en la conductividad. Usando el modelo de semiconductores se muestra en la figura 1.9 la forma en que las características I-V de una unión tunel se ven afectadas debido a la brecha energética de los superconductores. Tomando estos dos puntos en consideración la ec. (1.31) queda como

$$I = I_0 \exp\left(\frac{V}{R(V)}\right) + C \frac{dV}{dt} \quad (1.33)$$

La ec. (1.33) fue resuelta numéricamente por [Scott, 1970] quien comparó los cálculos teóricos con experimentos realizados en U J de Pb-I-Pb obteniendo buena concordancia entre teoría y experimento como se puede observar en la figura 1.10. La curva I-V de esta figura es un buen ejemplo de las características I-V típicas de U J SIS.

1.6 Transición Metal/Aislante (M/A).

Se puede caracterizar cualquier material (no superconductor) como metal o aislante de acuerdo a la siguiente definición: Si la extrapolación de la conductividad a $T=0$ K tiene un valor finito, el material se define como metal; en cambio si la conductividad tiende a cero al extrapolar al cero absoluto, entonces el material se define como aislante. Se conocen varios materiales en los que ocurre una transición de metal a aislante al cambiar un parámetro, como puede ser: composición, presión, cambios en campo magnético o eléctrico u otros. Este tipo de comportamiento se puede encontrar tanto en materiales cristalinos como en materiales amorfos.

En 1958 Anderson fue el primero que sugirió que en materiales donde hay suficiente desorden todas las funciones de onda de los electrones para

CAPITULO I

cierta energía E están localizadas, es decir, que dichas funciones de onda decaen exponencialmente con la distancia y tienen un valor de energía cuantizado [Anderson, 1958]. Este fenómeno se conoce como localización de Anderson.

Si se considera un arreglo cristalino infinito de pozos de potencial teniendo todos la misma profundidad y anchura y habiendo la misma separación entre ellos, la función de onda de Bloch para un electrón está dada por (aproximación de amarre fuerte)

$$\psi_n(x, y, z) = \sum_n \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_n) \phi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \quad (1.34)$$

donde $\phi(\mathbf{r})$ es la función de onda del átomo y \mathbf{R}_n es el vector de posición del n -ésimo pozo de potencial.

Cuando se considera desorden en el arreglo cristalino de pozos de potencial, ya sea variando la profundidad de los pozos o cambiando la distancia entre ellos, se encuentra que para un desorden débil la función de onda de Bloch del electrón pierde coherencia en la fase a distancias del orden del camino libre medio l ; sin embargo la función de onda sigue siendo extendida a través de todo el material y tiene la forma,

$$\sum_n A_n \phi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \quad (1.35)$$

donde A_n tiene fases y amplitudes arbitrarias. En este caso el camino libre medio l es del orden de la distancia interatómica a .

Anderson [Anderson, 1958] demostró que cuando el desorden en el arreglo cristalino de pozos de potencial era aún mayor, la función de onda podía volverse localizada, es decir que la envolvente de la función de onda

decae exponencialmente

$$\sum A_n \exp(-\alpha r) \quad (1.35)$$

donde $\alpha^{-1} = \xi$ = longitud de localización.

Otra forma de pasar de estados extendidos a localizados es, en vez de aumentar el desorden, variar la energía de los eigenestados (para un desorden dado). De hecho cualquier variación al azar de los pozos de potencial en el arreglo cristalino, por pequeña que sea, introduce una región de estados localizados en la cola de la banda, mientras que en el centro de la banda los estados son extendidos. La energía crítica E_c a la cual ocurre el cambio de estados extendidos a estados localizados se le conoce como borde de movilidad (Mott fue el primero que señaló la existencia de E_c [Mott, 1966, 1967]). Si la energía de Fermi E_f es menor que E_c entonces la conductividad a 0 K, σ_0 , es cero porque E_f se encontrará en una región de estados localizados. Si por el contrario $E_f - E_c > 0$ entonces σ_0 toma un valor finito, de tal forma que si en un material se puede cambiar el signo de $E_f - E_c$ de positivo a negativo cambiando algún parámetro, como por ejemplo la composición, habrá un cambio en su comportamiento eléctrico: pasará de metal ($\sigma_0 = 0$) a aislante ($\sigma_0 = 0$). A este tipo de transición M/A se le conoce como transición de Anderson. Es importante hacer notar que en la transición de Anderson no se toma en cuenta la interacción coulombiana entre electrones.

1.6.1 Teoría de Escalamiento.

Para analizar más de cerca la transición M/A se usará la teoría de escalamiento. A principio de los años 70's, Thouless *et al.* comenzaron a desarrollar en términos de la teoría de escalamiento una descripción del problema de localización [Thouless *et al.*, 1974]. Para tratar el problema en esta aproximación se construye una muestra de tamaño $(2L)^d$, en d dimensiones, con cubos de tamaño L^d . Con esta construcción el eigenestado de la muestra de tamaño $(2L)^d$ es una combinación lineal de los eigenestados de los cubos de tamaño L^d , y la cantidad de traslape entre los eigenestados dependerá de la integral de traslape así como de la energía del denominador (energía del estado final menos energía del estado inicial, $E_f - E_i$). La energía del denominador está dada básicamente por el espaciamiento ΔW entre los niveles de energía en la muestra L^d . Al calcular la integral de traslape Thouless observó que si una muestra se repetía en una dirección para formar una cadena periódica infinita, el eigenvalor individual se ensanchaba hasta formar una banda, siendo el ancho de la banda una buena estimación de la integral de traslape. El ancho de la banda corresponde a la variación en energía ΔE del eigenvalor de la muestra L^d . En particular si el eigenestado es localizado, ΔE será insensible a las condiciones a la frontera y exponencialmente pequeño, de tal forma que $\Delta E/\Delta W$ también será exponencialmente pequeño y el eigenestado de la muestra $(2L)^d$ estará localizado casi completamente en una de las muestras L^d . Por otro lado si $\Delta E/\Delta W$ es grande el estado de la muestra $(2L)^d$ estará extendido en todas las muestras L^d y por lo tanto será un estado extendido. Por lo tanto las

CAPÍTULO I

condiciones a la frontera o $\Delta E/\Delta W$ pueden ser el parámetro que controla la naturaleza del eigenestado conforme el sistema aumenta al doble de su tamaño.

Thouless también introdujo la conductancia adimensional dada por

$$g = \frac{G}{(2\pi e^2/h)} ; \text{ donde } \frac{G}{\text{longitud}} = \sigma = \text{conductividad}$$

y arguyó que g está linealmente relacionada con $\Delta E/\Delta W$. Posteriormente se demostró, en una dimensión, que g es proporcional a $(\Delta E/\Delta W)^2$ [Anderson y Lee, 1981]. El punto esencial es que g es una cantidad relacionada directamente con $\Delta E/\Delta W$ que se puede medir físicamente y es el parámetro (solo uno) que gobierna el comportamiento del sistema conforme aumenta al doble de su tamaño.

En la teoría de escalamiento se trata de entender el problema de localización analizando el comportamiento de la conductancia g como función del tamaño del sistema L , o de cualquiera otra variable de escala. A nivel microscópico el camino libre medio del electrón l en un medio desordenado (definido como la longitud a la cual la fase de la función de onda del electrón cambia en $\sim 2\pi$) es la longitud de escalamiento de interés en el problema de localización, siendo $g_0 = g(l)$ una medida microscópica del desorden, tal que si g_0 es pequeña el desorden es grande y viceversa. Por otro lado a nivel macroscópico se puede mostrar que $g(l)$ tiene dos comportamientos asintóticos diferentes para $L \gg l$ dependiendo del grado de desorden [P. H. Lee, 1985]. En el caso en que el desorden es pequeño $g(l)$ toma la forma

$$g(L) = \sigma L^{4-d}$$

(1.37)

CAPITULO I

Cuando el desorden es mayor y los estados cerca de la energía de Fermi ϵ_f son localizados, el transporte D. C. de carga ocurre por medio de saltos ("hopping") del electrón de un estado ocupado a otro desocupado con aproximadamente la misma energía. Como los estados localizados cercanos en energía están muy alejados en el espacio, el elemento de la matriz de salto para los dos estados (el ocupado y el desocupado) es exponencialmente pequeño, por lo que se espera que en esta situación, cuando $L \gg \xi$

$$g(L) \propto \exp(-L/\xi) \quad (1.36)$$

La longitud de escala relevante en este caso es ξ , la longitud de localización que en general es mayor que λ .

Para un desorden dado $g(L)$ evoluciona suavemente desde g_0 , conforme L aumenta, hasta tomar finalmente alguna de las formas dadas por (1.37), o (1.38). El tipo de forma que tome dependerá tanto del desorden microscópico, *i.e.* g_0 , como de la dimensionalidad de la muestra. Por ejemplo en una dimensión se sabe [Mott y Twose, 1961] que todos los estados son localizados con una longitud de localización menor que el camino libre medio.

Abrahams *et al.* introdujeron en el panorama la función de escalamiento [Abrahams *et al.*, 1979]

$$\beta(\epsilon) = \frac{d(\ln g)}{d(\ln L)} = \frac{L}{g} \frac{dg}{dL} \quad (1.39)$$

arguyendo que esta derivada logarítmica es función únicamente de un parámetro, la conductancia g . Además, como la función β para valores finitos de L describe el agrupamiento de un número finito de cubos de dimensión finita, supusieron que debería de ser una función que se comportara

CAPÍTULO I

regularmente, por lo que $\beta(g)$ debía ser continua, diferenciable y monótona.

El estudio de esta función cuando $L \rightarrow \infty$ determina si la conductividad de una muestra suficientemente grande es cero o no cuando $T \rightarrow 0$, *i. e.*, determina si las funciones de onda de los electrones son localizadas o extendidas. Tomando en cuenta que $\beta(g)$ debe ser continua, diferenciable y monótona es suficiente estudiar su comportamiento en los casos límites de conductancias pequeñas y conductancias grandes, para hacer un análisis cualitativo de $\beta(g)$.

De la ec. (1.38) (estados electrónicos localizados) se obtiene el comportamiento de g para $g \ll g_1$

$$\beta(g) = \ln g - \ln g_1; \quad g \ll g_1 \quad (1.40)$$

donde g_1 es una constante tal que la ec. (1.38) se convierte en una igualdad y es del orden de π^{-2} [V. L. Bonch - Bruevich, 1983]. Nótese que en este caso $\beta(g) < 0$, además como $\beta(g) = -L/\xi - \ln g_1$, g decrece conforme aumenta la longitud de escalamiento L .

La forma asintótica de $\beta(g)$ para $g \gg g_1$ se obtiene de la ec. (1.37) (comportamiento óhmico)

$$\beta(g) = (d-2); \quad g \gg g_1 \quad (1.41)$$

Sin embargo si se consideran desviaciones de la teoría de transporte de Boltzmann para σ , debidas a dispersión débil ($g \gg 1$) producida por distribución al azar de centros dispersores que interactúan con los electrones mediante fuerzas de corto alcance, se encuentra en vez de (1.41) [E. Abrahams *et al.*, 1979, 1980; K. B. Efetov *et al.*, 1980]

CAPITULO I

$$\beta(g) = (d-2) \cdot \frac{g_0}{g} ; \quad g \gg g_1 \quad (1.42)$$

En la figura 1.11 se muestra la gráfica de $\beta(g)$ para diferentes dimensiones [tomada de Abrahams *et al.*, 1979].

Para el caso de 3 dimensiones (de aquí en adelante se analizará únicamente este caso) de la ec. (1.42) se observa que $\beta(g) > 0$ para $g \gg 1$ y de la ec. (1.36) se tiene que $\beta(g) < 0$ para $g \ll 1$. Recordando que $\beta(g)$ es

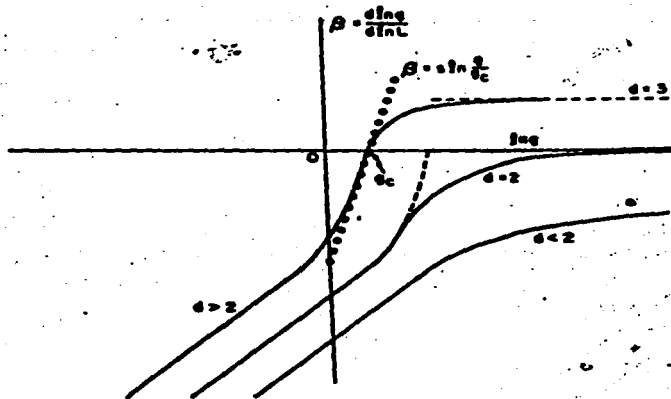


Figura 1.11. Gráfica de la función de escalamiento $\beta(g)$ como función de la conductancia adimensional g para 1, 2 y 3 dimensiones. La línea discontinua muestra el comportamiento de $\beta(g)$ en 2 dimensiones en el caso de que existiera la σ_{min} predicha por Mott. La línea punteada muestra la pendiente $s=1/v$ que tiene la curva β en el punto $g=g_c$ para el caso de 3 dimensiones [tomada de E. Abrahams *et al.*, 1979].

CAPÍTULO I

continua, diferenciable y monótona se sigue que debe existir solamente un valor g_c tal que $\beta(g_c) = 0$. Para valores de g cercanos a g_c , de (1.39) se tiene

$$\text{signo}(g - g_c) = \text{signo } \beta(g) = \text{signo } \frac{d(\ln g)}{d(\ln L)}$$

que implica que g_c es un punto inestable porque cuando $g < g_c$ los valores de $g(L)$ disminuyen conforme aumenta L . En el límite cuando $L \rightarrow \infty$, $g(L) \rightarrow 0$ que corresponde a la región de estados localizados. Por el otro lado, cuando $g > g_c$, $g(L)$ aumenta cuando L aumenta. En el límite cuando $L \rightarrow \infty$ se obtiene la forma asintótica dada por (1.37) para la conductividad σ que corresponde a la región de estados extendidos. De tal forma que el punto $\beta(g_c) = 0$ se puede identificar como el borde de movilidad. Puesto que el transporte de carga es efectuado por los electrones con energía de Fermi ϵ_f , g_0 se refiere a la conductancia con energía ϵ_f . Si por ejemplo el desorden en el sistema se conserva constante y se varía ϵ_f de tal forma que se aproxime a la energía del borde de movilidad ϵ_c , entonces g_0 irá cambiando hasta tomar el valor g_c precisamente cuando $\epsilon_f = \epsilon_c$. Por lo tanto se puede describir la conductividad cuando $|\epsilon_f - \epsilon_c| \ll 1$ analizando lo que sucede cuando g_0 se encuentra en las cercanías de g_c . En este caso desarrollando g_0 en serie de Taylor a primer orden se tiene

$$g_0(\epsilon_f) = g_0(\epsilon_c) + (\epsilon_f - \epsilon_c) g_0'$$

6

$$g_0 - g_c = (c_T - c_c) g_0' = \eta g_0' \quad (1.43)$$

donde $g_0' = \frac{dg_0}{dc_T} \Big|_{c_T = c_c}$

Por lo que para estudiar el comportamiento crítico cerca del borde de movilidad, se deben considerar las predicciones de la teoría de escalamiento cuando g_0 está en las cercanías de g_c . En otras palabras se debe analizar lo que sucede con $\beta(g)$ en las cercanías de $\beta(g_c) = 0$. Si en las cercanías de $\beta(g_c) = 0$, $\beta(g)$ tiene pendiente $1/\nu > 0$, entonces se puede aproximar $\beta(g)$ como

$$\beta(g) = \frac{1}{\nu} \ln \frac{g}{g_c} \quad (1.44)$$

además

$$\ln \frac{g}{g_c} = \frac{g - g_c}{g_c} = \delta g \quad (1.45)$$

cuando $\delta g \ll 1$.

Considérese primeramente el caso en que $\delta g > 0$, es decir el lado metálico de la transición M/A. Sustituyendo (1.45) en (1.44) y el resultado en (1.39), se tiene

$$\frac{L}{g} \frac{dg}{dL} = \frac{g - g_c}{\nu g_c}$$

como $g \approx g_c$

$$L \frac{dg}{dL} = \frac{g - g_c}{\nu} \quad (1.46)$$

Integrando (1.46) desde l hasta L y desde g_c (arbitrariamente cerca a g_c) hasta g se tiene

$$\ln \frac{g - g_c}{g_0 - g_c} = \frac{1}{v} \ln \frac{L}{J}$$

6

$$L = J \left[\frac{g - g_c}{g_0 - g_c} \right]^v \quad (1.47)$$

Y usando (1.43) se tiene

$$L = J \eta^{-v} \quad (1.48)$$

Sustituyendo (1.48) en la ec. (1.37) y recordando que el análisis se está llevando a cabo para $g = g_c$ y $d = 3$, se tiene

$$\sigma = \frac{A g_c}{J} \eta^v \quad (1.49)$$

donde A es una constante de orden uno [V. L. Bonch - Bruevich, 1983].

De la ec. (1.49) se observa que la conductividad tiende continuamente a cero conforme $\eta \rightarrow 0$, es decir, conforme nos acercamos a la transición M/A, desde el lado metálico de la transición (recuérdese que en este caso $\delta g > 0$, / e. $\eta > 0$), la conductividad σ disminuye continuamente a cero.

Para el caso de $\delta g < 0$ ($\eta < 0$) y $|\delta g| \ll 1$, región de estados localizados (lado aislante) cerca de la transición M/A, $\beta(g)$ se aproxima por la forma dada en la ec. (1.44)

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dL} = \frac{1}{v} \ln \frac{g}{g_c}$$

Integrando como en el caso anterior, con los mismos límites de integración, se tiene

$$\ln \left(\ln \frac{g}{g_c} \right) = \frac{1}{v} \ln \frac{L}{J} + \ln \left(\ln \frac{g_0}{g_c} \right)$$

6

$$\ln \left(\frac{\ln \frac{\epsilon}{\epsilon_c}}{\epsilon_c} \right) = \frac{1}{\nu} \ln \left[\frac{L}{\lambda} \left| \ln \frac{\epsilon_0}{\epsilon_c} \right|^\nu \right]$$

Tomando exponenciales en ambos lados de la ecuación, con la aproximación

$$\ln \frac{\epsilon_0}{\epsilon_c} = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_c}{\epsilon_c} \quad \text{cuando} \quad |\epsilon_0 - \epsilon_c| \ll 1$$

y tomando en cuenta que en este caso $g_0 - g_c < 1$ se tiene

$$\epsilon = \epsilon_c \exp \left[-B \left| \frac{\epsilon_0 - \epsilon_c}{\epsilon_c} \right|^\nu \frac{L}{\lambda} \right] \quad (1.50)$$

donde B es una constante y $B > 1$.

Sustituyendo (1.43) en (1.50) se tiene

$$\epsilon(L) \approx \epsilon_c \exp \left[-B |\eta|^\nu \frac{L}{\lambda} \right] \quad (1.51)$$

El sistema se puede caracterizar por la longitud de localización

$$\xi = \frac{\lambda}{B} |\eta|^{-\nu} \quad (1.52)$$

Por lo tanto conforme $\eta \rightarrow 0$, cuando $\eta < 0 \Rightarrow \xi \rightarrow \infty$, λ es, conforme uno se acerca a la transición M/A, desde el lado aislante de la transición, la longitud de localización diverge. Este resultado junto con el resultado dado por la ec. (1.49) son los dos efectos que dieron pie a la elaboración del presente trabajo. La forma en que estos dos fenómenos influyeron en la realización del presente trabajo se discutirá en la siguiente sección.

Es importante hacer notar que para la obtención de las ecs. (1.49) y (1.51) no se tomaron en cuenta los efectos de correlación entre electrones.

Sin embargo en general en materiales amorfos las transiciones M/A son debidas tanto al efecto del desorden en el material como al efecto de las interacciones coulombianas de los electrones. De hecho los efectos de interacción aumentan en presencia de desorden, porque en sistemas desordenados los electrones más que propagarse libremente como ondas planas, se difunden, permaneciendo más tiempo en una región dada del espacio, por lo que interactúan más fácilmente con otros electrones (se sabe [Mott, 1949] que los efectos de correlación coulombiana en un sistema cristalino pueden también provocar una transición M/A, conociéndose a este tipo de transición como transición de Mott). Por lo tanto para hacer un análisis completo de la transición M/A habría que tomar en cuenta estos efectos de correlación [por ejemplo ver Macmillan, 1981]. A pesar de que el análisis que se hizo en los párrafos anteriores, de la transición M/A, con la ayuda de la teoría de escalamiento, tomó en cuenta solamente los efectos de desorden, fue suficiente para poner de manifiesto los dos resultados dados por las ecs. (1.49) y (1.51) que interesan a este trabajo.

1.7 Nueva idea para la fabricación de uniones Josephson.

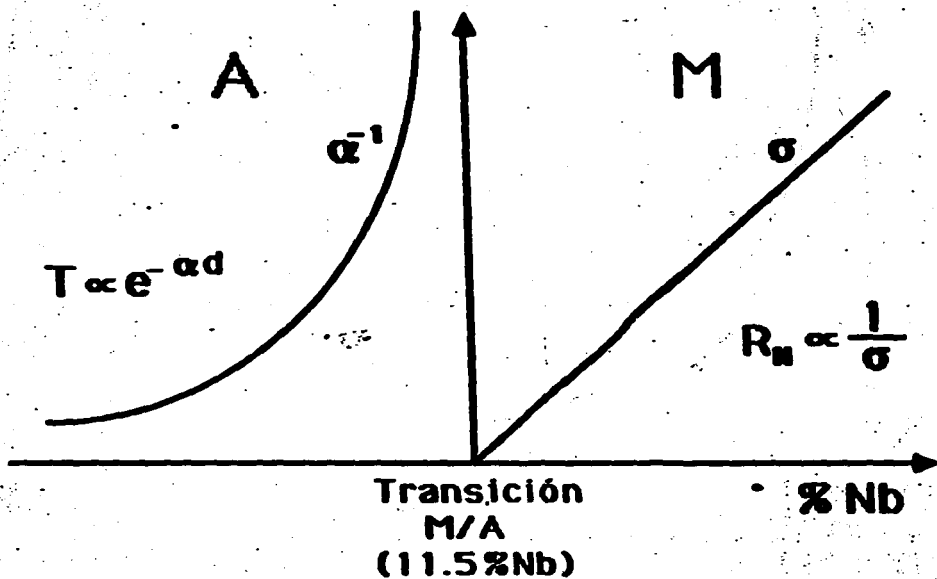
Como se puso de manifiesto en la introducción sería conveniente tener U J SNS que presentaran impedancias grandes ($1-100 \Omega$). Es por este motivo que se propone la fabricación de U J que tengan como barrera un material que presente una transición M/A tal que conforme uno se acerque a la transición, desde el lado metálico, la conductividad σ decrezca continuamente tendiendo a cero. De tal forma que U J SNS con barreras que estén en el lado metálico de la transición M/A y muy cerca de la misma presentarán resistencias

CAPITULO I

eléctricas R_n altas porque $R_n \propto 1/\sigma$ (figura 1.12). Por otro lado fabricar U J SIS con estos materiales, trabajando en el lado aislante de la transición, presenta la ventaja, al menos en principio, de poder tener en este tipo de uniones barreras anchas ($d > 30 \text{ \AA}$). Como es sabido en U J SIS en general el ancho de la barrera es menor que $\sim 30 \text{ \AA}$ [Beasley y Kircher, 1981]. En principio se puede aumentar el ancho de la barrera con este tipo de materiales porque la probabilidad de tunelaje a través de una muestra de longitud d es proporcional a $\exp(-2d/\xi)$ [L.P. Gor'kov *et al.*, 1979], donde ξ es la longitud de localización, y como se vió en la sección anterior al acercarse a la transición M/A desde el lado aislante, la longitud de localización diverge, por lo que teniendo barreras en el lado aislante de la transición y cerca de ella, se puede aumentar el ancho de la barrera manteniendo la misma probabilidad de tunelaje (figura 1.12).

Por otro lado, la fabricación de este tipo de U J también presenta la posibilidad de estudiar el fenómeno de transporte de carga cerca de la transición M/A cuando las dimensiones del material son pequeñas.

El material que se escogió para la fabricación de las barreras de las U J fue el (Nb-Si)-amorfo. Se han hecho estudios de la transición M/A en este material [Hertel *et al.*, 1982] y [Bishop *et al.*, 1985], encontrando que la transición extrapolada a $T = 0 \text{ K}$, σ_0 , decrece lineal y continuamente conforme decrece la concentración de Nb en el material, hasta llegar a la transición M/A ($\sigma_0 = 0$) que ocurre a una concentración de 11.5 % at. de Nb. Los datos experimentales obtenidos por estos autores concuerdan bastante bien con la teoría fenomenológica de escalamiento para la transición M/A



¿Barreras tunel gruesas ($> 30 \text{ \AA}$)?

¿Uniones Josephson de NS tipo emparedado de alta impedancia?

Figura 1.12 Comportamiento cualitativo de la longitud de tunelaje $\alpha^{-1} \propto \xi$ (ξ = longitud de localización) y de la conductividad como función de la composición en las cercanías de la transición M/A. En la gráfica se hace alusión específicamente a la aleación (Nb-Si)-amorfo.

CAPITULO I

en materiales amorfos desarrollada por Macmillan [Macmillan, 1981]. Para el desarrollo de esta teoría Macmillan toma en consideración efectos de localización, correlación y apantallamiento. Es por lo tanto una teoría más completa que la expuesta.

CAPITULO II

FABRICACION

2.1 Proceso

La fabricación de las Uniones Josephson comienza evaporando, *in situ* mediante cañones de electrones, sobre sustratos de zafiro, una tricapa formada por Nb/(Nb-Si)-amorfo/Nb. A la tricapa se le definen cuatro Uniones Josephson usando cualquiera de los dos siguientes procesos: el conocido como SNAP (de sus siglas en inglés "Selective Niobium Anodization Process") y una variación del mismo. Finalmente para hacer las mediciones a las Uniones Josephson se evaporan tiras de Nb o Sn con cañones de electrones que se usan como contactos eléctricos. Antes de evaporar las tiras se limpia la capa superior de Nb de la tricapa con un cañón de iones (argón) para eliminar cualquier capa de óxido que pudiera formar una unión tunel entre la capa superior de Nb y el contacto eléctrico.

2.2 Preparación de la tricapa.

El proceso de preparación de las muestras comenzó evaporando, sin romper el vacío, tres películas delgadas de Nb, (Nb-Si)-amorfo y Nb, usando para ello un sistema de evaporación desarrollado en la Universidad de Stanford por el Dr. R. H. Hammond (1975, 1978). El sistema usa cañones de electrones para evaporar los materiales y consta de tres cañones como se

CAPITULO II

muestra en la figura 2.1. Para cada cañón existen dos monitores que miden la rapidez de evaporación y que están conectados, mediante un circuito de retroalimentación, al cañón de electrones. Pudiéndose controlar así la rapidez de evaporación hasta en 1 Å/sec. Además se puede conseguir un vacío de hasta 3×10^{-9} torr en la cámara de evaporación usando un sistema de vacío de tres etapas que consta de: bomba mecánica, bomba de adsorción y bomba de difusión.

Los substratos que se usaron para depositar las películas fueron zafiros (Al_2O_3) cuadrados de 0.25 pulgadas de lado por 0.025 pulgadas de grosor, de grado epitaxial, cortados cerca de la orientación $\langle 1102 \rangle$, con una de las caras pulidas.

Antes de colocar los substratos en la evaporadora eran limpiados mecánica y químicamente (Amick 1976) de la siguiente forma:

- 1.- La superficie pulida de los substratos se frota con algodón y acetona para quitar cualquier sustancia extraña de gran tamaño. A continuación se agitan los substratos ultrasónicamente para limpiarlos de sustancias orgánicas y/o inorgánicas sumergidos, secuencialmente durante los tiempos indicados, en las siguientes sustancias:
- 2.- 15 minutos en alcohol etílico.
- 3.- 5 minutos en agua deionizada.
- 4.- 30 minutos en una solución 1:1 de H_2O_2 : H_2SO_4 .
- 5.- 5 minutos en agua deionizada.
- 6.- 15 minutos en alcohol etílico.

Justo antes de colocarlos en la evaporadora eran limpiados con gas nitrógeno seco y filtrado para quitar cualquier carga electrostática que

CAPITULO II

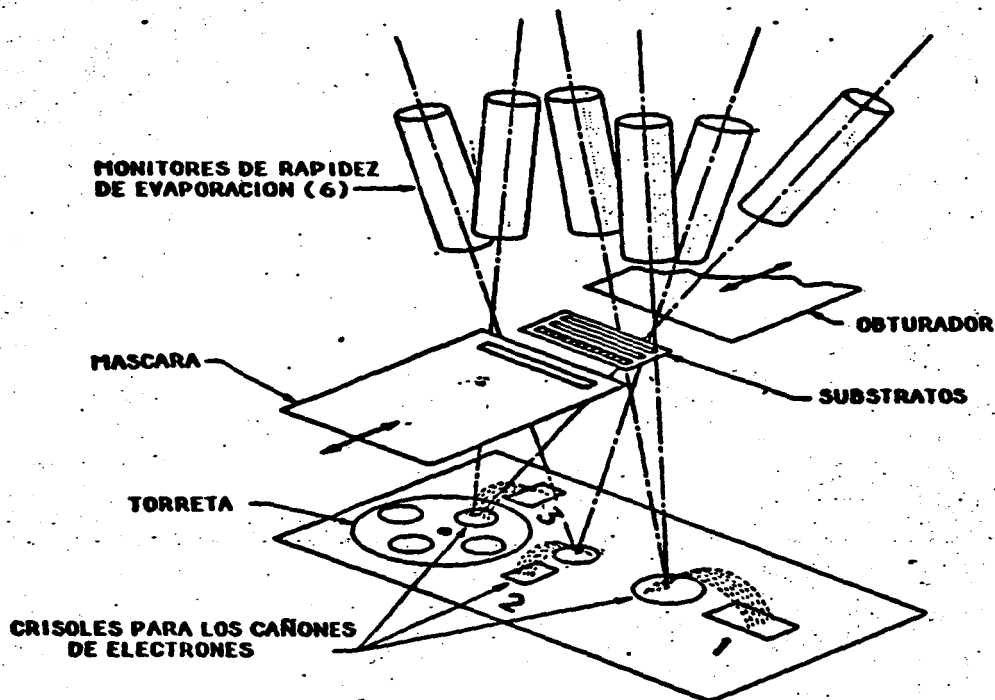


Figura 2.1. Representación esquemática de la evaporadora con cañones de electrones usada en este trabajo. Los cañones son numerados, por convención, 1, 2 y 3, de derecha a izquierda. En la figura los substratos aparecen colocados en la orientación de composición variable.

podiera propiciar la adherencia de polvo.

Ya dentro de la evaporadora los substratos eran calentados a 1000 °C durante 10 minutos para deshidratarlos y descarbonatarlos. Finalmente antes de comenzar la evaporación los substratos eran limpiados con un cañón de iones usando argón como proyectil (presión parcial de argón 4×10^{-5} torr, voltaje del haz 500 V, tiempo 2 minutos). Sung Park (1986) encuentra que estos dos últimos pasos en la limpieza de los substratos mejoran la calidad de películas ultra delgadas de Nb.

Se pudo evaporar hasta en 20 substratos a la vez en cada corrida. Colocados en una matriz de 2×10 sobre una placa de Nb que se calentaba por medio de dos filamentos de tungsteno. La temperatura se midió y controló por medio de un termopar incrustado en la placa de Nb.

Para la evaporación de la tricapa sólo se usaron dos de los tres cañones de electrones disponibles. Con el cañón 1 (fig. 2.1) se evaporaba Nb y con el cañón 2 (fig. 2.1) se evaporaba Si. Se escogieron estos cañones porque con ellos se obtenía un gradiente mayor en la composición (Nb-Si)-amorfo.

La placa de Nb con los substratos se colocó dentro de la evaporadora en cualquiera de dos orientaciones distintas (con respecto a las fuentes de Nb y Si). Una de las orientaciones se muestra en la figura 2.1. En esta orientación se obtuvieron muestras que variaban gradualmente en composición a lo largo de la placa (orientación de composición variable). La otra orientación es perpendicular a la mostrada en la figura 2.1 y en tal caso la composición de las muestras se mantiene constante (orientación de composición constante).

La evaporación de las primeras tricapas que se depositaron comenzó evaporando una capa de Nb de 2000 Å de grosor, con los substratos a una

CAPITULO II

temperatura de 750 °C, a una rapidez de evaporación de 7 Å/sec y con un vacío durante la evaporación de $\approx 8 \times 10^{-6}$ torr. Se evaporó de esta forma la primera capa de Nb porque Celasci [Celasci, 1983] encuentra que usando estos parámetros de evaporación el Nb crece monocristalinamente y presenta valores grandes (> 200) en los cocientes de resistividad residual. Sin embargo Park [Sung Park, 1985] encuentra que películas de Nb de 1000 Å de grosor presentan superficies más uniformes donde depositar subsecuentes capas. Fue después de este último conocimiento que se cambió el grosor de la primera capa de Nb de 2000 a 1000 Å porque de esta manera se tenía una mejor superficie donde depositar la capa de (Nb-Si) amorfo. Lo que implicaba tener mejor control sobre el grosor de la barrera, (Nb-Si)-amorfo, de la unión Josephson, y por ende uniones Josephson de mejor calidad. Después de la evaporación de la primera capa de Nb se dejó que los substratos se enfriaran hasta llegar a 90 °C. La cual tomaba 45 minutos en un vacío de $\approx 7 \times 10^{-9}$ torr. Durante dicho lapso de tiempo los gases residuales que se observaron eran H_2 y H_2O . Es posible que la presencia del agua causara una ligera oxidación en la superficie del Nb antes de que fuera depositada la barrera; sin embargo el Nb en estas circunstancias forma óxidos muy pobres [M. Grundner *et al.*, 1983], además no se encontró ninguna evidencia de que esta capa formara una barrera túnel en la estructura final.

La barrera, (Nb-Si)-amorfo, se depositó sobre la primera capa de Nb teniendo los substratos a una temperatura de entre 85 y 100 °C, con un vacío durante la evaporación de $\approx 3 \times 10^{-8}$ torr y una rapidez de evaporación de 10 Å/sec. Se depositaron barreras de distintos grosores, desde 64 Å hasta 600

CAPITULO II

Å. También se varió la composición de las barreras desde 5 % at. Nb hasta 15 % at. Nb. Inmediatamente después de depositada la barrera se evaporaba la última capa de Nb, disminuyendo así notablemente la posibilidad de contaminación en la superficie de la barrera. En la última capa de Nb la evaporación se llevaba a cabo a una rapidez de 7 Å/sec, con un vacío durante la evaporación de $\approx 4 \times 10^{-6}$ torr, a una temperatura menor a 110 °C y depositándose alrededor de 500 Å de Nb.

Se encontró que la calidad de la tricapa variaba fuertemente tanto con la rapidez de evaporación de la barrera como con la temperatura de los substratos después de la evaporación de la primera capa de Nb. Para evitar procesos de difusión entre las distintas capas y obtener barreras libres de orificios microscópicos ("pinholes") fue necesario mantener la temperatura de los substratos, después de la evaporación de la primera capa de Nb, por debajo de 120 °C y evaporar la barrera a una rapidez de 10 Å/sec. De esta forma se obtuvieron interfaces bien definidas que dieron lugar a uniones Josephson de excelente calidad, como se demostrará a partir de sus características I-V más adelante.

En general es difícil obtener barreras libres de orificios microscópicos cuando se usa silicio amorfo para construir la barrera. Sin embargo en la literatura se encuentra que se han fabricado exitosamente uniones tunel [R. Meservey, 1982] metal/semiconductor/metal de Ni/Si-amorfo/Al y Au/Si-amorfo/Al, evaporando las películas sobre substratos de vidrio, manteniendo la temperatura de ellos a 77 K y usando cañón de electrones para evaporar el Si, depositando barreras de alrededor de 100 Å. También se han preparado exitosamente uniones Josephson.

CAPITULO II

Nb/Si-amorfo/Nb depositando tanto el silicio como el niobio mediante espurreo (sputtering) [Kroger *et al.*, 1982,1983]. Sin embargo antes de depositar el contra-electrodo permiten que la barrera entre en contacto con oxígeno, acto seguido limpian la barrera mediante espurreo de baja potencia. Ellos aseguran que es improbable que una parte importante de la barrera se oxide porque el cambio que observaron en la reflectividad de la barrera cuando fue expuesta al oxígeno es consistente con una conversión de sólo 3 Å de silicio en óxido. El grosor de las barreras que depositaron fue de 56 Å y fue medido por medio de reflectividad. Las uniones fueron a continuación definidas por el proceso llamado Proceso de Anodización Selectiva de Niobio, o en forma abreviada SNAP, desarrollado por ellos mismos [Kroger *et al.*; 1981]. Aunque estos trabajos han sido realizados usando Si-amorfo y no (Nb-Si)-amorfo es lógico esperar que el comportamiento de las interfaces de estos materiales con otros, en particular con Nb, sea muy parecido. De hecho en la Universidad de Stanford Matzuda [A. Matzuda, 1986] usando los mismos parámetros de evaporación que se encontraron en el presente trabajo pudo producir exitosamente uniones tunel Nb/Si-amorfo/Nb, además de uniones tunel en serie en forma de multicapas Nb/Si-amorfo/Nb/Si-amorfo/Nb, depositando todas las películas, *in situ*, sin romper el vacío. Este resultado, junto con el hecho de obtener características I-V del tipo S-N-S cuando en nuestras uniones Josephson la composición de la barrera se encuentra en el lado metálico de la transición M/A nos da confiabilidad para asegurar que se tienen barreras libres de orificios microscópicos y que, en la estructura de nuestra tricapa no hay óxidos que afecten el comportamiento de las uniones Josephson. Además analizando con microscopio electrónico de barrido algunas de las uniones no

se observaron orificios microscópicos ni otras anomalías.

La forma en que se midió la concentración de Nb/Si en la barrera fue calibrando la rapidez de evaporación del Nb y del Si mediante la evaporación de películas de (Nb-Si)-amorfo de 3000 Å de grosor que fueron sometidas a análisis de microsonda para determinar la concentración de Nb/Si como función de la posición con respecto a las fuentes (Nb, Si). Se encontró que en la orientación de composición variable la concentración de Nb/Si variaba linealmente como función de la posición. A estas películas también se les midió el grosor con un perfilómetro ("α-step"), de esta forma se conoció el grosor de las barreras como función de la rapidez de evaporación del Nb y del Si.

2.3 Fotolitografía

Una vez terminada la tricapa las muestras se trasladaron a un laboratorio libre de polvo (cuarto limpio) donde fue llevado a cabo el proceso fotolitográfico. El primer paso era limpiar la superficie de las muestras de contaminantes macroscópicos agitándolas ultrasónicamente en acetona durante 3 minutos. La acetona era limpiada de la superficie de las muestras soplando nitrógeno filtrado. Para eliminar los contaminantes microscópicos que aún quedaran se ponían a girar las muestras a 500 rpm con isopropanol filtrado durante 25 segundos. Inmediatamente después, con una jeringa con un filtro de 0.25 μm, era colocada una gota de material fotorresistente sobre la muestra y se hacía girar la muestra a 5000 rpm durante 25 segundos. Después se calentaba la muestra a 90 °C durante 5 minutos y se sacaba a enfriar durante otros 5 minutos, acto seguido se volvía a colocar

CAPITULO II

más material fotorresistente usando los mismos parámetros que se habían usado en la primera vez, de esta forma se obtenía una capa de material fotorresistente de 2.5 μm de grosor. Finalmente se ponía a calentar la muestra a 90 °C durante 25 minutos para evaporar los solventes residuales del material fotorresistente. Esta última evaporación de los solventes residuales evitaba que se tuvieran procesos erráticos de exposición y de revelado del material fotorresistente.

Para obtener una capa de material fotorresistente tan gruesa como la que se usó se pudo depositar en vez de dos veces el material, depositarlo una sola vez, pero haciendo girar la muestra a una velocidad menor; sin embargo al reducir la velocidad se obtienen capas que no están uniformemente distribuidas sobre la superficie de la muestra, lo cual se evita depositando dos veces el material fotorresistente a mayor velocidad de rotación.

Para hacer girar la muestra se usaba un torno ("spinner") Headway EC101 que estaba programado para tener una aceleración constante de 20000 rpm/seg. El material fotorresistente que se usó fue el AZ1350J de la marca Shipley. Este material es positivo, es decir, que las zonas expuestas a luz blanca son las zonas donde el material es removido en el proceso de revelado. Se escogió dicho material porque, por ejemplo en comparación con materiales fotorresistentes negativos, los positivos tienen mejor resolución intrínseca y son más fáciles de remover. Se escogió en particular el AZ1350J porque dentro de la serie AZ es de los más viscosos y por lo mismo produce capas más gruesas que son necesarias para resistir el proceso de anodización.

Ya cubiertas las muestras con material fotorresistente se procedió a

CAPÍTULO II

exponer a la luz las áreas en las que se requería levantar el material fotorresistente para ser anodizadas. Para ésto se usaba una máscara formada por cromo evaporado sobre vidrio con un patrón como el mostrado en la figura 2.2.

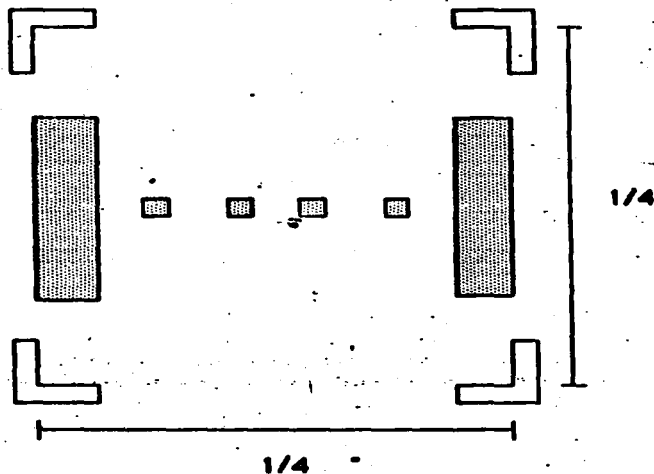


Figura 2.2. Patrón usado en la máscara de contacto para definir en el centro de la muestra 4 cuadrados de $67 \times 67 \mu\text{m}^2$. Las marcas en las esquinas sirven para alinear la muestra (no a escala).

La impresión de este patrón sobre el material fotorresistente se realizaba por contacto, es decir, se colocaba la muestra directamente en contacto con la máscara y se exponía a la luz. La exposición se realizaba

CAPITULO II

usando un alineador ("aligner") Hewlett Packard. Dado que el tiempo de exposición es función del material fotorresistente, su grosor, el material sobre el cual es depositado y la lámpara con que se ilumina, se encontró que en el presente caso se necesitaban 22 segundos de exposición. Se revelaba el material fotorresistente usando revelador AZ351 de Shipley, el cual era diluido 1:3 con agua deionizada, para obtener un revelado más lento y así una mejor resolución. El revelado tomaba de 2 a 3 minutos y se detenía enjuagando la muestra con agua deionizada. El agua deionizada era limpiada de la superficie de la muestra soplando con nitrógeno filtrado.

Para las muestras en que se construyeron uniones Josephson de $67 \times 67 \mu\text{m}^2$ el siguiente proceso fue el de anodización. Para construir uniones Josephson con áreas menores se usó el proceso litográfico de proyección microscópica inversa sobre el patrón impreso por contacto. Para realizar este proceso se usó un sistema de iluminación Koehler en un microscopio Wild M12 [R. B. van Dover, 1980]. El arreglo se muestra esquemáticamente en la figura 2.3. La función básica de este sistema es reducir por proyección inversa el patrón de la máscara. Para hacer las proyecciones se usó un objetivo 40X con una apertura numérica de 0.55 con el cual se lograba una reducción del patrón de 30 veces. Las máscaras que se usaron eran similares a las usadas en las impresiones de contacto; pero de menor dimensión. Los patrones usados eran cuadrados que al ser proyectados en el microscopio podían producir en el material fotorresistente cuadrados de 18×18 , 8×8 , 4×4 y $1.5 \times 1.5 \mu\text{m}^2$.

La muestra se colocaba en un porta objetos, se alineaba manualmente para que la muestra y la máscara quedaran en la posición y orientación deseada. En el presente caso se buscaban uno por uno los cuadrados de

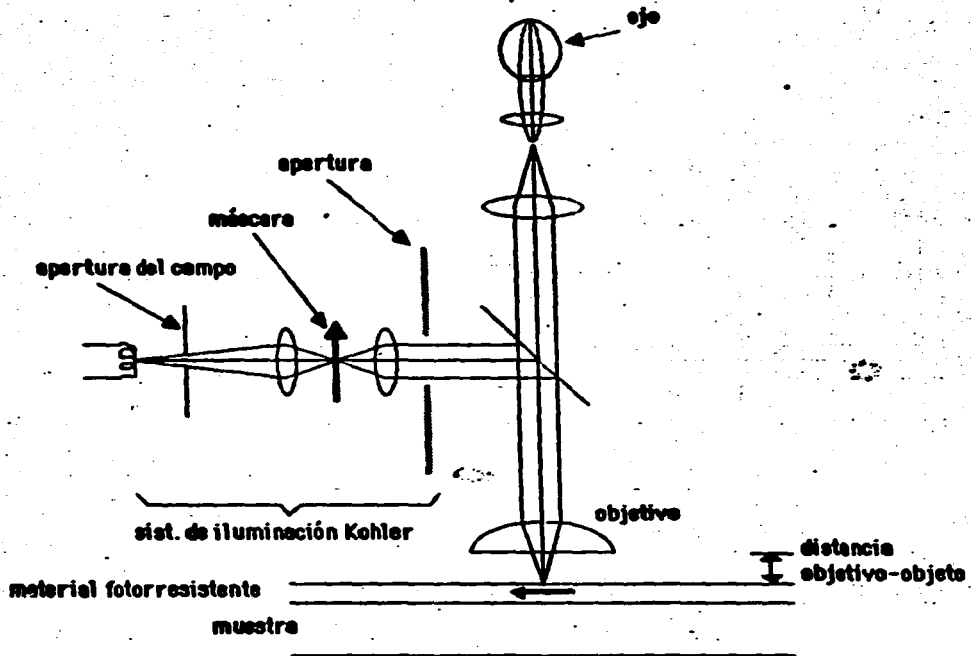


Figura 2.3. Representación esquemática del sistema que se usó para el proceso fotolitográfico de proyección microscópica inversa.

CAPITULO II

material fotorresistente de $67 \times 67 \mu\text{m}^2$ y sobre ellos se proyectaban los cuadrados de menor área. El tiempo de exposición que se usaba era de 5 segundos y el de revelado de 20 segundos. Se usó el mismo revelador que el usado en las impresiones por contacto. Terminado el proceso fotolitográfico se dejaban reposar las muestras durante 24 horas para permitir que se evaporaran los solventes residuales y así tener un mejor proceso de anodización.

2.4 Proceso de anodización selectiva del Niobio (SNAP y SNAP modificado).

2.4.1 SNAP

Se escogió el proceso SNAP [Kroger *et al*, 1981] para fabricar las uniones Josephson porque para definir las uniones no se necesita realizar ningún proceso sino hasta que la tricapa superconductor/barrera/superconductor está formada, teniéndose así interfaces sumamente limpias entre las distintas películas. El proceso consiste en definir uniones Josephson aisladas anodizando la capa superior de Nb mientras que la superficie de las uniones se mantiene protegida de ser anodizada con un recubrimiento de material fotorresistente. El proceso se muestra esquemáticamente en la figura 2.4.

El proceso de anodización se realizó a temperatura ambiente en un cuarto limpio. El electrolito que se usó para anodizar fue una mezcla de 156 gr. de pentaborato de amonio, 1120 ml. de etilenglicol y 760 ml. de H_2O

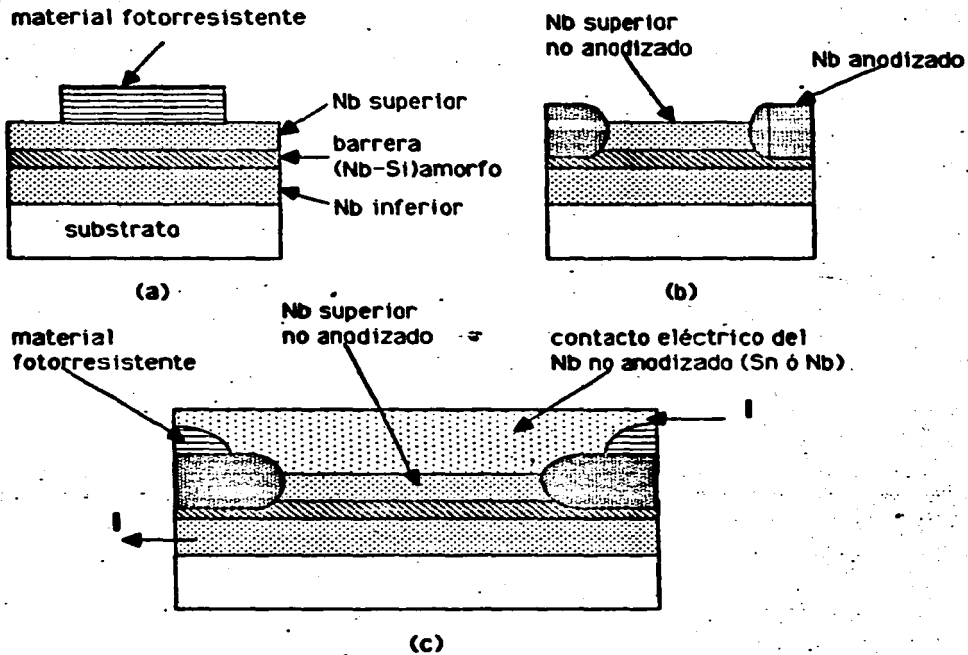


Figura 2.4. Secuencia de fabricación de uniones Josephson usando el proceso conocido como SNAP (no a escala). (a) El primer paso es depositar material fotorresistente sobre la tricapa. (b) Después de la anodización se remueve el material fotorresistente. (c) Vista lateral del dispositivo terminado después de depositada una capa auxiliar de material fotorresistente (aislante).

CAPITULO II

[Kroger *et al*, 1981]. Con una gota de este electrolito se cubrió casi totalmente la superficie del Nb de la muestra. El cátodo, alambre de Pd, se puso en contacto con el electrolito y el ánodo, una punta de acero inoxidable, se conectó con el Nb no cubierto por el electrolito. A través de este circuito se hizo pasar una densidad de corriente constante de $\approx 0.5 \text{ mA/cm}^2$ usando una fuente de voltaje de corriente directa y un resistor de 20 M Ω . Para obtener la corriente deseada se aplicaba una diferencia de potencial de 2500 V. Manteniendo esta corriente constante Kroger *et al* observaron que por cada aumento de un volt a través de la celda de anodización se consumían alrededor de 8.8 Å de Nb y se producían $\approx 23 \text{ Å}$ de Nb₂O₅, además observaron que el consumo de Nb era aproximadamente constante por lo que encontraron una relación lineal entre el voltaje a través de la celda y el tiempo; mas tan pronto como se dejaba de anodizar sólo Nb y se llegaba a la barrera (Si:H para ellos) observaban un cambio en la pendiente de la curva del voltaje a través de la celda contra el tiempo. De esta forma podían saber cuando la película de Nb estaba completamente anodizada y por ende cuando parar la anodización.

Para aprovechar esta virtud del proceso se graficó el voltaje a través de la celda de anodización contra el tiempo (figura 2.5) para saber con precisión cuando terminar la anodización y así evitar que las uniones Josephson estuvieran sometidas a voltajes mayores de los necesarios. Para asegurarnos de que la película superior de Nb estuviera completamente anodizada se esperaba a que hubiera un aumento de voltaje de $\approx 5 \text{ V}$ después de haber observado el cambio en la pendiente de la curva para detener la anodización.

CAPITULO II

Se observó que durante el proceso de anodización también se comenzaba a anodizar la periferia de las áreas cubiertas con el material fotorresistente, aunque esta anodización era imperfecta y tenía un alcance menor a una micra dentro del área cubierta por el material fotorresistente.

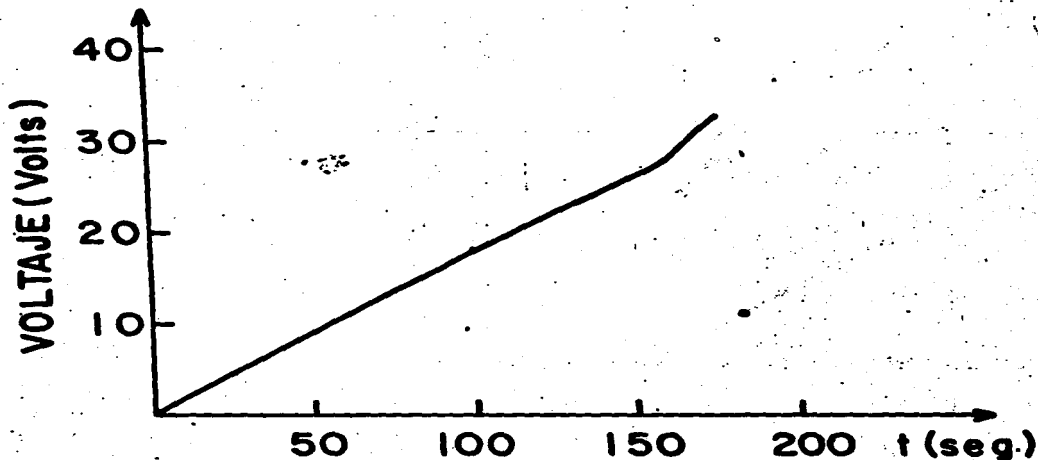


Figura 2.5. Gráfica típica del voltaje a través de la celda de anodización contra el tiempo.

Usando este método se anodizaron películas de Nb de 600 y 1000 Å de grosor.

Una de las principales ventajas del proceso SNAP es la inherente limpieza del mismo porque no se necesita realizar ningún proceso sino hasta

después de depositada la tricapa lo que redundó en una alta reproducibilidad de resultados; sin embargo debido a la anodización que ocurre por debajo del material fotorresistente este proceso no es recomendable para fabricar uniones con dimensiones menores o iguales a $4 \mu\text{m}$. Debido a este problema se modificó el proceso SNAP obteniéndose excelentes resultados.

2.4.2 SNAP modificado

La modificación al proceso SNAP consistió en, una vez realizado el proceso fotolitográfico, quitar material de la película superior de Nb usando para ello un cañón de iones (argón); pero sin llegar a tocar la barrera para mantener la limpieza del proceso. El proceso SNAP modificado se muestra esquemáticamente en la figura 2.6.

El proceso de remover material de la última capa de Nb se realizó en una cámara de vacío que contenía un cañón de iones modelo Ion Tech. Inc. 2.5-1500-125. La tubería para el manejo de gases para distintos usos dentro de la cámara de vacío tenía transductores de presión y de flujo que permitían controlar cualquiera de estas dos variables por medio de un circuito de retroalimentación.

La forma en que trabajaba el cañón de iones era calentando un filamento de tungsteno que producía electrones que se hacían chocar con átomos de argón produciéndose de esta forma iones de argón. Los iones eran enfocados y acelerados por una serie de mallas para que chocaran contra el blanco (las muestras) y quitaran, por la acción del choque, átomos de la superficie del mismo. Los parámetros típicos que se usaron para atacar el Nb fueron:

CAPITULO II

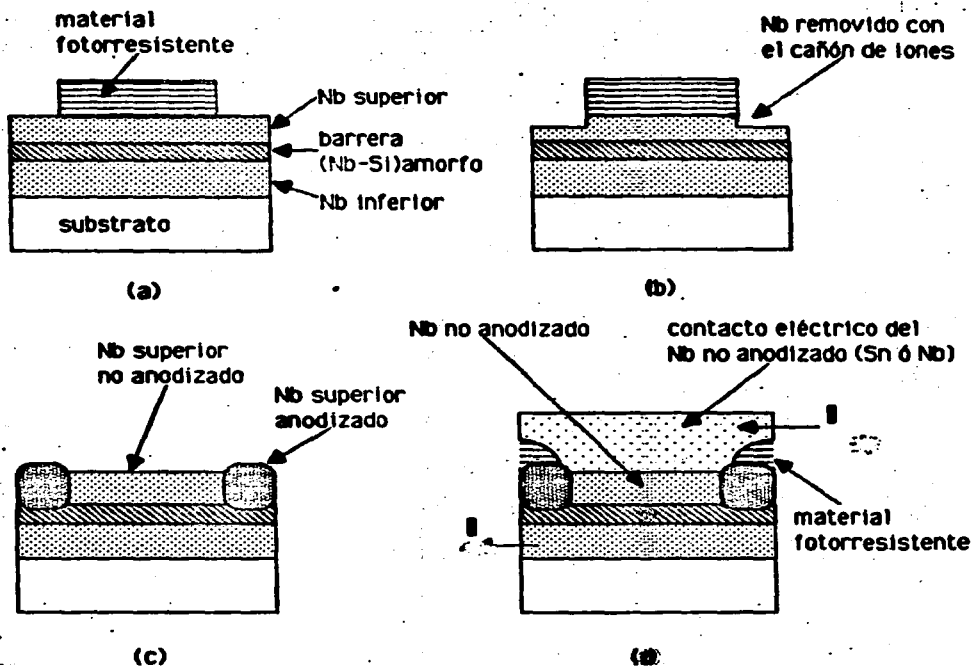


Figura 2.6. Representación esquemática del proceso SNAP modificado (no a escala). (a) El primer paso es depositar material fotorresistente sobre la tricapa. (b) Se remueve material de la capa superior de Nb con cañón de iones (argón). (c) Después de la anodización se remueve el material fotorresistente. (d) Vista lateral del dispositivo terminado después de depositada una capa auxiliar de material fotorresistente (aislante).

CAPITULO II

	voltaje	corriente
Haz	500 V	14.0 mA
Acelerador	200 V	1.0 mA
Descarga	60 V	0.2 A
Cátodo		6.0 A

Presión parcial de argón 7×10^{-5} torr.

El ángulo de incidencia del haz de iones con respecto a la normal a la superficie de las muestras era de 45° .

Con estos parámetros se obtenía una rapidez de ataque de $\approx 65 \text{ \AA}/\text{min}$.

Para evitar que el material fotorresistente polimerizara demasiado durante el bombardeo con iones y fuera posteriormente difícil de remover se enfriaban las muestras durante el bombardeo con un "dedo" frío que era enfriado con agua. De esta forma se quitaban 300 \AA de Nb a películas de 600 \AA de grosor. Acto seguido se procedía a anodizar el resto de la película de Nb en la misma forma en que se hacía anteriormente; pero en esta ocasión anodizando una capa de Nb de solo $\approx 250 \text{ \AA}$ de espesor.

Usar el cañón de iones tuvo dos efectos importantes: primero, se reducía la cantidad de Nb que se tenía que anodizar reduciendo así el voltaje que se tenía que aplicar a las muestras y por ende las posibilidades de anodización por debajo del material fotorresistente. Segundo, se producía una polimerización del material fotorresistente que mejoraba la adherencia de éste a la superficie del Nb reduciendo aún más la posibilidad de anodización por debajo del material fotorresistente.

Los resultados que se obtuvieron fueron excelentes ya que usando este método y observando con un microscopio óptico no se pudo encontrar ninguna diferencia entre el patrón del material fotorresistente y el patrón dejado

CAPITULO II

por la anodización. De hecho las uniones fabricadas de esta forma fueron las que mostraron mejor comportamiento en sus características I-V.

Usando este método se fabricaron uniones de $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ y se prevee que con este método pueden ser fabricadas sin dificultad uniones menores o iguales a una micra. La única desventaja de este método con respecto al de SNAP es que tiene un paso adicional, el uso del cañón de iones; sin embargo la excelencia de los resultados justifica ampliamente este paso adicional.

Después de anodizadas las muestras (tanto las procesadas con SNAP como las procesadas con la modificación de SNAP) se les depositó nuevamente una capa de material fotorresistente como salvaguarda contra cortos provocados por cualquier imperfección que pudiera haber habido en la anodización. Para esta nueva capa de material fotorresistente se usó material fotorresistente Shipley AZ 147 diluido 1:1 con thinner AZ también de Shipley. La mezcla se depositó sobre las muestras haciéndolas girar a 5000 rpm durante 25 segundos obteniéndose de esta forma una capa de material fotorresistente de $\approx 5000 \text{ \AA}$ de grosor que era suficientemente delgada para ser flexible y no romperse al depositar los contactos eléctricos. Con el microscopio óptico se exponían, usando el diafragma del mismo, círculos de $\approx 20 \mu\text{m}$ de diámetro (mínima apertura) sobre los cuadrados definidos por anodización y que finalmente definirían las uniones Josephson. Si las futuras uniones tenían dimensiones mayores a $20 \mu\text{m}$ entonces se ajustaba la apertura del diafragma para proyectar un círculo de luz que apenas contuviera al cuadrado. El tiempo de exposición era de 4 segundos y el de revelado de 5 segundos.

CAPITULO II

2.4.3 Evaporación de los contactos eléctricos.

Teniendo las muestras anodizadas se procedió a depositar los contactos eléctricos sobre las Uniones. Para depositar los contactos se colocó una máscara de Mo sobre las muestras, de tal forma que con ella se definían 4 tiras en cada muestra, pasando cada una de las tiras sobre una unión. El patrón de la máscara para un substrato se muestra en la figura 2.7.

La evaporación de los contactos se llevó a cabo en la misma evaporadora donde se evaporó la tricapa y en cada corrida se podían depositar contactos eléctricos hasta en 8 muestras a la vez. Para la evaporación las muestras se colocaban en una placa de cobre con una matriz de 2 x 4.

Antes de evaporar los contactos eléctricos se removía el óxido formado en la superficie de las Uniones con un cañón de iones usando argón como el gas ionizado (el cañón de iones usado es similar al descrito en la sección 4.2.2). Los parámetros que se usaron fueron los siguientes:

	voltaje	corriente
Haz	500 V	14.0 mA
Acelerador	200 V	1.0 mA
Descarga	60 V	0.2 A
Cátodo		6.0 A

Presión parcial de argón 4×10^{-5} torr.

El ángulo de incidencia del haz con respecto a la normal a la superficie de las muestras era de $\approx 50^\circ$.

Tiempo de exposición 3 minutos.

CAPITULO II

Con estos parámetros se removían alrededor de 100 Å de material de la superficie de las Uniones, cantidad suficiente para asegurar que la superficie del Nb quedara libre de óxidos [M. Grudner *et al*, 1983]. Inmediatamente después (\approx 40 segundos) sin romper el vacío se depositaban los contactos eléctricos.

A las primeras muestras (muestras de las series 96 y 39, tabla 3.1) se les depositaron películas de Sn de 3000 Å de grosor como contactos eléctricos. El Sn se depositó a una rapidez de 10 Å/segundo con una presión de 1.5×10^{-7} torr durante la evaporación, con los substratos a temperatura ambiente 20 ~ 40 °C y usando el cañón de electrones número 2 para la evaporación (figura 2.1). En todas las demás muestras se depositaron como contactos eléctricos películas de Nb de 1500 Å de grosor usando los mismos parámetros de evaporación que se usaron para la evaporación del Nb en la tricapa; pero sin calentar los substratos, por lo que la evaporación se llevó a cabo con substratos a temperatura ambiente 20 ~ 70 °C. El aumento en la temperatura de los substratos era debido al calor radiado por la fuente de Nb y al material que se depositaba sobre ellos. Después de depositado el Nb y sin romper el vacío, se depositaba una capa de Sn de 800 Å de grosor usando los mismos parámetros de evaporación que los usados anteriormente para el Sn. Entre la evaporación del Nb y del Sn hubo una dilación de aproximadamente 40 segundos, debida únicamente al tiempo que se tardaba en calentar el Sn para obtener la rapidez de evaporación deseada. El Sn se depositó para mejorar el contacto eléctrico entre las tiras de Nb y el circuito que se usó para hacer las mediciones I-V.

Se cambió del uso de tiras de Sn como contactos eléctricos a tiras de

CAPITULO II

Nb porque a temperaturas mayores a 3.7 K (T_c del Sn) las tiras de Sn presentaban resistencia eléctrica que en la medición a cuatro terminales provocaba la aparición de una resistencia espúrea. En cambio las tiras de Nb no presentaron ningún problema porque todas las mediciones se hicieron a temperaturas menores a 4.2 K, región en la que el Nb es superconductor.

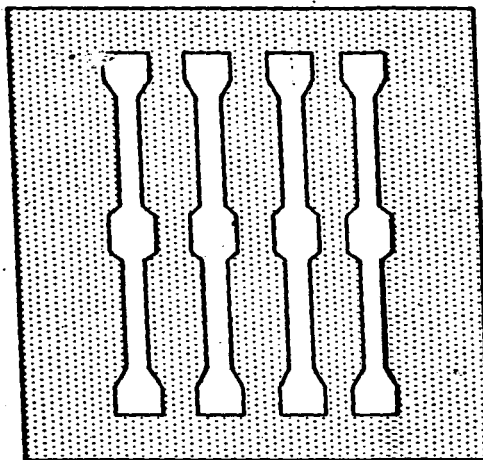


Figura 2.7. Patrón (para un solo sustrato) de la máscara de Mo usada para la evaporación de los contactos eléctricos de las Uniones Josephson. La máscara completa estaba formada por cuatro patrones como el mostrado en la figura.

En la figura 2.8 se muestra esquemáticamente una vista lateral de una unión Josephson completamente terminada, también se muestra la forma en que se hacían las conexiones para las mediciones a cuatro terminales. Cuando los electrodos de la unión Josephson no tienen resistencia eléctrica cero, tanto el voltaje como la corriente eléctrica a lo largo de los mismos son función de la posición en la película. Si llamamos R_p a la resistencia eléctrica total a lo largo de la película y R_j a la resistencia eléctrica de la unión Josephson y suponemos que ésta última no es función del voltaje se puede mostrar que la corriente eléctrica y voltaje medidos, I_m y V_m respectivamente, obedecen la siguiente ecuación [I. Giever *et al*, 1969]*:

$$\frac{V_m}{I_m} = \left[\sqrt{\frac{R_p \cosh \left[\frac{R_p}{2R_j} \right]}{2R_j \sinh \left[\frac{R_p}{2R_j} \right]}} - \frac{R_p}{2R_j} \right]$$

De la ecuación se observa que para hacer mediciones precisas de R_j se necesita que $(R_p/2R_j) \rightarrow 0$. Si tomamos en cuenta que en nuestro caso, para las uniones S-N-S, $R_j < 1 \Omega$ vemos el por qué de la necesidad de tener

* Un análisis más completo de las mediciones a cuatro terminales se puede encontrar en el artículo hecho por [T. Will y R. Esauero, 1981].

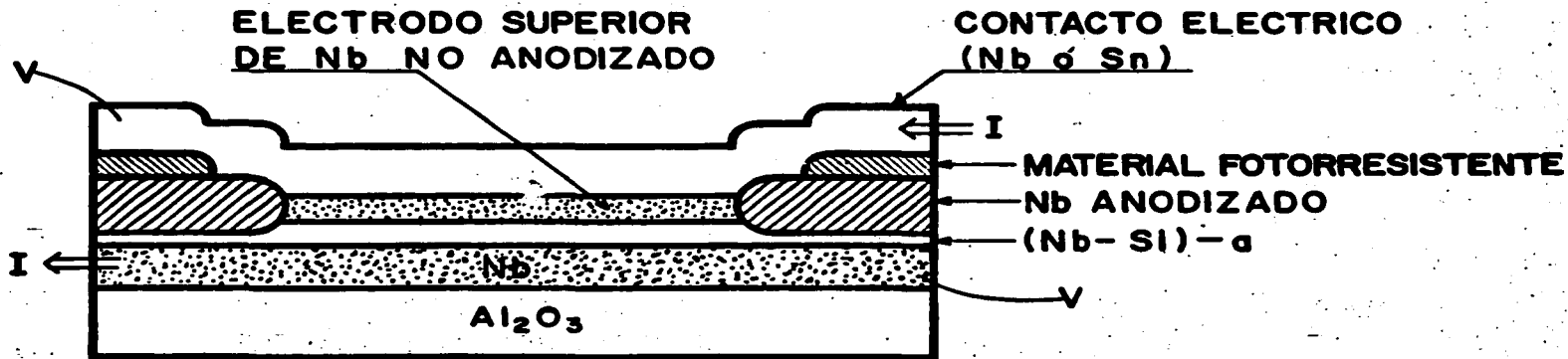


Figura 2.8. Vista lateral (no a escala) de una unión Josephson completamente terminada, también se muestra la forma en que se hacían las conexiones para las mediciones a cuatro terminales.

CAPITULO II

electrodos superconductores para hacer las mediciones. Debido a esta necesidad fue que en las muestras de las series 96 y 39 (tabla 3.1), donde se depositaron tiras de Sn, sólo se hicieron mediciones de las cantidades deseadas a temperaturas menores a la T_c del Sn, es decir, a temperaturas menores a 3.7 K.

CAPITULO III

RESULTADOS EXPERIMENTALES

3.1 Arreglo experimental.

Se midieron las características I-V de las uniones Josephson en el intervalo de temperaturas 1.6 - 4.2 K. También se hicieron mediciones de dichas características como función del campo magnético aplicado.

Para hacer las mediciones a temperaturas por debajo de 4.2 K se usó una sonda construida por Simon Bending que podía ser sumergida en helio líquido. La sonda era de forma cilíndrica y en ella se podían colocar dos sustratos a la vez, conteniendo cada uno cuatro uniones, por lo que se podían medir hasta ocho uniones cada vez que la sonda era sumergida en helio líquido. Los contactos eléctricos con las muestras fueron hechos a presión.

Alrededor de la sonda se podía colocar un solenoide hecho con alambre superconductor que se usaba para producir campos magnéticos paralelos al plano de los sustratos. El flujo de inducción magnética producido por el solenoide era de 170 gauss/A y fue calculado usando la fórmula [J. R. Reitz, 1969]:

$$B_z = \frac{\mu_0 NI}{L} \left[1 - \frac{2a^2}{L^2} \right]$$

donde N es número de vueltas, L y a son la longitud y el radio del solenoide

CAPITULO III

respectivamente.

Las mediciones que se hicieron como función del campo magnético aplicado se llevaron a cabo dentro de un dewar blindado contra campo magnético externo. El blindaje era proporcionado por dos corazas concéntricas de metal- μ alrededor del dewar.

Todas las mediciones que se hicieron fueron hechas a cuatro terminales. Por dos de las terminales se hacía pasar una corriente eléctrica y por las otras dos se medía la caída de potencial a través de la Unión Josephson. Se hicieron tanto mediciones con corriente directa como con corriente alterna.

En las mediciones de corriente directa se usó para proveer la corriente eléctrica una fuente de corriente de baterías, con un intervalo de trabajo de 1 μ A a 360 mA. Para medir la caída de potencial se usó un multímetro H.P. digital que en combinación con una graficadora X-Y H.P. 7047A podía dar una resolución de hasta 0.5 μ V por pulgada.

Para las mediciones con corriente alterna se usó un generador de ondas que controlaba un amplificador; el cual podía suministrar corrientes eléctricas mayores a 1.5 A. El tipo de ondas que se usaron fueron triangulares y las frecuencias usadas estaban entre 20 y 90 Hertz. La caída de potencial era medida con un osciloscopio H.P. cuya mínima escala era de 10 μ V por división.

El control de temperatura se llevaba a cabo haciendo vacío en la cámara de helio líquido y la medición de la misma se hacía midiendo la presión de vapor del helio. Las mediciones se efectuaron disminuyendo la temperatura.

En algunas de las U J con barreras en el lado aislante de la transición

CAPITULO III

la resistencia eléctrica excedía 1 K Ω (resistencia eléctrica máxima que podía ser medida confiablemente con el arreglo experimental que usaba fuentes de corriente). Por lo cual las características I-V de estas U J se midieron usando únicamente dos terminales y en vez de usar fuente de corriente se usó una fuente de voltaje D C, este arreglo experimental permite medir impedancias de hasta ~ M Ω 's.

3.2 Resultados generales.

En la figura 3.1 se muestra la forma en que se varió el grosor y la composición de la barrera. Para variar estos dos parámetros en la barrera se hicieron corridas en las que se mantuvo constante la composición de la barrera y se varió el grosor (corrida 96)*, y otras en que se mantuvo constante el grosor y se varió la composición (corridas 39 y 92)*. Las características de las distintas corridas son las siguientes:

Corrida No.	grosor de la película inferior de Nb	grosor de la película superior de Nb	tiras de (contactos eléctricos)
96	2000 Å	1000 Å	Sn
39	1000 Å	600 Å	Sn
92	1000 Å	600 Å	Nb/Sn

*En el laboratorio las corridas se denominan de acuerdo al año en que se realizaron y al número progresivo que les corresponde. En este trabajo se habla de las corridas 85-96, 86-39 y 86-92. Por comodidad en este trabajo se hace referencia a ellas usando únicamente el último número.

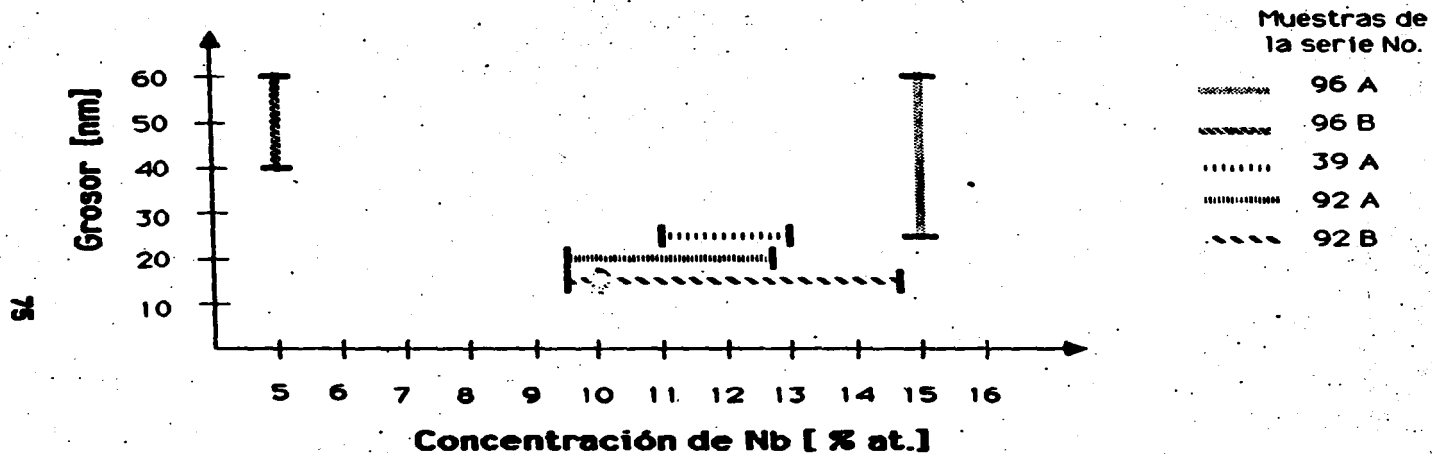


Figura 3.1. Gráfica del grosor de la barrera contra concentración de Nb en la misma, mostrando la forma en que se varió tanto el grosor de la barrera como su composición en las uniones que se fabricaron para la elaboración del trabajo.

CAPITULO III

En las corridas 96 y 39 se depositaron tiras de Sn de 2000 Å de grosor como contactos eléctricos. Las tiras que se usaron como contactos eléctricos en la corrida 92 fueron formadas evaporando 1500 Å de Nb y encima 500 Å de Sn. Se depositó el Sn únicamente para mejorar el contacto eléctrico entre las tiras y las puntas (contactos eléctricos) de la sonda que se usó para las mediciones (más información se encuentra en la sección 2.4.3).

En la tabla 3.1 se dan algunos de los parámetros de interés de uniones Josephson que se fabricaron. Los valores de λ_J que aparecen en la tabla se obtuvieron usando el valor $2\lambda + d = d'$ que se midió a partir de las curvas $I_c(B_g)$ de las uniones de la corrida 39. En estas uniones se encontró $d'_{39} = 2\lambda + d = 2269 \text{ Å} \pm 12 \%$. En algunas de las uniones de la corrida 92 se volvió a medir d' concordando los valores medidos con d'_{39} . En las uniones de la corrida 96 no se midió d' debido a que los efectos del campo de auto-apatallamiento en las curvas $I_c(B_g)$ de estas uniones no es despreciable (en la sección 3.6 se discuten las curvas $I_c(B_g)$).

Las características I-V de uniones con barreras en el lado aislante de la transición M/A (que de ahora en adelante llamaremos U SIS si no presentan efecto Josephson) son muy diferentes comparadas con las características I-V de U J con barreras en el lado metálico de la transición, cuando la composición de la barrera no se encuentra en las cercanías de la transición M/A. En la figura 3.2 se muestran las características I-V típicas de estos dos tipos de uniones. Como se puede observar en dicha figura las características I-V de las U SIS y U J SNS son simétricas. La fuerte

TABLA 3.1

Unión No.	grosor de la barrera [Å]	porcentaje de Nb en la barrera [% at.]	área de la Unión [μm^2]	temperatura [K]	I_c [mA]	$R_n A$ [$\Omega\text{-}\mu\text{m}^2$]	$I_c R_n$ [μV]	J_c [A/cm^2]	σ [$(\Omega\text{-cm})^{-1}$]	longitud λ_j
96A21	600	15.0	4489	1.9	50.00	.584	6.5	1114	1028	7.0
96A22	600	15.0	4489	1.9	50.00	.718	8.0	1114	835	7.0
96A23	600	15.0	4489	1.9	60.00	.494	6.6	1337	1215	7.7
96A24	600	15.0	4489	1.9	45.00	.628	6.3	1003	955	6.7
96A31	550	15.0	4489	1.9	70.00	.583	9.1	1559	943	8.3
96A32	550	15.0	4489	1.9	70.00	.494	7.7	1559	1114	8.3
96A42	450	15.0	324	1.9	40.00	.486	60.0	12346	926	6.1
96A43	450	15.0	324	1.9	10.00	.486	15.0	3086	926	3.1
96A44	450	15.0	324	1.9	30.00	.483	42.9	9259	971	5.3
96A71	350	15.0	324	1.9	40.00	.388	48.0	12346	900	6.0
96A72	350	15.0	324	1.9	50.00	.360	55.5	15432	973	6.7
96A73	350	15.0	324	1.9	40.00	.366	45.2	12346	956	6.0
96A91	250	15.0	64	1.9	20.00	.256	80.0	31250	977	4.1
96A92	250	15.0	64	1.9	25.00	.256	100.0	39063	977	4.6
96A93	250	15.0	64	1.9	45.00	.269	189.0	70313	930	6.2
96A94	250	15.0	64	1.9	40.00	.256	160.0	62500	977	5.9
39A12	250	13.0	64	1.9	7.60	.832	98.8	11875	301	2.6
39A13	250	12.9	64	1.9	6.00	.896	84.0	9375	279	2.3
39A14	250	12.7	64	1.9	4.50	1.024	72.0	7031	244	2.0

Unión No.	grosor de la barrera [Å]	porcentaje de Nb en la barrera [% at.]	área de la Unión [μm^2]	temperatura [K]	I_c [mA]	$R_n A$ [$\Omega\text{-}\mu\text{m}^2$]	$I_c R_n$ [μV]	J_c [A/cm^2]	σ [$(\Omega\text{-cm})^{-1}$]	longitud λ_J
39A22	250	12.4	64	1.9	2.00	1.280	40.0	3125	195	1.3
39A24	250	12.2	64	1.9	1.00	1.664	26.0	1563	150	0.9
39A32	250	11.9	64	1.9	0.45	2.176	14.28	656	115	0.6
39A33	250	11.8	64	1.9	0.36	2.240	12.60	563	112	0.6
39A34	250	11.7	64	1.9	0.24	2.560	9.60	375	98	0.5
39A42'	250	11.4	64	1.9	---	5.120	---	---	49	---
39A43'	250	11.3	64	1.9	---	5.760	---	---	43	---
39A44'	250	11.1	64	1.9	---	7.040	---	---	36	---
92A22	202	14.6	64	4.2	41.00	.267	171.00	64063	757	5.9
92A52	202	12.7	16	4.2	0.75	.800	37.50	4688	253	0.8
92A53	202	12.6	16	4.2	0.50	.933	29.20	3125	217	0.6
92A62	202	12.1	16	4.2	0.25	.800	12.50	1563	253	0.5
92A63	202	12.0	16	4.2	0.15	1.078	10.11	938	187	0.4
92A64	202	11.9	16	4.2	0.10	1.088	6.80	625	186	0.3
92A71	202	11.6	16	4.2	0.04	1.214	3.04	250	166	0.2
92A72*	202	11.5	16	4.2	0.03	---	---	188	---	0.2
92A73'	202	11.4	16	4.2	0.02	1.800	2.25	125	112	0.1
92A82'	202	10.9	16	4.2	---	2.483	---	---	81	---
92A83'	202	10.8	16	4.2	---	3.000	---	---	67	---
92A91'	202	10.4	64	4.2	---	6.317	---	---	32	---
92A92'	202	10.3	64	4.2	---	6.982	---	---	29	---
92A93'	202	10.2	64	4.2	---	8.659	---	---	23	---

Unión No.	grosor de la barrera [A]	porcentaje de Nb en la barrera [% at.]	área de la Unión [μm^2]	temperatura [K]	I_c [mA]	$R_n A$ [$\Omega\text{-}\mu\text{m}^2$]	$I_c R_n$ [μV]	J_c [A/cm^2]	σ [$(\Omega\text{-cm})^{-1}$]	longitud λ_j
92A94'	202	10.0	64	4.2	---	10.400	---	---	19	---
92A102'	202	9.7	64	4.2	---	17.721	---	---	11	---
92A103'	202	9.53	64	4.2	---	22.400	---	---	9	---
92A104'	202	9.47	64	4.2	---	27.731	---	---	7	---
92B21	153	14.7	64	4.2	145.00	.114	258.1	226560	1343	10.9
92B23	153	14.4	64	4.2	105.00	.119	195.3	164060	1285	9.3
92B24	153	14.3	64	4.2	100.00	.120	188.0	156250	1272	9.1
92B61	153	12.2	16	4.2	2.93	.480	87.9	18313	318	1.7
92B62	153	12.1	16	4.2	2.76	.520	89.7	17250	294	1.4
92B63	153	12.0	16	4.2	2.04	.571	72.8	12750	268	1.3
92B71	153	11.6	16	4.2	1.15	.852	61.3	7188	179	1.0
92B72	153	11.5	16	4.2	0.73	.896	40.6	4531	170	0.8
92B73*	153	11.4	16	4.2	0.65	---	---	4063	---	0.7
92B74'	153	11.3	16	4.2	0.31	1.454	28.2	1938	105	0.5
92B81'	153	11.0	16	4.2	0.13	1.667	13.5	813	92	0.4
92B83'	153	10.8	16	4.2	0.05	2.216	6.9	312	69	0.2
92B92'	153	10.3	64	4.2	0.15	3.808	8.9	234	40	0.4
92B93'	153	10.2	64	4.2	0.10	4.269	6.7	156	36	0.3
92B94'	153	10.0	64	4.2	0.06	5.120	4.5	88	30	0.3
92B101'	153	9.8	64	4.2	---	10.240	---	---	15	---
92B102'	153	9.7	64	4.2	---	11.949	---	---	13	---

70

ESTA TEXA NO DEBE
 SALIR DE LA BIBLIOTECA

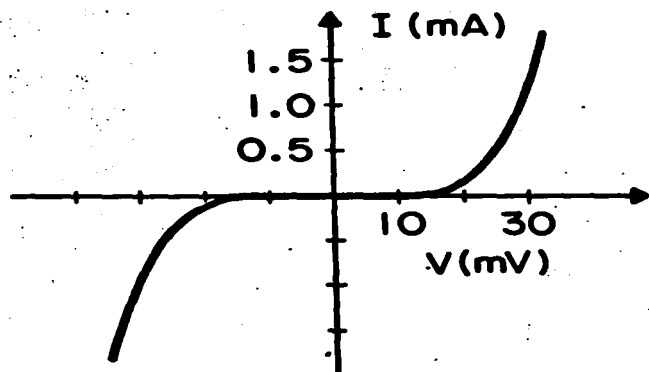
Unión No.	grosor de la barrera [Å]	porcentaje de Nb en la barrera [% at.]	área de la Unión [μm^2]	temperatura [K]	I_c [mA]	$R_n A$ [$\Omega\text{-}\mu\text{m}^2$]	$I_c R_n$ [μV]	J_c [A/cm^2]	σ [$(\Omega\text{-cm})^{-1}$]	longitud/ λ_J
92B103*	153	9.53	64	4.2	---	11.450	---	---	13	---
92B104*	153	9.47	64	4.2	---	14.080	---	---	11	---

* En estas Uniones Josephson no se midió la resistencia eléctrica porque como función del voltaje era una función discontinua (ver sección 3.4).

* La resistencia eléctrica (R_0) que aparece en la tabla para estas Uniones Josephson, con barreras en el lado aislante de la transición M/II, se midió a un voltaje de 0.1 mV (obviamente en estos casos $R_0 = R_N$).

5 % Nb;

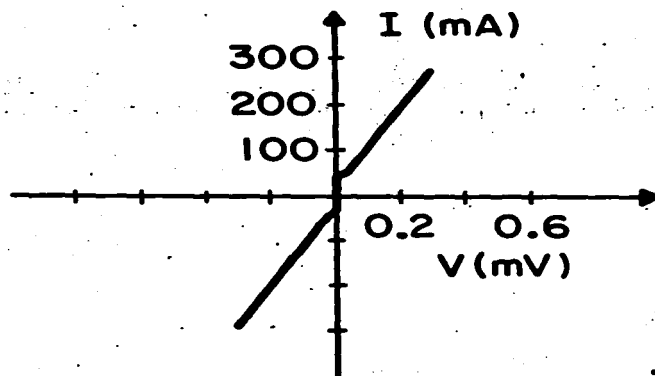
$$d = 550 \text{ \AA}; \quad A = 67 \times 67 \text{ \mu m}^2$$



**Lado
Aislante**

15 % Nb;

$$d = 350 \text{ \AA}; \quad A = 18 \times 18 \text{ \mu m}^2$$



**Lado
Metálico**

T = 1.9 K

Figura 3.2. Características I-V típicas de uniones SIS con barreras alejadas de la transición M/A (parte superior), y de uniones Josephson SNS (parte inferior). La diferencia entre las dos uniones es debida básicamente a la distinta composición de (Nb-Si)-amorfo que tienen sus barreras.

alinealidad de las características I-V de U SIS puede asociarse, en parte al fenómeno de salto de alcance variable VRH ("Variable Range Hopping"), como se verá en el siguiente capítulo. Los valores de las resistencias eléctricas que se observaron en este tipo de uniones siempre fueron finitos, aunque en la figura 3.2 parezca que alrededor de cero volts ($|V| < 10$ V) la resistencia eléctrica sea infinita. En particular para la unión cuya curva I-V aparece en la figura y que tiene una barrera de 550 Å de grosor con una concentración de 5 % at. de Nb en la barrera la resistencia eléctrica a cero volts es $R(0) = 0.5 \pm 0.3$ MΩ. De hecho para esta unión que tiene un área de $67 \times 67 \mu\text{m}^2$ la resistencia eléctrica cambia desde MΩ's hasta Ω's en un intervalo de 30 - 40 volts a $T = 1.9$ K. En cambio las características I-V de U J SNS son del tipo de micropuentes como se puede apreciar en la figura 3.2. Para U J SNS las resistencias R_n que se observaron son del orden de Ω's o menores. La curva I-V que aparece en segundo término en la figura 3.2 fue medida a 1.9 K y pertenece a la U J SNS 96A71 que tiene una barrera de 350 Å de grosor y una concentración de Nb en la misma de 15 % at.. El área de la U J es de $18 \times 18 \mu\text{m}^2$ y la resistencia eléctrica es $R_n = 1.2 \pm 0.2$ mΩ medida a 0.25 mV.

3.3 Características I-V como función del grosor de la barrera, manteniendo fija la composición de la misma.

Para investigar el comportamiento de uniones con barreras en el lado aislante de la transición M/A como función del grosor de la barrera se fabricaron uniones con 5 % at. de Nb en la barrera y se varió el grosor de la misma desde 400 Å hasta 650 Å. En la figura 3.3 se muestran las

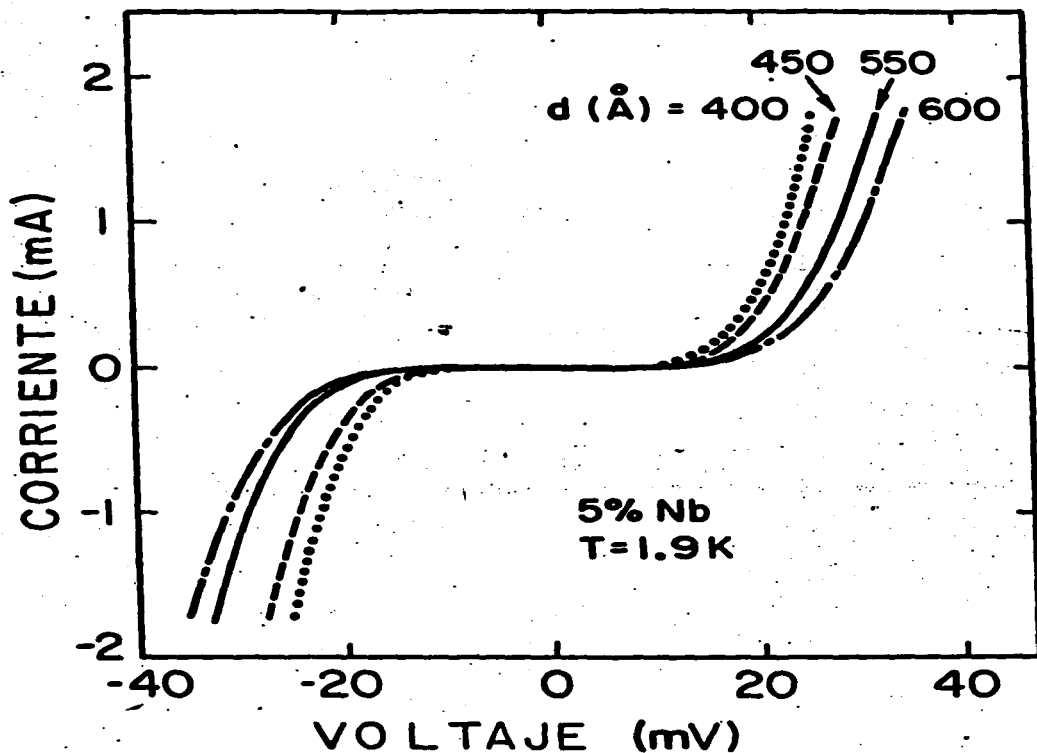


Figura 3.3. Características I-V de 4 uniones SIS con barreras de 400, 450, 550 y 600 Å de grosor, mostrando como cambian las características I-V al variar el grosor de la barrera. La concentración de Nb en la barrera en todas ellas es de 5% at..

CAPÍTULO III

características I-V de cuatro de estas U SIS, medidas a 1.9 K. En todas ellas el área de la unión es de $67 \times 67 \mu\text{m}^2 \pm 6\%$ y la resistencia eléctrica a cero volts varía desde $\sim 400 \text{ K}\Omega$ hasta $\sim 3 \text{ M}\Omega$ conforme el grosor de la barrera aumenta desde 400 Å hasta 600 Å. Tener resistencias eléctricas tan altas demuestra que la barrera está libre de microcortos, sobre todo si se toma en cuenta que la tricapa superconductor/barrera/superconductor se depositó sin romper el vacío, *i.e.*, sin oxidar la barrera. Otra característica interesante que se puede observar en la figura 3.3 es que las curvas I-V escalan con el grosor de la barrera, a mayor grosor la U SIS tiene mayor resistencia eléctrica para un voltaje dado. La resistencia eléctrica en cada unión varía alrededor de 6 órdenes de magnitud desde $\sim \text{M}\Omega$'s a cero volts hasta $\sim \Omega$'s a 40 mV. Además en todo el intervalo 0-40 mV las características I-V son no-lineales y en ninguna de las características I-V de estas U SIS se observó estructura debida a la brecha superconductorá alrededor de $V \sim 3 \text{ mV}$.

En la figura 3.4 se muestran las características I-V medidas a 1.9 K de U J SNS que tienen 15 % at. de Nb en la barrera. Las características corresponden a las U J SNS: 96A24, 96A31, 96A44 y 96A92, enlistadas de mayor a menor grosor de barrera. En estas U J el área no se mantuvo constante. Se varió porque se observó, en concordancia con Likharev (1979), que la densidad de corriente crítica varía exponencialmente como función del grosor de la barrera, aumentando conforme se disminuye el grosor, y que R_n disminuía conforme disminuía el grosor de la barrera. Por lo tanto para mantener R_n en el orden de $\text{m}\Omega$'s se tuvo que reducir el área de las U J

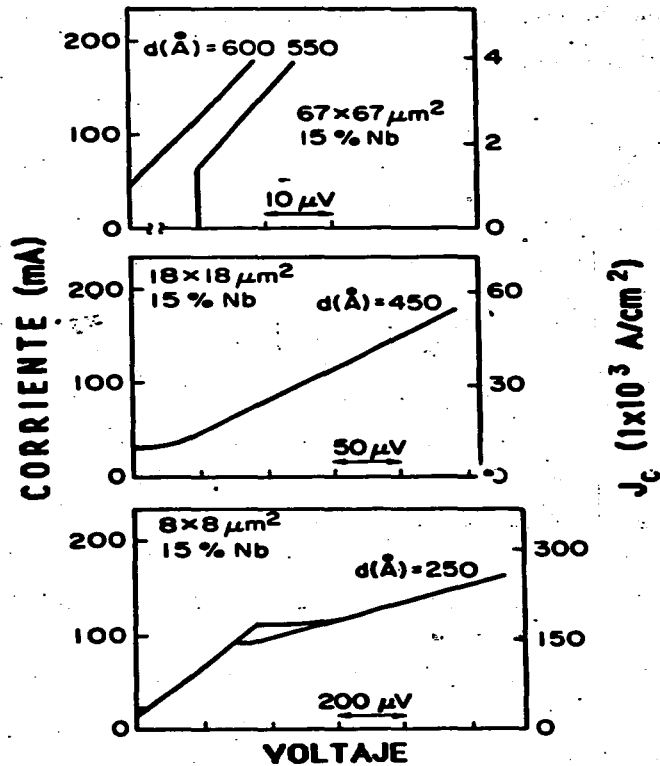


Figura 3.4. Características I-V de 4 uniones Josephson SNS mostrando como cambian las características I-V al variar el grosor de la barrera. Las curvas pertenecen a uniones con barreras de 250, 450, 550 y 600 Å de grosor. La composición de la barrera se mantuvo en 15 % at. de Nb.

CAPÍTULO III

conforme se disminuía el grosor de la barrera provocando al mismo tiempo que disminuyera I_c . Las resistencias eléctricas de las U J de la figura 3.4 son: 0.14, 0.13, 1.4 y 4 m Ω para las U J con barreras de 600, 550, 450 y 250 Å de grosor respectivamente, que implican una variación en la resistencia eléctrica específica $R_n A$ de 0.628 $\Omega\text{-}\mu\text{m}^2$, para la U J con barrera de 600 Å de grosor, a 0.256 $\Omega\text{-}\mu\text{m}^2$ para la que tiene 250 Å de grosor, que es una variación más bien pequeña si se compara con la variación en la densidad de corriente que presentan estas mismas U J y que va desde 1003 A/cm² hasta 39063 A/cm², implicando una variación en I_c de 45 mA a 25 mA.

En la curva I-V de la U J con barrera de 250 Å de la figura 3.4 se observan dos características que no aparecen en las demás curvas de la misma figura. Se observa una histéresis en la región en que se cambia del estado de cero-voltaje al estado de voltaje y ocurre en voltajes menores a 50 μV . También se observa una segunda región de histéresis alrededor de 400 μV . La primera histéresis ocurre por el aumento de R_n en esta U J. Recuérdese que el parámetro Stewart-McCumber β_c (cap. I) determina el grado de histéresis en las curvas I-V de U J y es de la forma $\beta_c = I_c R_n^2 C$. En este caso aunque la capacitancia y la corriente crítica disminuyen en la U J con barrera de 250 Å, en comparación con las otras U J cuyas curvas I-V aparecen en la figura 3.4, el aumento en R_n de alrededor de 40 veces provoca un aumento neto en β_c y por ende la aparición de histéresis.

La histéresis que aparece a ~ 400 μV es provocada por el alto valor de la densidad de corriente que produce un incremento de calor que no puede ser

disipado por el baño de líquido criogénico, produciendo a su vez un aumento de temperatura por arriba de la T_c de los electrodos de Nb, de tal forma que aumenta discontinuamente la resistencia eléctrica de la U J debido a la resistencia eléctrica de los electrodos que ya no están en estado superconductor.

3.4 Características I-V de uniones donde se varió la composición de la barrera manteniendo fijo el grosor de la misma.

En esta sección se presentan las curvas I-V para dos series de U J, en una de ellas el grosor de la barrera es de 202 Å y corresponden a las U J: 92A62, 92A63, 92A64, 92A71, 92A72, 92A73, 92A82 y 92A83, ordenadas de mayor a menor concentración de Nb en la barrera. En la otra serie el grosor de la barrera es de 153 Å y corresponden a las U J: 92B61, 92B62, 92B63, 92B71, 92B72, 92B73, 92B74, 92B81 y 92B83, enlistadas de la misma forma que la serie anterior. Todas las mediciones se realizaron a 4.2 K.

En la figura 3.5 se muestran las curvas I-V de U J con barreras de 202 Å de grosor y de $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ de área. El único parámetro que se varió en estas U J fue la concentración de Nb en la barrera, desde 12.1 hasta 11.4 % at. de Nb. Se puede observar que la corriente crítica decrece conforme decrece la concentración de Nb en la barrera, de 0.25 mA para el caso de 12.1 % at. de Nb a 0.02 mA para la U J con 11.4 % at. de Nb en la barrera. Por el contrario la resistencia eléctrica aumenta conforme disminuye la concentración de Nb en la barrera; aunque la variación no es tan rápida como con la corriente crítica. La resistencia eléctrica aumenta de $R_n = 50 \text{ m}\Omega$ para la U J SNS con

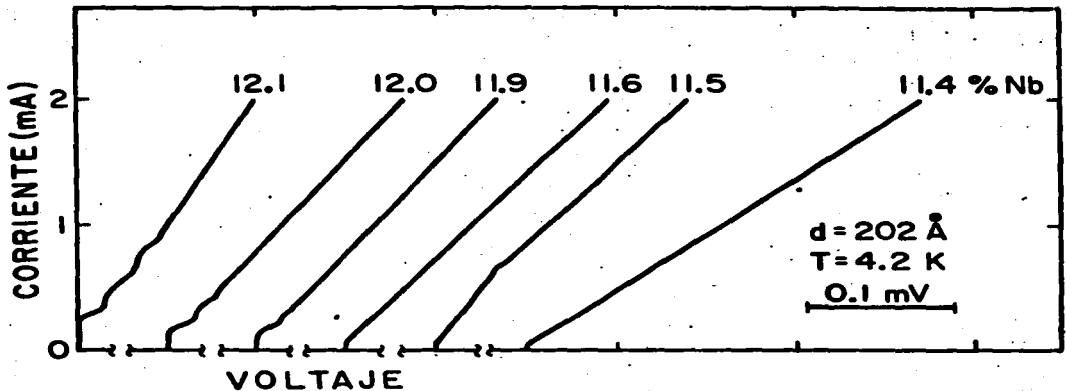


Figura 3.5. Características I-V de uniones Josephson Nb/(Nb-Si)-amorfo/Nb como función de la composición de la barrera, en las cercanías de la transición M/A, manteniendo el grosor de la barrera constante, $d = 202 \text{ \AA}$.

12.1 % at. de Nb a $R_0 = 113 \text{ m}\Omega$ para la U J SIS con 11.4 % at. de Nb en la barrera. Es importante recalcar que para las U J SIS, *i.e.*, U J con concentraciones de Nb en la barrera menores a 11.5 % at. de Nb, la resistencia eléctrica R_0 se midió a 0.1 mV y no corresponde al valor de R_n . Para medir R_n en las U J SIS se debería de medir la resistencia eléctrica a voltajes mayores a 3 mV, ya que en estas uniones (electrodos de Nb) dicho voltaje corresponde a $2\Delta/e$. Sin embargo debido a problemas de

CAPÍTULO III

calentamiento no se pudo medir R_n en las U J SIS de la figura 3.5.

En la figura 3.5 se pueden observar escalones de voltaje constante en las curvas de las U J SNS con 12.1, 12.0 y 11.9 % at. de Nb en la barrera, que son más obvios para la U J con I_c más alta y van desapareciendo conforme la corriente crítica se va haciendo menor, lo que sugiere una relación entre los escalones y la uniformidad de la corriente a través de la unión, idea que se estudiará más ampliamente en la siguiente sección donde se estudian las características I-V como función de la temperatura ya que dichas curvas aportan más información sobre los escalones. Otra característica importante que aparece en las curvas de la figura 3.5 es el cambio abrupto en la resistencia eléctrica en la curva de la U J con 11.5 ± 0.1 % at. de Nb en la barrera, concentración en la que justamente ocurre la transición M/A [Herte *et al.*, 1983]. El cambio en resistencia eléctrica ocurre a 0.035 ± 0.005 mV y cambia de 54.5 a 75.9 m Ω . Un comportamiento semejante se puede observar en la figura 3.6 en la curva I-V de la U J con 11.4 ± 0.1 % at. de Nb en la barrera.

En la figura 3.6 se muestran las características I-V de U J como función de la concentración de Nb en la barrera. Todas las U J de la figura 3.6 tienen barreras de 153 Å de grosor y áreas de $4 \times 4 \mu\text{m}^2$. Nuevamente en esta serie de U J el único parámetro que se varió fue la concentración de Nb desde 12.2 hasta 10.8 % at. de Nb. En esta serie de U J también se observa que la corriente crítica disminuye y la resistencia eléctrica aumenta conforme disminuye la concentración de Nb en la barrera. La corriente crítica disminuye de 2.93 mA para la U J con 12.2 % at. de Nb a 0.05 mA para la U J con 10.8 % at. de Nb en la barrera. La resistencia eléctrica aumenta de

CAPÍTULO III

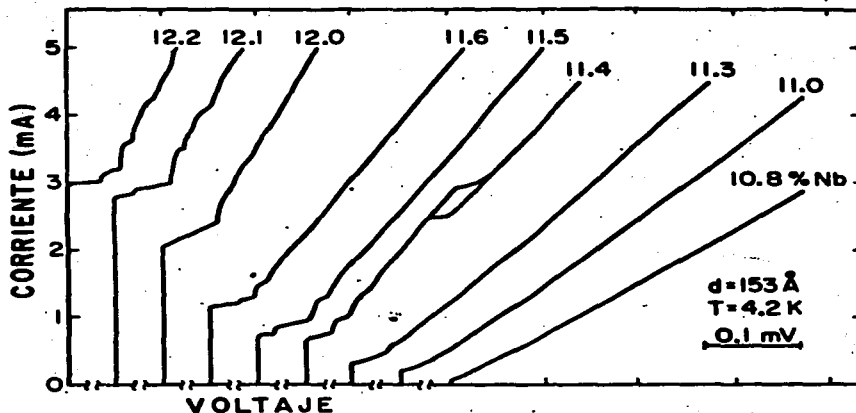


Figura 3.6. Características I-V de uniones Josephson Nb/(Nb-Si)-amorfo/Nb como función de la composición de la barrera, en las cercanías de la transición M/A, manteniendo el grosor de la barrera constante, $d = 153 \text{ \AA}$.

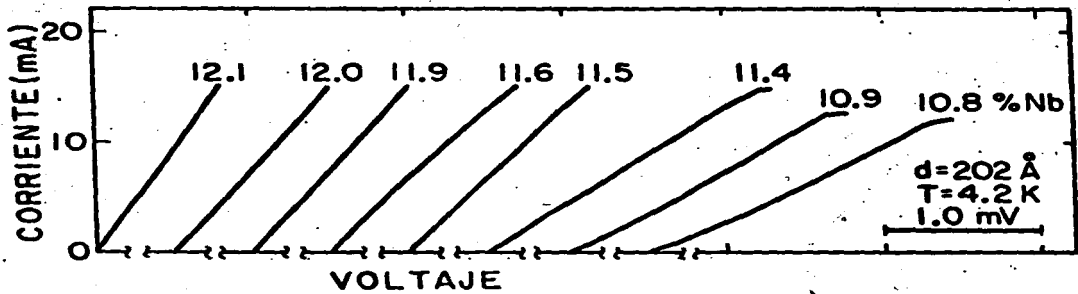
$R_n = 30 \text{ m}\Omega$ a $R_0 = 139 \text{ m}\Omega$ para las mismas U J. Como en este caso la barrera de las U J es más delgada que la barrera de las U J de la figura 3.5 las corrientes críticas son mayores y las resistencias eléctricas menores para una composición de la barrera dada. El hecho de que en el caso de $d = 153 \text{ \AA}$ las I_c sean mayores provoca que los escalones de voltaje constante sean más marcados si se comparan con los escalones de las curvas de la figura 3.5.

CAPÍTULO III

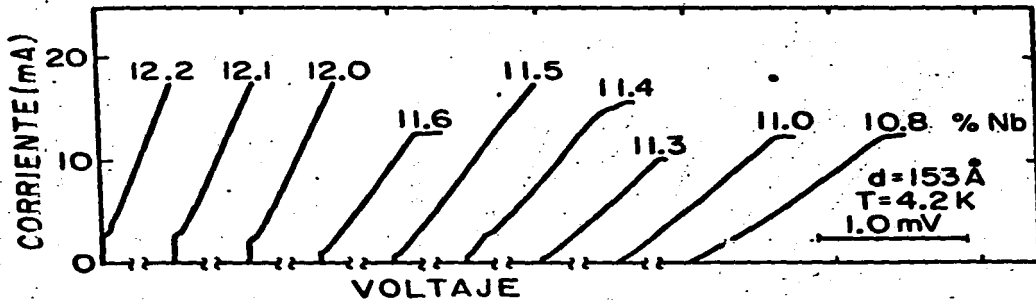
Tanto para $d = 202 \text{ \AA}$ como para $d = 153 \text{ \AA}$ los escalones desaparecen conforme disminuye I_c . Es importante hacer notar que en las curvas de la figura 3.5 los escalones desaparecen en la curva de la U J SNS con 11.6 % at. de Nb en la barrera en la que $I_c = 0.04 \text{ mA}$ y en las curvas de la figura 3.6 los escalones desaparecen en la curva de la U J SIS con 10.8 % at. de Nb en la barrera donde $I_c = 0.05 \text{ mA}$. *i.e.*, en ambos casos, para $d = 202 \text{ \AA}$ y para $d = 153 \text{ \AA}$, los escalones desaparecen cuando $L/\lambda_J = 0.2$. Hecho que nuevamente sugiere que los escalones están relacionados con la uniformidad de la corriente a través de la unión.

Como se dijo anteriormente también para el caso $d = 153 \text{ \AA}$ aparece un cambio abrupto en la resistencia eléctrica en la curva de la U J con 11.4 \pm 0.1 % at. de Nb, figura 3.6. En esta ocasión no sólo cambia abruptamente la resistencia eléctrica, de 59.5 m Ω a 62.5 m Ω , sino que también aparece una región de histéresis entre 0.13 y 0.19 mV. El hecho de haberse observado esta anomalía en las dos series de U J en las que se varió la concentración de Nb en la barrera alrededor de la transición M/A (11.5 % at. de Nb) sugiere que hay una relación directa entre la anomalía y la transición M/A. Sin embargo para establecer la relación es necesario fabricar más U J con concentraciones de Nb en la barrera cercanas a la transición M/A. Es importante hacer notar que este tipo de anomalía no se observó en ninguna otra de las U J que se fabricaron para la elaboración de este trabajo, ni aún en las U J que se desecharon por tener algún defecto.

En la figura 3.7 se muestran las curvas de la figura 3.5 (figura 3.7a) y de la figura 3.6 (figura 3.7b) a mayor voltaje, del orden de 1 mV. En algunas



a)



b)

Figura 3.7. Figura mostrando las características I-V de uniones Josephson Nb/(Nb-Si)-amorpho/Nb para voltajes de hasta 1 mV, cuando se varía la composición de la barrera alrededor de la transición M/A: a).- para barreras de 202 Å de grosor y b).- para barreras de 153 Å de grosor.

de las curvas, las que corresponden a U J con $d = 202 \text{ \AA}$ y 11.4, 10.9 y 10.8 % at. de Nb en la barrera (figura 3.7a), así como en las curvas de las U J con $d = 153 \text{ \AA}$ y 11.6, 11.4, 11.3, 11.0 y 10.8 % at. de Nb en la barrera, se observa en el extremo más alejado del origen los efectos del calentamiento (discutidos en la sección anterior), manifestándose como un aumento discontinuo en la resistencia eléctrica.

Puede observarse tanto en la figura 3.7a como en la 3.7b un comportamiento óhmico (lineal) en las curvas I-V (para $I > I_c$) de U J con concentraciones de Nb en la barrera mayores a ~ 11.5 % at. de Nb (lado metálico), como es de esperarse en U J SNS. En cambio las curvas I-V de U J con concentraciones de Nb en la barrera menores de 11.5 % at. de Nb muestran un comportamiento no lineal que se va acentuando conforme disminuye la concentración de Nb en la barrera, es decir, se puede observar un cambio de comportamiento en las curvas I-V precisamente a una concentración de 11.5 % at. Nb en la barrera, concentración que coincide con la concentración a la que ocurre a la transición M/A [Hertel *et al*, 1983].

3.5 Características I-V de Uniones Josephson como función de la temperatura.

Se midieron las características I-V de varias U J como función de la temperatura para comparar los parámetros de interés, *e. g.* I_c , J_c , $I_c R_n$, con las predicciones teóricas.

En la figura 3.8 se muestran las características I-V, en el intervalo de temperaturas 1.6 - 4.2 K, de dos U J de $8 \times 8 \text{ \mu m}^2$ de área, con barreras de

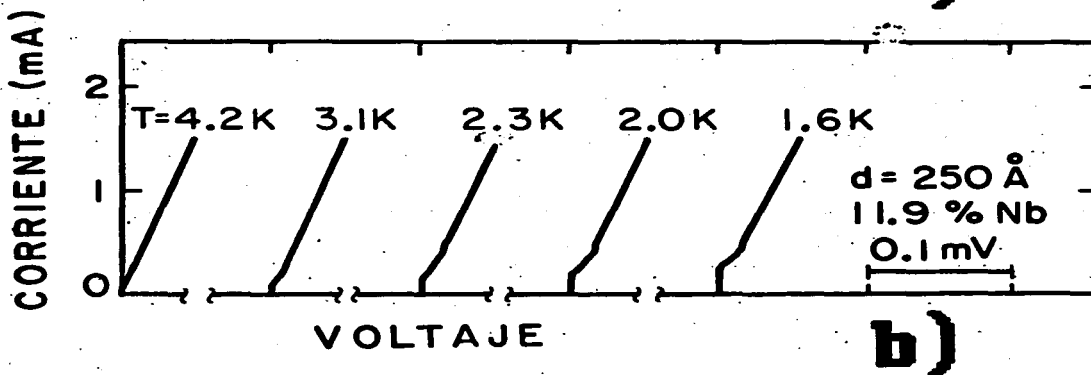
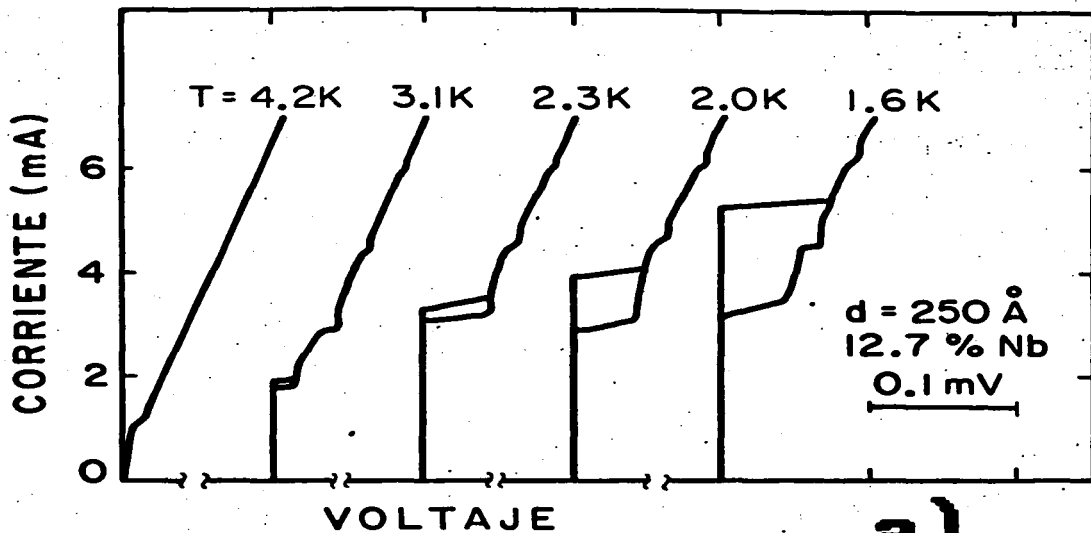


Figura 3.8. Variación de las características *I-V* en el intervalo de temperaturas 1.6 - 4.2 K, de dos uniones Josephson Nb/(Nb-Si)-amorfo/Nb cuya única diferencia entre ellas es el porcentaje de Nb en la barrera: a).- 12.7 % at. de Nb y b).- 11.9 % at. de Nb.

CAPITULO III

250 Å de grosor cada una, siendo la única diferencia entre ellas la concentración de Nb en la barrera. Las características I-V de la figura 3.8a corresponden a la U J 39A14 que tiene 12.7 % at. de Nb en la barrera y las características I-V de la figura 3.8b corresponden a la U J 39A32 que tiene 11.9 % at. de Nb en la barrera. En ambos casos se observa que I_c aumenta conforme disminuye la temperatura, en concordancia con lo predicho por la teoría [Likharev, 1979]. En las curvas I-V de la figura 3.8a se observa una histéresis cada vez mayor al disminuir la temperatura debido al aumento en I_c (recuérdese que $\beta_c \propto I_c$). Por la misma razón las curvas de la figura 3.8b no muestran ninguna histéresis. En ninguna de las dos U J se observó un cambio medible en R_n en el intervalo 1.6 - 3.7 K.

En la curva I-V de la figura 3.8a graficada a $T = 4.2$ K se observa una pendiente, $\neq 0$ resistencia eléctrica, donde sólo debía aparecer corriente Josephson. La aparición de esta pendiente se debe a la resistencia eléctrica de la tira de Sn que se usó como contacto eléctrico, como ya se explicó en la sección 2.4.3. También se puede observar en la figura 3.8a que los escalones de voltaje constante sólo aparecen a temperaturas en las que el Sn se encuentra en estado superconductor ($T_c(\text{Sn}) = 3.7$ K).

La figura 3.9 muestra con más detalle el cambio de las características I-V de la U J 39A14 (caso típico de U J con tiras de Sn) alrededor de 3.7 K. En ella se puede observar cómo por debajo de la temperatura de transición superconductor del Sn desaparece la pendiente en la región de corriente Josephson. Además se observa que los escalones de voltaje constante comienzan a aparecer precisamente por debajo de la T_c del

CAPITULO III

S_n y se vuelven más definidos conforme disminuye la temperatura y aumenta I_c . De hecho para la UJ 39A14 L/λ_J aumenta de 0.83 a $T = 3.7$ K hasta 1.66 a $T = 1.6$ K. Esto sugiere que los escalones son debidos a resonancias de vórtices de corriente a través de la unión en ausencia de campo magnético aplicado. Una discusión reciente de este problema se puede encontrar en [Cirillo *et. al.*, 1985]. En general se observó que los escalones comienzan a aparecer cuando los valores de L/λ_J son mayores o iguales que 0.2. Siempre que $L/\lambda_J < 0.2$ las curvas $I-V$ fueron suaves y no presentaron ningún escalón de voltaje constante.

El hecho de que los escalones a campo magnético cero aparecen únicamente cuando las tiras usadas como contactos eléctricos se vuelven superconductoras sugieren que se forma una cavidad resonante de extremos abiertos compuesta por el electrodo superconductor inferior de $a-b$ y las tiras usadas como contactos eléctricos. En esta aproximación, para calcular los voltajes a los que deben ocurrir los escalones de voltaje constante se consideró la frecuencia de oscilación de la corriente Josephson dada por la ec. 1.12

$$v_J = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \gamma}{\partial t} = \frac{2e}{h} \varphi$$

Y las frecuencias de resonancia de la cavidad resonante de extremos abiertos, dadas por

$$v_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{c}{2L'} n \quad n = 1, 2, \dots$$

donde L' es la longitud de la cavidad y c es la velocidad de la luz en la cavidad y está dada por [Coon y Fiske, 1965]

$$c = c \sqrt{\frac{d'}{\epsilon(2\lambda + d')}}$$

con $\epsilon =$ cte. dieléctrica; $d' =$ espacio entre los superconductores; $c =$ velocidad de la luz en el vacío.

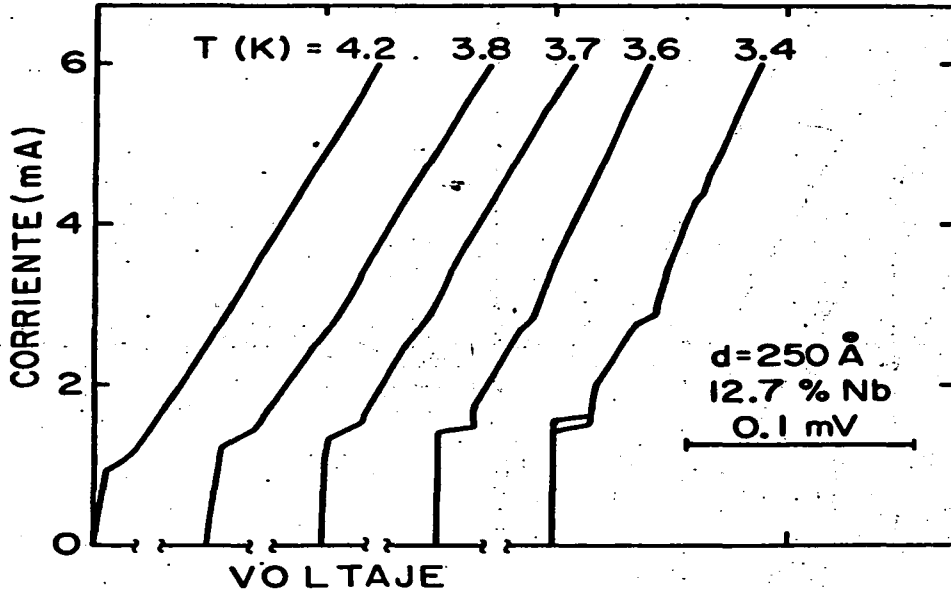


Figura 3.9. Figura mostrando más finamente como varían las características I-V de la unión Josephson de la figura 3.8a, con tiras de Sn como contactos eléctricos, al variar la temperatura alrededor de la T_c del Sn (3.7 K).

CAPITULO III

Los voltajes a los que deben ocurrir los escalones están dados por la condición $v_s = v_p$, por lo que

$$V_n = \frac{e\hbar}{4L^2 e} n$$

Como la longitud de las tiras sobre la película inferior de Nb es de ~ 3 mm, la longitud de la cavidad resonante estará dada por esta distancia, *i.e.*,

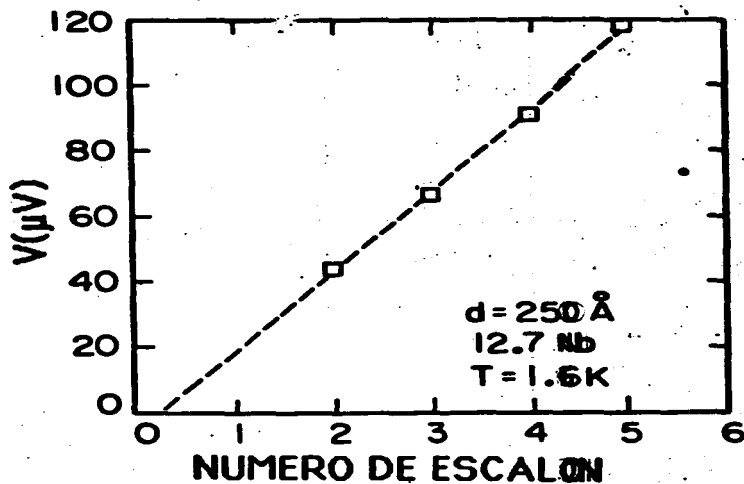


Figura 3.10. Gráfica del número de escalón de voltaje constante contra voltaje al que ocurría. Perteneciente a la unión Josephson 39A14 con $d = 250 \text{ \AA}$ y 12.7 % at. de Nb en la barrera. Mediciones tomadas a $T = 1.6 \text{ K}$.

CAPITULO III

En todas las U J de la tabla 3.2 la longitud de la cavidad resonante que puede formar la tira del contacto eléctrico con el electrodo del superconductor inferior es la misma, $L' \sim 3$ mm. Se puede observar que el voltaje al que aparece el primer escalón de voltaje constante no parece ser función ni del área de la unión, ni del grosor de la barrera, como es de esperarse si la cavidad resonante está formada por las tiras usadas como contactos eléctricos y el electrodo superconductor inferior de Nb. Para estar seguros de que la explicación que se dió de los escalones es la correcta, se sugiere construir U J en las que las tiras de los contactos eléctricos tengan diferentes longitudes para corroborar si la ocurrencia del primer escalón de voltaje constante concuerda con la explicación que se dió.

3.6 Corriente crítica y campo magnético aplicado.

Se midió la corriente crítica como función del campo magnético aplicado para averiguar que tan uniforme es la densidad de supercorriente a través de la U J y si se tienen barreras de buena calidad, básicamente si se tienen barreras libres de microcortos.

En las U J de la serie 96 (tabla 3.1) las curvas $I_c(B_a)$ que se obtuvieron eran asimétricas, mostraban una modulación pobre, y en ninguna de las curvas se obtuvo $I_c = 0$ para ningún valor de B_a . Resultado que es de esperarse ya que para estas uniones $L/\lambda_J \sim 5$, λ_e , en estas U J los efectos del campo magnético producido por las propias corrientes Josephson que existen dentro de la unión (efectos de auto-apantallamiento) son

CAPITULO III

importantes. El efecto de auto-apantallamiento provoca que las distintas "crestas" correspondientes a los valores $\Phi_a/\Phi_0 = 1, 2, \dots$ (figura 1.10) se traslapan [Owen y Scalapino, 1967] provocando que para ningún valor de B_a , I_c sea cero, porque las "crestas" se traslapan precisamente en las regiones cercanas a los mínimos de $I_c(B_a)$, de tal forma que en las cercanías de un mínimo, para un valor de B_a existen dos posibles valores de I_c y se ha observado experimentalmente [Owen y Scalapino, 1967] que el valor más estable de I_c siempre es el más alto, evitándose de esta forma que en los mínimos I_c fuera igual a cero. Por la misma razón los mínimos observados en las curvas $I_c(B_a)$ de estas U J no eran muy pronunciados (modulación pobre). Por otro lado se piensa que es muy improbable que existan microcortos en las barreras de estas U J porque en la misma evaporación se produjeron uniones SIS (variando el contenido de Nb en la barrera *in situ*) libres de microcortos cuyas resistencias eléctricas alcanzaban valores de hasta $10^9 \Omega$ (figura 3.3). También se descarta la posibilidad de tener microcortos en la barrera porque los parámetros tales como J_c , $I_c R_n$ y $R_n A$ en estas U J se comportan como es de esperarse en uniones libres de microcortos (como se verá en el siguiente capítulo).

En la figura 3.11 se compara la medición experimental de la curva $I_c(B_a)$ de una U J típica de la corrida 39 (unión 39A14) en la que $L/\lambda_J \sim 1$, con la predicción teórica (ec. 1.21) para el caso en que se desprecian los efectos de auto-apantallamiento, i.e. $L/\lambda_J \ll 1$. En la figura se puede apreciar que en

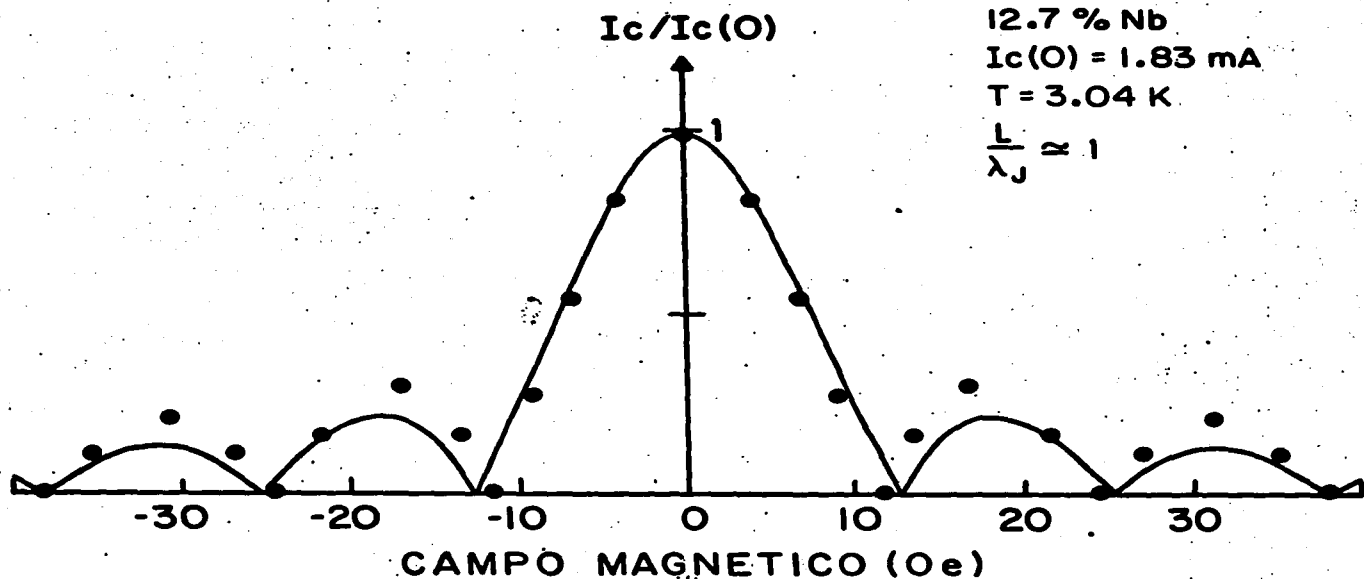


Figura 3.11. Curva experimental típica (puntos) de la corriente crítica como función del campo magnético aplicado, de uniones Josephson de la corrida 39. La curva de arriba corresponde a la unión 39A14 en la que $I_c(0) = 1.83 \text{ mA}$, $d = 250 \text{ \AA}$, tiene 12.7 % at. de Nb en la barrera, $A = 8 \times 8 \text{ \mu m}^2$, $L/\lambda_J \sim 1$, y las medidas fueron tomadas a $T = 3.04 \text{ K}$. La línea continua representa el cálculo teórico de la curva $I_c(B_0)$ cuando $L/\lambda_J \leq 1$.

CAPÍTULO III

los mínimos $I_c = 0$ (al menos hasta donde el dispositivo experimental lo puede asegurar, *i.e.* $I_c < 10^{-5}$ A), hecho que hace muy improbable la existencia de microcortos en la barrera. Además la curva experimental es simétrica (la asimetría es menor al 2 %)*, que indica que los efectos de auto-apantallamiento son pequeños si no es que completamente despreciables. También se puede observar en la figura 3.11 que en los máximos secundarios I_c es mayor para la curva experimental que para la teórica, esta diferencia debe de ser causada por la existencia de estructura fina en J_c dentro de la unión [Dynes y Fulton, 1971]. Que el primer mínimo ocurra a un valor de B_a menor que el promedio (promedio para esta unión en particular) indica que la supercorriente se concentra en forma más acentuada en las orillas, como es de esperarse cuando $L/\lambda_J \sim 1$.

En la figura 3.12 se muestra una fotografía en la que aparecen las curvas I-V para los máximos y mínimos de I_c como función de B_a para una U J típica de la corrida 92 (unión 92A63) a $T = 1.6$ K. En la foto se puede observar que $I_c = 0$ (al menos $I_c < 10^{-5}$ A) en los mínimos, además es simétrica e $I_c(B_a)$ en los máximos concuerda con lo esperado para una unión en la que $L/\lambda_J \leq 1$ (para la unión 92A63 a $T = 1.6$ K, $L/\lambda_J = 0.9$). En otras palabras las curvas $I_c(B_a)$ de las U J de la corrida 92 son las clásicas de uniones bien comportadas donde J_c es uniforme a través de la unión.

* La asimetría se obtuvo calculando la diferencia en campo magnético entre mínimos y máximos que ocurren en campos magnéticos positivos con respecto a los que ocurren en campos negativos.

CAPITULO III

Del análisis de las curvas $I_c(B_a)$ se puede decir que las barreras de las uniones de las corridas 39 y 92 están libres de microcortos y son uniformes, especialmente en el caso de la corrida 92. En cambio en las uniones de la corrida 96 los efectos de auto-apantallamiento son importantes por lo que del análisis de las curvas $I_c(B_a)$ no se puede inferir si sus barreras son de buena calidad. Sin embargo se tiene la confianza de que tengan barreras de

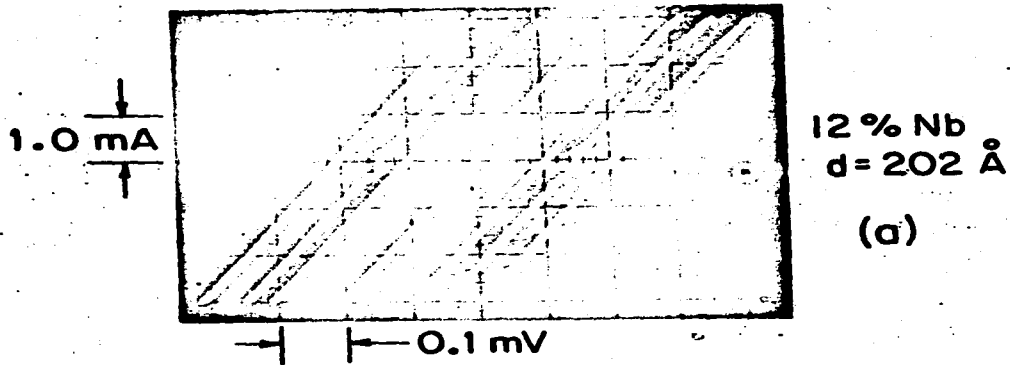


Figura 3.12. Curvas I - V correspondientes a mínimos y máximos de I_c como función de B_a para una unión típica de la corrida 92. En particular las curvas corresponden a la unión 92A63 en la que $d = 202 \text{ \AA}$, tiene 12 % at. de Nb en la barrera, $A = 4 \times 4 \text{ \mu m}^2$, $L/\lambda_J = 0.9$ y $T = 1.6 \text{ K}$. Para esta unión la curva $I_c(B_a)$ concuerda perfectamente con el cálculo teórico para el caso $L/\lambda_J \leq 1$.

CAPITULO III

buena calidad porque al comparar, en estas uniones, características tales como σ , con las uniones de las corridas 39 y 92 se tiene buena concordancia (capítulo IV). Además se piensa que es muy improbable que existan microcortos en las barreras de estas U J porque, como se dijo anteriormente, en la misma evaporación donde se produjeron éstas se produjeron uniones SIS (variando el contenido de Nb en la barrera *in situ*) libres de microcortos cuyas resistencias eléctricas alcanzaban valores de hasta $10^9 \Omega$'s (figura 3.3). Amén de que los parámetros tales como J_c , $I_c R_n$ y $R_n A$ en estas U J se comportan como es de esperarse en uniones con barreras libres de microcortos, como se verá en el siguiente capítulo.

CAPÍTULO IV

ANÁLISIS DE RESULTADOS EXPERIMENTALES

4.1 Uniones SIS y SNS como función del grosor de la barrera.

4.1.1 Uniones SIS como función del grosor de la barrera.

Se observa que en las uniones SIS, con 5 % at. de Nb en la barrera y con grosores de barrera desde 400 hasta 650 Å, la corriente eléctrica es función del campo eléctrico (figura 4.1), tal como es de esperarse en el caso de que el transporte de carga eléctrica ocurra debido al fenómeno de salto de alcance variable VRH (de sus siglas en Inglés) [Mott y Davis, 1979].

En la teoría VRH se encuentra que la corriente eléctrica, en materiales que presentan este fenómeno, tiene comportamientos distintos dependiendo de la intensidad del campo eléctrico E que se aplica al material, haciéndose la distinción entre campos intensos y campos moderados. Se tienen campos intensos cuando E cumple la condición:

$$\frac{eE\xi}{2kT} > 1 \quad (4.1)$$

donde: e = carga del electrón, E = campo eléctrico, ξ = longitud de localización y k = constante de Boltzmann.

Si se supone que para el (Nb-Si)-amorfo con 5 % Nb $\xi(4.2K) \sim 15$ Å (para el Si-amorfo, $\xi(4.2K) = 11$ Å [S. J. Bending y M. R. Beasley, 1985]) y $T =$

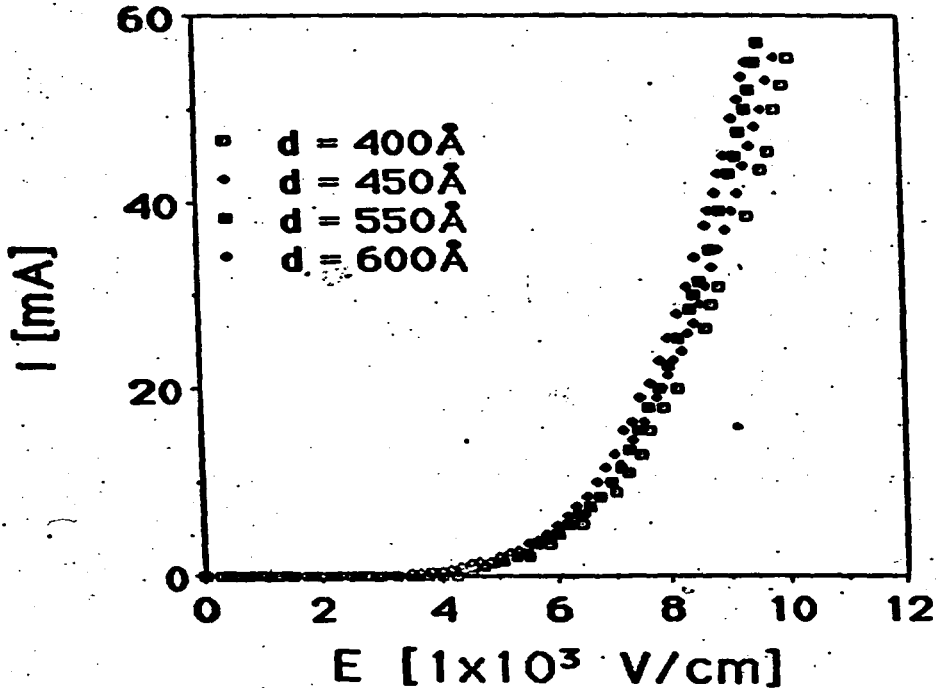


Figura 4.1. La figura muestra como en uniones SIS con distintos grosores de barrera ($d = 400, 450, 550$ y 600 \AA) la corriente eléctrica I obedece la misma función del campo eléctrico. La composición de la barrera en todas las uniones es de 5 % at. de Nb y su área es de $67 \times 67 \text{ \mu m}^2$. Las mediciones se realizaron a 1.9 K.

4.2 K se encuentra que campos intensos significan campos mayores a $E_c \sim 5 \times 10^3$ V/cm, es decir, en nuestro caso para las U SIS con $d = 400$ Å y $d = 600$ Å campos intensos significan tener voltajes mayores a 20 mV y 28 mV respectivamente. De hecho en la figura 4.1 se observa que para campos mayores que $E \sim 5 \times 10^3$ V/cm la corriente como función del campo cambia su comportamiento, creciendo más rápidamente.

Para campos eléctricos intensos [Shklovskii, 1972] encontró que la corriente debe tener un comportamiento como función de E de la forma

$$I \propto \exp \left[- \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/4} \right] \quad (4.2)$$

donde

$$E_0 \approx \frac{16}{N(E_F) e \hbar^4} \quad (4.3)$$

Shklovskii encuentra la ec. (4.2) tomando en cuenta que un electrón puede pasar de un estado ocupado por debajo del nivel de Fermi a uno vacío por arriba del nivel de Fermi que esté situado "campo abajo" a una distancia R , sin necesidad de absorber fonones, siempre y cuando la diferencia de energías entre los estados sea menor que eER . En este caso la corriente eléctrica no es función de la temperatura, ya que cuando el campo es suficientemente intenso los electrones pueden "saltar" en la dirección del campo emitiendo fonones en cada salto, sin necesidad de absorberlos. Puesto que la dependencia de la corriente con la temperatura, en la teoría VRH, aparece por la absorción de fonones, se entiende que en la ec. (4.2) no aparezca la temperatura.

CAPITULO IV

La figura 4.2 muestra la corriente eléctrica como función de $V^{-1/4}$ para las U SIS con 5 % at. de Nb en la barrera y $d = 400, 450, 550$ y 600 \AA a $T = 4.2 \text{ K}$, para el caso en que se cumple la condición (4.1) (campos eléctricos intensos). Como se puede observar en la gráfica estas uniones observan el comportamiento dado por la ec. (4.2). Solamente en la curva correspondiente a la unión con $d = 400 \text{ \AA}$ se observa una discrepancia en voltajes menores a 20 mV . Discrepancia que ocurre porque en esta región ya no se cumple la condición (4.1) y por lo tanto la corriente puede tener alguna dependencia en la temperatura. De las pendientes de las curvas de la figura 4.2 y tomando $\xi \sim 15 \text{ \AA}$, se obtiene

d [Å]	E_0 1×10^9 [V/cm]	$N(E_F)$ 1×10^{19} [edos./eV.cm ³]
400	1.3	2.5
450	1.2	2.7
550	1.7	1.9
650	1.2	2.6

Los valores de E_0 obtenidos son menores que el valor de E_0 para el Ge-amorfo, $E_0 = 4.8 \times 10^{10}$ [Shklovskii, 1972], tal como se supone debe de ser, ya que al aumentar el porcentaje de átomos donadores en la barrera (en nuestro caso aumento de Nb), se espera que tanto $N(E_F)$ como ξ también aumenten y de acuerdo a la ec. (4.3) el aumento en estas dos cantidades provoca una disminución en E_0 . Además los valores obtenidos de $N(E_F)$ son mayores que el valor de $N(E_F)$ para el Si-amorfo, 1.2×10^{18} [edos./eV.cm³],

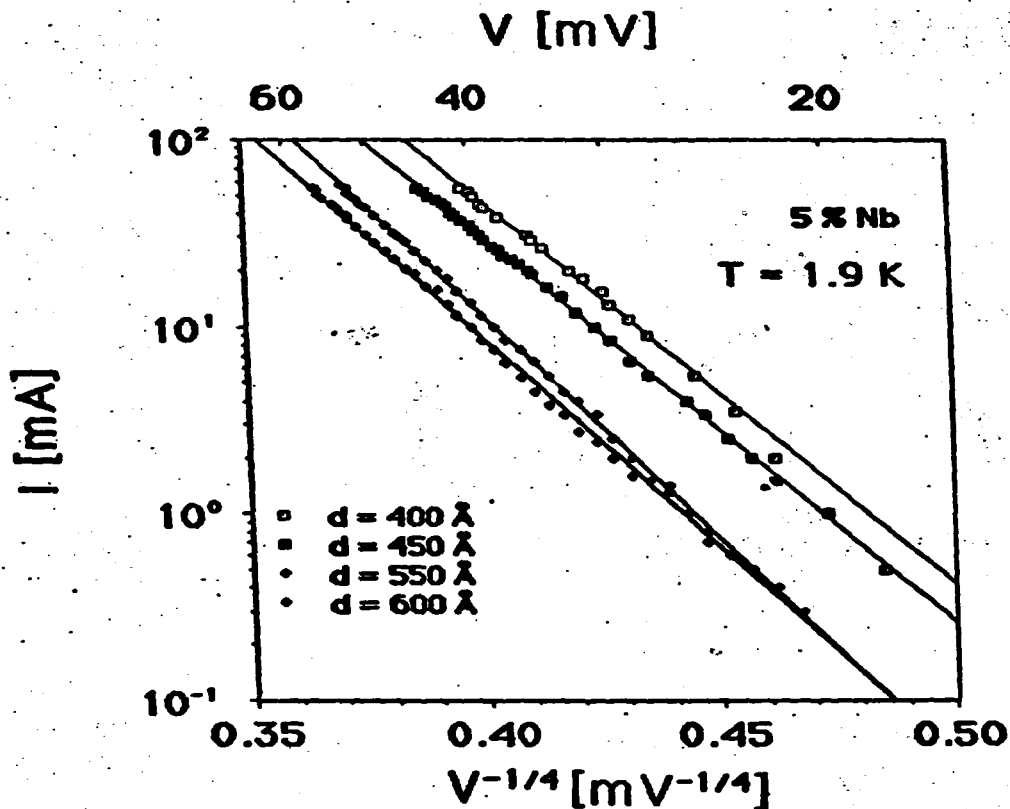


Figura 4.2. Gráfica semilogarítmica de corriente eléctrica contra el inverso de la raíz cuarta del voltaje de 4 uniones SIS con grosores de barrera de 400, 450, 550 y 600 Å. Todas con 5% at. de Nb en la barrera.

encontrado por [S. J. Bending y M. R. Beasley, 1985], como es de esperarse.

Para el caso de campos moderados se ha encontrado [Pollak y Riess, 1976], usando teoría de percolación aplicada a VRH, que la conductancia en tres dimensiones tiene la forma

$$G = A \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} + \frac{.17eRE}{KT} \right] \quad (4.4)$$

donde R es la distancia de salto para campos moderados.

El término $T^{-1/4}$ da el conocido comportamiento de la conductancia como función de la temperatura para el caso de VRH en tres dimensiones a bajas temperaturas [Mott, 1969]. El segundo término es debido al campo eléctrico y sólo es válido para campos moderados, *i. e.*

$$\frac{eE\ell}{2KT} < 1 \quad (4.5)$$

En la figura 4.3 se grafica la conductancia como función del voltaje para las U-SIS con $d = 400 \text{ \AA}$ y $d = 550 \text{ \AA}$, ambas con 5 % at. de Nb en la barrera, a $T = 1.9 \text{ K}$, en un intervalo de voltajes donde se cumple la condición (4.5). En la figura se observa que la conductancia tiene un comportamiento exponencial como función de E tal como el calculado por Pollak y Riess, 1976, ec. (4.4).

De las pendientes de las curvas de la fig. 4.3 y la ec. (4.4) se obtiene que $R(1.9 \text{ K}) = 1010 \text{ \AA}$ para la U-SIS con $d = 400 \text{ \AA}$ y $R(1.9 \text{ K}) = 970 \text{ \AA}$ para la U-SIS con $d = 550 \text{ \AA}$. Valores demasiado grandes (el doble del grosor de la barrera), que indican que aunque I como función de V tiene un comportamiento tipo teoría VRH, el fenómeno físico del transporte de carga a través de la barrera debe ser distinto a VRH. Si VRH está presente, debe

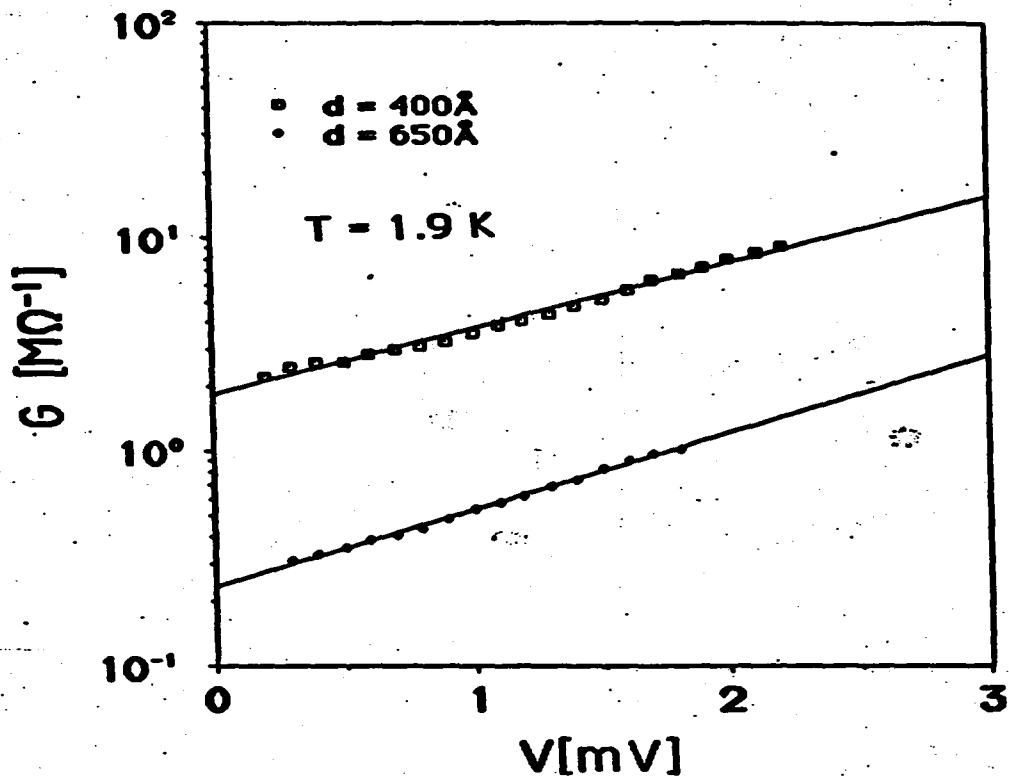


Figura 4.3. Gráfica semilogarítmica de conductancia contra voltaje de dos uniones SIS con grosores de barrera de 400 y 550 Å. Ambas uniones con 5 % at. de Nb en la barrera y áreas de $67 \times 67 \mu m^2$.

CAPITULO IV

existir al menos algún otro fenómeno que participa en forma importante en el transporte de carga. Otro fenómeno que pudiera estar involucrado en el transporte de carga en este material es el tunelaje resonante. En el fenómeno de tunelaje resonante las cargas eléctricas aprovechan la existencia de estados localizados dentro de la barrera de potencial para "tunear" elásticamente de un electrodo a un estado localizado y del estado localizado al otro electrodo (un buen estudio de tunelaje resonante en Si-a se puede encontrar en [S. Bending, 1984]). Se ha visto que en el Si-a es éste el fenómeno que domina el transporte de carga en películas con grosores mayores a 55 Å y tan gruesas como 140 Å, a $T = 4.2$ K [M. Naito y M. R. Beasley, 1986]. Por otro lado [S. J. Bending, 1984] encuentra que en películas de Si-a con grosores mayores a 1000 Å el transporte de carga ocurre mediante VRH (en 3 dimensiones). Aunque en el presente trabajo se usan películas de (Nb-Si)-a se piensa que los resultados obtenidos con Si-a dan una buena pista de lo que puede suceder en el (Nb-Si)-a, especialmente cuando la concentración de Nb (5 % at. en estas U SIS) está lejos de la transición M/A. Por lo tanto en base a los resultados obtenidos por Bending y Naito se espera que en estas U SIS con películas de (Nb-Si)-a de grosores "intermedios", el transporte de carga (en campos eléctricos moderados) se lleve a cabo principalmente mediante una combinación de VRH y tunelaje resonante. En el caso de campos eléctricos intensos los resultados que se obtuvieron concuerdan bien cualitativa y semicuantitativamente con la teoría VRH para campos eléctricos intensos, aunque hay que tener en cuenta que los resultados cuantitativos se obtuvieron en base al valor de ξ (5 Nb, 1.9 K) que solo se estimó, no fue medido. Sin embargo es muy probable que en campos intensos, el campo suministre suficiente energía para que el

CAPITULO IV

transporte de carga esté dominado por VRH.

Es evidente que son necesarios más experimentos para tener una mejor visión del transporte de carga en las barreras de estas U SIS, especialmente experimentos donde se varíe la temperatura, y que la explicación de este fenómeno queda como un problema abierto. Sin embargo los resultados aquí obtenidos comienzan a abrir la luz al entendimiento del fenómeno de transporte de carga en las barreras de estas U SIS y muestran que en campos eléctricos intensos la corriente eléctrica varía como $\exp[-cte.E^{-1/4}]$. En campos eléctricos moderados la conductancia aumenta exponencialmente con el campo eléctrico. Es probable que el transporte de carga en campos eléctricos intensos sea dominado por VRH.

Aunque en campos moderados aparentemente VRH juega un papel importante en el transporte de carga debe existir algún otro fenómeno (si no es que algunos otros) que influye también en forma importante en el transporte de carga. Ese otro fenómeno pudiera ser tunelaje resonante.

4.1.2 Uniones SNS como función del grosor de la barrera.

Para analizar el comportamiento de las U J SNS Nb/(Nb-Si)-amorfo/Nb como función del grosor de la barrera se efectuó la evaporación de una serie de U J, serie 96A (tabla 3.1). En la evaporación se mantuvo constante la concentración de Nb en la barrera en 15.0 % at. y se varió el grosor de la misma desde 250 hasta 600 Å. Como contactos eléctricos se usaron tiras de Sn y los experimentos se realizaron a $T = 1.9$ K. La figura 4.4 muestra las gráficas de $R_n A$, J_c y $I_c R_n$ como función del grosor de la barrera para las U J

CAPÍTULO IV

de la serie 96A. En la figura 4.4a se grafica $R_n A$ como función de d . Se puede observar que $R_n A$ como función de d sigue una línea recta que atraviesa el origen, mostrando que la conductividad tiene la forma $\sigma = d/R_n A$, como es de esperarse, obteniéndose $\sigma(15\%Nb) = 1032 (\Omega\text{-cm})^{-1}$. La gran dispersión de los puntos en las U J con 550 y 600 Å de grosor en la barrera se debió básicamente a que el proceso fotolitográfico para definir el área de estas U J no fue completamente satisfactorio, dando lugar a pequeñas diferencias en las áreas.

En la gráfica de la figura 4.4b se observa que la densidad de corriente crítica disminuye exponencialmente conforme aumenta el grosor de la barrera. Los valores de J_c de las U J con $d = 450$ Å muestran una dispersión mayor de la que hay en la J_c de las otras U J, tal vez debida a variaciones en el grosor de la barrera.

En términos de la teoría del efecto de proximidad la densidad de corriente crítica J_c de U J SNS tipo emparedado está dada por [M. R. Beasley, 1985]:

$$J_c = \frac{e^2 \hbar}{2\pi m_n^*} \Psi_n^2 \frac{|\Psi_n(0^+)|^2}{|\Psi_{\infty}|^2} \frac{1}{\xi_N} \frac{1}{\text{sech}[d/\xi_N]} \quad (4.6)$$

donde

- $\Psi_n(0^+)$ es la magnitud del parámetro de orden (teoría G-L) del material normal en la interfaz S/N.
- Ψ_{∞} es el valor asintótico de Ψ_s en el caso en el que el superconductor

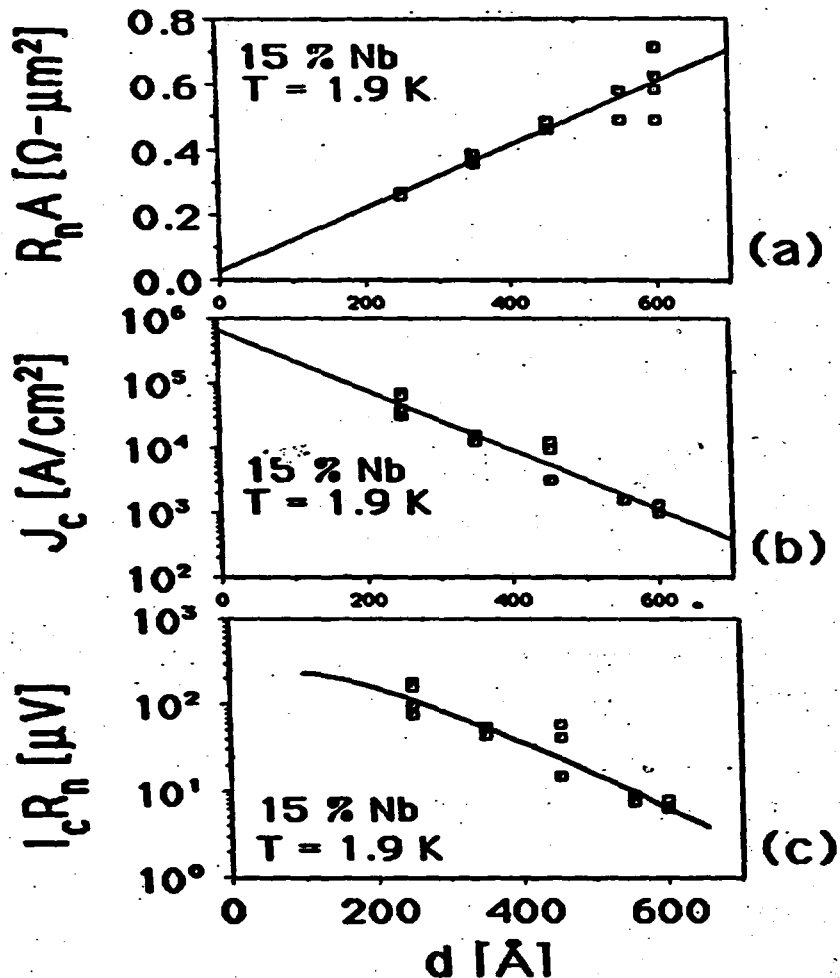


Figura 4.4. Gráficas de $R_n A$, J_c y $I_c R_n$ como función del grosor de la barrera de U J SNS en las que se mantuvo constante la concentración de Nb en la barrera en 15 % at.

estuviera aislado y se extendiera infinitamente.

- $\xi_N(T)$ es la longitud de coherencia del metal normal, que para el caso en que el metal normal es un material "sucio" ($l_e \ll d$) tiene la forma

$$\xi_N = \left(\frac{\hbar D}{4\pi^2 kT} \right)^{1/2} \quad (4.7)$$

D = constante de difusión del metal normal.

De la teoría de Gor'kov y siguiendo el trabajo realizado por Van Dover *et al.*, 1981, se tiene que

$$\psi_{\pm}^2 = \frac{2\pi^2 m_p^* \Delta_{\pm}^2(T)}{e^* \hbar \rho_s KT}$$

sustituyendo la ec. de arriba en la ec. (4.6) se encuentra

$$J_c = \frac{\pi \Delta_{\pm}^2(T)}{e^* \rho_s KT} A^2 f^2(T) \frac{1}{\xi_N(T)} \frac{1}{\sinh[d/\xi_N]} \quad (4.8)$$

donde ρ_s es la resistividad del superconductor (en edo. normal).

$$A^2 = \left| \frac{\psi_{\pm}(0^+)}{\psi_{\pm}(0^-)} \right|^2 \quad \text{y} \quad f^2(T) = \left| \frac{\psi_{\pm}(0^+)}{\psi_{\pm}} \right|^2$$

$\Delta_{\pm}(T)$ puede ser representado por la brecha energética.

Los términos A y f(T) representan la influencia de las interfaces S/N en J_c . En particular el término f(T) mide que tanto disminuye el parámetro de orden del superconductor en la interfaz S/N.

Como el producto $I_c R_n$ es una medida de la calidad de las U J, se calcula a partir de la ec. (4.8)

$$I_c R_n = \frac{\pi \Delta_m^2(T)}{e^2 K T} A^2 f^2(T) \frac{\rho_n}{\rho_s} \frac{d}{\xi_m} \frac{1}{\sinh[d/\xi_m]} \quad (4.9)$$

Se hace notar que la ec. (4.9) es muy parecida a la conocida ecuación obtenida por [Likharev, 1976], quien para obtenerla hizo uso de la teoría del efecto de proximidad. En particular usó las ecuaciones de Usadel y las aplicó al caso de UJ SNS "largas" (*i. e.* $d \gg \xi_m$), cuando la temperatura crítica del metal normal es cero, en el límite "sucio" tanto del superconductor como del metal normal (*i. e.* $l \ll \xi_0$ y $l \ll d$ respectivamente; ξ_0 = longitud de coherencia BCS), no muy lejos de T_c , con condiciones a la frontera rígidas, obteniendo

$$I_c R_n = \frac{4}{\pi} \frac{\Delta^2(T)}{e^2 K T} \left[\frac{d}{\xi_m} \right] \exp \left[-\frac{d}{\xi_m} \right]$$

La diferencia básica entre esta ec. y la ec. (4.9) es el factor

$$A^2 f^2(T) \frac{\rho_n}{\rho_s}$$

que aparece debido a que en la ec. (4.9) se toman en consideración condiciones a la frontera no homogéneas y no rígidas, por lo que la ec. (4.9) es válida en un intervalo de temperaturas más amplio, y no sólo en las cercanías de la T_c del superconductor como ocurre con la ecuación obtenida por Likharev.

Para una temperatura dada y en el límite en que $d \gg \xi_m$ la ec. (4.8) se reduce a una exponencial dada por

$$J_c = \exp \left[-\frac{d}{\xi_m} \right] \quad (4.10)$$

En el mismo límite la ec. (4.9) queda como

$$I_c R_n \propto \frac{d}{\xi_N} \exp \left[-\frac{d}{\xi_N} \right] \quad (4.11)$$

Aplicando la ec. (4.10) a los datos de la gráfica 4.4b se encuentra que $\xi_N(1.9 \text{ K}, 15 \% \text{ Nb}) = 93 \text{ \AA}$.

En la figura 4.4c se grafica el producto $I_c R_n$ como función de d para la misma serie de U J (96A). En la gráfica se observa que el producto $I_c R_n$ decrece exponencialmente conforme aumenta d . Nuevamente se observa una mayor dispersión en los valores $I_c R_n$ de las U J con $d = 450 \text{ \AA}$, tal vez debida a variaciones en el grosor de sus barreras.

La línea continua que aparece en la figura 4.4c es la curva dada por la ec. (4.11) con el valor de ξ_N encontrado en la gráfica J_c vs. d ($\xi_N(1.9 \text{ K}) = 93 \text{ \AA}$) y usando un parámetro multiplicativo para ajustar los resultados experimentales. En la gráfica se puede observar que los valores $I_c R_n$ medidos en las U J de la serie 96A tienen el comportamiento dado por la ec. (4.11), es decir, el comportamiento de las U J de la serie 96A puede ser explicado por la teoría del efecto de proximidad.

4.2. I_c como función de la temperatura.

4.2.1. I_c como función de la temperatura en U J SIS.

En dos de las U J con barreras en el lado aislante de la transición M/A

se midió la corriente crítica como función de la temperatura. Las U J fueron la 92B81 y la 92B94, ambas U J tienen barreras de 153 Å de grosor y la concentración de Nb en ellas es de 11.0 % at. y de 10.0 % at. respectivamente. Los resultados de las mediciones se muestran en la figura 4.5. Las líneas continuas que aparecen en la figura representan curvas generadas por la ecuación

$$I_c = \frac{\ln^{3/2} \left\{ \frac{2(V-\mu)}{nT} \right\} \Delta^2 T^2}{(n^2 T^2 + \Delta^2) d^{5/2} \ln^3(\alpha^3 m)} \exp \left[-d \frac{\ln(n\alpha^3)}{\ln \left\{ \frac{nT}{2(V-\mu)} \right\}} \right] \quad (4.12)$$

Donde $V-\mu$ es la altura de la barrera de potencial que separa a los dos superconductores, siendo V el valor de la energía del borde inferior de la banda de conducción y μ el potencial químico; α^{-1} es el radio de los estados localizados ($\alpha^{-1} = \xi$); n es la densidad de estados localizados y Δ es el parámetro de orden del superconductor.

La ec. (4.12) describe el comportamiento de la corriente crítica como función de la temperatura y del grosor de la barrera de U J superconductor-semiconductor-superconductor. Fue deducida por L. G. Aslamazov y M. V. Fistul, 1982, para el caso en que la barrera de la U J es un semiconductor no degenerado monocristalino que forma barreras Schottky cerca de las interfaces con los superconductores, teniendo el potencial químico μ un valor mucho menor que el valor de la energía del borde inferior de la banda de conducción V y con niveles de energía de impurezas dispersos alrededor de μ . En estas circunstancias Aslamazov y Fistul encuentran que los pares de electrones pueden tunear coherentemente de un superconductor a otro, a través de la barrera, mediante el proceso de tunelaje resonante,

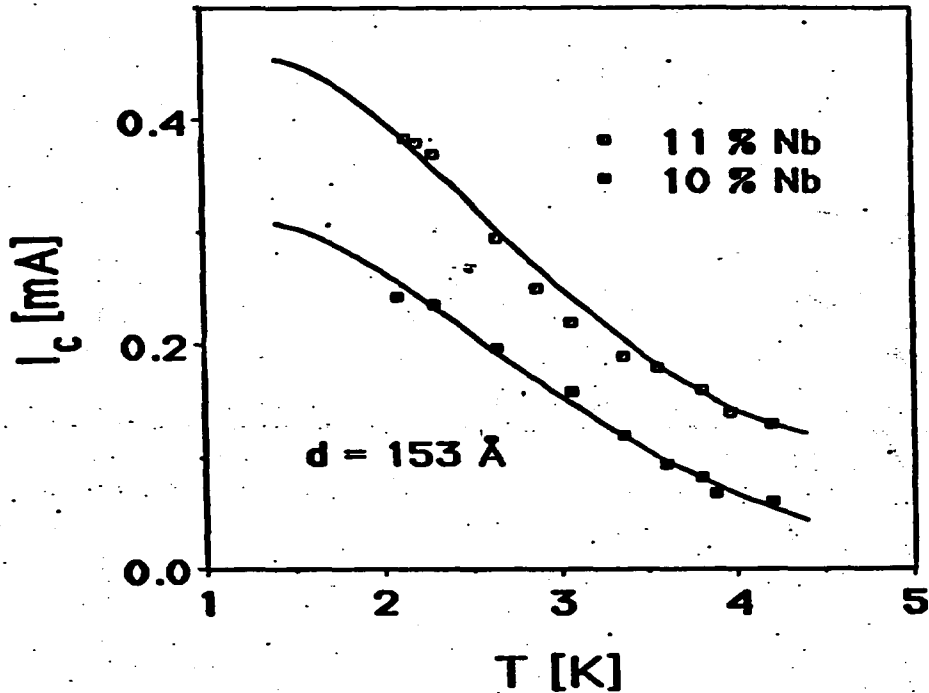


Figura 4.5. Gráfica de corriente crítica contra temperatura de dos UJS con el mismo grosor de barrera, $d=153 \text{ \AA}$. Una con 11 % at. de Nb en la barrera y otra con 10 %. Con 4×4 y $8 \times 8 \text{ \mu m}^2$ de área respectivamente. Las líneas continuas representan la predicción teórica dada por la ec. (4.12).

CAPITULO IV

aprovechando los niveles de energía de las impurezas en la barrera. También encuentran que el transporte de carga se efectúa principalmente por tunelaje resonante y no simple tunelaje cuando se cumple la condición

$$(V-\mu) (n\alpha^2)^{1/2} > T_c \quad (4.13)$$

Cuando se cumple la condición (4.13) la corriente crítica de U J superconductor-semiconductor-superconductor se describe mediante la ec. (4.12).

Aunque la ec. (4.12) se dedujo para el caso de U J con barreras monocristalinas, se puede aplicar al caso de U J con barreras amorfas porque los factores de importancia en la deducción de la ec. (4.12) son la existencia de una barrera de potencial entre los superconductores y la presencia de estados localizados dentro de la barrera, cercanos al nivel de energía del potencial químico, dos requisitos que pueden ser satisfechos por barreras amorfas. De hecho se ha comprobado experimentalmente [V. N. Gubankov *et al.*, 1985] que para el caso en que la barrera de las U J está formada por Si-amorfo la ec. (4.12) describe el comportamiento de la corriente crítica como función de la temperatura. Para U J con barreras de (Nb-Si)-amorfo, en el lado aislante de la transición M/A, se espera que la ec. (4.12) siga describiendo el comportamiento de la corriente crítica como función de la temperatura porque se piensa que al agregar Nb al Si-amorfo, en cantidades tales que la barrera se encuentre lejos de la transición M/A, sólo se provoca que aumente el número de estados localizados en la barrera y que disminuya la altura de la misma $(V-\mu)$, de tal forma que se siguen cumpliendo las condiciones básicas bajo las cuales se dedujo la ec. (4.12). Sin embargo al aumentar la concentración de Nb y acercarse a la transición

CAPITULO IV

M/A hay que tener cuidado porque ya no se cumple la condición $v \gg \mu$ (condición bajo la cual se dedujo la ec. (4.12)), por lo que es de esperarse que en esta región haya diferencias entre los resultados experimentales y las curvas generadas por la ec. (4.12). En la figura 4.5 se muestran los valores medidos de I_c como función de la temperatura en las U J 92B81 y 92B94 y con línea continua las curvas generadas por la ec. (4.12). que mejor se ajustaron a los datos experimentales.

Se puede ver en la figura 4.5 que hay diferencias entre los puntos experimentales y las curvas generadas por la ec. (4.12). En particular se observa que los puntos experimentales correspondientes a la U J con barrera más cercana a la transición M/A (11.0 % at. de Nb) concuerdan menos con la curva generada por la ec. (4.12). Esto es debido a que como se dijo en el párrafo anterior, cuando se encuentra uno cerca de la transición M/A se esperan discrepancias entre las curvas generadas por la ec. (4.12) y los puntos experimentales.

Para ajustar las curvas generadas por la ec. (4.12) a los datos experimentales se usaron como parámetros los valores

$$A_1 = \frac{2(v-\mu)}{\pi} \quad \text{y} \quad A_2 = \alpha \ln \left(\frac{n}{\alpha^3} \right)$$

Del ajuste de las curvas a los valores experimentales se obtuvo que $v-\mu = 0.81 \text{ meV}$ y $[\alpha \ln(\alpha^{-3})]^{-1} = 170 \text{ \AA}$ para la U J con 11.0 % at. de Nb en la barrera y $v-\mu = 1.02 \text{ meV}$ y $[\alpha \ln(\alpha^{-3})]^{-1} = 765 \text{ \AA}$ para la U J con 10.0 % at. de Nb en la barrera. De los valores de $v-\mu$ obtenidos se desprende que al acercarse a la transición M/A, aumentando la concentración de Nb, la altura de la barrera ($v-\mu$) disminuye, que es precisamente lo que se espera. Por lo

tanto se obtiene una buena descripción cualitativa de los datos experimentales a través de la ec. (4.12). En lo concerniente a la descripción cuantitativa se hace notar que los valores de $v-\mu$ que se obtuvieron son dos órdenes de magnitud menores que los obtenidos para el Si-amorfo [V. N. Gubankov *et al.*, 1985], sin embargo hay que recordar que cerca de la transición M/A, $v-\mu \rightarrow 0$. De cualquier manera para obtener resultados cuantitativos confiables es necesario tener un mejor modelo teórico y aumentar el número de resultados experimentales.

4.2.2 I_c como función de la temperatura en U J SNS.

Se midió I_c como función de la temperatura en tres U J SNS, las U J 39A14, 39A32 y 92A63. En las U J 39A14 y 39A32 el grosor de la barrera es de 250 Å y la concentración de Nb en las mismas es de 12.7 y 11.9 % at., respectivamente. En la U J 92A63 la concentración de Nb en la barrera es de 12.0 % at. y el grosor de la barrera es de 202 Å.

La figura 4.6 muestra como varía la corriente crítica como función de la temperatura en las U J arriba mencionadas. En la misma figura se graficó también (línea continua) la predicción teórica para cada una de las U J.

Como no se conocen cuales son las condiciones a la frontera adecuadas en estas U J se despreciaron los términos de potencias de la temperatura en la ec. (4.8) y se aproximó dicha ecuación por la ecuación

$$I_c = \Delta^2(T) \frac{1}{\xi_N(T)} \frac{1}{\sinh \left[\frac{d}{\xi_J(T)} \right]} \quad \text{donde} \quad \xi_J(T) = T^{-1/2} \quad (4.14)$$

CAPITULO IV

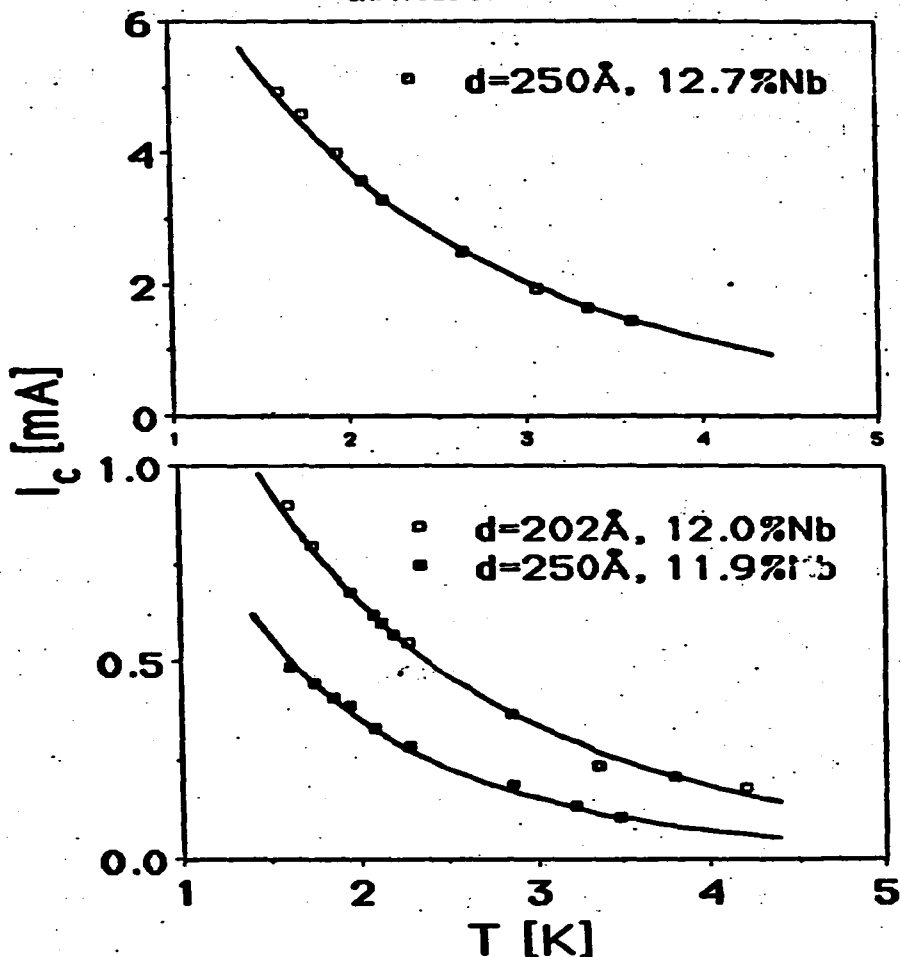


Figura 4.6. Gráfica de corriente crítica contra temperatura de tres U J SNS con grosores de barrera de 250, 202 y 250 Å, y concentraciones de Nb en la barrera de 12.7, 12.0 y 11.9 % at., respectivamente. Las líneas continuas son la predicción teórica dada por la ec. (4.14).

CAPITULO IV

En la ecuación anterior se varió el valor de ξ_N hasta encontrar las curvas que mejor se ajustaron a los resultados experimentales. Finalmente, mediante un parámetro multiplicativo se completó el ajuste entre las curvas dadas por la ec. (4.14) y los resultados experimentales. Como se puede observar la concordancia entre la teoría y el experimento es muy buena para estas UJ.

Del ajuste de los datos experimentales con la ec. (4.14) se encontraron los siguientes valores de ξ_N :

Nb en la barrera [% at.]	d [Å]	$\xi_N(T=1.9 \text{ K})$ [Å]	$\xi_N(T=4.2 \text{ K})$ [Å]
11.9	250	56	38
12.0	202	55	37
12.7	250	73	40
** 15.0	93		

** Valor calculado de la curva J_c vs. d para las UJ de la serie 96A, fig. 4.4b.

Como se puede observar, a excepción de ξ_N para 11.9 y 12.0 % at. de Nb, los valores de ξ_N aumentan conforme el porcentaje de Nb aumenta en la barrera, a una temperatura fija (fig. 4.7). Comportamiento que es de esperarse porque como se puede ver en la ec. (4.6)

$$\xi_N = D^{1/2}$$

es decir, ξ_N aumenta al aumentar la constante de difusión del metal normal y la constante de difusión aumenta conforme el material se vuelve mas

CAPITULO IV

metálico; por lo que ξ_N debe aumentar al aumentar la concentración de Nb en la barrera. Los valores de ξ_N correspondientes a 11.9 y 12.0 % at. de Nb no aumentan conforme aumenta la concentración de Nb debido a que por un lado la diferencia de concentraciones de Nb está en el límite de la resolución con la que se midió la concentración ~ 0.1 % at. de Nb (además las U J corresponden a distintas "corridas" de evaporación). Por otro lado la diferencia en los valores de ξ_N es menor que el error experimental.

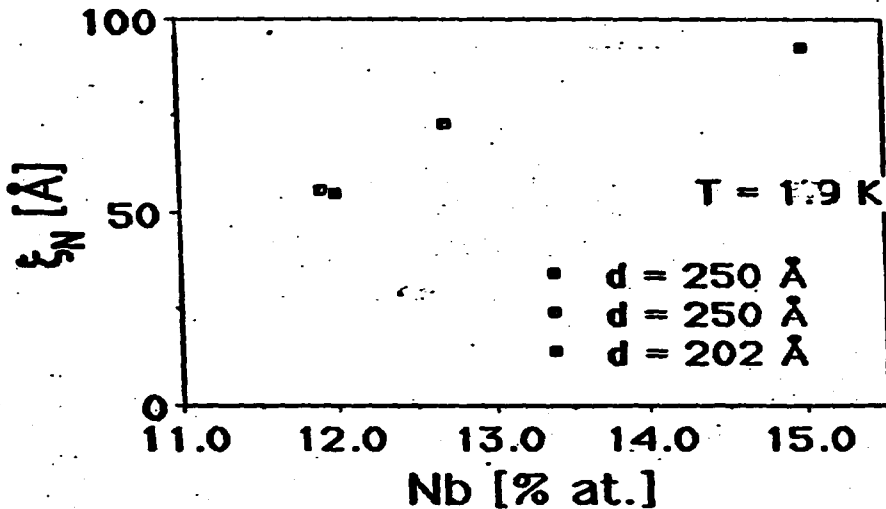


Figura 4.7. Gráfica de la longitud de coherencia del material normal como función del porcentaje atómico de Nb. Los distintos símbolos corresponden a distintas "corridas" de evaporación.

CAPITULO IV

Aún a pesar de que no se conocen las condiciones a la frontera que deben ser usadas en la interfaz metal normal-superconductor en estas U J, se encuentra que la ec. (4.14) predice muy bien el comportamiento de los resultados experimentales (fig. 4.6) y da el comportamiento cualitativo esperado en los valores de ξ_N , lo que implica que en estas U J el transporte de carga puede ser explicado por la teoría del efecto de proximidad.

4.3. Uniones Josephson como función de la concentración de Nb en la barrera.

4.3.1 J_c como función de la concentración de Nb en la barrera.

Para poder mejorar las características I-V de U J Nb₂(Nb-Si)-amorfo/Nb y comprender el proceso de transporte de carga a través de la barrera se consideró necesario conocer la forma en que las características de las U J tales como J_c , σ y $I_c R_n$ variaban como función del porcentaje de Nb en la barrera, por lo que se hicieron las evaporaciones 39 y 92, en las que se mantuvo constante el grosor de la barrera y se varió la concentración de Nb en la misma. En la corrida 39 el grosor de la barrera se mantuvo en 250 Å y se varió la concentración de Nb desde 11.1 hasta 13.0 % at. de Nb. En la evaporación 92 se tuvieron dos series de U J, en la serie A se mantuvo el grosor de la barrera en 202 Å y se varió la concentración de Nb desde 9.5 hasta 14.6 % at. de Nb; en la serie B se mantuvo el grosor en 153 Å y se varió la concentración de Nb desde 9.5 hasta 14.7 % at. de Nb.

La figura 4.8 muestra como varía la densidad de corriente crítica

CAPÍTULO IV

Como función del porcentaje de Nb en la barrera en las UJ mencionadas en el párrafo anterior. En la figura los puntos con $d = 250 \text{ \AA}$ se diferencian en dos grupos distintos porque pertenecen a distintas evaporaciones. Es importante hacer notar que no se observa un cambio brusco en J_c al pasar del lado aislante al lado metálico de la transición M/A. Efecto que puede entenderse porque aunque en el lado metálico de la transición M/A el transporte de carga a través de la barrera se efectúa mediante el fenómeno de difusión y en el lado aislante, cerca de la transición M/A con $d \leq 250 \text{ \AA}$, el transporte se lleva a cabo mediante trayectorias de percolación por medio de tunelaje resonante a través de los estados localizados (como se vió en la sección 4.2.1); muy cerca de la transición M/A hay tantos estados localizados que muy bien puede ser que el transporte mediante percolación fenomenológicamente no difiera mucho del transporte mediante difusión; aunque la física de ambos fenómenos sea muy diferente.

Si se supone que las condiciones a la frontera usadas en la ec. (4.8) no varían fuertemente con la concentración de Nb en la barrera, entonces la densidad de corriente crítica como función del porcentaje de Nb en la barrera en UJ SNS, a una temperatura fija, es de la forma

$$J_c = \frac{1}{\xi_N(n)} \frac{1}{\sinh \left[\frac{d}{\xi_N(n)} \right]} \quad (4.15)$$

donde $n = \frac{n - n_0}{n_0}$ y n = densidad de átomos de Nb.

Por lo tanto para conocer como varía J_c como función de n es necesario conocer como varía ξ_N con n . Para conocer esta variación considérese que

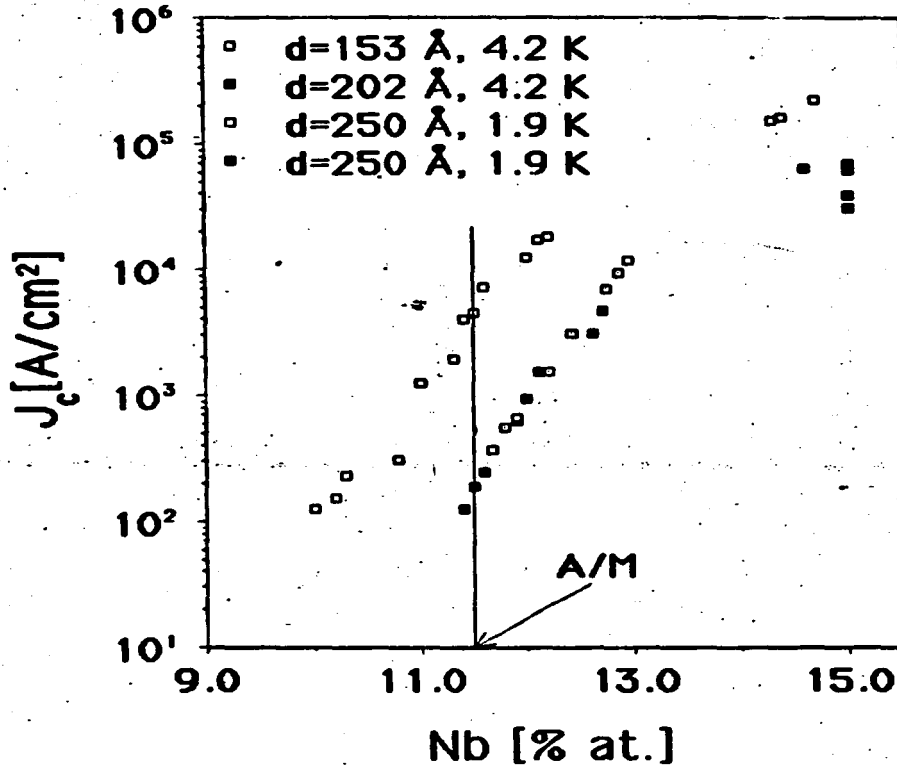


Figura 4.8. Gráfica de J_c como función del porcentaje de Nb en la barrera de UJ evaporadas en distintas "corridas".

cada átomo de Nb contribuye con un electrón libre y que estos electrones forman la totalidad de electrones libres en el (Nb-Si)-amorfo. En estas circunstancias la constante de difusión en tres dimensiones puede ser representada por

$$D = \frac{v_f l}{3} ; v_f = \text{velocidad de Fermi} ; l = \text{camino libre medio} \quad (4.16)$$

Usando el modelo de Drude para el transporte de electrones, se tiene

$$l = \frac{v_f m^* \mu_0}{e} \quad (4.17)$$

donde m^* = masa efectiva del electrón y μ_0 = movilidad

Del modelo del electrón libre [e. g. Kittel, 1976]

$$v_f m^* = \frac{\hbar}{2\pi} [3\pi^2 n]^{1/3} ; \quad (4.18)$$

sustituyendo (4.16), (4.17) y (4.18) en (4.7) se tiene

$$\tau_{3D} = \left[\frac{\hbar^3 \mu_0}{12\pi^2 K T m^* e} \right]^{1/2} [3\pi^2 n]^{1/3} \quad (4.19)$$

Por lo tanto

$$\tau_{3D} \propto n^{1/3}$$

ya que μ_0 varía lentamente como función de n .

De tal forma que J_c queda como

$$J_c \propto \frac{1}{n^{1/3}} \frac{1}{\sinh \left[\frac{cte.}{n^{1/3}} \right]} \quad (4.20)$$

En la figura 4.9 se graficó J_c como función del % at. de Nb de las UJ con barreras en el lado metálico de la transición M/A. Las líneas continuas

CAPITULO IV

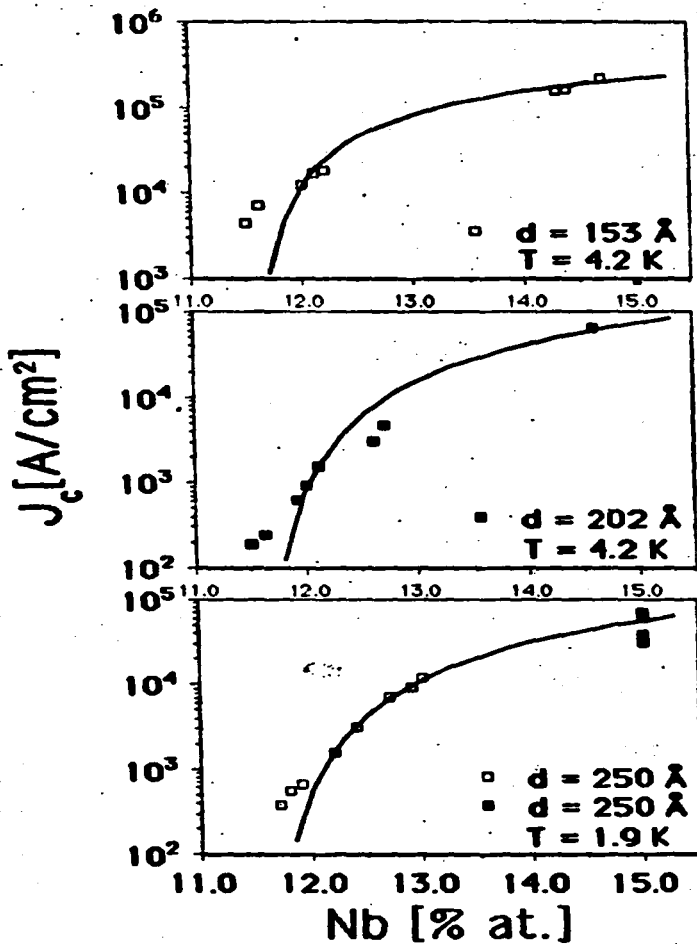


Figura 4.9. Gráficas de J_c como función del porcentaje atómico de Nb para U J con barreras de distintos grosores: 153 Å, 202 Å y 250 Å. En la gráfica con $d = 250 \text{ \AA}$ hay datos de dos series de U J que fueron evaporadas en distintas "corridas".

CAPITULO IV

que aparecen en las gráficas son las curvas generadas por la ec. (4.20) que mejor se ajustaron a los datos experimentales. En la gráfica con $d = 250 \text{ \AA}$ se presentan los resultados de U J que fueron evaporadas en dos distintas ocasiones, sin embargo el ajuste se realizó con una sola serie de U J, las U J que tienen menos de 14.0 % at. de Nb en la barrera. Como se puede ver U J evaporadas en distintas "corridas" siguen el mismo comportamiento, lo que implica que a pesar de lo sencillo de la teoría los resultados que se obtienen a partir de ella son aceptables, al menos cualitativamente. Sin embargo el modelo falla definitivamente cuando nos acercamos a la transición M/A, λ , cuando el porcentaje de Nb en la barrera es menor al 12 % at..

Del ajuste de los datos de las U J con $d = 153$ y $d = 202 \text{ \AA}$ se encontró que $\xi_N(4.2 \text{ K}, 12.0 \text{ \% at.}) = 21$ y 19 \AA respectivamente. Del ajuste de las U J con $d = 250 \text{ \AA}$ se obtuvo $\xi_N(1.9 \text{ K}, 12.0 \text{ \% at.}) = 23 \text{ \AA}$. Los valores de ξ_N aquí obtenidos son alrededor del 50 % más pequeños que los obtenidos en la sección 4.2.2 (pag. 123). Esta diferencia se explica porque son algo burdas las aproximaciones que se hicieron para obtener la ecuación que describe J_c como función de la concentración de Nb. Pero como se dijo en un párrafo anterior los resultados de estas aproximaciones son cualitativamente aceptables. De cualquier manera los resultados de esta sección indican la necesidad de revisar la teoría de U J SNS cuando se usa como barrera un material que se encuentra cerca de una transición M/A.

CAPITULO IV

4.3.2 Conductividad como función de la concentración de Nb en la barrera.

La figura 4.10 muestra la gráfica de conductividad contra porcentaje atómico de Nb en la barrera de todas las U J que se fabricaron. Los valores de conductividad que aparecen en concentraciones de Nb menores a 11.5 % at. de Nb, *i.e.* en el lado aislante de la transición M/A, fueron obtenidos a partir de los valores R_0 medidos en las curvas I-V. Recuérdese que R_0 es la resistencia eléctrica medida a un voltaje de 0.1 mV y es distinta a R_n , donde R_n es una medida de la resistividad del material usado en la barrera. En cambio los valores de conductividad que aparecen en concentraciones de Nb mayores a 11.5 % at. de Nb, lado metálico de la transición M/A, si fueron obtenidos a partir de R_n . Por lo tanto aunque en la gráfica se observa que no hay ningún cambio brusco en la conductividad al pasar de un lado de la transición M/A al otro, debe tenerse en cuenta que los valores de conductividad de un lado y de otro de la transición fueron obtenidos a partir de resistencias eléctricas que tienen distintos significados físicos. R_n es la resistencia eléctrica de la barrera, en cambio el significado físico de R_0 no se conoce exactamente (R_0 debe estar relacionada con el número de estados localizados en la barrera). De cualquier manera la continuidad que se observa en la conductividad al atravesar la transición M/A indica una probable relación entre R_0 (lado aislante) y R_n (lado metálico). Sería interesante estudiar más a fondo la forma en que se relacionan R_0 y R_n en algún trabajo

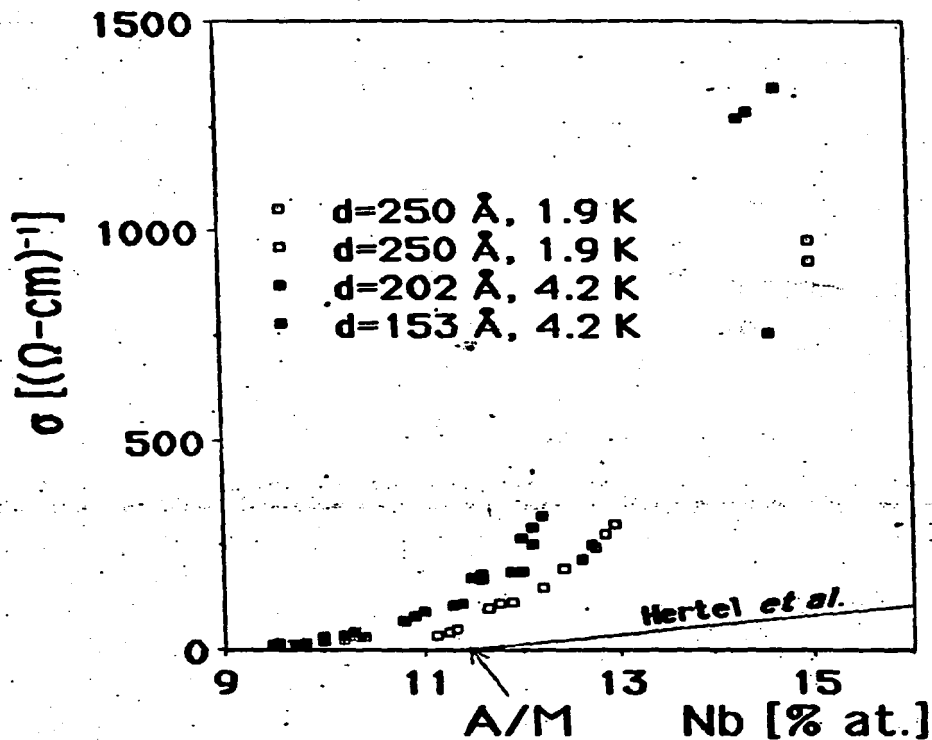


Figura 4.10. Gráfica de conductividad contra porcentaje atómico de Nb en la barrera. Los valores de conductividad fueron obtenidos a partir de R_0 en el lado aislante de la transición M/A y a partir de R_n en el lado metálico. La línea continua representa los resultados de [Hertel *et al.*, 1983].

CAPITULO IV

posterior.

En el lado aislante de la transición se usó R_0 para calcular la conductividad porque debido a problemas de calentamiento no fue posible hacer mediciones de las características I-V a voltajes mayores a 3 mV y por lo tanto no fue posible medir R_n en estas U J. En su lugar se midió R_0 simplemente para tener una idea de como varia la resistencia eléctrica como función del porcentaje de Nb en el lado aislante de la transición.

La diferencia que se observa en la figura 4.10 entre los resultados obtenidos por [Hertel *et al.*, 1983] y los obtenidos en este trabajo son debidos a varias razones: por un lado la conductividad en este trabajo fue medida a una temperatura finita, en cambio los resultados de Hertel que aparecen en la gráfica son la extrapolación de la conductividad a cero grados Kelvin. Otra diferencia es que la conductividad en este trabajo fue medida perpendicular al plano de la película de (Nb-Si)-a, y Hertel hizo las mediciones paralelas al plano de la película. Una diferencia más es que Hertel usó películas de 1000 Å de grosor y en este trabajo se usaron películas con grosores menores a 250 Å. Todas estas diferencias son causantes en alguna medida de la diferencia que existe entre los resultados; sin embargo se piensa que el factor que realmente influyó en la diferencia de resultados fue que en este trabajo se tomó mucho cuidado en tener interfaces limpias entre la barrera y los superconductores (sobre todo libres de óxidos). Fue por tal motivo que las películas de superconductor/barrera/superconductor fueron depositadas en el mismo sitio sin romper el vacío (cap. II), por lo que las mediciones de la conductividad de la barrera,(Nb-Si)-a, están libres de los efectos que pudiera causar la

CAPITULO IV

existencia de óxidos en las superficies de la película de (Nb-Si)-a. En cambio Hertel después de depositar las películas de (Nb-Si)-a usó técnicas litográficas sobre las películas y finalmente depositó los contactos para hacer mediciones a cuatro puntas, aparentemente sin limpiar la superficie de la película antes de depositar los contactos, lo que pudo haber provocado la formación de una capa muy delgada de óxido que pudiera bajar el valor de la conductividad en las mediciones. Por otro lado los datos de todas las distintas "corridas" que se obtuvieron en este trabajo son autoconsistentes, todos los datos muestran el mismo comportamiento. La dispersión que se observa en los datos se debe principalmente a la incertidumbre en la medición del área de las U J.

La conductividad varía inversamente tanto como función del área de las U J como de su resistencia eléctrica (R_n), por lo que la conductividad es muy sensible a cualquier variación en el área ó en R_n . Como la incertidumbre porcentual es mayor en el área que en R_n se piensa que la incertidumbre en el área es la principal responsable de la dispersión que se observa en los valores de conductividad mostrados en la figura 4.11.

En términos de la teoría de electrones libres en un metal se encuentra que la conductividad está dada por

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (4.21)$$

donde τ = tiempo de colisión. Si τ no varía fuertemente con la densidad de electrones libres entonces $\sigma \propto n$.

En la figura 4.11 se grafican los valores de la conductividad de todas las U J que tienen barreras en el lado metálico de la transición M/A como

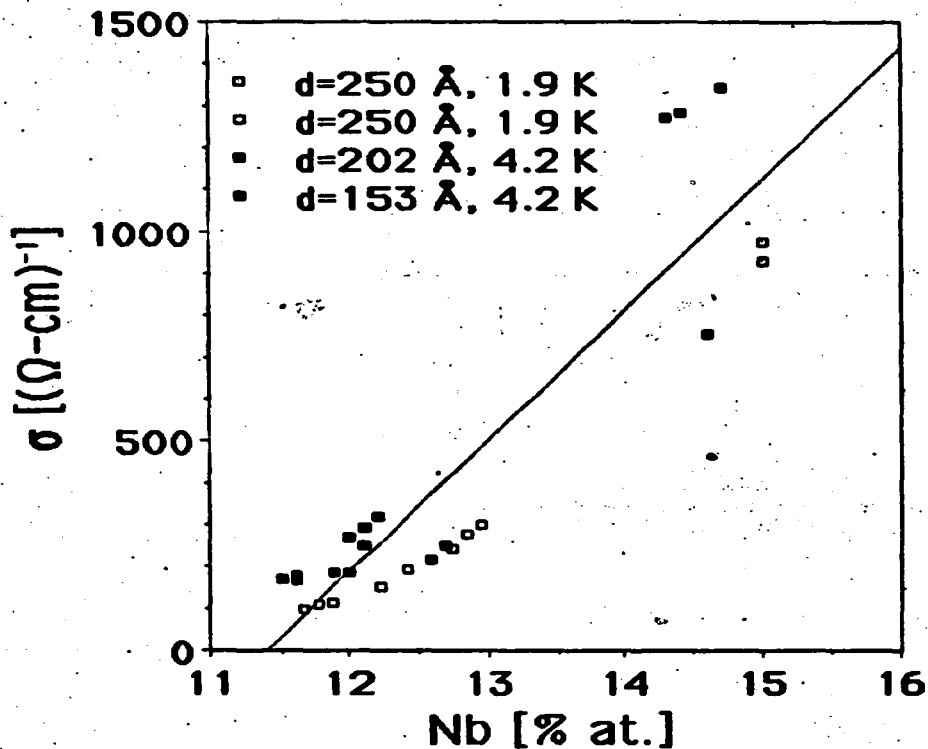


Figura 4.11. Gráfica de conductividad contra porcentaje atómico de Nb en la barrera, de U J con barreras de (Nb-Si)-a en el lado metálico de la transición M/A. La línea continua representa el ajuste de los datos a una línea recta.

CAPITULO IV

Función del porcentaje atómico de Nb en la barrera. Estos datos se ajustaron por medio de mínimos cuadrados a una recta (de acuerdo a la ec. (4.21)), que se muestra con línea continua en la figura. De la recta ajustada se encontró que $\sigma = 0$ en 11.4 % at. de Nb, en otras palabras a partir de estos datos se encontró que la transición M/A ocurre a 11.4 % at. de Nb, en muy buena concordancia con otros datos obtenidos en este trabajo y con los resultados de [Hertel *et al.*, 1983].

4.3.3 El producto $I_c R_n$ como función de la concentración de Nb en la barrera.

Se muestra en la figura 4.12 el producto $I_c R_n$ como función del porcentaje atómico de Nb en la barrera, de U J con barreras de 153, 202 y 250 Å de grosor. En los datos de U J con 250 Å de grosor se utilizan dos símbolos diferentes para graficar porque los datos corresponden a U J que se produjeron en dos "corridas" diferentes. En la figura se puede observar que el producto $I_c R_n$ aumenta exponencialmente conforme aumenta la concentración de Nb hasta llegar ~ 13.5 % at., después de este valor el crecimiento se vuelve más lento. Si se comparan los datos de las U J con $d = 153$ Å y $d = 202$ Å, que fueron tomados a la misma temperatura, se puede observar que los correspondientes al grosor de barrera más pequeño tienen valores más grandes, tal como es de esperarse, porque al disminuir el grosor de la barrera la corriente crítica aumenta exponencialmente (ec. (4.10)), y aunque R_n disminuye, disminuye linealmente (sección 4.1.2), por lo tanto es de

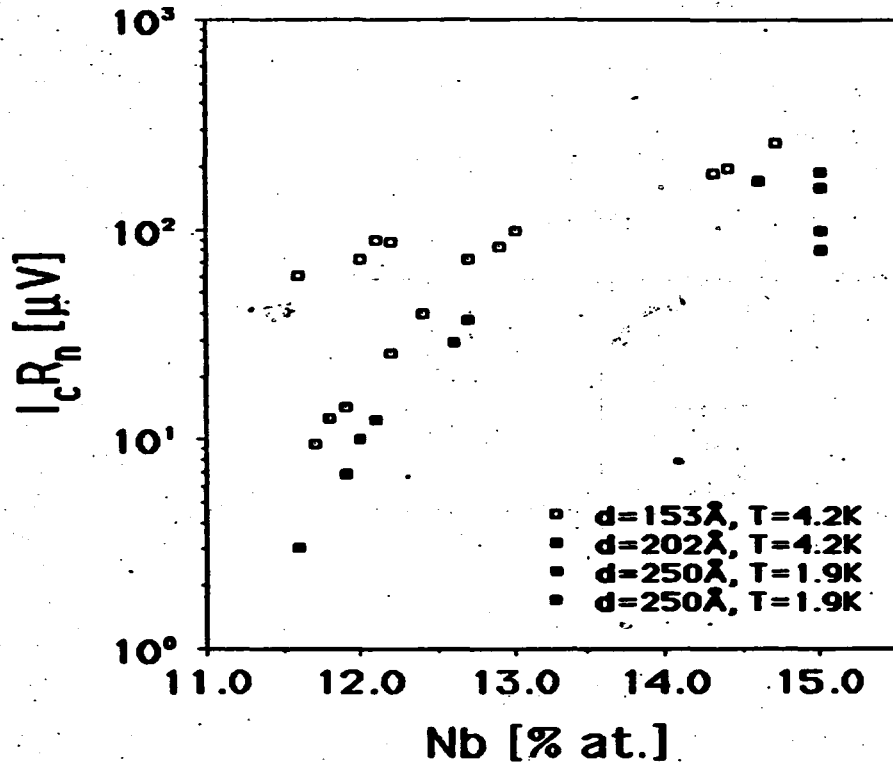


Figura 4.12. Gráfica de $I_c R_n$ como función del porcentaje atómico de Nb en la barrera, de U J con barreras de distintos grosores. En la gráfica se conjugan datos de tres distintas evaporaciones: los datos con $d = 153 \text{ \AA}$ y $d = 202 \text{ \AA}$ pertenecen a U J evaporadas en la misma "corrida", mientras que los datos con $d = 250 \text{ \AA}$ son de U J evaporadas en dos diferentes "corridas".

CAPITULO IV

esperarse que en U J en las que sólo se varíe el grosor de la barrera, las U J con barreras más delgadas tengan productos $I_c R_n$ mayores. En la gráfica también se puede observar que los productos $I_c R_n$ de las U J con $d = 250 \text{ \AA}$ tienen valores mayores que los correspondientes a las U J con $d = 202 \text{ \AA}$. En este caso hay dos efectos que se contraponen: por un lado, como ya se dijo, U J con barreras más delgadas deben tener productos más grandes; pero por el otro lado, según la ec. (4.14) I_c aumenta exponencialmente conforme disminuye la temperatura, por lo que $I_c R_n$ también debe aumentar exponencialmente al disminuir la temperatura (recuérdese que R_n disminuye con la temperatura como $\sim T^{1/2}$ [Hertel *et al.*, 1983]). Para saber cual de los efectos es mayor se calculan los productos $I_c R_n$ (202 Å, 4.2 K, 12.7 % at. Nb) y $I_c R_n$ (250 Å, 1.9 K, 12.7 % at. Nb) a partir de la ec. 4.11 y de los datos de la tabla de la página 123. El cociente entre ambos productos $I_c R_n$ se muestra abajo

$$\frac{I_c R_n (202 \text{ \AA}, 4.2 \text{ K}, 12.7 \% \text{ at Nb})}{I_c R_n (250 \text{ \AA}, 1.9 \text{ K}, 12.7 \% \text{ at Nb})} = .60 \quad \text{calculado}$$

Por lo tanto usando la teoría del efecto de proximidad se encuentra que si se aumenta el grosor de la barrera de 202 Å a 250 Å y se disminuye la temperatura de 4.2 K a 1.9 K el producto $I_c R_n$ aumenta, es decir, que el efecto que predomina es el producido por el cambio de temperatura, tal como se observa experimentalmente (fig. 4.12). El mismo cociente, pero calculado a partir de los datos experimentales que aparecen en la figura

4.12 se muestra abajo

$$\frac{I_c R_n (202 \text{ \AA}, 4.2 \text{ K}, 12.7 \% \text{ at. Nb})}{I_c R_n (250 \text{ \AA}, 1.9 \text{ K}, 12.7 \% \text{ at. Nb})} = .52 \quad \text{experimental}$$

Este resultado corrobora la autoconsistencia de los resultados experimentales obtenidos, e indica que la teoría que se ha usado para describir el comportamiento de $I_c R_n$ e I_c como función del grosor de la barrera y de la temperatura describe en forma adecuada los resultados experimentales.

Para describir el producto $I_c R_n$ como función de n , es decir, como función del porcentaje de Nb en la barrera, se hace la suposición, igual que en la sección 4.3.1, de que las condiciones a la frontera usadas en las ecuaciones (4.8) y (4.9) no varían fuertemente con la concentración de Nb en la barrera. Con esta suposición la ec. (4.9) queda como

$$I_c R_n(n) \propto \frac{1}{\sigma(n)} \frac{d}{\xi_n(n)} \frac{1}{\sinh \left[\frac{d}{\xi_n(n)} \right]}$$

Sustituyendo en la ecuación de arriba las ecuaciones (4.19) y (4.21), se tiene

$$I_c R_n \propto \frac{1}{n^{4/3}} \frac{1}{\sinh \left[\frac{0.9}{n^{1/3}} \right]} \quad (4.22)$$

La figura 4.13 muestra con línea continua las curvas generadas por la ec. (4.22) que mejor se ajustaron a los datos experimentales. Para hacer los ajustes sólo se tomaron en cuenta datos de U J con más 12.0 % at. de Nb en la barrera, porque para concentraciones menores de Nb la ec. (4.22) no produce un buen ajuste. En la gráfica correspondiente a $d = 250 \text{ \AA}$ se

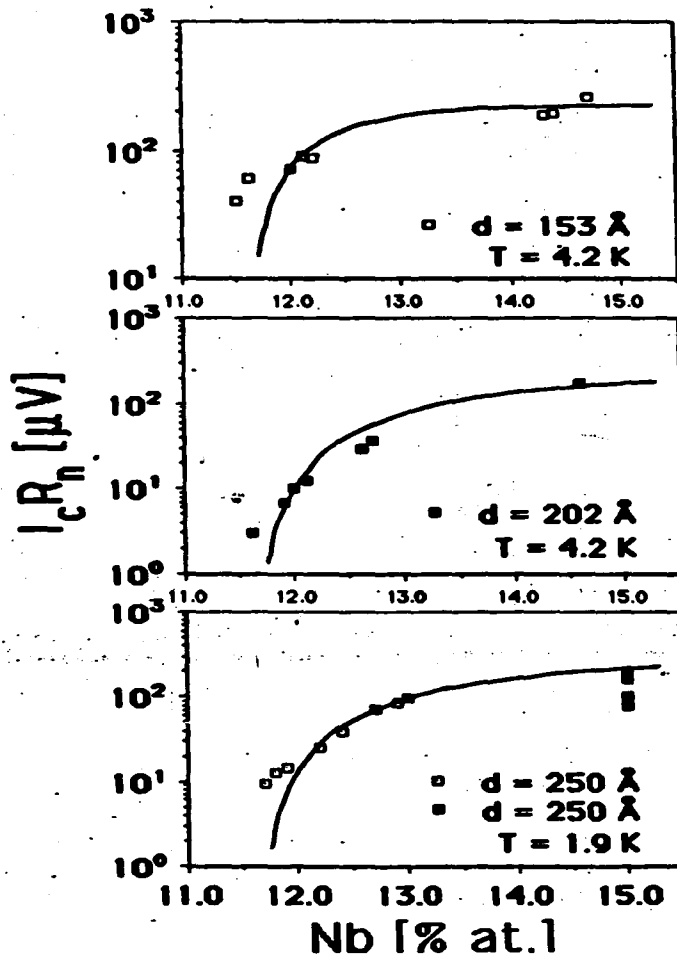


Figura 4.13. Gráficas de $I_c R_n$ vs. % at. de Nb en la barrera de U J con $d = 153, 202$ y 250 Å. En las gráficas se muestran con líneas continuas las curvas generadas por la ec. (4.22) que mejor se ajustaron a los datos experimentales. En la gráfica con $d = 250$ Å los distintos símbolos usados para graficar representan datos correspondientes a U J evaporadas en distintas ocasiones.

CAPITULO IV

graficaron los datos de U J que fueron evaporadas en dos "corridas" distintas; los puntos con 15 % at. de Nb pertenecen a U J de la "corrida" 96 y los demás puntos pertenecen a U J de la "corrida" 39. En esta gráfica se ajustó la curva utilizando solamente puntos correspondientes a U J de la "corrida" 39. De los ajustes de la figura 4.13 se encontraron los siguientes resultados: de los datos con $d = 153 \text{ \AA}$ se encuentra que $\xi_N(4.2 \text{ k}, 12.0 \% \text{ at. Nb}) = 20 \text{ \AA}$, de los datos con $d = 202 \text{ \AA}$ se encuentra que $\xi_N(4.2 \text{ k}, 12.0 \% \text{ at. Nb}) = 18 \text{ \AA}$, de los datos con $d = 250 \text{ \AA}$ se encuentra que $\xi_N(1.9 \text{ k}, 12.0 \% \text{ at. Nb}) = 22 \text{ \AA}$.

En la siguiente tabla se presentan valores de ξ_N obtenidos a partir de diferentes ajustes:

Ajuste	$\xi_N(1.9 \text{ k}, 12.0 \% \text{ at. Nb})$ [Å]	$\xi_N(4.2 \text{ k}, 12.0 \% \text{ at. Nb})$ [Å]
I_c vs. T	55	37
J_c vs. % at. Nb	23	*21 **19
$I_c R_n$ vs. % at. Nb	22	*20 **18

* valor obtenido con datos de U J con $d = 153 \text{ \AA}$.

** valor obtenido con datos de U J con $d = 202 \text{ \AA}$.

En la tabla de arriba se observa que los valores de ξ_N obtenidos de las

CAPITULO IV

gráficas en las que se varió el porcentaje de Nb en la barrera concuerdan muy bien entre sí; sin embargo estos valores son alrededor del 50 % más pequeños que los valores obtenidos de las gráficas de I_c vs. T. Esta diferencia en los resultados se explica básicamente porque en el análisis que se hizo para encontrar la forma en que debían de variar J_c y $I_c R_n$ como función del % at. de Nb en la barrera se usaron aproximaciones un tanto burdas, por lo que es lógico esperar que los valores de ξ_N que se obtuvieron a partir de este análisis no sean tan confiables; sin embargo a pesar de lo que se acaba de expresar los valores de ξ_N que se encontraron a partir de los distintos ajustes se encuentran dentro del mismo orden de magnitud y todos ellos tienen el comportamiento cualitativo esperado.

CAPITULO V
MAS RESULTADOS EN UNIONES SIS

5.1 Otros resultados en uniones SIS.

Una de las principales características de uniones SIS es el hecho de que al aplicárseles voltajes mayores a $2\Delta/e$ (en el caso de que ambos superconductores sean iguales) los pares de Cooper en el superconductor adquieren suficiente energía para desaparecer y tunear a través de la barrera como electrones desapareados, provocando que la conductividad aumente fuertemente, de tal forma que en las características I-V de estas uniones se observa un fuerte incremento en la corriente a un voltaje $V = 2\Delta/e$, fig. 1.10. A la temperatura de cero absoluto no se debe de observar ninguna corriente a voltajes menores a $V = 2\Delta/e$ (salvo, tal vez, corriente Josephson, $V = 0$) y a voltajes mayores a $2\Delta/e$ la corriente debe variar linealmente con el voltaje [por ej. ver L. Solymar, 1972]; sin embargo cuando $T = 0$, electrones desapareados térmicamente excitados pueden tunear a través de la barrera a voltajes menores a $2\Delta/e$. Si además el material de la barrera presenta estados localizados en la banda prohibida de energía (como en el presente caso) la probabilidad de que un electrón desapareado tuneleé a través de la barrera aumenta, reflejándose en las características I-V como un aumento no-lineal de la corriente en el intervalo de voltajes menores a $2\Delta/e$ (por lo que se espera que las curvas I-V de este tipo de U SIS se parezcan a las curvas I-V que se muestran en las figuras 5.1 y 5.2).

CAPITULO V

De tal forma que dependiendo de las características de cada unión SIS se observa en las curvas I-V de estas uniones un cambio de comportamiento más o menos abrupto a un voltaje $2\Delta/e$; siendo dicho cambio una prueba de que el transporte de carga a través de la barrera se lleva a cabo mediante tunelaje. Por lo tanto si en la curva I-V de una unión se encuentra dicho cambio de comportamiento al voltaje $2\Delta/e$, se infiere que el transporte de carga es por tunelaje y por ende que la barrera está formada por un material aislante. Por lo que en la elaboración de este trabajo se buscó en las curvas I-V de las uniones SIS que se fabricaron el cambio de comportamiento al voltaje $2\Delta/e$, para ratificar que la barrera realmente se encontrara en el lado aislante de la transición M/A y que estuviera libre de microcortos; sin embargo, como ya se dijo anteriormente, en la mayoría de los casos, por problemas de calentamiento, no fue posible obtener las curvas I-V para voltajes mayores a $2\Delta/e$ y por lo tanto no fue posible observar si presentaban o no el cambio de comportamiento. En este capítulo se presentan los pocos casos de uniones SIS en los que si se pudieron obtener curvas I-V a voltajes mayores a $2\Delta/e$.

En la figura 5.1 se muestran las curvas I-V correspondientes a las uniones 92A102, 92A103 y 92A104 (tabla 3.1). Todas ellas tienen 202 Å de grosor en la barrera y $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ de área, en lo único que difieren es en la concentración de Nb en la barrera: la curva 2 corresponde a la unión con 9.7 % at. de Nb en la barrera, la curva 3 a la unión con 9.53 y la curva 4 a la unión con 9.47.

La figura 5.2 muestra las características I-V de las uniones 92B101, 92B102, 92B103 y 92B104 (tabla 3.1). En estas uniones el grosor de la barrera es de 153 Å y el área es de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$, la concentración de Nb en la

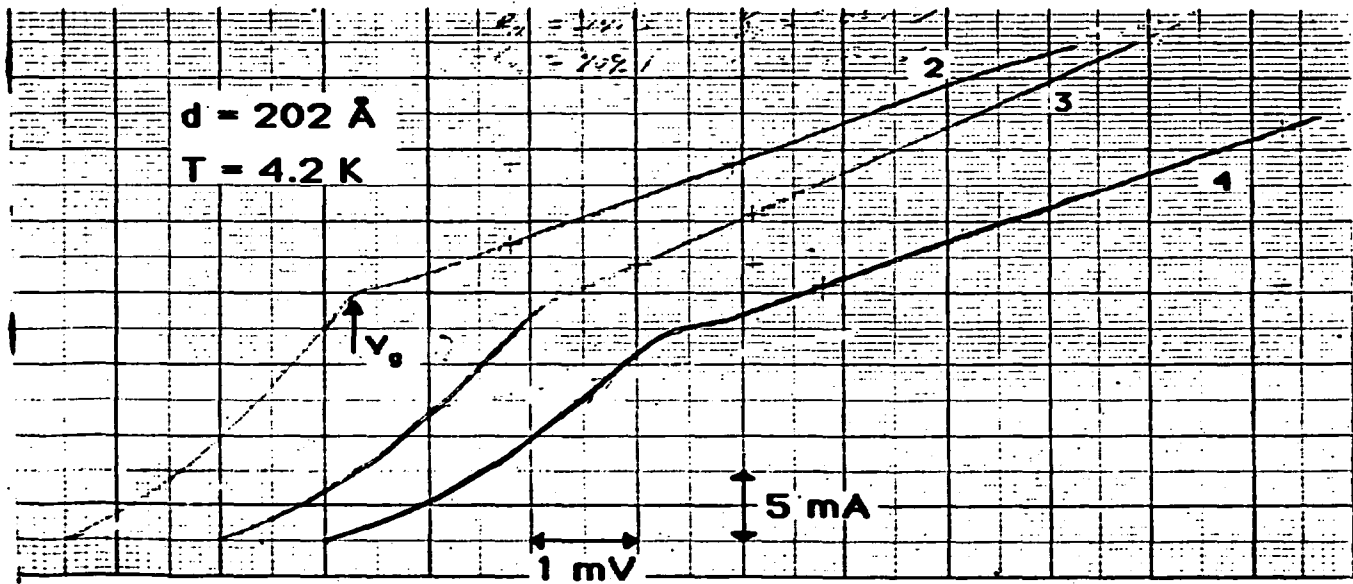


Figura 5.1. Características I-V de uniones Nb-S en las que $d = 202 \text{ \AA}$ y el área es de $8 \times 8 \text{ \mu m}^2$. Las curvas 2, 3 y 4 tienen 9.7, 9.53 y 9.47 % at. de Nb en la barrera, respectivamente. Las mediciones se llevaron a cabo a $T = 4.2 \text{ K}$. En la curva 2 se muestra el voltaje que se toma como V_0 .

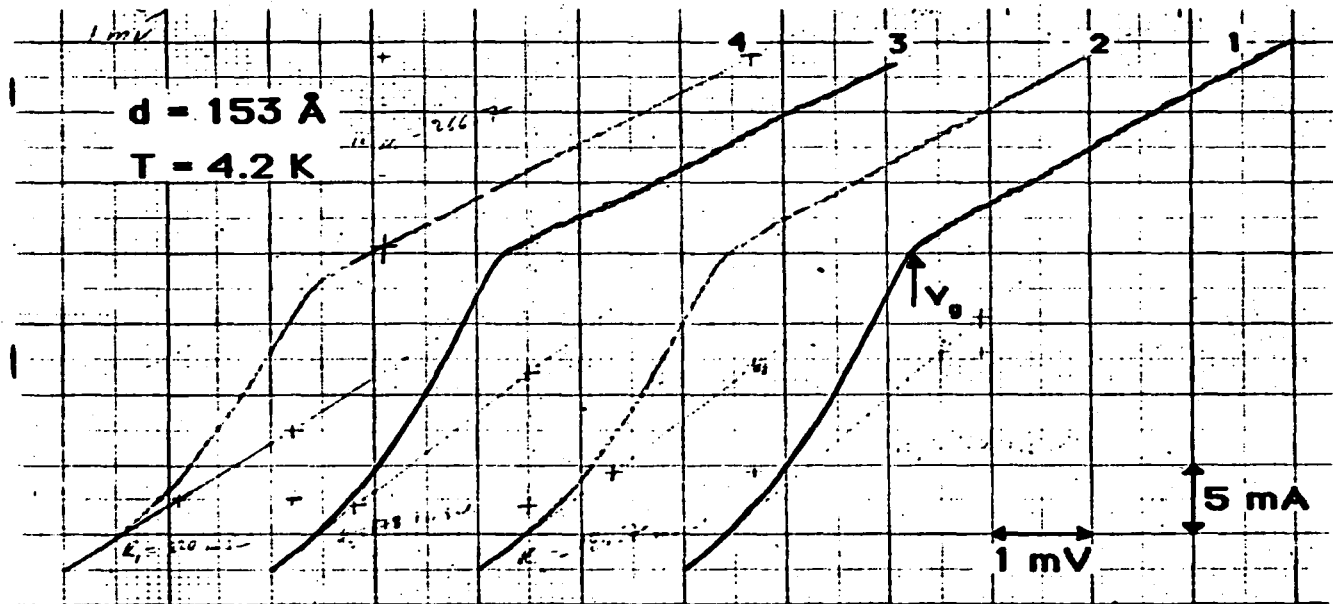


Figura 5.2. Características I-V de uniones SIS en las que $d = 153 \text{ \AA}$ y el área es de $8 \times 8 \text{ \mu m}^2$. Las curvas 1, 2, 3 y 4 tienen 9.8, 9.7, 9.53 y 9.47 % at. de Nb en la barrera, respectivamente. Las mediciones se llevaron a cabo a $T = 4.2 \text{ K}$. En la curva 1 se muestra el voltaje que se toma como V_0 .

barrera es 9.8, 9.7, 9.53 y 9.47 % at. de Nb, para las curvas 1, 2, 3 y 4 de la figura, respectivamente.

Las curvas en ambas figuras muestran un comportamiento no-lineal en la región de voltajes menores a ~ 3 mV. A voltajes mayores las curvas muestran un comportamiento lineal, además a estos voltajes las curvas muestran pequeños escalones de voltaje constante, que a simple vista parecen ruido; sin embargo los escalones aparecen en todas las curvas y solo en la región en la que el comportamiento es lineal.

Para estar seguros de que el cambio de comportamiento de no-lineal a lineal no era debido a que los electrodos hubieran perdido su estado superconductor por calentamiento, se hicieron mediciones I-V con las uniones fuera del líquido criogénico y se observó que la resistencia eléctrica en esas curvas era al menos el doble de la resistencia eléctrica observada en las curvas de las figuras 5.1 y 5.2 (parte lineal de las curvas); por lo que se concluyó que definitivamente el cambio en comportamiento en las curvas I-V no era debido a que los electrodos hubieran perdido su estado superconductor.

Los datos que se obtienen de las curvas de las figuras 5.1 y 5.2 se muestran en la tabla 5.1.

En la figura 5.3 se puede observar que R_0 varía en la forma que se espera, es decir, aumenta al aumentar el grosor de la barrera y aumenta al disminuir la concentración de Nb en la barrera, en cambio R_n tiene un comportamiento un tanto errático.

Por otro lado los valores de V_0 , se supone, deben de corresponder al valor $2\Delta/e$, que en este caso en el que se utilizó Nb como superconductor, es

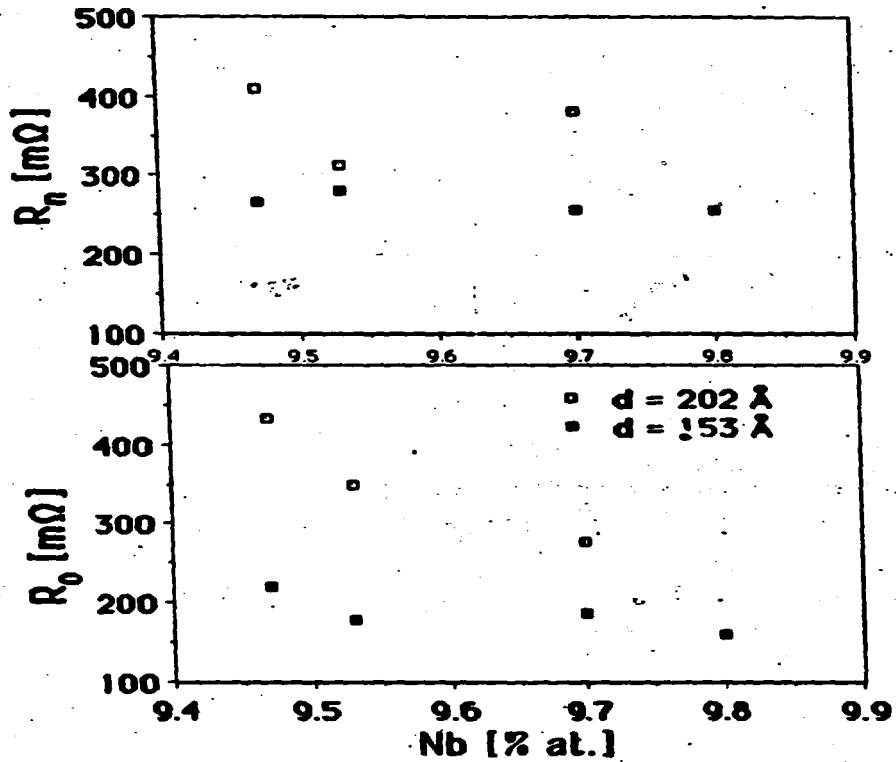


Figura 5.3. Gráficas de R_n (arriba) y R_0 (abajo) contra porcentaje atómico de Nb en la barrera. Las mediciones se llevaron a cabo a 4.2 K.

CAPITULO V

TABLA 5.1

# de U J	d [Å]	concen. de Nb en la barrera [% at.]	R_n [mΩ]	R_0 [mΩ]	V_0 [meV]
figura 5.1					
2	202	9.7	382	277	2.7
3	202	9.53	314	350	3.0
4	202	9.47	409	433	3.2
figura 5.2					
1	153	9.8	257	160	2.3
2	153	9.7	257	187	2.4
3	153	9.53	280	179	2.2
4	153	9.47	267	220	2.5

V_0 = voltaje al que ocurre el cambio de comportamiento en la curva I-V: de no-lineal a lineal, ver figuras 5.1 y 5.2. Mediciones hechas a $T = 4.2$ K.

$2\Delta(4.2 \text{ K})/e = 3.0 \text{ meV}$ (valor obtenido suponiendo que las dos películas de Nb son de buena calidad y que por lo tanto tienen la T_c máxima que se ha medido en Nb, λ , e , $T_c = 9.5 \text{ K}$ [Kittel, 1976]). Este valor es una cota superior para los valores de V_0 que se miden en las curvas V-I; sin embargo en la tabla de arriba se observa que en la curva 4 de la figura 5.1, V_0 rebasa el valor de la cota superior. Además en la figura 5.4 se observa que los valores de V_0 aumentan conforme disminuye la concentración de Nb en la barrera (sobre todo en el caso $d = 202 \text{ Å}$) y también aumentan al aumentar el grosor de la barrera. Otra observación sobre V_0 es que si se comparan las gráficas de V_0 y R_0 contra concentración de Nb en la barrera (figs. 5.4 y 5.3, respectivamente) se verá que los comportamientos de V_0 y de R_0 como función del porcentaje

CAPITULO V

de Nb en la barrera varían en la misma forma.

Especialmente si se corrobora que V_g aumenta, aún por encima del valor teórico $2\Delta/e$, conforme baja el porcentaje de Nb en la barrera, sería evidente que V_g no estaría relacionado con $2\Delta/e$, sino que tendría algún otro significado físico; mas debido a que se tienen muy pocos datos no es posible sacar una conclusión al respecto. Por este hecho y porque los valores de R_n son un tanto erráticos, amén de que como ya se dijo se tienen muy pocas curvas de este tipo como para obtener conclusiones, es que estos resultados se presentan en un capítulo aparte.

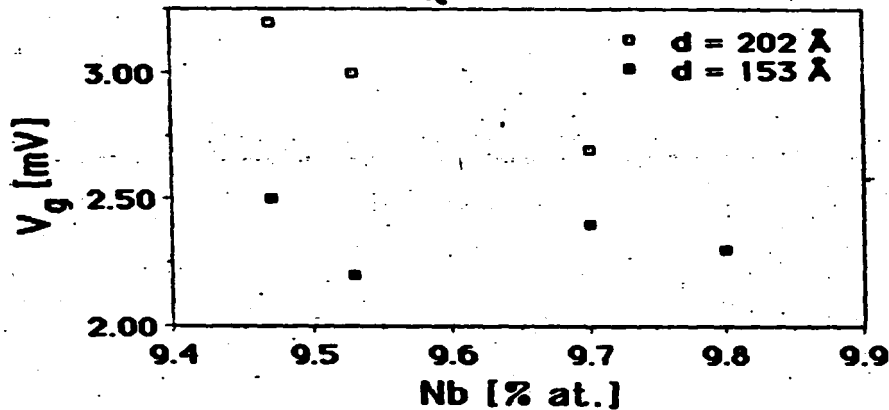


Figura 5.4. Gráfica de V_g contra porcentaje de Nb en la barrera. Los puntos graficados se obtuvieron de las figs. 5.1 y 5.2. Las mediciones fueron hechas a $T = 4.2$ K.

CAPITULO V

En conclusión se puede decir que los resultados que se presentan en el presente capítulo semi-cualitativamente muestran el comportamiento esperado en este tipo de U SIS; sin embargo al hacer el análisis cuantitativo se observan discrepancias que no son posible explicar por la exigüidad de los resultados. Por lo que para resolver estas discrepancias es necesario elaborar más U SIS en las que se varíe la concentración de Nb en la barrera por debajo de 9.5 % at. y otras más en las que se varíe el grosor de la barrera por debajo de 300 Å.

CAPITULO VI

CAPITULO VI

CONCLUSIONES

6.1 Conclusiones.

El objetivo que se planteó, al inicio del trabajo, de aumentar la resistencia eléctrica de U J SNS tipo emparedado a valores del orden de Ω 's o mayores se cumplió exitosamente. La idea novedosa que se usó para lograr el objetivo fue usar como barrera un material que presentara una transición M/A. El trabajo realizado demuestra la factibilidad de construir U J SNS tipo emparedado con resistencias eléctricas altas (/ e, resistencias mayores o iguales a 1Ω) usando como barrera un material que presenta una transición M/A continua y trabajando cerca de la transición. Durante la elaboración del proyecto se construyeron U J con productos $I_c R_n$ de hasta $260 \mu V$ y resistencias específicas mayores a $2.5 \Omega\text{-}\mu m^2$, que significan tener resistencias eléctricas mayores a 2.5Ω con U J de $1 \mu m^2$ de área. Uniones que no son difíciles de construir con las técnicas fotolitográficas existentes. De hecho para obtener U J bien definidas con áreas del orden de $1 \mu m^2$ se modificó el proceso de anodización selectiva de Nb desarrollado por [Kroger *et al.*, 1981]. Usando el proceso modificado se fabricaron U J en las que al analizarlas con un microscopio óptico no se podía distinguir ninguna diferencia entre el patrón formado por el material fotorresistente y el patrón obtenido después de la anodización, de tal forma que el límite en la fabricación de uniones pequeñas usando anodización bajó de $\sim 4 \times 4 \mu m^2$ a \sim

CAPITULO VI

$1 \times 1 \mu\text{m}^2$ con el proceso modificado; además con el proceso modificado el porcentaje de uniones echadas a perder durante la anodización bajó del $\sim 35\%$ al $\sim 20\%$.

Una de las ventajas de las U J fabricadas en este trabajo es que el proceso usado en la construcción de las uniones es compatible con las técnicas usadas para la producción de circuitos integrados, dando la posibilidad de usar estas U J como componentes en dichos circuitos. Estas uniones pueden ser de interés para la fabricación de SQUID's y en aplicaciones de RF, en particular en arreglos de U J en los que sean deseables U J con resistencias eléctricas moderadas.

A partir de los resultados del trabajo se calcula que una U J a $T = 4.2$ K, con un grosor de barrera de 93 \AA y un porcentaje de Nb de 12.0% at. tendría una resistencia específica $R_n A = 0.50 \Omega\text{-}\mu\text{m}^2$ y un producto $I_c R_n = 260 \mu\text{V}$. Si se quisiera maximizar el producto $I_c R_n$ (a costa de una baja en la resistencia eléctrica) se tendría que bajar el grosor de la barrera por debajo del valor de ξ_n que para 12.0% at. de Nb se calcula en 43 \AA , *e. g.*, una U J con un grosor de barrera de 37 \AA y 12.0% at. de Nb en la barrera tendría $R_n A = 0.20 \Omega\text{-}\mu\text{m}^2$ y $I_c R_n = 456 \mu\text{V}$. Los valores calculados para estas dos U J son realmente atractivos, por lo que el siguiente paso a seguir sería la construcción de estas U J y utilizarlas para formar SQUID's. Otro experimento que sería interesante realizar sería ver como se comportan las características I-V de estas uniones al aplicarseles radiación para saber si las uniones pueden ser usadas en detectores de radiación.

CAPITULO VI

Aunque ya de por sí son atractivos los valores de $I_c R_n$ y $R_n A$ obtenidos en las uniones construidas y en especial los valores calculados de las uniones que se sugieren construir, es posible mejorar aún más esos valores experimentando con otros materiales que presenten una transición M/A, para usarlos como barreras, tales como Nb-Ge, Sn-Ge, Si-P, etc.. Se sugiere que como electrodos se sigan usando películas de Nb u otro superconductor que sea compatible con el proceso de anodización para aprovechar las ventajas del proceso, además de la experiencia que se ha ganado en el mismo. Obviamente el trabajo no es sencillo, ya que se tendrán que encontrar los parámetros adecuados para formar interfaces limpias entre la barrera y los electrodos, así como barreras limpias de micro-cortos para cada nuevo material que se use como barrera. En algunos casos encontrar los parámetros adecuados será muy difícil si no es que imposible, por lo que a la hora de elegir el nuevo material que se usará como barrera hay que ser cuidadoso.

A pesar de lo optimista del panorama es necesario hacer notar que el producto $I_c R_n$ e I_c , en las U J que se construyeron, varían exponencialmente tanto como función del porcentaje de Nb en la barrera como del grosor de la misma, por lo que es necesario tener un gran control en ambos parámetros al momento de construir las uniones, lo cual representa una desventaja.

Al comparar el comportamiento de las U J SNS con la teoría del efecto de proximidad se encontró que tanto el producto $I_c R_n$ como J_c varían sistemáticamente como función del grosor de la barrera en forma entendible en términos de la teoría del efecto de proximidad, lo mismo sucede al variar I_c como función de la temperatura. Sin embargo al comparar el

CAPITULO VI

comportamiento de $I_c R_n$ y J_c como función del porcentaje de Nb en la barrera con el modelo simple (dentro de la filosofía de la teoría del efecto de proximidad) propuesto en este trabajo, se encuentra que el modelo explica semicuantitativamente los resultados experimentales sólo cuando el porcentaje de Nb en la barrera no está cerca de la transición M/A. Al acercarse la concentración de Nb a la transición M/A el modelo definitivamente falla. Por lo tanto es necesario revisar la teoría cuando se tiene una barrera metálica en las cercanías de una transición M/A.

Aunque no se puso mucho interés en las uniones en las que la barrera se encontraba en el lado aislante de la transición M/A, es decir, en uniones SIS, se obtuvieron algunos resultados interesantes en este tipo de uniones: Por un lado se encontró que cuando la barrera de uniones SIS tenía un grosor de entre 400 y 600 Å y la concentración de Nb era del 5 % at. (lejos de la transición M/A) el comportamiento de las uniones era explicado cualitativamente por la teoría VRH; sin embargo al hacer los cálculos cuantitativos se encontraron inconsistencias, por lo que se concluyó que, aunque tal vez VRH jugaba un papel importante en el transporte de carga debía de existir alguno o algunos otros mecanismos de transporte de carga que también debían de ser importantes, como por ejemplo tunelaje resonante. Por otro lado en las cercanías de la transición M/A (lado aislante) se analizaron curvas de I_c contra temperatura cuyo comportamiento fue explicado cualitativa y semi-cuantitativamente por un modelo en el que se supone que los pares de Cooper tunelean coherentemente de un superconductor a otro mediante tunelaje resonante a través de los niveles de energía de las impurezas de la barrera. Finalmente se encuentran los

CAPITULO VI

resultados sobre uniones SIS que se presentaron en el capítulo V que, como se dijo en dicho capítulo, son muy pocos como para sacar conclusiones; sin embargo suficientemente interesantes como para presentarlos.

REFERÊNCIAS

Referencias

- Abrahams E., Anderson P. W., Licciardello D.C., & Ramakrishnan T.V., Phys. Rev. Lett., vol. 42(10), 673, 1979.
- Amatuni L. E., Gubankov, Kovtonyuk, Koshelets, Ovsyannikov, Serpuchenko, Vystavkin, IEEE Trans. Mag., vol. MAG-23, 1986.
- Ambegaokar V., & Baratoff A., Phys. Rev. Lett., vol. 10 (11), 486, 1963.
- Amick J. A., Sol. State Tech., 1976.
- Anderson P. N., Phys. Rev., vol. 109, 1492, 1958.
- Anderson P. N., & Rowell J. M., Phys. Rev. Lett., vol. 10, 230, 1963.
- Aslamazov L. G., Larkin A. I., Ovchinnikov Yu. N., Soviet Physics JETP, vol. 28 (1), 171, 1969.
- Aslamazov L. G., Fistul' M. V., JETP Lett., vol. 30 (4), 213, 1979.
- Aslamazov L. G., Fistul' M. V., Sov. Phys. JETP vol. 56(3), 666, 1982.
- Barrera A. S., & Beasley M. R., IEEE Trans. Mag., vol. MAG-23 (2), 866, 1987.
- Beasley M. R., Kircher C. J., en "Superconductor Materials Science", Foner S., & Schwartz B. eds., Plenum Publishing Co., 1981.
- Beasley M. R., en "Percolation, Localization, and Superconductivity", Goldman A. M., & Wolf S. A. editores, Plenum Press, 1983.
- Beasley M. R., apuntes del curso "Superconducting Electronics", Stanford University, 1985.
- Bending S. J., Ph. D. Thesis, Stanford University, 1985.
- Bending S. J., & Beasley M. R., Phys. Rev. Lett., vol. 55 (3), 324, 1985.
- Bhatt R. N., Ramakrishnan T. V., Phys. Rev. B, vol. 28 (10), 6091, 1983.

REFERENCIAS

- Bishop D. J., Spencer E. G. & Dynes R. C., *Solid State Electronics*, vol. 28 (1/2), 73, 1985.
- Bonch-Bruevich V. L., *Sov. Phys. Usp.*, vol. 26 (8), 664, 1983.
- Burstein E., & Lundqvist S., "Tunneling Phenomena in Solids", Plenum Press, New York, 1969.
- Celaschi S., Ph. D. Thesis, Stanford University, 1983.
- Cirillo M., Gambardella U., Pace S., Savo B., *IEEE Trans. Mag.*, vol. MAG-21, (2), 1985.
- Clarke John, *Phys. Rev. B*, vol. 4 (9), 2963, 1971.
- Coon D. D., Fiske M. D., *Phys. Rev.*, vol. 138 (3A), A744, 1965.
- Dilorio M. S., Ph. D. Thesis, Stanford University, 1985.
- Dodson B. W., McMillan W. L., Mochel J. M., & Dynes R. C., *Phys. Rev. Lett.*, vol. 46 (1), 46, 1981.
- Duke C. B., "Tunneling in Solids", Academic Press, New York, 1969.
- Dynes R. C., & Fulton T. A., *Phys. Rev. B*, vol. 3 (9), 3015, 1971.
- Dynes R. C., Lee P. A., *Science*, vol. 223, 355, 1984.
- de Gennes P. G., *Rev. Mod. Phys.*, vol. 36, 225, 1964.
- de Gennes P. G., "Superconductivity of Metals and Alloys", Benjamin, New York, 1969.
- Giaever I., "In Tunneling Phenomena in Solids", Burstein E., & Lundqvist S. editores, Plenum Press, New York, 1969.
- Gor'kov L. P., *Sov. Phys. JETP*, vol. 34, 505, 1958.
- Grundner M., & Halbritter J., *Surface Science*, vol. 136, 144, 1984.
- Gubankov V. N., Kovtonyuk S. A., Koshelets V. P., *Sov. Phys. JETP*, vol. 62 (4), 773, 1985.

REFERENCIAS

- Halbritter J., Surface Science, vol. 122, 80, 1982.
- Hammond R. H., IEEE Trans. Mag., vol. MAG-11, 210, 1975.
- Hammond R. H., J. Vac. Sci. Technol., vol. 15, 382, 1978.
- Hansma P. K., & Rochlin G. I., Phys. Rev. B, vol 4 (9), 3003, 1971.
- Hertel G., Bishop D. J., Spencer E. G., Rowell J. M., & Dynes R. C., Phys. Rev. Lett., vol. 50, (10), 743, 1983.
- Hu E. L., Jackel, Strnad, Epworth, Lucey, Zogg, & Gornik, Appl. Phys. Lett., vol. 32 (9), 584, 1978.
- Josephson B. D., Phys. Lett., vol. 1, 251, 1962.
- Kazmerski L. L. editor, "Polycrystalline and Amorphous Thin Films and Devices", Academic Press, 1980.
- Kittel C., "Introduction to Solid State Physics", John Wiley & Sons Inc., 1976.
- Kleinsasser A. W., Jackson T. N., Pettit G. D., Schmid H., Woodall J. M., Kern D. P., Appl. Phys. Lett., 49 (25), 1741, 1986.
- Kresin Vladimir Z., Phys. Rev. B, vol. 34 (11), 7587, 1986.
- Kroger H., IEEE Trans. Mag., vol. MAG-27, (10), 2016, 1980.
- Kroger H., Smith L. N., & Jillie D. W., Appl. Phys. Lett., vol. 39 (3), 280, 1981.
- Kroger H., Smith L. N., Jillie D. W., & Thaxter J. B., IEEE Trans. Mag., vol. MAG-19, 1983.
- Kroger H., Smith, Jillie, Thaxter, Aucoin, Currier, Potter, Shaw, & Willis, IEEE Trans. Mag., 1985.
- Kulik I. O., Sov. Phys.-Tech. Phys., vol. 12 (1), 111, 1967.
- Lee Patrick A., Ramakrishnan T. V., Rev. of Modern Phys., vol. 57 (2), 1985.
- Likharev K. K., Yakobson L. A., Sov. Phys. Tech. Phys., vol. 20 (7), 950, 1975.

REFERENCIAS

- Likharev K. K., Rev. Mod. Phys., vol. 51 (1), 101, 1979.
- McCumber D. E., J. Appl. Phys., vol. 39 (7), 3113, 1968.
- McMillan W. L., Phys. Rev. B, vol. 24(5), 2739, sept. 1981.
- Mersevey R., Tedrow P. M., J. Appl. Phys., vol. 53 (3), 1563, 1982.
- Metals Handbook vol. 1, American Society for Metals.
- Mott N. F., Phil. Mag., vol. 13, 989, 1966.
- Mott N. F., Adv. Phys., vol. 16, 49, 1967.
- Mott N. F., Phil. Mag., vol. 19, 835, 1969.
- Mott N. F., & Davis E. A., "Electronic Processes in Non-Crystalline Materials", Oxford Univ: Press, 1979.
- Naito M., & Beasley M. R., Phys. Rev. B, vol. 35 (5), 2548, 1987.
- Owen C. S., & Scalapino D. J., Phys. Rev., vol. 164(2), 538, 1967.
- Owen C. S., & Scalapino D. J., J. Appl. Phys., vol. 41 (5), 2047, 1970.
- Palmer D. W., & Dekker S. K., Rev. Sci. Instrum., vol. 44, 1021, 1973.
- Park S., comunicación privada, 1986.
- Park S., Ph. D. Thesis, Stanford University, 1986.
- Pollak M., & Riess I., J. Phys. C: Solid State Phys., vol. 9, 2339, 1976.
- Reitz J. R., Milford F. J., "Foundations of Electromagnetic Theory", 1969.
- Russo M., Vaglio R., Phys. Rev. B, vol. 17 (5), 2171, 1978.
- Scheuermann M., Lhota J. R., Kuo P. K., Chen J. T., Phys. Rev. Lett., vol. 50 (1), 74, 1982.
- Schwidtal K., Phys. Rev. B, vol. 2 (7), 2527, 1970.
- Scott W. C., Appl. Phys. Lett., vol. 17, 166, 1970.
- Seto J., Van Duzer T., Low Temp. Phys. LT-13, vol. 3, 328, 1972.
- Shepherd J. G., Proc. R. Soc. Lond. A., vol. 326, 421, 1972.
- Shin'ichi Morohashi, Shinya Hasuo, & Toyoshi Yamaoka, Appl. Phys. Lett.,

REFERENCIAS

- vol. 48 (3), 254, 1986.
- Shklovskii B. I., Soviet Phys.- Semiconductors, vol. 6 (12), 1964, 1972.
- Shoji A., Shinoki F., Kosaka S. & Hayakawa H., Japanese J. Appl. Phys., vol. 20 (8), L587, 1981.
- Shoji A., Aoyagi M., Kosaka S., Shinoki F., IEEE Transactions on Magnetics, vol. 23 (2), 1987.
- Shyfter M., Maah-Sango J., Raley N., Ruby R., Ulrich B. T., & Van Duzer T., IEEE Trans. Mag., vol. MAG-13 (1), 862, 1985.
- Smith L. N., Thaxter J. B., Jillie D. W., Kroger H., IEEE Transactions on - Magnetics, vol. MAG-18 (6), 1571, 1982.
- Smith L. N., Kroger H., & Jillie D. W., IEEE Trans. Mag., vol. MAG-19 (3), 787, 1983.
- Solymar L., "Superconductive Tunneling and Applications", T. & A. Constable Ltd., Edinburgh, 1972.
- Takayanagi H., Kawakami T., Phys. Rev. Lett., vol. 54 (22), 2449, 1985.
- Thomas G. A., & Paalanen M. A., AT&T Bell Labs. (comunicación interna).
- Tinkham M., Octavio M., & Skocpol W. J., J. Appl. Phys., vol. 48 (3), 1977.
- Van Duzer T., & Turner C. W., "Principles of Superconductive Devices and Circuits", Elsevier North Holland Inc., N. Y., 1981.
- Von Bernhard Mühschlegel, Zeitschrift für Physik, vol. 155, 313, 1959.
- van Dover R. B., Ph. D. Thesis, Stanford University, 1980.
- van Dover R. B., de Lozane A., Beasley M. R., J. Appl. Phys., vol. 52 (12), 7327, 1981.
- White R. M., Claeson T., Beasley M. R., "Josephson Electronics", 1980.
- Will T., Escudero R., J. Appl. Phys., vol. 52 (3), 1405, 1981.