

# BIBLIOTECA CENTRAL

TESIS DE LICENCIATURA EN CIENCIAS  
(FISICA)

FACULTAD DE CIENCIAS  
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

TITULO: EFECTOS DE LA RAPIDEZ DE EVAPORACION  
DE LA SOBRECAPA EN JUNTAS TUNEL  
Al-óxido-Al.

AUTOR: MIGUEL ANGEL OCAMPO MORTERA.

DIRECTOR: Dr. THEODORE A. WILL (Centro de In--  
vestigación de Materiales, UNAM)

6608

México, D. F., noviembre de 1979.



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.

## C O N T E N I D O

Agradecimientos .....	1
INTRODUCCION .....	2
Capítulo I.- TEORIA .....	5
- Antecedentes	
- Tunelaje electrónico en general	
- Tunelaje normal	
Capítulo II.- EXPERIMENTO .....	24
- Método de fabricación de juntas túnel	
- Circuito de medición de las curvas de conductancia	
- Resultados	
Capítulo III.- CONCLUSIONES .....	51
- Conclusiones y discusión	
APENDICE .....	57
GRAFICAS .....	61
REFERENCIAS .....	71

## INTRODUCCION

Caracterizado como uno de los fenómenos sobresalientes predichos por la mecánica cuántica, el tunelaje de partículas a través de una barrera de potencial ha sido extensamente estudiado desde su identificación. Una de sus manifestaciones más importantes -- (el tunelaje electrónico) se dá en las denominadas juntas túnel, -- que no son en su construcción, sino "capacitores" de placas paralelas en los que la separación de los conductores es suficientemente pequeña (véase el capítulo de teoría).

La experiencia acumulada por diferentes investigadores de tunelaje electrónico ha venido mostrando que las técnicas de fabricación de juntas túnel presentan ciertas deficiencias en lo que al control de las características de las juntas fabricadas se refiere. Este hecho ha motivado la realización de trabajos<sup>[8,15]</sup> tendientes a estudiar diversos factores importantes de las técnicas de fabricación para las susodichas juntas. Se han obtenido así ideas generales que facilitan el control del proceso mencionado.

En el espíritu de continuar este tipo de investigaciones y motivados por estudiar un modelo de penetración en la barrera --- que pudiera explicar la asimetría observada en la conductancia de juntas de Al-Al, en el presente trabajo se estudia el efecto que tiene la rapidez de evaporación de la sobrecapa de una junta túnel (véase el Cap. de Experimento) sobre sus características ---- eléctricas. Este estudio, aunque ya se había intentado por -----

Handy<sup>(1)</sup> , no había llegado a conclusiones firmes debido probablemente a que la técnica por él utilizada no permitía el control adecuado de la formación de la película de óxido que sirve de aislante en la junta túnel.

En nuestro estudio, los metales de que está hecha la junta son Aluminio y Plomo respectivamente en cada uno de los electrodos. Nuestra elección fué hecha en base a la facilidad de producir juntas de Al-Pb y la importancia que representa este tipo de junta, tanto históricamente como en nuestros días. Históricamente, porque fué en juntas de Al-Pb que Giaever observó por primera vez la brecha superconductor de plomo y se motivaron las ideas que llevaron a la teoría de la superconductividad de acoplamiento fuerte<sup>(6,11)</sup> . En la actualidad, las juntas de Al-Pb son utilizadas en forma preferencial en trabajos de tunelaje inelástico por mostrar características óptimas en el estudio de los diversos modos de vibración de moléculas atrapadas en la junta<sup>(5,9,14,15,16)</sup> . Hubiéramos estudiado el efecto que tiene la rapidéz de evaporación de la sobrecapa en los aspectos asimétricos de las curvas de conductancia en juntas de Al-Al, pero es técnicamente difícil controlar la rapidez de evaporación de la sobrecapa de Al en estas juntas (véase el Apéndice). Tales dificultades, por supuesto, no se presentan en la evaporación controlada de Pb.

En la presentación de nuestros resultados hemos dividido el trabajo en tres capítulos y un apéndice: el primer capítulo comprende una exposición general de las ideas que circundan los fe-

nómenos de tunelaje electrónico y la presentación de un modelo - que nos ayudará a presentar y analizar los resultados.

En el segundo capítulo se dá una descripción detallada de - la técnica experimental empleada en nuestro trabajo práctico que incluye tanto al circuito de medición de las curvas de conductan-  
cia de una junta como al sistema de fabricación de las mismas. - También es parte de este capítulo la exposición de resultados.

El capítulo final contiene la exposición de las conclusio-- nes alcanzadas y la discusión de un modelo que puede tomar en -- cuenta el total de los resultados obtenidos. Incluimos aquí una pequeña digresión sobre la importancia que tiene la limpieza -- del sistema de fabricación de juntas.

El apéndice es incluido con objeto de mostrar los problemas de la fabricación de juntas de Al-Al y la forma típica de sus -- curvas de conductancia.

Capítulo I      TEORIA

## ANTECEDENTES

Uno de los problemas típicos tratados en los cursos de Mecánica Cuántica es el de una partícula sometida a un potencial en forma de escalón (fig. 1). Al interpretar los resultados se reconoce, como una característica fundamental del tratamiento cuántico, la posibilidad de encontrar a la partícula en la zona en que su energía potencial es mayor que su energía total ( región "clásicamente prohibida" ). Esta observación se compara a menudo con el resultado obtenido al considerar el problema análogo desde un punto de vista clásico y se establecen contrastes entre las propiedades pertinentes de los sistemas cuánticos y clásicos que pueden considerarse análogos. Resulta conveniente entonces,

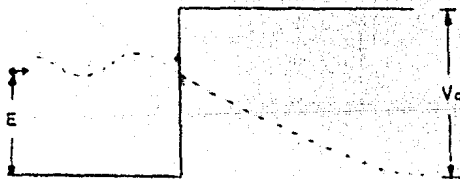


Fig. 1 Posibilidad de penetración de un escalón de potencial por una partícula con  $E < V_0$ . La línea discontinua representa la probabilidad de encontrar a la partícula en la posición correspondiente.

tratar un problema similar cuya solución se pueda relacionar con observaciones experimentales de algunos fenómenos comunes y que muestre simultáneamente la penetrabilidad de las "paredes de potencial". Se estudia así el caso en que el escalón de potencial no es infinito, dando lugar así al problema de una partícula --- frente a una barrera de potencial (fig. 2). La solución a este nuevo problema representa la posibilidad de un fenómeno que ja---



más podría resultar de un sistema clásico: el paso de una partícula a través de una barrera de potencial (tunelaje).

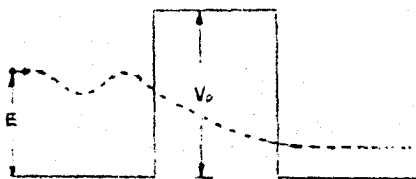


Fig. 2 Tunelaje a través de una barrera de potencial rectangular de altura  $V_0$ . La línea discontinua representa la probabilidad de encontrar a la partícula en la posición correspondiente ( $E < V_0$ ).

Tratados por su sencillez y potencia ilustrativa, los problemas mencionados nos permiten visualizar en forma elemental los mecanismos por lo que se producen una serie de fenómenos importantes en la naturaleza. Encontramos así que son básicamente fenómenos de tunelaje los que nos permiten explicar, al involucrar los modelos correspondientes, fenómenos tan importantes como la radiación de partículas positivas por los núcleos<sup>[24, 26]</sup>, la ionización de moléculas en campos eléctricos relativamente débiles<sup>[25]</sup>, la emisión de campo en la superficie de los metales<sup>[24, 26]</sup>, la dinámica de algunas reacciones químicas<sup>[27, 28]</sup>, el comportamiento de algunas uniones semiconductoras tipo diodo<sup>[25]</sup> y, en particular, las propiedades eléctricas de las denominadas juntas túnel<sup>[25, 30]</sup>, que proveen de buena cantidad de información acerca de sus materiales constitutivos.

En las siguientes secciones estudiaremos el último de los fenómenos mencionados con más detalle y estableceremos los resultados relevantes al problema que nos interesa.

## TUNELAJE ELECTRONICO EN GENERAL

De acuerdo a la electrodinámica clásica, un corto eléctrico entre dos conductores inmersos en un medio dieléctrico, vgr. --- vacío, sólo se puede llevar a cabo cuando éstos se tocan. En -- teoría cuántica, sin embargo, de acuerdo con las ideas discuti-- das en la sección anterior, se puede tener una corriente aprecia-- ble entre los conductores si estos se encuentran separados por -- una distancia suficientemente pequeña. Consideramos el par de -- placas de un condensador plano que se mantienen a una diferencia de potencial dada (fig. 3). Entre éstas no fluirá una corriente apreciable mientras no se encuentren separadas por una distancia

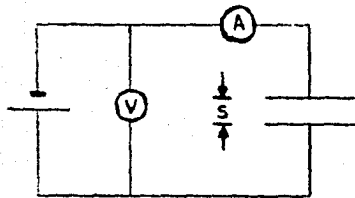


Fig. 3 Esquema de un experimento de tunelaje. Si  $s \leq 30 \text{ \AA}$  circulará a través del "condensador" (junta túnel) una corriente apreciable.

de aproximadamente 30 angstroms o menores. Empero, al acercarse las placas, se dá la posibilidad de que algunos electrones salten a través del aislante pasando de un metal a otro. Para entender el porqué de esta posibilidad tenemos que considerar un modelo de la situación.

Es bien sabido que los electrones son libres de moverse --- dentro de un metal; de hecho, la mayoría de las propiedades eléctricas de éste se pueden explicar en base a la suposición de que aproximadamente un electrón por átomo es libre de moverse en el-

interior de un metal, sufriendo colisiones ocasionales con la red de iones, las superficies, impurezas, etc.<sup>[26]</sup>. A cero absoluto los electrones ocupan los niveles energéticos más bajos correspondientes a los estados de una partícula en una caja. En consecuencia, a esta temperatura el esquema de la situación planteada en el experimento del "condensador" se podría representar por las figuras 4a y 4b.

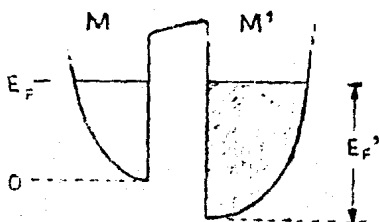


Fig. 4(a) Esquema de la situación observada en una junta túnel sin polarizar.

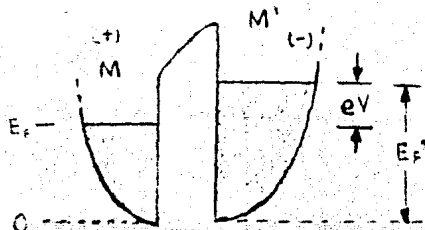


Fig. 4(b) Esquema de una junta túnel polarizada. Los electrones de la derecha con  $E > E_F$ , tienen la posibilidad de atravesar la barrera (aislante).

El caso mostrado en la figura 4(a) representa el estado de una junta túnel (como llamaremos en lo que sigue al "condensador"), cuando aún no se le ha aplicado una diferencia de potencial y en condiciones de equilibrio (los niveles de Fermi de los metales M y M' se han igualado). En esta situación, no es posible que los electrones fluyan de un lado a otro pues todos los niveles accesibles se encuentran ocupados.

Al polarizar la junta (fig. 4b), colocando el metal M a un-

potencial positivo respecto de  $M'$ , la energía de los electrones de este último metal sube en una cantidad  $eV$ . Entonces, se da la probabilidad, de principio, de que aquellos electrones con energía  $E > E_0$  que se encuentran en  $M'$  pasen a ocupar los estados desocupados que se encuentran en  $M$ , estableciéndose así una corriente a través de la junta. En la siguiente sección mostraremos como la solución a la ecuación de Movimiento (de Schrödinger), para un modelo específico, nos permite dar a esta probabilidad de principio una expresión concreta.

En base a la discusión anterior comprendemos como desde un punto de vista teórico podemos asociar una corriente de tunelaje al dispositivo estudiado. Sin embargo, debemos tener precaución para afirmar en un caso experimental que el mecanismo de conducción es el de tunelaje pues no quedan eliminados automáticamente otros posibles mecanismos. La emisión termiónica (a temperaturas diferentes de cero, por supuesto); la conducción iónica en la barrera (en el caso de que el dieléctrico que separa ambos metales sea material, como es el caso actualmente); y la formación de puentes debidos a imperfecciones en la barrera que cortocircuitan los metales de la junta, se encuentran entre los diversos mecanismos que pueden explicar el establecimiento de una corriente en la junta.

Los primeros intentos que se llevaron a cabo para determinar el mecanismo de conducción eléctrica en una junta estuvieron enfocados hacia la comparación de los resultados experimentales-

con los comportamientos predichos por la teoría (particularmente la forma teórica de las curvas de conducción).

Antes que todo, las curvas de conducción asociadas con tunelaje electrónico no representan comportamientos óhmicos (excepto en la región de voltajes pequeños). Más bien, muestran características no-lineales distintivas que han sido calculadas por diversos investigadores<sup>[16,19,20,25]</sup>.

Otra característica del tunelaje electrónico entre dos metales es que las propiedades eléctricas de la junta deben ser prácticamente independientes de la temperatura. Como es bien sabido<sup>[26]</sup>, la energía cinética de los electrones de un metal a cero absoluto es del orden de 5 eV. Sin embargo, a temperatura ambiente la energía térmica de éstos es de sólo 0.03 eV. Esto es, las contribuciones térmicas a la energía de un electrón, cerca del nivel de Fermi, son pequeñas en el intervalo de temperaturas soportables en un sólido.

Una tercera característica de la corriente de tunelaje es que ésta, como veremos después, depende exponencialmente de la distancia de separación. Dado que ningún otro mecanismo de conducción es tan sensible a este parámetro de la junta resultará razonable que, para barreras suficientemente angostas, el tunelaje dominará la conducción eléctrica.

Las características comentadas hasta ahora se satisfacen para tunelaje entre dos metales normales. Aunque en base a éstas es posible establecer que la corriente observada a través de dos

películas metálicas separadas por un dieléctrico se debe a tunelaje, se puede dar una prueba contundente de esta aseveración al estudiar las características de conducción de una junta túnel -- cuando uno ó los dos metales que la forman se hacen superconductores.

Tan pronto como uno de los metales de que está hecha la junta se torna superconductor las características de conducción a voltajes pequeños cambian de lineales a no-lineales en forma --- brusca<sup>[7,25,30]</sup>. Aún más, si son los dos metales los que sufren la transición y éstos son diferentes, es posible observar en las curvas de corriente-voltaje una región de resistencia diferen--- cial negativa. Estos comportamientos son ahora bien comprendi--- dos con base en la teoría BCS de la superconductividad para su--- perconductores de acoplamiento débil.

La teoría BCS<sup>[3,21]</sup> se base en la existencia de una interac--- ción atractiva que a bajas temperaturas se establece entre los - electrones de un superconductor por intermediación de las vibra--- ciones de la red (fonones). Esta interacción es suficiente para explicar un buen número de propiedades de los superconductores, - entre ellas, la formación de una brecha de energías prohibidas - en el espectro de energías de los electrones a la altura del ni--- vel de Fermi. Este espectro tiene su imagen directa en la con--- ductancia diferencial de juntas túnel superconductoras.

Actualmente, las teorías sobre tunelaje superconductor están lo suficientemente desarrolladas para obtener, de las curvas ex-

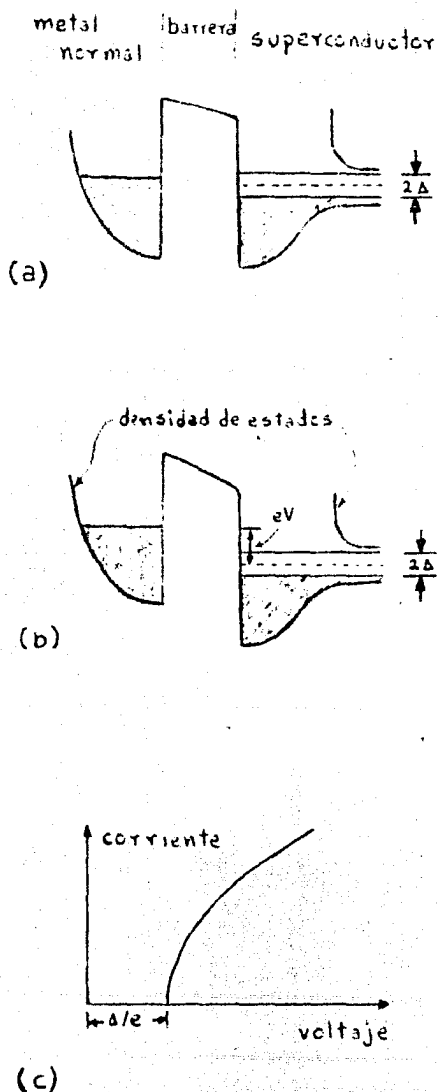


Fig. 5 Esquema del tunelaje electrónico entre un metal normal y un superconductor a  $T=0^{\circ}\text{K}$ .

Las dimensiones de la brecha  $2\Delta$  se han exagerado en comparación con la energía de Fermi.

(a) Se aplica un voltaje menor que  $\Delta/e$ . Los electrones del metal normal no pueden pasar al metal superconductor ya que sus energías los colocan al nivel de la brecha prohibida o al nivel de los estados ocupados.

(b) Se aplica un voltaje  $V$  mayor que  $\Delta/e$ . Los electrones en el rango de energías  $eV - \Delta$  por debajo del nivel de Fermi del metal normal pueden fluir hacia el superconductor que presenta estados vacíos a tales energías.

(c) Característica corriente voltaje. Cuando el voltaje es justamente un poco mayor que  $\Delta/e$  la corriente aumentará más rápidamente que cuando el voltaje es mucho mayor. Esto resulta de que la probabilidad de transición de los electrones es proporcional a la densidad de estados en el superconductor.

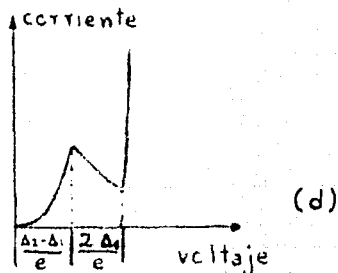
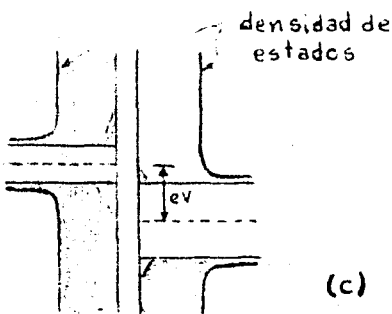
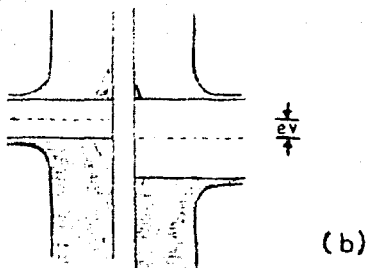
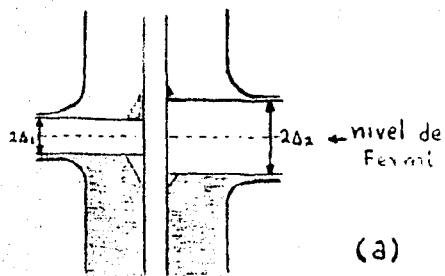


Fig. 6 Tunelaje entre dos superconductores ( $\Delta_1 < \Delta_2$ ). Las figuras enfatizan la región alrededor de los Niveles de Fermi.

(a) Se muestra a los dos superconductores sin un voltaje de polarización. Se muestran electrones - excitados sobre la brecha y agujeros debajo de ella.

(b) Cuando se aplica un voltaje - de polarización los electrones - térmicamente excitados del lado - izquierdo tendrán mayor probabilidad de ocupar los estados excitados del lado derecho desde un punto de vista energético. En el caso mostrado todos los electrones - excitados térmicamente en el superconductor izquierdo pueden cruzar la barrera por tunelaje.

(c) Conforme se incrementa el voltaje se observará lo siguiente: En un principio, podrán fluir sólo los electrones excitados, que se encuentran en un número fijo. Puesto que encontrarán en el otro lado una densidad de estados menos favorable, (más pequeña) la corriente disminuirá como función del voltaje hasta que los electrones debajo de la brecha en el superconductor de la izquierda puedan fluir sobre la brecha del superconductor de la derecha.

(d) Característica corriente-voltaje. Los voltajes a que ocurren los máximos y mínimos están relacionados con parámetros de ambos superconductores. Obsérvese la región de resistencia negativa en el intervalo de voltaje  $(\Delta_1 - \Delta_2)/e < V < (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ .



perimentales ( $dI/dV$ ,  $d^2I/dV^2$ ) , información acerca de las densidades de estados electrónicos en un superconductor, las características de la interacción electrón-fonón, brechas de energía y temperaturas de transición entre otras.<sup>[14,18,30]</sup>

En los últimos años también han cobrado interés entre los investigadores de tunelaje los estudios realizados en el área de Tunelaje Inelástico.<sup>[6,13,14,15,17]</sup>

Al interaccionar los electrones que pasan a través de la barrera con moléculas atrapadas en ella o con los modos de vibración de los metales de que está hecha la junta, surge la posibilidad de que a ciertas energías electrónicas (voltajes de polarización de la junta) se produzcan excitaciones de los modos correspondientes con la consiguiente disminución de la energía de los electrones. Esta posibilidad se traduce en la apertura de nuevos canales de tunelaje y en el correspondiente aumento de la conductividad eléctrica de la junta. Aunque los incrementos en la conductividad de la junta son prácticamente imperceptibles es posible, mediante pequeñas modificaciones de la técnica, obtener curvas de su derivada;  $d^2I/dV^2$  , que permiten incrementar la precisión con que se observan tales cambios.

Los trabajos en tunelaje inelástico de los últimos días han producido inclusive, intentos de estudiar reacciones químicas y fenómenos de catálisis aprovechando las técnicas ya desarrolladas<sup>[4]</sup> .

## TUNELAJE NORMAL

En ésta sección haremos la deducción de una expresión para la conductancia diferencial de una junta túnel en la que los metales que la forman permanecen en estado normal. Es necesario establecer esta suposición sobre el estado de los metales, ya que en el caso superconductor es inevitable la consideración de un Hamiltoniano que caracterice el estado de los metales en cuestión<sup>[25]</sup>. (El problema requerirá entonces de técnicas refinadas; capaces de considerar una situación en que los fenómenos colectivos juegan un papel importante).

Para nuestros propósitos resultará suficiente el estudio de un modelo sencillo de la junta, aunque capaz de explicar el comportamiento típico de juntas con metales normales. Supondremos que los metales que forman la junta son adecuadamente descritos, en su comportamiento eléctrico, por un modelo de electrones libres en una caja y que para efectos de la dinámica de tunelaje los electrones se comportan en forma independiente. Consideraremos también que la barrera de potencial es homogénea en el plano de la junta, es decir, que la expresión para la energía potencial sólo depende de las coordenadas de un eje perpendicular a la junta que denominaremos eje  $x$ , fig. 7. Así, el Hamiltoniano que describe la transferencia de un electrón a través de la barrera contendrá, además de los términos cinéticos, una función de potencial  $V(x)$  que sólo depende de  $x$ .

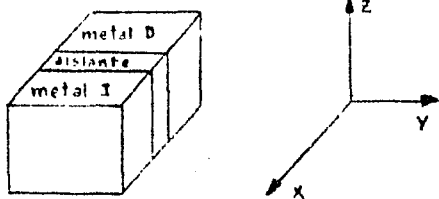


Fig. 7 Esquema de una junta túnel.

Bajo las suposiciones hechas tendremos que la probabilidad de que un electrón pase de un lado a otro de la barrera dependerá únicamente de la energía,  $E_x$ , asociada con su movimiento a lo largo del eje  $x$ . Además, el Hamiltoniano completo conmutará con  $P_y$  y  $P_z$  (ie, las componentes  $y$  y  $z$  del operador de momento) resultando en consecuencia la conservación de estas cantidades al ocurrir la transición. Por otro lado, como el Hamiltoniano no es independiente del tiempo para un voltaje de polarización dado, tendremos que la energía total del electrón también se conservará. Estos hechos nos permiten separar la energía total del electrón como

$$E = E_x + E_n(\vec{k}_n)$$

donde  $E_n(\vec{k}_n)$  es la energía cinética del electrón asociada con su movimiento a lo largo de los ejes  $y$ ,  $z$  y  $\vec{k}_n$  es la proyección del vector de onda asociado con dicha partícula sobre el plano  $yz$ . En el futuro, ésta situación nos permitirá separar las sumas que aparezcan en el cálculo en forma conveniente.

Para obtener la expresión general de la corriente de tunelaje debemos sumar la probabilidad de transición, por unidad de tiempo, entre todos los posibles estados electrónicos iniciales localizados en un metal y todos los posibles estados finales localizados en el otro metal, asignando el signo correspondiente a la dirección de la corriente en cada transición y multiplicando por la carga electrónica. Ahora bien, como se discutió en el párrafo anterior,  $E$  y  $\vec{k}_n$  se conservan en una transición, en consecuencia las probabilidades que deseamos calcular para realizar la suma sobre estados se anularán siempre que los estados localizados a cada lado de la barrera no tengan la misma energía ni la misma proyección  $\vec{k}_n$  del vector de onda. Este hecho nos

reduce la suma sobre estados iniciales y finales a una sola suma (sobre estados iniciales, por ejemplo) pues una vez especificado el estado inicial el estado final quedará automáticamente determinado. Con éste hecho en mente, lo único que necesitamos hacer es calcular el coeficiente de transición de la barrera en cuestión para cada uno de los estados de un metal que tienen su correspondencia en el otro metal.

Supongamos que  $T(\vec{k})$  es el coeficiente de transición de la barrera para un electrón que incide sobre ella con vector de onda  $\vec{k}$  desde el metal I (fig. 7). Entonces, puesto que el electrón incide  $v_x/L_1 = \hbar k_x/mL_1$  veces sobre la barrera en la unidad de tiempo, tenemos que la probabilidad de transición por unidad de tiempo  $P_{I \rightarrow D}$  está dada por:

$$P_{I \rightarrow D} = \frac{\hbar k_x}{mL_1} T(\vec{k})$$

donde  $L_1$  es el espesor del metal I, como se indica en la figura 7,  $m$  es la masa del electrón y  $v_x = \hbar k_x/m$  su velocidad en la dirección  $x$ .

Multiplicando por la probabilidad de no ocupación del estado correspondiente en D, la expresión obtenida, se obtiene la probabilidad neta de tunelaje:

$$\frac{\hbar k_x}{mL_1} T(\vec{k}) [1 - f_D(E)]$$

aquí  $f_D$  es la función de Fermi asociada con el metal D, y  $E$  la energía del electrón.

Sumando ahora sobre todos los estados iniciales ocupados que corresponden a estados finales también permitidos se tiene que el número de electrones que pasan de I a D en la unidad de tiempo está dado por:

$$N_{1 \rightarrow 2}^i = \sum_{\substack{\text{estados} \\ \text{ocupados} \\ \text{en } 1}} \frac{\hbar k_x}{m L_1} T(\vec{k}) [1 - f_2(E)]$$

Podemos eliminar la restricción sobre la suma obtenida si multiplicamos por la probabilidad de ocupación del estado en consideración los términos de la suma, debemos, empero, tener en mente que en lo que sigue las sumas deben realizarse sobre estados permitidos:

$$N_{1 \rightarrow 2}^i = \sum \frac{\hbar k_x}{m L_1} T(\vec{k}) f_1(E) [1 - f_2(E)]$$

En vista de que  $T(\vec{k})$  sólo depende de  $k_x$  (ó de  $E_x$  si se prefiriere) en el caso considerado, resulta conveniente separar la suma en dos partes:

$$N_{1 \rightarrow 2}^i = \sum_{\vec{k}_x} \sum_{k_x} \frac{\hbar k_x}{m L_1} T(k_x) f_1(E) [1 - f_2(E)]$$

Si el volumen de los metales es suficientemente grande;  $L_1 \rightarrow \infty$  la sumatoria sobre  $k_x$  se puede cambiar por un integral sobre  $dk_x$  primero y sobre  $dE_x$  después:

$$\sum_{k_x} \rightarrow \frac{L_1}{2\pi} \int dk_x \rightarrow \frac{L_1}{2\pi} \int \frac{dk_x}{dE_x} dE_x = \frac{m L_1}{2\pi \hbar^2} \int \frac{dE_x}{k_x}$$

Se obtiene entonces:

$$N_{1 \rightarrow 2}^i = \frac{1}{h} \sum_{\vec{k}_x} \int dE_x T(E_x) f_1(E) [1 - f_2(E)]$$

Hasta ahora no hemos considerado la degeneración debida a Spín; por ello hemos empleado "prima" en  $N_{1 \rightarrow 2}^i$  si la incluimos ahora tenemos finalmente que

$$N_{1 \rightarrow 2}^i = \frac{2}{h} \sum_{\vec{k}_x} \int dE_x T(E_x) f_1(E) [1 - f_2(E)] \quad (1)$$

En forma análoga, considerando que el Principio de Balance Detallado <sup>[22]</sup> asegura la invariancia de T para la transición inversa, se tiene que el número de electrones que pasan de D a I en la unidad de tiempo está dado por

$$N_{D \rightarrow I} = \frac{2}{h} \sum_{k_n} \int dE_n T(E_n) f_D(E) [1 - f_I(E)] \quad (2)$$

Tomando la diferencia de las expresiones (1) y (2), y multiplicando por la carga electrónica, se obtiene la expresión para la corriente de tunelaje:

$$i = \frac{2e}{h} \sum_{k_n} \int dE_n T(E_n) [f_I(E) - f_D(E)] \quad (3)$$

Hasta ahora hemos trabajado en la suposición de que el voltaje se mantiene fijo y aparece como un parámetro implícito en las expresiones obtenidas. Queremos ahora dar la dependencia explícita del voltaje en lo que se refiere a las funciones de Fermi que aparecen en la expresión (3).

Como se ilustra en la figura 8, y con el nivel de referencia dado, la función de Fermi en el metal I tiene la forma ya conocida

$$f_I(E) = \frac{1}{\exp[\beta(E - E_{r,I})] + 1}$$

donde  $\beta = 1/kT$  (siendo k la constante de Boltzmann y T la temperatura de la junta).

Para el metal D, midiendo con el cero proporcionado por el fondo correspondiente de la banda de conducción, se tiene que la probabilidad de ocupación (función de Fermi) es:

$$f_D'(E) = \frac{1}{\exp[\beta(E - E_{r,D})] + 1}$$

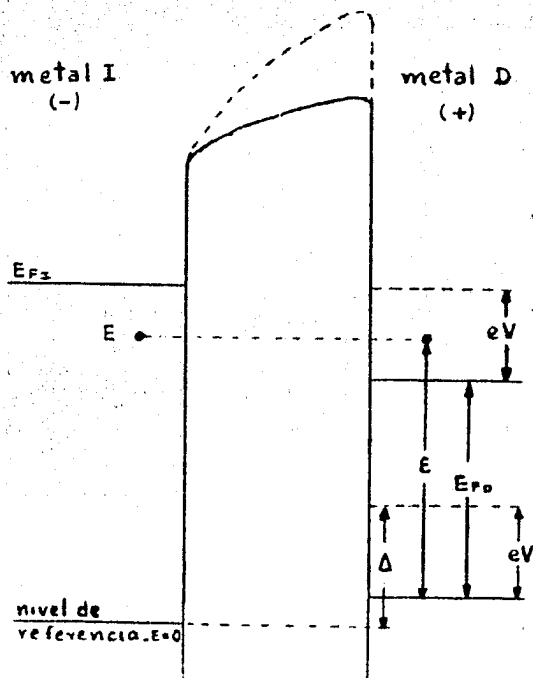


Fig. 8 Junta túnel polarizada. Hay un corrimiento de los niveles de Fermi. La situación a  $V=0$  se ilustra por la línea discontinua.

la "prima" en  $f$  indica simplemente que se emplea la escala  $\epsilon$  para medir energías. Al hacer la correspondencia entre escalas se tiene :

$$E = \epsilon + \Delta - eV$$

Pero  $\Delta = E_{F_1} - E_{F_2}$ , por lo que  $E = \epsilon - E_{F_2} + E_{F_1} - eV$ , en consecuencia:

$$\epsilon - E_{F_2} = E + eV - E_{F_1}$$

de donde:

$$f_D'(\epsilon) = \frac{1}{\exp[\beta(E + eV - E_{F_1})] + 1} = f_I(E + eV) \quad (4)$$

Sustituyendo (4) en (3) se obtiene la expresión:

$$i = \frac{2e}{h} \sum_{k_{11}} \int dE_x T(E_x, V) [f(E) - f(E + eV)] \quad (5)$$

donde las funciones de Fermi  $f$ , se refieren al nivel de Fermi  $E_{F_1}$ ; además, hemos reconocido explícitamente la dependencia para

métrica en V para el coeficiente de Transición T.

Sólo una observación final: en todas las expresiones donde aparece la carga electrónica se ha considerado explícitamente su signo, en consecuencia el sentido positivo de la corriente en (5) se dá del metal D al metal I cuando se considera el primero a un potencial positivo respecto del último. V mantiene implícito su signo.

Para la realización de un cálculo de la corriente de tunelaje a partir de la expresión obtenida necesitamos la forma explícita para  $T(E,V)$ . Esto requiere la solución al problema de una partícula que incide sobre la barrera de potencial, y como en casi todos los casos la solución a la ecuación de Schrödinger para éste problema no se puede dar en forma cerrada, necesitamos de métodos aproximados para resolver el problema.

En el presente trabajo utilizaremos la aproximación WKB para una forma particular de la barrera. La expresión que se obtiene para el coeficiente de transmisión de una barrera de potencial,  $V(x)$  que se extiende entre los puntos  $x=0$  y  $x=d$  está dada, según el desarrollo presentado en la sección 26 de Davidov<sup>[23]</sup>, por:

$$T = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_0^d \sqrt{2m[V(x) - E]} dx \right\}$$

El modelo de barrera que utilizaremos, fig. 9, es el propuesto por Brinkman, Dynes y Rowell (B.D.R.)<sup>[21]</sup>:

$$V(x) = \varphi_1 + (x/d)(\varphi_2 - eV - \varphi_1)$$

donde  $\varphi_1$  y  $\varphi_2$  son las alturas de la barrera en los metales I, D respectivamente, cuando no hay voltaje aplicado.



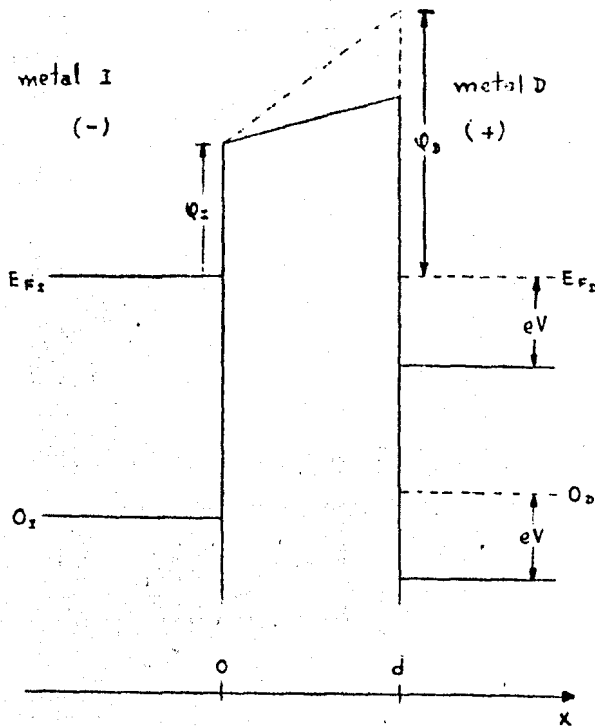


Fig. 9 Modelo para la barrera propuesto por B.D.R. Se muestran los parámetros  $\phi_r$ ,  $\phi_b$  y  $d$ .

El modelo propuesto por BDR puede explicar las características generales de las curvas de conductancia para juntas normales, entre ellas las asimetrías observadas en juntas fabricadas con metales sencillos (por ejemplo: Al-Al O -M, con M=Pb,Al,Ag, Cu, Au).<sup>(1,11)</sup> Así, aunque los parámetros de la barrera no se pueden relacionar directamente con propiedades determinadas de los materiales que forman la junta, constituyen un esquema para clasificarlas y caracterizarlas que permite la sistematización de los resultados experimentales.

Aunque el cálculo de la expresión (5) para la corriente de tunelaje no representa dificultad alguna si somos cuidadosos al identificar la diversidad de formas que adquiere el integrando en diferentes situaciones, la obtención de los parámetros que

representan mejor los resultados experimentales es un problema más complejo. Esta dificultad nos llevó a considerar una expresión aproximada de la conductancia diferencial para el análisis de nuestros resultados. La expresión se obtiene al hacer un desarrollo de la derivada de (5) en serie de potencias y el resultado, (6) como se dá en B.D.R. para una junta a  $T= 0^\circ\text{K}$ , tiene una precisión del 10% cuando el espesor de la barrera es mayor de  $10 \text{ \AA}$  y  $\Delta\phi/\bar{\phi}$  es menor que uno.

$$\frac{G(V)}{G(0)} = 1 - \frac{A_0 \Delta\phi}{16 \bar{\phi}^{3/2}} (\text{eV}) + \frac{9}{128} \frac{A_0^2}{\bar{\phi}} (\text{eV})^2 \quad (6)$$

Aquí  $\Delta\phi = \phi_0 - \phi_1$ ,  $\bar{\phi} = (\phi_1 + \phi_0)/2$ ,  $A_0 = 4(2m)^{1/2} d/3\hbar$ , y

$$G(0) = \frac{(2m)^{1/2} e^2}{h^2} \frac{\bar{\phi}^{1/2}}{d} \exp\left[-\frac{2(2m)^{1/2}}{\hbar} d \bar{\phi}^{1/2}\right]$$

Se observa en la expresión para  $G(0)$  una dependencia marcada de la conductancia con el espesor de la junta (que ya habíamos anticipado pero no observado). Se observa también que la altura de la barrera,  $\bar{\phi}$ , puede también, en algunos casos llegar a tener cierta importancia, como era de esperarse.

Capítulo II

EXPERIMENTO

## METODO DE FABRICACION DE JUNTAS TUNEL

El procedimiento que se sigue actualmente en la fabricación de juntas túnel consiste esencialmente de tres etapas, mismas -- que esquematizamos en las figuras 1(b), 1(c) y 1(d).

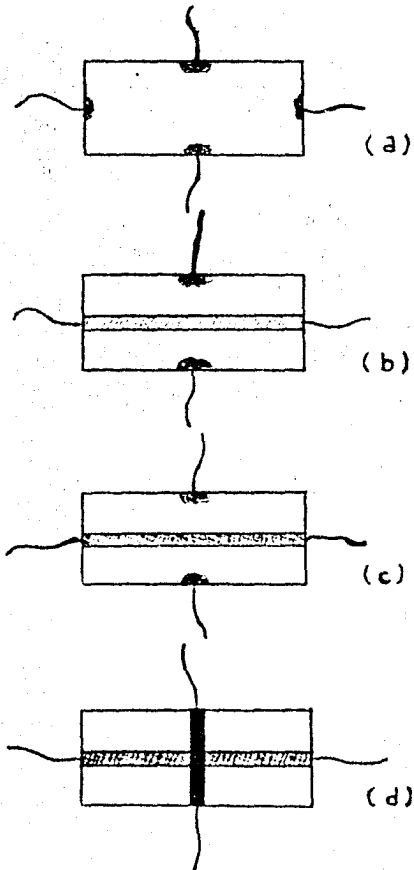


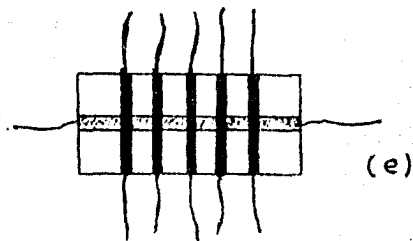
Fig. 1(a) Substrato limpio con contactos.

(b) Se muestra la película de Aluminio evaporada sobre el sustrato.

(c) Oxidación de la superficie-expuesta de la película de Aluminio.

(d) Evaporación de la sobrecapa. En esta etapa la junta, que es la región de traslape de las dos películas, ya se encuentra formada.

(e) Esquema de una serie de 5 - juntas, como fueron producidas en este trabajo.



La figura 1(a) muestra un sustrato de vidrio que se ha -- limpiado "muy bien" con agua y jabón y se ha "pulido a la flama" en un mechero de gas. A este sustrato se han soldado, en puntos específicos, cuatro (en nuestro caso doce u ocho) pequeños --

alambres de Cobre empleando Indio como soldadura. Dichos alambres son lo que utilizaremos como contactos eléctricos para el sistema de medición que describiremos en la siguiente sección.

Una vez preparado el sustrato se cubre con una mascarilla que da forma de banda al metal base que se deposita sobre éste tocando dos contactos de Indio, Fig. 1(b).

En nuestro caso el metal base fué Aluminio de 99.95% de pureza y los espesores típicos de las películas evaporadas estuvieron entre 600 y 1500 angstroms. Las presiones a las que se realizaron las evaporaciones se mantuvieron entre 6 y  $12 \times 10^{-6}$  torr.

Posteriormente, conectando la banda de Aluminio con la campana (metálica) de la evaporadora, mediante los alambres de Cobre, se produce una descarga eléctrica entre un electrodo positivo en el interior de la campana y ésta en una atmósfera de Oxígeno. Estando la película de Aluminio al mismo potencial que la campana, parte de la corriente de iones circula a través de ella produciéndose así la oxidación de la superficie expuesta de la película, Fig. 1(c).

La presión de Oxígeno utilizada en la oxidación de todas las juntas producidas fué de  $10^{-2}$  torr. El electrodo para anodizar se conectaba a un voltaje de 900 volts respecto de la campana aunque en las primeras juntas se utilizaron voltajes entre 800 y 1000 volts. Las lecturas correspondientes de la corriente que circulaba por el electrodo estuvieron entre los 12 y los 25-

miliamperes (la mayoría de las lecturas fueron de 20 ma.). Finalmente, mencionaremos que aunque los tiempos de oxidación para la primera mitad de las juntas producidas fueron muy variables (de 15 a 75 segundos) al final se utilizaron tiempos de 16 a 18 segundos, que mostraron ser óptimos para obtener juntas de "buena" resistencia,

Debemos hacer notar que en prácticamente todos los casos se desmontó la mascarilla durante la oxidación del Aluminio.

En la etapa final utilizamos otra mascarilla que dá también forma de banda al material evaporado pero ahora colocada perpendicularmente a la anterior. El metal evaporado en esta ocasión constituye lo que denominamos la sobrecapa de la junta y su posición es tal que se conecta ahora con los dos contactos de Indio restantes, Fig. 1(d). En nuestro caso, aprovechando el mismo óxido, repetimos este último paso cuatro veces más utilizando cuatro mascarillas adicionales y variando en cada caso la rapidez de evaporación de la sobrecapa, Fig. 1(e).

El plomo utilizado como sobrecapa era de una pureza de 99.999%. Los espesores de las películas fueron de  $800\text{Å}$  en las series de juntas iniciales y de  $1000\text{Å}$  en las finales. Las presiones durante la evaporación se mantuvieron típicamente alrededor de  $4 \times 10^{-6}$  torr.

Un aspecto que es importante resaltar es aquel referente a la "limpieza de los vacíos" obtenidos; el sistema de vacío utilizado contaba a la entrada de la bomba difusora con una trampa --

fría de nitrógeno líquido, que condensaba cualquier impureza que flotara en la campana ó el vapor de los aceites que pudieran escapar de la misma bomba. Por otro lado, la campana se mantuvo cerrada siempre que no era utilizada, de manera que prácticamente no le entraba polvo y había pocas posibilidades de adsorción de gases "extraños" en sus paredes y dispositivos interiores.

El esquema mencionado sobre los métodos de fabricación de juntas túnel es, en sus aspectos generales (fig.4), el que se ha venido empleando en los últimos años con algunas variantes en lo que se refiere a la forma de oxidar la película del metal base. (En algunos lugares aún se conserva, ó se conservaba hasta hace poco, el procedimiento de oxidar el Aluminio por contacto con una atmósfera de oxígeno húmedo, ó al contacto directo con el agua). En todo caso, se debe notar que en el procedimiento descrito hay una serie de factores aleatorios que evitan un control adecuado sobre el proceso de oxidación, ya que según la forma que tienen usualmente las mascarillas resulta necesario levantar la campana de vacío para efectuar el cambio de éstas. Así, el control que hasta el momento de abrir la campana se había tenido sobre el proceso de oxidación, se pierde en el instante mismo en que se produce el contacto de la atmósfera con la película ya oxidada, pues entonces la humedad de la atmósfera estimulará, en alguna forma que depende de las condiciones ambientales, el crecimiento de la película de óxido, además de que se dá la posibilidad que se adsorban impurezas en éste.

Ya hemos visto que el ancho de la barrera de potencial en un proceso de tunelaje, en este caso determinado por el espesor de la película de óxido, resulta ser un factor crítico en la determinación de las propiedades de la junta, en particular de la resistencia. Así, resulta de fundamental importancia el mayor control sobre el proceso de oxidación para la obtención de juntas túnel con la resistencia adecuada. (Una monocapa de óxido puede provocar cambios de un orden de magnitud ó mayores en la resistencia de una junta. Por otro lado, la adsorción de materiales dispersos en el ambiente puede dar lugar a la observación de tunelaje inelástico además de modificar los parámetros  $\phi_1$ ,  $\phi_0$  y  $d$  de la pseudo barrera).

Debemos mencionar, para terminar esta discusión, que se ha visto que juntas con resistencia alta son demasiado ruidosas y no se obtiene el detalle requerido en las curvas de conductancia, además de que resulta incómoda la no-linealidad del circuito para la obtención de las curvas. Por otro lado, en juntas de resistencia muy pequeña es necesario disipar demasiada potencia para barrer los intervalos de voltaje de interés, ésto lleva en ocasiones a alterar las características de la junta por efectos de recocido.

La importancia de lograr un control adecuado del proceso de oxidación hizo pensar en la necesidad de instalar un sistema de mascarillas que permitiera su cambio sin tener que abrir la campana. Dicho sistema se esquematiza en las figuras 2(a) y 2(b) -



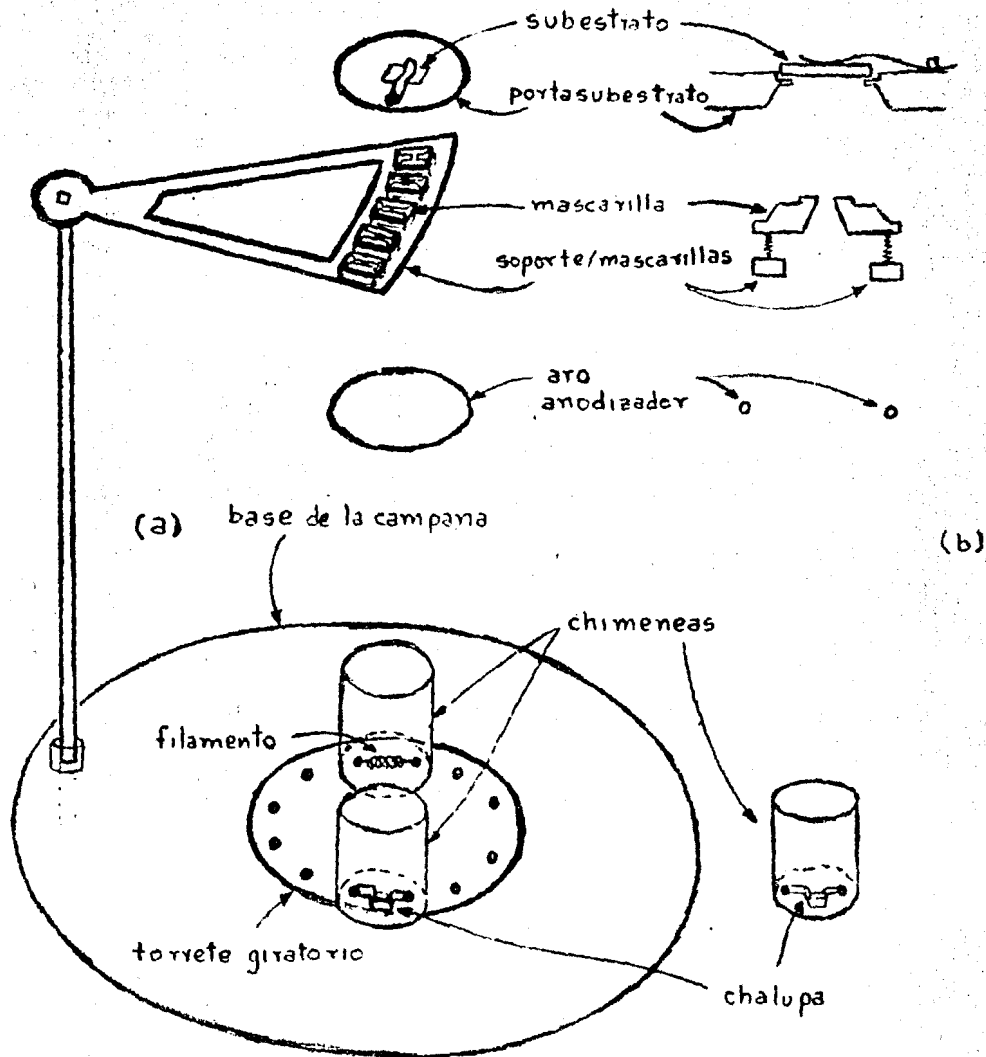


Fig. 2 (a) Sistema empleado para la fabricación de juntas túnel en este trabajo.

(b) Corte de la figura anterior sobre la -- trayectoria seguida por el material evaporado. Los esquemas no están hechos a escala.

Consiste esencialmente de un portasubstratos y las mascarillas sostenidas por un soporte de control externo.

Los vidrios en que se han de evaporar los materiales que formarán la junta se colocan en el portasubstratos sostenidos por cuatro pequeñas "cejas" y fijados mediante un resorte de hoja.

Las mascarillas se encuentran fijas sobre el soporte móvil mediante pequeños resortes que les permiten cierta flexibilidad al momento de acoplarse al portasubstratos. Al quedar montada la mascarilla en el portasubstratos un borde de ésta que define la película queda en contacto con el vidrio.

El cambio de mascarillas se puede hacer, con control exterior, mediante movimientos verticales y de giro sobre su eje del soporte en que se encuentran.

El resto de los elementos del sistema son: el electrodo de cobre para anodizar que tiene forma de aro y se encuentra colocado en forma simétrica por debajo de la película de Aluminio ya evaporada; los filamentos para evaporar los metales, fijos sobre un torrete giratorio que permite seleccionar externamente el filamento a usar; las chimeneas, de pyrex, que evitan la dispersión del metal evaporado y la subsecuente contaminación de filamentos adyacentes, y, un medidor de espesores de las películas evaporadas. Se cuenta además con un obturador que permite exponer o cubrir la región sobre la que se han de evaporar los metales. Este obturador se mantiene en una posición en la que el me

didor de espesores puede siempre detectar la evaporación del metal, ya sea que esté cubriendo ó no al sustrato. Podemos así, lograr un régimen estacionario en la rapidez de evaporación del plomo antes de permitir el depósito de la película.

Todas las piezas del sistema de mascarillas son de acero inoxidable, y las soldaduras hechas en el interior de la campana son de Plata suave o realizadas con arco de Argón. Este aspecto del sistema se cuidó desde su construcción pues las descargas eléctricas producidas en la campana suelen desprender átomos en otro tipo de materiales, dando así, lugar a la contaminación de las juntas.

#### CONTROL SOBRE LA RAPIDEZ DE EVAPORACION DE LA SOBRECAPA

En relación con el control de esta variable es importante notar que la rapidez de evaporación de un material depende tanto de la energía (velocidad) de las partículas del vapor, como de su densidad. En un principio se investigó sobre la posibilidad de cuantificar estas variables en forma independiente, pero las alternativas resultantes no se ajustaban al equipo existente y la precisión disponible no era muy satisfactoria. Se optó entonces por lograr un buen control sobre la rapidez de evaporación y tomar ésta como la variable independiente.

Como la disminución de la cantidad del material que se evapora desde una fuente (en este caso una chalupa de Tántalo) repercuten en variaciones sobre la rapidez de evaporación, se rea-

lizaron estudios preliminares para determinar las condiciones óptimas de operación:

- Se encontró que en una serie de cinco evaporaciones la cantidad de Plomo en una chalupa no repercute prácticamente sobre la rapidez con que se evapora cuando el total del material evaporado es menor que la décima parte del material puesto inicialmente en la chalupa. Fué en base a esta observación que se decidió evaporar películas de Plomo de a lo más 1000 Å de espesor. Así, con una masa inicial de Plomo de 12 Grs., evaporábamos aproximadamente 0.5 Gr. al fabricar una serie de cinco juntas.
- La observación anterior se hizo utilizando una chalupa relativamente profunda. Esto nos permitía mantener una superficie de evaporación constante y tener una cantidad de Plomo lo suficientemente grande para esperar que, en un régimen estacionario de evaporación, la temperatura de la superficie de evaporación no cambiara.

## CIRCUITO DE MEDICION DE LAS CURVAS DE CONDUCTANCIA [22]

Una vez construidas las juntas se colocaban en un soporte de fibra de vidrio con contactos de broche conectando los alambres de Cobre de las juntas con los contactos correspondientes. La sección del soporte que mantenía las juntas se sumergía en Nitrógeno líquido y en la parte superior, no sumergida, se conectaban al circuito que describiremos a continuación las conexiones que llegaban hasta las juntas, Fig. 3.

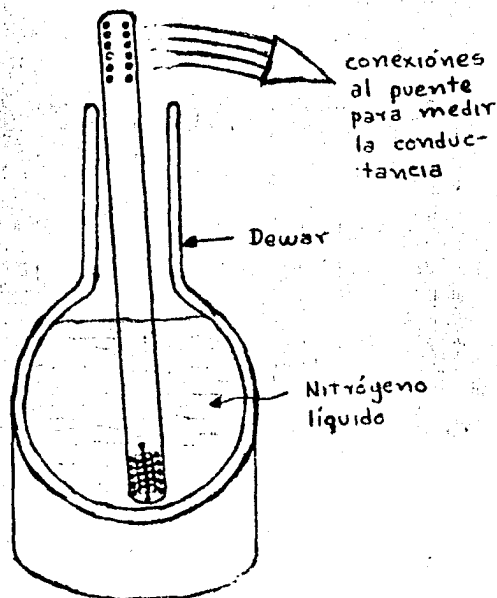


Fig. 3 Las juntas se sumergen en Nitrógeno líquido para su medición.

Las conexiones hechas con cada una de las juntas tienen por objeto conectarlas a uno de los brazos de un puente de Wheatstone modificado. Una simplificación de este circuito se observa en la figura 4. Tal arreglo resulta conveniente porque el método para medir tanto la conductancia de las juntas como su derivada ( $dG/dV$ ) emplea, por conveniencia para los requerimientos de esta

bilidad deseables, la técnica de modulación sobre una componente lineal, en la que sólo es necesario analizar las desviaciones sutiles sobre dicha componente.

Consideremos el caso de una junta por la que circula una intensidad de corriente que es la suma de una componente directa y otra alterna;  $I = I_0 + i \cos(\omega t)$ . Manteniendo constante la modulación  $i$ , la caída de voltaje de la junta se puede expresar, mediante un desarrollo en series de Taylor, como:

$$\begin{aligned}
 V(I) &\approx V(I_0) + \left(\frac{dV}{dI}\right)_{I_0} i \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2V}{dI^2}\right)_{I_0} i^2 \cos^2(\omega t) + \dots \\
 &= D_0 \left[ 1 + \frac{1}{4} i^2 \frac{D_2}{D_0} + \dots \right] + D_1 i \cos(\omega t) \left[ 1 + \frac{1}{8} i^2 \frac{D_3}{D_1} + \dots \right] \\
 &\quad + \frac{1}{4} D_2 i^2 \cos(2\omega t) \left[ 1 + \frac{1}{12} i^2 \frac{D_4}{D_2} + \dots \right] \\
 &\quad + \dots \qquad \qquad \qquad (*)
 \end{aligned}$$

donde  $D_m = (d^m V / dI^m)_{I_0}$  y se han expresado los términos como suma de cosenos de múltiplos de  $\omega t$ .

Vemos de la ecuación (\*) que la contribución más importante al error en la determinación de las  $D_m$  es del orden de  $i^2 D_{m+2} / D_m$ . Así, un conocimiento aproximado de la razón  $D_{m+2} / D_m$  para una junta dada nos permite escoger  $i$  de tal forma que la contaminación de la señal a frecuencia  $m\omega$  sea menor que la deseada. Una consideración adicional de carácter práctico nos lleva a pedir que el voltaje  $i \bar{D}_1$ , donde  $\bar{D}_1$  es el promedio de  $D_1$  sobre un intervalo de interés, no sea mayor que  $KT/e$ , para que la modulación no suavice la señal. ( $KT/e \sim 86 \mu V$  para una temperatura de  $1^\circ K$ ).

Como nuestro interés principal se encuentra en la determinación de la conductancia de la junta,  $D_1$ , resulta práctico, para evitar la saturación del amplificador por la componente lineal, - que es grande, extraer las desviaciones sutiles poniendo la junta en uno de los brazos de un puente de Wheatstone como ya habíamos mencionado, Fig. 4.

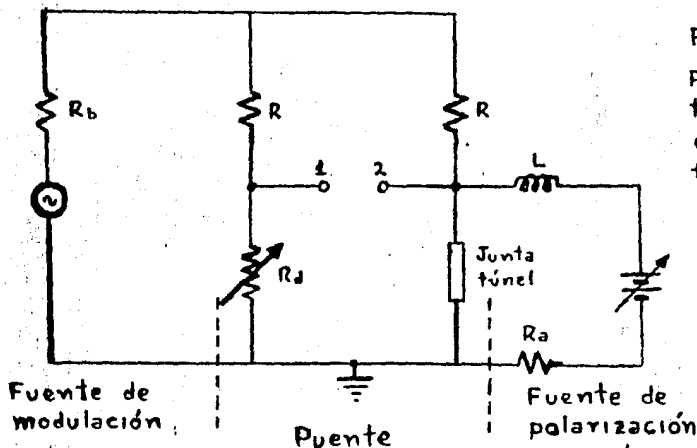


Fig.4 Esquema simplificado del circuito para obtener las curvas de conductancia.

En este puente se escoge  $R_b$  grande comparada con  $R$  y  $R$  grande comparada con  $R_d$  ( $\approx D_1$ ) para que la fuente sea aproximadamente de corriente constante;  $\omega L$  se toma grande en relación a  $D_1$  para bloquear la corriente alterna hacia el circuito de polarización; y  $R_a \approx D_1$  para no saturar el amplificador y mantener la modulación igual en ambos elementos.

Siendo  $i/2$  la corriente en cada brazo del puente, el voltaje a la entrada del amplificador es:

$$V_{21} = V_2 - V_1$$

donde:

$$V_1 = R_1 (i/2) \cos \omega t$$

y

$$V_2 \approx D_0 + D_1 (i/2) \cos \omega t + \frac{1}{4} D_2 (i/2)^2 \cos 2\omega t$$

En el amplificador Lock-in medimos el valor r.m.s. de  $V_{12}$  -- a la frecuencia  $\omega$ . (En estudios de superconductividad y de tune-laje inelástico resulta de gran importancia la medición de  $D_2$ , -- en esos casos también se amplifica la señal de frecuencia  $2\omega$ ).

$$V_{21}(\omega) = (i/\sqrt{8})(D_1 - R_1)$$

Una graficadora traza la componente a frecuencia  $\omega$  (propor-cional a  $D_1$ ) contra la polarización  $D_0$ , mientras esta última se-barre en el intervalo de interés.

La calibración de  $D_1$ , se efectúa sustituyendo la junta por-una década de resistores de alta precisión.

A continuación se describen los circuitos construídos, que-están basados en el desarrollo presentado arriba.

El puente que se emplea para medir la conductancia diferen-cial consta de tres módulos independientes que se muestran esque-máticamente en la figura (5). En dicha figura se presentan los-módulos de la fuente c.d., el de puente y el de modulación/refe-rencia cuya descripción detallada proporcionaremos enseguida:

Módulo de Fuente c.d. Provee polarización a la junta con -un voltaje que se barre lentamente y está constituído por pilas-de mercurio (BA) encapsuladas en espuma de poliuretano de unos -

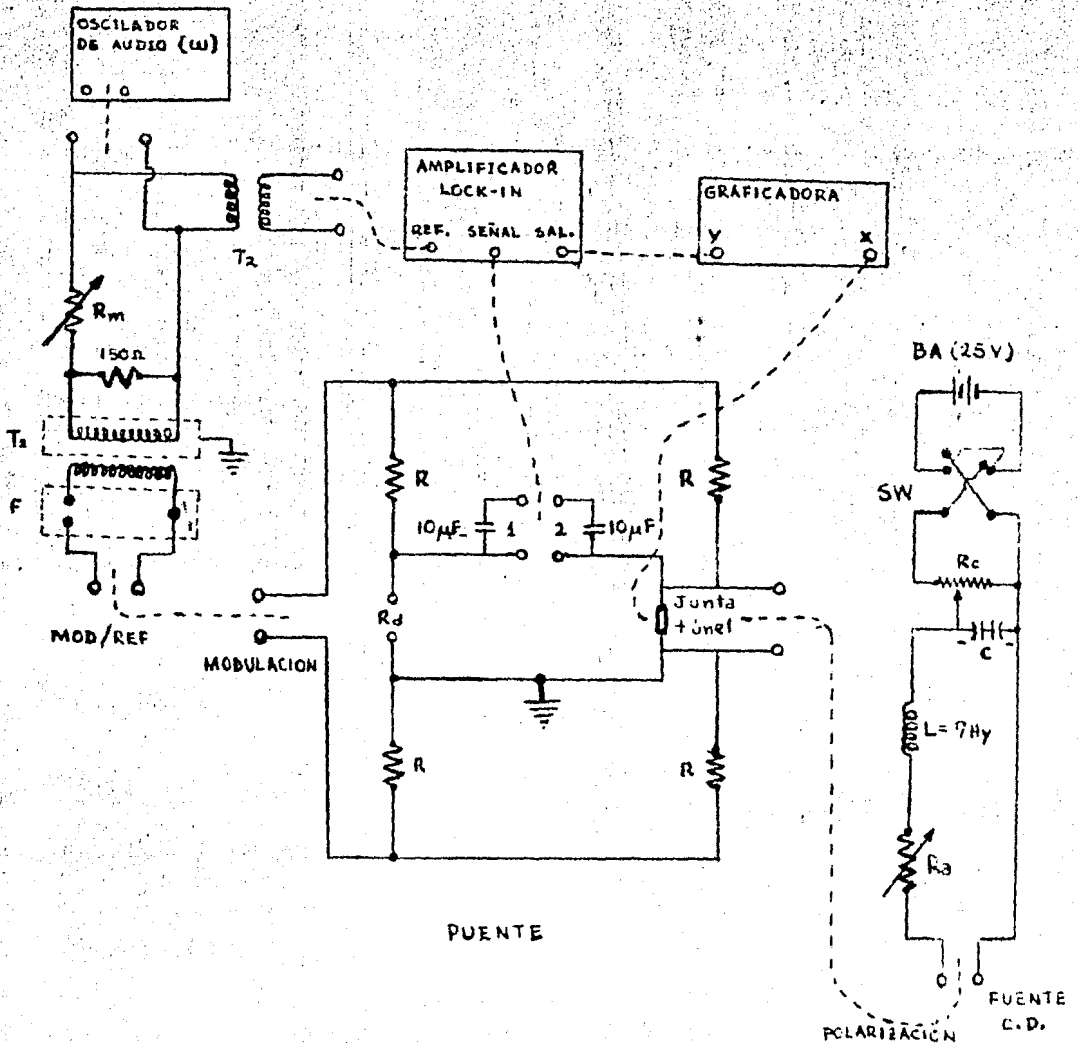


cinco cm. de espesor. SW- interruptor para invertir la polaridad y desconectar las pilas.  $R_c$ - potenciómetro para barrer la polarización; su eje lo gira un motor de velocidad variable, 1-10 vueltas/min. C- aseguran que la impedancia de la fuente de c.a. no varíe con  $R_c$ . L- limita que la modulación pase por la fuente.  $R_a$ - fija el intervalo de la polarización, dependiendo de D; de la junta, y consta de un conmutador y una cadena de resistores.

Módulo Puente. Consiste en la configuración descrita en la sección anterior pero simetrizada. Consiste de:  $R_d$ - terminal para conectar la década de resistores de  $110k\Omega$  en pasos de  $0.1\Omega$ , con precisión de 0.1%. La polarización es aplicada al conectar la fuente c.d. a dos brazos de la junta. La modulación se alimenta a través del puente, conectando la salida "Modulación" del módulo Mod/Ref a los terminales indicados. Se saca la señal de los contactos 1 y 2, directamente o a través de condensadores cuando se necesite bloquear c.d. del preamplificador del lock-in. La entrada "x" de la graficadora se conecta entre el contacto 2 y la tierra del puente para medir la polarización.

Módulo Modulación/Referencia. Alimenta el puente con la onda sinusoidal ( $\omega$ ) que proviene del oscilador de audio. Al mismo tiempo ese módulo provee la señal de referencia al amplificador.  $R_m$  - ajusta la amplitud de la modulación aplicada, que llegará a la junta túnel, y consta de una cadena de resistores en un conmutador. Los transformadores sirven para aislar mutuamente el puente, el amplificador lock-in y el oscilador de audio. f

Fig. 4 Circuito de medición empleado. Los módulos Fuente c.d., Modulación/Referencia están blindados individualmente. Las líneas interrumpidas indican los cables. Fuente c.d. :  $R_a$ -100 $\Omega$ , 500 $\Omega$ , 1K $\Omega$ , 5K $\Omega$ , 10K $\Omega$ , 100K $\Omega$ , 500K $\Omega$ , 1M $\Omega$ . C-200 $\mu$ Fd cada uno, con polaridad opuesta.  $R_c$ -5000 $\Omega$ , 10 vueltas, linealidad 0.1%. Puente: R-10K $\Omega$  ó 100K $\Omega$ , precisión de 0.1%. Mod/Ref : F-U.T.C. No. BMI-1000.  $T_1$ -transformador de puente General Radio con bobinas blindadas, No. 578-A.  $T_2$ -U.T.C. No. HA-108,  $R_m$ -10K $\Omega$ , 40K $\Omega$ , 160K $\Omega$ , 500K $\Omega$ . Amplificador Lock-in: Princeton Applied Research Corp. No. HR-8 y sus preamplificadores.



filtro pasabanda para asegurar que frecuencias ajenas a la fundamental ( $\omega$ ) no salgan al puente. La señal de referencia a  $\omega$  sale de los terminales indicados hacia el amplificador durante mediciones de  $D_1$ .

El equipo periférico al puente está constituido de los siguientes elementos:

Oscilador de Audio. Alimenta el módulo Mod/Ref con una frecuencia de aproximadamente 1000 Hz. y con una amplitud ajustable entre 0 y 20 Volts.

Amplificador Lock-in mide el potencial (r.m.s.)  $V_1$  a frecuencia  $\omega$  que se aplica al canal "señal", cuya fase se relaciona al canal "referencia". La salida (c.d.) se conecta a la entrada del eje "y" de la graficadora.

Graficadora. Gráfica en el eje "y" un voltaje proporcional a  $D_1$ , provisto por el amplificador, contra la polarización  $D_0$  en el eje "x", tomada entre el contacto 2 y la tierra del puente.

El equipo descrito se instaló en un bastidor móvil con los chasis de la graficadora y el oscilador aislados de él. El cableado es completamente blindado, de manera que los chasis de las unidades se conectan sin introducir circuitos cerrados de tierra. Además, se ha instalado en el bastidor un regulador de voltaje en serie con un transformador de aislamiento para alimentar el amplificador, el oscilador y la graficadora. Este sistema reduce las fluctuaciones de la línea, elimina ruido de alta frecuencia y aísla la tierra del aparato de la común. El motor para

barrer la polarización se alimenta desde afuera del bastidor.

Las pruebas realizadas durante la instalación del sistema - descrito reportaron una sensibilidad de aproximadamente dos partes en  $10^5$ .

## RESULTADOS

Distinguimos en la realización de nuestro trabajo experimental dos etapas:

I.- En la primera se obtuvieron un total de 43 series de juntas cada una; se determinó en cada caso el comportamiento de la resistencia diferencial a polarización cero en función de la rapidez de evaporación de la sobrecapa.

II.- Después de adquirir la experiencia necesaria y habiendo observado un comportamiento definido de la resistencia a polarización cero en función de la rapidez de evaporación de la sobrecapa se fabricaron otras ocho series de juntas (tres juntas en cada serie). En esta ocasión se obtuvieron las curvas de conductancia para seis de las series y se ajustó a los resultados experimentales para cada junta, por el método de mínimos cuadrados, una expresión cuadrática para la conductancia. Empleando entonces la expresión (6) del capítulo de Teoría se obtuvieron los parámetros de la pseudobarrera en función de la rapidez de evaporación de la sobrecapa.

Adicionalmente, durante el desarrollo del trabajo se hicieron algunas observaciones que aunque irrelevantes para nuestros objetivos inmediatos pueden resultar de utilidad en consideraciones relativas a las técnicas de fabricación de juntas túnel.

### EXPOSICION DE RESULTADOS:

#### ETAPA I

El total de las 43 series de juntas obtenidas en la primera

etapa de nuestro trabajo además de las 8 obtenidas en la segunda etapa, confirma en general la existencia de una correlación ---- entre la rapidez de evaporación de la sobrecapa y la resistencia de la junta a polarización cero. La correlación observada puede explicarse en términos de un modelo sencillo y plausible: los -- átomos del vapor de Plomo tendrán en promedio mayor energía cinética conforme es mayor la rapidez de evaporación, suponiendo que un átomo más energético puede penetrar con mayor facilidad la capa de óxido formada sobre el Aluminio, tendremos que para un incremento de la rapidez de evaporación el espesor efectivo de la junta formada experimentará una disminución y en consecuencia - su resistencia será menor.

Con objeto de establecer la validez del modelo propuesto se clasificaron los resultados obtenidos en cuatro grupos:

Grupo	Caracterización
A	Series de juntas cuyo comportamiento apoya el modelo.
B	Series de juntas cuyo comportamiento apoya parcialmente el modelo (3 ó 4 de las juntas en una serie mostraron la conducta esperada).
C	Series de juntas de comportamiento aleatorio -- (no se observa una correlación clara entre la - rapidez de evaporación de la sobrecapa y la resistencia de la junta).
D	Series de juntas con resistencia demasiado alta (no se pudieron medir con el circuito utilizado)

Las series del grupo D fueron fabricadas cuando aún no se - determinaban las condiciones óptimas de oxidación. Estas series-

no se pueden utilizar ni a favor ni en contra del modelo propues-  
to porque ni siquiera se pudieron medir.

Todas las series de juntas de comportamiento caótico (grupo C) tuvieron asociado un "accidente" durante la etapa de fabricación. Los "accidentes" identificados fueron los siguientes:

- Las mascarillas para la sobrecapa atoraban con el portasubestratos resbalándose y acomodándose después pero golpeando el subestratos y rayando posiblemente el óxido ya formado.

- Se observaron durante la oxidación algunas chispas (en unos casos eran verdaderos relámpagos) cerca del electrodo anodizador.

- Se ha observado que dichas chispas llevan asociada la obtención de juntas con nula o baja resistencia debido, según se cree, a perforaciones del óxido.

Se cree que las chispas durante la anodización se deben a asperezas e impurezas en los electrodos que van desapareciendo con el uso.

- En tres ocasiones tuve que abrir la campana antes de evaporar la sobrecapa para corregir desperfectos mecánicos.

La naturaleza de los "accidentes" impide que el grupo C se utilice para obtener conclusiones sobre la validez del modelo planteado. Es de notar que estas juntas fueron fabricadas en su mayoría en las primeras experiencias, cuando las asperezas del sistema de mascarillas no se habían aún limado.

De las series del grupo B, aproximadamente las dos terceras partes tuvo asociado algunos de los "accidentes" mencionados en-

que fueron dañadas una o dos de las cinco juntas en la serie. En tales series las juntas que mostraron el comportamiento esperado fueron probablemente las no dañadas. En el resto no se identificaron causas que pudieran dañar las juntas.

Finalmente, de las series que presentaban el comportamiento esperado (grupo A) dos tuvieron "accidentes" leves. Aproximadamente la mitad de este grupo correspondió a las últimas evaporaciones que se hicieron (entonces habíamos logrado un control adecuado de la técnica y prácticamente no teníamos "accidentes"). Una observación importante es que todas las series de juntas obtenidas en la segunda etapa caen dentro de esta clasificación.

La información arriba detallada se resume en el cuadro que presentamos a continuación y los resultados para las series de juntas del grupo A se muestran en las gráficas 1 y 2 .

<u>Series de juntas</u>	<u>Grupo A</u>	<u>Grupo B</u>	<u>Grupo C</u>	<u>Grupo D</u>
<b>ETAPA I:</b>				
De la 1 a la 15	4	4	5	2
De la 16 a la 30	4	7	1	3
De la 31 a la 43	6	5	2	0
<b>ETAPA II</b>	8	0	0	0
<b>TOTAL</b>	<b>22</b>	<b>16</b>	<b>8</b>	<b>5</b>
<b>Series de Juntas con "accidentes"</b>	<b>2(9.1%)</b>	<b>10(62.5%)</b>	<b>8(100%)</b>	<b>1(20%)</b>

Se observa de las gráficas 1 y 2 que no hay una correspondencia uno a uno entre el tiempo que dura la evaporación de la sobrecapa y la resistencia de las juntas en una misma serie. Aún



así el comportamiento esperado se observa claramente.

La falta de correspondencia unívoca mencionada podría explicarse si introducimos la posibilidad de un recocido de la junta después de su formación. Obsérvese que en general hay una tendencia al aumento de la resistencia con el envejecimiento de la junta.

Por otro lado es importante notar que el comportamiento observado se dá en juntas entre 20 y 20K ohms.

## ETAPA II

Con la experiencia adquirida y las observaciones comentadas pasamos a la segunda etapa de nuestro trabajo consistente en la obtención de las gráficas de conductancia y de los parámetros de la barrera para seis series de tres juntas cada una (se obtuvieron otras dos series que no se graficaron pero que mostraron polarización cero la misma conducta que el resto).

Las series de juntas obtenidas en esta ocasión mostraron todas el comportamiento esperado en función de la rapidez de evaporación.

La forma típica de las gráficas de conductancia se ilustra en las gráficas 3, 4 y 5 obtenidas para cada una de las series.- Los parámetros de la barrera para cada una de las juntas y algunos datos relevantes se dán a continuación en forma tabulada.

t - tiempo de evaporación de la sobrecapa (1000 Å)  
R(O) - resistencia diferencial a polarización cero

Serie I

No.	t(seg.)	R(O) ( $\Omega$ )	d(Å)	$\bar{\psi}$ (eV)	$\Delta\psi$ (eV)	$\psi_{a1}$ (eV)	$\psi_{p1}$ (eV)
1	11.8	12.3	13.45	2.03	0.87	1.60	2.47
2	23.7	21.6	13.56	2.11	0.98	1.62	2.60
3	64.5	27.7	13.65	2.13	0.99	1.64	2.63

Serie II

No.	t(Seg.)	R(O) ( $\Omega$ )	d(Å)	$\bar{\psi}$ (eV)	$\Delta\psi$ (eV)	$\psi_{a1}$ (eV)	$\psi_{p1}$ (eV)
1	11.7	335	12.87	3.10	3.42	1.39	4.81
2	29.7	623	13.04	3.17	3.77	1.34	5.01
3	125.9	1275	13.65	3.05	3.91	1.10	5.01

Serie III

No.	t(seg.)	R(O) ( $\Omega$ )	d(Å)	$\bar{\psi}$ (eV)	$\Delta\psi$ (eV)	$\psi_{a1}$ (eV)	$\psi_{p1}$ (eV)
1	11.7	137	12.28	3.14	3.06	1.61	4.67
2	46.5	276	12.57	3.19	3.28	1.55	4.83
3	124.1	382	12.61	3.26	3.33	1.60	4.93

Serie IV

No.	t(seg.)	R(O) ( $\Omega$ )	d(Å)	$\bar{\psi}$ (eV)	$\Delta\psi$ (eV)	$\psi_{a1}$ (eV)	$\psi_{p1}$ (eV)
1	10.1	109	12.25	3.10	2.99	1.61	4.60
2	38.5	206	12.48	3.16	3.16	1.58	4.74
3	86.7	253	12.36	3.28	3.34	1.61	4.95

Serie V

No.	t(seg.)	R(O) ( $\Omega$ )	d(Å)	$\bar{\psi}$ (eV)	$\Delta\psi$ (eV)	$\psi_{a1}$ (eV)	$\psi_{p1}$ (eV)
1	10.6	83	11.88	3.23	2.77	1.85	4.62
2	44.5	136	12.01	3.30	2.98	1.81	4.79
3	139.2	156	11.99	3.35	2.93	1.89	4.82

## Serie VI

No.	t(seg.)	R(O) ( $\Omega$ )	d( $\text{\AA}$ )	$\bar{\varphi}$ (eV)	$\Delta\varphi$ (eV)	$\varphi_{a1}$ (eV)	$\varphi_{ps}$ (eV)
1	12.0	194	12.61	3.07	3.21	1.47	4.68
2	52.5	390	12.74	3.19	3.51	1.44	4.95
3	119.6	443	12.81	3.19	3.73	1.33	5.06

Encontramos en estos resultados tendencias bien definidas:

1.- En general  $\Delta\varphi$  muestra una tendencia a disminuir (excepción: Serie V) conforme aumenta la rapidez de evaporación, aún - en las series en que las juntas tenían una resistencia relativamente alta. Se notó que las juntas de mayor resistencia tenían -  $\Delta\varphi/\bar{\varphi} > 1$  y por lo tanto para ellas la aproximación parabólica de la conductancia diferencial (expresión 6) tiene menos exactitud.

2.- En los casos en que la aproximación debe tener mayor validez se determinó que  $\varphi_{ps}$  disminuye conforme disminuye el tiempo de evaporización de la sobrecapa mientras  $\varphi_{a1}$  no muestra una tendencia definida en relación al mencionado parámetro. Se observa que  $\varphi_{a1}$  es prácticamente constante en cada serie de juntas. Además, en la totalidad de las juntas restantes (salvo las de la Serie II) se observan variaciones en  $\varphi_{a1}$  menos marcadas que las de  $\varphi_{ps}$ .

3.-  $\bar{\varphi}$  más que d parece ser el factor más importante en la determinación de R(O). Aún así, en una serie dada existe una tendencia a disminuir d al aumentar la rapidez de evaporación.

## OBSERVACIONES COLATERALES:

Un aspecto interesante observado en las gráficas 3, 4 y 5 - es aquel mostrado por la flecha como "canal inelástico". Este -

ilustra lo que según las teorías de tunelaje inelástico debía -- haber sido un salto brusco en la conductancia.

Según lo reportado por Adler<sup>(6)</sup> el canal observado (a 115 - mV) parece estar asociado con modos vibracionales de Hidróxido - de Aluminio de la capa de óxido. Sin embargo, estudios más re--- cientes muestran que el canal es debido a fonones de la capa de óxido<sup>(9)</sup> . Hubiese sido deseable obtener la derivada de dicha cur pero el ruido que se tenía no nos lo permitió. El deseo de ob tener algún indicio sobre el efecto que pudiera tener la rapidez de evaporación sobre la intensidad de los "picos" inelásticos en las curvas de  $dG/dV$  nos llevó a buscar una amplificación de las curvas obtenidas. Las amplificaciones se muestran en las gráfi-- cas 6, 7 y 8.

Observamos en las gráficas amplificadas que parece haber -- una tendencia al aumento de la intensidad del pico en  $dG/dV$  con la rapidez de evaporación. Esto lo podemos estimar obteniendo -- una aproximación del salto en la resistencia diferencial,  $\Delta R$ , co mo se observa en la gráfica y normalizando por la resistencia co rrespondiente a la curva que se obtendría en el caso de no haber el efecto inelástico. Los resultados se muestran a continuación.

Serie IV

Junta NO.	$\Delta R(\Omega)$	$R(\Omega)$	$\Delta R/R \times 100$	t(seg.)
1	0.15	107.2	0.14	10.1
2	0.27	203.8	0.13	38.5
3	0.31	250.3	0.12	86.7

↑ rapidez de evaporación

Voltaje a que ocurre la apertura del canal inelástico:

115 mV.

Aquí  $\Delta R$  es la estimación del salto teórico en la resistencia diferencial (o área bajo la curva del pico en  $dG/dV$ ) y  $R$  es la resistencia que presentaría la junta si no hubiese salto a 115 mV.,  $t$  es el tiempo que duró la evaporación.

Con las estimaciones hechas podemos notar que parece haber un incremento de la intensidad del pico en  $dG/dV$  conforme aumenta la rapidez de evaporación. Esta observación queda planteada solo como un indicio para motivar investigaciones posteriores. (Debe notarse que Magno, Konkin y Adler<sup>(15)</sup> reportaron un incremento en la intensidad de picos inelásticos conforme aumenta la resistencia de la junta).

Además del comentario hecho con relación al canal inelástico observado se hicieron las siguientes anotaciones:

1.- Se encontró que al producirse la descarga eléctrica durante la oxidación la presión en el interior de la campana subía de  $10 \times 10^{-3}$  torr. a aproximadamente  $13 \times 10^{-3}$  torr. Creemos que dicho incremento en la presión es ocasionado por el desprendimiento de gases adsorbidos en las superficies de los aditamentos interiores y de la campana debido al impacto que hacen los iones sobre dichas superficies.

2.- Se observó que el nuevo sistema de mascarillas nos permite controlar en grado suficiente el proceso de oxidación. En el transcurso del trabajo fue posible desarrollar "recetas" que

permiten la fabricación rutinaria de juntas de Aluminio-Óxido---  
Plomo con resistencias deseables.

3.- Dentro del contexto de la observación anterior se encon--  
tró que el tiempo que dura la descarga en la oxidación, cuando  
la potencia es constante, es un factor crítico en la determina--  
ción de la resistencia de las juntas (una diferencia de dos se--  
gundos en el tiempo que dura la descarga puede cambiar en un or--  
den de magnitud la resistencia de la junta). Esta observación --  
se hizo sin embargo en condiciones particulares de oxidación y--  
para una área dada de la junta por lo que se establece solo co--  
mo un comentario para motivar la continuación del estudio en --  
forma colateral a trabajos posteriores. (En relación a esta ob--  
servación debe comentarse que se piensa que el factor crítico en  
la determinación de la resistencia es la energía disipada duran--  
te la descarga).

4.- Se encontró que después de cierto tiempo (digamos una se--  
mana) de no utilizar la evaporadora, los tiempos óptimos de oxi--  
dación resultaron en juntas con resistencias mayores que las ob--  
tenidas en condiciones de utilización continua del equipo. Este  
hecho tiene probablemente conexión con un aumento en la adsor--  
ción de gases en el lapso en que éste no se utiliza.

# Capítulo III      CONCLUSIONES

## CONCLUSIONES Y DISCUSION

Empezaremos por observar que la constancia de  $\phi_{Al}$  en cada serie de juntas de la etapa II se puede asociar con el hecho de que en cada una de las juntas de una serie la capa de óxido se formó en condiciones similares. Asimismo, las juntas de la primera etapa en que se mantuvo constante la rapidez de evaporación sugieren la poca variación de los parámetros de la pseudobarrera, en particular de  $\phi_{Al}$ .

Basándonos así en la factible uniformidad de la película de óxido en cada serie de juntas tenemos que el total de los resultados nos llevan a la siguiente conclusión principal:

La rapidez de evaporación de la sobrecapa es un factor en la determinación de las características eléctricas en juntas Al-óxido-Pb. En particular, a mayor rapidez de evaporación se observa menor resistencia y asociado con ésto un menor espesor efectivo de la barrera y una disminución de su altura en la interfase Pb-óxido.

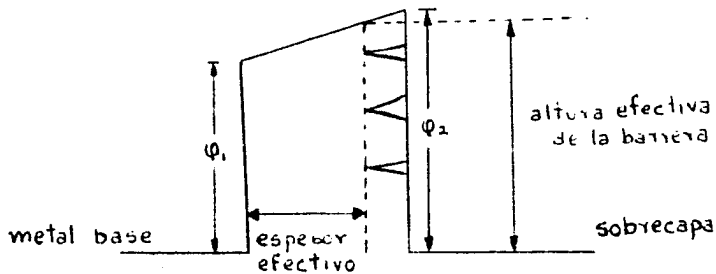
Los resultados mostrados en las gráficas 1 y 2 nos indican adicionalmente que:

En general hay una tendencia al aumento en la resistencia de una junta al transcurrir el tiempo durante la primera media hora después de formada.

Una forma de entender la correlación observada entre  $d, \phi_{Pb}$  y la rapidez de evaporación se puede dar en términos del modelo esquematizado en la siguiente figura, que como veremos después -



está íntimamente relacionado con las ideas iniciales sobre la relación entre la definición de la frontera óxido-metal y la altura correspondiente de la barrera. (Vease el Apéndice)



La figura muestra la penetración efectiva de la sobrecapa en la barrera por entradas en forma de pico (exagerados en el esquema). Estas representan un promedio sobre la longitud de los canales de penetración formados durante la evaporación de la sobrecapa.

Teniendo en cuenta la dependencia exponencial en  $d$  para la corriente de tunelaje debemos esperar que el promedio mencionado de mayor peso a valores correspondientes a canales de penetración más profundos. Sin embargo, la consideración de este mismo hecho nos dará también que la altura de la barrera en la frontera óxido-Pb que ajustará las características de conducción observadas será la correspondiente a la posición en los puntos de mayor penetración. Tendremos así que para una barrera de altura no uniforme (como la trapezoidal de la figura) una mayor penetración de la sobrecapa estará asociada con una variación de  $\phi_1$ , que

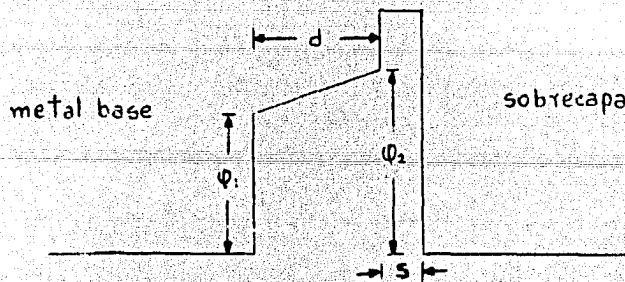
en los casos ilustrados es una disminución. Esta forma de ver - la situación nos permite fundamentar a la vez la idea de que una frontera difusa óxido-metal en una junta tendrá asociada una altura menor en comparación con una frontera bien definida. Esto se comprende si consideramos que una frontera difusa se puede -- pensar como una frontera bien definida con un gran número de entradas y considerando una variación tal de la altura de la barrera que el efecto de estas entradas es la disminución de la altura de dicha barrera en la frontera correspondiente.

En vista de que los resultados obtenidos pueden representar solo en forma cualitativa al modelo presentado para el caso de - una barrera trapezoidal se sugiere que la forma de la barrera de biera tomarse un tanto más complicada pero de altura no uniforme por lo menos. Hay sin embargo un factor que no se ha considerado hasta ahora y que complica el análisis que nos permitiría formular una forma para la barrera; éste es la posibilidad de tener - capas de impurezas absorbidas al óxido que se cubren al evaporarse la sobrecapa por la película de plomo (los tiempos típicos - de formación de una monocapa de diversas impurezas sobre una superficie son del orden de algunos segundos a una presión de ----  $10^{-6}$  torr). La importancia que sobre las características de las juntas pueden tener tales capas no se intuyó al iniciar este trabajo y en consecuencia no se tomaron precauciones para considerar el control de dicho aspecto. (aún más, de haber considerado este aspecto habiéramos sido capaces de prever la asimetría en la ba

rrera de juntas Al - Al que se discute en el apéndice).

Por lo anterior, no podemos esperar un comportamiento cuantitativo específico de nuestro modelo que concuerde con los resultados obtenidos. Aún así, el comportamiento cualitativo de los resultados refuerza la esperanza de que la idea central del modelo sea válida.

En investigaciones recientes relacionadas con las características de las curvas de conducción para juntas con capas de impurezas absorbidas entre el óxido y la sobrecapa de plomo<sup>15,17</sup> se ha empleado un modelo de la barrera que puede representar en forma más completa la situación física. El modelo referido (barrera T C) se ilustra a continuación:



En el esquema se identifica a la capa de impurezas con una sección de la barrera de forma rectangular que se adjunta en el lado de la sobrecapa al modelo utilizado en este trabajo. En base a la idea presentada por este esquema también podemos entender las características asimétricas de la conductancia en juntas Al-Al. Sin embargo, al aplicar este modelo a nuestros datos esperaríamos que las juntas cuyas sobrecapas fueron evaporadas al fi

nal dentro de una serie tuvieran valores de  $S$  mayores, aumentando así su resistencia. Ahora bien, nuestros resultados indican una reducción en el espesor efectivo de la barrera en las juntas cuyos óxidos fueron expuestos por un tiempo mayor antes de depositar la sobrecapa; estas juntas sufrieron menor recocido a temperatura ambiental por ser las últimas de la serie que se fabricaron, lo que nos haría pensar que en este trabajo el efecto de recocido en la primera media hora es más importante que el efecto de impurezas absorbidas en la barrera. Por esta razón y porque no se ha determinado si las impurezas presentes en nuestras juntas tendrían una  $\psi_3$  mayor o menor que  $\psi_1$ , no se aplicó nuestro modelo de penetración a la barrera TC.

En relación con la tendencia al aumento de la resistencia de una junta con su envejecimiento, debemos notar que estudios de recocido de juntas a temperatura ambiente realizados por Adler y Konkin<sup>(12)</sup> han reportado que para tiempos del orden de una hora la resistencia permanece constante o disminuye ligeramente, (para tiempos mayores de recocido reportan un incremento en la resistencia).

Debemos mencionar también que la rapidez de evaporación de la sobrecapa es solo uno de los factores que influyen en la penetración de la barrera; en trabajos realizados con anterioridad Handy<sup>(8)</sup> y Adler<sup>(15)</sup> han llegado a la conclusión de que el tamaño (radio atómico según Handy, radio iónico según Adler) de los átomos de la sobrecapa es el factor más importante en la pe-

netración de la barrera. Basándonos en las conclusiones obtenidas por ellos podemos esperar que para un menor tamaño de las partículas evaporadas tendremos una amplificación del efecto estudiado - en este trabajo. (Handy intentó inclusive hacer el mismo trabajo - que nosotros sin obtener resultados concluyentes).

Para finalizar queremos volver a subrayar la importancia del control completo sobre las condiciones de fabricación de una junta: la simetría geométrica de la descarga anodizadora, el cambio de mascarillas dentro de la campana y la limpieza general en el interior de ésta fueron factores primordiales en la realización - de este trabajo y lo serán en la realización de nuevas investigaciones. Aún más, el desprendimiento de gases absorbidos sobre los aditamentos en el interior de la campana, durante la anodización del Aluminio, es un elemento (no controlado por nosotros) que deberá investigarse en relación con sus efectos sobre posibles contaminaciones de la barrera. La importancia de este punto se puede apreciar en base a los modelos propuestos para estudiar juntas -- contaminadas intencionalmente (como la barrera TC) y por las comparaciones de los comportamientos predichos por modelos más o menos simples.

## APENDICE

## APENDICE

A manera de complemento a nuestro trabajo central hemos decidido presentar en este apéndice una pequeña discusión acerca de las características de juntas tunel Al-óxido Al.

Primeramente señalaremos que a pesar de una aparente simetría del dispositivo, las curvas típicas de conductancia de juntas de Aluminio muestran una clara conducta asimétrica (gráfica-Al). La explicación de este comportamiento se debe basar en la existencia de elementos asimétricos intrínsecos a la junta, debidos al método de fabricación. En términos del modelo propuesto por B.D.R.<sup>[2]</sup> el desplazamiento del mínimo de conductancia se asocia con valores de  $\Delta\psi$  diferentes de cero.

La idea más aceptada hasta la fecha para explicar el mencionado comportamiento se basa en la suposición de que las dos fronteras óxido-metal son esencialmente diferentes, siendo la diferencia una consecuencia de la escasa definición espacial de la frontera asociada con la película base de la junta y la clara definición de la frontera asociada con la sobrecapa. Supuestamente, el proceso de oxidación de una superficie debe ser tal que la capa de óxido formada durante las primeras etapas del proceso, cuando el espesor de la región de oxidación es de sólo unos cuantos diámetros moleculares, está formada en sus capas más profundas tanto por moléculas del óxido como por átomos del metal.

En base a la idea expuesta; ¿como esperaríamos que se reflejara la situación planteada sobre las características de la ba--

rrera efectiva que observan los electrones al pasar de un lado a otro de ésta?

Se planteó al iniciar este trabajo que la frontera difusa de la junta debía tener asociada una altura de la barrera menor que la asociada con la frontera bien definida. Este planteamiento se implementó en base a la idea intuitiva de que la frontera difusa debía combinar las propiedades de los dos materiales que la forman, en este caso un metal (conductor) y un dieléctrico. En esta forma, el potencial efectivo visto por los electrones debía variar suavemente al pasar de la película base de la junta al óxido, resultando una altura efectiva de la pseudobarrera B.D.R. menor que la asociada con el salto brusco que "sienten" los electrones al pasar del óxido a la sobrecapa.

En el capítulo de conclusiones se discute una hipótesis adicional que puede explicar la asimetría en juntas de Aluminio. En esa sección discutimos la posibilidad de contaminación de la junta en la región localizada entre el óxido y la sobrecapa. Creemos que esta hipótesis puede ser confirmada en forma sencilla utilizando las técnicas de tunelaje inelástico, pero hasta la fecha no se han realizado en juntas de Al/Al estudios sobre el efecto que tiene una contaminación de la barrera en  $\Delta\phi$ .

La idea de incluir este apéndice sobre juntas de Aluminio en este trabajo está motivada por la conexión que puede haber entre los efectos de penetración de la barrera por la sobrecapa de una junta y la primera de las hipótesis propuestas para expli



car la asimetría de dichas juntas. Tal conexión se establece cuando pensamos que al penetrar la sobrecapa la película de óxido se produce en cierta forma una frontera difusa óxido-sobrecapa. Esto nos lleva a pensar que una prueba deseable de la proposición hecha se debía obtener estudiando los posibles efectos que la penetración de la sobrecapa pudiera tener sobre las características de juntas de Aluminio, sin embargo, como mencionamos en la introducción, la fabricación de estas juntas con el control requerido en la evaporación representa algunas dificultades.

Para evaporar Aluminio es necesario utilizar filamentos de Tungsteno. (El Aluminio forma fácilmente aleaciones con los materiales de alto punto de fusión que se utilizan para evaporar diversos metales, aún con el Tungsteno aunque en menor grado si se utiliza en forma de filamento).

La cantidad de Aluminio que se puede evaporar de dichos filamentos es relativamente poca y dado que el metal se tiene que adherir primero a su superficie para ser evaporado, es fácil que antes de hacerlo caiga parte del Aluminio que se quisiera evaporar disminuyendo así la cantidad del metal que se evapora. Estos problemas fueron los que nos impidieron lograr el control indispensable en la evaporación.

A pesar de los problemas comentados se intentó evaporar el Aluminio en forma controlada. Aunque no alcanzamos nuestro objetivo se pudieron fabricar dos juntas a las que se pudo asociar en forma apreciativa una rapidez de evaporación. Las curvas obteni-

das se muestran en la gráfica A2 y los valores correspondientes para los parámetros de la pseudobarrera se dan a continuación:

Junta	r	R(O) ( $\Omega$ )	$\phi_b$ (eV)	$\phi_s$ (eV)	d ( $\text{\AA}$ )
1	mayor	39	1.23	2.16	15.39
2	menor	60	1.25	2.18	15.64

donde:

$\phi_b$  - altura de la pseudobarrera en la frontera metal base - óxido

$\phi_s$  - altura de la pseudobarrera en la frontera óxido-sobrecapa.

R(O) - resistencia diferencial a polarización cero de la junta. r -

apreciación de la rapidez de evaporación basada en la potencia -

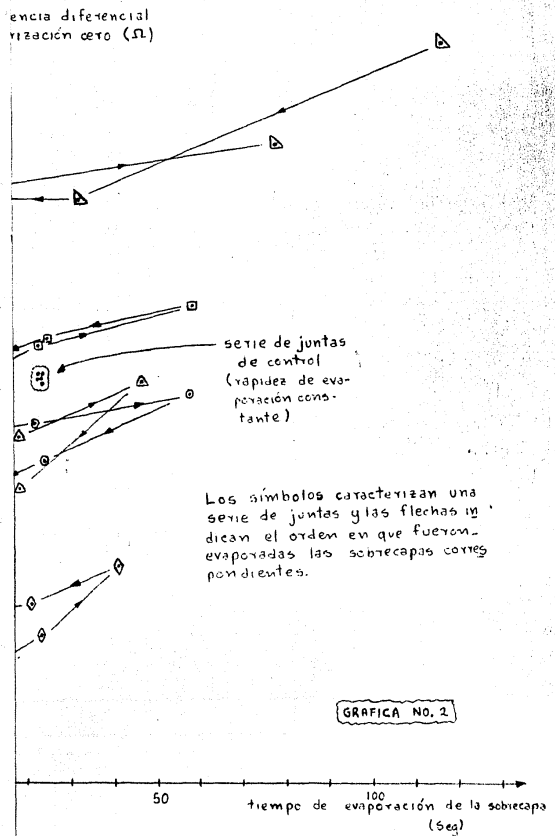
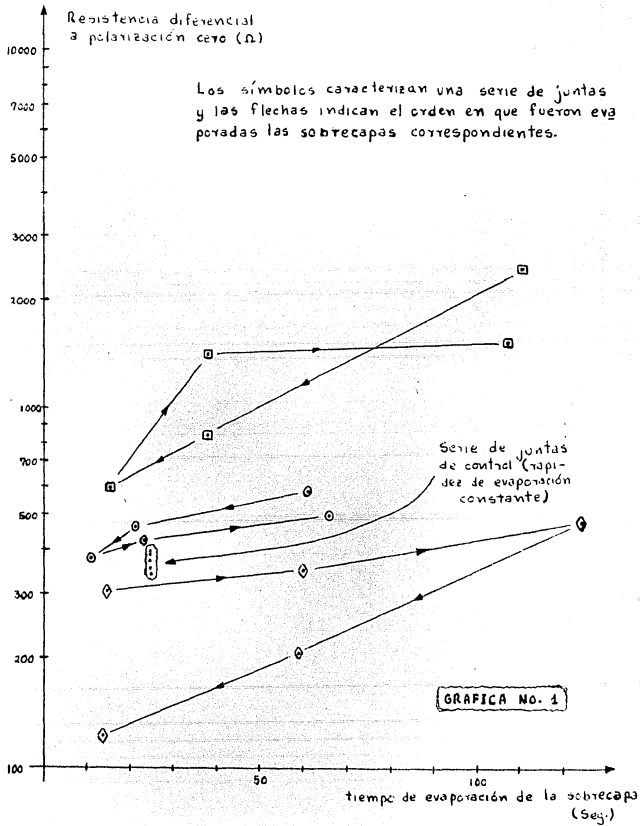
disipada en el filamento durante la evaporación.

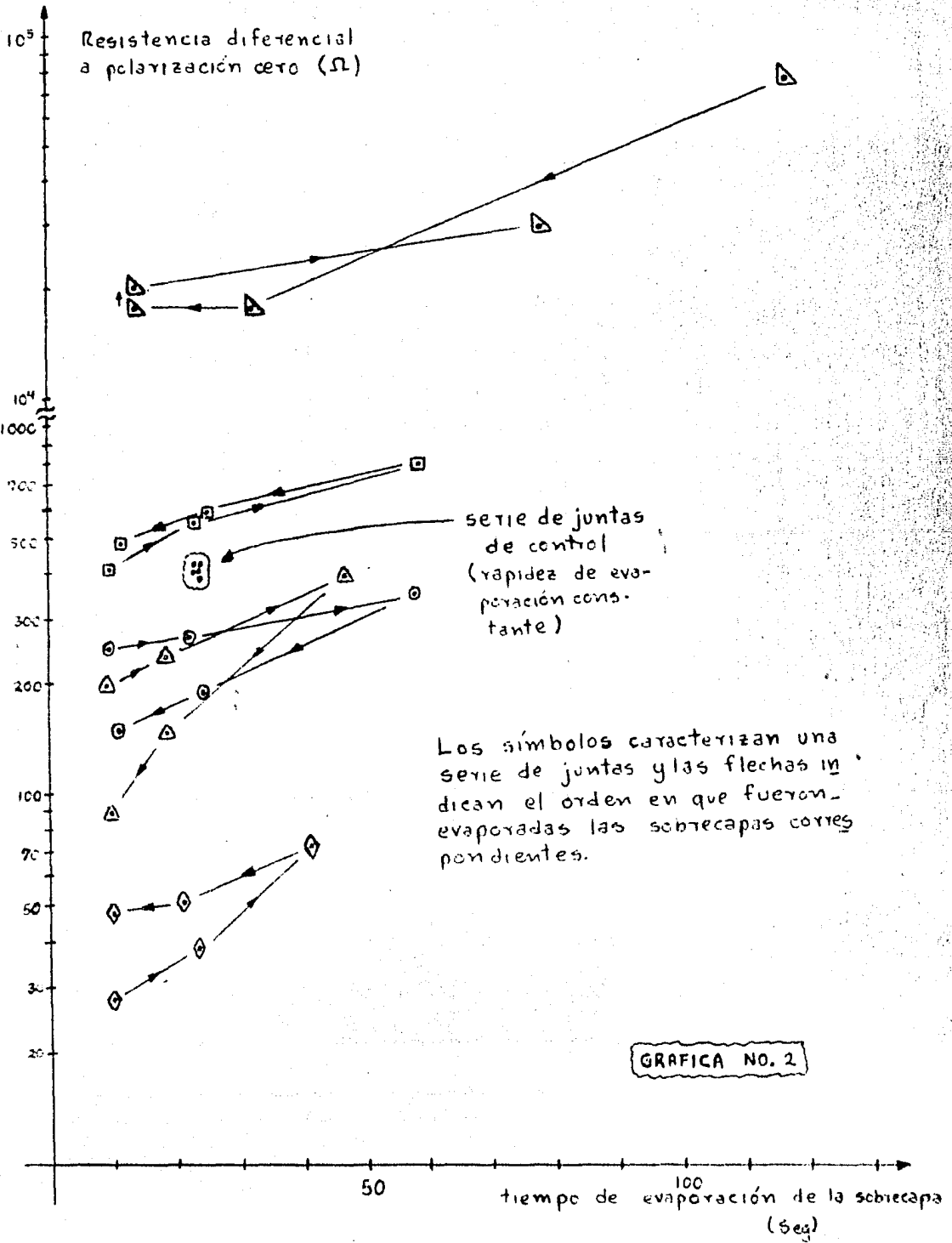
Se observa que aunque los resultados muestran una ligera --  
tendencia en la línea de la proposición hecha:

mayor  $\rightarrow$  frontera menos definida  $\rightarrow$  menor  $\phi_s$

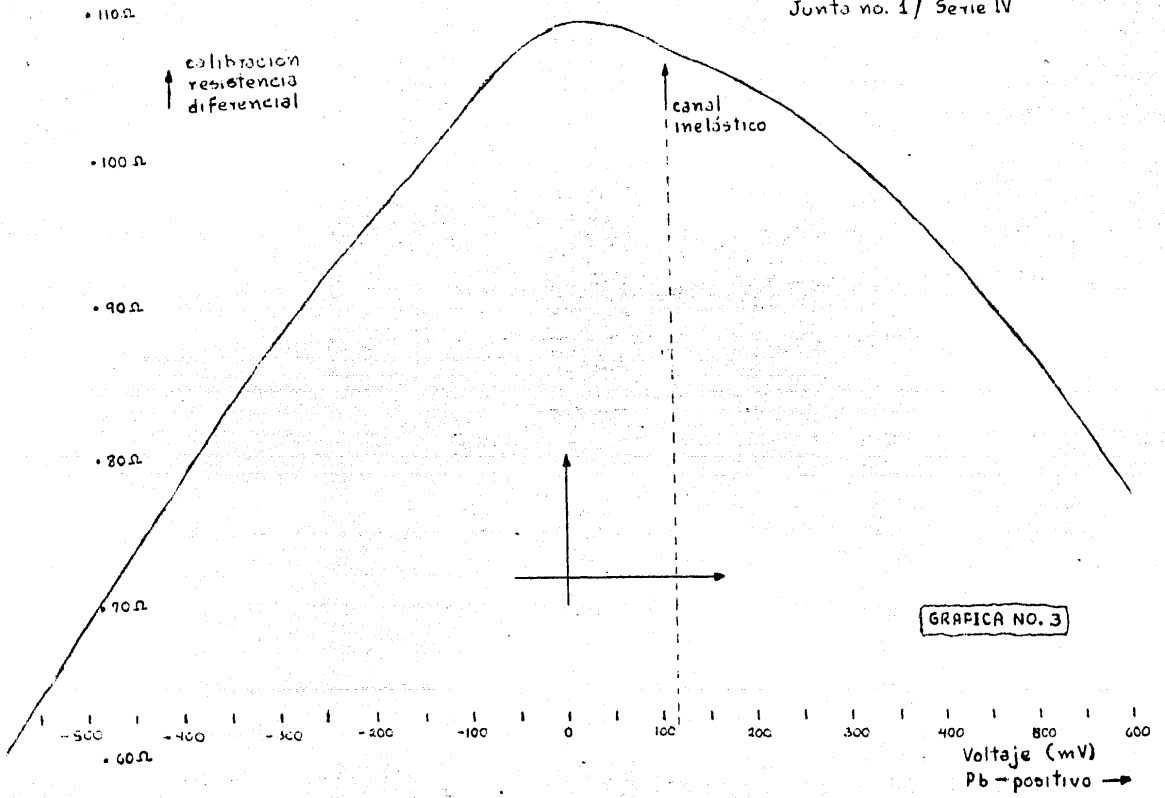
La variación encontrada no es suficiente para mostrar un --  
efecto claro. Se observa que para estas juntas d también presen-  
ta la tendencia esperada.

# GRAFICAS



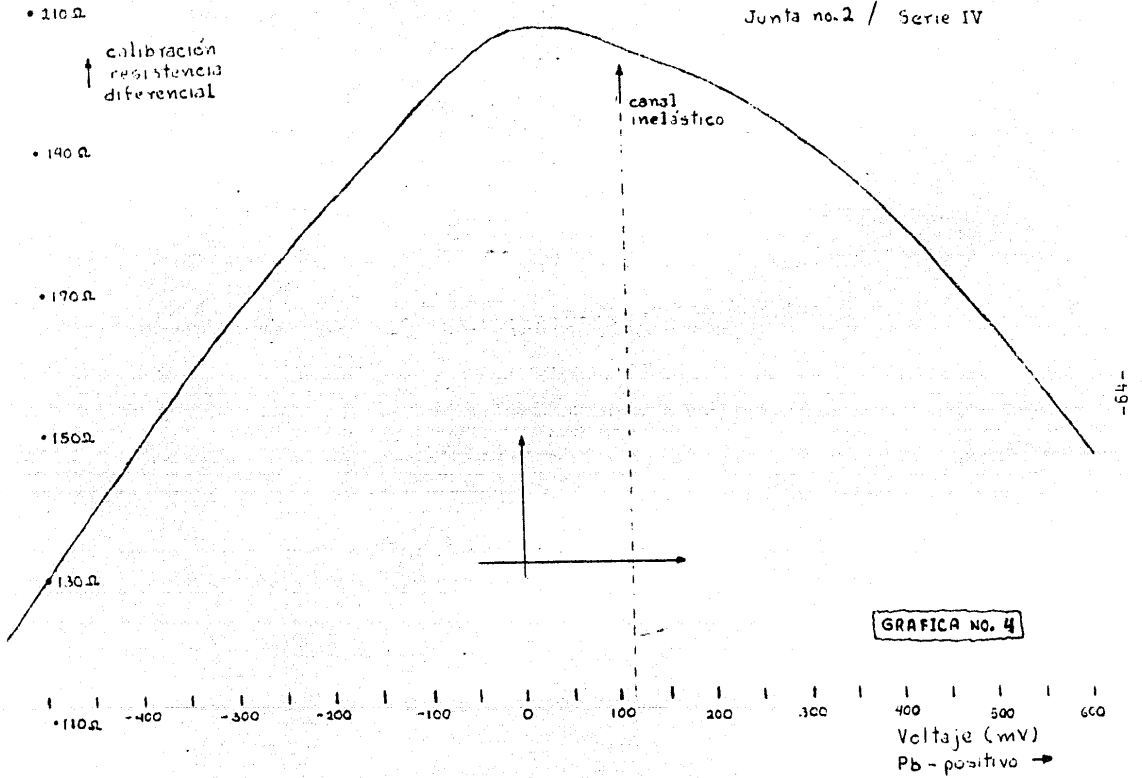


Junto no. 1 / Serie IV



GRAFICA NO. 3

Junta no.2 / Serie IV



• 260  $\Omega$

Junta no. 3 / Serie IV

↑  
calibración  
resistencia  
diferencial

• 140  $\Omega$

canal  
inelástico

• 220  $\Omega$

• 100  $\Omega$

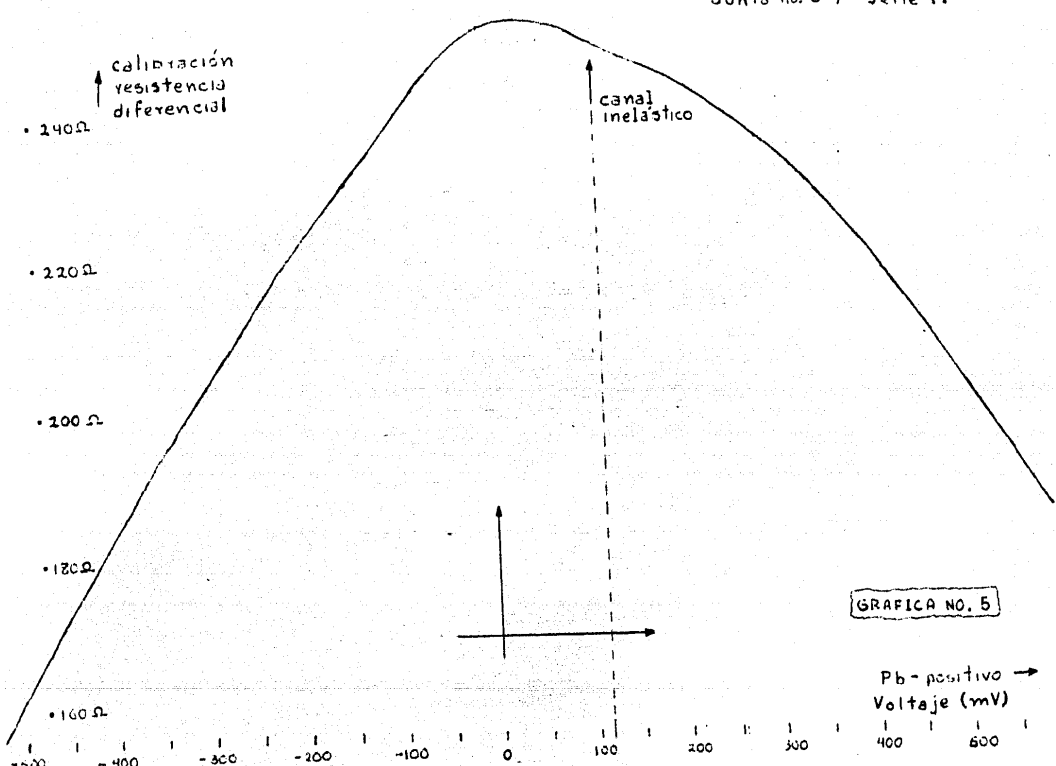
• 120  $\Omega$

• 160  $\Omega$

-500 -400 -300 -200 -100 0 100 200 300 400 500

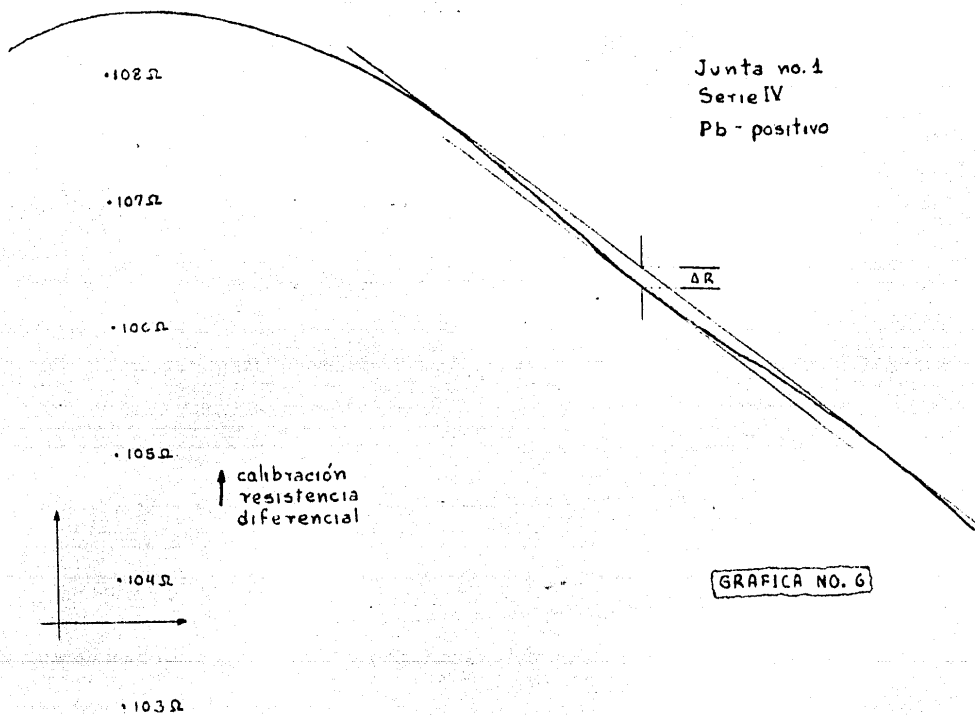
GRAFICA NO. 5

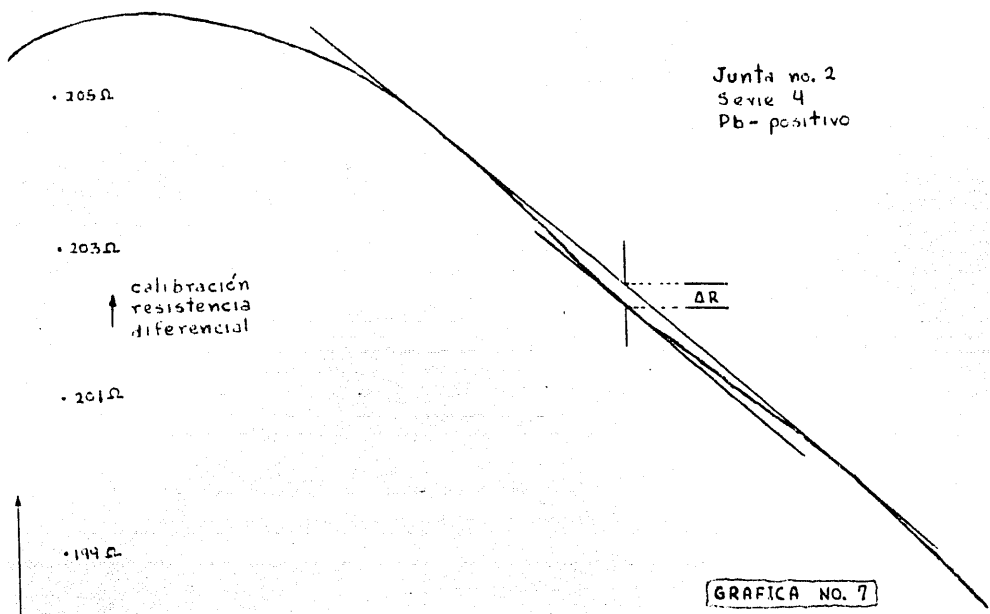
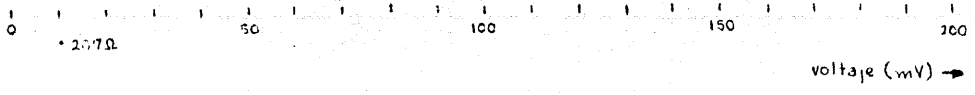
Pb - positivo →  
Voltaje (mV)





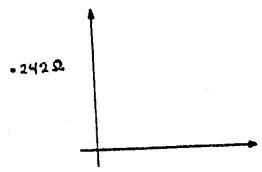
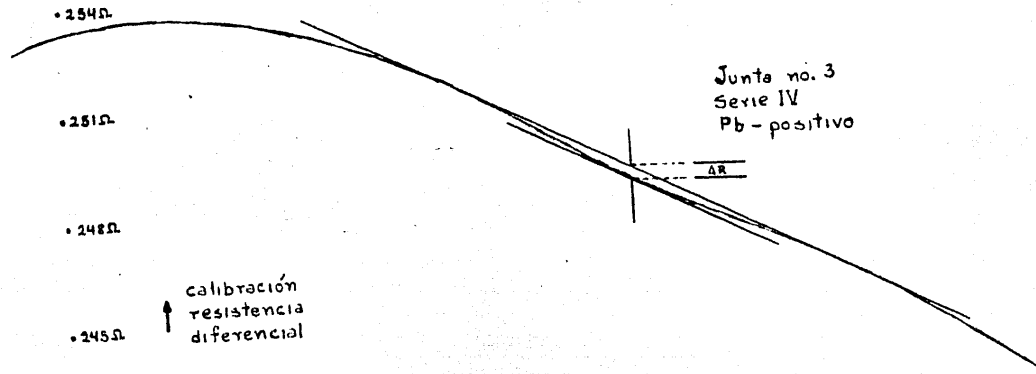
0 104  $\Omega$  50 100 150 200  
Voltaje (mV)  $\rightarrow$





GRAFICA NO. 7

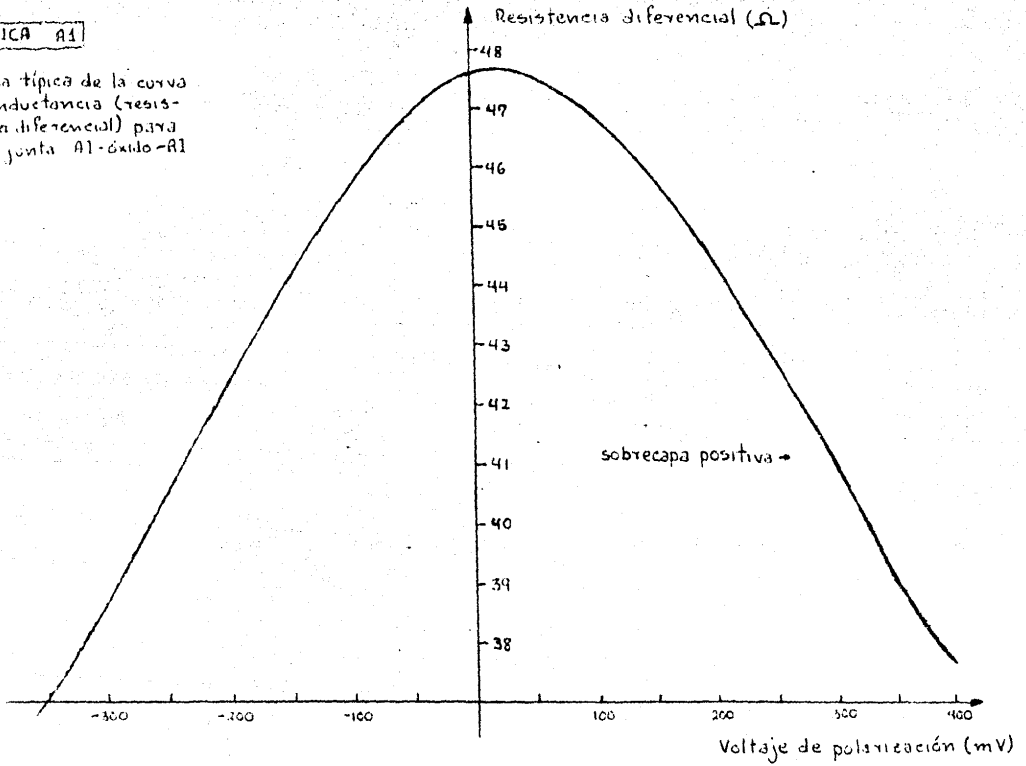
0 50 100 150 200  
Voltaje (mV) →

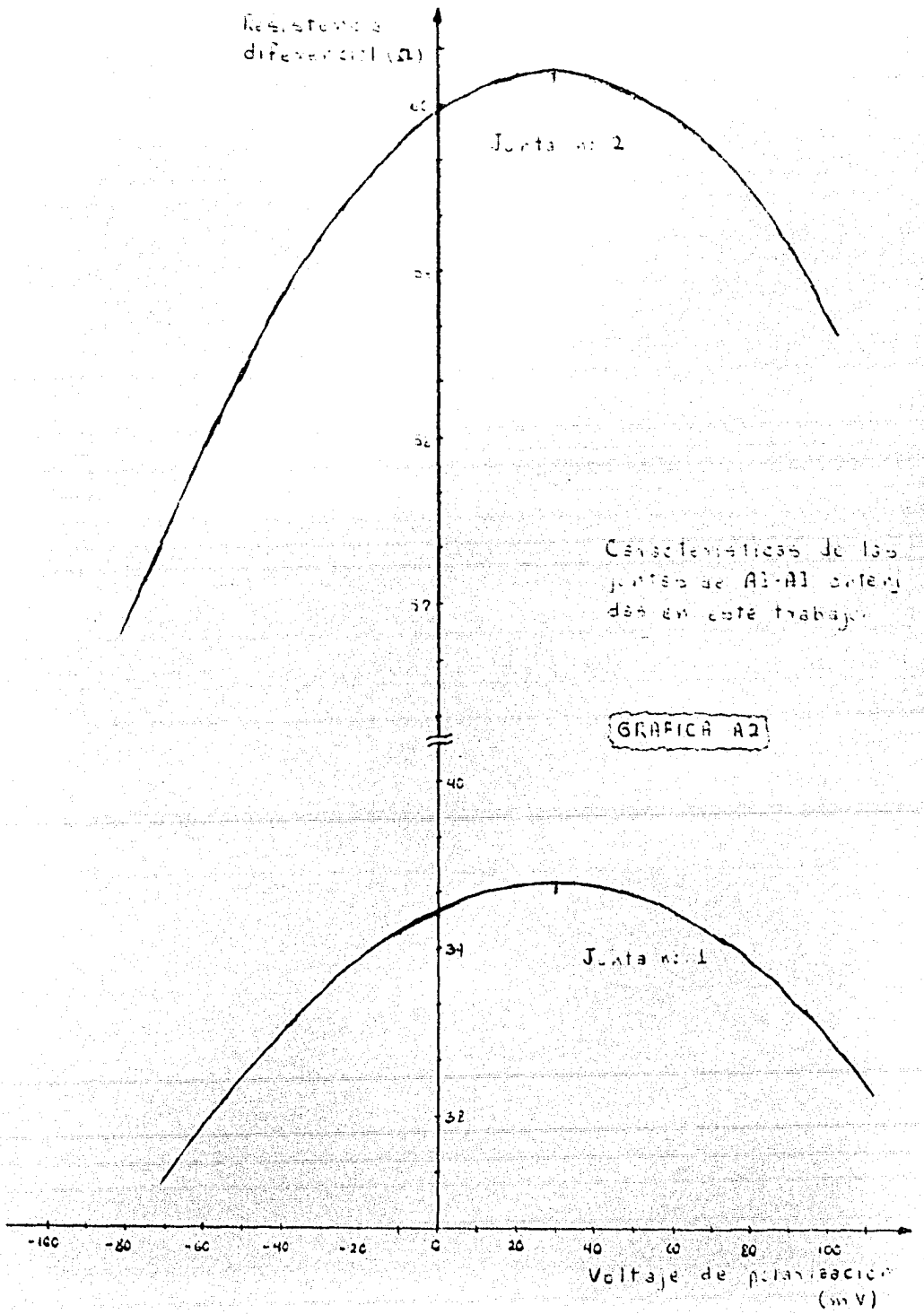


GRAFICA NO. 8

**GRÁFICA A1**

Forma típica de la curva de conductancia (resistencia diferencial) para una junta Al-óxido-Al





## REFERENCIAS

### Artículos:

- 1.- J. Bardeen, Phys. Rev. Letters, 6, 57 (1961)
- 2.- W.F. Brinkman, R.C. Dynes, J.M. Rowell, J. Appl. Phys., 41, 1915 (1970)
- 3.- L.N. Cooper, Am. J. Phys., 28, 91 (1960)
- 4.- M.D. Fiske, I. Giaever, Proc. Inst. Elect. Electronics Engrs., 52, 1155 (1964)
- 5.- R.B. Floyd, D.G. Walmsley, J. Phys. C, 11, 4601 (1978)
- 6.- A.L. Geiger, B.S. Chandrasekhar, J.G. Adler, Phys. Rev., 188, 1130 (1969)
- 7.- I. Giaever, H.R. Hart Jr., K. Megerle, Phys. Rev., 126, 941 (1962)
- 8.- R.M. Handy Phys. Rev., 126, 1968 (1962)
- 9.- P.K. Hansma, Phys. Rev. (Section C of Phys. Letters), 30, 145 (1977)
- 10.- W.A. Harrison, Phys. Rev., 123, 85 (1961)
- 11.- J.L. Heiras, H. Mejía, T.A. Will, Bol. Soc. Mex. Fís., 4, 26 (1974)
- 12.- M.K. Konkin, J.G. Adler, enviado a J. Appl. Phys. para publicación
- 13.- R. Magno, J.G. Adler, Surface Sci., 77, L250 (1978)
- 14.- R. Magno, J.G. Adler, Phys. Rev. B, 13, 2262 (1976)
- 15.- R. Magno, M.K. Konkin, J.G. Adler, Surface Sci., 69, 437 (1977)
- 16.- W.L. McMillan, J.M. Rowell, Phys. Rev. Letters, 14, 108 (1965)
- 17.- M.F. Muldoon, R.A. Dragoset, R.V. Coleman, Phys. Rev. B, 20, 416 (1979)
- 18.- D.J. Scalapino, J.R. Schrieffer, J.M. Wilkins, Phys. Rev., 148, 263 (1966)
- 19.- J.G. Simmons, J. Appl. Phys. 34, 1793 (1963)
- 20.- J.G. Simmons, J. Appl. Phys. 34, 2581 (1963)
- 21.- A.W. B. Taylor, Contemp. Phys., 9, 549 (1968)
- 22.- T.A. Will, J.L. Heiras, Rev. Mex. Fís. 23, FA39 (1974)

### Libros:

- 23.- A.S. Davydov, Quantum Mechanics (Neo Press, Peaks Island, 1969) Secs. 26 y 108
- 24.- L. De la Peña, Intr. a la Mecánica Cuántica (C.E.C.S.A., México, 1979) Cap. 7

- 25.- C.B. Duke, Tunneling in Solids (Academic Press, New York, 1969)
- 26.- S. Gasirowicz Quantum Physics (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1974) Cap. 5-D
- 27.- E.D. Kaufman, Advanced Concepts in Physical Chemistry (Mc Graw Hill Kogakusha, Tokyo, 1966).
- 28.- C. Kittel, Introd. to Solid State Physics (John Wiley and Sons Inc., New York, 1971) Caps. 7,8
- 29.- E.A. Moelwyn-Hughes, Physical Chemistry (Pergamon Press, London, 1964) p. 1178
- 30.- L. Solymar, Superconductive Tunneling and Applications (Chapman and Hall L.T.D., London, 1972)