

FACULTAD DE CIENCIAS
U. N. A. M.

24-34

TESIS

PARA OBTENER EL GRADO DE LICENCIADO EN
CIENCIAS (F I S I C A)

JUNTAS TUNEL LUMINOSAS

DOROTEO MENDOZA LÓPEZ

DIRECTOR DE TESIS: DR. JESUS L. HEIRAS A.



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

PROLOGO

Desde mi punto de vista, la realización de una Tesis de Licenciatura debe ser una introducción a la investigación científica; sea ésta teórica ó experimental. Entonces más que desarrollar trabajos originales (aunque si se hace es mucho mejor), la etapa del desarrollo de la Tesis se debe tomar como un entrenamiento para realizar investigaciones posteriores. Así, estimo que la importancia del presente trabajo radica, más que en el propio tema desarrollado, en las consecuencias que trajo el haber investigado sobre dicho tema. Algunas consecuencias son puramente personales; como el aprender a buscar información bibliográfica ó el haberse familiarizado con el manejo de equipo en el laboratorio. El otro tipo de consecuencias, las cuales creo son más importantes, son el hallazgo de algunos hechos (ó fenómenos) durante el trabajo realizado en el laboratorio. Dos de estos hechos son, por ejemplo, la construcción de un "transistor túnel" y el haber encontrado lo que parece ser un nuevo efecto: "Inducción de voltaje en dispositivos metal-óxido-metal por depositación de moléculas polares". En el epílogo de este trabajo se describe con un poco más de detalle tales cuestiones.

Para terminar este prólogo deseo agradecer al Dr. Jesús Heiras por la dirección en el desarrollo de esta Tesis, ayudándome en todo aquello que estaba a su alcance. También agradezco al Dr. Rubén Barrera, al Dr. Víctor M. Chapela y al Dr. Luis Mochán sus útiles sugerencias y, sobre todo, el interés que mostraron al platicar conmigo. Agradezco especialmente al M. en C. Miguel A. Ocampo la gran ayuda que me brindó siempre que la necesité. Agradezco también al Dr. P.K. Hansma su gran interés y colaboración para el desarrollo de esta Tesis. Finalmente agradezco al personal del Instituto de Investigaciones en Materiales el haber hecho posible la realización de esta Tesis, principalmente al Dr. Guillermo Aguilar S., Director de dicho Instituto, por el interés que mostró para la realización de esta Tesis.

I N D I C E

	PAGINA
PROLOGO	
INTRODUCCION	I
PRIMERA PARTE: Antecedentes teóricos y experimentales sobre plasmones	
CAPITULO I: LOS PLASMONES	1
I.1 Plasmones volumétricos	1
I.2 Plasmones suerficiales	5
I.2.1 Interfase plana	6
I.2.2 Interfase esférica	11
I.3 Evidencia experimental sobre los plasmones	12
CAPITULO II: CONEXION ENTRE EL TUNELAJE ELECTRONICO Y LOS PLASMONES	14
II.1 Excitación de plasmones	14
II.2 Tunelaje electrónico	15
II.2.1 Modelo de la barrera trapezoidal	16
II.3 Juntas túnel luminosas	18
II.3.1 Interfases rugosas	18
II.3.2 Partículas metálicas	21
SEGUNDA PARTE: Experimentación	
OBJETIVO DEL TRABAJO DE LABORATORIO	24
CAPITULO III: DESCRIPCION GENERAL DEL METODO DE FABRICACION DE UNA JUNTA TUNEL	25
CAPITULO IV: FABRICACION DE JUNTAS TUNEL LUMINOSAS	28
IV.1 Partículas metálicas entre el óxido y el contraelec- trodo (partículas obtenidas a partir de la formación de una película delgada)	28
IV.2 Partículas metálicas inmersas en un dieléctrico	32
IV.3 Evaporación sobre sustrato frío	34
IV.4 Formación de interfases rugosas por penetración de átomos en el óxido	37
IV.5 Formación de partículas metálicas por evaporación en atmósfera de argón. Característica I Vs V de una jun- ta túnel luminosa	38
CAPITULO V: CONCLUSIONES	44
EPILOGO	
REFERENCIAS	

I N T R O D U C C I Ó N

En los últimos años ha cobrado gran importancia el uso de unos dispositivos de estado sólido llamados JUNTAS TÚNEL, principalmente en la espectroscopía electrónica. Tales dispositivos usan como principio fundamental de funcionamiento un fenómeno netamente cuántico: El efecto túnel. Las juntas túnel consisten esencialmente de tres películas delgadas superpuestas en el orden metal-óxido-metal. Al aplicar un voltaje entre los dos metales, los electrones atraviesan al óxido por tunelaje (ésto si el óxido es lo suficientemente delgado -menor de 30Å-). En el presente trabajo se hace uso constante de las juntas túnel: Los electrones que atraviesan al óxido por tunelaje se usan para excitar plasmones en uno de los metales. El objetivo que se persigue en este trabajo es el de hacer que los plasmones decaigan radiativamente, emitiendo luz. Para lograr que una junta túnel emita luz hay que usar algunos artificios, tales como hacer rugosa una de las interfases óxido-metal ó introducir pequeñas partículas metálicas en la vecindad de dicha interfase. A las juntas que emiten luz se les denomina JUNTAS TUNEL LUMINOSAS.

El presente trabajo trata de hacer un estudio muy general de las características que debe poseer una junta túnel luminosa y de la fabricación en el laboratorio de algunos tipos especiales de ellas. Para ésto, el trabajo se divide en dos partes. La primera parte consta de dos capítulos. En el capítulo I se estudian las características generales de los plasmones en los sólidos, particularizando en el efecto que tiene el introducir interfases en el plasma; encontrándose la relación de dispersión para la interfase plana y las frecuencias de oscilación del plasma para una esfera metálica en el límite de no retardamiento. En el capítulo II se estudia la conexión entre el tunelaje electrónico y los plasmones, mostrándose la ventaja de usar las juntas túnel para estudiar plasmones en los sólidos; se ve también que el hacer rugosa la interfase óxido-contraelectrodo aumenta la posibilidad de acoplar a los plasmones con la radiación electromagnética, y con ésto, la eficiencia de las juntas túnel aumenta.

La segunda parte de la tesis está relacionada con el trabajo experimental y consta de los capítulos III y IV. En el capítulo III se

describe la forma general de fabricación de una junta túnel. En el capítulo IV está concentrada la parte medular de esta tesis; en este capítulo se describen cinco tipos diferentes de juntas túnel luminosas que fueron elaboradas en el laboratorio (cuatro de los cinco tipos son propuestas por el autor). Finalmente, en el capítulo V se exponen conclusiones generales relacionadas con el tema de la tesis.

Como una parte importante del presente trabajo se presenta en el epílogo algunas consecuencias que trajo la realización de esta tesis. En él se exponen posibles caminos a seguir para posteriores investigaciones no relacionadas con el tema central de la tesis, pero sí como consecuencia de dicho trabajo.

PRIMERA PARTE

ANTECEDENTES TEORICOS
Y EXPERIMENTALES SOBRE
PLASMONES

CAPITULO I:LOS PLASMONES

En este capítulo se hará una revisión general de los aspectos relacionados con las oscilaciones del plasma (plasmones) dentro de un sólido conductor. Se verá que si el plasma está limitado por un dieléctrico entonces aparecen frecuencias de resonancia características del tipo de interfase plasma-dieléctrico. Concretamente, se analizará la interfase plana y la interfase esférica (partículas metálicas esféricas).

I.1 Plasmones volumétricos

Para nuestros propósitos entenderemos como plasma a un conjunto de partículas cargadas, positiva y negativamente (e inclusive partículas neutras); donde por lo menos uno de los dos tipos de partículas cargadas sea móvil y el sistema en su totalidad es neutro. Según el concepto anterior un conductor metálico sólido puede comportarse como un plasma: El conductor es neutro en su totalidad, los iones positivos están prácticamente fijos pero los electrones de conducción se mueven con facilidad dentro del material. De ésta forma, el conductor puede ser visualizado como un fondo positivo fijo y una nube electrónica móvil. En una primera aproximación se considera que las densidades de carga son continuas.

Ahora supongamos que por medio de un agente externo se provoca una perturbación local en la densidad de carga del conductor; habrá regiones con exceso de carga positiva y regiones con exceso de carga negativa. Por el carácter de las fuerzas eléctricas, los electrones son atraídos por los iones positivos y eventualmente el sistema tenderá al estado de equilibrio eléctrico. Esto es; si localmente se provoca una perturbación en la densidad de carga (la cual, en nuestro modelo, es inicialmente cero) entonces

Los campos eléctricos generados proporcionarán la fuerza entre iones y electrones que hacen tender al sistema nuevamente al equilibrio. Pero como los electrones poseen inercia mecánica, debida a su masa, ésto hace que los electrones en su movimiento hacia su posición inicial prosigan su movimiento y la región queda nuevamente fuera del equilibrio eléctrico. Aparecen fuerzas de restitución y el proceso se repite. En pocas palabras: Una perturbación local en la densidad de carga puede dar lugar a oscilaciones en la densidad de carga de la nube electrónica. Podemos saber cuál es la frecuencia de oscilación de las cargas para un caso sencillo de movimiento, en seguida hacemos el cálculo.

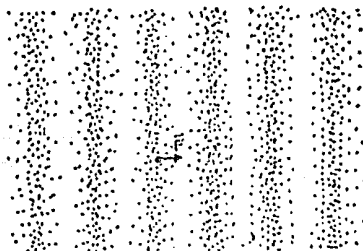


FIG 1. Una perturbación eléctrica local dentro del conductor puede dar origen a oscilaciones en la densidad de carga de la nube electrónica (el fondo blanco representa la parte positiva y las regiones oscuras representan excesos de carga negativa).

Consideremos una región dentro del plasma (conductor metálico) tal como se muestra en la FIG 1; inicialmente es neutra y después de perturbarla existen dos regiones: Una región negativa donde hay exceso de electrones y una región positiva. En este momento aparece una fuerza eléctrica que actúa entre ambas regiones. Llamemos ρ_e y ρ_p a la densidad de carga negativa y positiva respectivamente ($\rho_e = -\rho_p$), entonces la fuerza por unidad de volumen sobre los electrones está dada por $f = \rho_e E$. Usando la ley de Gauss se encuentra fácilmente que el campo eléctrico está dado por $E = 4\pi \rho_p s$, donde s es el desplazamiento de los electrones (estamos considerando movimiento en una dimensión). Por otro lado tenemos que $f = \rho_m \ddot{s}$, donde ρ_m es la densidad de masa de la nube electrónica y \ddot{s} es la aceleración que

sufren los electrones. De esta forma tenemos que $\rho_e(4\pi\rho_p s) = \rho_m \ddot{s}$, reacomodando términos tenemos finalmente,

$$(1) \quad \ddot{s} + \left(4\pi\frac{ne^2}{m}\right)s = 0$$

que corresponde exactamente a la ecuación de un oscilador armónico con frecuencia angular dada por

$$(2) \quad \omega_p = \sqrt{4\pi\frac{ne^2}{m}}$$

donde e y m son la carga y masa del electrón respectivamente y n es el número de electrones por unidad de volumen.

A ω_p se le denomina comúnmente frecuencia del plasma y a los cuantos de las oscilaciones del plasma se les llama PLASMONES⁽¹⁾; así a cada plasmón se le asocia la energía $\hbar\omega_p$.

Para encontrar la condición general que satisfacen estos modos electromagnéticos (plasmones) recurrimos a las ecuaciones de Maxwell en medios materiales no magnéticos, sin cargas ni corrientes externas;

$$(3) \quad \begin{aligned} \nabla \cdot \vec{D} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{H} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{aligned}$$

Proponemos que los campos tengan la forma

$$(4) \quad \begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \end{aligned}$$

donde \vec{k} es el vector de onda complejo y ω la frecuencia angular. Sustituyendo las ecuaciones (4) en las (3) se obtiene

$$\begin{aligned} \vec{k} \cdot \vec{D} &= (k, \omega) \vec{k} \cdot \vec{E} = 0 \\ \vec{k} \cdot \vec{H} &= 0 \\ \vec{k} \times \vec{E} &= \frac{\omega}{c} \vec{H} \\ \vec{k} \times \vec{H} &= -\frac{\omega}{c} \vec{D} = -\frac{\omega}{c} \epsilon(k, \omega) \vec{E} \end{aligned}$$

Multiplicamos vectorialmente por \vec{k} la penúltima ecuación y usamos la última ecuación para obtener una relación donde sólo aparece el campo \vec{E} :

$$(5) \quad \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(k, \omega) \vec{E}$$

De la ecuación (5) obtenemos dos posibles modos electromagnéticos

dentro del material. Si \vec{k} es paralelo a \vec{E} entonces la relación (5) se reduce a

$$(6) \quad \epsilon(k, \omega) \vec{E} = \vec{0}$$

y como estamos buscando modos electromagnéticos con $\vec{E} \neq \vec{0}$ entonces la relación (6) se satisface sólo si

$$(7) \quad \epsilon_L(k, \omega) = 0 \quad (\text{modo longitudinal}) .$$

Esto quiere decir que si existen modos electromagnéticos longitudinales dentro del material entonces deben cumplir con la condición $\epsilon_L(k, \omega) = 0$.

Por otro lado, la ecuación (5) se puede expresar de otra forma:

$$(\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{k} - k^2 \vec{E} = - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(k, \omega) \vec{E} ,$$

ahora, si \vec{k} es perpendicular a \vec{E} , entonces

$$(8) \quad \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(k, \omega) \right] \vec{E} = \vec{0} .$$

Nuevamente, si estamos buscando modos electromagnéticos con $\vec{E} \neq \vec{0}$ entonces la relación (8) se satisface, en general, cuando

$$(9) \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_T(k, \omega) \quad (\text{modos transversales}) .$$

La ecuación (9) nos da la relación de dispersión para los modos electromagnéticos transversales dentro del material.

Como una aplicación de lo que se acaba de exponer, calcularemos la frecuencia de oscilación de los modos longitudinales para un metal que tiene una función dieléctrica de tipo Drude

$$(10) \quad \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

donde ω_p es la frecuencia de plasma del metal dada por (2). Usando la condición (7) se obtiene que la frecuencia asociada a un modo de este tipo está dado por $\omega = \omega_p$.

Cuando no se usa el modelo de electrón independiente (es decir, cuando no se satisface la relación (10)) y se supone que existe interacción electrón-electrón se encuentra la siguiente relación de dispersión⁽²⁾

$$(11) \quad \omega(k) = \omega_p \left(1 + \frac{3}{10} \frac{k^2 v_F^2}{\omega_p^2} + \dots \right)$$

donde v es la velocidad de Fermi de los electrones. Se ve claro de (11) que para el caso de longitudes de onda muy grandes ($k^2 \ll \frac{\omega_p^2}{v_F^2}$) se recupera el caso $\omega(k) = \omega_p$; con esto tenemos que el cálculo que

hicimos para encontrar la frecuencia dada por (2) es válido únicamente en el caso de longitudes de onda muy grandes ($\lambda \gg \delta$). En la tabla 1 se muestran valores de la frecuencia de plasma para algunos materiales; donde, para calcularlas, se ha usado la condición general (7). Para el caso de metales alcalinos (metales cuya función dieléctrica se comporta según (10)) dicha frecuencia coincide con ω_p , donde ω_p esta dada por la expresión (2). Para el caso del Cu, Ag y Au la frecuencia del modo longitudinal se encuentra de los resultados experimentales, buscando la frecuencia para la cual la función dieléctrica se hace cero.

MATERIAL	VALOR DE $\hbar\omega_p$ (eV) MEDIDO	VALOR DE $\hbar\omega_p$ (eV) CALCULADO
Li	7.12	8.02
Na	5.71	5.95
K	3.72	4.29
Mg	10.6	10.9
Al	15.3	15.8
Cu	8	-
Ag	3.7	-
Au	5.8	-

Tabla 1. Algunos valores de la energía del plasmón ($\hbar\omega_p$). Los valores dados para el Cu, Ag y Au están tomados de los resultados experimentales de $\epsilon(\omega)$ Vs ω dados en la ref(3).

I.2 Plasmones superficiales

En la sección I.1 no se supuso nada acerca del tamaño del plasma y por consiguiente no se consideraron interfaces. Por esto a los plasmones de un plasma sin fronteras se les denomina plasmones de volumen. La situación cambia cuando aparece una interfase. Pensemos que se ha provocado una perturbación eléctrica en la vecindad de esta interfase. La componente normal a la interfase del campo eléctrico asociada a la perturbación sufre un cambio brusco, no así la componente paralela. Se producen cargas de polarización en la interfase; estas cargas también pueden sufrir fluctuaciones en su densidad y dar lugar a oscilaciones superficiales. Ritchie⁽⁴⁾ es el primero en darse cuenta de tales oscilaciones al encontrar teóricamente la frecuencia de oscilación para una interfase plana. En seguida se calculan la relación de dispersión para una interfa-

se plana metal-dieléctrico y las frecuencias de oscilación del plasma para una interfase metal-dieléctrico de tipo esférico (partículas metálicas).

I.2.1 Interfase plana

Consideremos dos medios semi-infinitos con funciones dieléctricas $\epsilon_1(\omega)$ y $\epsilon_2(\omega)$ ocupando las regiones $z>0$ y $z<0$ respectivamente (ver FIG 2).

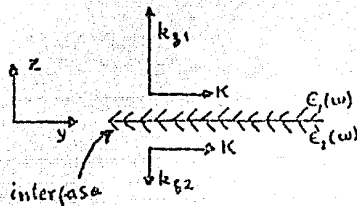


FIG 2. Geometría de la interfase plana.

Nuestro interés se centra en encontrar la relación de dispersión para modos electromagnéticos localizados en la interfase entre ambos medios. Suponemos polarización p (trabajaremos con campos eléctricos paralelos al plano zy), con esto los campos eléctricos tienen la forma $\vec{E}_1 = (0, E_{y1}, E_{z1})$ y $\vec{E}_2 = (0, E_{y2}, E_{z2})$ para los medios 1 y 2 respectivamente. Las condiciones de continuidad en la interfase son

$$(12) \quad \begin{aligned} \epsilon_1(\omega) E_{z1} &= \epsilon_2(\omega) E_{z2} \\ E_{y1} &= E_{y2} \quad ; \end{aligned}$$

si $\vec{k}_1 = (0, k_{y1}, k_{z1})$ y $\vec{k}_2 = (0, k_{y2}, k_{z2})$ son los vectores de onda en cada medio entonces, como $k_{y1} = k_{y2} \equiv K$ (ley de Snell), se debe satisfacer $\vec{k}_1 \cdot \vec{E}_1 = \vec{k}_2 \cdot \vec{E}_2 = 0$; es decir

$$\begin{aligned} K E_{y1} + k_{z1} E_{z1} &= 0 \\ K E_{y2} + k_{z2} E_{z2} &= 0 \end{aligned}$$

Con estas relaciones y las condiciones de continuidad expresadas en (12) obtenemos finalmente

$$(13) \quad \epsilon_1(\omega) k_{z2} = \epsilon_2(\omega) k_{z1}$$

Por otro lado, para los modos transversales se satisface la condición expresada en (9), o sea

$$(14) \quad k_1^2 = K^2 + k_{z1}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1(\omega)$$

$$(14) \quad k_z^2 = K^2 + k_{z2}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2(\omega) ,$$

eliminando a k_{z1} y k_{z2} entre las ecuaciones (13) y (14) se obtiene finalmente la relación de dispersión para los modos electromagnéticos asociados con la interfase:

$$(15) \quad \begin{aligned} K^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1(\omega) \epsilon_2(\omega)}{\epsilon_1(\omega) + \epsilon_2(\omega)} \\ k_{z1}^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1^2(\omega)}{\epsilon_1(\omega) + \epsilon_2(\omega)} \\ k_{z2}^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_2^2(\omega)}{\epsilon_1(\omega) + \epsilon_2(\omega)} \end{aligned}$$

El caso particular de interfase que nos interesa es la interfase metal-dieléctrico. Si, por ejemplo, el medio 1 es un metal tipo Drude y el medio 2 es un dieléctrico con $\epsilon_2 = \epsilon = \text{cte}$, entonces la ecuación para K (componente paralela a la interfase del vector de onda), desarrollando la primera ecuación que aparece en (15), tiene la forma

$$(16) \quad \omega_{\pm}^2(K) = \frac{\epsilon+1}{2\epsilon} c^2 K^2 + \frac{\omega_p^2}{2} \pm \left\{ \left(\frac{\epsilon+1}{2\epsilon} \right)^2 c^4 K^4 + \frac{\epsilon-1}{2\epsilon} \omega_p^2 c^2 K^2 + \frac{\omega_p^4}{4} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

donde ω_p es la frecuencia del plasma del metal (medio 1). Cuando se toma el signo negativo en (16) se tiene la relación de dispersión para modos electromagnéticos superficiales, conocidos también como PLASMONES SUPERFICIALES. Estos son modos electromagnéticos cuya componente perpendicular del vector de onda, a la interfase, es imaginaria pura; y por lo tanto, según (4), la amplitud de los campos asociados decaen exponencialmente al alejarse de la interfase. En la literatura científica⁽⁵⁾ a los modos electromagnéticos, tomando el signo negativo en (16), también se les conoce con el nombre de modos de Pano y modos de Brewster a los modos electromagnéticos cuya relación de dispersión se obtiene al tomar el signo positivo en (16). En la FIG 3 se presentan gráficas de la relación (16) para dos tipos de interfases: metal-vacío ($\epsilon=1$) y metal-óxido de aluminio ($\epsilon=3$). Se puede ver que para el caso de los plasmones superficiales (ω_{-}), la relación de dispersión tiende asintóticamente al límite

$$(17) \quad \omega_{-}(K \rightarrow \infty) = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\epsilon}} \equiv \omega_s$$

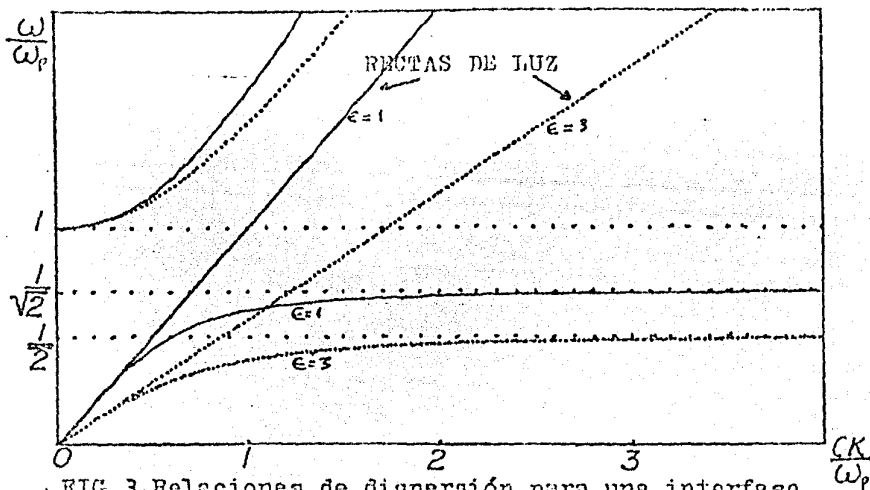


FIG 3. Relaciones de dispersión para una interfase plana, el eje horizontal corresponde a la componente paralela (a la interfase) del vector de onda. Las curvas que están debajo de las rectas de luz corresponden a los plasmones superficiales (Las curvas continuas corresponden a una interfase metal-vacío y las curvas puntuadas a una interfase metal-óxido de aluminio).

En el límite de no retardamiento, que formalmente se toma cuando $\epsilon \rightarrow \infty$ la condición dada en (9) nos conduce a que $k^2 \neq 0$ (para ω y ϵ finitos). En nuestro caso este resultado nos lleva a que $k^2 \sim |k_{y1}|^2 + |k_{y2}|^2$, es decir $|k_{y1}| \sim |k_{y2}|$ y al usar la condición expresada en (13) obtenemos la relación de dispersión para plasmones superficiales en el límite de no retardamiento:

$$(18) \quad \epsilon_1(\omega) = -\epsilon_2(\omega)$$

el signo negativo aparece por el hecho de que k_{y1} y k_{y2} tienen signos opuestos, pues los campos d e c a e n en ambos medios alejándose de la interfase. Utilizando el resultado (18), pidiendo que el medio 1 sea un metal tipo Drude y $\epsilon_1 = \epsilon - c/\omega^2$, se obtiene el resultado (17). La frecuencia ω_s , dada por (17), es una frecuencia fundamental para los plasmones de superficie y aparece siempre que exista una interfase metal-dieléctrico.

Por completitud, en la FIG. 4 se presentan gráficas de las relaciones de dispersión para la componente perpendicular, a la interfase, del vector de onda. Obsérvese de la FIG. 3 que, para K_{real} ,

existe una banda de frecuencias prohibidas que va desde $\omega = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$ hasta $\omega = \omega_p$ para el caso de una interfase metal-vacío. Sin embargo, si κ es imaginario puro, la banda de frecuencias mencionadas anteriormente deja de ser prohibida y perturbaciones electromagnéticas con frecuencias dentro de tal banda pueden existir en ambos medios, como se muestra en la FIG 4-a. Si κ es imaginaria aparece una nueva rama en la relación de dispersión, para la componente paralela del vector de onda, tal que aparenta ser la unión entre los modos de Fano y los modos de Brewster (ver FIG 4-b).

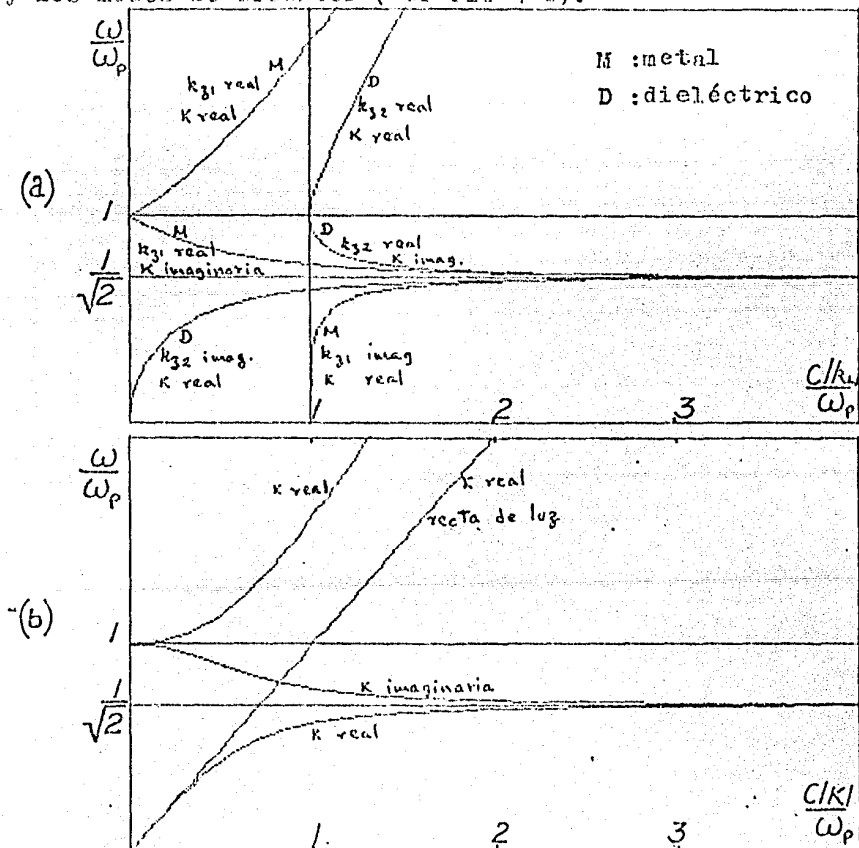


FIG 4. Relaciones de dispersión para una interfase metal (tipo Drude)-vacío. En (a) se muestra la relación de dispersión para la componente perpendicular del vector de onda y en (b) la relación de dispersión para la componente paralela.

Por otra parte, como $\epsilon \neq 0$, viendo la ecuación (17) se tiene que $\omega_p > \omega_s$; es decir, los plasmones de superficie son menos energéticos que los plasmones de volumen. Por ejemplo, para una interfase vacío-aluminio se ha medido experimentalmente⁽⁶⁾ $\hbar\omega_p = 10.3 \text{ eV}$ y teóricamente se obtiene $\hbar\omega_s = \hbar\omega_p / \sqrt{2} = (15.8 / \sqrt{2}) \text{ eV} = 11.2 \text{ eV}$; lo cual indica, por un lado, una exactitud aceptable del modelo y por el otro lado que efectivamente $\omega_p > \omega_s$.

Como un hecho interesante notamos que cuando dos placas metálicas están en contacto (interfase plana) aparece una frecuencia de plasma dada por

$$(19) \quad \omega_s = \left(\frac{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2}{2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

donde ω_{p1} y ω_{p2} son las frecuencias de plasma volumétricos de cada placa. La expresión (19) se puede obtener fácilmente si usamos la relación (18) con $\epsilon_{1,2}(\omega) = 1 - (\omega_{p1,2}/\omega)^2$.

Finalmente diremos que se ha estudiado^(4,7,8,9) el caso de un plasma limitado por dos planos infinitos paralelos (una placa metálica delgada) encontrándose la siguiente relación de dispersión:

$$(20) \quad \omega_s^{\pm}(k) = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \left(1 \pm e^{-ka} \right)^{\frac{1}{2}}$$

donde a es el espesor de la película metálica medida a partir de uno de los planos limitantes y k es el vector de onda paralelo a las interfaces. De (20) se puede observar que si $a \rightarrow \infty$ (caso de un plasma semi-infinito con interfase plana) entonces $\omega_s^{\pm}(k) \rightarrow (\omega_p / \sqrt{2})$ que es un caso ya conocido.

El signo positivo en (20) corresponde al caso en que un exceso de carga en un punto, en una de las interfaces, se acompaña de una deficiencia de carga en el punto exactamente opuesto a través de la placa en la otra interfase (modo antisimétrico). El signo negativo corresponde al caso en que un exceso (deficiencia) de carga en un punto, en una de las interfaces, está acompañado de un exceso (deficiencia) de carga en el punto de la interfase exactamente opuesto en la otra interfase (modo simétrico).

1.2.2 Interfase esférica

Ahora supongamos que tenemos partículas metálicas esféricas inmersas en un dieléctrico de constante ϵ^t . Nuestro problema consiste en encontrar los modos de oscilación del plasma para este sistema. En la norma de Lorentz, medios no magnéticos y en ausencia de fuentes externas, el potencial escalar satisface la ecuación de onda

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}, t) - \epsilon \frac{\partial^2 \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 .$$

Proponemos $\Phi(\vec{r}, t) = \zeta(\vec{r}) \exp(-i\omega t)$, entonces $\zeta(\vec{r})$ satisface la ecuación de Helmholtz

$$\nabla^2 \zeta(\vec{r}) + \frac{\epsilon \omega^2}{c^2} \zeta(\vec{r}) = 0 ,$$

en el límite de no retardamiento ($c \rightarrow \infty$) la ecuación de Helmholtz se reduce a la ecuación de Laplace. En nuestro sistema físico, velocidad de la luz muy grande significa que el tiempo que tarda la luz en recorrer una distancia del orden del radio de la esfera es muy pequeño comparado con el período de una oscilación del plasma; es decir, los resultados que obtengamos al resolver la ecuación de Laplace, en lugar de la de Helmholtz, serán correctos en la aproximación

$$R \ll \frac{c}{\omega_p}$$

donde R es el radio de la partícula metálica esférica y ω_p la frecuencia del plasma característica del metal.

La solución de la ecuación de Laplace en coordenadas esféricas es*

$$\zeta(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} [A_l r^l + B_l r^{-l-1}] P_l(\cos \theta) .$$

Para que la solución no diverja en $r=0$ ni en $r=\infty$ se tienen dos soluciones:

$$\begin{aligned} \zeta^f(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} [B_l r^{-l-1} P_l(\cos \theta)] \quad \text{para } r > R \\ \zeta^d(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} [A_l r^l P_l(\cos \theta)] \quad \text{para } r < R \end{aligned}$$

La condición de que la componente paralela, a la superficie, del campo eléctrico sea continua nos lleva a que

$$(21) \quad B_l R^{-l-1} = A_l R^l$$

* Por simetría, la coordenada φ es ignorada.

la otra condición es que la componente normal del vector desplazamiento eléctrico sea continua, o equivalentemente

$$(22) \quad \epsilon^f B_\ell (\ell + 1) R^{-\ell-2} = -\epsilon^d(\omega) A_\ell R^{\ell-1};$$

donde ϵ^f y ϵ^d son las funciones dieléctricas del medio y de la partícula metálica respectivamente. Usamos (21) para eliminar a los coeficientes A_ℓ y B_ℓ de (22), lo que resulta

$$\epsilon^f (\ell + 1) = -\epsilon^d(\omega) \ell;$$

si hacemos $\epsilon^f = \epsilon = \text{cte}$ y tomamos la función de Drude para el metal de la esfera tenemos finalmente que

$$(23) \quad \omega_{\ell} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \frac{k_{\ell}^2 L^2}{\epsilon}}} \quad ; \quad \ell=1, 2, 3, \dots$$

aquí las ω_{ℓ} son las frecuencias de resonancia del plasma debidas a la existencia de la superficie esférica.

Vemos que en este caso existe un número infinito de frecuencias de resonancia. La frecuencia fundamental debida a la inducción de cargas en forma dipolar está dada para $\ell=1$:

$$(24) \quad \omega_{\ell} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+2\epsilon}}$$

que como vemos es todavía más pequeña que la frecuencia encontrada para una interfase plana (en el límite de no retardamiento). Las otras frecuencias de plasma para ℓ mayores son debidas a inducción de cargas con contribuciones multipolares. La frecuencia máxima de resonancia para la esfera se obtiene al tomar el límite $\ell \rightarrow \infty$ y coincide exactamente con la frecuencia característica de la interfase plana.

I.3 Evidencia experimental sobre los plasmones

Según lo que hemos visto hasta ahora, tenemos que existen teóricamente diferentes frecuencias de resonancia para plasmas en diferentes situaciones: Plasma infinito, plasma semi-infinito con interfase plana, dos plasmas diferentes con interfase plana, plasma en forma de placa y plasma de tamaño finito como son las partículas esféricas. Con esto surge inmediatamente una pregunta ¿no han detectado experimentalmente estas resonancias?.

En 1959 Powell y Beau⁽⁶⁾ encontraron al bombardear películas delgadas de Al y Mg, con electrones rápidos (~ 2 KeV), que el espectro obtenido, al analizar a los electrones reflejados, tenía picos bien definidos a intervalos iguales de energía. Estos picos son combinaciones de energías fundamentales correspondientes a la frecuencia de plasma volumétrico y de superficie. Al medir el valor de la energía para cada pico, encontraron que los valores experimentales y los valores predichos por la teoría (en este caso por las ecuaciones (2) y (17)) estaban sorprendentemente cercanos.

Respecto a los plasmas de forma esférica, también se han hecho estudios⁽¹⁰⁾, bombardeando partículas metálicas esféricas con electrones; obteniendo resultados que coinciden con los valores predichos por la teoría.

Lo encontrado experimentalmente se puede tomar como prueba de que tales frecuencias de resonancia existen o equivalentemente que los plasmones existen en los sólidos.

CAPÍTULO II : CONEXION ENTRE EL TUNELAJE ELECTRONICO Y LOS PLASMONES

En el capítulo anterior se dejó asentado el hecho de que en los sólidos conductores existen oscilaciones colectivas en la densidad de carga electrónica (plasmones). En este capítulo se verá la forma general de excitar plasmones, particularizando en el método que se basa en el uso de dispositivos de estado sólido llamadas juntas túnel. También se mostrará que cuando las juntas túnel cumplen con ciertos requisitos, tales como tener rugosa la interfase óxido-contraelectrodo o tener partículas metálicas en la vecindad de dicha interfase, entonces los plasmones localizados en la interfase óxido-contraelectrodo pueden decaer radiativamente.

II.1 Excitación de plasmones

Se puede dar una solución muy general al problema de excitar plasmones: Como estamos tratando fundamentalmente con partículas cargadas, entonces una forma de provocar perturbaciones locales en la densidad de carga es por medio de campos eléctricos externos. El campo eléctrico de un electrón en movimiento puede provocar perturbaciones locales. Un electrón que venga del exterior y que se introduzca en el gas de electrones provoca perturbaciones a su paso. A su paso el electrón va abriendo una brecha al repeler a los electrones móviles del sólido, los cuales, una vez que haya pasado el agente perturbativo, regresan a su estado original; pero por su inercia mecánica continúan su movimiento y se producen así las oscilaciones en la densidad de carga.

Como ya comentamos anteriormente, el método que se había usado para excitar plasmones es el de bombardear películas delgadas con electrones rápidos (~ 2 KeV). En el caso del aluminio los plasmones volumétricos absorben del orden de 16 eV de los 2KeV; surge en-

tonces el problema de buscar métodos que utilicen éste mismo orden de magnitud de energías.

En 1976 Hwang, Schwarz y Jain⁽¹¹⁾ (HSJ) fueron los primeros en reportar un nuevo método para excitar plasmones en metales, usando electrones de baja energía (4eV en el caso de la plata). El método está basado en el uso de juntas túnel; tal dispositivo consiste esencialmente de tres películas delgadas superpuestas en el orden metal-óxido-metal. Ellos usaron los materiales Al-Al₂O₃-Ag; donde el óxido tenía un espesor del orden de 30Å y la película de plata era tan delgada como para ser transparente (~175Å de espesor). Cuando aplicaban voltaje entre los dos metales (~4eV) veían que la película de Ag se iluminaba. La interpretación que dieron fué la siguiente: Cuando se aplica el voltaje entre los metales, los electrones atraviesan el óxido desde el aluminio hasta la plata por medio de TUNELAJE, los electrones excitan a los plasmones volumétricos de la plata y al decaer radiativamente emiten en el visible. Las mediciones que reportan son consistentes con la explicación dada; el espectro de la luz emitida tiene un máximo centrado en la frecuencia del plasma correspondiente a la plata y, además, la energía que se les proporciona a los electrones de tunelaje coincide con la energía del plasmón excitado.

Posteriormente Lambe y McCarthy⁽¹²⁾ (1976) y Hansma y Broida⁽¹³⁾ (1978) ampliaron el estudio experimental de la excitación de plasmones usando electrones de tunelaje.

Aquí ha aparecido un nuevo concepto que conviene aclarar: El tunelaje electrónico. En la siguiente sección se da una explicación muy general de tal fenómeno en las juntas túnel.

II.2 Tunelaje electrónico

Una junta túnel consiste de tres películas delgadas en contacto en el orden metal-óxido-metal. Al primer metal se le conoce como electrodo y tiene un espesor del orden de 10^3Å , el óxido tiene un espesor entre 10Å y 30Å, el segundo metal es conocido como contraelectrodo y tiene un espesor del orden de 100Å a 10^3Å .

Como es bien sabido, los electrones dentro de un conductor pueden considerarse prácticamente como libres; por lo que un conductor

casi no ofrece resistencia al paso de la corriente. El óxido, al contrario, ofrece gran resistencia al paso de la corriente: por lo que los electrones lo ven como una "barrera" de potencial. En seguida se propone un modelo para representar a una junta túnel.

II.2.1 Modelo de la barrera trapezoidal

El modelo mas sencillo que se puede ocurrir para representar a una junta túnel es la de una barrera de potencial trapezoidal. Esto se representa esquemáticamente en la FIG 5.

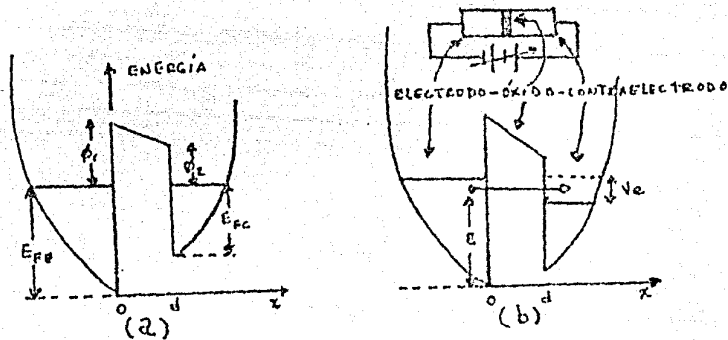


FIG 5. Modelo de la barrera trapezoidal para una junta túnel. En (a) aparece la situación de la junta sin polarizar, en (b) la situación cuando se aplica un voltaje V entre los dos metales.

En la FIG 5-a se representa esquemáticamente el estado de la junta cuando esté en equilibrio (sin polarizar), en este caso los niveles de Fermi de cada metal están a la misma altura. En la FIG 5-b se presenta la situación cuando entre el electrodo y el contraelectrodo se aplica una diferencia de potencial V (en el caso de la figura, el electrodo es negativo respecto al contraelectrodo).

Nótese que en el mismo eje x ha sido graficada la densidad de estados. En la FIG 5 se representa una densidad de estados de tipo parabólico; el cual corresponde a un modelo de electrón libre para cada metal. En el caso de la FIG 5-b el nivel de Fermi del contraelectrodo baja, quedando con éstos estados vacíos que pueden ser ocupados por otros electrones (los estados que pueden ser ocupados son

- aquellos que caen dentro de la banda de energías de ancho V_0 , que corresponde a la diferencia entre los dos niveles de Fermi).

En el modelo que estamos tratando la barrera de potencial está representando al óxido el cual impide que los electrones pasen libremente de un electrodo al otro. Como la energía de los electrones es generalmente menor que la barrera de potencial; en un modelo clásico ningún electrón atravesaría la barrera. Uno de los resultados de la mecánica cuántica es, precisamente, el de predecir que a pesar de que la barrera de potencial sea mayor que la energía de los electrones, éstos tienen la posibilidad de pasar através de la barrera; esto es, los electrones pueden pasar por tunelaje, siempre y cuando existan estados desocupados.

Los parámetros que caracterizan a la barrera trapezoidal son las alturas ϕ_1 , ϕ_2 y el espesor d . En la FIG 5 aparecen otras cantidades importantes: E_{Fe} , E_{Fc} (energías de Fermi del electrodo y el contraelectrodo respectivamente), E (energía del electrón que atraviesa a la barrera) y V_0 que es el desplazamiento relativo de los niveles de Fermi, donde V es el voltaje aplicado a la junta y $e = -1.6 \times 10^{-19}$ Coul.

Regresando al modelo, tenemos que podemos interpretar a ϕ_1 , ϕ_2 como funciones de trabajo de las interfaces electrodo-óxido y óxido-contraelectrodo, respectivamente. El parámetro d puede ser interpretado como la distancia entre las interfaces, o lo que es lo mismo, como el espesor del óxido. En un modelo más realista las interfaces no serían planas porque, en el proceso de fabricación de la junta, existe penetración de átomos de un material al otro; esto hace que las interfaces no estén bien definidas. Por la indefinición de las interfaces los parámetros ϕ_1 , ϕ_2 y d no pasarán de ser simples promedios. De hecho, dentro de un modelo más elaborado, la barrera de potencial tendría una forma muy complicada y los parámetros ϕ_1 , ϕ_2 y d perderían su interpretación física. Se ha visto, sin embargo, que el modelo de la barrera trapezoidal es bueno para reproducir ciertos resultados experimentales, como la curva característica conductancia V_0 vs voltaje de polarización a voltajes pequeños⁽¹⁴⁾.

II.3 Juntas túnel luminosas

Después de los experimentos de HSJ el uso de las juntas túnel para excitar plasmones se extendió y ahora el objetivo de las investigaciones ha cambiado; mas que simplemente excitar plasmones se busca que éstos decaigan radiativamente, emitiendo radiación principalmente en el visible, para utilizarlas como fuentes de luz por ejemplo.

A los dispositivos que emiten luz por excitación de plasmones y que usan electrones de tunelaje para tal fin se les conoce comúnmente como JUNTAS TUNEL LUMINOSAS.

Por otro lado, viendo hacia el pasado surge una pregunta. Si en el experimento de HSJ existe la interfase óxido-plata entonces ¿Porqué no se detectó luz con energía dada por $\hbar\omega_p$?; es decir, ¿Porqué solo se detectó luz emitida por plasmones de volumen y no luz emitida por plasmones de superficie?

II.3.1 Interfasas rugosas

En esta sección veremos el papel que juega la rugosidad en una interfase para que los plasmones superficiales decaigan radiativamente. Para simplificar el análisis consideraremos una interfase plana vacío-metal y nos interesa el campo electromagnético que se propaga en el vacío.

El campo eléctrico asociado a los plasmones tiene la forma (ver las ecuaciones (4) de la sección I.1)

$$(25) \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}_\parallel \cdot \vec{r} - \omega t)} e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}}$$

donde $\vec{k} = \vec{k}_\perp + \vec{k}_\parallel$; \vec{k}_\perp , \vec{k}_\parallel son las componentes del vector de onda perpendicular y paralela a la interfase respectivamente. La relación de dispersión de la luz en el vacío está dada por la ecuación $\omega^2/c^2 = k^2 = k_\parallel^2 + k_\perp^2$ de donde obtenemos

$$(26) \quad k_\perp^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_\parallel^2$$

Con la ayuda de las expresiones (25) y (26) analizamos el caso de la relación de dispersión para plasmones superficiales en una interfase plana (ver ecuación (16)), la gráfica del caso que tratamos se presenta en la FIG 6.

La recta que representa a la relación de dispersión para la luz

parte al cuadrante positivo en dos regiones: La región I donde $\omega/c < k_{||}$ y la región II donde $\omega/c > k_{||}$.

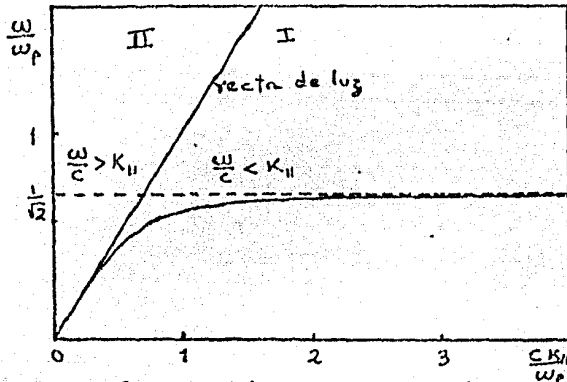


FIG 6. Relación de dispersión para una interfase plana metal-vacío. La línea recta representa la relación de dispersión para la luz en el vacío.

La ecuación (26) nos dice que en la región I $k_{\perp}^2 < 0$ ó $k_{\perp} = i |k_{\perp}|$; por otro lado, la ecuación (25) nos lleva a que el campo eléctrico decae exponencialmente según como aumenta la distancia perpendicular a la interfase. Esto quiere decir que los campos asociados a la región I no son campos de radiación y por tanto los plasmones superficiales asociados a la interfase plana no son radiativos. En la región II sucede lo contrario, $\omega/c > k_{||}$ y por (26) $k_{\perp}^2 > 0$; luego el campo eléctrico expresado en la ecuación (25) se propaga hasta el infinito.

Si nos fijamos en la relación de dispersión para plasmones superficiales nos damos cuenta que, para una frecuencia ω dada, estos plasmones tienen vectores de onda grandes ($k_{||} > \omega/c$) y para volverlos radiativos hay que quitarles momento (quitarles $k_{||}$). Una forma de quitar momento a los plasmones es haciendo rugosa a la interfase; el plasmón pierde parte de su momento al interactuar con la rugosidad y con esto se abre la posibilidad de que se acoplen con la luz. En otras palabras: Los plasmones localizados en una interfase rugosa pueden decaer radiativamente.

Regresando a la pregunta que se planteó al principio de la sección II.3, podemos responder que en el experimento de HSJ la inter-

fase óxido-plata no era lo suficientemente rugosa como para hacer que los plasmones superficiales decayeran radiativamente.

Si deliberadamente se hace rugosa la interfase ésto hace que haya un mejor acoplamiento entre plasmones superficiales y fotones; pues las deformaciones proporcionan las condiciones para la conservación del momento lineal. Jasperson y Schnatterly⁽¹⁵⁾ con un trabajo experimental dejaron bien establecida la importancia que tiene la rugosidad de las interfases para el acoplamiento fotón-plasmón superficial.

Lambe y McCarthy⁽¹²⁾ fueron los primeros en reportar la obtención de luz por la excitación de plasmones superficiales en juntas túnel, haciendo deliberadamente rugosa la interfase óxido-contraelectrodo. La afirmación de que la emisión de luz se debe al decaimiento radiativo de los plasmones superficiales, se confirma posteriormente cuando modelos teóricos (basados en tal mecanismo e incluyendo la rugosidad de la interfase) logran reproducir las curvas experimentales de espectros de emisión de las juntas túnel⁽¹⁶⁾. Al aplicar voltajes a la junta de 2V a 5V observaron luz que salía del contraelectrodo. Los electrones pasan por tunelaje al óxido y llegan a la interfase óxido-contraelectrodo excitando a los plasmones localizados en dicha interfase⁽¹⁷⁾.

Como ya habíamos comentado anteriormente, el interés de las investigaciones se había centrado en obtener luz del decaimiento radiativo de los plasmones usando electrones de baja energía. Con ésto entra en juego la eficiencia de los dispositivos usados (juntas túnel luminosas). HSJ reportan eficiencias* de 2×10^{-8} ; ésto es, para una frecuencia dada, por cada 5×10^7 electrones que pasan por tunelaje sólo un fotón es emitido. Estas eficiencias son muy pequeñas además de que la luz emitida es difícil de ver a simple vista, aún con oscuridad (la potencia de la luz emitida era del orden de 10^{-12} W). Cuando se hace rugosa la interfase la eficiencia aumenta, reportándose⁽¹²⁾ del orden de 10^{-5} . A pesar de ésto la eficiencia sigue siendo pequeña.

* La eficiencia se define como el cociente de la potencia de luz emitida y la potencia eléctrica suministrada a la junta.

Después del trabajo de Lambe y McCarthy el estudio de las juntas túnel cobró gran interés, principalmente para entender algunos aspectos relacionados con los modos electromagnéticos superficiales. También se hicieron estudios para entender los mecanismos que entran en juego, desde la excitación de los plasmones por electrones de tunelaje, hasta el decaimiento radiativo. Con relación a éste último aspecto se intentó aumentar la eficiencia del proceso excitación-decaimiento radiativo de los plasmones. En la siguiente sección veremos otro intento realizado para aumentar la eficiencia de las juntas túnel luminosas.

II.3.2 Partículas metálicas

Hausma y Broida⁽¹³⁾ reportan en 1978 una nueva forma de fabricar juntas túnel luminosas; tales juntas tienen ventajas sobre sus antecesoras: La eficiencia reportada es del orden de 5×10^{-5} (un factor de 5 más que las de Lambe y McCarthy), utilizan menos voltaje para funcionar ($\sim 1.8V$) y pueden operarse a temperatura ambiente durante mucho tiempo.

El tipo de juntas que fabricaron Hausma y Broida tienen la particularidad de tener partículas metálicas en la vecindad de la interfase óxido-contraelectrodo, donde las partículas tienen un diámetro promedio de de 300Å. Los electrones pasan por tunelaje al óxido e inciden sobre las partículas metálicas y excitan a los modos de oscilación localizadas en ellas⁽¹⁸⁾.

Con un modelo de partículas esféricas Rendell, Scalapino y Muhlischlegel⁽¹⁸⁾ encuentran que el sistema (junta túnel-partículas metálicas) tiene frecuencias de resonancia dadas por la expresión

$$\omega_n = \omega_p \left\{ \frac{\tanh[(n + 1/2)(2d/a)^{1/2}]}{\epsilon_0 + \tanh[(n + 1/2)(2d/a)^{1/2}]} \right\}^{1/2}$$

donde a es el radio de las partículas, d la distancia entre la película de Al y las partículas y ϵ_0 la constante dieléctrica del óxido. De la ecuación anterior se puede ver que para $n=0$, $\omega_0 = \omega_p \epsilon_0^{-1/2} (1/2a)^{1/2}$ # y la frecuencia de corte ($n \rightarrow \infty$) es $\omega_{\infty} = \omega_p (1 + \epsilon_0)^{-1/2}$ que es igual a la frecuencia de corte que encontramos cuando estudiamos clásicamente-

* Aquí se ha supuesto que $\frac{1}{2} \left(\frac{2d}{a} \right)^{1/2} \ll \epsilon_0$ y $\epsilon_0 \gg \frac{1}{2} \left(\frac{2d}{a} \right)^{1/2}$

te las frecuencias de resonancia para una esfera metálica. En esa misma ocasión comentamos que el modo fundamental de oscilación para esferas metálicas es de tipo dipolar. En los sistemas junta-túnel-partículas metálicas se ha encontrado⁽¹⁹⁾ que el patrón de radiación es típica de una fuente dipolar (ver FIG 7). Esto confirma dos cosas: El mecanismo de radiación está localizado en las partículas metálicas y de que la aproximación de que las partículas metálicas son esferas no está muy alejada de la realidad. Así pues, ha quedado bien establecido el papel que juegan las partículas metálicas en la emisión de luz por excitación de plasmones localizados^(13,18,19,20,21).

Con este mismo modelo se ha encontrado⁽¹⁸⁾ que existe un máximo en la intensidad de la luz emitida centrada en $\omega_p \sim \omega_p (d/a)^{1/2} \epsilon_0^{-1/2}$. En la FIG 8 se presentan resultados experimentales y teóricos; en esta figura se puede apreciar una buena concordancia cualitativa entre ambos tipos de resultados.

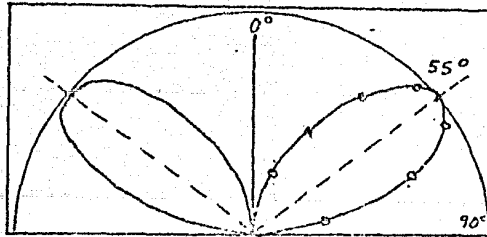


FIG. 7. Intensidad de la luz emitida por una junta túnel con partículas de oro, respecto al ángulo formado con la normal al plano paralelo al contraelectrodo. (Basado en la ref. 19).

La aparición de las juntas túnel luminosas ha sugerido la idea de que, en un futuro no muy lejano, sean explotadas tecnológicamente; por ejemplo en la fabricación de pantallas planas de televisión (consumiendo poca potencia). El inconveniente más grande sigue siendo la eficiencia.

En las juntas túnel existen fundamentalmente dos pasos: La excita-

ción del plasmón por un electrón y el decaimiento de aquél en un fotón. El segundo paso es relativamente eficiente (de 5% a 80%); Hansma⁽²¹⁾ cree que el primer paso es el ineficiente.

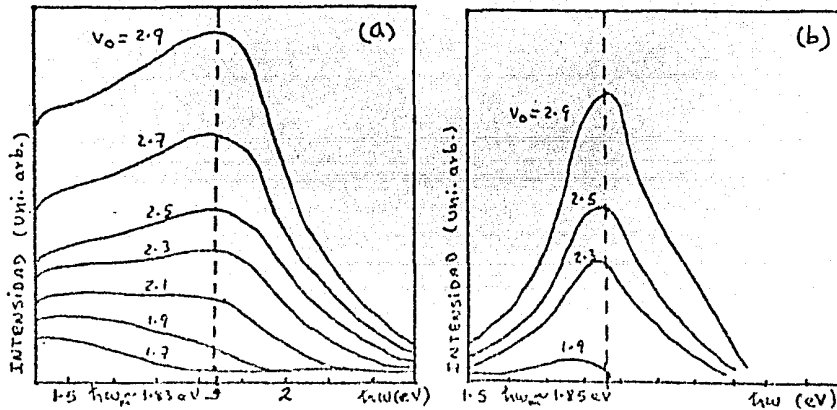


FIG 8. Espectro de la luz emitida por una junta túnel con partículas de oro; (a) experimental (ref 13), (b) teórico (ref 18). Obsérvese la gran similitud en los valores del máximo (en ω_0), para el voltaje de polarización $V_0 = 2.9$ volts.

SEGUNDA PARTE

EXPERIMENTACION

OBJETIVO DEL TRABAJO DE LABORATORIO

EL OBJETIVO FUNDAMENTAL DE LA SEGUNDA PARTE DE ESTE TRABAJO ES EL DE REPORTAR LA FABRICACION Y CARACTERISTICAS DE JUNTAS TUNEL QUE EMITEN LUZ. SIGUIENDO LAS IDEAS EXPUESTAS EN LA PRIMERA PARTE DE ESTE TRABAJO (CONCERNIENTES AL ACOPLAMIENTO ENTRE PLASMO NES Y FOTONES) SE PROPONEN CARACTERISTICAS QUE DEBEN POSER LAS JUNTAS TUNEL PARA QUE EMITAN LUZ, TALES COMO LA DE TENER PARTICU LAS METALICAS EN LA VECINDAD OXIDO-CONTRA-ELECTRODO O LA DE TE- NER RUGOSA DICHA INTERFASE. UNA VEZ QUE SE PROPONEN LAS CARACTE RISTICAS, SE FABRICAN LAS JUNTAS TUNEL Y POSTERIORMENTE SE PRUE BAN PARA VER SI EMITEN LUZ.

CAPITULO III: DESCRIPCION GENERAL DEL METODO DE FABRICACION DE UNA JUNTA TUNEL.

Antes de empezar a describir las técnicas con las que son fabricadas las juntas túnel luminosas es necesario conocer, primero, cómo se fabrica una junta túnel común (tales como las que se usan en espectroscopía electrónica). En este capítulo describimos la forma usual de fabricar juntas túnel.

La forma usual de fabricar una junta túnel es evaporando materiales al alto vacío, $(5 \text{ a } 12) \times 10^{-6}$ Torr, y depositarlos en un sustrato (comunmente porta-objetos de vidrio); formándose así películas delgadas.

Primero, el material en cuestión es fundido calentándolo con un filamento (de tungsteno en el caso del aluminio) ó en una chالupa (de tungsteno para el Au, Ag, Cu y tántalo para el caso del Pb), luego se sigue calentando el material fundido hasta que se empieza a evaporar y a depositarse en el sustrato. La forma que se le quiera dar a la película se logra interponiendo una mascarilla entre la fuente de evaporación y el sustrato. El espesor de la película se monitorea continuamente durante el depósito usando un medido de espesores del tipo oscilador de cuarzo ⁽²²⁾.

Las evaporaciones se realizan en un sistema llamado "evaporadora", en la FIG 9 se presenta un esquema de tal sistema. El vacío se logra con un sistema de dos bombas; una bomba mecánica que hace un vacío primario (~ 1 Torr) y una bomba de difusión que hace el alto vacío ($\sim 10^{-6}$ Torr). Entre la bomba de difusión y la campana de vacío existe una trampa fría que se llena con nitrógeno líquido; esta trampa fría sirve para condensar los vapores del aceite con que funciona la bomba de difusión y evitar que se contamine el sistema de evaporación, así como para condensar gases en la campana con puntos de ebullición mayores que el del nitrógeno.

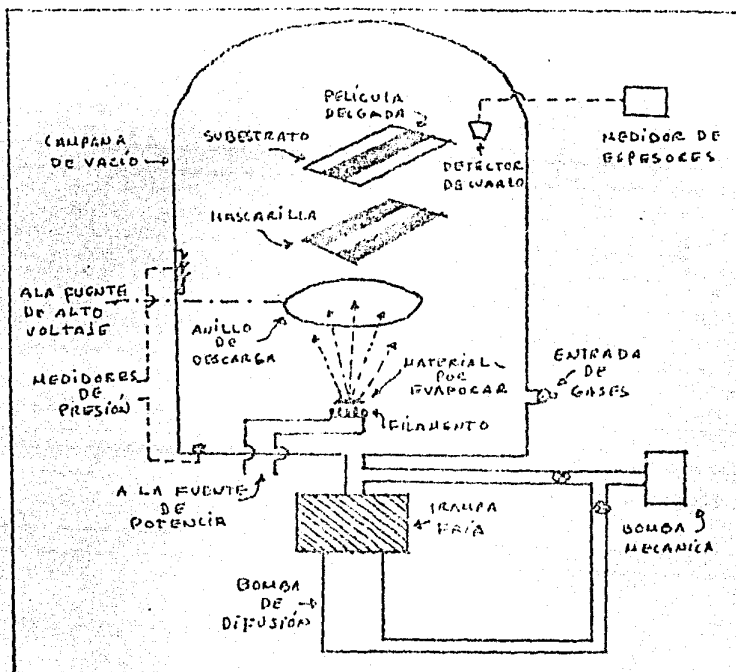


FIG 9. Dibujo esquemático que representa al sistema de evaporación de películas delgadas.

Para fabricar la junta, primero se evapora aluminio para formar una película delgada en forma de cinta ($\sim 100\text{\AA}$ de espesor), luego se procede a formar una capa delgada de óxido (Al_2O_3). Para oxidar se utiliza el método de la descarga eléctrica⁽²⁴⁾ en una atmósfera de He-O₂; el uso de la mezcla de helio y oxígeno puros permite un buen control de la oxidación y, por tanto, una reproducibilidad aceptable de las características del óxido, tales como su espesor. Para formar el óxido lo que se hace es dejar de bombear e introducir a la campana helio y oxígeno puros en una proporción de presiones de 3 a 2. Comúnmente la presión inicial dentro de la campana es de $\sim 6 \times 10^{-6}$ Torr, luego se introduce He hasta 24 mTorr de presión y a partir de esta presión se introduce O₂ hasta 40 mTorr. Una vez hecho esto, se aplica una diferencia de potencial de 800V a 1000V entre el anillo metálico

co y el resto de la campana* (ver FIG 9); así se forma un plasma que contiene iones de oxígeno que oxida al aluminio (la descarga dura comúnmente de (0.5 a 1.5) min).

Ya formado el óxido se procede a evacuar los gases introducidos hasta llegar a presiones del orden de 10^{-6} Torr; luego se evapora el otro material y se forma otra película transversal a la del aluminio**. La intersección entre las dos películas y el óxido es propiamente la junta. El dispositivo fabricado se saca de la campana y se mete en nitrógeno líquido. Hacer ésto tiene doble propósito: Evitar el deterioro de la película transversal (principalmente si es de Pb, Cu ó Ag) y reducir el ruido térmico cuando se quiere hacer mediciones. El dispositivo debe tener cierta resistencia para ser útil en espectroscopía; por ejemplo, para juntas de Al-Al₂O₃-Pb con un área de 1mm^2 , la resistencia adecuada es desde 50Ω hasta 500Ω (23)***. Para juntas con resistencias mayores de 500Ω la corriente de tunelaje se reduce fuertemente, además de que las características eléctricas obtenidas aparecen muy ruidosas (23). Para juntas con resistencias menores de 50Ω se tienen problemas de calentamiento (recuérdese que la potencia disipada va como V^2/R). Si la resistencia de la junta está dentro de este intervalo entonces se considera útil para tunelaje. Si se requiere, se procede a obtener las curvas de conductancia Vs voltaje de polarización ó la derivada de la conductancia Vs voltaje de pol.; estas mediciones son útiles para la obtención de los parámetros de la barrera (recuérdese el modelo de la junta túnel) y para espectroscopía, respectivamente.

* El anillo debe ser positivo respecto al resto de la campana para que los iones de oxígeno peguen contra la película de aluminio.

** La evaporadora posee mecanismos especiales para cambiar, desde fuera de la campana, las fuentes de evaporación y las mascarillas (25).

*** La resistencia a la que nos referimos es la denominada "resistencia a polarización cero".

CAPITULO IV: FABRICACION DE JUNTAS TUNEL LUMINOSAS

Este capítulo trata de las características y las técnicas de fabricación de cinco tipos diferentes de juntas túnel luminosas; de las cuales, las tratadas en las secciones IV.1, IV.2, IV.3 y IV.4 son propuestas por el autor y la tratada en la sección IV.5 es el tipo de juntas propuestas por P.K. Hansma⁽¹³⁾. Cada sección trata de un tipo específico de junta; proponiéndose primero las características del tipo de junta túnel en cuestión, en seguida se describe la técnica de fabricación y finalmente se promorcionan los resultados obtenidos. La descripción del tipo de junta será presentada en orden cronológico, según como fueron practicadas en el laboratorio.

IV.1 Partículas metálicas entre el óxido y el contraelectrodo (partículas obtenidas a partir de la formación de una película delgada).

La idea que se persigue al fabricar este tipo de juntas es la de formar partículas metálicas entre el óxido y el contraelectrodo. Si las partículas metálicas se toman como, aproximadamente, esféricas, entonces (como ya vimos en la primera parte) poseen una gran variedad de modos de oscilación. Al excitar dichos modos con electrones de tunelaje, las partículas pueden radiar y así podemos tener una fuente de luz. Los electrones vienen del electrodo, atraviesan el óxido e inciden sobre las partículas metálicas; luego son recolectados en el contraelectrodo y vuelven a circular.

Ahora nos interesa la forma de obtener las partículas metálicas. En la actualidad es bien conocido el proceso general de la formación de una película delgada por evaporación^(26,27). En este caso se sigue el siguiente proceso: Los átomos llegan al sustrato y se adhieren, dependiendo de la temperatura del sustrato se quedan atrapados o se mueven sobre la superficie y a veces se vuelven a "re-

evaporar"; al llegar mas átomos, se unen con los que están en el sustrato formando grupos pequeños. Después de un buen número de átomos unidos se tienen islotes de material que forman cúmulos esparcidos sobre el sustrato. Por observaciones al microscopio electrónico se sabe que estos islotes tienen una forma mas o menos esférica, llenan al sustrato con densidades que van desde 10^{12} partículas sobre m^2 hasta 10^{16} part./ m^2 (ver FIG 10). En este estado la película no es continua. Si se continúa el proceso de evaporación, los islotes se hacen más grandes y eventualmente se unen entre sí, formando una película continua. Entre más material se siga evaporando la película se hará más gruesa; a nosotros nos interesa el estado de la película cuando está formada de islotes.

Podemos hacer una aproximación burda para darnos idea de las dimensiones de los islotes. En el estado de formación de la película en que existen islotes, el medidor de espesores nos proporciona un cierto espesor d ; donde d representa un promedio ya que la película no es continua. Podemos hacer la aproximación de que el volumen ocupa-

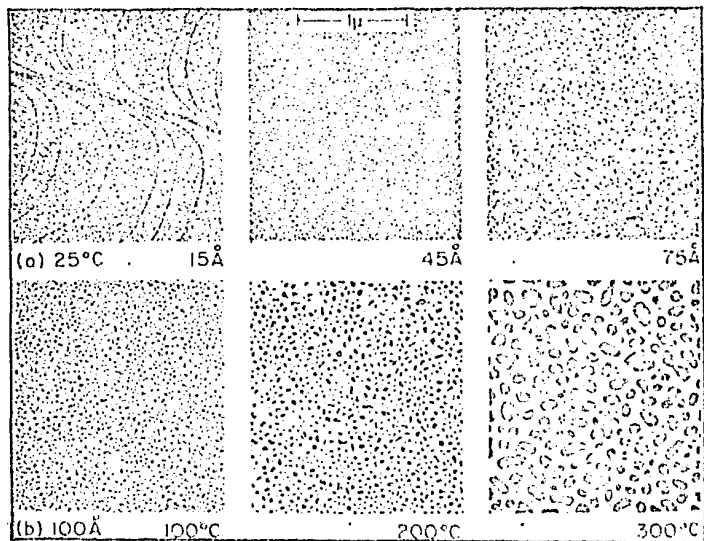


FIG 10. Fotografías al microscopio electrónico. (a) Películas de Au de diferentes espesores evaporadas sobre sustratos a 25°C. (b) Películas de Au del mismo espesor evaporadas sobre sustratos a diferentes temperaturas (el sustrato es de NaCl). (Fotografía tomada de la ref. 27).

do por todas las esferitas (islotos) de radio r es el mismo volumen que ocuparía una placa continua de espesor d (en ambos casos se ocupa la misma área A de sustrato). Si las esferas están distribuidas con una densidad N (partí./área) entonces tenemos que $Ad = NA(4\pi r^3/3)$ ó equivalentemente

$$(27) \quad r = \left(\frac{3d}{4\pi N} \right)^{1/3} .$$

Después de describir la forma de fabricar la película de Al y el óxido regresamos a la expresión (27) para calcular el radio medio de las partículas metálicas.

La forma como se fabrican este tipo de juntas es la siguiente. Sobre un sustrato de vidrio limpio se evapora aluminio para formar una película delgada, para oxidar se forma el plasma oxidante a 700V durante 80 seg. Una vez formada la capa de óxido se procede a evaporar una pequeña cantidad de cobre, de tal forma que la película obtenida no sea continua. Después de esto se evapora plata para formar el contraelectrodo.

Regresamos a las partículas de cobre. El espesor de la película de cobre (medida en el monitor) fué de aproximadamente 11Å ; si usamos densidades $N_1=10^{12}\text{m}^{-2}$ y $N_2=10^{16}\text{m}^{-2}$ como cotas y la expresión (27) tenemos radios de esferas del orden de 600Å y 30Å respectivamente. En un análisis retrospectivo me inclino a creer que el tamaño de las partículas se acerca más a la cota inferior; lo anterior está basado en la experiencia adquirida y en fotografías tomadas por otros autores (ver FIG 10-a).

Una vez hechas las juntas se procedió en seguida a probarlas. Al aplicar un voltaje a estas juntas (Al negativo, Ag positivo) emitieron luz desde un color rojo-anaranjado hasta azul, según como se aumentaba el voltaje, con una intensidad muy baja (tenían que observarse en un cuarto oscuro). La luz aparecía sobre la junta aproximadamente a los 1.6V y se veía rojiza, cuando el voltaje se aumentaba hasta 3V la luz se hacía de un color azulado-blanquecino. Debemos aclarar que la junta duraba "viva" muy poco tiempo (unos cuantos segundos). Cuando el voltaje llegaba a los 3V la junta tendía a calentarse demasiado, desapareciendo la luz, quedando iluminado únicamente la línea de intersección (paralela al Al) entre

la película de Al y la película de Ag. En la mayoría de los casos la línea iluminada también desaparecía, quedando la junta totalmente "muerta". La causa principal de que la junta quede inservible es que, al ambiente y por el calor disipado por el voltaje aplicado, la película de plata se deteriora muy rápidamente. El deterioro de la película de Ag se manifiesta porque su resistencia aumenta muy considerablemente y, a veces, se rompía precisamente en la línea que quedaba iluminada. En nuestro caso se pensaba que el área de la junta ó el espesor del contraelectrodo no eran los adecuados y por eso se "quemaba" la junta; se variaron estos parámetros pero los resultados siguieron siendo los mismos. Luego se pensó en otra manera de alimentar a la junta (ver FIG 11-b) para disminuir la corriente que pasara por la película de plata y por lo mismo reducir el calentamiento; el método funcionó pero surgió el problema de no poder medir exactamente la caída de potencial através de la junta (ver FIG 11-a), así que en algunas ocasiones el nuevo método de alimentar a la junta se descartó. Los primeros investigadores libraron el problema del deterioro de la película de Ag haciendo los experimentos en vacío ó dentro de nitrógeno líquido. Cuando se usa nitrógeno líquido se tiene la ventaja de la estabilidad térmica y las juntas no se calientan excesivamente. De hecho, el uso de la plata (ó el cobre) como contraelectrodo es un gran inconveniente para el manejo al ambiente de las juntas túnel luminosas. Este problema se elimina usando oro, ya que el oro muy difícilmente reacciona químicamente con los gases de la atmósfera, aunque se caliente. Posteriormente⁽²⁸⁾ surgió la idea de cubrir a la junta con una solución di-

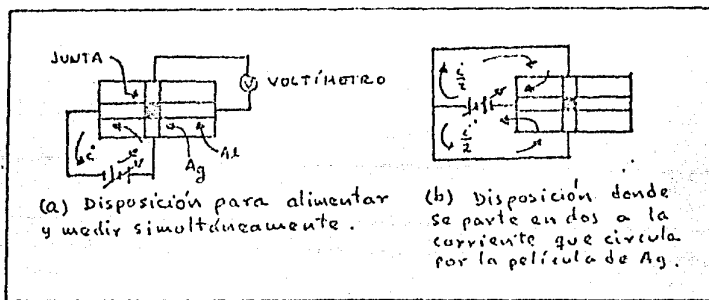


FIG 11. Dos disposiciones para alimentar a la junta.

luida de silicones en hexano (el hexano se evapora rápidamente que dando únicamente las moléculas de los silicones); se probó esta idea y al parecer sí funciona, sólo que la junta queda un poco opaca y sucia, siendo esto último tal vez por la mala calidad del aceite de silicones usada.

Por último diremos que no se pudieron realizar mediciones ópticas por carecer del equipo adecuado* y los resultados que se reportan son cualitativos. Algunas características medidas para ciertas juntas se presentan en la tabla 2.

TABLA 2
TIPO DE JUNTAS: Al-Al₂O₃-Cu[Ⓞ]-Ag

	J-27A	J-27B	J-37
RESISTENCIA DE LA JUNTA	15.7 Ω	14.8 Ω	35 Ω
ESPESOR CONTRAELECTRODO	152 Å	152 Å	190 Å
AREA DE LA JUNTA	1 mm ²	1 mm ²	4 mm ²

Ⓞ PARTÍCULAS

IV.2 Partículas metálicas inmersas en un dieléctrico

En el tipo de juntas descritas en la sección IV.1 las partículas metálicas de Cu estaban en contacto, por un lado, con el óxido de aluminio y por el otro lado con la película continua de plata. En el tipo de juntas que se describen a continuación se trata de dejar a las partículas metálicas aisladas por completo, sin contacto con el contraelectrodo.

Se evapora Al y se oxida un poco; la capa de óxido se hace en las mismas condiciones que en el caso anterior. Luego se evapora una pequeña cantidad de plata ($d \approx 15 \text{ Å}$) de tal forma que la película que se forme no sea continua; es decir, estamos formando partículas de plata. Después de esto, se vuelve a evaporar una pequeña cantidad de Al ($d \approx 15 \text{ Å}$) y se repite el proceso de oxidación tratando que todo el aluminio, evaporado por segunda ocasión, se oxide completamente (ver FIG 12).

* Aunque se tuviera el equipo óptico, la vida media de las juntas es muy corta y difícilmente se podrían hacer las mediciones.

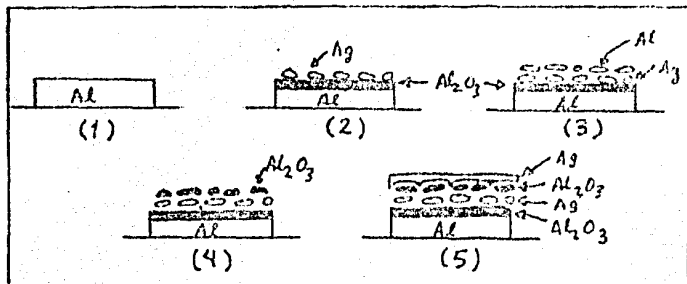


FIG 12. Proceso de fabricación de las juntas con partículas metálicas inmersas en óxido.

Cuando se evapora Al por segunda vez, la cantidad es pequeña y la película que se forma no es continua y por tanto debe estar formada por islotes (ver FIG 12). Al realizar la oxidación de estos islotes es muy probable que sólo se oxide una parte de cada islote, que es la parte directamente en contacto con el plasma oxidante. De cualquier manera, las partículas de plata quedan aisladas de cualquiera de los electrodos.

Con todo lo anterior, tenemos una aproximación experimental del caso de una esfera metálica inmersa en un dieléctrico y, como ya vimos anteriormente, este sistema posee una gran variedad de modos de oscilación.

En la tabla 3 se resumen algunos resultados obtenidos. Podemos notar, comparando las tablas 2 y 3, que las resistencias de las juntas son muy diferentes. Las resistencias de las juntas mostradas en la ta-

TABLA 3
TIPO DE JUNTAS: Al-Al₂O₃ - Ag[Ⓢ]-Al₂O₃-Ag

	J-38A	J-38B	J-38C	J-39	J-40
RESISTENCIA DE LA JUNTA	4.9 KΩ	4.5 KΩ	5.4 KΩ	4.7 KΩ	5.4 KΩ
ESPESOR CONTRAELECTRODO	190 Å	190 Å	190 Å	209 Å	190 Å
AREA DE LA JUNTA	4 mm ²	4 mm ²	2 mm ²	2 mm ²	2 mm ²
POLARIZACIÓN	Al(±)	Al(±)	Al(±)	Al(±)	Al(±)
VOLTAGE AL QUE SE EM- PIERA AUNQUE LA LUZ	2.8 V	2.2 V	3.5 V	2.5 V	—
TIPO DE LUZ	AZULADA	AZULADA	AZULADA	AZULADA	AZULADA

Ⓢ PARTICULAS

bla 3 son mucho mayores que las resistencias de las juntas mostradas en la tabla 2, ésto es algo que debía de esperarse por el doble proceso de oxidación usado para hacer las juntas reportadas en la tabla 3.

El tipo de luz emitida es azulado-blanquecina para todas las juntas que se probaron. Debemos hacer notar que el cambio de polaridad en el voltaje aplicado a la junta no afectaba notablemente la emisión de luz; ésto puede explicarse por la simetría que tiene el sistema: metal-óxido-partículas-óxido-metal.

IV.3 Evaporación sobre sustrato frío

Las películas delgadas que se obtienen por evaporación adquieren características peculiares dependiendo de la temperatura a la que se encuentra el sustrato (ver FIG 10). Por ejemplo, cuando se evapora sobre sustrato frío, la película formada presenta una estructura granular^(26,29) (ver FIG 13). Este tipo de defectos cristalinos proporcionan las condiciones para que haya acoplamiento entre plasmones de volumen y fotones⁽⁸⁾. También, como ya comentamos anteriormente, para que los plasmones superficiales decaigan radiativamente, debe haber alguna imperfección para que la condición de conservación del momento lineal se satisfaga; ésto se puede lograr poniendo partículas metálicas entre el óxido y el contraelectrodo.

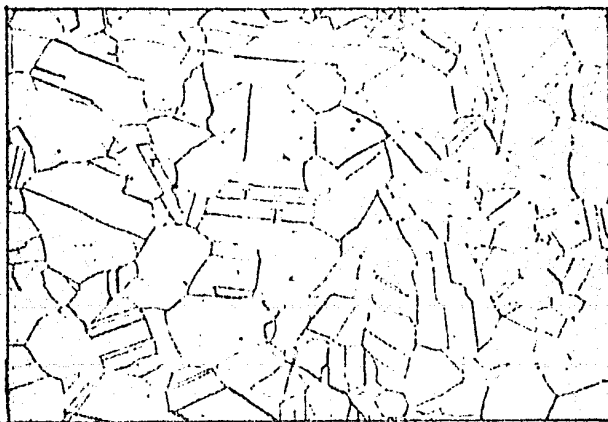


FIG 13. Fronteras de grano que aparecen cuando se evapora cobre sobre un sustrato frío (fotografía tomada de ref. 26).

La idea que se persigue, entonces, es la de lograr experimentalmente una interfase muy rugosa. Rugosa en dos niveles: Una rugosidad provocada por la presencia de partículas metálicas y otra rugosidad "interna" en las mismas partículas, provocada por las fronteras de grano.

A continuación se describe el procedimiento seguido para fabricar este tipo de juntas. Después de formar la película de aluminio y oxidar a temperatura ambiente, se enfría el sustrato. Para bajar la temperatura del sustrato se usa un tubo de cobre por donde circula nitrógeno líquido; con este método la temperatura registrada (con un termopar) en la vecindad del sustrato es de -180°C , con aproximadamente 30 min de circulación constante. Una vez que se alcanzaba esta temperatura se procedía a evaporar una pequeña cantidad de plata para que se formaran islotes. Después de formar las partículas metálicas se deja de circular nitrógeno líquido y se calienta el sustrato hasta temperatura ambiente; finalmente se forma la película continua de plata. Una visualización de lo que se espera obtener con este método aparece en la FIG 14.

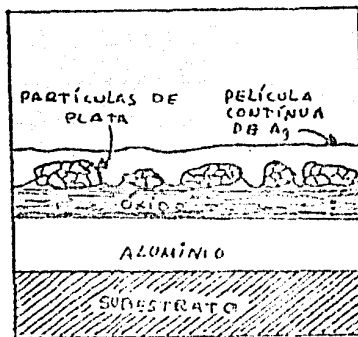


FIG 14. Formación de partículas metálicas a bajas temperaturas ($\sim -180^{\circ}\text{C}$).

Los electrones al atravesar al óxido por tunelaje, hacia la plata, pueden excitar a los plasmones superficiales y también pueden excitar a los plasmones localizados en las partículas metálicas; la emisión de luz se hace más probable por las imperfecciones en las partículas y por la rugosidad. En resumen, con este tipo de juntas se

pretende que los plasmones superficiales y los localizados en las partículas metálicas decaigan radiativamente.

En esta etapa de los experimentos se ha introducido una técnica para "curar" algunas juntas que tenían una resistencia demasiado pequeña ($R \leq 1 \Omega$). Una resistencia muy pequeña nos obliga a suministrar mucha corriente para poder obtener una diferencia de potencial apreciable a través del óxido. Demasiada corriente sobre el dispositivo provoca un sobrecalentamiento que hace que se deteriore el contraelectrodo. Para aumentar la resistencia de la junta se procede a calentarla dentro de un horno a 180°C durante aproximadamente 15 minutos (a este proceso se le llama recocido). En la mayoría de los casos la resistencia aumenta hasta el doble de la inicial. El hacer el recocido se justifica porque el fabricar una junta del tipo descrito en esta sección es difícil, y por tanto vale la pena salvarlas.

Observando los resultados que aparecen en la tabla 4 nos damos cuenta que algunas juntas emiten sólo luz de color azul y dos del grupo emittieron desde el rojo hasta el azul.

TABLA 4
TIPO DE JUNTAS: Al- Al_2O_3 - Ag[Ⓢ] - Ag

	J-41A	J-41B	J-41C	J-43A	J-43B	J-43C
RESISTENCIA DE LA JUNTA	2 Ω ^{ⓈⓈ}	567 Ω ^{ⓈⓈ}	1316 Ω	156 Ω	28 Ω ^{ⓈⓈ}	1.6 Ω ^{ⓈⓈ}
ESPESOR CONTRAELECTRODO	190 Å	190 Å	190 Å	190 Å	190 Å	190 Å
ÁREA DE LA JUNTA	4 mm ²	4 mm ²	2 mm ²	4 mm ²	4 mm ²	2 mm ²
POLARIZACIÓN	Al(-)	Al(-)	Al(-)	Al(-)	Al(-)	Al(-)
VOLTAGE AL QUE SE EM-						
PIEZA A VER LUZ	—	~2.5V	~4V	~2.7V	~2.5V	—
TIPO DE LUZ	AZULADA	ROJO-P AZULADA	AZULADA	AZULADA	ROJO-P AZULADA	AZULADA

Ⓢ PARTICULAS FORMADAS A -180°C

ⓈⓈ RESISTENCIA DESPUÉS DEL RECOCIDO

IV.4 Formación de interfaces rugosas por penetración de átomos en el óxido

Recientemente⁽³⁰⁾ se ha hecho un estudio sobre la influencia que tiene la rapidez con que se deposita el contraelectrodo en las características de una junta túnel. Al fabricar juntas del tipo Al-Al₂O₃-Pb se encontró que entre más rápido se evapora el plomo, la resistencia efectiva (a polarización cero) disminuye. Una de las explicaciones que se dan a este efecto es que entre más rápido se evapora, más energía cinética media poseen los átomos evaporados* y ésto hace que, al llegar al óxido, lo penetren con más facilidad.

Para la fabricación de este tipo de juntas se procede a formar la película de aluminio y a oxidarla. El óxido se hace más grueso respecto a los casos anteriores, debido que al evaporar rápidamente (para formar al contraelectrodo) la resistencia efectiva de la junta disminuye. Finalmente se evapora plata para formar al contraelectrodo. En la FIG 15 aparece esquemáticamente lo que se espera tener como interfase y en la tabla 5 se resumen algunas características de dos juntas elaboradas con esta técnica.

Aclaremos que en otras experiencias se probaron juntas fabricadas "normalmente" y algunas de ellas sí emitieron luz (azulada); pero en el caso de evaporación rápida la mayoría emitió luz. La intensidad de la luz emitida por estos dos tipos de juntas son relativamente iguales, aunque menos intensa que la luz emitida por juntas con partículas metálicas inmersas en óxido (ver secc. IV.2).

TABLA 5
TIPO DE JUNTAS: Al-Al₂O₃-Ag⁽³⁰⁾

	J-46 A	J-46 B
RAPIDEZ DE EVAPORACIÓN	11.4 Å/seg	9.1 Å/seg
RESISTENCIA DE LA JUNTA	1.78 KΩ	4 KΩ
ESPESOR CONTRAELECTRODO	286 Å	248 Å
AREA DE LA JUNTA	10 mm ²	4 mm ²
POLARIZACIÓN	AL(-)	AL(-)
VOLTAJE AL QUE SE BU- PIERA A VER LA LUZ	~ 2.7 V	—
TIPO DE LUZ	AZULADA	AZULADA

(30) PLATA EVAPORADA RÁPIDAMENTE

*Un material se evapora rápidamente cuanto mayor sea la potencia suministrada para fundirlo (potencia eléctrica).

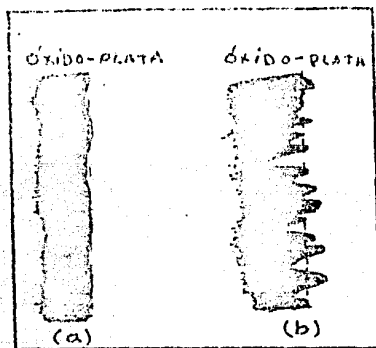


FIG 15. En (a) aparece la forma que tendría una interfase evaporando normalmente, en (b) evaporación rápida.

IV.5 Formación de partículas metálicas por evaporación en atmósfera de argón. Característica V Vs I de una junta túnel luminosa

En esta sección describimos la forma de fabricar juntas túnel luminosas siguiendo la técnica de P.K. Hansma⁽¹³⁾. Esta técnica consiste en evaporar un metal en atmósfera de gas inerte (en este caso se usa argón), con objeto de formar partículas metálicas sobre el óxido. Cuando se introduce argón a la campana de evaporación, el camino libre medio de los átomos del evaporante disminuye, respecto al caso en que se evapora en vacío. En una atmósfera de argón los átomos del evaporante chocan muchas veces entre sí antes de llegar al sustrato; por los choques sufridos algunos átomos se unen formando cúmulos, y cuando llegan al sustrato lo hacen en forma de pequeñas partículas (ver FIG 16).

El tamaño de las partículas se controla variando la presión del argón dentro de la campana y la distancia que existe entre la fuente de evaporación y el sustrato. Mayor tamaño de partículas requiere más presión y/o mayor distancia entre sustrato y fuente de evaporación. La densidad de las partículas sobre el sustrato se controla por medio del tiempo que dure la evaporación.

Para poder depositar partículas metálicas, en nuestro laboratorio, se tuvo que implementar un nuevo sistema de evaporación. Se

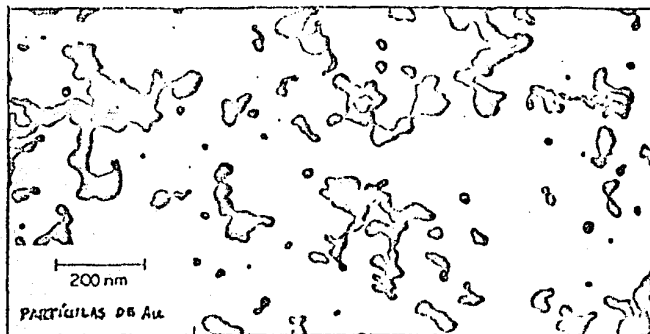


FIG 16. Fotografía tomada con microscopio electrónico de partículas de oro evaporadas en atmósfera de argón (tomada de referencia 20).

presentaban dos problemas importantes al usar el sistema original de evaporación; el primer problema consiste en que, cuando se evapora en atmósfera de argón (se evaporó una vez cobre en el sistema original), todo el sistema queda cubierto de un finísimo polvo negro, éste representa un gran inconveniente cuando se desea cierta limpieza para evaporar otros materiales. El problema más fuerte que se presenta por el "polvo" es que cubre al anillo que sirve para hacer las descargas (formación del plasma oxidante) y esto hace irreproducible la formación del óxido para las juntas túnel. El otro problema que se presenta, si se quiere usar el sistema original de evaporación, es la gran cantidad que se tendría que usar de argón. El nuevo sistema de evaporación*, aparte de resolver los problemas mencionados anteriormente, presenta la ventaja de tener una campana de vidrio; esto permite "monitorcar" visualmente la densidad de partículas metálicas: Si se ponía un sustrato de vidrio y se empezaba a evaporar oro, el vidrio se comenzaba a "ahumar"; entre más tiempo duraba la evaporación el sustrato se tornaba más oscuro, hasta llegar a negro mate.

A continuación pasemos a describir la forma de fabricar este nuevo tipo de juntas túnel. En el sistema grande de evaporación se evapora Al, para formar el óxido se deja de bombear sobre la campana y se introduce oxígeno húmedo. Luego se lleva el sustrato al sis-

*Con este sistema se logra rápidamente un buen vacío (en aproximadamente 5 min se llega a menos de 2×10^{-3} Torr).

tema chico y se hace vacío hasta unos 2 mTorr. Se deja de bombear y se introduce argón de alta pureza hasta 15 Torr de presión. En este momento se empieza a evaporar oro y se observa la tonalidad que va tomando el sustrato (el sustrato se encuentra a una distancia fija de 5 cm de la fuente de evaporación). La tonalidad que debe tomar el sustrato, debida a las partículas de oro, fué discutida con P.K. Hansma y se logra obtener através de la experiencia*. Una vez depositadas las partículas se evapora** oro para formar el contraelectrodo (200Å de espesor).

Para terminar la descripción experimental es conveniente aclarar que, para la fabricación de este tipo de juntas, se utilizó un nuevo tipo de mascarillas para formar las películas. Es una mascarilla sencilla que tiene la ventaja de ser muy manejable y, principalmente, que se pueden fabricar hasta diez juntas al mismo tiempo, aumentando con ésto la posibilidad de tener una buena junta. Usando las condiciones descritas anteriormente se fabricaron más de 100 juntas, de las cuales aproximadamente la mitad no se pudieron probar. Fueron dos las causas principales de este problema:

1) La resistencia de la sobrecapa de oro era muy grande, desde 500Ω hasta varios KΩ ; siéndó que la resistencia en las películas normales no sobrepasaba los 50Ω .

2) La resistencia de la junta era muy pequeña (muchas veces estaban en "corto").

El primer problema se debe a que las partículas de oro son muy grandes. Algunas muestras fueron observados con el microscopio óptico (con un poder de aumento de 1000), apareciendo una gran cantidad de "puntos" regularmente espaciados; ésto significa que las partículas tienen diámetro promedio de micras. Por otro lado, la película continua de oro (contraelectrodo) tiene un espesor de 200Å. Para tener una idea mas clara de lo que estaba pasando, supongamos que las partículas son esferas de 0.1μ de diámetro (o sea 1000Å). Así, una película de 200Å se tiende sobre esferas de 1000Å, y como la sobrecapa se forma por evaporación, obviamente que en algunos casos

* El depósito así obtenido era tan ténue que para verlo se tenía que contrastar con una región del sustrato sin partículas.

** Esto se realiza en el sistema grande porque ahí existe el medidor de espesores.

la película se hará muy delgada (y a veces hasta se rompe) en la vecindad partícula-óxido (ver FIG 17). Si la película se hace muy delgada entonces su resistencia efectiva aumenta considerablemente.

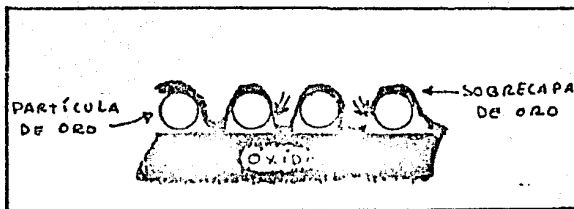


FIG 17. Dibujo esquemático que muestra las regiones donde la sobrecapa se hace muy delgada o en el caso extremo se rompe (las flechas \uparrow marcan tales regiones).

El problema más serio era el tamaño de las partículas de oro. En la FIG 18 aparecen fotografías, tomadas con un microscopio electrónico, de una muestra típica donde la resistencia de la sobrecapa es infinita; obsérvese que en la fotografía (a) se logra apreciar una consistencia granular.

El segundo problema es causado por el poco control que sobre el proceso de oxidación se tiene. La resistencia de la junta se debe, principalmente, a que el óxido es muy delgado. En experiencias posteriores lo que se hizo fué aumentar el tiempo de oxidación (más de 5min en atmósfera de oxígeno húmedo).

Las juntas usables daban una luz azulado-blanquecina y en general eran similares a las juntas túnel luminosas fabricadas según la técnica descrita en la secc. IV.2. En algunos casos, después de estar experimentando⁴ con estas juntas, aparecían puntos luminosos titilantes de un color rojo-anaranjado muy intensos. El número de puntos luminosos aumentaba, formándose regiones luminosas. La observación de tales regiones en el microscopio óptico, mostraba que los "puntos" luminosos tenían dimensiones de varias decenas de micras. Como una nota diremos que la aparición de los puntos luminosos estaba asociada a las altas corrientes que atravesaban a la junta.

⁴ Esto significa aplicar voltajes a la junta de 4V a 6V (o más), con el consiguiente calentamiento de la junta (la potencia disipada en 9 mm² era mayor de 400 mW).

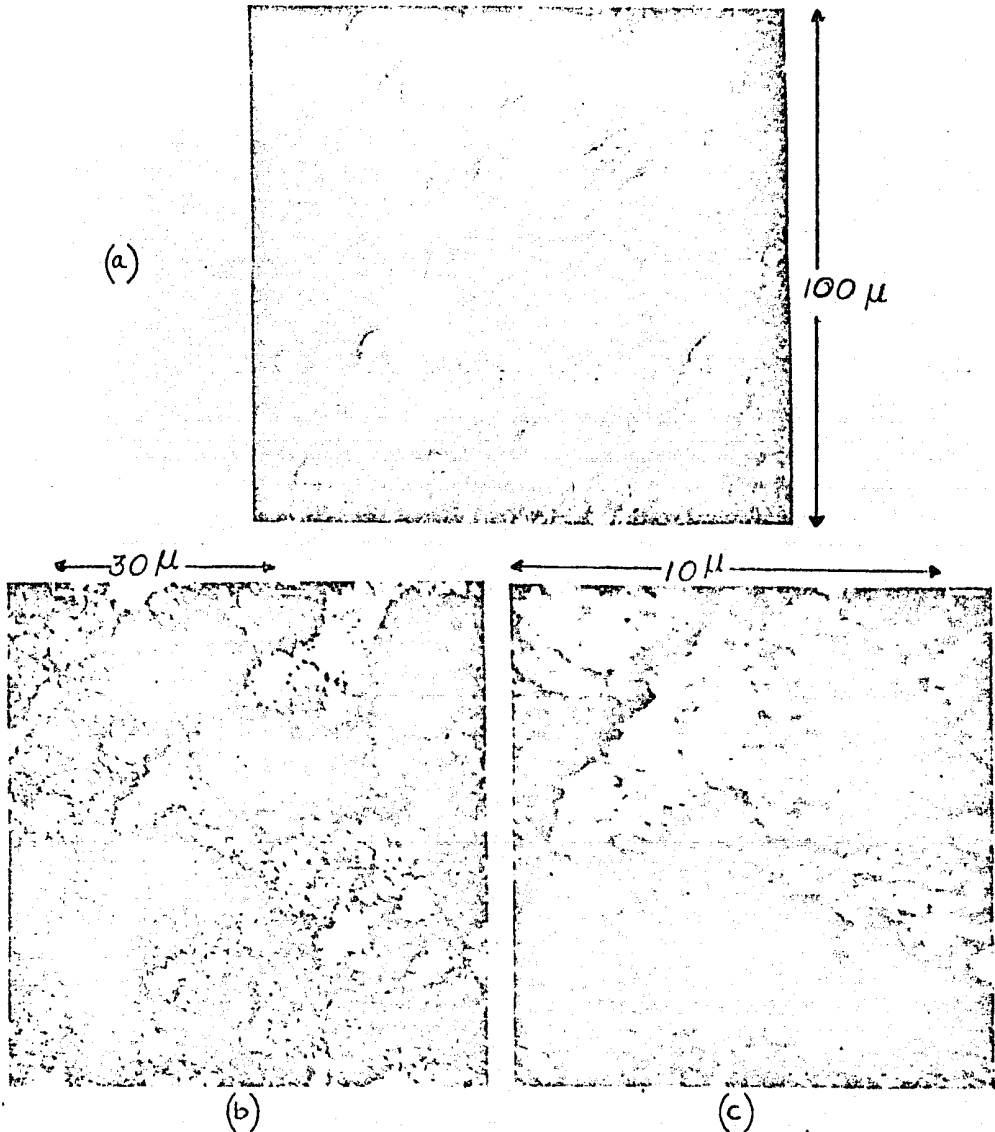


FIG 18. Fotografías de una muestra con partículas de oro muy grandes (la junta, a la que corresponden las fotografías, no funcionó por tener resistencia de contraelectrodo infinita). Las tres regiones corresponden a la misma región, pero con diferentes acercamientos. (Fotografías tomadas con un microscopio electrónico de barrido).

En contraste, las juntas túnel luminosas fabricadas en otros laboratorios con la misma técnica⁽²¹⁾ emiten luz rojo-anaranjada, pero los puntos luminosos no se logran apreciar; viéndose una textura uniforme en la emisión.

El problema que teníamos era evidente: El tamaño de las partículas que estábamos obteniendo no era el adecuado; se necesitaban partículas más pequeñas, de 200Å a 300Å⁽¹³⁾. El problema se volvió serio pues se estaba usando la misma presión de argón reportada por otros investigadores y se obtenían cosas diferentes. Por lo que se dijo al principio de esta sección, el tamaño de las partículas se puede controlar variando la presión de argón al evaporar. Se hizo una última prueba, se redujo la presión de argón de 15 Torr a 7 Torr. Se logró obtener una junta que emitía luz en forma idéntica a las juntas reportadas en la literatura científica⁽¹³⁾; es decir, la luz emitida era de alta intensidad y de color rojo-anaranjado.

Para terminar esta sección, presentamos las curvas típicas de corriente Vs voltaje de dos juntas túnel luminosas, fabricadas con la técnica descrita en esta sección. Obsérvese que la relación entre voltaje y corriente es altamente lineal, es decir son dispositivos no ohmicos (ver FIG 19).

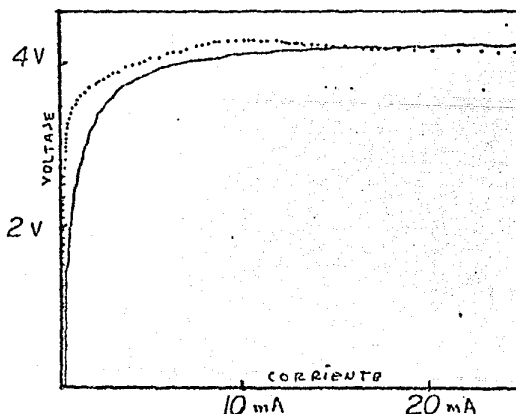


FIG 19. Característica I Vs V para juntas túnel luminosas. Obsérvese la gran similitud con un diodo común (ver por ejemplo la ref 31).

CAPITULO V: CONCLUSIONES

A continuación se presentan algunas conclusiones derivadas de lo expuesto en el presente trabajo.

Respecto a lo expuesto en la primera parte concluimos que:

1) La existencia de oscilaciones del plasma (plasmones) en los sólidos ha quedado bien establecida teórica y experimentalmente.

2) El tunelaje electrónico nos proporciona un método adecuado (método de baja energía) para estudiar propiedades de plasmones en metales.

Y como consecuencia del trabajo experimental,

3) Todos los tipos de juntas túnel propuestos en este trabajo emiten luz. Siendo el tipo de juntas con partículas metálicas, evaporadas en atmósfera de argón, las que emitieron con mayor intensidad.

Queda, sin embargo, por hacer un estudio óptico cuidadoso para establecer la eficiencia de cada tipo de junta túnel luminosa y así poder discernir entre los tipos de juntas más útiles para posibles aplicaciones tecnológicas.

4) Hay que realizar un estudio óptico más detallado para juntas con resistencias grandes ($\geq 5 \text{ K}\Omega$), con objeto de verificar, en forma independiente, que el proceso de tunelaje es de la banda de conducción de un metal a la banda de conducción del otro metal (y que la emisión de luz se debe al decaimiento radiativo de plasmones), y no tunelaje de banda de conducción de un metal a la banda de conducción del óxido (donde ahora la emisión de luz se debe a transiciones entre las bandas del óxido); como se ha sugerido para otros dispositivos similares⁽³²⁾.

5) En relación a las juntas donde se introducen partículas metálicas, por evaporación en atmósfera de argón, hay que reducir la presión de argón en nuestra disposición experimental (de 15 Torr a menos de 10 Torr) para poder obtener el tamaño adecuado de las partículas; y así las juntas túnel emitan luz en forma más eficiente.

E P I L O G O

Haremos un resumen de algunos hechos interesantes que sucedieron durante el trabajo en el laboratorio. En este resumen se exponen algunos hechos que pueden dar origen a investigaciones posteriores y posiblemente a aplicaciones tecnológicas. Se expondrá en orden cronológico tres hechos importantes.

El primero es la realización de un "transistor" usando películas delgadas y, en principio, el efecto túnel. Siguiendo la idea de una junta túnel se construyó un dispositivo con dos barreras de potencial contiguas; la disposición de las películas es metal-óxido-metal-óxido-metal, el metal de enmedio funciona como la base del transistor común y los metales laterales como colector y emisor. Una vez construido el "transistor túnel" se probó usando un generador de ondas: Presentó una amplificación (aunque muy pequeña, ~ 1.5) y también un ancho de banda; estas dos características son típicas de un transistor. La amplificación tan pequeña puede deberse a que las características del dispositivo fabricado no eran las óptimas. El camino a seguir es hacer una investigación más cuidadosa y explorar las posibilidades tecnológicas. Esto último se ve interesante pues el proceso de fabricación del dispositivo no es muy sofisticado, necesitándose, a lo más, un buen equipo de evaporación de películas delgadas.

Un segundo hecho se refiere a lo que parece ser un nuevo efecto. El descubrimiento del efecto se inició así: Si al aplicar un voltaje a la junta ésta emite luz, entonces ¿Qué pasa si iluminamos a la junta? ¿Registraremos algún voltaje a través de las terminales de la junta? Poseía una junta que emitía luz y en un día (con buena iluminación) se procedió a tratar de detectar un voltaje tapan-do y destapando a la junta con la palma de la mano. Resultó que el detector registraba un voltaje; pero no se debía a la luz. Después se pensó que se tenía algo parecido a un termopar y que el voltaje se debía a la temperatura de la mano. Luego se comprobó que tampoco era éste el caso. Poco después se pudo establecer que el voltaje detectado se debía al vapor de agua depositado sobre la junta (el agua era la transpirada por la palma de la mano). Se vió que el dispositivo era más sensible a las moléculas polares (por ejemplo,

con benceno casi no se detectaba voltaje, pero con acetona y agua sí). Lo que quedó bien establecido es que el voltaje era más grande, entre más grande fuera la resistencia de la junta (con una resistencia de 4 K Ω se llegó a detectar más de 100 mV). El voltaje variaba según se iba depositando agua sobre la junta: Partía de un voltaje característico, bajaba un poco y luego comenzaba a subir rápidamente. Creo que lo que se tiene es un efecto inverso a la del condensador; en un condensador se aplica un voltaje y se carga, en nuestro caso las cargas se trae "mecánicamente" al condensador y estas cargas producen la diferencia de potencial. Nuevamente, en este caso hace falta realizar más investigación, pues se ve interesante la posibilidad de poder obtener una potencia eléctrica útil.

El último hecho, mas que nada curioso, es la aparición de una "raya" luminosa sobre la película de oro, al aplicarle un voltaje. El tipo de juntas que se estaba probando es el que tiene partículas de oro, obtenidas por el método de la atmósfera de argón; cuando apareció luz azulada a lo largo de una línea que atravesaba la película de oro. Aquí no tenía que ver la junta túnel, puesto que el voltaje sólo se aplicaba a la película. El voltaje aplicado era de 20 V y la corriente consumida menor de 20 mA (no había calentamiento apreciable en la vecindad de la raya luminosa). Se hizo una observación al microscopio óptico, apareciendo una aglutinación de partículas de oro formando la línea; en una aproximación burda, el ancho de la línea era de 0.1 mm. Si se quiere hacer más investigación acerca de este fenómeno, surge el problema de la poca reproducibilidad de la "raya".

Estos tres hechos son los que, principalmente, llamaron mi atención durante el trabajo desarrollado en el laboratorio. Los dos primeros hechos, al menos, me parecen dignos de estudiarlos con más cuidado.

R E F E R E N C I A S

- 1.- David Pines, Elementary excitation in solids.
W.A. Benjamin, inc., 1964
- 2.- D.Pines and R.Schrieffer, Phys.Rev.124, 1387(1961) y 125, 804(1962)
- 3.-J.H.Weaver, et.al. Optical proprieties of metals (II).Internal report, DESY F41, HASYLAB 81/05 (april 1981).
- 4.-R.H.Ritchie, Phys.Rev.106, 874(1957)
- 5.-Electromagnetic Surface Modes, Edited by A.D.Boardman
John Wiley & Sons. (1982)
- 6.-C.J.Powell and J.B.Swan, Phys.Rev.115, 869(1959) y 116, 81(1959)
- 7.-R.A.Ferrell, Phys.Rev.111, 1214(1958)
- 8.-R.H.Ritchie, Surface Science, 34, 1(1973)
- 9.-K.L.Kliwer and R.Fuchs, Phys.Rev.153, 498(1967)
- 10.-En la referencia (8) se proporcionan las referencias adecuadas para este caso, además de que proporciona una muy buena revisión referente a los plasmones superficiales en sólidos.
- 11.-Tieng-Lai Hwang, S.E.Schwarz and R.J.Jain, Phys.Rev.Lett.36, 379(1976)
- 12.-J.Lambe and S.L.McCarthy, Phys.Rev.Lett.37, 923(1976)
- 13.-P.K.Hansma and H.P.Broida, Appl.Phys.Lett.32, 545(1978)
- 14.-W.F.Brinkman, R.C.Dynes and J.M.Rowell,
J.Appl.Phys.41, 1915(1970)
- 15.-S.N.Jasperson and S.E.Schnatterly, Phys.Rev.188, 759(1969)
- 16.-D.L.Mills, H.Weber and B.Lacks, Light Emission from Tunnel Junctions in Tunneling Spectroscopy: Capabilities, Applications and New Techniques, ed.P.K.Hansma (Plenum Press, NY, 1982) chapter 5.
- 17.-L.C.Davis, Phys.Rev.B,16, 2482(1977)
- 18.-R.W.Rendell, A.J.Scalapino and B.Mühschlegel,
Phys.Rev.Lett.41, 1746(1978)
- 19.-A.Adams, J.C.Wyss and P.K.Hansma. Phys.Rev.Lett.42, 912(1979)
- 20.-A.Adams and P.K.Hansma, Phys.Rev.B,23, 3597(1981)
- 21.-Conferencias dictadas en la 2^a y 4^a reuniones de invierno de Física de Bajas Temperaturas, México (1981 y 1983).
- 22.-Deposit Thickness Monitor. Sloan Instruments Corporation.
(mod. DTF-4).

- 23.-J.Heiras,H.A.Ocampo,S.Santos (Comunicación personal).
- 24.-J.Heiras "Estudios de Difusión con Espectroscopia por Tunnelaje Electrónico Inelástico",Tesis Doctoral (1980).
- 25.-M.A.Ocampo,J.L.Heiras,R.Escudero y T.A.Will,
Rev.Mex. de Fís.28,101(1981)
- 26.-K.D.Leaver and B.N.Chapman
Thin Films,Wykeham Publications,London 1971.
- 27.-Kasturi L. Chopra
Thin Film Phenomena,McGraw-Hill and Sons. 1975.
- 28.-Comunicación privada con el Dr. Víctor M. Chapela.
- 29.-Solid State Physics (Advances in research and applications)
Academic Press,1974,Volume 29,p.148.
- 30.-M.A.Ocampo,J.L.Heiras and T.A.Will,
J.Appl.Phys.53,3699(1982)
- 31.-Heminway, Henry y Caulton,Física Electrónica
Limusa,Méx. 1973,p.288.
- 32.-T.W.Hickmott,J.Appl.Phys.36,1885(1965) y
W. Pong, et. al., J.Appl.Phys.46,2310(1975)