

# TUNEL EN ESTRUCTURAS ALUMINIO-DIOXIDO DE SILICIO-SILICIO

A.Faigón\*, F.Campabadal\*, E.Miranda y G.Redin,

Laboratorio de Física de Dispositivos-Microelectrónica,

Departamento de Física, Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires,

Paseo Colón 850, 1063 Buenos Aires.

En este trabajo se presentan las características corriente de túnel -voltaje medidas sobre diodos Aluminio- dióxido de Silicio - Silicio con espesor de dieléctrico desde 25 Å a 70 Å sobre un extendido rango de corriente  $10^{-9} < J < 1$  Amp/cm<sup>2</sup>, y un sencillo modelo que da cuenta de las mismas. Sus características salientes son el uso de una relación de dispersión  $k(E) = k_0$  constante en la banda prohibida del aislante, y la inclusión de un factor que atenúa la probabilidad de túnel en forma exponencial con la energía medida desde la banda de conducción del aislante. La derivada  $d \log J / dV$  muestra ser una poderosa herramienta para discriminar entre distintos modelos.

## I. INTRODUCCION

El estudio de las corrientes de túnel a través del dieléctrico en estructuras MOS (Metal- Oxido - Semiconductor) es actualmente de alto interés tecnológico para el diseño de variados dispositivos<sup>1</sup>. Pero además, dada la madurez de la tecnología de fabricación de estas estructuras sobre Silicio, y la abundante información acerca de sus características físicas y eléctricas, el diodo Al - SiO<sub>2</sub> - Si es un excelente banco de pruebas para testear la teoría.

Si bien los principios del túnel a través de una barrera de potencial en el vacío están sólidamente fundados<sup>2</sup>, su adecuación a una estructura real como la aquí investigada presenta numerosos interrogantes aún no resueltos. El más importante se refiere a la relación de dispersión E-k en la banda prohibida del aislante que usualmente se considera bien parabólica, bien del tipo Franz<sup>3</sup>. De igual peso para la construcción de un modelo son: la conservación o no del momento transversal a la dirección de túnel; si la barrera de potencial se modifica por consideraciones de carga imagen; si hay túnel asistido por trampas; si la interfase es abrupta o gradual y si, como ha sido sugerido en algunos trabajos, la altura de la barrera depende del espesor del aislante<sup>12</sup>. Lo anterior indica la inexistencia de un modelo satisfactorio que de cuenta del fenómeno.

En el presente trabajo se propone un modelo sencillo construido sobre los resultados experimentales obtenidos sobre un rango extendido de corrientes, para voltajes que abarcan el túnel directo entre los electrodos y el túnel Fowler-Nordheim (FN) a la banda de conducción del óxido, y válido para espesores mayo-

res que aproximadamente 25 Å.

## II. LAS MUESTRAS.

Se fabricaron capacitores MOS de óxido delgado (entre 25 y 70 Å) sobre obleas de silicio tipo p <100> standart en microelectrónica con concentración de aceptores  $N_a = 10^{15}$  cm<sup>-3</sup>. El espesor (s) de los óxidos se obtuvo a partir del ajuste a las curvas capacidad-voltaje de la expresión teórica teniendo en cuenta la estadística de Fermi<sup>5</sup>. Del mismo análisis se obtuvo la dependencia de la curvatura de bandas en el Si con el voltaje aplicado. La tabla I muestra las condiciones de oxidación y espesores medios de cada oblea. Sobre el óxido se depositaron por sputtering 2500 Å de aluminio, se definieron electrodos de 100 x 100 μm<sup>2</sup> y se recoció en ambiente de 90% N<sub>2</sub>, 10% H<sub>2</sub> a 435 °C. La cara posterior de la oblea fue igualmente metalizada previo ataque del óxido.

Mtra	Temp. Oxidación [°C]	p.p. O <sub>2</sub> [mm]	p.p. N <sub>2</sub> [mm]	Tiempo Oxidación [min]	Espesor s [Å]
m1	900	22	137	3	25
m2	"	"	"	5	31
m3	"	"	"	10	33
m4	"	"	"	15	36
m5	"	"	"	24	42
m6	850	760	0	12	50
m7	"	"	"	26	70

Tabla I

## III. MEDICIONES Y RESULTADOS

Las curvas corriente vs. tensión (J-V) se obtuvieron por tres métodos complementarios:

i) Excitación con escalera de tensión y medición de corriente. Es útil en el rango intermedio de corrientes  $10^{-7} < J < 10^{-4}$  Amp/cm<sup>2</sup>. El tiempo de lectura del amperímetro (300 msec) provoca gran inyección de

\*Centro Nacional de Microelectrónica (CNM),  
Barcelona, España.

carga a corrientes mayores con las consiguientes inestabilidades y ruptura prematura del dieléctrico. A bajas corrientes el tiempo de estabilización y el ruido limitan la confiabilidad de la medición.

ii) Pulsos cortos (5 msec) de corriente y medición de voltaje. Para corrientes altas.

iii) Pulsos de tensión y medición del tiempo necesario para la inyección de una pequeña cantidad de carga ( $2 \times 10^{-12}$  Coul).

En la Fig. 1 se observan las curvas J-V que resultan de combinar las mediciones antes descriptas. Las mismas están limitadas a baja tensión por el nivel de corriente mínimo detectable (aprox.  $5 \times 10^{-14}$  Amp) y a alta tensión por la ruptura del dieléctrico (aprox. 15 MV/cm). Las principales características son i) el paralelismo de las curvas para voltajes menores que aproximadamente 4.3 v, rango que corresponde al régimen de túnel directo (barrera trapezoidal); y ii) las oscilaciones en la corriente para tensiones mayores que 4.3 v - túnel FN - (barrera triangular). El diagrama energético de la estructura MOS en ambas situaciones se describe en la Fig. 2. El comportamiento oscilatorio ocurre como resultado de la interferencia de las funciones de onda electrónicas reflejadas en la interfase  $\text{SiO}_2\text{-Si}$ .

Ambos regímenes han sido estudiados por Maserjian<sup>6</sup> y resultan más evidentes si se grafica la derivada logarítmica de la corriente en función del voltaje aplicado ( $d \log J / dV$  vs.  $V$ ). Ver Figs. 3 y 4.. A efecto de los cálculos, que a continuación se detallan, se ha considerado la curvatura de bandas en el silicio (en la barrera anódica  $\Phi_a = \Phi_{a0} + \Phi_s$ , donde  $\Phi_{a0}$  es la barrera a bandas planas, y  $\Phi_s$  la curvatura de bandas), y no se consideran efectos de carga imagen (7).

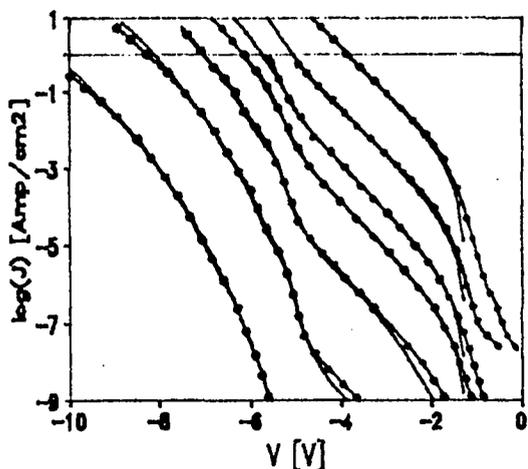


Fig. 1: Curvas J-V experimentales (con símbolos) y teóricas (sólidas) para las muestras m1 (arriba) a m7 (abajo).

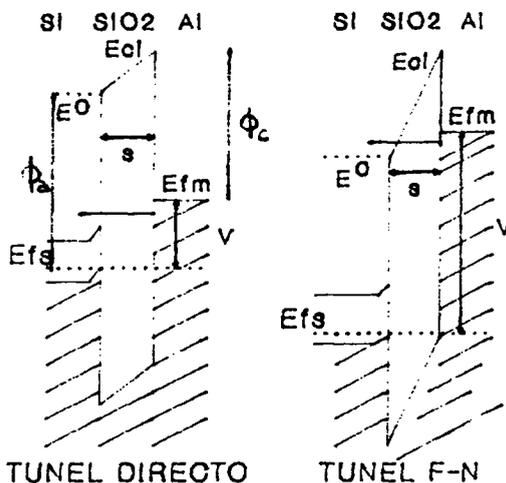


Fig. 2: Diagrama energético de la estructura MOS polarizada.

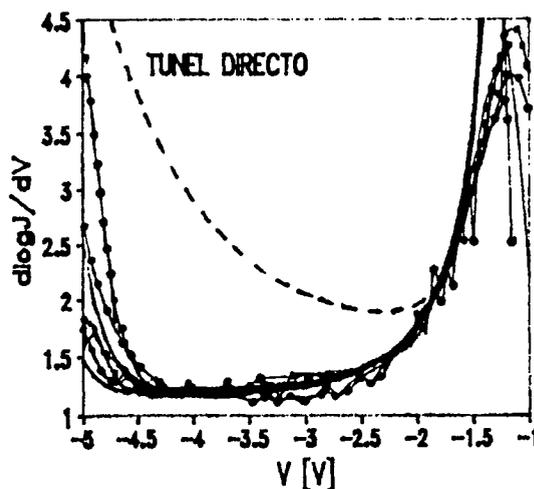


Fig. 3: Derivada logarítmica de la corriente en función del voltaje para el rango de túnel directo para todas las muestras. Experimental (con símbolos) y teóricas sólidas. La línea segmentada corresponde a  $K(E)$  parabólica.

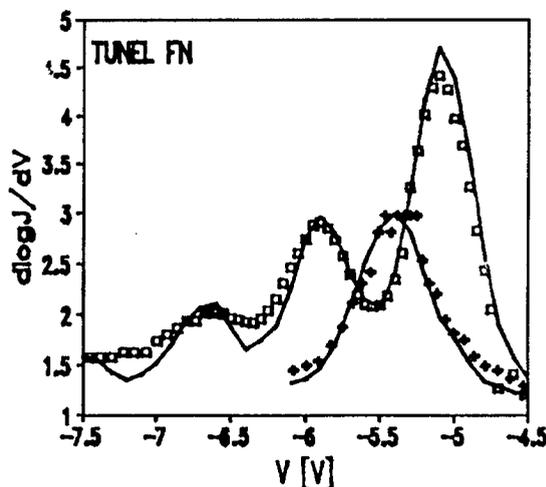


Fig. 4: Derivada logarítmica de la corriente en función del voltaje para el rango de túnel Fowler-Nordheim m4 (+) y m6 (■)

#### IV. MODELO.

La densidad de corriente de túnel se puede calcular a partir de la integral unidimensional usual<sup>8</sup>:

$$J(V) = q \int_0^{\infty} D(E_x, V) N(E_x, V) dE_x \quad (1)$$

donde  $q$  es la carga del electrón y  $E_x$  es la componente energética del electrón asociada al movimiento en la dirección normal al plano de la barrera.  $N(E_x)$  es la "función suministro":

$$N(E_x) = 4\pi m_c^* (kT/h^3) \{ \ln[1 + \exp((E_{fm} - E_x)/kT)] - \ln[1 + \exp((E_{fm} - E_x - V)/kT)] \} \quad (2)$$

donde  $m_c^*$  es la masa efectiva del electrón en el cátodo,  $E_{fm}$  es el nivel de Fermi en el metal,  $T$  la temperatura absoluta,  $k$  la constante de Boltzmann y  $h$  la constante de Plank. Se excluyen niveles energéticos inferiores a la banda de conducción del Si (estados superficiales en la banda prohibida y túnel de huecos).

$D(E_x)$  es la probabilidad de transmisión que en la aproximación WKB queda expresada por:

$$D(E_x) = \exp(-2 \int_0^{s_t} |k(E_x)| dx) \quad (3)$$

donde  $s_t$  es la distancia de túnel,  $x$  es la dirección normal a la interfase AL-SiO<sub>2</sub> (origen de coordenadas) y  $k(E_x)$  es el número de onda imaginario en la banda prohibida del aislante. Esta forma de calcular  $D(E_x)$  permite ensayar diferentes expresiones para  $K(E_x)$ . La expresión (3) no incluye las ondas reflejadas en la interfase SiO<sub>2</sub>-Si, de manera que desaparecen los efectos de la interferencia.

Para energías próximas a la banda de conducción del SiO<sub>2</sub> hay coincidencia entre los autores en que la dependencia E-k es parabólica corregida por masa efectiva. Sin embargo el desconocimiento cierto de la relación  $K(E)$  a energía alejadas de dicha banda - recordemos la naturaleza amorfa del material - ha dado origen a numerosas controversias<sup>9</sup>.

Si se considera una relación de dispersión parabólica  $K(E) = (2m^*E)^{1/2}/\hbar$  para la banda de conducción del SiO<sub>2</sub>, y su extensión a la banda prohibida, la ecuación de Schrödinger para una barrera trapezoidal es completamente soluble, resultando una expresión exacta para  $D(E_x)$ <sup>10</sup>.

Haciendo uso de esa expresión y de (1) se halla la

curva que se representa en la fig. 3. Hemos verificado que variando los parámetros de barrera dentro de los rangos usualmente aceptados  $3.1 \text{ eV} < \Phi_c < 3.3 \text{ eV}$ ,  $4 \text{ eV} < \Phi_a < 4.2 \text{ eV}$ ,  $.4 < m^*/m_c < 0.8$ , es imposible reproducir la dependencia de las curvas obtenidas experimentalmente. De manera análoga se calculó  $D(E_x)$  según (3) empleando una relación de dispersión generalizada de tipo Franz, obteniéndose nuevamente resultados que no concuerdan con lo observado.

El paralelismo de las curvas J-V confirmando en la independencia de  $\log J/dV$  con el espesor sugiere que  $K(E_x)$  tiene una muy débil dependencia en la energía. Así, proponemos en primera aproximación.

$$k(E_x) = \begin{cases} k_0 & E_x < E_{ci} \\ \{2m^*[E_x - E_{ci}]\}^{1/2} / \hbar & E_x > E_{ci} \end{cases} \quad (4)$$

El crecimiento de  $\log J$  en forma exponencial con  $V$  en la zona trapezoidal se obtiene al incluir en la integral de la corriente (1) un factor de atenuación, por ejemplo modificando el coeficiente de transmisión en la forma<sup>6</sup>:

$$D'(E_x) = \begin{cases} D(E_x) \exp[-\alpha(E^o - E_x)] & E_x < E^o \\ D(E_x) & E_x > E^o \end{cases} \quad (5)$$

donde  $E^o$  representa la banda de conducción del óxido en la interface con el Silicio (Fig.2),  $k_0$  y  $\alpha > 0$  son parámetros del modelo a determinar.

Aún cuando la aproximación WKB es suficiente para chequear la validez del modelo, al efecto de reproducir las oscilaciones se calculó la probabilidad de túnel  $D(E_x)$  utilizando el formalismo de las matrices de transmisión para lo cual se dividió la barrera trapezoidal o triangular en pequeñas barreras rectangulares de potencial constante<sup>11</sup>. Utilizando (1), (4) y (5) se simuló las curvas J-V para cada espesor, y se muestran con las experimentales en la Fig. 1. Los parámetros empleados se detallan en la Tabla II.

Parámetro	Valor
$\Phi_c$	3.2 eV
$\Phi_a$	3.9 eV
$m^*$	0.65 $m_e$
$k_0$	0.372 Å <sup>-1</sup>
$\alpha$	3 eV <sup>-1</sup>

Tabla II

El exceso de corriente se observa en los voltajes pequeños ( $|V| < 1.3 \text{ V}$ ) está asociado al túnel de electrones a estados superficiales en la banda prohibi-

da del Si, factor que no se ha considerado en el presente modelo.

## V. DISCUSION.

Se ha presentado un modelo que ajusta con mucha precisión las características J-V de túnel y sus derivadas en un extenso rango de espesores, voltajes y corrientes. El modelo es sencillo y contiene pocos parámetros de ajuste. Para aquellos que existen valores aceptados en la literatura hemos obtenido el mismo valor<sup>4</sup>. Fue construido sobre los principios fundamentales de la teoría de túnel pero los resultados experimentales nos han conducido a proponer una expresión no usual, ec. (5) para la probabilidad de túnel. En el estado actual de la investigación solo podemos enumerar posibles interpretaciones de la misma:

Si bien en la sección anterior se han descripto como factores independientes el considerar una relación de dispersión constante en la banda prohibida del aislante y el factor de atenuación para la probabilidad de transmisión; reescrita la expresión (5) en la aproximación WKB

$$D'(E_x) = \exp(-2k_0s) \exp[-\alpha(E^0 - E_x)] \quad (6)$$

admite las siguientes interpretaciones:

i)

$$D'(E_x) = \exp(-2k_0s') \quad (7)$$

con

$$s' = s + (\alpha / 2k_0) (E^0 - E_x) \quad (8)$$

Esto es, un k constante y un ancho de barrera efectivo que varía linealmente con la energía. Esto coincide cualitativamente con observaciones sobre una interfase gradual<sup>4</sup> o con los efectos de carga imagen. El valor de la pendiente,  $\alpha/2k_0=4$  A/eV, pareciera un poco elevado para ambas interpretaciones.

ii) Reescribiendo (6) en la forma

$$D'(E_x) = \exp\{-2k_0[1 + (\alpha / 2k_0s)(E^0 - E_x)]s\} \quad (9)$$

y considerando que la contribución a la corriente

proviene de  $E_x = E_{fm}$ , reemplazamos en (9)  $E^0 - E_x$  por  $E^0 - E_{fm} = \Phi_a - qV = \Phi_c - (qV + \Phi_c - \Phi_a)$ , resultando

$$D'(E_x) = \exp(-2k's) \quad (10)$$

con

$$k' = k_0 - (\alpha / 2k_0)(F - F_{fm}) \quad (11)$$

que se lee como un desarrollo a primer orden de k en el campo  $F = (qV + \Phi_c - \Phi_a) / s$  alrededor del campo umbral de  $F_{fm} = \Phi_c / s$ , para el cual  $k=k_0$ .

iii) Alternativamente, el factor de atenuación podría asociarse al túnel a la banda indirecta del Silicio<sup>6</sup>. El análisis de esta interpretación, aún debe llevarse a cabo.

## REFERENCIAS.

- 1- S. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Segunda Edición, John Wiley & Sons, New York (1981).
- 2- R. Fowley y L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. (London) **A119** 626 (1928).
- 3- W. Franz, *Handbook Der Physik*, s. Flugge, Ed. Berlin: Springer, 1956, vol. 17 p.155.
- 4- J. Maserjian y N. Zamani, J. Appl. Phys. **53**, 1034 (1958).
- 5- R. Seiwatz y M. Green, J. Appl. Phys. Lett. **29**, 1034 (1958).
- 6- J. Marsejian y G. Petersson, Appl. Phys. Lett. **25**, 50 (1974).
- 7- Z. Weinberg, J. Appl. Phys. **53**, 5052 (1982).
- 8- C. Duke, *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press, New York (1969).
- 9- A. O'Neill, Solid-State Electronics **29**, 305 (1986).
- 10 K. Gundlach, Solid-State Electronics **9**, 949 (1966).
- 11 Y. Ando y T. Itoh, J. Appl. Phys. **61**, 1497 (1987).
- 12 L. Kasprzak, R. Laibowitz y M. Ohring, J. Appl. Phys. **48**, 4281 (1977).