

MICROELECTRÓNICA

TEMA 1: ESTRUCTURAS M O S

- 1.1. Estructura MOS de dos electrodos. Diodo MOS ideal.
- 1.2. Zona de carga espacial
- 1.3. Densidad de cargas
- 1.4. Distribución de potencial y de campo eléctrico
- 1.5. Distribución de cargas en el semiconductor
- 1.6. ZCE superficial con la aproximación de empobrecimiento
- 1.7. Característica capacitancia-voltaje
Caso ideal
Efecto de la frecuencia
- 1.8. Factores que influyen en el modelo ideal
- 1.9. Diferencia de trabajos de extracción
- 1.10. Cargas eléctricas en el aislador
- 1.11. Cargas eléctricas en la interfaz óxido-semiconductor
- 1.12. Estructura MOS de tres electrodos. Diodo controlado por compuerta

La estructura multicapas que se forma en un semiconductor del tipo **Metal-Oxido-Semiconductor (MOS)** es una de las más importantes en la técnica de los semiconductores.

1.1 DIODO MOS IDEAL

Esta estructura MOS también recibe el nombre de diodo MOS por tener solamente dos electrodos. Si no se dice otra cosa se estudiará la estructura formada por aluminio (Al) como metal, óxido de silicio (SiO_2) como dieléctrico y silicio (Si) como semiconductor. Los resultados pueden generalizarse a otros materiales.

En este caso ideal en el diagrama de bandas de la estructura se considera:

1. Cuando el voltaje aplicado en los extremos de la estructura es cero, los niveles de Fermi de los tres materiales están a un mismo nivel y no hay curvatura de las bandas.

Esta es la llamada **condición de banda plana (“flat-band”)**;

2. En la estructura aparecen zonas de carga espacial solamente cuando se aplica un voltaje $V \neq 0$, tanto en el semiconductor como en el metal;
3. El aislador es ideal.

Hay que recordar que el diagrama de bandas generalmente se hace para los electrones, donde la energía se incrementa hacia arriba en el diagrama. Debido a que $E = -q\phi$, donde la q es la carga del electrón y ϕ es el potencial, el sentido de incremento de potencial será en el diagrama de bandas contrario al de la energía.

Cuando se aplica un voltaje diferente de cero se produce una curvatura en las bandas y se generan zonas de carga espacial, aunque se mantiene una condición que se conoce como de cuasiequilibrio, debido a que no fluye corriente por la estructura, o sea a través del aislador, ver figura 1.

En los análisis posteriores se considera un modelo unidimensional, o sea, cuando las variaciones de potencial se observan solamente en la perpendicular a la superficie.

Las principales magnitudes que se definen en el diagrama de bandas son:

- χ_m trabajo de extracción en el metal en eV;

- χ_o trabajo de extracción en el dieléctrico en eV;
- χ_s trabajo de extracción del semiconductor en eV;
- χ_a afinidad del semiconductor en eV;
- E_g banda prohibida del semiconductor en eV.

Cuando se aplica una diferencia de potencial externo a la estructura MOS, hay tres casos posibles: de acumulación, de empobrecimiento y de inversión. La variación del diagrama de bandas para estos casos se muestra en la figura 1.2.

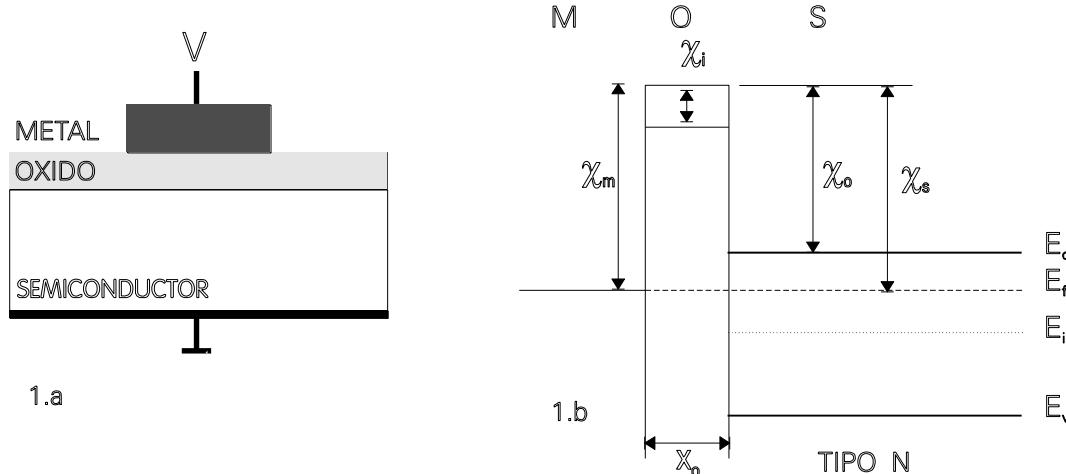
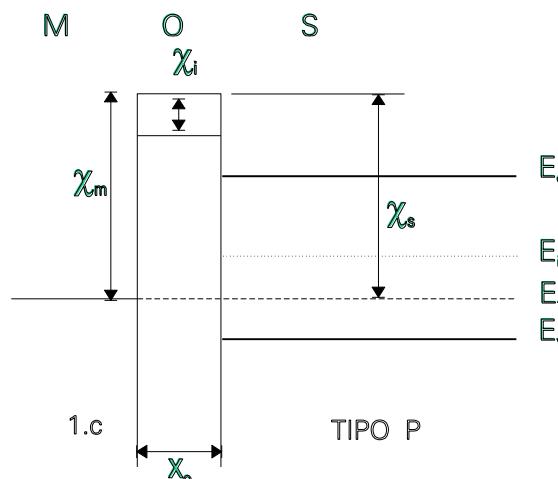


Fig.1.1 Estructura MOS ideal

- a) Diagrama típico de una estructura Metal-Oxido-Semiconductor
- b) Caso ideal de banda plana para semiconductor tipo N.
- c) Caso ideal de banda plana para semiconductor tipo P.



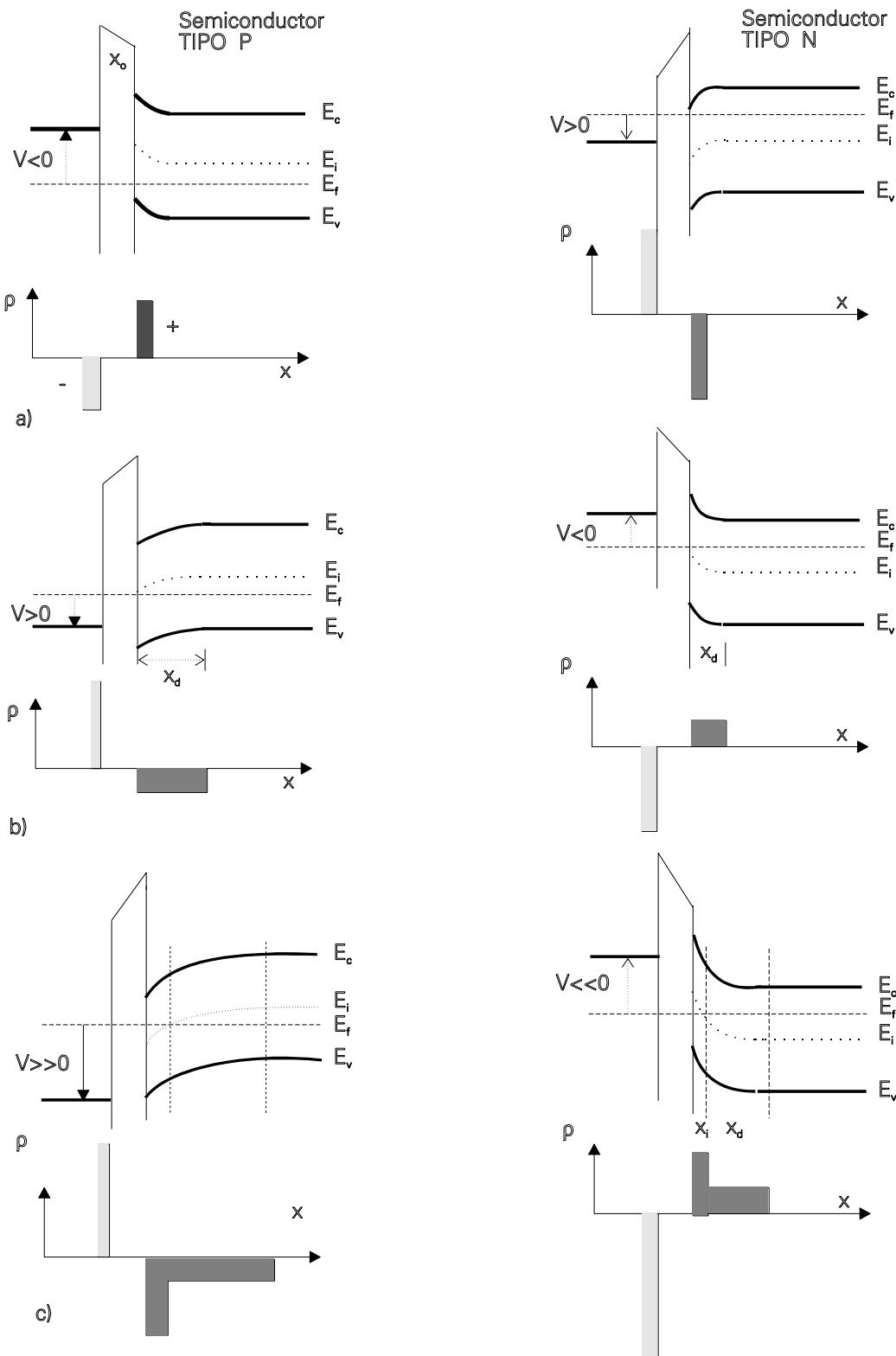


Fig.1.2 Diferentes casos posibles que se producen en una estructura MOS cuando se aplica un potencial externo igual a V al metal, usando el semiconductor como referencia.

- Acumulación - se produce una acumulación de mayoritarios en la superficie.
- Empobrecimiento - se empobrece la superficie de mayoritarios.
- Inversión - se crea una juntura P-N inducida junto a la superficie.

1.2 ZONA DE CARGA ESPACIAL

La región más importante en este tipo de estructura es la **Zona de Carga Espacial (ZCE)** que va desde la interfaz entre el dieléctrico y el semiconductor hasta el comienzo de la zona homogénea, donde el campo eléctrico es igual a cero, o sea, es la zona donde el campo eléctrico es diferente de cero.

El análisis de la ZCE implica conocer la distribución de **carga eléctrica, de potencial y de campo eléctrico**, al igual que en una unión P-N, para lo cual se utilizan los mismos métodos de cálculo usados en la unión P-N.

Analizaremos la estructura de bandas en la región del semiconductor junto a la superficie, para un semiconductor tipo P, y el caso unidimensional.

Se tomará como referencia del potencial, nivel cero, el nivel intrínseco E_i . Dependiendo de la posición relativa del potencial superficial ϕ_s , se tendrán los siguientes casos para un semiconductor P, figura 1.3:

- | | |
|-------------------------------|-------------------|
| $\phi_s < 0$, | acumulación; |
| $0 < \phi_s < \phi_f$, | empobrecimiento; |
| $2\phi_f > \phi_s > \phi_f$, | inversión débil; |
| $\phi_s > 2\phi_f$. | inversión fuerte. |

Para un semiconductor N resulta $\phi_f < 0$ y las zonas corresponderán a:

- | | |
|----------------------------------|-------------------|
| $\phi_s > 0$, | acumulación; |
| $0 > -\phi_s > -\phi_f$, | empobrecimiento; |
| $-2\phi_f < -\phi_s < -\phi_f$, | inversión débil; |
| $-\phi_s < -2\phi_f$. | inversión fuerte. |

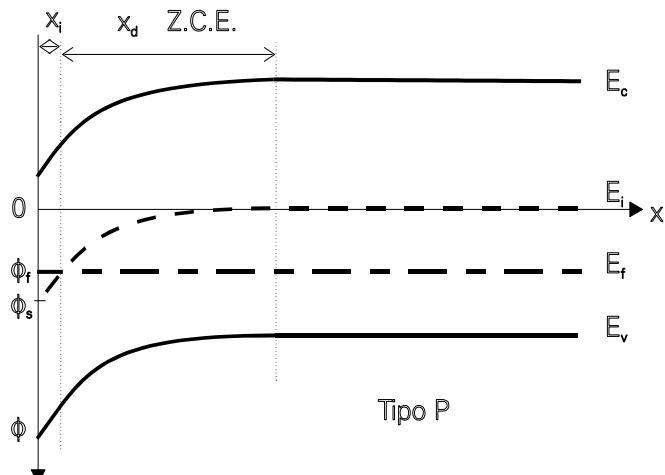


Fig.1.3 Modelo unidimensional del diagrama de bandas en la superficie del semiconductor tipo P de una estructura MOS.

1.2.1 DENSIDAD DE CARGAS

Para los cálculos, teniendo en cuenta que las fórmulas son algo grandes, se usará el voltaje en forma normalizada con respecto al potencial térmico $\phi_t = kT/q$, o sea

$$u = \frac{\varphi}{\phi_t} . \quad (1.1)$$

En los trabajos sobre semiconductores se considera la temperatura ambiente igual a 27^0C (300 K). Para esta temperatura el potencial térmico es igual a $25.8 \approx 26\text{ mV}$.

En la ZCE hay impurezas tanto donadoras, N_d , como aceptoras, N_a , y todas están ionizadas, por lo tanto, la densidad de carga ρ será igual a:

$$\rho(x) = q[p(x) - n(x) + N_d - N_a] . \quad (1.2)$$

La coordenada x se considera igual a cero en la interfaz. En las zonas homogéneas (zona de volumen o de cuerpo), fuera de la ZCE, se está en equilibrio y la neutralidad eléctrica se define como:

$$p_{po} - n_{po} = N_a - N_d \quad (1.3)$$

Las bandas de conducción y de valencia se curvarán manteniéndose el nivel de Fermi constante a lo largo de la estructura. La diferencia de energía entre E_c y E_f , o entre E_v y E_f , varía a lo largo de la estructura, por lo cual la concentración de portadores también variará como se define en:

$$n_p(x) = n_i \cdot e^{-\frac{E_i(x)-E_f}{kT}} = n_i \cdot e^{-\frac{[\varphi_i(x)-\varphi_f]}{\phi_t}} = n_{po} \cdot e^{\frac{\varphi(x)}{\phi_t}} = n_{po} \cdot e^{u(x)} \quad (1.4)$$

$$p_n(x) = n_i \cdot e^{-\frac{E_i(x)-E_f}{kT}} = n_i \cdot e^{-\frac{[\varphi_i(x)-\varphi_f]}{\phi_t}} = p_{po} \cdot e^{-\frac{\varphi(x)}{\phi_t}} = p_{po} \cdot e^{-u(x)}, \quad (1.5)$$

considerando que la concentración en el volumen, fuera de la ZCE, viene dada por la diferencia de $\varphi_i - \varphi_f$, y que el potencial $\varphi(x)$ es igual a $\varphi_i(\infty) = 0$ (en el volumen).

Sustituyendo las eq 1.3, 1.4 y 1.5 en la 1.2 se obtiene para la densidad de carga:

$$\rho(x) = q[p_{po}(e^{-u(x)} - 1) - n_{po}(e^{u(x)} - 1)] \quad (1.6)$$

En función del potencial normalizado es igual a:

$$\rho(u) = q[p_{po}(e^{-u} - 1) - n_{po}(e^u - 1)] \quad (1.6a)$$

1.2.2 DISTRIBUCIÓN DEL POTENCIAL Y DEL CAMPO ELÉCTRICO

Teniendo en cuenta que la distribución de carga es dependiente del potencial, y utilizando la ley de Poisson, se calculará la distribución del campo eléctrico en la ZCE.

Según Poisson

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon_s}, \quad (1.7)$$

donde la ϵ_s corresponde a la constante dieléctrica del semiconductor, igual a la constante dieléctrica relativa del semiconductor, 11.8 para el Si, por la constante dieléctrica del vacío $\epsilon_0 = 8.86 \times 10^{-14} \text{ F/cm}$: $\epsilon_s = 1.045 \times 10^{-12} \text{ F/cm}$ para el silicio.

Transformando (1.7) para obtener la dependencia directa de E en función de φ , se tendrá:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right) = \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right) \frac{d\varphi}{dx},$$

$$\int \frac{d\varphi}{dx} d\left(\frac{d\varphi}{dx} \right) = -\frac{1}{\epsilon_s} \int \rho(\varphi) d\varphi;$$

pasando al potencial normalizado, $\varphi \rightarrow u$, e integrando resulta

$$\frac{1}{2} \left(\frac{du}{dx} \right)^2 = \frac{1}{\phi \epsilon_s} \int \rho(u) du + C, \quad (1.8)$$

considerando que para $du/dx=0$, $u=0$, se calcula la constante C , obteniéndose para la distribución de potencial la siguiente ecuación:

$$\frac{du}{dx} = \pm \sqrt{\frac{2qn_i}{\phi \epsilon_s}} \left(e^{u_f} (e^{-u} + u - 1) + e^{-u_f} (e^u - u - 1) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.9)$$

La ec 1.9 es de gran complejidad para hacer una valoración directa de la misma. Para el análisis posterior se introducen las siguientes notaciones:

$$L_{Di} = \sqrt{\frac{\phi \epsilon_s}{2qn_i}}, \quad \text{longitud de Debye intrínseca}; \quad (1.10)$$

y

$$F_p(u, u_f) \equiv \left[e^{u_f} (e^{-u} + u - 1) + e^{-u_f} (e^u - u - 1) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.11)$$

para el semiconductor tipo P.

Analizaremos el comportamiento de esta función F en algunos rangos de variación de u , se puede aproximar de la siguiente forma:

$$1) \text{ Si } u < 0 \quad \rightarrow F \cong e^{\frac{u_f}{2}} \left[e^{|u|} - |u| - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \cong e^{\frac{u_f + |u|}{2}}; \quad (1.12)$$

$$2) \text{ Si } 0 < u < 2u_f \quad \rightarrow F \cong e^{\frac{u_f}{2}} \left[u - 1 + e^{-u} \right]^{\frac{1}{2}} \cong e^{\frac{u_f}{2}} \sqrt{u}; \quad (1.13)$$

$$3) \text{ Si } u > 2u_f \quad \rightarrow F \cong e^{\frac{u_f}{2}} \left[u + e^{u-2u_f} \right]^{\frac{1}{2}} \cong e^{\frac{u-u_f}{2}}. \quad (1.14)$$

Considerando las ec (1.9), (1.10) y (1.11) se obtiene que el campo eléctrico E depende del potencial según:

$$E(u) = \pm \phi t \frac{F(u, u_f)}{L_{Di}} \quad + \text{semiconductor tipo p; - semiconductor tipo n} \quad (1.15)$$

y el potencial dependerá de la coordenada según:

$$|x| = L_{Di} \int \frac{du}{F(u, u_f)}. \quad (1.16)$$

Conocida la relación $u=f(x)$, se puede calcular $E(x)$ en función de la coordenada.

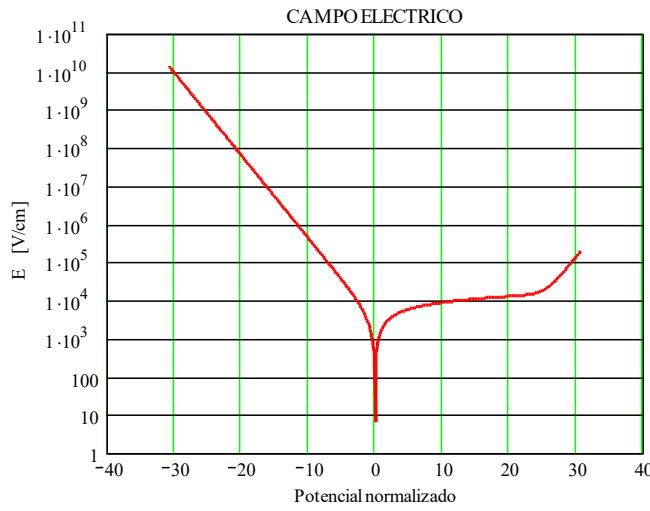


Figura 1.3a Variación del campo eléctrico superficial en función del potencial normalizado

En la figura 1.3a se muestra como varía el campo eléctrico transversal en función del potencial normalizado para una concentración de aceptores en el substrato de 10^{15} cm^{-3} . Se considera el potencial máximo cuando la curvatura de las bandas hace que el nivel de Fermi toque la banda de conducción, o sea, el caso de degeneración. Ese potencial corresponde a $u_{smax}= 30.7$. En la rama derecha de la figura se ve claramente la transición desde el empobrecimiento hasta el comienzo de la inversión fuerte, que esta alrededor del voltaje que definiremos como voltaje de umbral, V_T . En la rama negativa se observa el crecimiento exponencial en el caso de acumulación, a partir de un voltaje que definiremos como voltaje de banda plana, V_{FB} . Se considera $V_{FB}= 0V$.

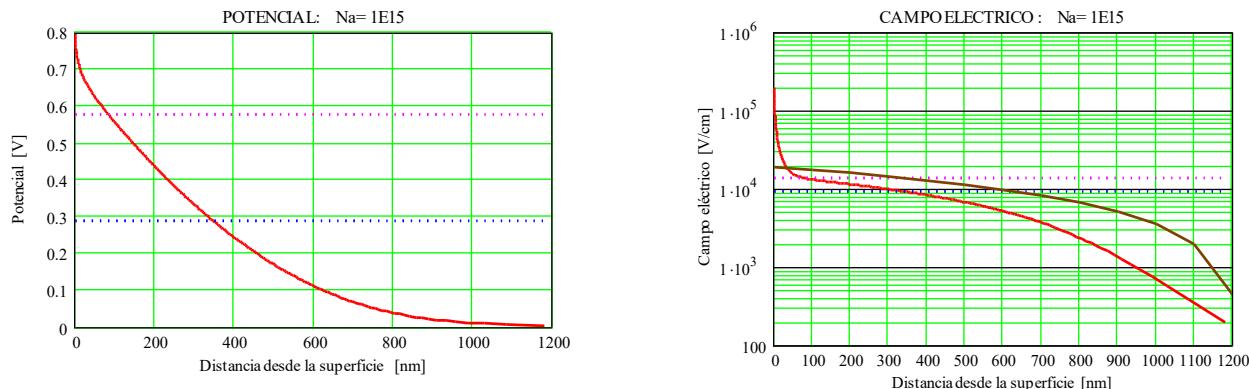


Figura 1.3b Variación del potencial y de campo eléctrico en el semiconductor desde la interfaz hasta el volumen, cuando se alcanza la zona homogénea. Las líneas de punto horizontal muestran los niveles cuando se alcanza el nivel de Fermi y el doble del nivel de Fermi. Se ven bien definidas las tres regiones de empobrecimiento, inversión débil e inversión fuerte.

1.2.3 DISTRIBUCIÓN DE CARGAS EN EL SEMICONDUCTOR

La carga total acumulada en la región de la ZCE en el semiconductor se puede calcular integrando toda la carga, desde la zona homogénea hasta la superficie.

Si Q_{sem} es la carga total en el semiconductor, y E_s la intensidad del campo eléctrico en la superficie, resulta:

$$E = \int_{\infty}^x \frac{\rho}{\varepsilon_s} dx + C ,$$

y para $x = 0$, $E = E_s$; $u = u_s$ y para $x = \infty$, $E = 0$; $u = 0$.

Cambiando la variable, según ec (1.16) y fijando los límites, resulta:

$$E = \int_{\infty}^x \frac{\rho}{\varepsilon_s} dx = \frac{1}{\varepsilon_s} \int_{\infty}^x \rho(x) dx = -\frac{Q(x)}{\varepsilon_s} , \quad (1.17)$$

$$Q_{sem} = -\varepsilon_s E_s . \quad (1.17a)$$

Las variaciones de la concentración de portadores se definen por las siguientes ecuaciones:

$$Q_p = \int_0^{\infty} [p(x) - p_{p0}] dx = p_{p0} \int_0^{\infty} (e^{-u} - 1) dx = L_{Di} p_{p0} \int_{u_s}^0 \frac{e^{-u} - 1}{F(u, u_f)} du , \quad (1.18)$$

que corresponde a los huecos en exceso por unidad de área, de la interfaz.

Una expresión similar se obtiene para los electrones por unidad de área;

$$Q_n = \int_0^{\infty} [n(x) - n_{p0}] dx = n_{p0} \int_0^{\infty} (e^u - 1) dx = L_{Di} n_{p0} \int_{u_s}^0 \frac{e^u - 1}{F(u, u_f)} du . \quad (1.19)$$

Como se ve, la carga va creciendo desde el volumen hacia la superficie, tomando su máximo valor en la superficie.

Considerando las ec (1.15) y (1.17a) se calcula la carga superficial en función del potencial,

$$Q_{sem} = \frac{\varepsilon_s \phi}{L_{Di}} F(u_s, u_f) . \quad (1.20)$$

El comportamiento de la ec (1.20) para las diferentes polarizaciones de la estructura MOS con un semiconductor tipo P ($u_f > 0$) se describe a continuación (figura 1.4):

1) *Zona de acumulación, $u < 0$* .

La función F tiene un carácter exponencial, por lo cual la carga Q_{sem} crece exponencialmente con el módulo de u , y los huecos, que son mayoritarios en este caso, se acumulan junto a la superficie, ec (1.12).

2) *Zona de empobrecimiento, $0 < u < u_f$* .

La superficie comienza a perder portadores empobreciéndose y creando una zona de carga espacial de los iones de impurezas no compensadas que están fijos a la red cristalina, ec (1.13).

3) *Zona de inversión débil, $u_f < u < 2u_f$* .

Se caracteriza porque la superficie cambia de conductividad, pasando a ser tipo N, o sea se invierte la conductividad, cuando el potencial superficial ϕ_s se hace igual a ϕ_f . Por esta causa es que se llama zona de inversión. Por ser la concentración de la carga invertida, electrones en este caso, menor a la carga de mayoritarios en el volumen, se dice que la inversión es débil, ec (1.13).

4) *Zona de inversión fuerte, $u > 2u_f$* .

El potencial superficial es mayor que dos veces φ_f , por lo cual la concentración de portadores invertidos es mayor que la concentración de mayoritarios en el volumen (substrato). La dependencia de nuevo es exponencial, ec (1.14).

Se forma de hecho una unión P-N superficial, junto a la interfaz, que se considera **inducida**, o sea, si se retira el potencial desaparece la unión. Junto con la unión inducida esta la correspondiente zona de carga espacial, ZCE.

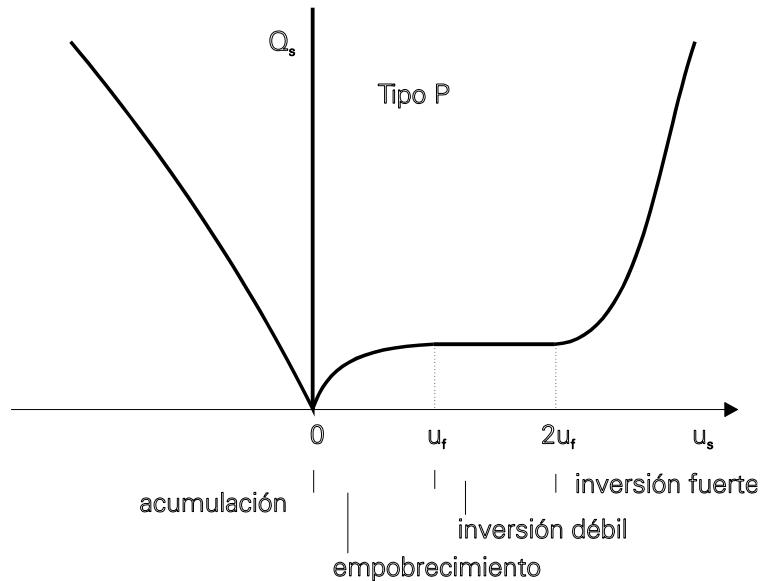


Fig.1.4 Dependencia de la carga total en el semiconductor Q_s del potencial superficial u_s .

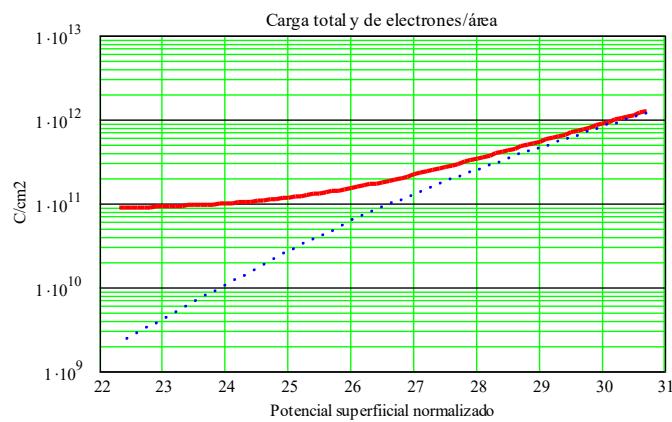


Figura 1.4a Distribución de carga total y de la carga de portadores en función del potencial superficial, para altos voltajes de compuerta.

1.2.4 ZCE SUPERFICIAL CON LA APROXIMACIÓN DE EMPOBRECIMIENTO

La aproximación de empobrecimiento considera que en la ZCE no hay portadores, sino solo la carga de los iones fijos a la red, por lo tanto, si la concentración de átomos aceptores es de N_a , entonces $\rho = -qN_a$, y el campo eléctrico E es cero en el punto del máximo del ancho de la ZCE, x_d . Según la ley de Poisson;

$$E(x) = \frac{qN_a x_d}{\epsilon_s} \left(1 - \frac{x}{x_d}\right); \quad (1.21)$$

$$\varphi(x) = \frac{qN_a x_d^2}{2\epsilon_s} \left(1 - \frac{x}{x_d}\right)^2. \quad (1.22)$$

Similares a las obtenidas en el caso de la unión P-N abrupta unilateral. La anchura máxima de la ZCE se alcanza para la condición de inversión fuerte, $u = 2u_f$ ($\varphi_{\square} = 2\varphi_f$), resultando:

$$x_{d \max} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_a}} (2\varphi_f). \quad (1.23)$$

La carga fija en la ZCE será igual a:

$$Q_B = -qN_a x_{d \max}, \quad (1.24)$$

y la carga total en el semiconductor Q_{sem} será igual a la suma de la carga fija ec (1.24) y de los portadores, Q_n , en este caso

$$Q_{sem} = Q_B + Q_n. \quad (1.25)$$

Para el semiconductor tipo N las definiciones de las mismas magnitudes serán a través de las siguientes expresiones:

$$\rho = qN_d, \quad (1.26)$$

$$E(x) = -\frac{qN_d x_{d \max}}{\epsilon_s} \left(1 - \frac{x}{x_{d \max}}\right); \quad (1.27)$$

$$\varphi(x) = -\frac{qN_d x_{d \max}^2}{2\epsilon_s} \left(1 - \frac{x}{x_{d \max}}\right)^2; \quad (1.28)$$

$$x_{d \max} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d}} |2\varphi_f|; \quad (1.29)$$

$$Q_B = qN_d x_{d \max}. \quad (1.30)$$

1.2.5 CARACTERÍSTICA CAPACITANCIA-VOLTAJE (C-V)

1.2.5.1 CASO IDEAL

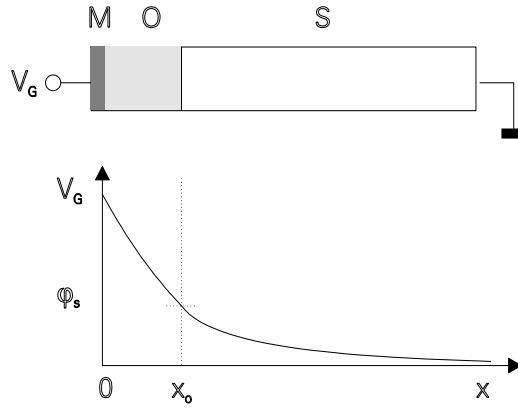


Fig.1.5 Distribución de potencial en una estructura MOS.

Caso ideal - el potencial externo V_G en la estructura MOS se reparte entre la caída de potencial en el óxido V_O y la caída de potencial en el semiconductor es igual al potencial superficial φ_s ;

$$V_G = V_o + \varphi_s . \quad (1.31)$$

Aplicando la ley de Gauss en la interfaz entre el óxido y el semiconductor, sin cargas: el desplazamiento eléctrico D tiene que ser continuo en la frontera, $x = x_o$,

$$\varepsilon_{ox} E_{ox} = \varepsilon_s E_s . \quad (1.32)$$

donde ε_{ox} es la constante dieléctrica del óxido de silicio, igual a $3.9 \times 8.86 \times 10^{-14}$ F/cm.

Si en el óxido no hay cargas, el campo interior dentro del mismo será uniforme e igual a:

$$E_{ox} = V_o / x_{ox} . \quad (1.33)$$

Y la carga total en el semiconductor será

$$Q_{sem} = -\varepsilon_s E_s , \quad (1.34)$$

por lo cual, considerando la capacitancia por unidad de área en el óxido $C_o = \varepsilon_{ox}/x_{ox}$, se puede dar otra forma a la (1.31), resultando

$$V_G = -\frac{Q_{sem}}{C_o} + \varphi_s . \quad (1.35)$$

La capacitancia para pequeña señal en esta estructura MOS da una información muy valiosa sobre la misma, por definición es igual a:

$$C \equiv \frac{dQ_o}{dV_G} = -\frac{dQ_s}{dV_G} = -\frac{dQ_s}{-\frac{dQ_s}{C_o} + d\varphi_s} = \frac{1}{\frac{1}{C_o} - \frac{d\varphi_s}{dQ_s}} . \quad (1.36)$$

En el caso de la aproximación de empobrecimiento, teniendo en cuenta las ec (1.21), (1.22) y (1.34), resulta que

$$\frac{dQ_s}{d\varphi_s} = -\frac{\varepsilon_s}{x_d} , \quad (1.37)$$

que coincide con los cálculos de la capacitancia utilizando las expresiones sin aproximaciones.

Considerando que

$$C_o = \frac{\epsilon_{ox}}{x_{ox}} \quad \text{y} \quad C_s = \frac{\epsilon_s}{x_d} ; \quad (1.38)$$

donde la profundidad de la ZCE es igual a:

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A}} \varphi_s ; \quad \text{para } 0 < \varphi_s < 2\varphi_f , \quad (1.39)$$

y que ambas capacitancias están en serie, resulta:

$$\frac{C}{C_0} = \frac{1}{1 + \frac{C_0}{C_s}} = \frac{1}{1 + \frac{x_{ox}x_d}{\epsilon_s x_o}} \frac{1}{1 + \frac{C_0}{\epsilon_s} x_d} . \quad (1.40)$$

A partir de (1.35) y (1.39) y considerando que $Q_{sem} = -qN_a x_d$, se obtiene una ecuación de segundo grado para x_d . Resolviendo esta ecuación y sustituyendo en (1.40) se obtiene:

$$\frac{C}{C_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2C_0^2}{qN_a \epsilon_s} V_G}} . \quad (1.41)$$

La ec (1.41) no es válida cuando la ZCE deja de crecer, o sea, al alcanzar la inversión fuerte.

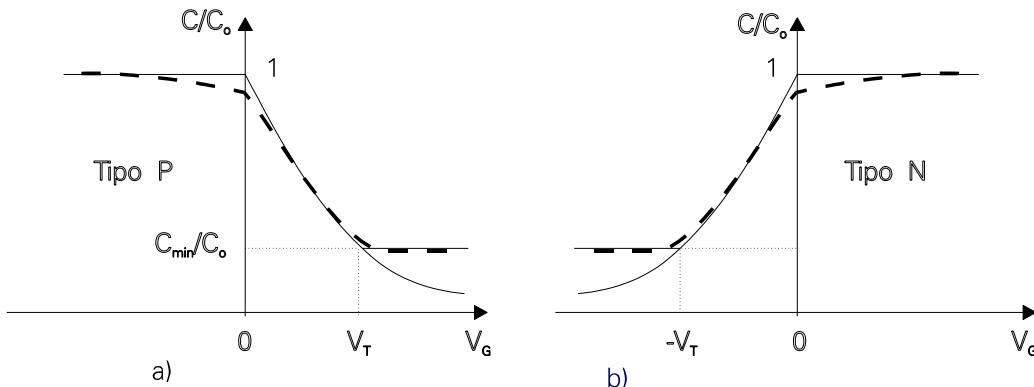


Fig.1.6 Variación de la capacitancia con el voltaje aplicado en una estructura MOS

En la figura 1.6 la línea continua corresponde a la aproximación de empobrecimiento, ec (1.41) y la línea de rayas es considerando la continuidad en todas las regiones:

- a) *acumulación*, $[V_G < 0]$;
- b) *empobrecimiento*, $[0 < \varphi_s < 2\varphi_f]$; que es la región donde es válida (1.41);
- c) *inversión fuerte*, $[\varphi_s > 2\varphi_f]$; se alcanza esta condición que se conoce como voltaje umbral V_T (“threshold voltage” o “turn-on voltage”),

y la capacitancia es la capacitancia mínima C_{min} .

La expresión para V_T será igual a

$$V_T = 2\varphi_f - \frac{Q_B}{C_o} . \quad (1.42)$$

De acuerdo con la aproximación de empobrecimiento V_T se puede definir para un semiconductor P o uno N según:

$$V_T = 2\varphi_f + \frac{qN_a x_d}{C_o}, \quad \text{SEMICONDUCTOR P} \quad (1.43)$$

$$V_T = -2\varphi_f - \frac{qN_d x_d}{C_o} . \quad \text{SEMICONDUCTOR N} \quad (1.44)$$

1.2.5.2 EFECTO DE LA FRECUENCIA

Se consideró que la variación del potencial externo en la estructura MOS, V_G , iba directamente a variar el ancho de la ZCE, x_d , y así se definió la capacitancia como $C_s = \epsilon_s / x_d$.

Una variación de la carga en el metal conlleva a una variación de la Q_{sem} en el semiconductor por la variación de la ZCE

En esa región prevalecen los procesos de generación sobre los de recombinación,

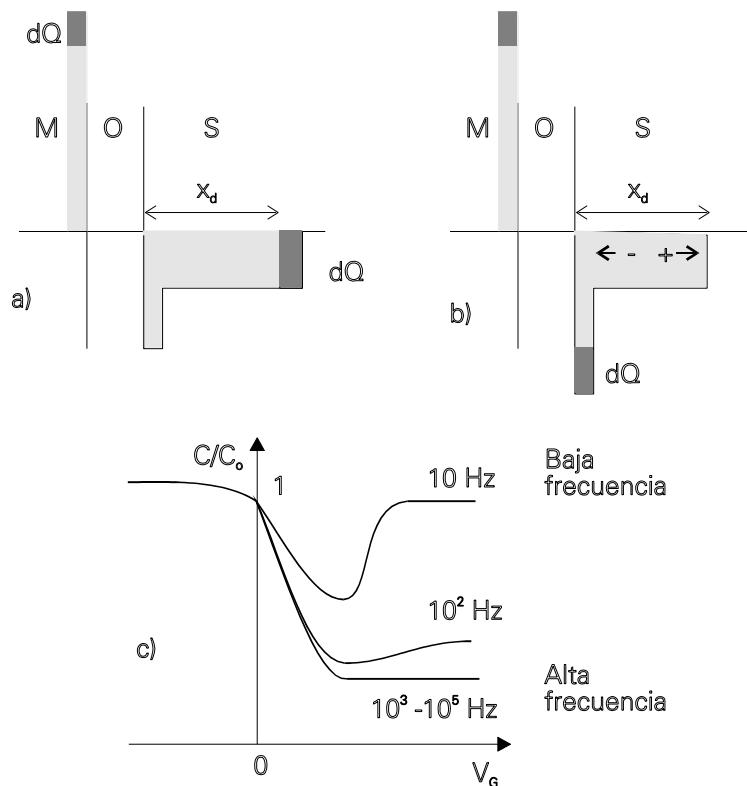


Fig.1.7 Efecto de la frecuencia en la variación de las cargas y la capacitancia:
a) alta frecuencia; b) baja frecuencia; c) capacitancia-voltaje.

Figura 1.10

Como resultado se puede decir, que en la forma de la característica C-V ideal influyen, figura 1.7:

- la frecuencia de variación de V_G ;

- la concentración de portadores en el semiconductor;
- la temperatura;
- los estímulos externos que producen generación de pares, como la iluminación;
- la inyección externa de portadores, caso de la capacitancia MOS controlada por unión P-N.

1.2.5.3 FACTORES QUE INFLUYEN EN EL MODELO REAL

Si la estructura MOS es ideal las bandas serán completamente planas a lo largo de la estructura, figura 1.8a. Si las condiciones no son ideales, habrá una curvatura de las bandas de energía en el caso de equilibrio, figura 1.8b. Se conoce como **voltaje de banda plana**, V_{FB} , (“flat-band voltage”) al voltaje externo que es necesario aplicar para que las bandas vuelvan a estar planas.

Se analizarán varios efectos que alteran la estructura ideal:

A. DIFERENCIAS DEL TRABAJO DE EXTRACCIÓN

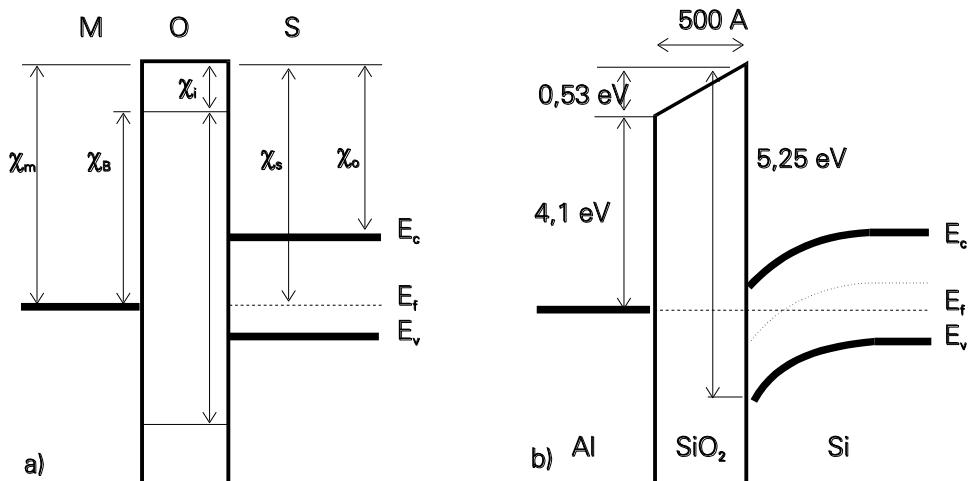


Fig. 1.8 Trabajo de extracción: a) definiciones; b) ejemplo de Al-SiO₂-Si P (10¹⁶)

Como un ejemplo se puede considerar la siguiente estructura con aluminio/óxido de silicio de 10nm/sempconductor tipo P con una concentración de 10¹⁶ cm⁻³.

En esta estructura MOS, se definen los diferentes trabajos de extracción para la misma, o sea:

χ_m - trabajo de extracción del metal; ej. = 4.1 eV

χ_i - trabajo de extracción del aislador;

χ_a - afinidad del electrón; 4.05 eV

χ_s - trabajo de extracción del semiconductor, desde E_f ; $\rightarrow \chi_a + E_g/2 + \varphi_f$ 4.94 eV

χ_B - barrera de potencial para los electrones en el metal.

En la figura 1.8b se ve que la curvatura máxima en la superficie corresponde a la diferencia de trabajos de extracción entre el metal y el semiconductor $\chi_m - \chi_s$, que se define en función del potencial como diferencia de trabajos de extracción entre el metal y el semiconductor, φ_{ms} , igual a:

$$\varphi_{ms} = \varphi_m - \varphi_s , \quad (1.45)$$

que en nuestro ejemplo es igual a -0.84 V.

Para volver a la condición de banda plana se requiere que el voltaje externo $V_G = V_{FB} = -0.84$ V, así

$$V_{FB} = \varphi_{ms} . \quad (1.46)$$

B. CARGAS ELÉCTRICAS DENTRO DEL AISLADOR

Se analiza el caso en que dentro de la capa del dieléctrico (óxido de silicio) en la estructura MOS se encuentra una carga eléctrica, cuya distribución puede variar. Pueden darse diferentes casos: 1) Hay en la coordenada x_q dentro del dieléctrico una carga por unidad de área Q^+ , figura 1.9a. Esto da lugar a que aparezcan dos cargas inducidas en ambos lados del dieléctrico Q_1^- y Q_2^- , que sumadas son igual a Q^+ . Esto da lugar a una curvatura de las bandas en la interfaz óxido-semiconductor (O-S), la cual solo se puede eliminar, o sea se retornar a la condición de banda plana, aplicando un voltaje externo que conlleve a que toda la carga imagen esté solamente en la frontera con el metal y desaparezca la carga inducida en la frontera con el semiconductor, figura 1.9b, en este caso:

$$V_{FB} = Ex_q = -\frac{Q}{\epsilon_s} x_q = -\frac{Q}{C_o} \frac{x_q}{x_o} . \quad (1.47)$$

De esta expresión queda clara la influencia de la posición de la carga eléctrica dentro del óxido, o sea para $0 < x_q < x_{ox}$, en el V_{FB} .

Para $x_q=0$, $V_{FB}=0$, no hay influencia y para $x_q=x_{ox}$, $V_{FB}=-Q/C_o$, la influencia es máxima. Una conclusión de gran importancia es que si la carga dentro del óxido se desplaza, también varía el valor de V_{FB} .

Si la carga está distribuida en el óxido con una densidad $\rho(x)$, figura 1.9c, el valor del potencial de banda plana se obtiene de integrar esta carga, de lo que resulta:

$$V_{FB} = -\frac{1}{C_o x_{ox}} \int_0^{x_{ox}} x \rho(x) dx . \quad (1.48)$$

C. CARGAS ELÉCTRICAS EN LA INTERFAZ OXIDO-SEMICONDUCTOR

Existen otros factores que dan lugar a cargas en la interfaz óxido-semiconductor, y que llevan a una curvatura de las bandas, entre ellos están:

- a) *Cargas por estados superficiales, Q_{ss} .*

Por las mediciones efectuadas se ha definido la existencia de un conjunto de estados superficiales en el semiconductor cuya distribución energética está dentro de la banda prohibida con máximos cerca de las bandas de conducción y de valencia, figura 1.10. El valor absoluto de estos estados depende del material y de la orientación cristalográfica de la superficie. La ocupación de los mismos depende de la posición relativa con respecto al nivel de Fermi, por lo cual dependen del voltaje aplicado a la estructura.

Este tipo de cargas provocadas por los estados superficiales Q_{ss} pueden ser detectadas, con ayuda de la característica C-V, si están por encima de la carga fija existente, como se muestra en la figura 1.11. Como se ve, al incrementar el potencial se incrementa el efecto.

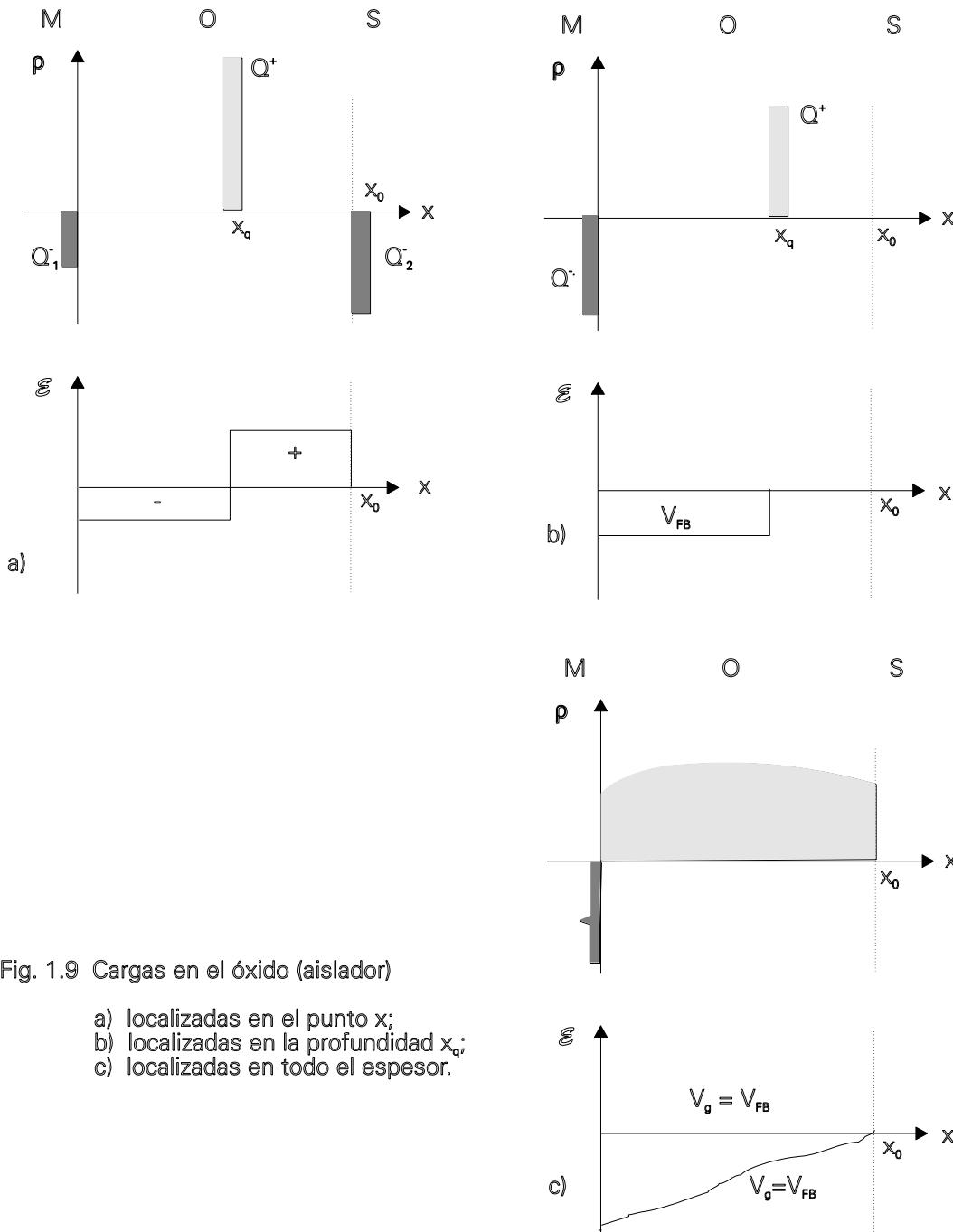


Fig. 1.9 Cargas en el óxido (aislador)

- a) localizadas en el punto x ;
- b) localizadas en la profundidad x_q ;
- c) localizadas en todo el espesor.

b) Cargas fijas, Q_f .

Existen junto a la frontera O-S centros cargados positivamente, cuyos niveles energéticos se encuentran cerca de las bandas de conducción y de valencia, y se pueden cargar fácilmente. Estas cargas se

conocen como cargas fijas en la interfaz O-S, y el número de estas cargas prácticamente no depende del potencial aplicado.

c) *Cargas positivas móviles dentro del óxido, Q_{mov} .*

Estas son cargas que aparecen dentro del óxido de la estructura MOS en forma de iones capaces de desplazarse por el óxido, provocando la inestabilidad de la estructura. Estas cargas se introducen en el óxido fundamentalmente durante el proceso de fabricación,

En este caso la carga total efectiva será igual a:

$$Q_{efect} = Q_{ss} + Q_f + Q_{mov} . \quad (1.49)$$

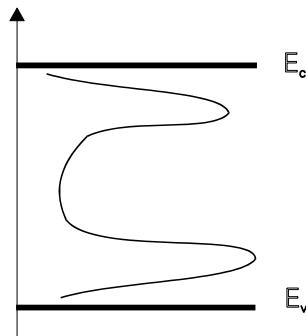


Fig. 1.10 Distribución de estados superficiales en la banda prohibida

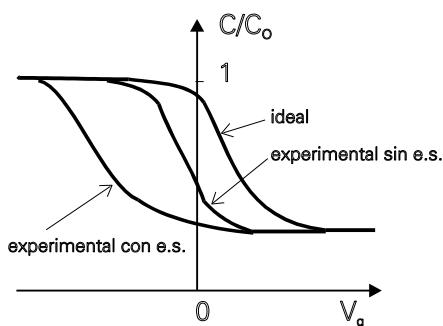


Fig. 1.11 Afectación de la curva C-V por los estados superficiales.

Se deben aclarar los siguientes puntos:

1. Por regla general no se considera la carga móvil, y si se considera es el valor efectivo de la misma, como si toda estuviera situada en la interfaz O-S.
2. El voltaje de banda plana correspondiente a la Q_{efect} será:

$$V_{FB} = -\frac{Q_{efect}}{C_0} . \quad (1.50)$$

3. Para la definición de V_{FB} se toma la carga fija mas la carga de estados superficiales en la condición de banda plana, o sea cuando $\varphi_s=0$,

$$Q_{\text{efect}}' = Q_f + Q_{ss} \Big|_{\varphi_s=0}, \quad (1.51)$$

4. Para la condición de voltaje umbral V_T , la carga superficial corresponderá a

$$Q_{\text{efect}}'' = Q_f + Q_{ss} \Big|_{\varphi_s=2\varphi_f}, \quad (1.52)$$

en el caso de que $Q_{ss} \ll Q_f$, es cuando $Q_{\text{efect}}' = Q_{\text{efect}}''$.

En la literatura hay alguna confusión con el término de cargas en la interfaz, cargas en el óxido y carga de estados superficiales. En la mayoría de los textos y artículos se considera bajo el término de Q_{ss} a toda la carga efectiva asociada al dieléctrico, Q_{efect} . Así Q_{ss} sustituye a Q_{efect} . Se debe ser cuidadoso en este punto, sobre todo si se desea conocer cuál es la fuente de estas cargas.

La expresión final de la del voltaje de banda plana es igual a:

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - \frac{Q_{ss}}{C_0} - \frac{1}{C_0 x_{ox}} \int_0^{x_{ox}} x \rho(x) dx = \varphi_{ms} - \frac{Q_{\text{efect}}}{C_0}. \quad (1.53)$$

Con la notación generalmente utilizada (1.53) se escribiría como:

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - \frac{Q_{ss}}{C_0}.$$

1.2.6 DIODO CONTROLADO POR COMPUERTA

La unión de una estructura MOS con una unión P-N, como se ve en la figura 1.12, es un elemento muy importante en el funcionamiento de los diferentes dispositivos semiconductores fabricados con Tecnología Planar. Ese tipo de estructura se conoce como el tríodo MOS o el diodo controlado por compuerta. En la Fig.1.12a se muestra un diagrama de esta estructura obtenida por tecnología planar, y en las Fig.1.12b,c se ven detalles de la misma. En este caso hay dos potenciales aplicados, uno a la unión P-N, V , y otro a la estructura MOS, V_G , la cual está directamente sobre la zona de la juntura P-N que sale a la superficie, considerándose en substrato como potencial de referencia. Se verá el caso de un diodo $n^+ - p$, pero las conclusiones son validas para el caso de $p^+ - n$. En la Fig.1.13 se representa para cada región de voltaje un esquema del semiconductor, de las bandas tridimensionales y de las bandas en un corte con la superficie.

Veremos las siguientes situaciones, según los esquemas de la figura 1.13:

- Este es el caso en que está en equilibrio la unión P-N ($V=0$) y el potencial superficial es nulo ($\varphi_s=0$). La barrera de potencial será φ_0 en la unión, a lo largo del eje y.
- El potencial en la unión $V=0$, por lo cual la unión esta en equilibrio, y el nivel de Fermi es igual en el volumen y en la superficie. Al aplicar un potencial en la compuerta que este por encima del voltaje umbral $V_G > V_T$ se invierte el tipo de portadores en la superficie formando una unión P-N inducida en la misma, por lo cual la unión P-N se prolonga ahora por la superficie. La ZCE corresponde al caso de equilibrio ya analizado, considerando que el potencial superficial es el de inversión fuerte, $\varphi_s \approx 2\varphi_f$, y que el valor máximo de la ZCE inducida es x_{dmax} para la misma condición de inversión fuerte.

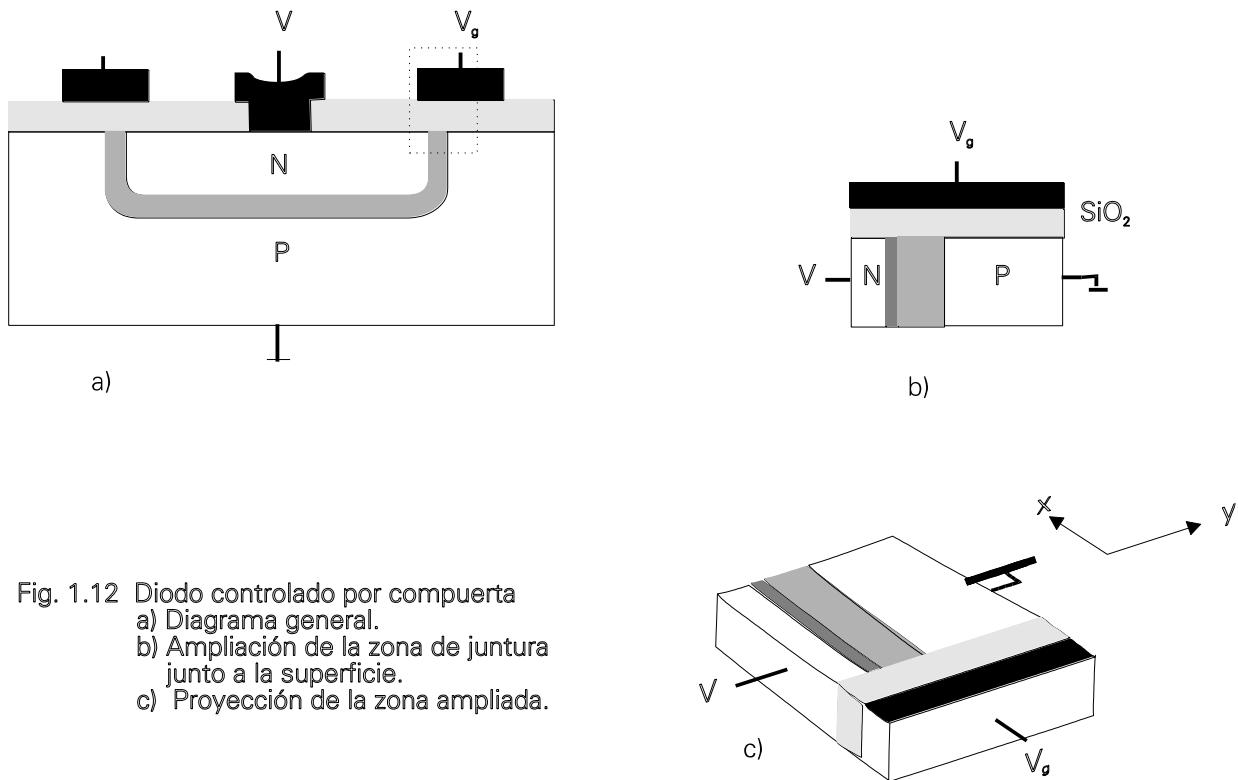


Fig. 1.12 Diodo controlado por compuerta
 a) Diagrama general.
 b) Ampliación de la zona de juntura junto a la superficie.
 c) Proyección de la zona ampliada.

- c) Caso en que el potencial superficial es cero y se aplica un voltaje en inversa en la juntura, sacando al sistema del equilibrio.
- d) Se muestra la condición en que la unión P-N se encuentra polarizada en inversa con V_R , y se aplica un voltaje $V_G < V_T$. La polarización de la unión implica una variación del potencial superficial y por lo tanto una variación del voltaje umbral en la superficie. Esta variación se debe a que se requiere una mayor cantidad de electrones para compensar la zona de carga espacial ampliada por el potencial V_R . De esta forma el V_T pasa a ser una función de V_R .
- e) Este es el mismo caso anterior pero cuando el potencial superficial alcanza la inversión fuerte. Ahora la superficie queda equipotencial con la región n⁺ y el potencial aplicado a la juntura V_R queda como una polarización inversa en la juntura superficial inducida, aumentando la ZCE correspondiente. De esta forma el potencial superficial será ahora igual a $\varphi_s \approx 2\varphi_f + V_R$ para que se cumpla la condición de que los cuasi-niveles de Fermi coincidan tanto en la superficie, como en el volumen (substrato). Este mecanismo es de especial importancia en la polarización de los transistores MOS.

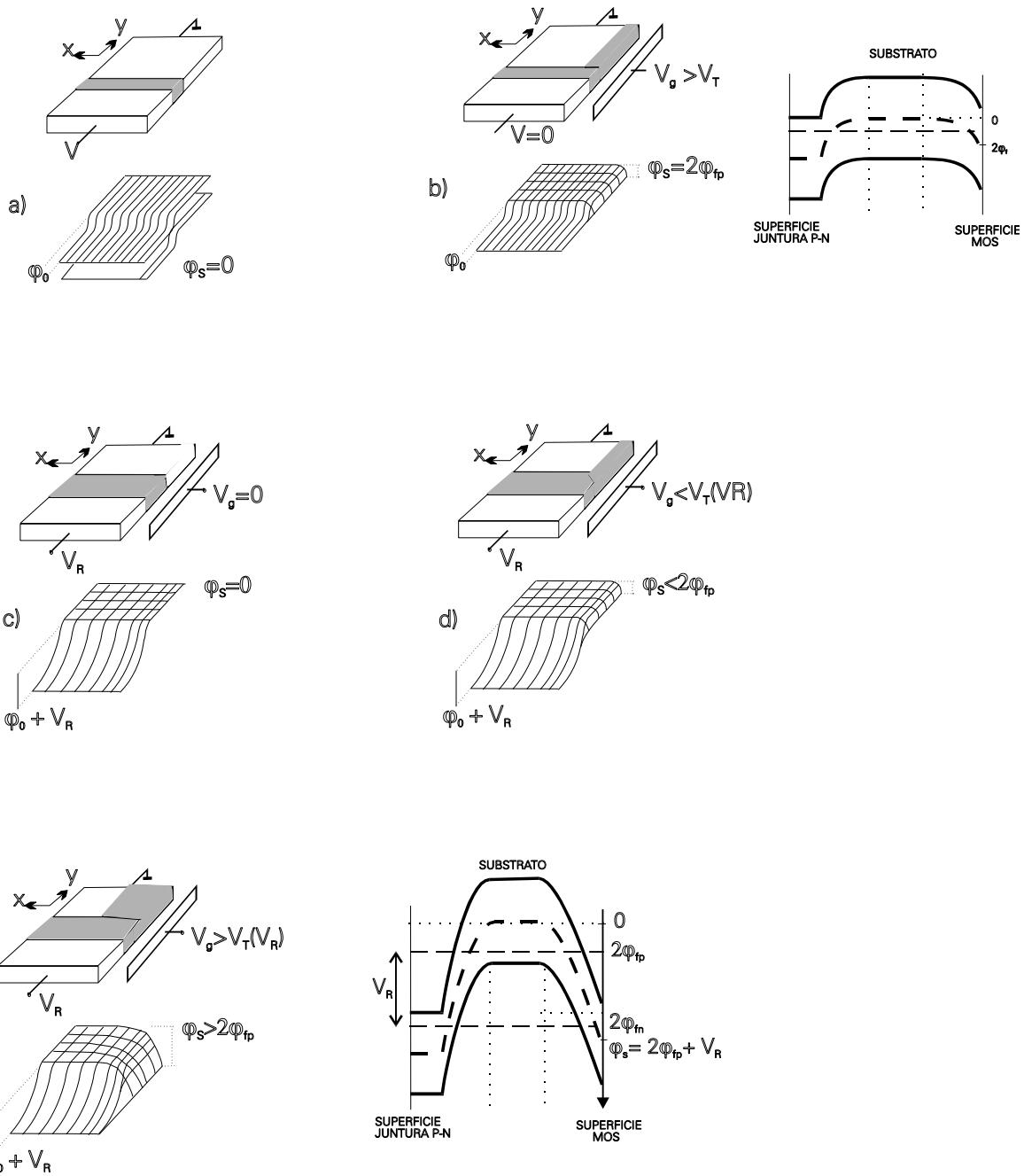


Fig. 1.13 Detalles de la superficie de un diodo controlado por compuerta:

- Caso en equilibrio;
- $V=0$, $V_g > V_T$;
- voltaje inverso V_R grande , potencial superficial es cero;
- voltaje inverso grande y no hay inversión superficial;
- voltaje inverso grande y hay inversión superficial.

Resumen: Como resultado del análisis del diodo controlado por compuerta, se tiene:

- El potencial superficial con la inversión queda como:

$$\varphi_s = 2\varphi_f + V_J , \quad (1.54)$$

variando junto con V_J , tanto en directa como en inversa, V_R .

- El comportamiento de la ZCE bajo la superficie bajo la condición de empobrecimiento es semejante al de una unión unilateral abrupta con voltaje aplicado, o sea:

$$\varphi(x) = \varphi_s \left(1 - \frac{x}{x_d}\right)^2; \quad \varphi_s = \frac{qN_a x_d^2}{2\varepsilon_s}; \quad x_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s (2\varphi_f + V_J)}{qN_a}}, \quad (1.55)$$

siendo $Q_{sem} = Q_n + Q_B$ y Q_B depende de V_J .

En la Fig.1.14 se muestra la relación entre Q_n y Q_{sem} para diferentes valores de V_J y $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

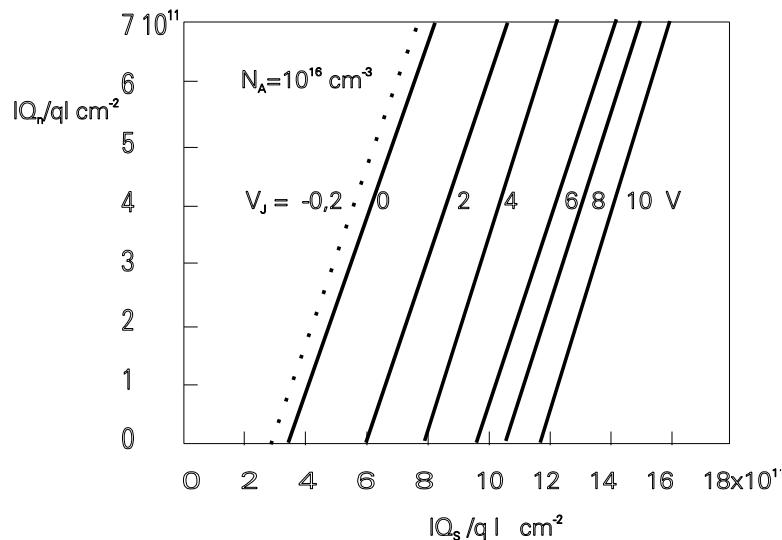


Fig. 1.14 Ejemplo de la variación de Q_s y Q_n con diferentes V_J .