

Indice

1	Contatto Metallo-Semiconduttore	2
1.1	Diagramma a bande del contatto metallo-semiconduttore	2
1.2	Contattato MS rettificante con tensione applicata	4
1.3	Caratteristica capacità-tensione	5
1.4	Caratteristica corrente-tensione	6
1.5	Contatto ohmico	7
2	Struttura Metallo-Ossido-Semiconduttore	9
2.1	Struttura MOS ideale	9
2.1.1	Caratteristica capacità-tensione	12
2.2	Struttura MOS reale	13
2.2.1	Differenza delle funzioni lavoro	14
2.2.2	Cariche nell'ossido	14

1 Contatto Metallo-Semiconduttore

I contatti metallo-semiconduttore (MS) possono essere classificati in due classi a seconda della loro caratteristica corrente-tensione: quelli con caratteristica rettificante sono dette barriere o diodi Schottky; quelli con caratteristica lineare sono detti contatti ohmici.

La caratteristica rettificante del contatto metallo-semiconduttore fu osservata e studiata da Brau alla fine del diciannovesimo secolo. Il meccanismo e il modello fisico vengono formulati da Schottky nel 1938. Schottky suggerì che il comportamento raddrizzante potesse essere dovuto ad una barriera di potenziale creata dalla carica spaziale generata nel semiconduttore, detta appunto barriera Schottky. I diodi Schottky trovano applicazione in ambienti ad alta frequenza e in circuiti di commutazione.

Il contatto ohmico, formato da un contatto metallico su un semiconduttore fortemente drogato, è necessario per ogni dispositivo a semiconduttore per far passare la corrente nel dispositivo.

In questo corso discuteremo solo il contatto MS ideale.

1.1 Diagramma a bande del contatto metallo-semiconduttore

Consideriamo un metallo e un semiconduttore non a contatto come mostrato in figura 1 per semiconduttori di tipo n . Definiamo le seguenti quantità:

- $q\phi_m$ è la funzione lavoro del metallo. È definita come la minima energia necessaria per trasferire un elettrone dal metallo al vuoto, a partire dal livello di Fermi.
- $q\phi_s$ è la funzione lavoro del semiconduttore.
- $q\chi$ è l'affinità elettronica del semiconduttore che rappresenta il salto energetico esistente fra il limite inferiore della banda di conduzione e il vuoto.

Consideriamo il caso $\phi_m > \phi_s$. Il caso opposto rappresenta il contatto ohmico discusso più avanti. Quando il metallo e il semiconduttore non sono a contatto i loro livelli di vuoto sono allineati, mentre non lo sono i livelli di Fermi. Il sistema non è in equilibrio. Se poniamo metallo e semiconduttore a contatto, la differenza di energia posseduta causerà un trasferimento di elettroni fino a quando verrà raggiunto l'equilibrio. All'equilibrio i livelli di Fermi nei due materiali saranno coincidenti. Siccome le funzioni lavoro sono diverse, si ha la formazione di una zona di svuotamento di spessore W alla superficie del semiconduttore, come indicato dal piegamento delle bande nel semiconduttore in prossimità della giunzione. Questo è dovuto al fatto che $q\chi$ alla superficie del semiconduttore, $q\phi_m$, e la posizione del livello di Fermi nella banda proibita del semiconduttore devono rimanere costanti. La regione di svuotamento nel semiconduttore ha uno spessore

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_D}}. \quad (1)$$

Siccome il trasferimento di elettroni è dal sistema con E_F maggiore a quello in cui E_F è minore, in questo caso si ha un trasferimento dal semiconduttore al metallo. Gli elettroni

lasciano dietro di sé una regione di carica spaziale positiva, che si oppone al flusso degli elettroni stessi. A regime i livelli di Fermi diventano costanti e il flusso di cariche diventa nullo.

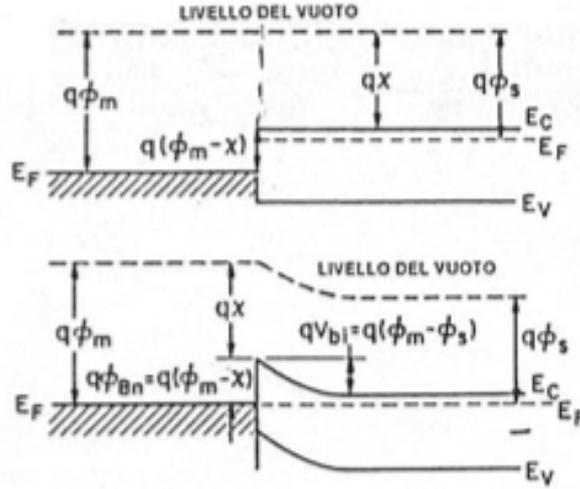


Figura 1: Diagramma a bande del contatto MS con semiconduttore di tipo n nel caso di $\phi_m > \phi_s$. In alto, metallo e semiconduttore non a contatto. In basso, metallo e semiconduttore a contatto.

All'equilibrio gli elettroni nel metallo, che si trovano al livello di Fermi, vedono una barriera di potenziale $q\phi_{Bn}$ che ostacola il loro moto verso il semiconduttore. Tale barriera è data dalla differenza tra la funzione lavoro del metallo e l'affinità elettronica del semiconduttore e la sua altezza non dipende dal drogaggio del semiconduttore:

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_m - \chi). \quad (2)$$

Gli elettroni nel semiconduttore, che si trovano in banda di conduzione, vedono una barriera di potenziale qV_{bi} che ostacola il loro moto verso il metallo, data da

$$qV_{bi} = q(\phi_m - \phi_s) \quad (3)$$

$$qV_{bi} = q\phi_{Bn} - (E_C - E_F) \quad (4)$$

quindi dipendente dal drogaggio.

Considerazioni "duali" valgono nel caso di lacune per un semiconduttore di tipo p , dove il contatto MS è rettificante per $\phi_m < \phi_s$ (ohmico nel caso opposto, $\phi_m > \phi_s$). In questo caso, gli elettroni si spostano dal metallo (sistema ad E_F maggiore) alla banda di valenza del semiconduttore. Questo trasferimento è equivalente al passaggio di lacune dal semiconduttore al metallo. Si ha quindi un svuotamento di lacune nel semiconduttore, e la formazione di una regione di carica spaziale negativa nel semiconduttore, all'interno della quale si ha un campo elettrico che si oppone al flusso di lacune. A regime la corrente totale è nulla. Nel caso di un semiconduttore di tipo p , l'altezza della barriera per le lacune del metallo è data da

$$q\phi_{Bp} = E_G - q(\phi_m - \chi), \quad (5)$$

dove $E_G = E_C - E_F$.

Usando le equazioni 2 e 5, possiamo scrivere

$$q(\phi_{Bn} + \phi_{Bp}) = E_G. \quad (6)$$

La somma delle altezze delle due barriere è uguale al band gap del semiconduttore considerato, e questo vale per qualsiasi metallo e per qualsiasi drogaggio.

1.2 Contattato MS rettificante con tensione applicata

Consideriamo ora l'applicazione di una tensione sul metallo, mentre il semiconduttore è connesso alla massa. I diagrammi a bande sono mostrati in figura 2 per contatti rettificanti ($\phi_m > \phi_s$ per il semiconduttore di tipo n e $\phi_m < \phi_s$ per il semiconduttore di tipo p). Consideriamo il caso di un semiconduttore di tipo n .

Se applichiamo una tensione positiva sul metallo, si modifica la posizione del livello di Fermi nel semiconduttore, riducendo in questo modo l'ampiezza della barriera vista dagli elettroni. Si favorisce quindi il passaggio di elettroni dal semiconduttore al metallo, non viceversa perchè l'altezza della barriera che gli elettroni vedono dal metallo rimane la stessa. È questo processo a contribuire principalmente alla conduzione. In questo caso, a differenza di quanto visto nelle giunzioni pn , la corrente è una corrente di portatori maggioritari, ovvero, non si hanno processi di diffusione di minoritari. In analogia con la giunzione pn , questa condizione si definisce polarizzazione diretta.

Se invece applichiamo una tensione negativa sul metallo, il livello di Fermi del semiconduttore in questo caso varia in verso opposto. La barriera di potenziale che vedono gli elettroni del semiconduttore aumenta significativamente, per cui la probabilità che passino nel metallo è ridotta rispetto al caso precedente e scorre meno corrente. In analogia con la giunzione pn , questa condizione si definisce polarizzazione inversa.

Si ottiene così un comportamento raddrizzante.

In presenza di una tensione applicata, la barriera di potenziale vista dal semiconduttore diventa $V_{bi} - V$, e quindi lo spessore della regione di svuotamento diventa

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D}(V_{bi} - V)}. \quad (7)$$

Come in una giunzione pn , la regione di svuotamento in polarizzazione diretta ($V > 0$) si restringe, e in polarizzazione inversa ($V < 0$) aumenta.

Il campo elettrico nella regione di svuotamento è dato da

$$|E(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s}(W - x) = E_m - \frac{qN_D}{\epsilon_s}x, \quad (8)$$

e il potenziale elettrostatico:

$$|V(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s}\left(Wx - \frac{x^2}{2}\right) - \phi_{Bn}. \quad (9)$$

Da queste relazioni possiamo ricavare il valore del campo massimo (per $x=0$)

$$E_m = E(x=0) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} W = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} (V_{bi} - V)} = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_s} (V_{bi} - V)} = \frac{2(V_{bi} - V)}{W} \quad (10)$$

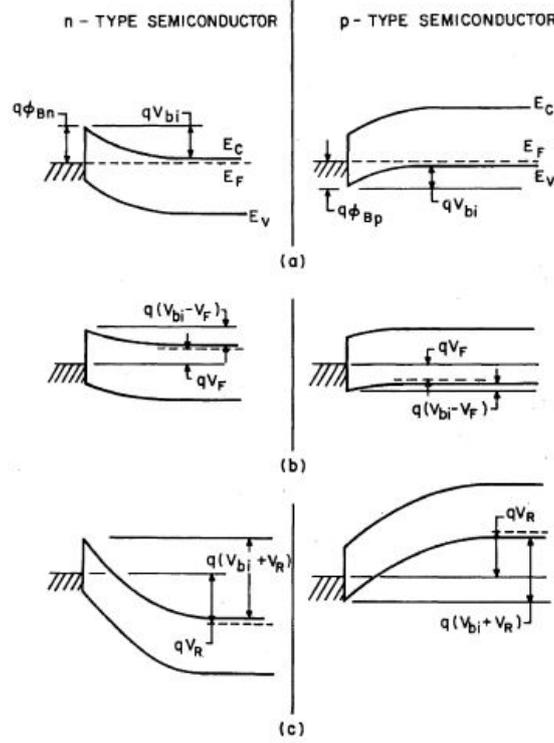


Figura 2: Diagramma a bande del contatto MS con semiconduttore di tipo n nel caso di $\phi_m > \phi_s$ (sinistra) e di tipo p nel caso di $\phi_m < \phi_s$ (sinistra). (a) Contatto all'equilibrio. (b) Contatto in polarizzazione inversa. (c) Contatto il polarizzazione diretta.

1.3 Caratteristica capacità-tensione

Il contatto metallo-semiconduttore si può considerare come un condensatore ad armature piano parallele. Lo spazio tra le armature è la regione di carica spaziale in cui è presente il campo elettrico. Analogamente al caso della giunzione pn possiamo ricavare anche la carica elettrostatica e la capacità di svuotamento, per unità di area.

$$Q = qN_D W = \sqrt{2qN_D \epsilon_s (V_{bi} - V)} \quad (11)$$

$$C = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \frac{2N_D \epsilon_s}{2\sqrt{2qN_D \epsilon_s (V_{bi} - V)}} = \sqrt{\frac{qN_D \epsilon_s}{2(V_{bi} - V)}} \quad (12)$$

Per la capacità si può scrivere

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V)}{qN_D\epsilon_s}. \quad (13)$$

Anche in questo caso, come nel caso della giunzione pn , il diagramma di $1/C^2$ in funzione della tensione applicata è una retta. Dall'intercetta con l'asse delle tensioni si ottiene il valore del potenziale di built-in V_{bi} e la pendenza fornisce il valore di N_D .

1.4 Caratteristica corrente-tensione

Come già detto, la corrente J nei contatti MS è dovuta essenzialmente ai portatori maggioritari. La corrente avrà due componenti: J_{ms} da parte degli elettroni che vanno dal metallo al semiconduttore e J_{sm} da parte degli elettroni che vanno dal semiconduttore al metallo. Assumendo che la corrente sia dovuta solo ai maggioritari e trascurando la ricombinazione nella regione di svuotamento, si hanno due meccanismi per il movimento dei portatori attraverso la giunzione: l'emissione termoionica e la diffusione.

Il meccanismo principale è quello di emissione termoionica di elettroni al di sopra della barriera di potenziale esistente all'interfaccia metallo-semiconduttore. L'altezza della barriera influisce sull'emissione di elettroni e la corrente dipende esponenzialmente dall'altezza della barriera.

All'equilibrio ($V = 0$), la densità di corrente J_{ms} deve essere uguale e opposta a J_{sm} in quanto si ha un flusso di carica nelle due direzioni uguale ed opposto ($J = 0$), e proporzionale alla densità di elettroni al confine tra metallo e semiconduttore.

Alla superficie abbiamo una densità di elettroni pari a

$$n_s = N_C e^{-\frac{(E_C - E_F)}{kT}} = N_C e^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} \quad (14)$$

siccome in superficie $E_C - E_F = q\phi_{Bn}$.

Nel bulk del semiconduttore invece si ha

$$N_D = N_C e^{-\frac{(E_C - E_F)}{kT}}. \quad (15)$$

Si può quindi scrivere:

$$\begin{aligned} n_s &= N_C e^{-\frac{(E_C - E_F)}{kT}} e^{-\frac{(q\phi_{Bn} - (E_C - E_F))}{kT}} \\ n_s &= N_D e^{-\frac{(q\phi_{Bn} - (E_C - E_F))}{kT}} = N_D e^{-\frac{qV_{bi}}{kT}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Con $J_{ms} = J_{sm} \propto n_s$ ha quindi che

$$J_{ms} = J_{sm} = CN_C e^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}}. \quad (17)$$

dove C è una costante.

Se si applica una polarizzazione al contatto MS, la corrente J_{ms} non cambia perchè non dipende da tale tensione. Cambia invece la corrente J_{sm} .

In caso di polarizzazione diretta, con una tensione applicata V_F , si ha una diminuzione della barriera Schottky, e quindi un aumento della densità di elettroni all'interfaccia:

$$n_s = N_D e^{-\frac{q(V_{bi}-V_F)}{kT}} = N_C e^{-\frac{q(\phi_{Bn}-V_F)}{kT}} \quad (18)$$

e si ottiene

$$J_{sm} = C N_C e^{-\frac{q(\phi_{Bn}-V_F)}{kT}}. \quad (19)$$

La corrente totale è quindi

$$\begin{aligned} J &= J_{sm} - J_{ms} = C N_C e^{-\frac{q(\phi_{Bn}-V_F)}{kT}} - C N_C e^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} = \\ J &= C N_C e^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} (e^{\frac{qV_F}{kT}} - 1) = J_S (e^{\frac{qV_F}{kT}} - 1). \end{aligned} \quad (20)$$

In caso di polarizzazione inversa, con tensione $-V_R$, si ottiene

$$\begin{aligned} J &= J_{sm} - J_{ms} = C N_C e^{-\frac{q(\phi_{Bn}+V_R)}{kT}} - C N_C e^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} = \\ J &= C N_C e^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}} (e^{-\frac{qV_R}{kT}} - 1) = J_S (e^{-\frac{qV_R}{kT}} - 1). \end{aligned} \quad (21)$$

Possiamo quindi scrivere la caratteristica tensione corrente in condizione di emissione termoionica come

$$J = J_S (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (22)$$

con $J_S = A^* T^2 e^{-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}}$, corrente di saturazione. La costante A^* è detta costante di Richardson e si misura in $[A/K^{-2}cm^{-2}]$. I valori di A^* per i semiconduttori di tipo n e p sono rispettivamente, $110 A/K^{-2}cm^{-2}$ e $32 A/K^{-2}cm^{-2}$.

Oltre alla corrente dovuta ai portatori maggioritari, in un contatto metallo-semiconduttore è presente anche la corrente dovuta ai portatori minoritari. Nel caso che stiamo considerando, con un semiconduttore di tipo n , questa è la corrente di lacune dal semiconduttore al metallo, data da

$$J_p = J_{po} (e^{\frac{qV_F}{kT}} - 1) \quad (23)$$

con $J_{po} = \frac{qD_n n_i^2}{L_N N_A}$. Tipicamente J_{po} è ordini di grandezza inferiore a J_S , quindi la componente di corrente dovuta ai minoritari si trascura.

In un diodo Schottky la corrente è dovuta principalmente ai portatori di maggioranza, mentre nelle giunzioni pn contribuiscono anche i minoritari. Inoltre, i diodi Schottky hanno una densità di corrente più elevata a parità di tensione applicata. La loro capacità di gestire alte correnti e di commutare rapidamente li rende particolarmente adatti per l'uso in ambienti ad alta frequenza e in circuiti di commutazione.

1.5 Contatto ohmico

Si ha contatto ohmico tra un metallo e un semiconduttore quando non si ha una barriera di potenziale tra i due. La caratteristica tensione-corrente appare lineare. Questa condizione si ottiene nei seguenti casi:

- Si ha $\phi_m < \phi_s$ per un semiconduttore di tipo n . Gli elettroni non devono superare nessuna barriera per passare nel metallo e si trovano quasi istantaneamente in equilibrio con gli elettroni del metallo. Gli elettroni del metallo possono passare in banda di conduzione del semiconduttore. Se si applica una tensione ai capi del contatto, tale differenza di potenziale non si concentra nella zona di contatto ma si distribuisce lungo il semiconduttore. Se si applica una tensione positiva le bande del semiconduttore si piegano verso l'alto, gli elettroni possono fluire dal semiconduttore al metallo. Se applico una tensione negativa, si incurvano verso il basso e gli elettroni possono fluire dal metallo al semiconduttore. Una trattazione analoga vale per $\phi_m > \phi_s$ per un semiconduttore di tipo p .
- La barriera è alta ma sufficientemente sottile perché gli elettroni possano attraversarla per effetto tunnel. Questo si ottiene drogando molto il semiconduttore ($W \propto N_D^{-1/2}$). Questo effetto si sovrappone all'emissione termoionica, e rende la caratteristica corrente-tensione lineare per un certo tratto attorno all'origine. Dato che l'effetto tunnel è proporzionale a $\exp(1/W)$, la corrente sarà proporzionale a $\exp(N_D^{1/2})$. L'effetto tunnel è essenzialmente indipendente dalla temperatura e a basse temperature domina rispetto alla corrente dovuta al processo termoionico, per drogaggi sufficientemente elevati.
- La barriera è sufficientemente bassa quindi la corrente di saturazione è elevata. Questa situazione può verificarsi in certi tipi di contatto MS a temperatura ambiente, anche in assenza di livelli di drogaggio alti. Con una barriera bassa, la corrente dovuta all'emissione termoionica può essere rilevante anche a temperatura ambiente per cui la caratteristica tensione-corrente appare lineare attorno all'origine.

2 Struttura Metallo-Ossido-Semiconduttore

La struttura Metallo-Ossido-Semiconduttore (MOS) riveste un ruolo particolarmente importante nello studio della fisica dei semiconduttori. È infatti una delle strutture usate per lo studio degli effetti di superficie nei dispositivi a semiconduttore. Inoltre, è parte fondamentale del transistor MOSFET su cui si basano le tecnologie ad alta scala di integrazione per circuiti integrati.

In modo più generale questa struttura si chiama Metallo-Isolante-Semiconduttore (MIS). Poiché nella maggior parte dei casi, l'isolante utilizzato è biossido di silicio (SiO_2), tipicamente si usa il termine MOS.

La struttura MOS, formata da un sottile strato di ossido tra metallo e semiconduttore, può essere considerata un condensatore ad armature piane e parallele, con tensione applicata sul metallo rispetto al semiconduttore.

2.1 Struttura MOS ideale

Iniziamo studiando la struttura del MOS ideale con semiconduttore di tipo p . Un MOS è considerato ideale assumendo che non ci siano cariche nell'ossido e che le funzioni lavoro di metallo e semiconduttore siano uguali. Il diagramma a bande del MOS tipo p , in assenza di tensione applicata, è mostrato in figura 3. All'equilibrio, il livello di Fermi è costante e il livello di vuoto continuo. Nel caso ideale, con $\phi_m = \phi_s$, si ha la condizione di banda piatta.

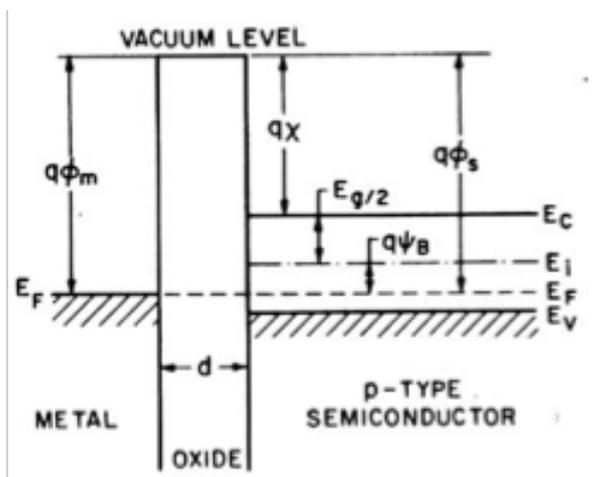


Figura 3: Diagramma delle bande di energia di una struttura MOS ideale, in assenza di tensione applicata.

Consideriamo ora di applicare una tensione sul metallo rispetto al semiconduttore. Per via dell'ossido, non può scorrere corrente, quindi il livello di Fermi rimane costante nel metallo e nel semiconduttore. Il dispositivo è in condizioni di equilibrio. Dovendo mantenere il livello di vuoto continuo, si ha un incurvamento delle bande nel semiconduttore. Come mostrato in figura 4, si distinguono tre condizioni a seconda del valore della tensione applicata V : accumulazione ($V < 0$), svuotamento ($V > 0$), inversione ($V \gg 0$).

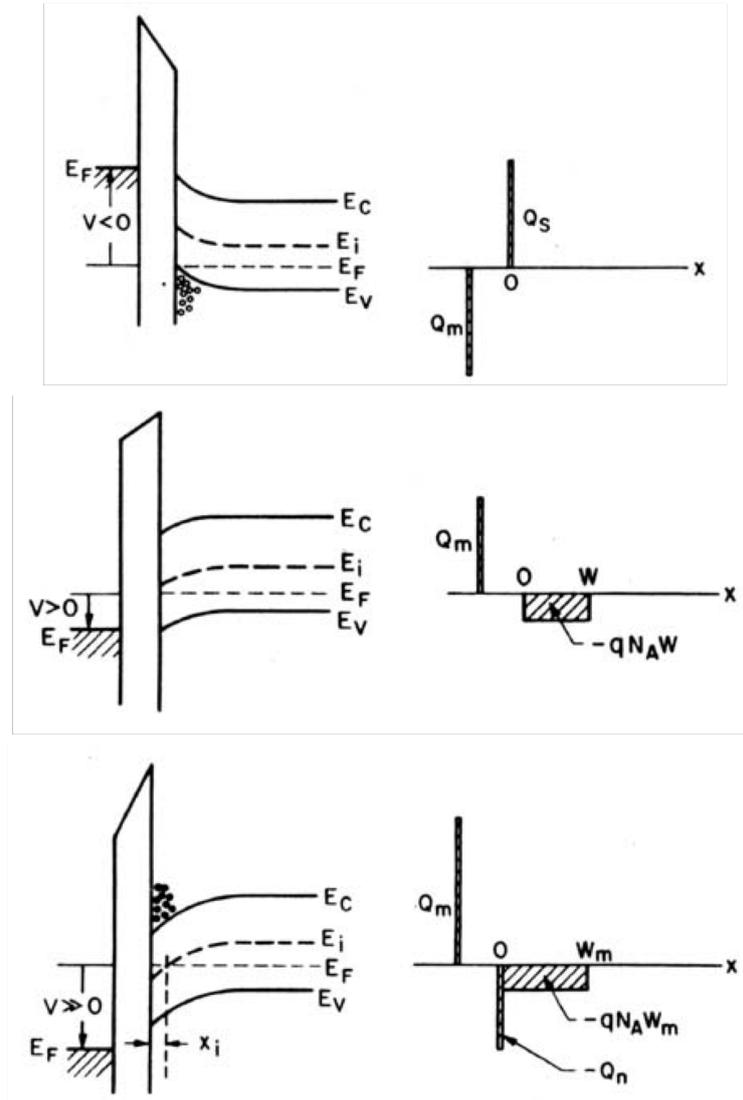


Figura 4: Diagramma a bande della struttura MOS di tipo p con tensione applicata in accumulazione, svuotamento, e inversione.

Una tensione negativa ($V < 0$) applicata al metallo attrae una carica positiva nel semiconduttore all'interfaccia con l'ossido. Le bande si piegano verso l'alto. Si ha quindi un'accumulo di portatori maggioritari in superficie.

Applicando una tensione positiva ($V > 0$), le bande si piegano verso il basso e si induce una carica negativa nel semiconduttore. Per valori bassi di tensione, questa carica è dovuta al fatto che le lacune vengono spinte lontano dall'interfaccia e si forma una regione di svuotamento composta da accettori ionizzati. La carica per unità di superficie contenuta nella regione di svuotamento è data da:

$$Q_{sc} = -qN_AW \quad (24)$$

dove W è lo spessore della regione di svuotamento superficiale.

Se si aumenta ulteriormente la tensione applicata ($V \gg 0$), le bande si piegano fino a che il livello di Fermi intrinseco scende al di sotto del livello di Fermi estrinseco. Il semiconduttore è svuotato completamente di lacune e si accumulano elettroni. Si ha un'inversione di popolazione in un sottile strato all'interfaccia. Aumentando ulteriormente la tensione, si ha un aumento della concentrazione degli elettroni all'interfaccia e la regione di svuotamento raggiunge una larghezza massima. Nel semiconduttore, in regime di forte inversione, si ha una carica

$$Q_s = Q_n + Q_{sc} = Q_n - qN_A W_m \quad (25)$$

dove Q_n è la carica dovuta agli elettroni accumulati in superficie, e W_m è la larghezza massima della regione di svuotamento, uguale a $W_m = \sqrt{\frac{2\epsilon_s 2\psi_B}{qN_A}}$, con $q\psi_B = E_i - E_F$.

Definiamo il potenziale ψ , misurato rispetto al livello di Fermi intrinseco, come indicato figura 5. ψ ha valore nullo nel bulk del semiconduttore e $\psi = \psi_s$ all'interfaccia. Quando $\psi_s > \psi_B$ si ha inversione di popolazione. Assumendo che in forte inversione la concentrazione di elettroni alla superficie, n_s , sia uguale alla concentrazione di drogante ionizzato nel substrato N_A , il livello di Fermi alla superficie risulta al di sopra del livello di Fermi intrinseco della stessa quantità di cui è al di sotto del livello di Fermi intrinseco nel bulk del semiconduttore. All'instaurarsi di forte inversione si ha quindi

$$\psi_s(inv) = 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}. \quad (26)$$

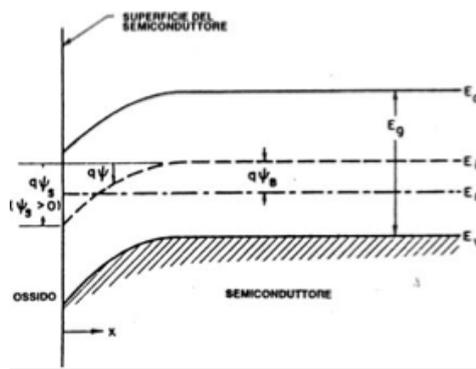


Figura 5: Diagramma a bande della struttura MOS di tipo p in inversione.

La tensione su cui si ha inversione, detta tensione di soglia, V_T è uguale a

$$V_T = V_{ox} + \psi_s(inv) \quad (27)$$

con V_{ox} , differenza di potenziale nell'ossido, data da $V_{ox} = \frac{Q_s}{C_{ox}}$. La capacità per unità di area dell'ossido, C_{ox} , è data da $\frac{\epsilon_{ox}}{d}$ (costante dielettrica dell'ossido su spessore dell'ossido). Utilizzando le equazioni viste in precedenza si può scrivere

$$V_T = \frac{qN_A W_m}{C_{ox}} + \psi_s(inv) = \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A 2\psi_B}}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (28)$$

2.1.1 Caratteristica capacità-tensione

Una struttura MOS ha una capacità totale C data da due capacità in serie: C_{ox} e C_s . C_{ox} è la capacità per unità di area dell'ossido definita come sopra, e con valore costante. $C_s = \frac{\epsilon_s}{W}$ è la capacità per unità di area dello strato di svuotamento del semiconduttore. Si ha quindi

$$C = \frac{C_{ox}C_s}{C_{ox} + C_s} \quad (29)$$

$$\frac{C}{C_{ox}} = \frac{C_s}{C_{ox} + C_s}$$

Per tensioni negative, quindi in accumulazione, il rapporto $\frac{C}{C_{ox}}$ è costante e uguale a 1. Non esiste infatti una regione di svuotamento, e si ha un'alta densità di lacune su una zona sottile all'interfaccia semiconduttore-ossido. All'aumentare della tensione positiva, la capacità totale tende a diminuire perché in condizione di svuotamento si ha C_s in serie a C_{ox} . Al di sopra della tensione di soglia la larghezza della regione svuotata rimane costante e si ha l'inversione di popolazione. In questa situazione si ha uno strato sottile di elettroni all'interfaccia nel semiconduttore. Questa situazione è simile alla situazione in accumulazione, dove i portatori mobili all'interfaccia sono lacune. Aumentando la tensione positiva al di sopra di V_T , il rapporto $\frac{C}{C_{ox}}$ risale a 1. La figura mostra una caratteristica CV del MOS.

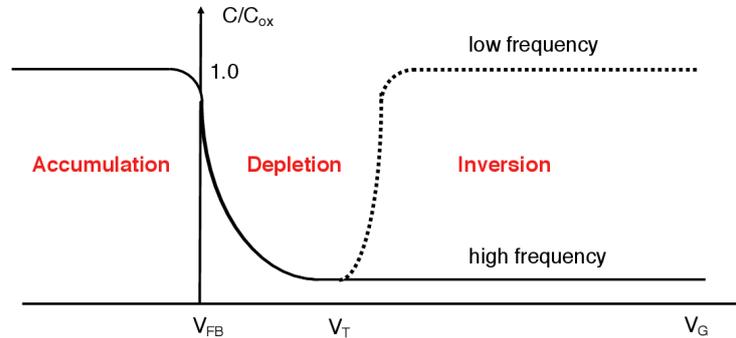


Figura 6: Caratteristica CV della struttura MOS.

La capacità di una struttura MOS viene misurata polarizzando il sistema con una tensione continua a cui è sovrapposta una componente alternata. In condizione di accumulazione e svuotamento, la misura della capacità è indipendente dalla frequenza. In questi due casi sono coinvolti solo portatori maggioritari. Il MOS risponde aggiungendo o sottraendo una quantità di carica ΔQ ai due lati dell'ossido come mostrato in figura 8.

In condizione di inversione, la risposta all'applicazione del segnale alternato è diversa a seconda della frequenza usata. In questa condizione vengono coinvolti i portatori minoritari. A basse frequenze gli elettroni hanno il tempo di generarsi o ricombinarsi; in questo modo si ha un'oscillazione della carica mobile ΔQ in funzione del segnale alternato in prossimità dell'interfaccia metallo-ossido e ossido-semiconduttore e la capacità totale è simile a quella di un condensatore piano.

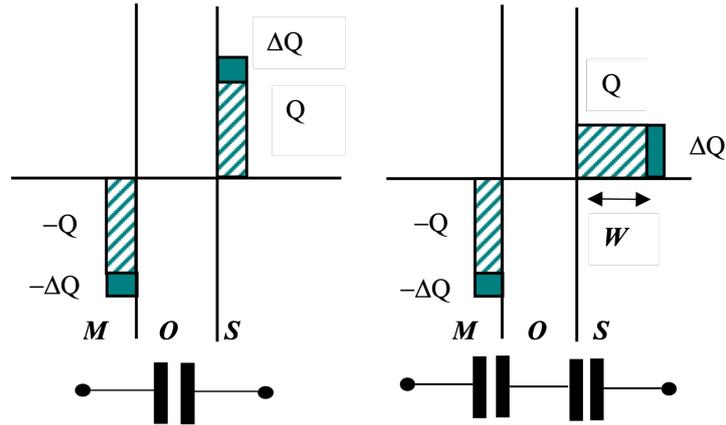


Figura 7: Variazione della distribuzione di carica in una struttura MOS a seguito dell'applicazione di un segnale AC, in condizione di accumulazione (sinistra) e di svuotamento (destra).

Ad alte frequenze i processi di generazione e ricombinazione non sono in grado di seguire le variazioni del segnale alternato, quindi il numero di portatori minoritari durante l'inversione rimane bloccato ai valori fissati dalla componente continua del segnale. Per bilanciare la carica indotta nel metallo si hanno delle oscillazioni di carica fissa ΔQ al bordo della regione di svuotamento e la capacità è data dalla serie delle due capacità C_{ox} e C_s .

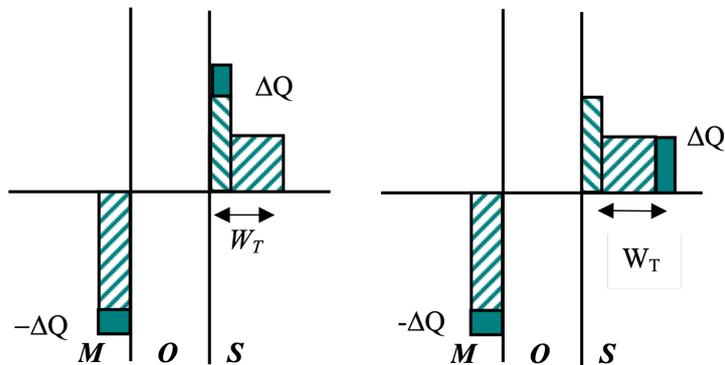


Figura 8: Variazione della distribuzione di carica in una struttura MOS a seguito dell'applicazione di un segnale AC, in condizione di svuotamento a basse (sinistra) e alte frequenze (destra).

2.2 Struttura MOS reale

A differenza del caso ideale, le caratteristiche elettriche di un MOS reale sono fortemente influenzate da alcuni fattori fisici, quali: la differenza tra le funzioni lavoro del metallo e del semiconduttore; la carica fissa e mobile nell'ossido; gli stati di trappola nel semiconduttore e all'interfaccia ossido-semiconduttore.

2.2.1 Differenza delle funzioni lavoro

Come illustrato in figura 9, nel caso in cui le funzioni lavoro di metallo e semiconduttore siano diverse, i livelli di Fermi nel metallo e nel semiconduttore non sono allineati. All'equilibrio però i livelli di Fermi devono essere allineati e il livello di vuoto continuo. Si ha quindi, in assenza di tensione applicata ($V = 0$), un incurvamento delle bande del semiconduttore verso l'alto o verso il basso a seconda del segno di $\phi_m - \phi_s$. Tipicamente le bande sono piegate verso il basso ($\phi_m < \phi_s$) e si ottiene quindi, in assenza di potenziale applicato, uno svuotamento del semiconduttore in prossimità dell'ossido.

Applicando al metallo una tensione negativa pari alla differenza tra le funzioni di lavoro, $V_{FB} = \phi_m - \phi_s = \phi_{ms}$, si raggiunge la condizione di bande piatte. In questa condizione non si ha carica indotta nel semiconduttore per $V = 0$. Questa tensione viene definita tensione di bande piatte.

Il valore della tensione di soglia necessaria per avere inversione di popolazione cambia rispetto alla situazione in cui le bande sono piatte per tensione applicata nulla, e diventa

$$V_T = \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A 2\psi_B}}{C_{ox}} + 2\psi_B + V_{FB}. \quad (30)$$

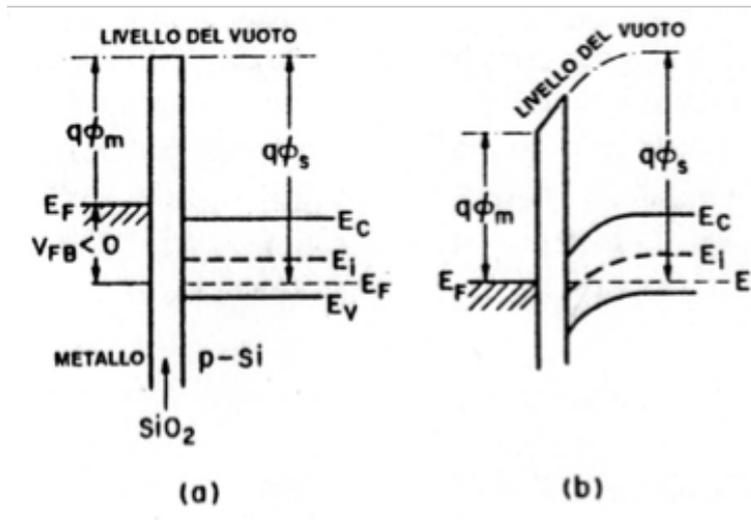


Figura 9: Diagramma delle bande di energia in una struttura MOS reale in cui il metallo e il semiconduttore (di tipo p) hanno differenti funzioni di lavoro. (a) Caso di non equilibrio termodinamico, (b) Caso di equilibrio termodinamico.

2.2.2 Cariche nell'ossido

Quando nell'ossido sono presenti delle cariche, queste inducono cariche nel semiconduttore, producendo un'incurvatura delle bande a tensione applicata nulla. Tali cariche sono dovute a diverse cause. Si possono avere: trappole all'interfaccia tra ossido e semiconduttore; cariche fisse nell'ossido, originate da legami non saturi, quindi prossime all'interfaccia ossido-silicio;

cariche mobili nell'ossido dovute a difetti nell'ossido; cariche ioniche mobili dovute a ioni alcalini, che si muovono nell'ossido in presenza di campi elettrici.

Una carica a distanza x dall'interfaccia metallo-ossido, ha un effetto sulla tensione di banda piatta pari a

$$V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \frac{x}{d_{ox}}. \quad (31)$$

dove d_{ox} è lo spessore dell'ossido e la carica nell'ossido, Q_{ox} , si considera concentrata in uno strato sottile.

Se $x = 0$ le cariche sono all'interfaccia con il metallo, e loro effetto è nullo. Se $x = d_{ox}$ le cariche sono all'interfaccia con il semiconduttore, e la tensione di bande piatte è uguale a $V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}}$.

Sia gli effetti della carica nell'ossido che della differenza delle funzioni lavoro di metallo e semiconduttore provocano uno spostamento del punto di banda piatta lungo l'asse delle tensioni, come mostrato in figura 10.

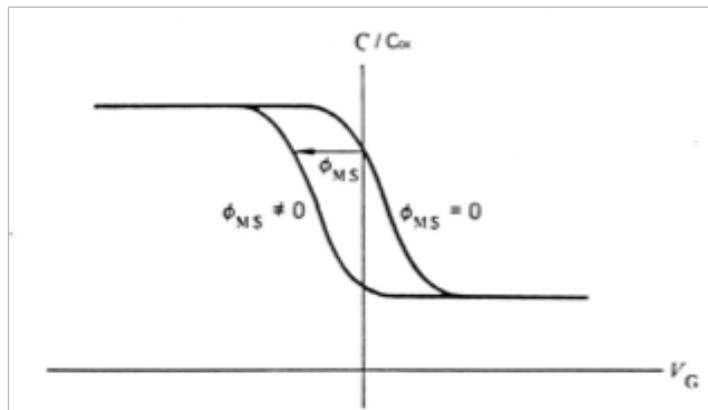


Figura 10: Caratteristiche CV di un MOS di tipo p nel caso ideale e reale, con funzioni di lavoro di metallo e semiconduttore diverse.