

Appunti “malfatti” di Nanoelettronica

Andrea Urbini

9 aprile 2007

Indice

1	Effetti quantistici nel condensatore MOS	2
1.1	Modello classico	2
1.2	Modello quantistico senza effetto tunnel	2
1.2.1	Discretizzazione dei livelli energetici	2
1.2.2	Distribuzione di carica di inversione	5
1.3	Modello quantistico con effetto tunnel	6
1.4	Migliorare le prestazioni	7

1 Effetti quantistici nel condensatore MOS

Analizziamo cosa succede nella buca di energia potenziale che si viene a creare a ridosso dell'interfaccia tra semiconduttore e ossido a causa della piega del fondo della banda di conduzione. La morfologia di tale buca dipende dalla tensione applicata al gate del MOS e quindi dal campo elettrico che influisce sul piegamento delle bande energetiche.

1.1 Modello classico

Senza considerare gli effetti quantistici dentro la buca di potenziale abbiamo un continuo di livelli energetici sia fuori che dentro la buca. La teoria classica ci dice che la maggior parte degli elettroni si trova a ridosso dell'interfaccia. L'andamento di $n(z)$ è una sorta di esponenziale negativo lungo l'asse z .

Questa visione è valida per buche larghe cioè, per campi elettrici bassi che necessitano di ossidi di gate molto spessi. Lo scaling tecnologico fa l'esatto contrario. La riduzione dello spessore dell'ossido e l'incremento del doping provocano campi elettrici sempre più alti e buche sempre più strette. Questi due fattori implicano la presenza di effetti quantistici. Nelle prossime sezioni vediamo come si modifica il comportamento degli elettroni.

1.2 Modello quantistico senza effetto tunnel

All'interno della buca di potenziale (che per il momento consideriamo infinita) avvengono due fatti importanti:

1. La discretizzazione dei livelli energetici;
2. Lo spostamento del picco di concentrazione di carica mobile nella zona invertita.

1.2.1 Discretizzazione dei livelli energetici

Come capita in tutte le buche di potenziale strette, l'energia degli elettroni al suo interno può assumere solo determinati valori che corrispondono agli autovalori della soluzione delle equazioni di Schroedinger e Poisson. In questo caso particolare consideriamo una buca unidimensionale e quindi avviene solo la discretizzazione della componente dell'energia lungo l'asse z ¹. Possiamo

¹La discretizzazione della sola componente energetica lungo l'asse z deriva dalla soluzione dell'equazione di Schroedinger unidimensionale ottenuta tramite la separazione delle variabili possibile considerando le variazioni dell'energia potenziale lungo le direzioni x e y trascurabili rispetto quelle lungo l'asse z .

considerare la componente dell'energia lungo l'asse z come l'energia potenziale della particella a cui sommiamo l'energia cinetica dovuta al movimento della particella stessa lungo gli assi x e y . Otteniamo quindi delle *sottobande energetiche* il cui fondo è indicato dall'energia quantizzata lungo l'asse z e il cui sviluppo in altezza è determinato in modo continuo dalla somma dell'energia lungo l'asse x con quella lungo l'asse y .

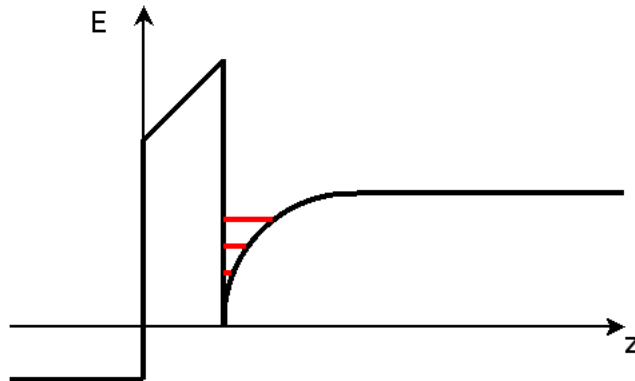


Figura 1: Livelli energetici discreti (in rosso) nella buca di energia potenziale.

Avere livelli discretizzati significa, dato un intervallo energetico fissato, avere meno livelli disponibili rispetto al caso classico: *la densità degli stati (DOS) è minore nel caso quantistico*. Questo significa che, rispetto al caso classico, dobbiamo fornire maggiore energia agli elettroni per accumularli nella superficie tra silicio ed ossido e poter affermare di aver aperto il canale stesso. Per questo *la tensione di soglia nel caso quantistico risulta maggiore rispetto a quella del caso classico*.

Gli elettroni dentro la buca perdono quindi un grado di libertà (quello lungo l'asse z); per questo motivo si parla di modello elettro-gassoso a 2 dimensioni. La densità degli stati nel modello a due dimensioni è indipendente dall'energia. Assume un andamento a gradini in cui ogni gradino corrisponde ad un livello energetico E_i .

La relazione di dispersione $E(k)$ nel silicio è particolare: la banda di condizione ha due tipologie di minimi che corrispondono a valli con geometria ellissoidale che indicheremo con la lettera Δ . Il primo minimo ha molteplicità 2 e si trova lungo l'asse z [001] e verrà indicato con la lettera Δ_2 . Il secondo minimo ha molteplicità 4 e si trova nel piano ortogonale all'asse z (001) coincidente con le direzioni x [100] e y [010]. Quest'ultimo minimo verrà indicato con la lettera Δ_4 . In particolare, lungo la direzione di quantizzazione:

- le valli Δ_2 presentano una massa efficace di quantizzazione $m^* = m_t = 0.916m_0$ e per questo vengono chiamate valli pesanti;

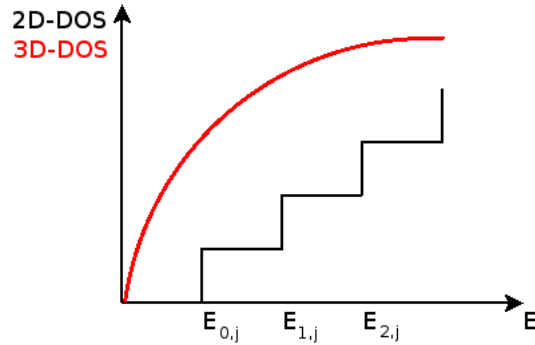


Figura 2: Densità degli stati di una distribuzione elettrogassosa a due dimensioni.

- le valli Δ_4 presentano una massa efficace di quantizzazione $m^* = m_l = 0.19m_0$ e per questo vengono chiamate valli leggere.

Questo implica una diversa quantizzazione dei due sistemi di valli. Ciò porta ad avere *due sistemi di sottobande* che si comportano in modo diverso. Le sottobande vengono indicate con $E_{i,j}$ dove la i indica l'ordine della sottobanda (da 0 ad infinito) e la j indica il tipo di valle (1 = leggera Δ_4 e 2 = valle pesante Δ_2); Una notazione alternativa prevede la denominazione primed per le valli pesanti e unprimed per le valli leggere.

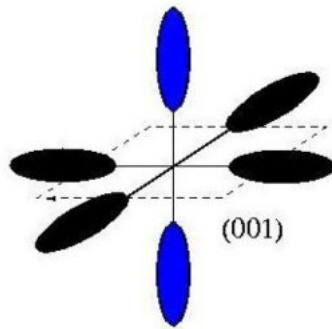


Figura 3: Valli del silicio.

I livelli energetici corrispondenti alle valli pesanti salgono di meno in energia mentre i livelli corrispondenti alle valli leggere salgono velocemente di energia poiché:

$$E_i = \frac{p^2}{2m^*}$$

Inoltre, gli elettroni delle due valli hanno mobilità diversa poiché la loro massa efficace di conduzione è diversa. Gli elettroni con massa di conduzione

più bassa vanno più veloce perché, a parità di forza elettrica impressa, godono di accelerazioni maggiori rispetto ad elettroni con massa di conduzione più alta. La massa efficace di conduzione corrisponde alla media delle masse mostrate dalle valli nelle direzioni non quantizzate, cioè quelle in cui può scorrere corrente. In particolare abbiamo:

- Δ_2 : $m_c^* = m_t = 0.19m_0$ (isotropia nelle direzioni x e y);
- Δ_4 : $m_c^* = f(m_t, m_l) = 0.315m_0$.

Quindi abbiamo che *gli elettroni delle valli Δ_2 si muovono più facilmente rispetto a quelli delle valli Δ_4 .*

Nome	Notazioni		m_q^*	Popolamento	m_c^*
Δ_2	unprimed	$E_{i,1}$	pesante	si popolano dopo	mobilità alta
Δ_4	primed	$E_{i,2}$	leggera	si popolano prima	mobilità bassa

Tabella 1: Riassunto delle caratteristiche delle valli. Come si capisce, sarebbe preferibile fare in modo che le valli pesanti si popolassero prima poiché si muovono più facilmente.

1.2.2 Distribuzione di carica di inversione

Risolvendo il sistema di equazioni di Schroedinger (due: una per ogni tipo di valle) e di Poisson (quattro: una per ogni tipo di particella in ogni tipo di valle) sia dentro che fuori la buca di potenziale otteniamo la funzione d'onda Ψ il cui modulo quadro $|\Psi|^2$ è legato alla concentrazione di elettroni. Avendo imposto la buca di potenziale infinita, all'esterno della buca stessa è impossibile trovare elettroni e quindi la $|\Psi|^2$ deve tendere a zero a lati della buca, compresa l'interfaccia con l'ossido dove, secondo la teoria classica, ci saremmo aspettati di avere un massimo di concentrazione di elettroni. Il massimo della concentrazione è leggermente spostato verso il bulk. Questo implica un incremento della distanza fra le armature della capacità dell'ossido e quindi una diminuzione della capacità stessa poiché:

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}}$$

Possiamo quindi affermare che *nel caso quantistico la capacità dell'ossido è minore rispetto al caso classico.*

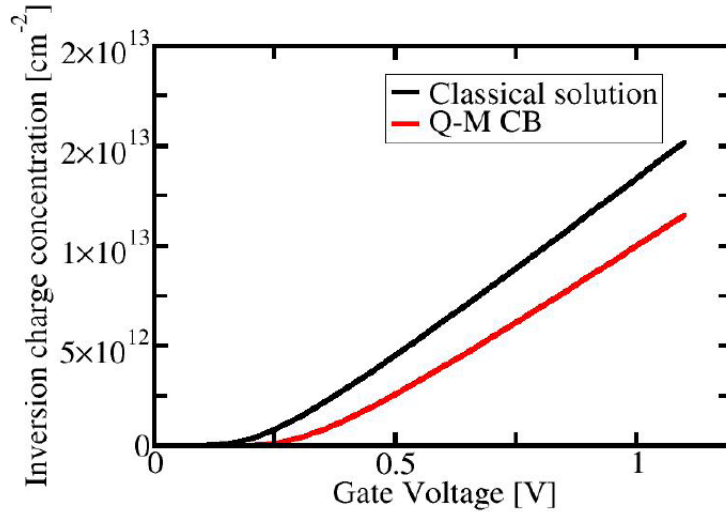


Figura 4: Nella figura è mostrata la caratteristica carica-tensione secondo l'analisi classica e secondo l'analisi quantistica. È evidente la differenza tra le tensioni di soglia e tra le capacità dell'ossido (pendenza della curva) nei due casi di studio.

1.3 Modello quantistico con effetto tunnel

Oltre alla quantizzazione dei livelli energetici nella buca di potenziale che si forma vicino all'interfaccia con l'ossido, bisogna considerare la probabilità che un elettrone del canale attraversi l'ossido e raggiunga il gate. Si tratta dell'effetto tunnel accentuato dall'esiguo spessore (1nm) dell'ossido di gate. Per questo motivo gli stati elettronici dentro la buca vengono definiti QBS (quasi bounded states = stati quasi legati) perché esiste una probabilità non nulla che l'elettrone riesca a liberarsi per effetto tunnel.

L'effetto tunnel ci dice che la probabilità di trovare un elettrone in banda di conduzione fuori dalla buca di potenziale è maggiore di zero e quindi *il* $|\Psi|^2$ *non tende a zero ai lati della buca.*

Per calcolare l'effetto tunnel, viene utilizzato il metodo della matrice di trasferimento M applicato alla sequenza di barriere di potenziale rettangolari con cui viene approssimata la barriera di potenziale presente tra il fondo della buca e l'ossido. Dal reciproco del modulo al quadrato del coefficiente $M_{1,1}$ della matrice di trasferimento è possibile ottenere informazioni circa le energie associate ad ogni stato quasi legato.

Il passaggio di elettroni verso il gate provocato dall'*effetto tunnel diretto* che genera una corrente di perdita maggiore quanto è inferiore il tempo di vita degli elettroni durante il passaggio per effetto tunnel. Il tempo di vita

dipende in qualche modo dall'energia dei livelli quasi legati che abbiamo dentro la buca.

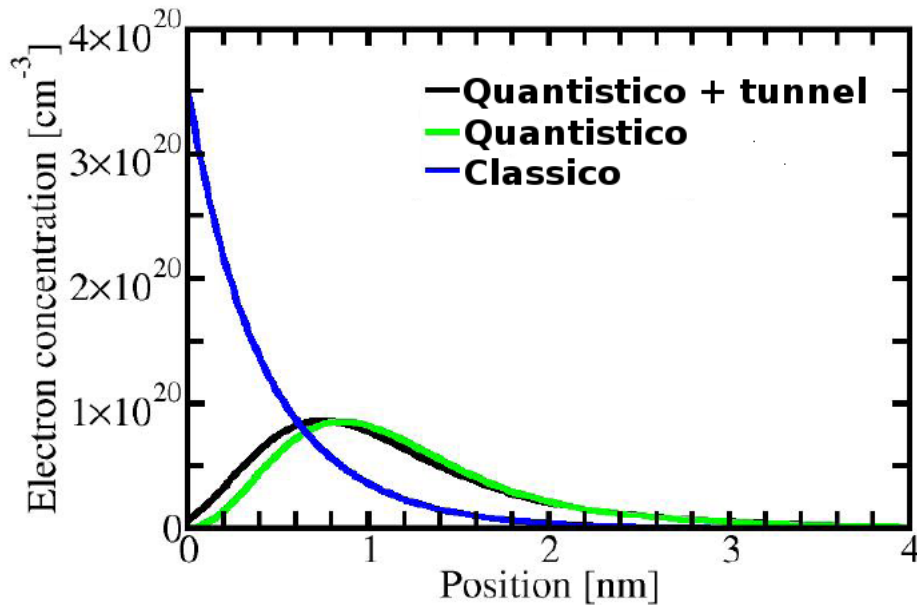


Figura 5: Distribuzione degli elettroni nei tre casi di studio.

1.4 Migliorare le prestazioni

Il miglioramento delle prestazioni può essere eseguito in questi modi:

1. *La riduzione delle correnti di perdita dovute al tunneling diretto può avvenire con l'incremento dello spessore dell'ossido.* Incrementando solo lo spessore del dielettrico si aumenta anche la tensione di soglia; per evitare ciò bisogna incrementare la costante dielettrica sostituendo l'ossido di silicio con un dielettrico a più alta costante dielettrica. In questo modo si riesce ad aumentare lo spessore del dielettrico senza diminuire la C_{ox} e senza aumentare la tensione di soglia. L'utilizzo di dielettrici diversi dal biossido di silicio implica la sostituzione del polisilicio di gate con altro materiale metallico e in generale problemi di interfacciamento verso il silicio del substrato.
2. Stirare il silicio per incrementare² il passo reticolare allo scopo di cambiare la caratteristica di dispersione $E(k)$ del silicio. Questa tecnica

²Se voglio accelerare gli elettroni devo stirare il reticolo del silicio; Se voglio accelerare le lacune devo comprimere il reticolo del silicio.

consiste nell'introduzione di una lega di silicio e germanio nel bulk su cui poi verrà depositato un sottile (alcune decine di nanometri) strato di silicio che poi diventerà la zona attiva del MOSFET. La lega Si-Ge ha passo reticolare maggiore rispetto al silicio e impone lo stesso passo al sottile strato di silicio che le viene depositato sopra. Allungando il passo reticolare, il minimo della banda di conduzione corrispondente alle valli pesanti Δ_2 si abbassa rispetto a quello delle valli leggere Δ_4 ; in questo modo le valli Δ_2 , che contengono elettroni più veloci, si riempiono prima rispetto alle valli Δ_4 che invece contengono elettroni più lenti. Inoltre l'incremento del passo reticolare riduce il numero di scontri fra i portatori di carica e gli atomi del canale. Con questa tecnica si riesce quindi ad *incrementare la mobilità media della popolazione elettronica del canale*.