

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI SALERNO
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica



Tesi di Laurea Triennale

FENOMENI DI TRASPORTO
IN DIODI E TRANSISTORI MOS

Relatore:

Dott. Antonio Di Bartolomeo

Candidato:

Antonio Bruno

Matricola **0510600037**

Correlatore:

Dott. Fabrizio Bobba

Anno Accademico

2007/2008

Indice

Introduzione	6
Capitolo 1 - Introduzione ai dispositivi a semiconduttore	
1.1 Semiconduttori e modello a bande	
1.1.1 Materiali semiconduttori	8
1.1.2 Struttura a bande	9
1.1.3 Funzione di distribuzione di Fermi-Dirac e livello di Fermi	11
1.1.4 Drogaggio	12
1.1.5 Semiconduttore polarizzato	14
1.2 La giunzione p-n	
1.2.1 Giunzione p-n all'equilibrio	15
1.2.2 Giunzione p-n polarizzata	15
1.2.3 Caratteristica I-V di una giunzione p-n	16
1.2.4 Breakdown della giunzione	17
1.3 Il diodo tunnel	17
1.4 Il diodo backward	19
1.5 Il condensatore MOS	20
Bibliografia	24
Capitolo 2 - Le strutture MS e MIS	22
2.1 Introduzione	25
2.2 Il diodo Schottky	25
2.2.1 Bande di energia	26
2.2.2 Regione di carica spaziale	28
2.2.3 Giunzione metallo-semiconduttore polarizzata	28
2.2.4 Image Force Lowering	29
2.2.5 Caratteristica corrente-tensione	31
2.2.6 Applicazioni	33
2.3 Il diodo MIS tunnel	34

2.4	Meccanismi di trasporto in strutture MIS	37
2.4.1	Tunneling	37
2.4.1.1	Tunneling Fowler-Nordheim	37
2.4.1.2	Tunneling diretto	38
2.4.1.3	Tunneling banda-a-banda	39
2.4.1.4	Trap Assisted Tunneling (TAT)	40
2.4.1.5	Surface-State Tunneling	40
2.4.2	Emissione termoionica	41
2.4.3	Emissione Frenkel-Poole	42
2.4.4	Conduzione ohmica	42
2.4.5	Conduzione ionica	43
2.4.6	Conduzione limitata da carica spaziale	43
2.4.7	Corrente di ricombinazione-generazione	43
2.5	Misura dei parametri caratteristici di un diodo Schottky	44
2.5.1	Misura dell'altezza della barriera e del fattore di idealità dalla caratteristica I-V	44
2.5.2	Misura dell'altezza della barriera dall'energia di attivazione	45
2.5.3	Misura dell'altezza della barriera dalla caratteristica C-V	46
2.5.4	Misura dell'altezza della barriera dalle misure fotoelettriche	47
2.5.5	Metodo di Cheung	48
	Bibliografia	49

Capitolo 3 - Fotorivelatori a semiconduttore

3.1	Transizioni radiative e assorbimento ottico	
3.1.1	Transizioni radiative	50
3.1.2	Assorbimento ottico	51
3.2	Fotoconduttori	52
3.3	Fotodiodi	53
3.3.1	Fotodiodi MS	54
3.4	Charge-Coupled Device image sensor (CCD)	56
3.5	Celle solari	58
3.5.1	Cella solare a giunzione $p-n$ e a barriera Schottky	58
3.5.1.1	Caratteristiche I-V	60

3.5.2 Celle solari MIS	61
Bibliografia	63

Capitolo 4 - Misure su strutture MIS

4.1	Introduzione	64
4.2	Campione e setup sperimentale	64
4.3	Caratterizzazione I-V e I-T	66
4.4	Meccanismi di trasporto	69
4.5	Diagrammi a bande	73
4.6	Determinazione dei parametri caratteristici	76
4.7	Risposta alla luce	82
4.7.1	Interpretazione delle caratteristiche I-V mediante il modello a bande	85

Capitolo 5 : Il MOSFET

5.1	Introduzione	88
5.2	Il MOSFET a canale lungo	
5.2.1	Struttura di un MOSFET a canale lungo	88
5.2.2	Caratteristica I-V	89
5.3	Effetti del secondo ordine	93
5.3.1	Body effect	94
5.3.2	Channel-length modulation	94
5.3.3	Resistenza di uscita	95
5.3.4	Conduzione di sottosoglia	96
5.4	Effetti di canale corto	96
5.4.1	Variazione della tensione di soglia	97
5.4.1.1	DIBL (Drain-Induced-Barrier-Lowering)	98
5.4.2	Degradazione della mobilità con campi verticali	101
5.4.3	Saturazione della velocità	102
5.4.4	Effetti dei portatori caldi	103
5.4.5	Dipendenza dell'impedenza di uscita dalla tensione di S-D	103
5.4.6	Punchthrough	104

5.5	Risultati sperimentali	106
5.5.1	Caratteristiche I_D-V_{DS} di un NMOS con lunghezza del canale variabile	106
5.5.2	Caratteristiche I_D-V_G di un NMOS con lunghezza del canale variabile	107
	Bibliografia	108

Introduzione

Le strutture MIS (metallo-isolante-semiconduttore) rivestono un ruolo di notevole importanza nelle tecnologie dei dispositivi a semiconduttore, come ad esempio il MOSFET (transistore a effetto di campo metallo-ossido-semiconduttore), che rappresenta l'unità fondamentale dei circuiti integrati.

Le strutture MIS trovano largo impiego anche nell'optoelettronica, essendo alla base di dispositivi come fotodiodi e fotorivelatori. Per questi motivi, le strutture MIS sono oggetto di studio ormai da diversi decenni. Attualmente, infatti, il continuo ridursi delle dimensioni dei MOSFET, se da un lato ha portato ad evidenti vantaggi nella progettazione dei circuiti integrati, dall'altro ha richiesto la necessità di prevenire alcuni effetti parassiti, detti effetti di canale corto, che degradano notevolmente le prestazioni dei transistori. Lo studio delle strutture MIS, inoltre, è fondamentale per la progettazione delle celle solari, che rappresentano la principale risorsa di energia pulita, costituendo una delle più valide alternative per la riduzione dei carburanti fossili.

In questo lavoro di tesi sono stati studiati i meccanismi di trasporto nelle strutture MIS, in particolare nei diodi e nei transistori MOSFET.

Il primo capitolo è stato dedicato ad un'introduzione ai dispositivi a semiconduttore, ponendo l'attenzione sul condensatore MOS, una particolare struttura MIS in cui lo strato di isolante è rappresentato da un ossido tipicamente di spessore intorno ai 7 nm.

Strutture MIS che presentano isolanti più sottili possono essere impiegate come diodi. Nel secondo capitolo vengono trattati tali dispositivi, dapprima descrivendo il diodo Schottky, un dispositivo unipolare costituito da una giunzione metallo-semiconduttore, veloce e ad elevata potenza. Successivamente, dopo aver introdotto il diodo MIS tunnel, vengono analizzati i principali meccanismi di conduzione attraverso uno strato di isolante e i metodi per la caratterizzazione delle strutture MIS.

Nel terzo capitolo sono stati descritti i principali dispositivi optoelettronici, come ad esempio i sensori ad accoppiamento di carica (CCD), che costituiscono le unità fondamentali delle fotocamere digitali.

Nel quarto capitolo sono stati riportati i principali risultati di misure effettuate su strutture MIS, realizzate mediante un'analizzatore di parametri di semiconduttori Keitlhey 4200-SCS. Dall'elaborazione dei dati sperimentali, è stato possibile determinare i parametri caratteristici e i principali meccanismi di trasporto delle strutture MIS in esame. Nell'ultima parte del capitolo è stata condotta anche una breve trattazione sulla risposta alla luce delle strutture MIS, cercando di interpretare, mediante dei modelli a bande di energia, le particolari caratteristiche tensione-corrente che venivano di volta in volta osservate.

Nel quinto capitolo, infine, è stato trattato il MOSFET, ponendo particolare rilievo agli effetti di canale corto. Alla fine del capitolo sono stati riportati anche i risultati di una serie di misure effettuate su transistori submicrometrici, che mostrano alcuni degli effetti di canale corto.

Capitolo 1

Introduzione ai dispositivi a semiconduttore

1.1 Semiconduttori e modello a bande

1.1.1 Materiali semiconduttori

I materiali allo stato solido possono essere raggruppati in tre classi: gli isolanti, i semiconduttori e i conduttori. Gli isolanti hanno una conducibilità molto bassa mentre i conduttori presentano invece una conducibilità molto alta. La conducibilità dei semiconduttori è compresa tra quella degli isolanti e quella dei conduttori ed è in genere sensibile alla temperatura, all'illuminazione e a piccole quantità di atomi di impurità. Per questo motivo i semiconduttori sono tra i più importanti materiali per le applicazioni elettroniche. [1]

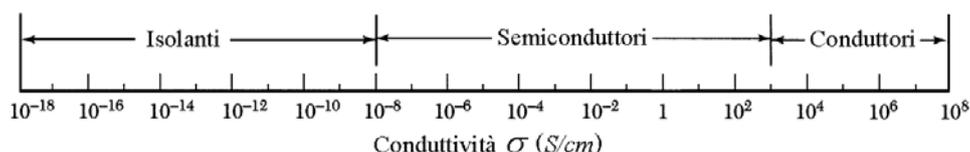


Fig. 1.1 - Range tipico di conducibilità per isolanti, semiconduttori e conduttori. [1]

Nella tabella 1.1 è riportata la porzione della tavola periodica degli elementi che si riferisce ai semiconduttori.

	II	III	IV	V	VI
2		B Boro	V Carbonio	N Azoto	O Ossigeno
3	Mg Magnesio	Al Alluminio	Si Silicio	F Fosforo	S Zolfo
4	Zn Zinco	Ga Gallio	Ge Germanio	As Arsenico	Se Selenio
5	Cd Cadmio	I Indio	Sn Stagno	Sb Antimonio	Te Tellurio
6	Hg Mercurio		Pb Piombo		

Tabella 1.1 - Porzione della tavola periodica relativa ai materiali semiconduttori. [1]

Il silicio è il materiale di fabbricazione più usato per i dispositivi a semiconduttore. Esso infatti, oltre ad essere il costituente del 25% della crosta terrestre, consente di far crescere termicamente biossido di silicio di alta qualità. Esistono anche numerosi semiconduttori composti, come l'arseniuro di gallio (GaAs) [1], che trovano ampio uso nella fabbricazione di dispositivi optoelettronici.

1.1.2 Struttura a bande

In un atomo isolato gli elettroni possono assumere solo valori discreti di energia. Quando due elettroni interagiscono il principio di esclusione di Pauli richiede che l'energia di ogni elettrone sia leggermente diversa rispetto al caso in cui gli elettroni sono isolati. Si considerino gli N atomi che formano un cristallo; il livello energetico N -volte degenere si suddivide in N livelli distinti, ma molto vicini in energia. Dato che la densità di atomi in un cristallo è enorme (dell'ordine di 10^{22} cm^{-3}) la separazione tra gli N livelli energetici è estremamente ridotta così da formare una banda di energie sostanzialmente continua. [1]

La Fig. 1.2 rappresenta un diagramma schematico della formazione di un reticolo cristallino con struttura del diamante, partendo da atomi isolati di silicio. Ogni atomo di silicio ha i propri livelli energetici discreti (sull'estrema destra del diagramma sono mostrati i due livelli più esterni).

Al diminuire della distanza interatomica ciascun livello degenere si suddivide a formare una banda. Un'ulteriore diminuzione della spaziatura interatomica fa sì che le bande originate dai vari livelli discreti perdano la loro identità e si compenetrino per formare una singola banda. Quando la spaziatura tra gli atomi si avvicina al valore che assume all'equilibrio la distanza interatomica del reticolo del silicio (5.43 \AA), quest'unica banda ritorna a suddividersi in due bande. Tali bande sono separate da una regione che designa le energie che l'elettrone in un solido non può assumere: si tratta della banda proibita (bandgap), di ampiezza E_G . [1]

La banda superiore è detta banda di conduzione, quella inferiore banda di valenza. Si indicano rispettivamente con E_V e E_C l'estremo superiore della banda di valenza e l'estremo inferiore della banda di conduzione.

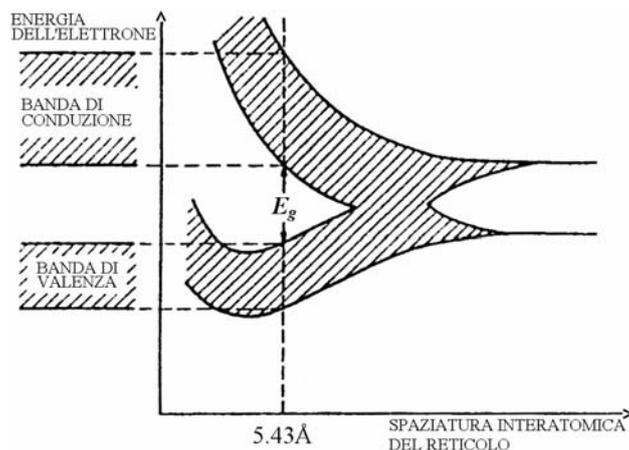


Fig. 1.2 – Formazione delle bande di energia mentre si forma un reticolo cristallino di tipo diamante accostando atomi di silicio isolati. [1]

A temperature molto basse quasi tutti gli elettroni sono nella banda di valenza. Al crescere della temperatura gli elettroni della banda di valenza possono superare il bandgap e raggiungere la banda di conduzione. L'applicazione di un campo elettrico non solo influisce sugli elettroni di conduzione ma anche su quelli di valenza. Quando gli elettroni saltano nella banda di conduzione lasciano stati vuoti nella banda di valenza. Pertanto risulta più semplice descrivere i fenomeni di conduzione nella banda di valenza considerando gli stati vuoti piuttosto che descrivere il moto di tutti gli elettroni di valenza. Applicando un campo elettrico al semiconduttore gli elettroni occupano gli stati vuoti. In tal modo gli stati vuoti nella banda di valenza si muovono in direzione opposta a quella degli elettroni di valenza; si comportano cioè come particelle di carica positiva. Queste particelle vengono chiamate lacune. [1]

Quando l'energia di un elettrone aumenta, l'elettrone raggiunge una posizione più alta nel diagramma a bande. Al contrario quando l'energia di una lacuna aumenta, questa si muove verso il basso della banda di valenza.

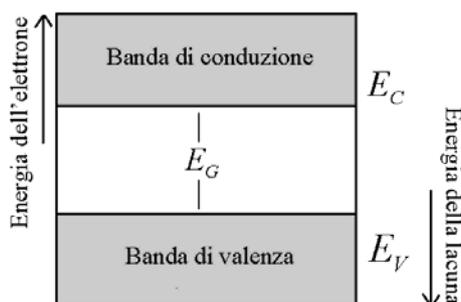


Fig. 1.3 – Energia di elettroni e lacune in una rappresentazione delle bande di energia.

In un conduttore le bande di conduzione e di valenza sono sovrapposte e non esiste alcun bandgap. Pertanto gli elettroni possono muoversi liberamente sotto l'applicazione di un campo elettrico. Nel caso di un isolante il bandgap è molto esteso e l'elettrone non riesce a superare tale barriera. Per un semiconduttore invece il bandgap è più ridotto e a temperatura ambiente possono essere generate circa 10^{10} coppie elettrone-lacuna per cm^3 . A temperatura ambiente l'ampiezza della banda proibita è pari a 1,12 eV per il silicio e a 1,42 eV per l'arseniuro di gallio. Al crescere della temperatura l'ampiezza della banda proibita E_G diminuisce. [1]

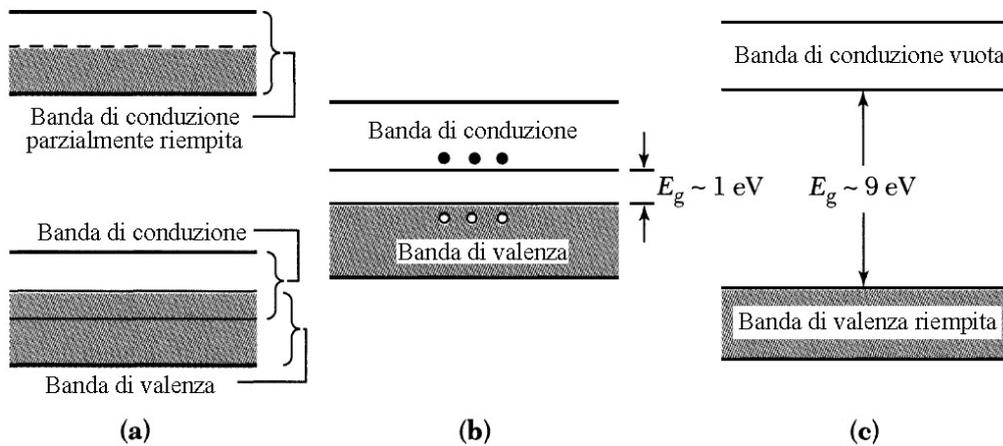


Fig. 1.4 – Rappresentazione schematica delle bande di energia di un conduttore (a), di un semiconduttore (b) e di un isolante (c). [6]

1.1.3 Funzione di distribuzione di Fermi-Dirac e livello di Fermi

La probabilità $f(E)$ che un dato livello energetico E sia occupato da un elettrone è data dalla funzione di distribuzione di Fermi-Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]}$$

dove k è la costante di Boltzmann e E_F è il livello di Fermi. Per $E = E_F$ la probabilità di occupazione è $f(E) = 1/2$. Pertanto il livello di Fermi è l'energia alla quale la probabilità di occupazione di un elettrone è del 50%. Inoltre a $T = 0$, la distribuzione $f(E)$ è un gradino: per $E > E_F$ la probabilità di occupazione è $f(E) = 0$, per $E < E_F$ la probabilità di occupazione è $f(E) = 1$. In altre parole gli stati ad energia minore di E_F sono occupati, quelli ad

energia maggiore di E_F sono vuoti. Questo risultato vale con buona approssimazione anche a temperatura finita, quando la distribuzione di Fermi-Dirac non è più un gradino, ma varia con continuità.

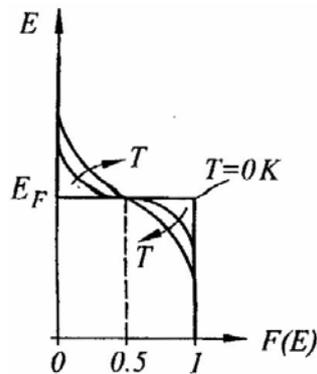


Fig. 1.5 - Distribuzione di Fermi-Dirac. [1]

1.1.4 Drogaggio

Il metodo per creare portatori di carica liberi in un semiconduttore in maniera controllata è il drogaggio, che consiste nel contaminare il semiconduttore con impurità. Se un semiconduttore puro (intrinseco) come il silicio (tetravalente) viene drogato con un atomo di fosforo (pentavalente), questo forma legami covalenti con i quattro atomi di silicio adiacenti: il quinto elettrone del fosforo diventa un elettrone di conduzione. L'aggiunta di portatori di carica negativa rende il silicio di tipo n , e l'atomo di fosforo è detto donatore.

Analogamente se il silicio viene drogato con un atomo di boro (trivalente), nel formare i quattro legami covalenti viene generata una lacuna. L'aggiunta di portatori di carica positiva rende il silicio di tipo p , e l'atomo di boro è detto accettore. In Figura 1.6 vengono mostrati i diagrammi a bande di un semiconduttore intrinseco e di un semiconduttore estrinseco di tipo n e di tipo p . Il livello di Fermi del semiconduttore intrinseco, indicato con E_i , è circa al centro del bandgap ($E_i \approx (E_c + E_v)/2$), mentre il livello di Fermi di un semiconduttore estrinseco è spostato verso E_c o verso E_v , con spostamento tanto maggiore quanto più elevato è il drogaggio. [1]

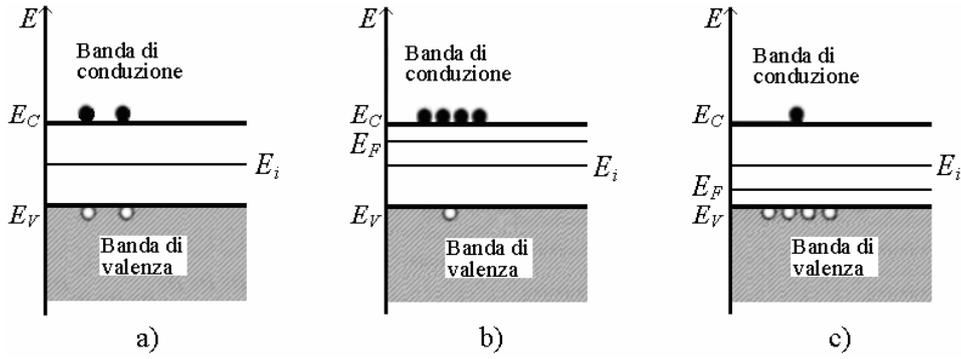


Fig. 1.6 – Diagramma a bande di un semiconduttore intrinseco (a), di tipo n (b) e di tipo p (c), all'equilibrio termico. [3]

Per il semiconduttore di tipo n , il relativo livello di Fermi E_F si trova più vicino all'estremo della banda di conduzione E_C ; per il semiconduttore di tipo p , invece, il livello di Fermi E_F è più spostato verso l'estremo della banda di valenza E_V . [2]

La differenza $E_F - E_i$ determina la densità dei portatori. All'equilibrio termico, la densità di elettroni n_0 e di lacune p_0 può essere infatti espressa come [1]:

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \quad p_0 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right)$$

dove n_i è la densità dei portatori del semiconduttore intrinseco. Indicando con N_D e N_A rispettivamente le concentrazioni di donatori e accettori, in un semiconduttore di tipo n si verifica che $n_0 \approx N_D - N_A$. Analogamente in un semiconduttore di tipo p si verifica che $p_0 \approx N_A - N_D$.

Sostituendo nelle espressioni per la densità di elettroni e di lacune si ottiene:

$$E_F - E_i \approx kT \ln\left(\frac{N_D - N_A}{n_i}\right) \quad E_i - E_F \approx kT \ln\left(\frac{N_A - N_D}{n_i}\right)$$

È evidente che la differenza tra il livello di Fermi E_F in un semiconduttore drogato e il livello intrinseco E_i è tanto maggiore quanto maggiore è la differenza tra le concentrazioni del drogaggio N_D e N_A .

1.1.5 Semiconduttore polarizzato

In Fig. 1.7 è mostrato il diagramma a bande di un semiconduttore intrinseco a cui viene applicata tra i due terminali una tensione V di diversa polarità (si suppone che i contatti siano ideali).

Prendendo come riferimento l'energia di Fermi intrinseca sulla destra del semiconduttore, a causa della polarizzazione, l'energia dell'estremo di sinistra del semiconduttore diminuisce di $-qV$ quando tale estremo è connesso al potenziale positivo $+V$, aumenta di $-q(-V) = qV$ quando è connesso al potenziale negativo $-V$. La differenza di potenziale rende le bande di energia funzione della posizione, pendenti verso le zone con potenziale più elevato (energia minore).

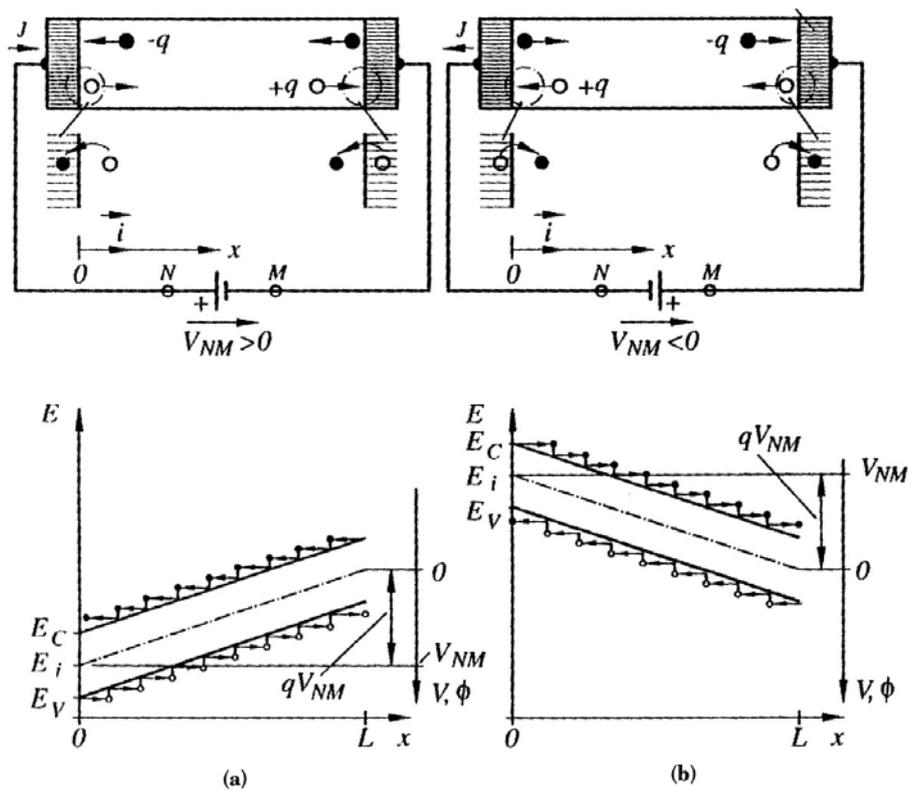


Fig. 1.7 – Diagrammi a bande di un semiconduttore omogeneo polarizzato con una tensione $V > 0$ (a) e $V < 0$ (b). [2]

1.2 La giunzione $p-n$

1.2.1 Giunzione $p-n$ all'equilibrio

Una giunzione $p-n$ è formata da un semiconduttore di tipo n ed uno di tipo p posti a contatto. Gli elettroni, in abbondanza nel semiconduttore di tipo n , diffondono verso il semiconduttore di tipo p . Lo stesso processo avviene per le lacune dal semiconduttore di tipo p a quello di tipo n . All'equilibrio la corrente totale che fluisce nella giunzione è nulla e l'energia di Fermi è costante lungo tutta la giunzione. La carica non compensata degli atomi donatori e degli atomi accettori si localizza nella cosiddetta regione di svuotamento. [1]

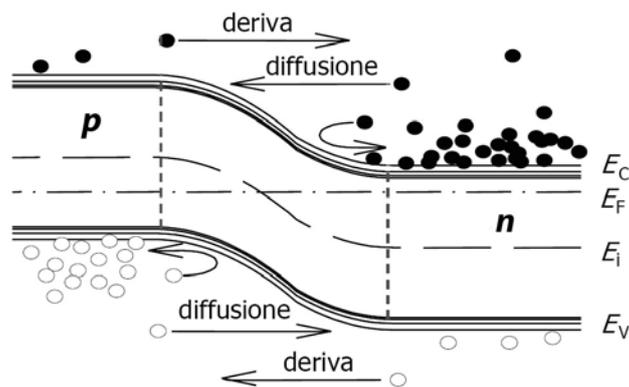


Fig. 1.8 – Diagramma a bande di una giunzione $p-n$ all'equilibrio. [5]

1.2.2 Giunzione $p-n$ polarizzata

Se viene applicata alla giunzione $p-n$ una tensione di polarizzazione V_{PN} la condizione di equilibrio viene perturbata. La giunzione può essere polarizzata direttamente ($V_{PN} > 0$) o inversamente ($V_{PN} < 0$).

In polarizzazione diretta la tensione applicata riduce la tensione ai capi della regione di svuotamento: la corrente di deriva è minore della corrente di diffusione. I fenomeni di diffusione di elettroni e lacune aumentano e si ha quindi un'iniezione di portatori minoritari. In polarizzazione inversa la tensione applicata aumenta la caduta di potenziale sulla regione di

svuotamento producendo una drastica diminuzione delle correnti di diffusione; ne consegue una corrente inversa molto ridotta. [1]

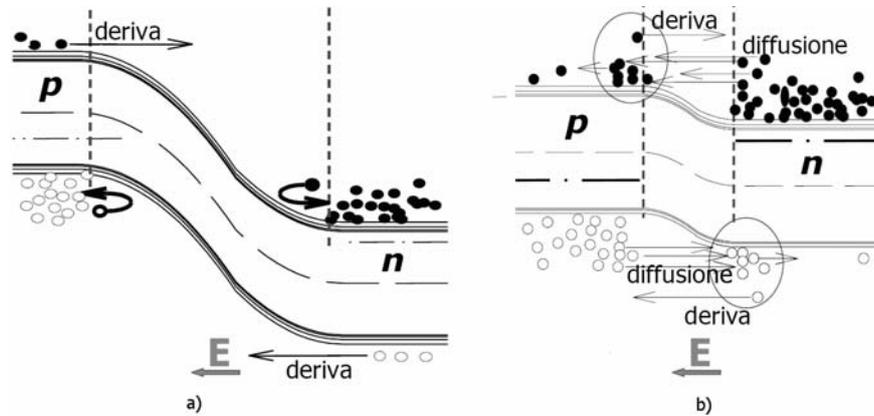


Fig. 1.9 – Diagramma a bande di una giunzione $p-n$ polarizzata inversamente (a) e direttamente (b). [5]

1.2.3 Caratteristica I-V di una giunzione $p-n$

La caratteristica I-V di una giunzione $p-n$ è:

$$I = I_s \exp\left[\frac{q(V - IR)}{kT}\right]$$

dove I_s è la corrente di saturazione inversa, R resistenza in serie, k la costante di Boltzmann e T la temperatura assoluta.

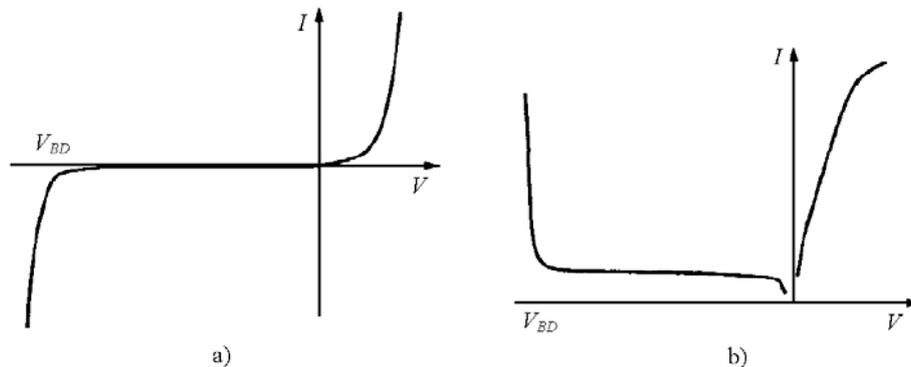


Fig. 1.10 – Caratteristica I-V di una giunzione $p-n$ in scala lineare (a) e semilogaritmica (b). [1]

1.2.4 Breakdown della giunzione

La caratteristica I-V della giunzione $p-n$ in polarizzazione inversa mostra un forte aumento della corrente alla cosiddetta tensione di breakdown, causato dai fenomeni di moltiplicazione a valanga e breakdown Zener.

Se il campo elettrico è sufficientemente elevato i portatori liberi acquistano l'energia necessaria per rompere i legami del cristallo e creare coppie elettrone-lacuna. In tal modo, dato che ad ogni collisione i portatori non perdono completamente la loro energia, è possibile generare una moltiplicazione di portatori, detta a valanga.

Aumentando la concentrazione degli atomi droganti l'ampiezza della regione di svuotamento decresce e la probabilità che avvenga la moltiplicazione a valanga diminuisce; ma in tal caso il campo elettrico è così elevato da consentire agli elettroni di valenza di attraversare il band-gap per effetto tunnel e giungere nella banda di conduzione della regione n causando il breakdown detto di tipo Zener. [2]

1.3 Il diodo tunnel

Un diodo tunnel consiste di una giunzione $p-n$ in cui entrambe le regioni p ed n sono fortemente drogate (degeneri). All'equilibrio termico ($V = 0$), a causa dell'alto drogaggio, la regione di svuotamento è molto ristretta e la distanza di tunnel è molto ridotta (5-10 nm). Le quantità di degenerazione qV_p e qV_n (che indicano quanto il livello di Fermi è spostato rispettivamente nelle bande di conduzione e di valenza), è mostrata a sinistra in Figura 1.11.

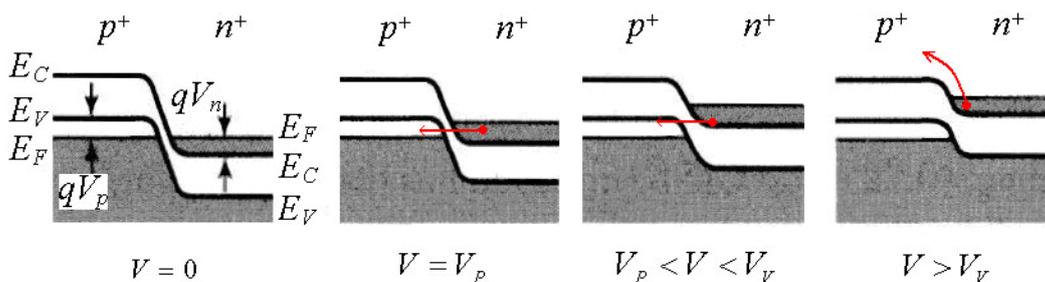


Fig 1.11 - Diagramma a bande di un diodo tunnel a differenti tensioni di polarizzazione. [3]

In polarizzazione inversa (lato p negativo e lato n positivo), la corrente cresce con andamento monotono. In polarizzazione diretta, si viene a creare una banda di energia occupata, sul lato n ed in corrispondenza una banda vuota, sul lato p . In tali condizioni gli elettroni possono effettuare effetto tunnel dal lato n al lato p della giunzione: la corrente cresce fino a quando raggiunge il suo valore massimo I_p , in corrispondenza della tensione di picco $V = V_p$. Se la tensione aumenta ulteriormente ($V_p < V < V_v$) diminuiscono sempre più gli stati disponibili sul lato p : la corrente diminuisce fino a quando raggiunge il suo valore minimo I_v , in corrispondenza della tensione di valle V_v . A questa tensione l'estremo inferiore della banda di conduzione del lato n è esattamente opposto all'estremo superiore della banda di valenza del lato p : nella giunzione non scorre alcuna corrente di tunnel poiché non esistono stati disponibili che si oppongono a stati occupati. Aumentando ulteriormente la tensione ($V > V_v$), la corrente dovuta all'emissione termoionica diventa dominante. [3]

La caratteristica I-V di un diodo tunnel è data dalla sovrapposizione della corrente di tunnel banda-a-banda e della corrente termoionica. Una forma empirica della caratteristica I-V è data dalla seguente espressione:

$$I = I_p \left(\frac{V}{V_p} \right) \exp \left(1 - \frac{V}{V_p} \right) + I_0 \exp \left(\frac{qV}{kT} \right)$$

dove il primo termine rappresenta la corrente di tunnel e I_p e V_p sono rispettivamente i valori della corrente di picco e della tensione di picco. Il secondo termine è la corrente termoionica.

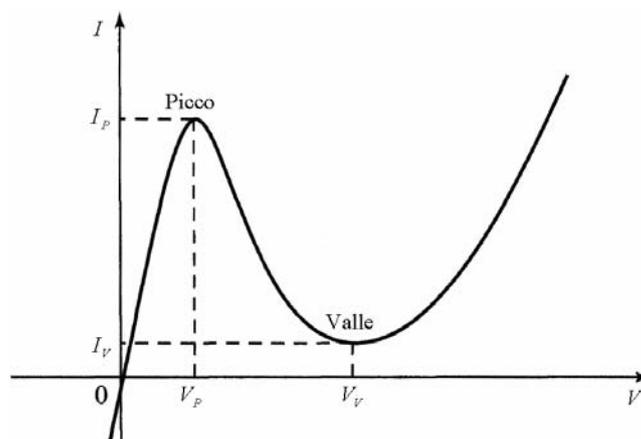


Fig. 1.12 - Caratteristica I-V di un diodo tunnel. [3]

La porzione della caratteristica I-V dopo il picco di corrente è la zona a resistenza differenziale negativa. Il valore di picco di corrente I_p e la corrente di valle I_v determinano il modulo della resistenza negativa.

Pertanto il loro rapporto I_p/I_v è un parametro caratteristico del diodo tunnel. [3]

1.4 Il diodo backward

Un diodo backward è una giunzione $p-n$ in cui la concentrazione del drogaggio sul lato p o sul lato n è abbastanza vicina alla degenerazione. In tali condizioni anche per piccole tensioni negative la corrente inversa è maggiore della corrente in polarizzazione diretta. All'equilibrio termico il livello di Fermi è molto vicino agli estremi delle bande. Quando viene applicata una piccola polarizzazione inversa (p negativo rispetto a n) il diagramma a bande è simile a quello relativo al diodo tunnel ad eccezione del fatto che non è presente degenerazione ad entrambi i lati.

In polarizzazione inversa gli elettroni possono facilmente effettuare effetto tunnel dalla banda di valenza alla banda di conduzione e dare vita ad una corrente di tunnel che cresce approssimativamente in modo esponenziale con la tensione. Il diodo backward può essere usato come rettificatore di piccoli segnali. Simile al diodo tunnel ha un'ottima risposta in frequenza e la sua caratteristica I-V non è sensibile alla temperatura e agli effetti della radiazione.

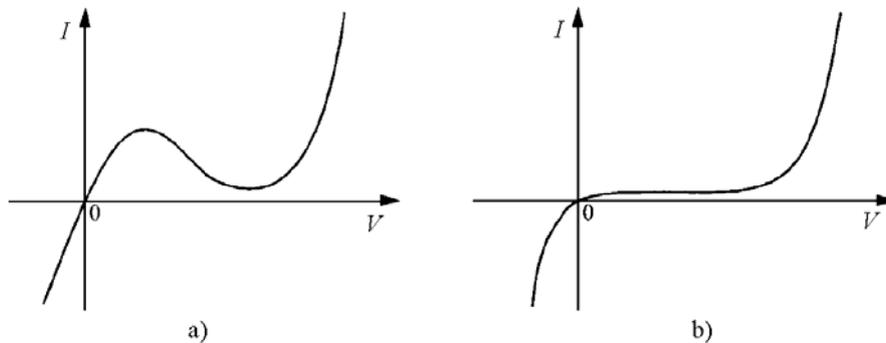


Fig. 1.13 - Confronto tra le caratteristiche I-V di un diodo tunnel (a) e di un diodo backward (b). [3]

Il parametro che caratterizza un diodo backward è il coefficiente di curvatura γ , definito come il rapporto tra la derivata seconda e la derivata prima della caratteristica tensione-corrente:

$$\gamma = \frac{d^2 I / dV^2}{dI / dV}$$

Il valore di γ è una misura del grado di non linearità del diodo e dipende dalle concentrazioni di impurità in entrambi i lati della giunzione. [3]

1.5 Il condensatore MOS

Un condensatore MOS* (metallo-isolante-semiconduttore) è costituito da un elettrodo metallico (spesso di polisilicio molto drogato, detto gate) che, attraverso un sottile strato di ossido, influenza le condizioni del sottostante substrato di semiconduttore. Nel seguito quest'ultimo viene considerato essere di tipo *p*. [2]

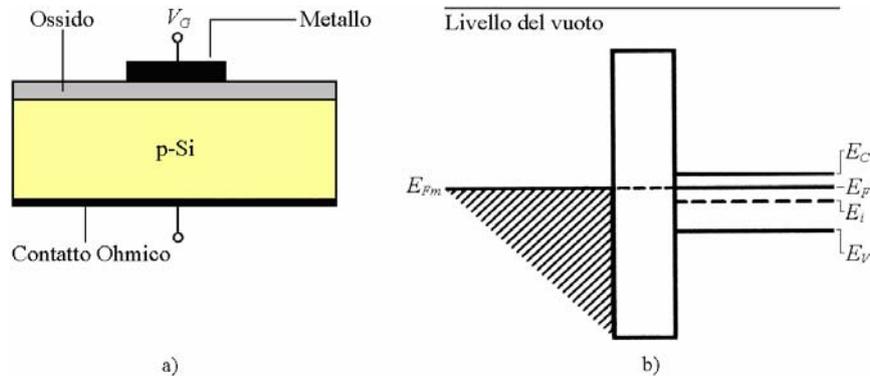


Fig. 1.14 - Struttura di un condensatore MOS (a) e relativo diagramma a bande in condizioni di equilibrio (b). [7]

Applicando una tensione V_G tra la gate e il substrato, un condensatore MOS può essere portato in tre condizioni stazionarie dette accumulazione, svuotamento ed inversione. [2]

* Il condensatore MOS è una struttura MIS (metallo-isolante-semiconduttore) in cui l'isolante è un ossido, tipicamente SiO_2 , di spessore superiore ai 7 nm. Strutture MIS con isolanti più sottili (< 3-4 nm) possono essere usate come diodi e saranno esaminate nel capitolo II.

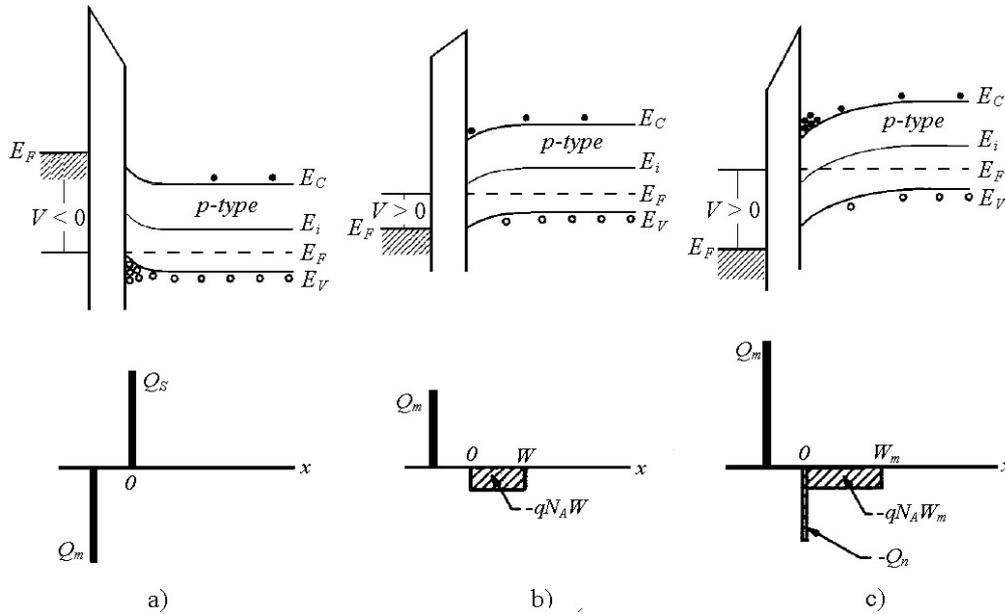


Fig. 1.15 - Diagrammi a bande e distribuzioni di carica di un condensatore MOS nelle condizioni di accumulazione (a), svuotamento (b) e inversione (c). [6]

Sovrapponendo una tensione di piccolo segnale alla tensione di polarizzazione V_G , oltre a variare l'ampiezza della zona di svuotamento può essere modulata la concentrazione di portatori all'interfaccia col substrato.

Si supponga che la tensione V_G venga aumentata abbastanza lentamente da considerare il semiconduttore sempre in equilibrio. Per valori negativi di V_G il condensatore MOS è in accumulazione. Il campo elettrico attraverso l'isolante attrae lacune dal substrato verso l'ossido. Le lacune si accumulano all'interfaccia substrato-ossido ed in corrispondenza si deposita una carica negativa all'interfaccia ossido-metallo. Ad alta frequenza la carica alle interfacce con l'ossido cambia segno ad ogni ciclo del segnale; la capacità per unità d'area C'_{ox} del condensatore MOS è:

$$C'_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{d_{ox}}$$

dove d_{ox} è lo spessore dell'ossido. Per valori positivi di V_G si crea una zona di svuotamento che fa diminuire la capacità del condensatore MOS.

Aumentando la tensione V_G l'intenso campo elettrico separa le coppie generate termicamente nella regione di svuotamento e fa muovere gli elettroni verso l'interfaccia substrato-ossido creando uno strato di inversione che limita l'ampiezza della zona di svuotamento.

In questo caso il condensatore MOS è costituito dalla serie di due condensatori a facce parallele: uno composto dal metallo e lo strato di inversione (capacità dell'ossido, C_{ox}) e l'altro dallo strato di inversione ed il substrato (capacità di svuotamento, C_d). In questo caso la capacità per unità d'area C'_i vale [2]:

$$C'_i = \left(\frac{1}{C'_d} + \frac{1}{C'_{ox}} \right)^{-1}$$

dove la capacità di svuotamento per unità d'area C'_d è:

$$C'_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{x_d}$$

Si supponga ora che la tensione V_G vari rapidamente; in tal caso il condensatore MOS si porta nella condizione di svuotamento profondo. L'ampiezza della zona di svuotamento aumenta comportando una riduzione del valore della capacità risultante.

Se la frequenza del segnale è sufficientemente bassa da innescare i processi di generazione e ricombinazione, la variazione della carica avviene non più all'estremo della zona di svuotamento, ma allo strato di inversione. In tal modo la capacità del condensatore MOS raggiunge di nuovo il valore C_{ox} , relativo alla capacità dell'ossido. [2]

La transizione da accumulazione a svuotamento è caratterizzata dalla tensione di flat-band V_{FB} , mentre quella da svuotamento a inversione dalla tensione di soglia V_T . La tensione di flat-band è la tensione alla quale scompare la curvatura delle bande di energia del semiconduttore. [3]

La tensione di soglia V_T è un parametro molto utile nella progettazione dei circuiti elettronici, poiché rappresenta il valore di spegnimento ($V_G < V_T$) o accensione ($V_G > V_T$) di un transistor ricavato sul substrato di tipo p dell'esempio (vedi Cap. 5).

Dalla caratteristica $C-V$ è possibile ricavare i valori di V_{FB} e V_T . [2]

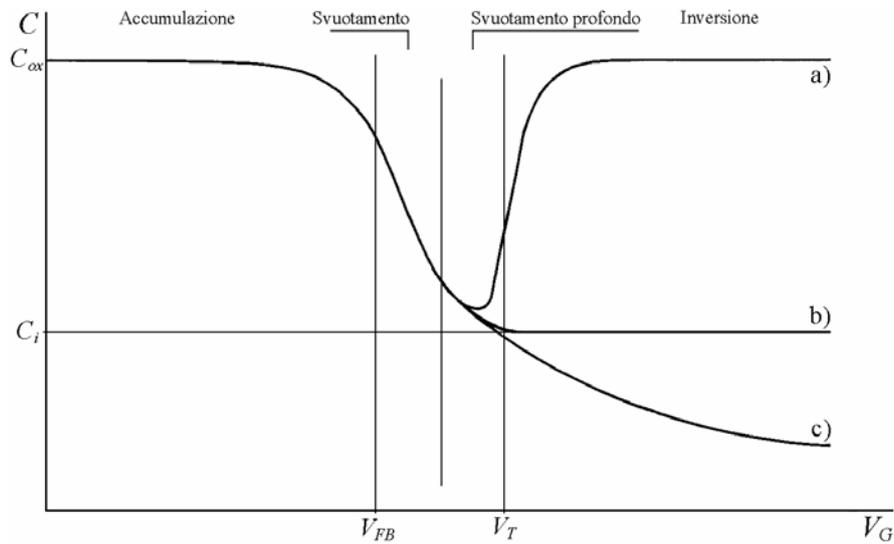


Fig. 1.16 - Caratteristica $C-V$ di piccolo segnale di una struttura MOS a bassa frequenza (a) e ad alta frequenza con lento aumento di V_G (b) e con rapido aumento di V_G (c). [3]

Dalla caratteristica $C-V$ è possibile inoltre determinare lo spessore dell'ossido d_{ox} . Infatti in accumulazione il valore misurato di C corrisponde alla capacità dell'ossido C_{ox} :

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} A}{d_{ox}}$$

Per l'ossido di silicio la costante dielettrica è $\epsilon_{SiO_2} = 3.45 \cdot 10^{11}$ F/m.

Nota l'area A del condensatore MOS, è possibile risalire allo spessore dell'ossido d_{ox} .

Bibliografia

- [1] S.M.Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (3rd Edition), John Wiley & Sons (2007).
- [2] K.Hoffman, *System Integration*, John Wiley & Sons (2004).
- [3] Kwok K.Ng, *Complete Guide to Semiconductor Devices*, McGraw-Hill Inc (1995).
- [4] disponibile su:
www.dei.unipd.it/~pel/Elettr_I/Telecom/Info/Giunzione-pn
- [5] disponibile su:
www.ecse.rpi.edu/~schubert/Course-ECSE-2210-Microelectronics-Technology-2003
- [6] disponibile su:
www.ciam.unibo.it/models/fabry/corso-semiconduttori-parte-04-2006-2007.pdf
- [7] M.Minella, *Caratterizzazione elettrochimica dell'interfaccia semiconduttore-elettrolita in elettrodi a film sottile TiO₂ nanocristallino* (2006).

Capitolo 2

Le strutture MS e MIS

2.1 Introduzione

Le strutture MS (metallo-semiconduttore) e MIS (metallo-isolante-semiconduttore) rivestono notevole importanza nelle tecnologie dei dispositivi a semiconduttore. Tali strutture sorgono naturalmente quando si creano dei contatti metallici con un semiconduttore e possono avere caratteristiche elettriche ed ottiche tali da renderle dei dispositivi utili in numerose applicazioni optoelettroniche.

Le strutture MS, per particolari metalli e tipi di semiconduttore, si comportano come diodi raddrizzatori (diodi Schottky) veloci e ad elevata potenza. Durante il processo di fabbricazione di un diodo MS Schottky, molto spesso viene a formarsi uno strato di ossido sulla superficie del semiconduttore. La presenza di uno strato di isolante all'interfaccia metallo-semiconduttore influenza le caratteristiche elettriche del diodo Schottky, talora in maniera vantaggiosa per le applicazioni.

I primi studi sugli strati di isolante all'interfaccia tra metallo e semiconduttore sono stati condotti da Cowley e Sze, che analizzarono l'altezza della barriera Schottky in termini della funzione lavoro del metallo. Successivamente Card e Rhoderick stimarono la densità di stati all'interfaccia ossido-semiconduttore e studiarono i suoi effetti sul fattore di idealità della caratteristica I-V in polarizzazione diretta. [2]

Sebbene le strutture MS e MIS siano state oggetto di studio negli ultimi decenni, sono ancora poche le informazioni sperimentali disponibili sulla formazione della barriera Schottky e degli stati all'interfaccia tra metallo e semiconduttore. [1]

2.2 Il diodo Schottky

Il primo dispositivo a semiconduttore è stato il contatto metallo-semiconduttore, costituito da un filo metallico premuto sulla superficie di un

semiconduttore. Nel 1938 Schottky suggerì che il suo comportamento raddrizzante poteva derivare da una barriera di potenziale prodotta da cariche spaziali stabili nel semiconduttore (barriera Schottky).

Un contatto metallo-semiconduttore può anche non essere raddrizzante se il contatto presenta una resistenza trascurabile indipendentemente dalla tensione applicata (contatto ohmico). In questo paragrafo vengono descritti i diagrammi a bande di energia e la caratteristica I-V dei contatti metallo-semiconduttore di tipo raddrizzante. [3]

2.2.1 Bande di energia

In figura 2.1 è illustrato il diagramma a bande di energia di un metallo e di un semiconduttore di tipo n isolati, assumendo come riferimento il livello del vuoto E_0 (cioè dell'elettrone libero). Si definisce funzione lavoro la differenza di energia tra il livello di Fermi e il livello del vuoto E_0 . La funzione lavoro $q\phi_M$ è una caratteristica definita per ciascun tipo di metallo (per i diversi metalli varia tra 2 e 10 eV), mentre quella del semiconduttore $q\phi_S$ dipende dal drogaggio, che modifica il valore del livello di Fermi E_{FS} . In genere la funzione lavoro del metallo è differente da quella del semiconduttore. In Fig. 2.1 viene riportata anche l'affinità elettronica $q\chi$ che rappresenta la differenza di energia tra l'estremo inferiore della banda di conduzione E_C ed il livello del vuoto E_0 . L'affinità elettronica dipende dalle proprietà del reticolo cristallino ed è quindi una costante del sistema (per il silicio vale 4.15 eV).

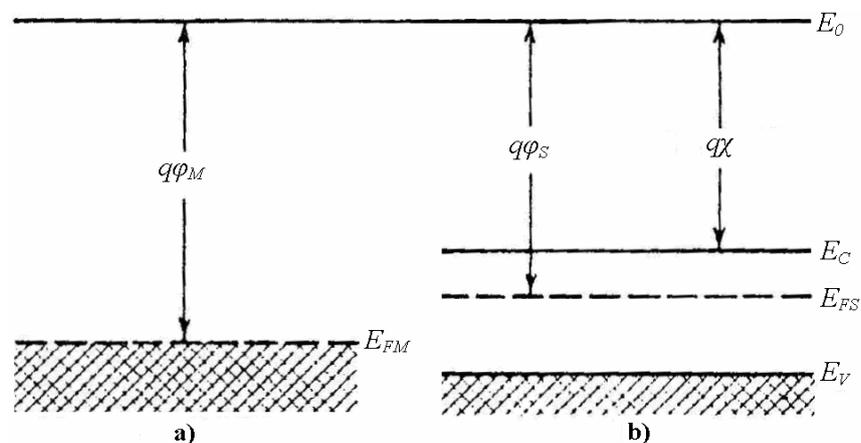


Fig. 2.1 – Diagramma a bande di un metallo e di un semiconduttore di tipo n , isolati. [3]

Se $\varphi_M < \varphi_S$ ($\varphi_M > \varphi_S$) gli elettroni nel metallo possiedono in media un'energia totale maggiore (minore) di quella relativa agli elettroni liberi nel semiconduttore.

Nel caso $\varphi_M > \varphi_S$, quando metallo e semiconduttore vengono messi in contatto, la differenza di energia media provoca un trasferimento di elettroni dal semiconduttore al metallo fino al raggiungimento dell'equilibrio termodinamico.

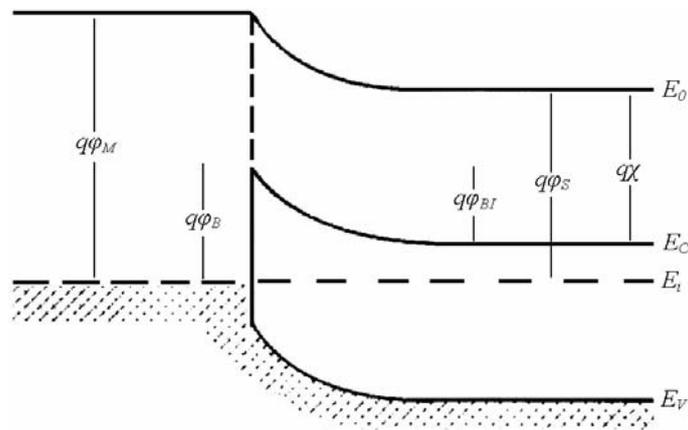


Fig 2.2 – Diagramma a bande di un diodo Schottky all'equilibrio. [3]

Il diagramma in Fig. 2.2 rappresenta le bande energetiche della giunzione MS all'equilibrio. Non essendo presente alcuna corrente, il livello di Fermi è costante lungo la giunzione e le bande del semiconduttore presentano una curvatura che, come si vedrà in seguito, è dovuta alla presenza di una regione di carica spaziale.

Si può notare che all'interfaccia metallo-semiconduttore esiste una brusca discontinuità, nota come barriera Schottky, rappresentata dal gradino di potenziale di altezza [3]:

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_M - \chi)$$

Per un diodo Schottky con un semiconduttore di tipo p , l'altezza della barriera è:

$$q\phi_{Bp} = E_g - q\phi_{Bn} = E_g - q(\phi_M - \chi)$$

dove E_g è l'ampiezza del bandgap.

2.2.2 Regione di carica spaziale

Per effetto del flusso di elettroni dal semiconduttore al metallo, la popolazione di elettroni liberi nel semiconduttore risulta svuotata in prossimità del contatto, dove si viene a creare una regione detta di svuotamento o di carica spaziale.

In un semiconduttore di tipo n , la carica positiva situata all'interno della zona di svuotamento può essere dovuta sia ai donatori non compensati che alle lacune libere. Tuttavia la popolazione di lacune libere è generalmente trascurabile e nell'analisi della distribuzione di carica, si effettua l'approssimazione di svuotamento: si considerano cioè solo gli ioni del drogaggio non compensati.

La densità elettronica è molto inferiore alla densità di donatori solo all'interno della zona di svuotamento; all'esterno di essa la densità elettronica è confrontabile con la concentrazione di donatori (per questo motivo la zona di svuotamento è detta anche regione di carica spaziale, ovvero localizzata). [3]

La tensione che si stabilisce agli estremi di tale regione è detta tensione di built-in $q\phi_i$ e determina la curvatura delle bande di energia (vedi Fig. 2.3).

2.2.3 Giunzione metallo-semiconduttore polarizzata

All'equilibrio esiste una barriera $q\phi_{Bn}$ ed una caduta di potenziale $q\phi_i$ sostenuta interamente nel semiconduttore. Nel metallo, al contrario, non si ha nessuna caduta di tensione.

Applicando una tensione positiva V_a (metallo positivo e semiconduttore di tipo n negativo) la barriera $q\phi_i$ diminuisce della quantità qV_a ; pertanto gli elettroni nella banda di conduzione sono facilitati nel trasferimento verso il metallo.

La situazione opposta si verifica nel caso di polarizzazione inversa. Il fenomeno descritto è all'origine della proprietà raddrizzatrice della giunzione MS.

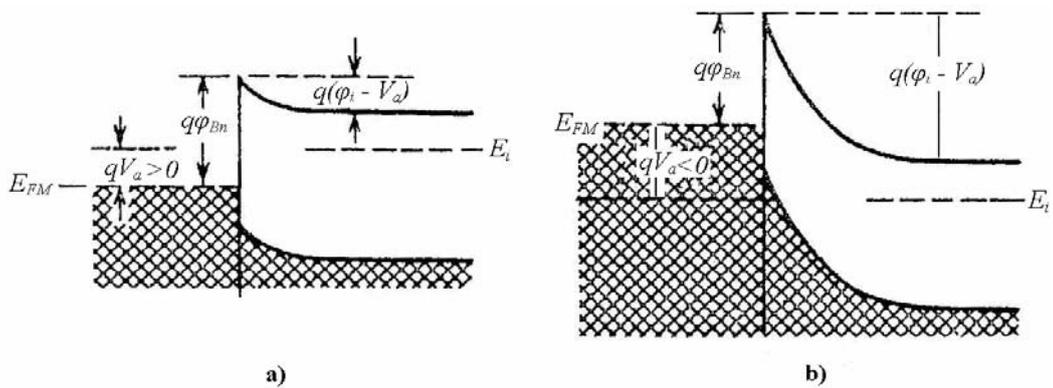


Fig. 2.3 – Diagramma a bande di energia di una giunzione metallo-semiconduttore di tipo n in polarizzazione diretta (a) e in polarizzazione inversa (b). [3]

2.2.4 Image Force Lowering

L'immagine-force lowering, conosciuto anche come effetto Schottky, è un fenomeno che avviene nelle interfacce metallo-non metallo (come nelle giunzioni metallo-vuoto o nelle barriere Schottky) e che riduce l'altezza di ogni barriera di potenziale. Per semplicità si considera dapprima la giunzione metallo-vuoto, per poi applicare i risultati ottenuti al caso della barriera Schottky.

In Fig. 2.4 è mostrata la configurazione del campo elettrico che si crea quando un elettrone è posizionato a distanza x dal metallo. Una carica positiva viene indotta sulla superficie del metallo. La forza attrattiva tra l'elettrone e la carica positiva indotta è equivalente alla forza tra l'elettrone e una carica uguale positiva posta a distanza $-x$. La carica positiva è detta carica immagine.

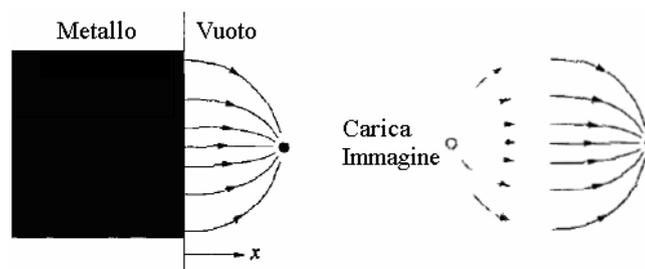


Fig. 2.4 – Campo elettrico generato da un elettrone posizionato vicino ad un metallo (a); schematizzazione con carica immagine (b). [4]

In presenza di un campo elettrico esterno ξ_x , l'energia totale dell'elettrone è:

$$E(x) = -\left(\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + q\xi_x x\right)$$

Ciò suggerisce che per ogni interfaccia metallo-non metallo la barriera non è brusca. Infatti l'energia dovuta alla carica immagine si somma a quella della barriera, smussandone lo spigolo.

L'applicazione di un campo elettrico esterno trasforma la forma della barriera da rettangolare in triangolare. Pertanto, in presenza di un campo elettrico, l'altezza effettiva della barriera si riduce a causa della combinazione degli effetti dovuti al campo e alla carica immagine. L'abbassamento della barriera è:

$$\Delta\phi_B = 2\xi_x x_m$$

dove x_m rappresenta la posizione a cui avviene l'abbassamento.

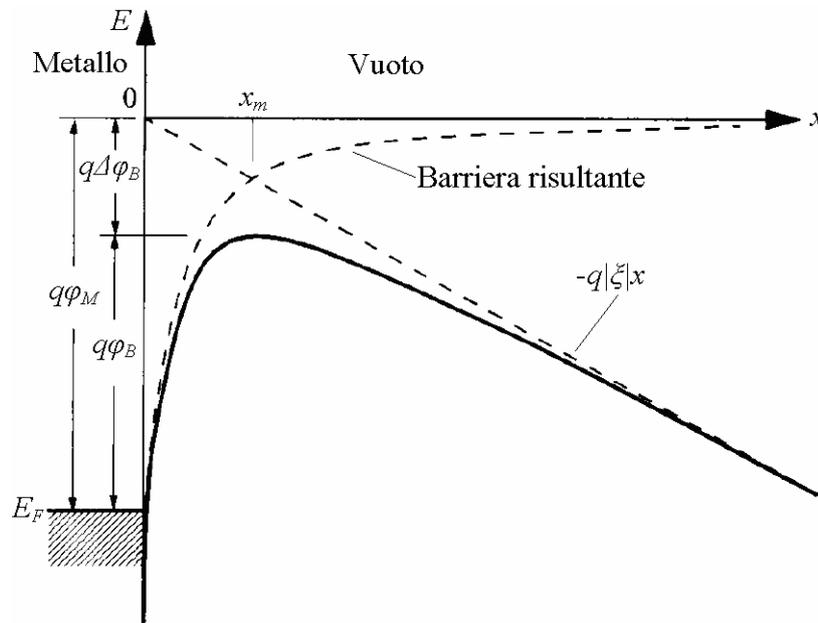


Fig. 2.5 - Diagrammi a bande di energia di una giunzione metallo-vuoto. [5]

In una barriera Schottky l'immagine-force lowering avviene anche all'equilibrio, poichè esiste un campo elettrico anche in assenza di polarizzazione. [5]

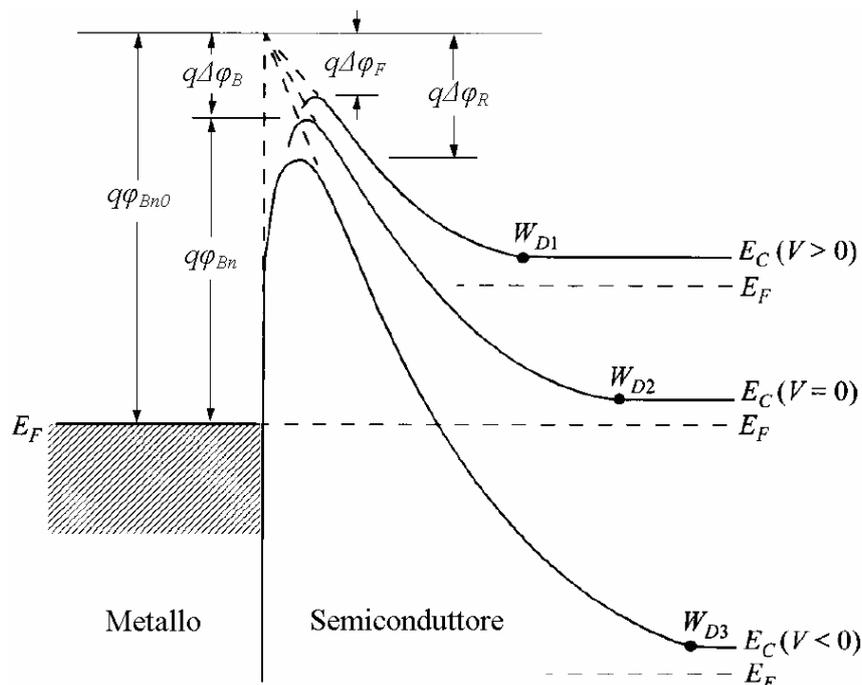


Fig. 2.6 – Diagramma a bande di energia che prevede l'immagine-force lowering per un contatto MS di tipo n , in diverse condizioni di polarizzazione. Le riduzioni della barriera sono $\Delta\phi_F$ e $\Delta\phi_R$, rispettivamente in polarizzazione diretta e in polarizzazione inversa. [5]

La riduzione della barriera risulta essere maggiore in polarizzazione inversa ($\Delta\phi_R > \Delta\phi_F$); pertanto, a causa dell'immagine-force lowering, l'altezza della barriera è dipendente dalle condizioni di polarizzazione.

2.2.5 Caratteristica corrente-tensione

Il passaggio di corrente nei contatti metallo-semiconduttore è dovuto principalmente ai portatori maggioritari, a differenza delle giunzioni $p-n$ dove il trasporto avviene soprattutto ad opera dei portatori minoritari [3].

Nei diodi Schottky con semiconduttori ad alta mobilità (Si, GaAs), moderatamente drogati e operanti a temperature normali ($T \approx 300$ K) il trasporto può essere adeguatamente descritto dalla teoria dell'emissione termoionica. [5]

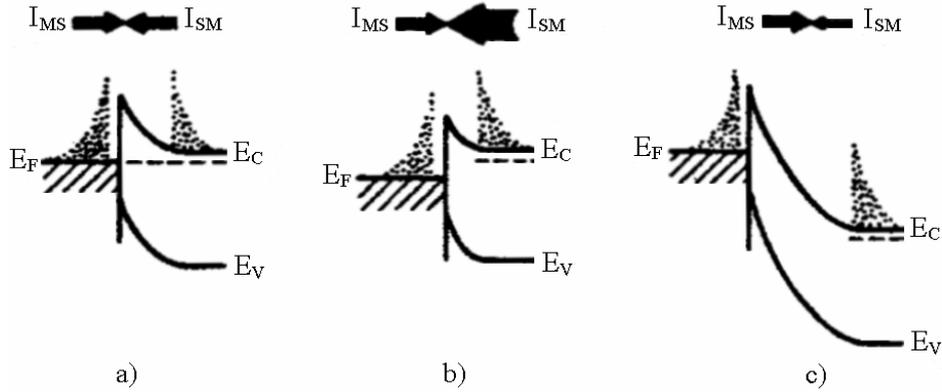


Fig. 2.7 – Fenomeni di trasporto mediante processi di emissione termoionica. Equilibrio termodinamico (a), polarizzazione diretta (b), polarizzazione inversa (c). [5]

La teoria dell'emissione termoionica formulata da Bethe si basa sulle seguenti ipotesi: l'altezza della barriera è maggiore di kT , l'equilibrio termico si stabilisce nel piano in cui avviene l'emissione e l'esistenza di un flusso di portatori non influisce su tale equilibrio. [5]

All'equilibrio il numero di elettroni che, dal metallo al semiconduttore, superano la barriera di potenziale è perfettamente bilanciato dal numero di elettroni che attraversano la barriera in senso opposto: la corrente che scorre nella giunzione è nulla.

Indicando con I_{SM} la corrente che scorre dal semiconduttore al metallo e con I_{MS} la corrente che scorre dal metallo al semiconduttore, all'equilibrio si verifica:

$$|I_{SM}| = |I_{MS}|$$

Applicando una tensione V_a , la corrente I_{MS} viene modificata, mentre rimane invariata la corrente I_{SM} , in quanto la barriera $q\phi_B$ conserva il suo valore di equilibrio.

La corrente risultante (Fig 2.8) è:

$$I = I_{MS} - I_{SM} = I_0 \left(e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right)$$

dove I_0 è la corrente di saturazione, così definita [3]:

$$I_0 = AA^* T^2 e^{\frac{-q\phi_B}{KT}}$$

dove A è l'area efficace del diodo, A^* è la costante di Richardson e n è il fattore di idealità ($n \approx 1$), che indica quanto il meccanismo di conduzione si discosta dal processo di emissione termoionica.

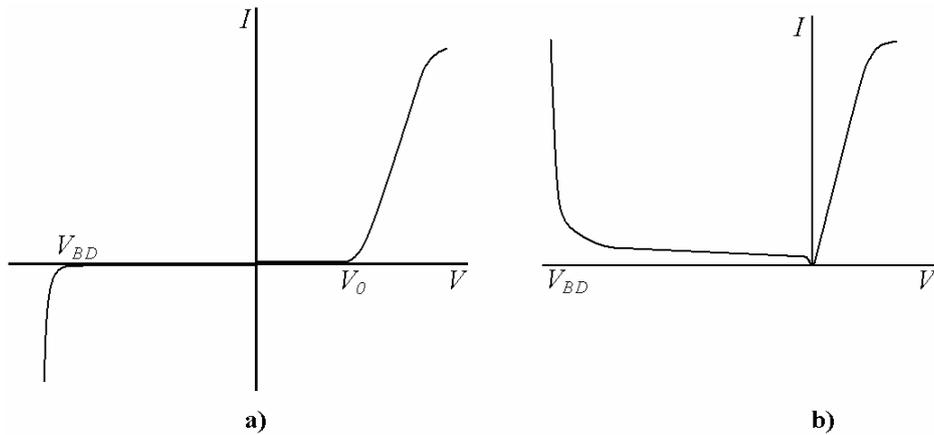


Fig 2.8 – Caratteristica I-V di un diodo Schottky in scala lineare (a) e semilogaritmica (b). [5]

Ad alte tensioni positive la corrente è limitata dall'effetto della resistenza in serie al diodo Schottky, mentre ad alte tensioni negative avviene il breakdown della giunzione, analogamente alla ionizzazione per impatto che avviene nella giunzione $p-n$. [4]

2.2.6 Applicazioni

I diodi Schottky trovano ampio uso nei circuiti digitali come interruttori rapidi poiché il loro funzionamento si basa sui portatori maggioritari. Inoltre vengono impiegati come raddrizzatori di potenza, in quanto è possibile ottenere elevate correnti con basse tensioni.

I diodi Schottky sono spesso usati come fissatori o tosatori per fissare una condizione di funzionamento e/o limitare l'escursione di tensione di un segnale. La caratteristica I-V è caratterizzata infatti da una tensione di accensione V_0 che rappresenta la tensione necessaria affinché si abbia un passaggio sensibile di corrente (diodo Schottky al Si, $V_0 = 0.45$ V). [3]

Se la tensione applicata ai capi di un diodo è minore della tensione di soglia V_0 , si dice che il diodo è in interdizione.

2.3 Il diodo MIS tunnel

In un diodo MIS tunnel un sottile strato di isolante (ad esempio ossido di silicio, SiO₂) viene intenzionalmente introdotto prima che il metallo venga depositato.

Lo spessore di questo strato interfacciale è compreso tra 1 e 3 nm. Questo dispositivo differisce dal condensatore MIS (che ha spessore dell'isolante superiore a 7 nm) poiché possiede una corrente apprezzabile e il semiconduttore, se polarizzato, è in condizioni di non equilibrio.

A causa dell'aggiunta dello strato interfacciale, in un diodo MIS tunnel la corrente e l'altezza della barriera tra metallo e semiconduttore sono minori rispetto al convenzionale contatto MS. Inoltre un diodo MIS tunnel si differenzia da un diodo a barriera Schottky per un fattore di idealità n più elevato.

L'equazione della densità di corrente può essere scritta come:

$$J = A^* T^2 \exp(-\alpha_T d \sqrt{q\phi_T}) \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right]$$

dove ϕ_B è l'altezza della barriera Schottky, $\alpha_T = 2\sqrt{2qm^*}/\hbar$, $q\phi_T$ e d sono rispettivamente l'altezza effettiva e l'ampiezza della barriera di isolante.

L'equazione è identica a quella dell'emissione termoionica per una barriera Schottky, ad eccezione del termine $\exp(-\alpha_T d \sqrt{q\phi_T})$, che rappresenta la probabilità di tunnel.

Per piccoli valori dell'altezza effettiva ($q\phi_T \approx 1$ eV) e dello spessore dell'isolante ($d > 50$ Å) la probabilità di tunnel è trascurabile (circa 10^{-22}) e la corrente è molto bassa. Se d e/o ϕ_T diminuisce, la corrente aumenta rapidamente fino al livello di emissione termoionica.

Uno dei parametri più importanti per un diodo MIS tunnel è l'altezza della barriera metallo-isolante $q\phi_{mi}$, che influenza molto la caratteristica I-V.

In Fig. 2.9 sono illustrati i diagrammi a bande di energia all'equilibrio termico di due diodi MIS tunnel su substrati di tipo p , caratterizzati da diversi valori di $q\phi_{mi}$.

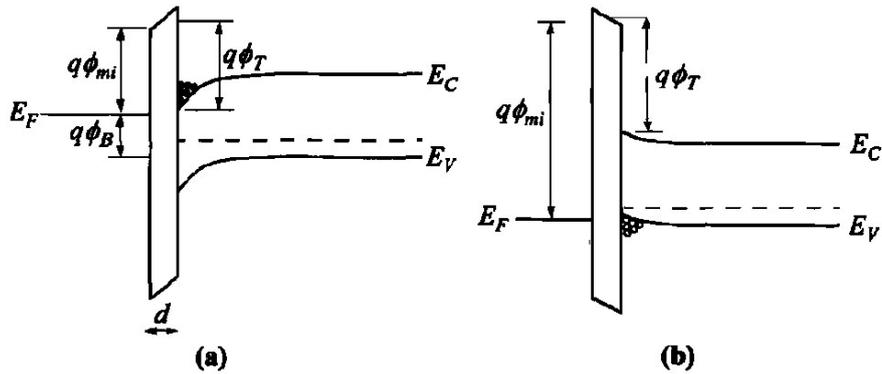


Fig. 2.9 – Diagrammi a bande di energia all'equilibrio di due diodi MIS tunnel, con barriera metallo-isolante bassa (a) e con barriera metallo-isolante alta (b). [5]

Per il diodo con barriera più bassa (Al-SiO₂-p-Si, $q\phi_{mi} = 3.2$ eV), la superficie del substrato è invertita all'equilibrio. Per il diodo con barriera più alta (Au-SiO₂-p-Si, $q\phi_{mi} = 4.2$ eV), la superficie del substrato è in accumulazione di lacune.

In Fig. 2.10 vengono mostrati i diagrammi a bande di energia del diodo con barriera più bassa in polarizzazione diretta (a) e in polarizzazione inversa (b).

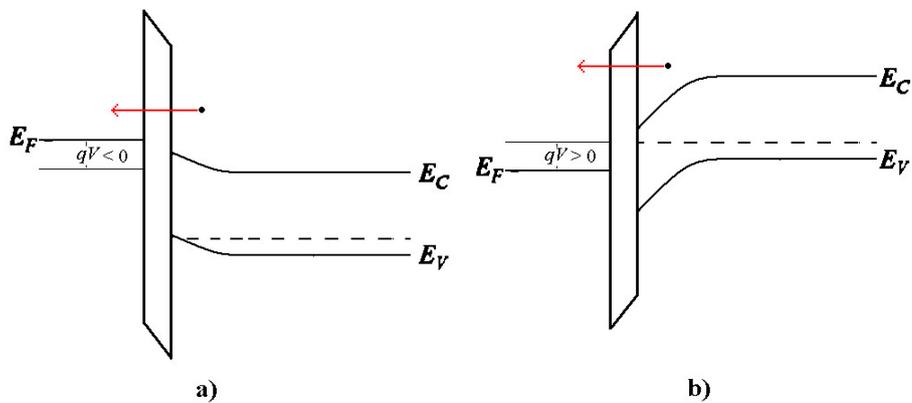


Fig. 2.10 – Diagrammi a bande di energia del diodo MIS tunnel a barriera più bassa, in polarizzazione diretta (a) e in polarizzazione inversa (b).

La corrente di tunnel totale che scorre nel diodo è composta da due componenti: I_{ct} , dalla banda di conduzione al metallo e I_{vt} , dalla banda di valenza al metallo.

Nel caso relativo alla barriera più bassa, applicando piccole tensioni, sia in polarizzazione diretta che inversa, la corrente dominante è quella dei portatori minoritari (elettroni) I_{ct} , dovuta all'abbondanza di elettroni.

In polarizzazione diretta (tensione positiva al semiconduttore), all'aumentare della tensione la corrente aumenta con andamento monotono. A data polarizzazione, la corrente aumenta rapidamente al diminuire dello spessore dell'isolante. Infatti essa viene limitata dalla probabilità di tunnel, che varia esponenzialmente con lo spessore dell'isolante.

In polarizzazione inversa, la corrente è indipendente dallo spessore dell'isolante per $d < 30 \text{ \AA}$, poiché viene limitata dal flusso di portatori minoritari (elettroni) attraverso il semiconduttore. La corrente risultante è simile alla corrente di saturazione in una giunzione $p-n$ polarizzata inversamente. In Fig. 2.11 è riportata la caratteristica I-V dei due diodi.

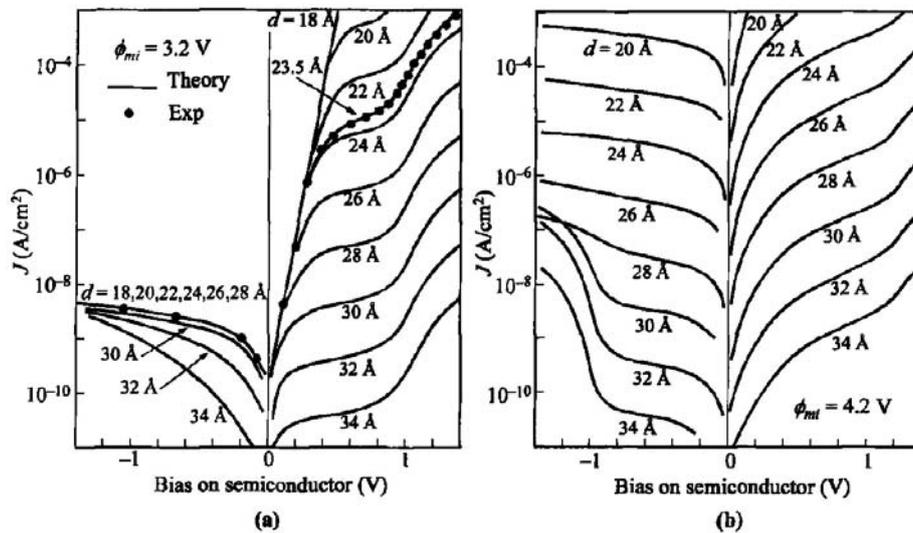


Fig. 2.11 – Caratteristiche I-V di due diodi MIS tunnel, con barriera metallo-isolante bassa (a) e barriera metallo-isolante alta (b). [5]

Nel caso relativo alla barriera più alta, in polarizzazione diretta la corrente dominante è quella di tunnel, costituita dai portatori maggioritari (lacune) che migrano dalla banda di valenza al metallo. Anche in questo caso la corrente cresce rapidamente al diminuire dello spessore dell'isolante.

In polarizzazione inversa la corrente non è indipendente dallo spessore dell'isolante come nel caso precedente ma, al diminuire di questo, cresce rapidamente, poiché la corrente dovuta ai portatori maggioritari è limitata in entrambe le direzioni dalla probabilità di tunnel. Dunque, nei casi in cui le barriere sono alte le correnti di tunnel sono elevate, specialmente in polarizzazione inversa. [5]

2.4 Meccanismi di trasporto in strutture MIS

In una struttura MIS (metallo-isolante-semiconduttore), la caratteristica I-V dipende in modo critico dallo spessore dell'isolante. Se l'isolante è sufficientemente spesso (più di 7 nm, per un sistema Si-SiO₂) il trasporto dei portatori attraverso lo strato di isolante è trascurabile e la struttura in questione rappresenta un convenzionale condensatore MIS.

D'altra parte, se lo strato di isolante è molto sottile (meno di 1 nm), i portatori incontrano un piccolo impedimento nel passaggio dal metallo al semiconduttore, ed in questo caso, il comportamento di tale struttura MIS rassomiglia al diodo a barriera Schottky MS. [5]

Nei paragrafi seguenti vengono descritti i principali meccanismi di conduzione in un isolante.

2.4.1 Tunneling

Il tunneling è il meccanismo di conduzione più comune attraverso uno strato di isolante e si basa sul fenomeno per il quale la funzione d'onda dell'elettrone può penetrare attraverso la barriera di potenziale. Tale meccanismo presenta una forte dipendenza dalla tensione applicata ma è essenzialmente indipendente dalla temperatura. I meccanismi di tunneling possono essere diretti o di tipo Fowler-Nordheim (F-N). [6]

2.4.1.1 Tunneling Fowler-Nordheim

L'emissione F-N consiste nel tunneling di elettroni dal metallo alla banda di conduzione del semiconduttore, attraverso una barriera di potenziale di forma triangolare. L'espressione della relativa densità di corrente è:

$$J_{FN} = a|\xi_i|^2 \exp\left(-\frac{b}{|\xi_i|}\right)$$

dove a e b sono due parametri e ξ_i è il campo elettrico nell'ossido.

Lenzlinger e Snow generalizzarono il modello di Fowler e Nordheim e ottennero un risultato analitico più esplicito dato da:

$$J_{FN} = \frac{q^3 m_0}{8m_i \hbar \phi_B \pi} \xi_i^2 \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_i \phi_B^3}}{2q\hbar \xi_i}\right)$$

dove m_i è la massa dei portatori nell'isolante, m_0 è la massa di elettrone libero, ξ_i il campo elettrico nell'isolante, \hbar la costante di Planck ridotta, q la carica e ϕ_B è l'altezza della barriera di potenziale. L'emissione F-N avviene solo con campi elettrici elevati ($\xi_i > 8 \div 10$ MV/cm), dato che la teoria è valida solo per barriere triangolari, ovvero per curvature delle bande molto accentuate. [6]

2.4.1.2 Tunneling diretto

Il modello F-N di Lenzlinger e Snow, che richiede una gate costituita da metallo e una barriera di potenziale triangolare, non è adatto per la descrizione della corrente di tunnel nei moderni dispositivi MIS con ossidi ultra-sottili (4 ÷ 5 nm). Per questo motivo molti autori, come Schuegraf e Hu, hanno studiato un nuovo modello che prevede una gate costituita da poli-silicio ed una barriera di potenziale non più triangolare ma trapezoidale. Il loro approccio fu analogo a quello di Snow e Lenzlinger ma la probabilità di tunnel venne modificata per tener conto della nuova forma della barriera.

Nel 2000, Lee e Hu proposero un modello di tunneling diretto generalizzato, valido sia in accumulazione che in svuotamento. La densità di corrente in questo modello è molto simile a quella relativa al modello di Schuegraf e Hu ad eccezione di un termine correttivo:

$$J_{DTi} = \frac{q^3}{8\pi\hbar\epsilon_i\phi_B} C(V, d_i, \phi_B) \exp\left\{-\frac{B}{E_i} \left[1 - \left(1 - \frac{qV}{\phi_B}\right)^{3/2}\right]\right\}$$

dove B è definito come:

$$B = \frac{8\pi\sqrt{2m_{ox}\phi_B^3}}{3q\hbar}$$

e $C(V_G, t_{ox}, \phi_B)$ è la funzione di correzione, ϵ_i e d_i sono rispettivamente la costante dielettrica e lo spessore dell'ossido. Il termine esponenziale tiene conto di effetti secondari come la dipendenza dall'energia della densità di stati all'interfaccia con il metallo e la massa effettiva nel dielettrico.

In Fig. 2.12 vengono riportati i diagrammi a bande che mostrano i meccanismi di conduzione di tunnel diretto e di tunnel F-N. [6]

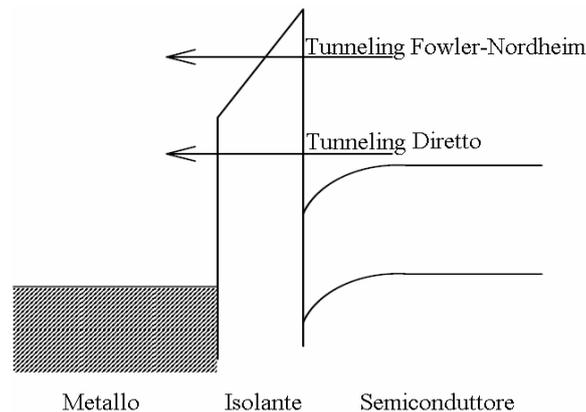


Fig. 2.12 - Diagrammi a bande di energia che mostrano i meccanismi di conduzione di tunnel diretto e di tunnel F-N. [6]

2.4.1.3 Tunneling banda-a-banda

Questo modello descrive la corrente dovuta ai portatori che effettuano tunneling dalla banda del semiconduttore alla banda del metallo e viceversa. Il processo fisico descritto dal tunneling banda-a-banda è lo stesso processo relativo ai meccanismi di tunneling F-N e di tunneling diretto, ad eccezione del fatto che in questo modello è presente una dipendenza dalla temperatura.

Questo approccio porta un fattore quadratico nella temperatura, nell'espressione della densità di corrente:

$$J_{BTB} = A^* T^2 \exp(-\beta\phi_B) \exp\left(-\frac{q\phi_S}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

dove A^* è la costante di Richardson, $\exp(-\beta\phi_B)$ la probabilità di tunnel, ϕ_S la barriera Schottky tra il metallo e il semiconduttore. Il tunneling banda-a-banda può essere un meccanismo di conduzione importante in diodi MIS molto sottili. [6]

2.4.1.4 Trap Assisted Tunneling (TAT)

L'esistenza di livelli localizzati, che possono costituire trappole elettroniche nello strato di isolante di un dispositivo MIS, può provocare una perdita di corrente se i campi elettrici sono tali da innescare i processi di tunneling F-N o di tunneling diretto. La conduzione TAT è un processo a due step in cui gli elettroni effettuano tunneling prima in una trappola e poi nella banda di conduzione dell'isolante o del semiconduttore. La densità di corrente dovuta al TAT è [6]:

$$J_{TAT} = \int_0^{d_i} C_T N_T(x) \frac{J_{in} J_{out}}{J_{in} + J_{out}} dx$$

dove C_T è la sezione trasversale della trappola, N_T la concentrazione spaziale della trappola, J_{in} e J_{out} sono rispettivamente le correnti di cattura ed emissione. [8]

L'integrale presente nell'espressione della densità di corrente viene calcolato numericamente e non è quindi direttamente applicabile ai dati sperimentali [6].

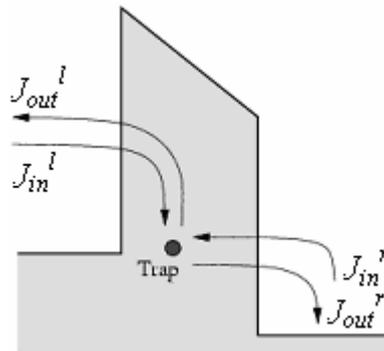


Fig. 2.13 – Diagramma schematico delle correnti di cattura J_{in} e di emissione J_{out} , alla destra (r in apice) e alla sinistra (l in apice) dell'isolante. [7]

2.4.1.5 Surface-State Tunneling

Seguendo il modello proposto da Freeman e Dahlke, la densità di corrente totale J_{ss} che scorre attraverso gli stati superficiali è la somma della densità di corrente elettronica J_{ns} e della densità di corrente delle lacune J_{ps} .

2.4.3 Emissione Frenkel-Poole

L'emissione Frenkel-Poole è dovuta all'emissione nella banda di conduzione degli elettroni presenti nelle trappole, in seguito ad eccitazione termica. L'espressione della corrente dovuta ad emissione Frenkel-Poole è simile a quella dell'emissione Schottky. In tal caso, però, l'altezza della barriera coincide con la profondità $q\phi_{PF}$ della buca di potenziale rappresentata dalla trappola. [6]

La densità di corrente dovuta all'emissione Frenkel-Poole è data da [5]:

$$J_{FP} = qn_0\mu\xi_i \exp\left[-\frac{q\left(\phi_B - \sqrt{q\xi_i/\pi\epsilon_i}\right)}{kT}\right]$$

dove n_0 e μ sono rispettivamente la concentrazione all'equilibrio e la mobilità dei portatori.

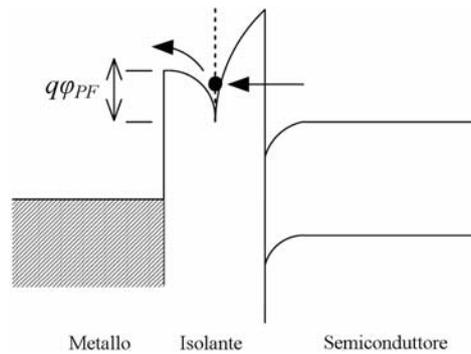


Fig. 2.15 – Diagramma a bande di energia che mostra l'emissione Frenkel-Poole. [6]

2.4.4 Conduzione ohmica

A basse tensioni ed alte temperature, la corrente è trasportata dagli elettroni che eccitati termicamente saltano da uno stato isolato all'altro. Questo meccanismo è caratterizzato da una caratteristica I-V di tipo ohmico, dipendente esponenzialmente dalla temperatura. L'espressione della densità di corrente dovuta alla conduzione ohmica è [5]:

$$J \propto \xi_i \exp\left[-\frac{\Delta E_{ac}}{kT}\right]$$

dove ΔE_{ac} è l'energia di attivazione degli elettroni.

2.4.5 Conduzione ionica

La conduzione ionica è simile al processo di diffusione. Dopo lo scorrere di una corrente iniziale, si creano delle cariche spaziali positive e negative vicino alle interfacce metallo-isolante e isolante-semiconduttore che causano la distorsione della distribuzione del potenziale.

Quando il campo elettrico viene rimosso, rimane un intenso campo interno che fa ritornare gli ioni nella loro posizione di equilibrio. Per questo motivo nella caratteristica I-V si nota un'isteresi. L'espressione della densità di corrente dovuta alla conduzione ionica [5]:

$$J \propto \frac{\xi_i}{T} \exp\left[-\frac{\Delta E_{ai}}{kT}\right]$$

dove ΔE_{ai} è l'energia di attivazione degli ioni.

2.4.6 Conduzione limitata da carica spaziale (SCLC)

La corrente limitata da carica spaziale è dovuta ai portatori che vengono iniettati in un isolante in cui non è presente carica non compensata (semiconduttori leggermente drogati). Per strutture dove i portatori possono facilmente entrare nell'isolante e liberamente fluire in esso, la corrente risultante e le densità di portatori sono molto elevate. La densità di portatori liberi crea un gradiente di campo elettrico che limita la densità di corrente. L'espressione della SCLC è [6]:

$$J = \frac{9\varepsilon_i \mu V^2}{8d_i^3}$$

2.4.7 Corrente di ricombinazione-generazione

Il meccanismo di generazione-ricombinazione gioca un ruolo importante nelle strutture MIS a causa delle proprietà dell'interfaccia isolante-semiconduttore. Gli stati superficiali possono comportarsi come centri di

ricombinazione. La corrente di ricombinazione-generazione dipende dalla densità degli stati superficiali ed è data da:

$$J_{rg} = \frac{qn_i W_D}{\tau_n} \left[\exp\left(\frac{\beta\phi_B}{2}\right) - 1 \right]$$

Per isolanti ultra-sottili, il tunneling aumenta in modo che la conduzione si avvicina al caso relativo al diodo Schottky. Per un dato isolante, ogni processo di conduzione può essere dominante in un certo intervallo di tensione o di temperatura. Inoltre i processi di conduzione non sono esattamente indipendenti l'uno dall'altro. [6]

2.5 Misura dei parametri caratteristici di un diodo Schottky

Uno dei parametri fondamentali di un diodo Schottky è l'altezza della barriera ϕ_B . Esistono quattro metodi per misurare tale parametro: dalla caratteristica I-V, dall'energia di attivazione ΔE_{ac} , dalla caratteristica C-V e mediante i cosiddetti metodi fotoelettrici. Gli altri parametri che caratterizzano un diodo Schottky sono il fattore di idealità n e la resistenza in serie R_S . Il primo può essere ricavato dalla caratteristica I-V mentre il secondo viene di solito calcolato con il metodo di Cheung, con il quale si possono effettuare anche misure alternative di ϕ_B e n . Nel seguito verranno illustrati questi metodi.

2.5.1 Misura dell'altezza della barriera e del fattore di idealità dalla caratteristica I-V

La corrente attraverso un diodo a barriera Schottky reale è ben riprodotta da una relazione del tipo:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{nkT}\right) \right]$$

dove n è il fattore di idealità che tiene in conto le deviazioni della caratteristica I-V sperimentale dal modello termoionico ideale, considerato in precedenza; per contatti ideali $n = 1$.

La corrente di saturazione I_0 è:

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right)$$

dove ϕ_B è la barriera Schottky, A l'area effettiva del diodo e A^* la costante di Richardson (per p -Si $A^* = 32 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$).

La caratteristica I-V si può riscrivere nella seguente forma:

$$\ln\left[\frac{I}{1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)}\right] = \ln I_0 + \frac{qV}{nkT}$$

Dalla pendenza della curva $\ln(I/1 - \exp(-qV/kT))$ vs V , è possibile estrarre il valore del fattore di idealità. L'intercetta della curva determina invece il valore di $\ln(I_0)$. Il valore dell'altezza della barriera ϕ_B può essere calcolato inserendo il valore di I_0 nella seguente equazione [5]:

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_0}\right)$$

2.5.2 Misura dell'altezza della barriera dall'energia di attivazione

Il principale vantaggio della determinazione della barriera Schottky tramite l'energia di attivazione è rappresentato dal fatto che non è necessario il valore dell'area elettricamente attiva del diodo. Questo particolare è molto importante quando si esaminano inusuali interfacce metallo-semiconduttore poiché spesso il valore reale dell'area di contatto non è noto. Esso può essere solo una piccola frazione dell'area geometrica oppure può essere maggiore a causa di eventuali reazioni metallurgiche. Dall'espressione della caratteristica I-V ideale, in polarizzazione diretta si ottiene:

$$\ln\left(\frac{I}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\left(\phi_B - \frac{V}{n}\right)}{kT}$$

dove $q(\phi_B - V/n)$ rappresenta l'energia di attivazione.

Su un range limitato di temperatura intorno alla temperatura ambiente, i valori di A^* e di ϕ_B sono essenzialmente indipendenti dalla temperatura. Pertanto, per un fissato valore di V , dalla pendenza del grafico di $\ln(I/T^2)$ in funzione di $1/T$, si può ricavare l'altezza della barriera e dal valore dell'intercetta, si può ricavare il prodotto dell'area elettricamente attiva A per la costante effettiva di Richardson A^* . [5]

2.5.3 Misura dell'altezza della barriera dalla caratteristica C-V

L'altezza della barriera può essere determinata anche da misure di capacità. Quando una tensione DC viene applicata ad una giunzione MS, viene a crearsi una zona di svuotamento e quindi un condensatore con capacità dipendente dalla tensione applicata. La capacità può essere misurata sovrapponendo alla tensione DC di polarizzazione un piccolo segnale AC. La relazione tra la capacità per unità d'area della zona di svuotamento C e la tensione V è data dalla seguente equazione:

$$C \equiv \frac{\varepsilon_s}{WD} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2[\phi_i - V - (kT/q)]}}$$

dove ε_s è la costante dielettrica del semiconduttore, W_D l'ampiezza della zona di svuotamento, N_D la concentrazione dei donatori e ϕ_i il potenziale di built-in. Dall'intercetta della curva $1/C^2$ in funzione di V si ricava il potenziale di built-in ϕ_i :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2[\phi_i - V - (kT/q)]}{q\varepsilon_s N_D} \Rightarrow \phi_i = \frac{q\varepsilon_s N_D}{2C^2} + V - \frac{kT}{q}$$

da cui si può determinare l'altezza della barriera:

$$\phi_B = \phi_i + \phi_n + \frac{kT}{q} - \Delta\phi_B$$

dove ϕ_n è la differenza di energia tra l'estremo inferiore della banda di conduzione E_C e il livello di Fermi E_F , e $\Delta\phi_B$ è la variazione dell'altezza della barriera dovuta all'Image-force lowering. [5]

2.5.4 Misura dell'altezza della barriera dalle misure fotoelettriche

La misura fotoelettrica rappresenta un metodo diretto e accurato per la determinazione dell'altezza della barriera. Quando una luce monocromatica incide sulla superficie di un metallo può essere generata una fotocorrente. In un diodo a barriera Schottky possono avvenire due tipi di eccitazione dei portatori che contribuiscono alla fotocorrente: eccitazione sulla barriera e eccitazione banda a banda. Nella misurazione dell'altezza della barriera solo il primo processo è utile e le lunghezze d'onda della luce incidente rientrano nell'intervallo $q\phi_B < h\nu < E_g$.

La regione in cui si verifica il maggior assorbimento è l'interfaccia metallo-semiconduttore. Se si illumina frontalmente, il film di metallo deve essere sottile così da far penetrare la luce all'interfaccia metallo-semiconduttore. È da notare che la fotocorrente può essere generata anche senza polarizzazione.

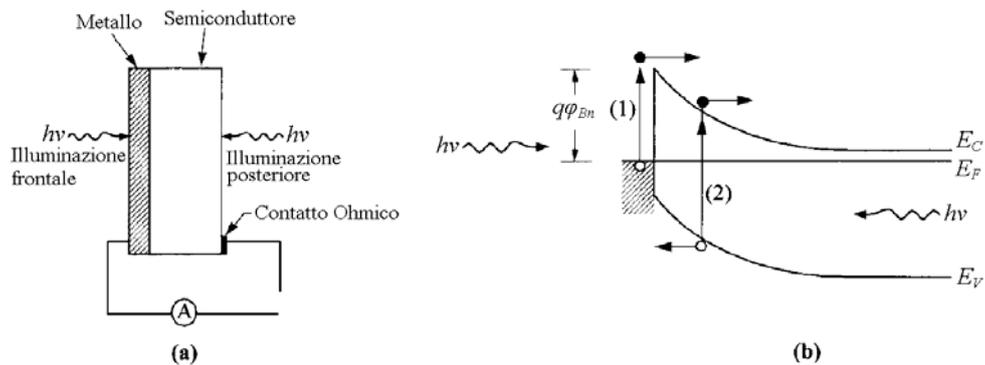


Fig. 2.16 – Setup sperimentale schematico per la misura fotoelettrica (a). Diagramma a bande di energia per i processi di fotoeccitazione (b). [5]

La fotorisposta R , ovvero la fotocorrente per fotone assorbito, è data dalla teoria di Fowler:

$$R \propto \frac{T^2}{\sqrt{E_S - h\nu}} \left\{ \frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left[\exp(-x) - \frac{\exp(-2x)}{4} + \frac{\exp(-3x)}{9} - \dots \right] \right\}$$

dove E_S è la somma di $h\nu_0 = q\phi_B$ e dell'energia di Fermi misurata dall'estremo inferiore della banda di conduzione del metallo, e $x \equiv h(\nu - \nu_0)/kT$. Se $E_S \gg h\nu$ e $x > 3$ la fotorisposta si riduce a:

$$R \propto (h\nu - h\nu_0)^2$$

Il grafico di \sqrt{R} in funzione dell'energia del singolo fotone è lineare e il valore estrapolato sull'asse delle ascisse consente di ricavare direttamente l'altezza della barriera ϕ_B . [5]

2.5.5 Metodo di Cheung

La resistenza in serie è un parametro molto importante per un diodo Schottky. Il metodo di Cheung consente di effettuare la sua stima, come pure del fattore di idealità e dell'altezza della barriera. Tenendo conto della resistenza in serie R_S , la caratteristica I-V si può scrivere come:

$$I = I_0 \exp\left[\frac{q}{nkT}(V - IR_S)\right]$$

dove V è la tensione in polarizzazione diretta e IR_S la caduta di tensione ai capi di R_S . Da questa equazione si ricavano le equazioni di Cheung:

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = IR_S + n\left(\frac{kT}{q}\right) \quad (1)$$

$$H(I) = IR_S + n\phi_B \quad (2)$$

$$\text{dove } H(I) = V - n\left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right)$$

Il metodo di Cheung va applicato nell'intervallo di tensione che corrisponde alla tipica curvatura della caratteristica I-V dovuta a R_S .

In accordo con l'equazione (1), dalla pendenza del grafico di $dV/d(\ln I)$ vs di I si ricava il valore di R_S , mentre dall'intercetta è possibile determinare il fattore di idealità n .

Analogamente, dall'equazione (2) si deduce che il grafico di $H(I)$ vs I risulta essere approssimativamente lineare; in tal caso dall'intercetta si può estrarre il valore $n\phi_B$, ovvero di ϕ_B essendo n già stato valutato in (1). [1]

Bibliografia

- [1] B.Tatar, P.Gokdemir, D.Yilmazer, O.Ozdemir, K.Kutlu, *The current-voltage characteristics of Al/SiO₂/p-Si MIS type Schottky diodes*, 24th International Physycs Congress of Turkish Physical Society, 28-31 August 2007, Malatya-TURKEY Balkan Physics, 2008 Special Issue, Bogazici University Press, ISSN 1301-8329. Edited by B.Tanatar and M.E.Yakinci (2007).
- [2] S.Zeyrek, S.Altindal, H.Yuzer, M.M.Bulbul, *Current transport mechanism in Al/Si₃N₄/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures*, Applied Surface Science, (2006).
- [3] Richard S. Muller, Theodore I. Kamins, Mansun Chan, *Device Electronics for Integrated Circuits* (3rd Edition), John Wiley & Sons (2002).
- [4] Kwok K.Ng, *Complete Guide to Semiconductor Devices*, McGraw-Hill, Inc (1995).
- [5] S.M.Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (3rd Edition), John Wiley & Sons (2007).
- [6] M.Arikan, *Electrical transport in metal-oxide-semiconductor capacitors* (2004).
- [7] disponibile su: <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/gehring/node63.html>
- [8] disponibile su: <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/gehring/node64.html>

Capitolo 3

Fotorivelatori a semiconduttore

3.1 Transizioni radiative e assorbimento ottico

3.1.1 Transizioni radiative

La Fig 3.1 mostra lo spettro elettromagnetico della regione ottica. La porzione di spettro visibile dall'occhio umano si estende approssimativamente da $0.4 \mu\text{m}$ a $0.7 \mu\text{m}$. La lunghezza d'onda λ è legata alla frequenza ν della radiazione tramite la relazione $\lambda = c/\nu$, dove c è la velocità della luce nel vuoto.

Nella seconda scala orizzontale è mostrata anche l'energia del fotone, che è legata alla frequenza dalla relazione $E = h\nu$, dove h la costante di Planck. L'energia del fotone si misura in elettronvolt (eV).

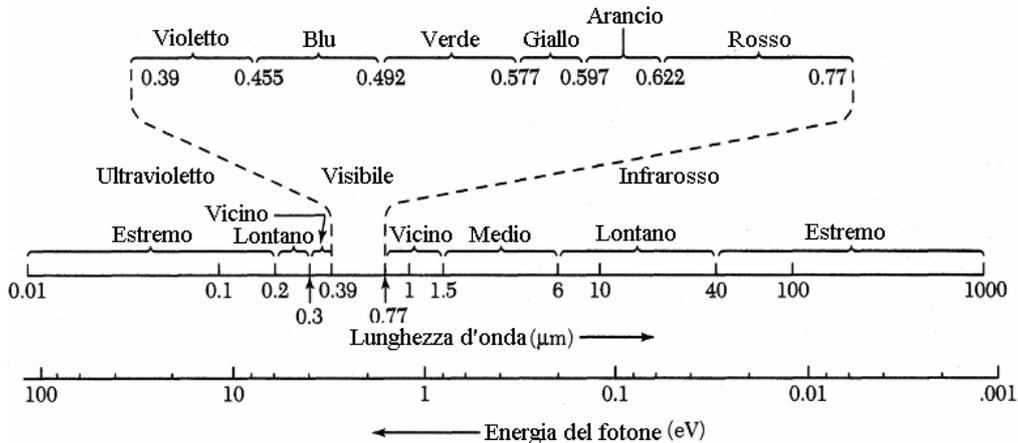


Fig. 3.1 – Spettro elettromagnetico dall'ultravioletto all'infrarosso [1].

I processi principali di interazione tra un fotone ed un elettrone sono tre: assorbimento, emissione spontanea e emissione stimolata.

Si considerino due livelli energetici di un atomo E_1 e E_2 , dove E_1 corrisponde allo stato fondamentale e E_2 allo stato eccitato. Ogni transizione tra E_1 e E_2 coinvolge l'emissione o l'assorbimento di un fotone con frequenza ν_{12} corrispondente all'energia $h\nu_{12} = E_2 - E_1$.

A temperatura ambiente, la maggior parte degli elettroni di un solido si trova allo stato fondamentale. Questa situazione viene perturbata quando un fotone di energia esattamente uguale a $h\nu_{12}$ incide sul sistema. Un atomo nello stato E_1 assorbe il fotone e quindi si porta allo stato eccitato E_2 . La variazione di energia corrispondente al processo di assorbimento è mostrata in Fig. 3.2a.

Lo stato eccitato di un atomo è instabile. Pertanto dopo un piccolo intervallo di tempo, in assenza di stimoli esterni, esso ritorna allo stato fondamentale emettendo un fotone di energia $h\nu_{12}$, in fase con la radiazione incidente. Questo processo è detto emissione spontanea (Fig. 3.2b).

Quando un fotone di energia $h\nu_{12}$ incide su un atomo mentre questo si trova nello stato eccitato (Fig. 3.2c) l'atomo può essere stimolato ad effettuare una transizione allo stato fondamentale emettendo un fotone di energia $h\nu_{12}$. Questo processo è detto emissione stimolata.

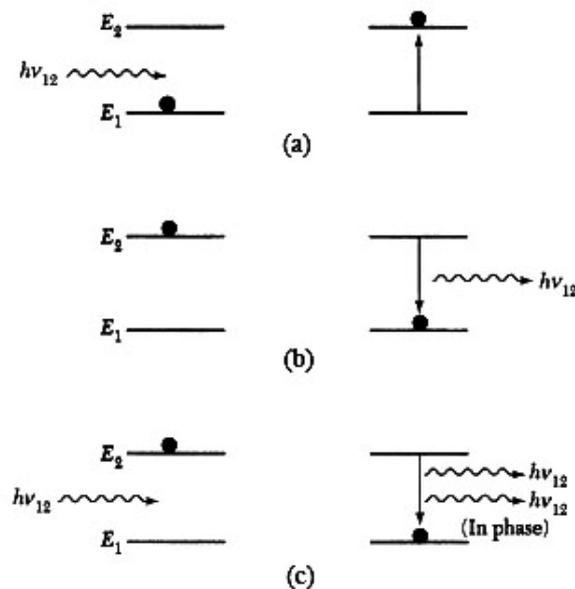


Fig. 3.2 – I tre processi principali di transizione tra due livelli energetici. I punti neri indicano gli stati dell'atomo. Lo stato iniziale è a sinistra, quello finale a destra. assorbimento (a), emissione spontanea (b), emissione stimolata (c). [1]

3.1.2 Assorbimento ottico

Quando il semiconduttore viene illuminato, se l'energia del fotone incidente è pari all'energia di bandgap ($h\nu = E_g$), esso viene assorbito e viene generata una coppia elettrone-lacuna (Fig. 3.3a).

Se $h\nu > E_g$, oltre ad essere generata una coppia elettrone-lacuna, l'energia in eccesso $h\nu - E_g$ è dissipata in calore (Fig. 3.3b). Entrambi i processi sono detti transizioni intrinseche (o transizioni banda-a-banda).

Se invece $h\nu < E_g$, il fotone viene assorbito solo se esistono stati disponibili nel bandgap dovuti a impurità chimiche o difetti fisici (Fig. 3.3c). Questo processo è detto transizione estrinseca.

Tale descrizione è valida anche per il processo inverso. Ad esempio, se un elettrone all'estremo della banda di conduzione si combina con una lacuna all'estremo della banda di valenza, viene emesso un fotone di energia pari al bandgap. [3]

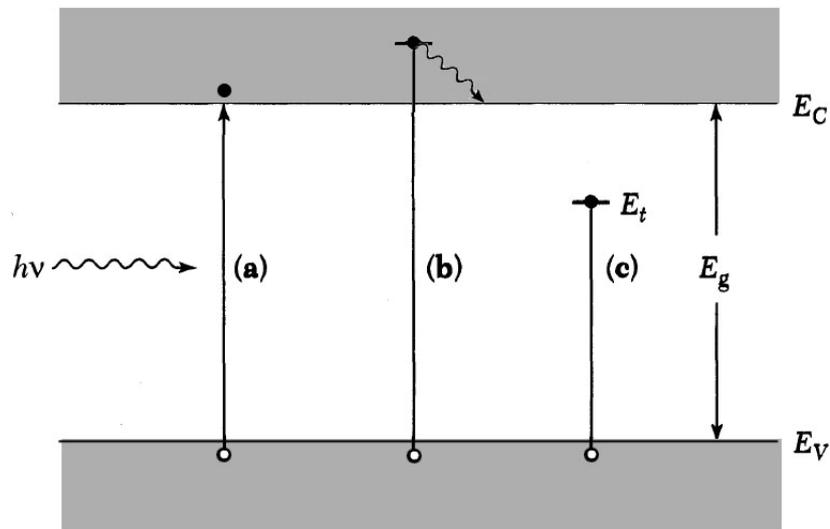


Fig. 3.3 – Assorbimento ottico per $h\nu = E_g$ (a), $h\nu > E_g$ (b) e $h\nu < E_g$ (c). [3]

3.2 Fotoconduttori

Un fotoconduttore consiste di una sbarra di semiconduttore (in forma bulk o di film sottile) con due contatti ohmici alle estremità, come in Fig. 3.4.

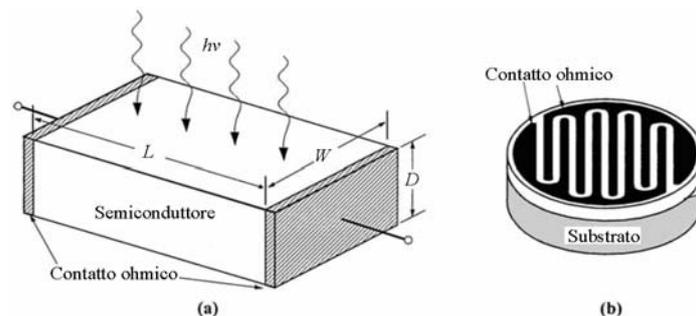


Fig. 3.4 - Schema di un fotoconduttore (a), tipico layout di contatti interdigitati (b). [3]

Quando la luce incide sulla superficie di un fotoconduttore, vengono generati portatori, sia mediante transizioni banda-a-banda (intrinseche), sia mediante transizioni che coinvolgono il livelli di bandgap (estrinseci), causando un aumento della conduttività.

Per i fotoconduttori intrinseci, la conduttività è data da:

$$\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p)$$

dove μ_n e μ_p sono rispettivamente la mobilità degli elettroni e delle lacune. L'aumento di conduttività sotto illuminazione è principalmente dovuto all'aumento del numero di portatori.

Per i fotoconduttori estrinseci, la radiazione incidente viene assorbita dal semiconduttore e la fotoeccitazione avviene tra un estremo di banda e un livello presente del bandgap relativo ad una impurità.

Le prestazioni di un fotoconduttore vengono misurate mediante alcuni parametri tra i quali il guadagno, definito come il numero di portatori che fluiscono per unità di tempo attraverso gli elettrodi per ciascun fotone assorbito e l'efficienza quantica, definita come il numero di coppie elettrone-lacuna generate per fotone incidente. [3]

3.3 Fotodiodi

Un fotodiode è sostanzialmente un diodo a semiconduttore con una regione di svuotamento in cui un elevato campo elettrico permette di separare le coppie elettrone-lacuna fotogenerate. Per applicazioni ad alta velocità, la regione di svuotamento deve essere sottile in modo da ridurre il tempo di transito. D'altra parte, per aumentare l'efficienza quantica, l'ampiezza della regione di svuotamento deve essere tale da permettere l'assorbimento di una parte considerevole di luce incidente. Pertanto è necessario stabilire un compromesso tra la velocità di risposta e l'efficienza quantica.

Nello campo del visibile e del vicino infrarosso, i fotodiodi spesso vengono polarizzati inversamente con tensioni tali da ridurre il tempo di trasporto dei portatori ma comunque inferiori ai valori richiesti per il

breakdown. La situazione è opposta per i fotodiodi a valanga, in cui dalla ionizzazione per impatto in condizioni di breakdown si ottiene un guadagno della corrente interna. [1]

3.3.1 Fotodiodi MS

Il diagramma a bande di energia e il trasporto di corrente di un diodo MS sono stati descritti nel Cap. 2. Un fotodiiodo MS è costituito essenzialmente da un diodo Schottky; in Fig. 3.5 è mostrato la struttura schematica di un fotodiiodo MS ad alta velocità.

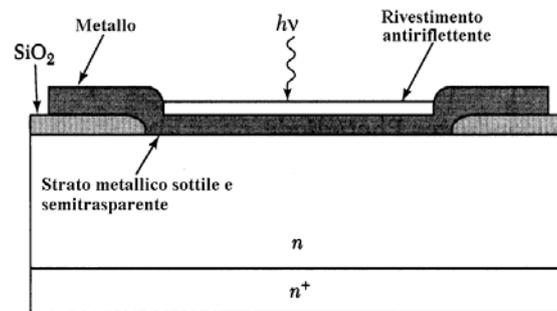


Fig. 3.5 – Struttura schematica di un fotodiiodo MS. [1]

Per consentire l'assorbimento massimo della radiazione incidente, viene utilizzato un rivestimento antiriflettente di modo che la luce venga assorbita sulla superficie del semiconduttore, dove l'effetto fotoconduttivo è maggiore.

A seconda dell'energia del fotone, il fotodiiodo MS può operare in due modi:

- per $h\nu \geq E_g$, (Fig 3.6a), la radiazione incidente produce coppie elettrone-lacuna nel semiconduttore;
- per energie del fotone minori ($q\phi_B < h\nu < E_g$) (Fig 3.6b), gli elettroni fotoeccitati nel metallo possono sormontare la barriera ed essere raccolti dal semiconduttore. Il processo è detto fotoemissione interna e, come già detto nel Cap. 2, viene usato per determinare l'altezza della barriera Schottky e studiare il trasporto degli elettroni caldi nei film metallici.

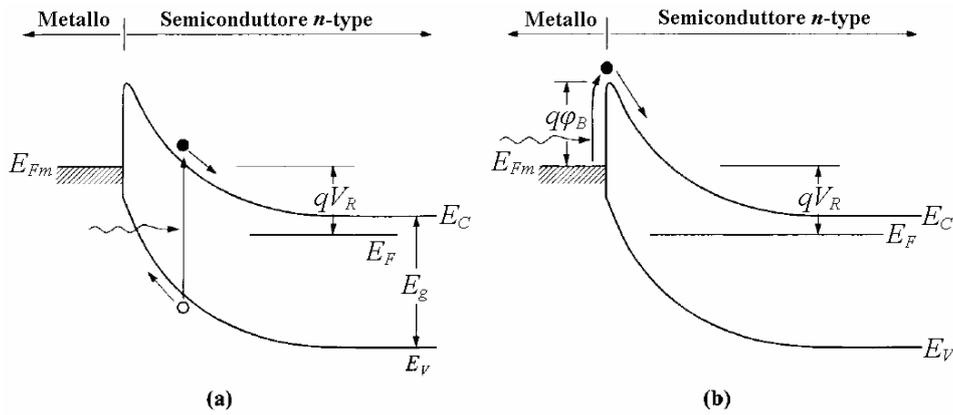


Fig. 3.6 – Diagramma a bande di un fotodiode MS che mostra i processi di eccitazione banda-a-banda di coppie elettrone-lacuna ($h\nu > E_g$) (a) e fotoemissione interna di elettroni eccitati dal metallo al semiconduttore ($q\phi_B < h\nu < E_g$) (b). [3]

Per emissione interna, il fotone viene assorbito dal metallo e un portatore viene eccitato ad un'energia maggiore. Le direzioni dei momenti di questi portatori caldi sono del tutto casuali. I portatori che hanno energia maggiore dell'altezza della barriera e quantità di moto diretta verso il semiconduttore contribuiscono alla fotocorrente. Il processo di fotoemissione interna è dipendente dall'energia e l'efficienza quantica è data da:

$$\eta = C_F \frac{(h\nu - q\phi_B)^2}{h\nu}$$

dove C_F è il coefficiente di Fowler.

Dalla Fig. 3.7 si può notare come la dipendenza dell'efficienza quantica dall'energia del fotone abbia una soglia al valore $q\phi_B$. Quando l'energia del fotone raggiunge il valore del bandgap, l'efficienza quantica aumenta. Nelle applicazioni pratiche la tipica efficienza quantica è del 1%.

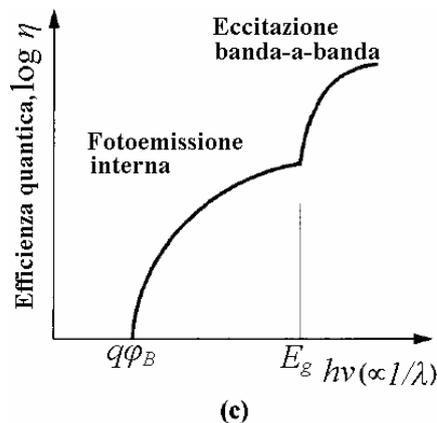


Fig. 3.7 – Efficienza quantica in funzione della lunghezza d'onda incidente nei processi di eccitazione banda-a-banda e fotoemissione interna. [3]

I fotodiodi MS sono particolarmente utilizzati nella regione del visibile e dell'ultravioletto. In queste regioni il coefficiente di assorbimento nella maggior parte dei semiconduttori è molto elevato (dell'ordine di 10^5 cm^{-1}) che corrisponde ad una profondità di assorbimento di circa $0.1 \mu\text{m}$. [3]

3.4 Charge-Coupled Device image sensor (CCD)

Il sensore di immagine ad accoppiamento di carica (Charge-Coupled-Device image sensor o CCD) è un fotorivelatore ideato inizialmente come shift-register da W.Boyle e G.Smith nel 1970. Dopo pochi anni fu realizzata la prima videocamera costituita da CCD. Dagli inizi del ventunesimo secolo il CCD rappresenta l'unità fondamentale delle moderne fotocamere digitali, ma anche di fax e scanner.

Un CCD è essenzialmente una struttura MIS (metallo-isolante-semiconduttore) dove il metallo (gate) è costituito da materiale semitrasparente alla luce. Esistono due tipi di CCD: SCCD (surface-channel) e BCCD (buried-channel).

In un dispositivo SCCD, illuminando direttamente il semiconduttore di tipo p la maggior parte della luce può essere assorbita nella regione di svuotamento alla superficie del substrato (Fig. 3.8a).

In un dispositivo BCCD, invece, sotto lo strato di isolante è presente uno strato di semiconduttore di tipo opposto rispetto al substrato (nel nostro caso di tipo n , Fig. 3.8b).

Questo strato (di spessore $\approx 0.2 \div 0.3 \text{ nm}$) non consente alla carica fotogenerata di raggiungere la superficie del substrato causando una maggiore efficienza e una minore corrente di buio, data la riduzione dei fenomeni di ricombinazione superficiali. Tuttavia rispetto ai dispositivi SCCD, i BCCD riescono ad accumulare una quantità di carica minore.

I CCD sono gli unici fotorivelatori in cui non si genera una fotocorrente DC durante l'esposizione alla luce. I portatori fotogenerati vengono integrati durante l'esposizione alla luce e il segnale è immagazzinato in forma di pacchetti di carica, per essere trasportato e rivelato successivamente.

Dato che il CCD è fondamentalmente un condensatore MIS, esso deve operare in condizioni di non-equilibrio, applicando un'elevata tensione alla gate.

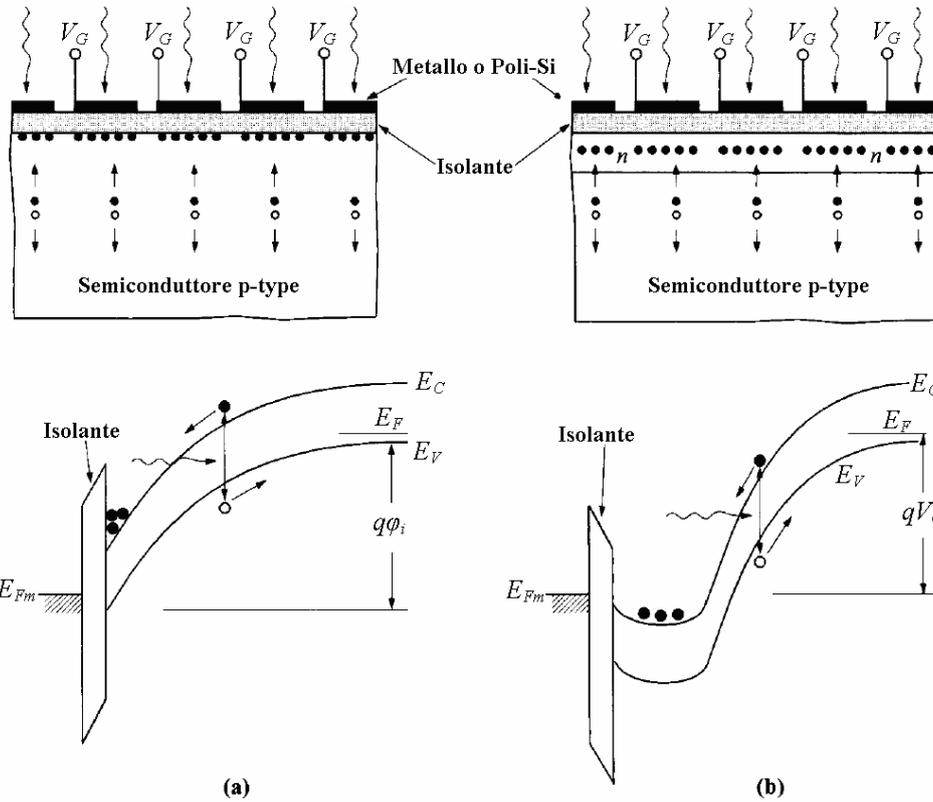


Fig. 3.8 – Strutture e diagrammi a bande di energia di un SCCD (a) e di un BCCD (b). [1]

Per semplicità ci si limita a considerare il dispositivo SCCD, il cui diagramma a bande di energia è mostrato in Fig. 3.8a. Mediante la tensione di gate V_G il semiconduttore viene portato nella condizione di svuotamento profondo, immediatamente precedente a quella di inversione. L'elevata curvatura delle bande crea una buca di potenziale per gli elettroni fotogenerati, mentre le lacune fotogenerate diffondono verso il substrato. La carica totale è proporzionale all'intensità luminosa e al tempo di esposizione. Appena gli elettroni cominciano ad accumularsi alla superficie del semiconduttore, il campo elettrico attraverso l'isolante comincia ad aumentare facendo diminuire la curvatura e l'ampiezza della regione di svuotamento. La carica totale Q_{max} che può essere accumulata è:

$$Q_{max} \approx C_i V_G$$

dove C_i è la capacità dell'isolante.

I dispositivi reali presentano una densità di carica massima di circa 10^{11} portatori per cm^2 . In aggiunta alla fotogenerazione, altre sorgenti della corrente di buio contribuiscono ad accumulare la carica alla superficie agendo come rumore di fondo. La densità di carica totale è la somma dei contributi della corrente di buio J_{dark} e della fotocorrente J_{photo} :

$$\frac{dQ_A}{dt} = J_{dark} + J_{photo}$$

dove Q_A è la carica accumulata. I tipici tempi di esposizione sono compresi tra 100 μs a 100 ms. Per la rivelazione di segnali deboli, è preferibile raffreddare il sistema per minimizzare la corrente di buio. [4]

3.5 Celle solari

L'effetto fotovoltaico, ovvero la generazione di tensione che avviene in un dispositivo quando questo è esposto alla luce, è stato scoperto da Becquerel nel 1839, in una giunzione formata da un elettrodo e un elettrolita. Effetti simili furono osservati sul selenio da Lange e sul rame da Schottky nel 1930. Solo dopo il 1954 aumentò l'interesse verso le celle solari con i lavori di Chapin e Reynolds.

3.5.1 Cella solare a giunzione $p-n$ e a barriera Schottky

Una cella solare può essere costituita da una giunzione $p-n$ o da una barriera Schottky, come mostrato in Fig. 3.9.

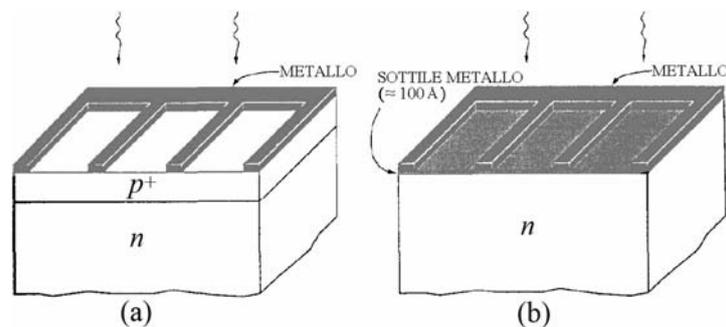


Fig. 3.9 – Struttura di una cella solare a giunzione $p-n$ (a) e a barriera Schottky (b). [4]

La cella solare a giunzione $p-n$ è la più comune per la maggiore affidabilità e tensione di circuito aperto.

Un tipo comune di cella solare a giunzione $p-n$ è la cella a eterogiunzione i cui diagrammi a bande di energia sono mostrati in Fig. 3.10a. Essa è formata da un materiale che presenta un bandgap maggiore alla superficie; in tal modo la luce assorbita nello strato superficiale è trascurabile. Se questo strato è altamente drogato viene diminuita la corrente di buio e aumentata la risposta a basse lunghezze d'onda.

Una struttura simile è la cella solare heteroface, formata da una cella a eterogiunzione con drogaggi dello stesso tipo.

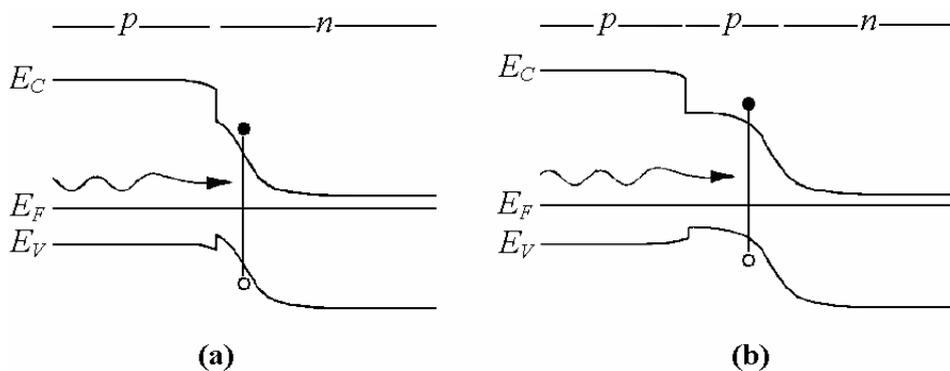


Fig. 3.10 – Diagramma a bande di energia di una cella solare a eterogiunzione (a) e di una cella solare heteroface (b), in condizioni di corto circuito. [4]

Rispetto alla cella a giunzione $p-n$, la cella a barriera Schottky presenta alcuni vantaggi tra i quali la migliore risposta a basse lunghezze d'onda. Tuttavia questo tipo di cella è caratterizzata da un'elevata corrente di buio. Dato che le celle solari sono usate come sorgenti di generazione di potenza, la resistenza in serie è un fattore critico.

La Fig. 3.9b mostra una cella solare in cui una griglia metallica forma il contatto ohmico. La forma della griglia deve rappresentare un compromesso tra la resistenza in serie e l'area persa per l'esposizione alla luce. Per minimizzare la riflessione della luce incidente viene inoltre utilizzato un rivestimento antiriflettente. Lo spessore del corpo della cella solare deve essere di poche lunghezze di assorbimento, poiché la penetrazione della luce decresce esponenzialmente con la distanza. [4]

Le celle solari vengono utilizzate per la conversione di energia solare in energia elettrica e rappresentano una risorsa energetica “pulita”, riducendo il consumo dei carburanti fossili.

3.5.1.1 Caratteristiche I-V

Come già detto nei paragrafi precedenti, se l’energia $h\nu$ del fotone incidente è maggiore del bandgap, può essere generata una coppia elettrone-lacuna, come mostrato in Fig. 3.11.

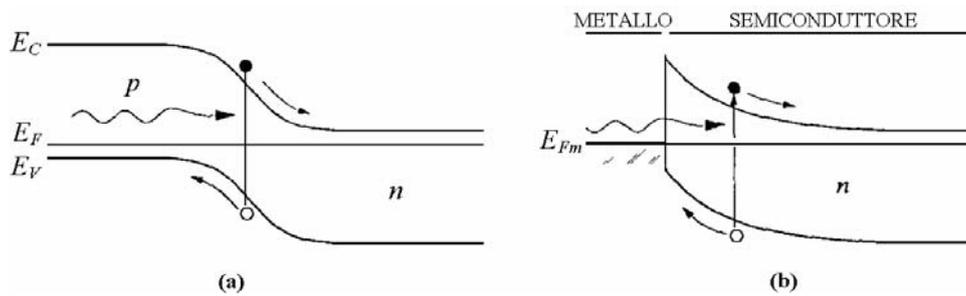


Fig. 3.11 – Diagramma a bande di energia che mostra la generazione di coppie elettrone-lacuna in una cella solare $p-n$ (a) e in una cella solare a barriera Schottky (b). [4]

Sia nelle celle solari $p-n$ che a barriera Schottky, il campo elettrico nella zona di svuotamento separa i portatori fotogenerati dando vita ad una corrente. Affinchè avvenga l’effetto fotovoltaico è necessario l’assorbimento della luce per la produzione dei portatori e la loro conseguente separazione.

A $V = 0$ si ha il valore massimo della corrente; tale valore è detto corrente di corto-circuito J_{sc} ed è pari al flusso di fotoni $F_\gamma(\lambda)$ con energia maggiore del bandgap E_g :

$$J_{sc} = q \int_0^{\lambda(a \, h\nu = E_g)} n F_\gamma(\lambda) d\lambda$$

dove n è il fattore di idealità del diodo che costituisce la cella. Il valore di n è influenzato dai fenomeni di ricombinazione.

La densità di corrente totale che scorre nella cella sotto illuminazione è la sovrapposizione delle densità di corrente di buio e di fotocorrente:

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT} - 1\right) \right] - J_{sc}$$

dove il termine J_0 dipende dal tipo di cella. La corrente è dovuta a diffusione, in una cella solare $p-n$ e ad emissione termoionica, in una cella a barriera Schottky.

La tensione di circuito aperto V_{oc} si ottiene imponendo $J = 0$:

$$V_{oc} = \frac{nkT}{q} \ln\left(\frac{J_{sc}}{J_0} + 1\right)$$

Per ottenere un valore della tensione di circuito aperto elevato, il valore di J_0 deve essere minimizzato, ad esempio aumentando il valore del bandgap E_g . La densità di potenza massima P_m si ha alla tensione V_m a cui corrisponde la corrente I_m .

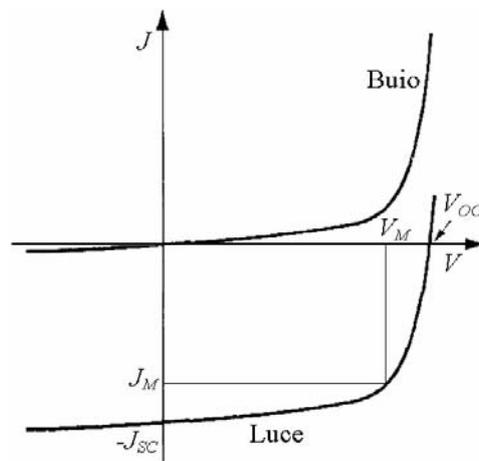


Fig. 3.12 – Caratteristica J - V di una cella solare in condizioni di buio e sotto illuminamento. [4]

Si definisce efficienza di conversione η di una cella solare la quantità:

$$\eta = \frac{V_m J_m}{P_{in}}$$

dove $V_m J_m$ è la densità di potenza massima e P_{in} è la densità di potenza in entrata. Le celle solari reali presentano un'efficienza di conversione del $5 \div 25\%$, una tensione di circuito aperto di $0.5 \div 1.0$ V e una densità di corrente di corto-circuito di $10 \div 40$ mA/cm². [4]

3.5.2 Celle solari MIS

L'elevata corrente di buio della cella solare a barriera Schottky può essere diminuita inserendo all'interfaccia metallo-semiconduttore un sottile

strato di isolante di spessore di circa $10 \div 20 \text{ \AA}$. Una scelta ottimale dello spessore dell'isolante può far diminuire la corrente di buio senza influenzare la corrente fotogenerata. [5]

Un dispositivo di questo tipo rappresenta una cella solare MIS (metallo-isolante-semiconduttore), il cui diagramma a bande di energia è riportato in Fig. 3.13.

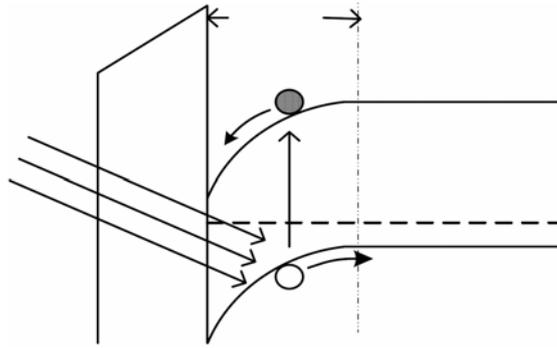


Fig. 3.13 – Diagramma a bande di energia di una cella solare MIS. [5]

In una cella solare MIS, l'isolante contiene cariche positive fisse che, allontanando le lacune presenti all'interfaccia isolante-semiconduttore, inducono una carica negativa. In tal modo si crea una zona di svuotamento nel substrato e uno strato di inversione all'interfaccia. I fotoni che giungono attraverso lo strato semitrasparente di isolante creano coppie elettrone-lacuna. Il campo elettrico della zona di svuotamento spinge gli elettroni fotogenerati nella buca di potenziale che si è creata all'interfaccia, dove sono presenti pochissime lacune disponibili per i processi di ricombinazione. Le lacune fotogenerate, invece, vengono accelerate dal campo nella direzione opposta. La corrente risultante dalle ricombinazioni dei portatori fotogenerati rappresenta la corrente di corto-circuito I_{SC} della cella. D'altra parte la presenza degli elettroni fotogenerati nella buca di potenziale riduce l'altezza della barriera di potenziale dell'isolante. In tal modo gli elettroni fotogenerati possono fluire verso il substrato e, ricombinandosi con le lacune, non possono contribuire alla conduzione. La corrente risultante dai fenomeni di ricombinazione interna è detta corrente di buio. La tensione di circuito aperto V_{OC} è la tensione necessaria per ridurre la barriera di potenziale fino a che gli elettroni fotogenerati vengano persi nei processi di ricombinazione interna. Pertanto, riducendo la corrente di buio, è possibile migliorare il valore della tensione di circuito-aperto. [5]

Bibliografia

- [1] S.M.Sze, *Physics of semiconductor Devices* (3rd Edition), John Wiley & Sons (2007).
- [2] L.Jemmo - *Studio delle Proprietà di Trasporto dei Nanotubi di Carbonio per la Realizzazione di Rivelatori di Radiazione* (2007).
- [3] S.M.Sze, *Semiconductor Devices Physics Technology* (2nd Edition), John Wiley & Sons (2002).
- [4] Kwok K.Ng, *Complete Guide to Semiconductor Devices*, McGraw-Hill, Inc (1995).
- [5] A.A.Pavel, M.R.Khan, *An MIS structure with isotype hetero-junction for high efficiency solar cell*, 3rd International Conference on Electrical & Computer Engineering ICECE, 28-30 December (2004).

Capitolo 4

Misure su strutture MIS

4.1 Introduzione

In questo lavoro di tesi è stato eseguito uno studio dei meccanismi di trasporto, dei parametri caratteristici e delle proprietà ottiche delle strutture MIS. A tal proposito sono state effettuate misure di caratteristiche I-V, misure di caratteristiche I-T e misure di fotoconduttività.

4.2 Campione e setup sperimentale

Il campione sul quale sono state effettuate le misure consiste in un substrato di silicio di tipo *p* con resistività $\rho = 1 \div 40 \Omega/\text{cm}$, drogaggio $N_A = (4 \div 10) \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$ e ossido nativo di circa $20 \div 30 \text{Å}$, sul quale sono stati realizzati dei contatti metallici utilizzando della pasta d'argento.

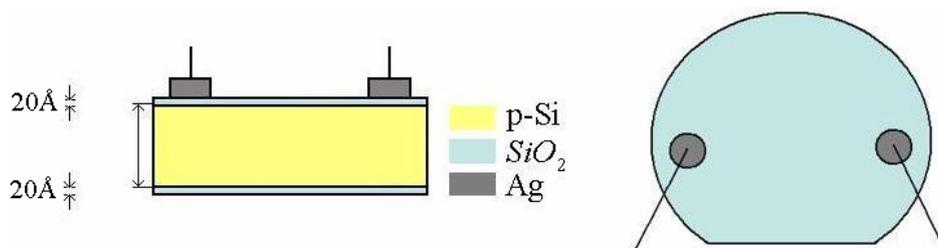


Fig. 4.1 – Struttura del campione utilizzato

Il campione così realizzato costituisce una struttura di tipo MISIM (metallo-isolante-semiconduttore-isolante-metallo), dove la pasta d'argento, l'ossido di silicio e il silicio costituiscono rispettivamente metallo, isolante e semiconduttore. Tale struttura viene utilizzata spesso come fotorivelatore.

L'apparato di misura utilizzato consiste in un analizzatore di parametri di semiconduttori Keithley 4200-SCS (Semiconductor Characterization System) a media potenza (fino a 0.1 A e 210 V) funzionante come SMU (unità sorgente-misura).

Le misure delle caratteristiche I-V sono state eseguite con la tecnica delle due punte in configurazione planare, dato che la resistenza del campione è molto maggiore della resistenza dei fili e dei contatti utilizzati.

Per la misura delle caratteristiche I-V in funzione della temperatura il campione è stato riscaldato mediante un fornello elettrico (Fig. 4.2). Il controllo della temperatura è stato realizzato per mezzo di un termistore TPT 100 posto a contatto con la superficie del wafer, e non direttamente a contatto con il fornello. L'analizzatore Keithley è stato utilizzato come duplice SMU, sia per la misura delle caratteristiche I-V che per la misura della temperatura.

Il sistema campione-termistore è stato posto al buio e opportunamente isolato termicamente per evitare che eventuali variazioni di illuminazione e temperatura del laboratorio potessero alterare le condizioni di misura.

In tal modo sono state misurate le caratteristiche I-V per quattro differenti temperature e le caratteristiche I-T per due differenti tensioni, al fine di determinare alcuni parametri caratteristici della struttura in esame.

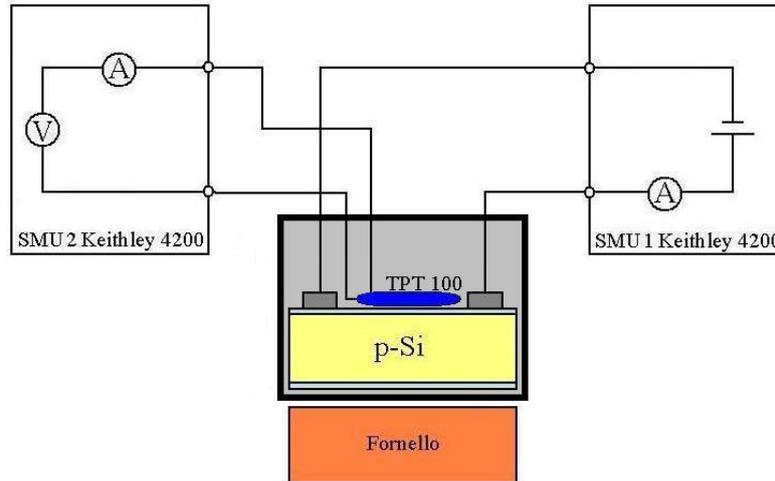


Fig. 4.2 – Setup di misura delle caratteristiche I-V in funzione della temperatura.

Le misure di fotoconduttività sono state eseguite dapprima in condizioni di buio, poi illuminando il campione con luce bianca di diversa intensità attraverso guide di luce (Fig. 4.3).

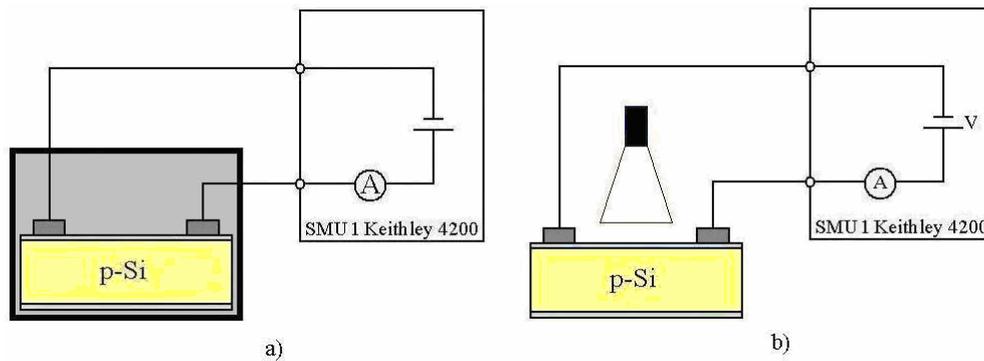


Fig. 4.3 – Setup delle misure di fotoconduttività al buio (a) e con luce bianca (b).

4.3 Caratteristiche I-V e I-T

Attraverso una serie di misure si sono ottenuti diversi tipi di caratteristiche I-V e, in particolare, si sono osservate due tipologie di grafici.

Nelle misure iniziali si sono osservate delle curve simili sia per tensioni negative che per tensioni positive, con valori assoluti della corrente in entrambe le polarizzazioni dello stesso ordine di grandezza. Ciò può essere spiegato ipotizzando che le barriere di ossido siano sufficientemente spesse da impedire il passaggio di una corrente di tunnel, comportandosi come due resistori di elevata resistenza.

Dopo avere stressato elettricamente le giunzioni attraverso diversi sweep in tensione su range sufficientemente elevati (100 V o più), le successive caratteristiche I-V hanno mostrato un comportamento più raddrizzante. Infatti, in seguito agli stress elettrici provocati, si è creata una rottura delle due barriere di ossido, con qualche asimmetria, vista l'incontrollabilità del processo.

In alcuni casi il risultato è stato un dispositivo che può essere modellizzato come una struttura MISIM con barriere di potenziale dovute all'ossido, asimmetriche o come un contatto di tipo Schottky e un contatto di tipo ohmico, in serie tra loro.

La Fig. 4.4 riporta un esempio di caratteristica I-V di tale dispositivo e lo schema di configurazione dei contatti.

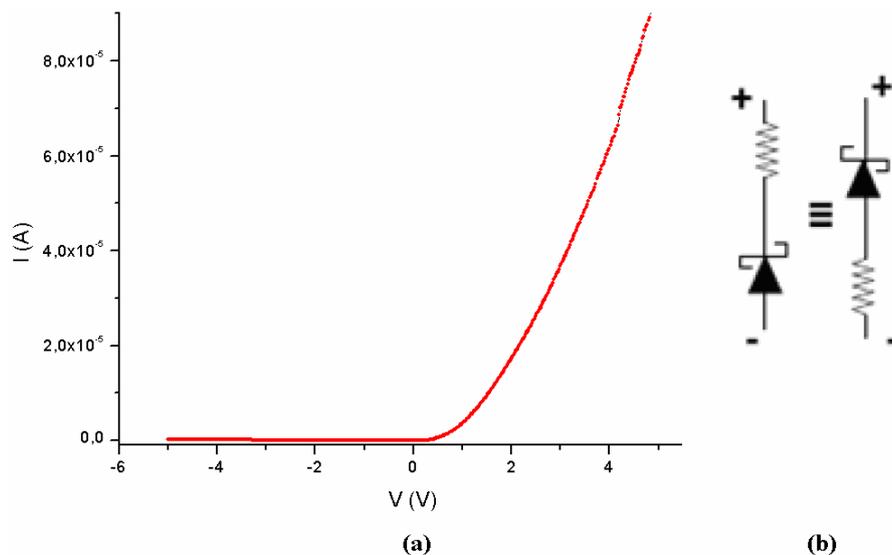


Fig 4.4 – Caratteristica I-V in scala lineare della configurazione dei contatti ohmico-Schottky.(a) e schema dei contatti (b).

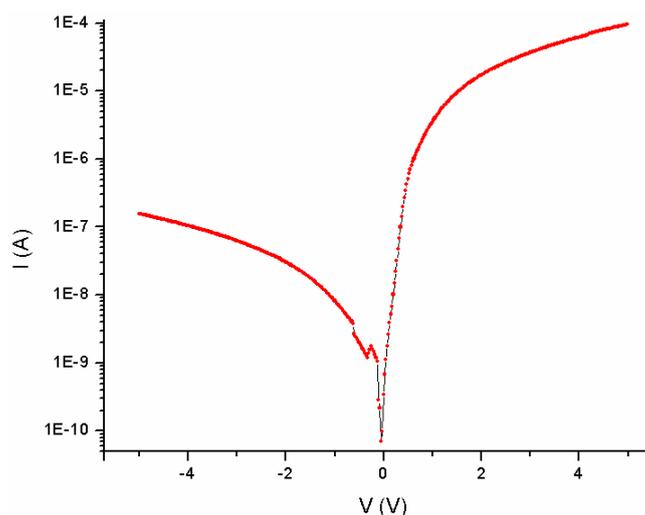


Fig 4.5 – Caratteristica I-V in scala semilogaritmica della configurazione dei contatti ohmico-Schottky.

In questa configurazione dei contatti, la caratteristica I-V riproduce la curva raddrizzante del diodo Schottky. In polarizzazione diretta si verifica una saturazione dovuta alla resistenza in serie.

Date le discrete proprietà raddrizzanti si è scelta questa configurazione dei contatti per la misurazione delle caratteristiche I-T e delle caratteristiche I-V in funzione della temperatura.

Nelle Fig. 4.6 e 4.7 vengono mostrate le caratteristiche I-T misurate a -4 V nell'intervallo di temperatura $300 \div 385\text{ K}$ e a -5 V nell'intervallo di temperatura $290 \div 355\text{ K}$.

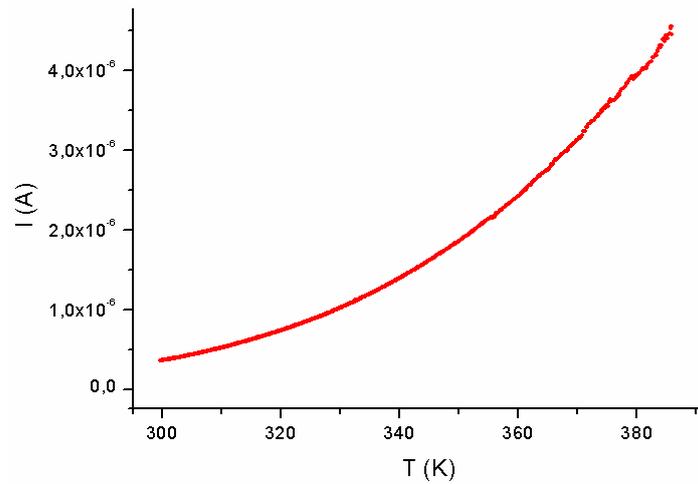


Fig. 4.6 – Caratteristica I-T misurata a -4 V, nell'intervallo di temperatura $300 \div 385$ K

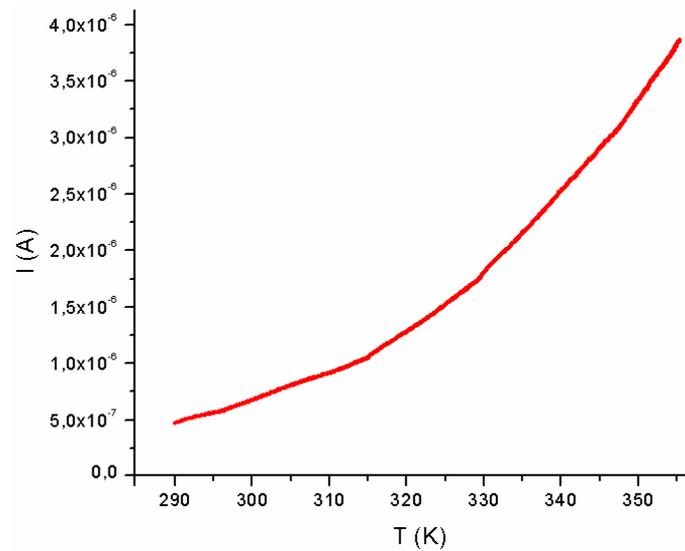


Fig. 4.7 – Caratteristica I-T misurata a -5 V, nell'intervallo di temperatura $290 \div 355$ K.

Gli andamenti quasi parabolici delle due curve suggeriscono che la corrente $I(T)$ è dovuta principalmente ad emissione termoionica. Infatti nella caratteristica I-V di un diodo Schottky, fissato il valore della tensione V , risulta $I \propto T^2$. Nel paragrafo 4.5 queste caratteristiche I-T verranno utilizzate per determinazione l'altezza della barriera Schottky.

Nelle Fig. 4.8 e 4.9 vengono mostrate le caratteristiche I-V in scala lineare e semilogaritmica per le temperature: 283, 304, 331 e 363 K.

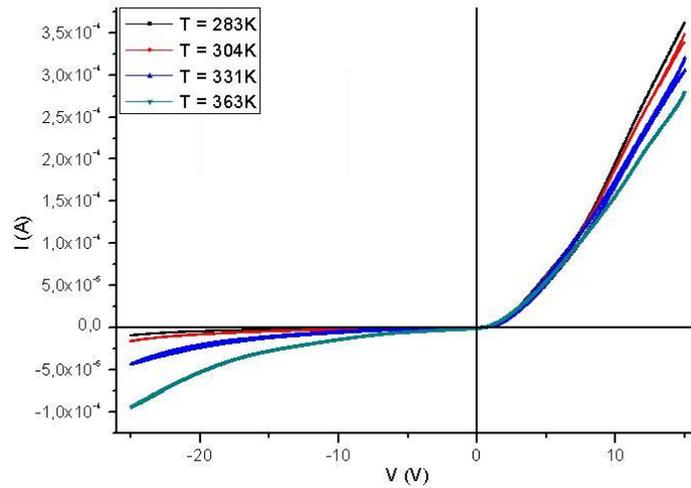


Fig. 4.8 – Caratteristiche I-V in scala lineare, per T = 283, 304, 331 e 363 K.

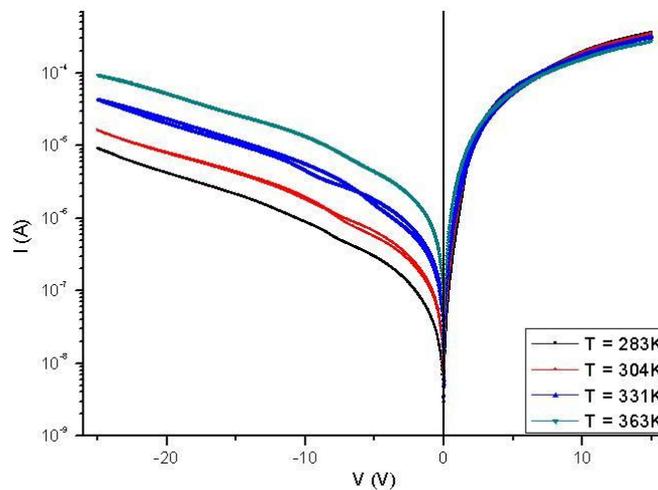


Fig. 4.9 – Caratteristiche I-V in scala semilogaritmica, per T = 283, 304, 331 e 363 K.

Dalla caratteristica I-V in scala semilogaritmica appare evidente l'aumento della corrente inversa di un ordine di grandezza in un intervallo di temperatura di 80 K.

4.4 Meccanismi di trasporto

I meccanismi di trasporto in una struttura MIS sono stati descritti nel Cap. 2. Di seguito vengono riportate le dipendenze funzionali dalla tensione e dalla temperatura per ciascun meccanismo di conduzione.

Tunneling: $I \propto V^2 \exp\left(-\frac{b}{V}\right)$

Il grafico $\ln(I/V^2)$ vs $1/V$ deve essere lineare.

Frenkel-Poole: $I \propto V \exp\left[\frac{q}{kT}(2a\sqrt{V} - \phi_B)\right]$

Il grafico $\ln(I/V)$ vs \sqrt{V} deve essere lineare.

Conduzione limitata da carica spaziale: $I \propto V^2$

Il grafico di $\ln(I)$ vs V^2 deve essere lineare.

Emissione termoionica: $I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right]$

Il grafico di $\ln(I/1 - \exp(qV/kT))$ vs V deve essere lineare.

Il meccanismo di trasporto dominante è l'emissione termoionica, come si può notare dalla linearità dei grafici $\ln(I/1 - \exp(qV/kT))$ vs V in Fig. 4.10.

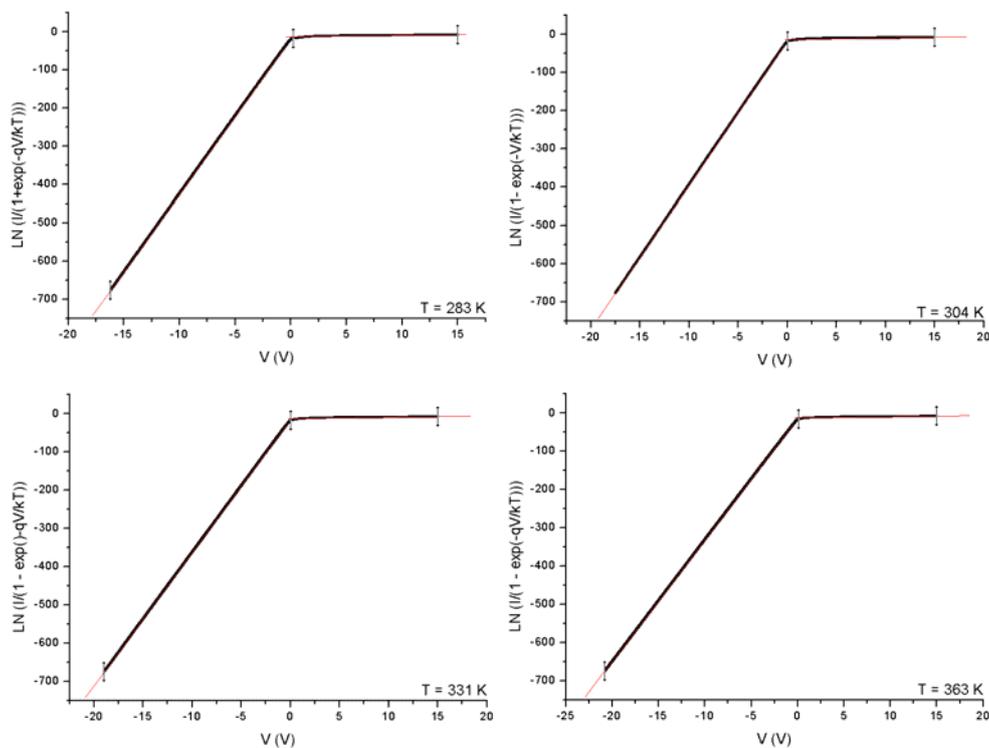


Fig. 4.10 – Grafici $\ln(I/1 - \exp(qV/kT))$ vs V , per $T = 283, 304, 331, 363$ K.

A basse temperature, in polarizzazione diretta si osservano anche meccanismi di tipo Frenkel-Poole.

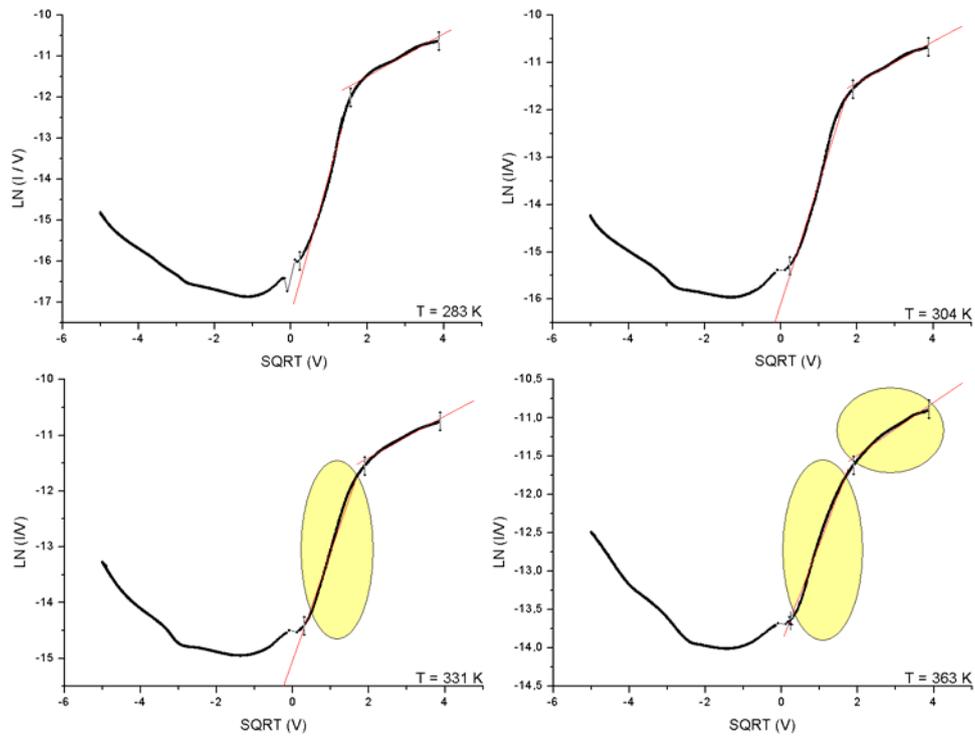


Fig. 4.11 – Grafici $\ln(I/V)$ vs $\text{SQRT}(V)$, per $T = 283, 304, 331, 363 \text{ K}$.

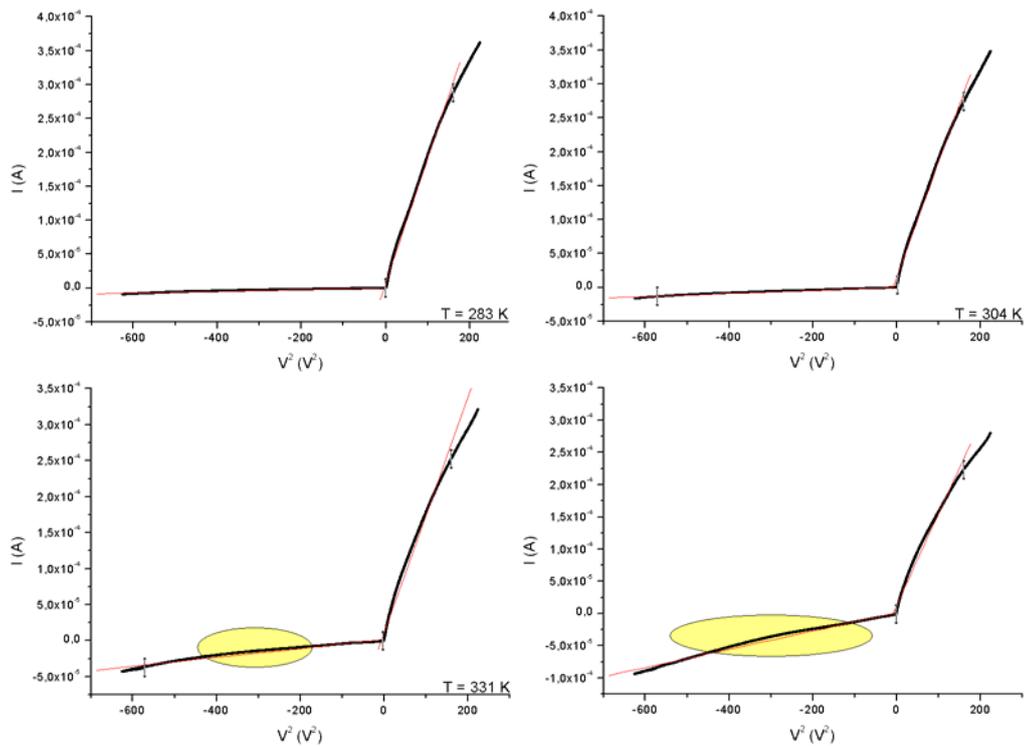


Fig. 4.12 – Grafici I vs V^2 , per $T = 283, 304, 331, 363 \text{ K}$.

In Fig. 4.11 vengono evidenziate le regioni in cui il grafico $\ln(I/V)$ vs \sqrt{V} diventa sempre più non-lineare: all'aumentare della temperatura, l'emissione Frenkel-Poole è sempre meno presente.

Dai grafici I vs V^2 si osserva anche una componente di corrente limitata da carica spaziale (Fig. 4.12). Analogamente all'emissione Frenkel-Poole, anche la corrente limitata da carica spaziale diviene sempre meno determinante all'aumentare della temperatura.

Per tensioni negative sufficientemente elevate si verifica un aumento della corrente, che si ipotizza dovuto a meccanismi di tunneling.

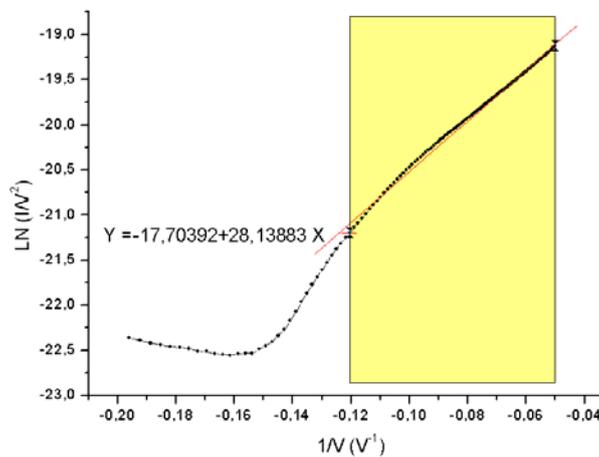


Fig. 4.13 – Grafico $\ln(I/V^2)$ vs $1/V$ per $V < -5$ V.

Dal grafico $\ln(I/V^2)$ vs $1/V$ si nota che il meccanismo di tunneling diventa dominante nell'intervallo di tensioni -8 V ÷ -20 V.

A questo punto è possibile ricostruire la “storia” del dispositivo sul quale sono state effettuate le misure. Inizialmente le barriere di isolante erano abbastanza spesse da limitare i processi di conduzione all'interno della giunzione. Inoltre si osservava un'asimmetria nella caratteristica I-V dovuta ad eventuali differenze tra le caratteristiche delle due barriere di potenziale.

In seguito a ripetuti stress elettrici, una delle due barriere si è completamente rotta mentre la rimanente (di altezza maggiore) si è assottigliata, consentendo i meccanismi di tunneling osservati in precedenza (configurazione dei contatti ohmico-Schottky).

4.5 Diagrammi a bande

Alla luce delle considerazioni fatte sulle caratteristiche I-V e sui meccanismi di trasporto sono stati determinati i diagrammi a bande di energia, considerando il dispositivo in questione sia come una struttura MISIM che come una struttura MIS.

In Fig. 4.14 è illustrato il diagramma a bande all'equilibrio termico della struttura MISIM, in cui si considerano gli strati di ossido molto sottili in modo da consentire il passaggio della corrente per effetto tunnel ($< 10 \text{ \AA}$).

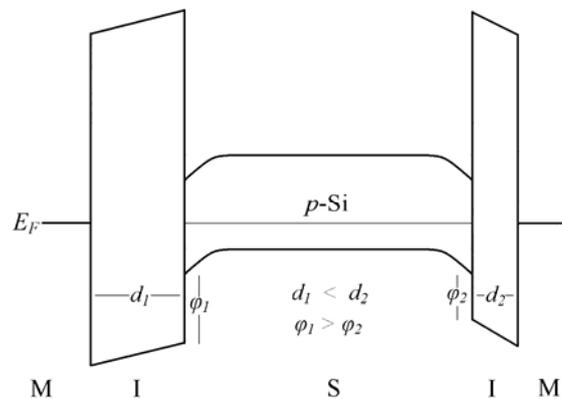


Fig. 4.14 – Diagramma a bande di una struttura MISIM all'equilibrio termico.

E' stata considerata una asimmetria per tener conto di eventuali variazioni di spessore o di degrado dell'ossido: lo strato di isolante a destra del semiconduttore, oltre ad essere caratterizzato da uno spessore maggiore, presenta una barriera di potenziale per le lacune più bassa rispetto allo strato di isolante alla sinistra del substrato. Tale asimmetria può spiegare il particolare andamento delle caratteristiche I-V raddrizzanti mostrate in precedenza. In Fig. 4.15 e 4.16 sono illustrati i diagrammi a bande della struttura MISIM, rispettivamente in polarizzazione diretta ed inversa.

In polarizzazione diretta, applicando un potenziale positivo e negativo rispettivamente al contatto metallico a destra e a sinistra del semiconduttore, la regione del substrato prossima all'interfaccia con lo strato di isolante di destra va in accumulazione di lacune, che rappresentano i portatori maggioritari essendo il semiconduttore di tipo *p*.

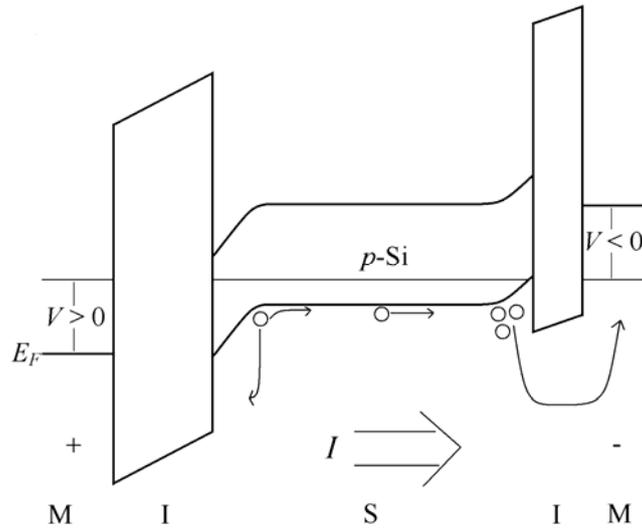


Fig. 4.15 – Diagramma a bande della struttura MISIM in polarizzazione diretta.

A causa della curvatura delle bande, la barriera di potenziale vista dalle lacune accumulate è minore rispetto alla condizione di equilibrio. Pertanto si viene a creare un flusso di lacune dalla banda di valenza del semiconduttore al metallo per effetto termoionico. Data l'altezza ridotta della barriera di destra, il flusso di lacune è rilevante, provando la maggiore corrente in polarizzazione diretta.

Inoltre lo strato di ossido a sinistra del substrato blocca il flusso di lacune verso il metallo, che contribuisce negativamente alla corrente totale, ma non il tunneling di elettroni, che a causa della polarizzazione trovano una barriera ridotta. La corrente in questo caso é limitata solo dal rate di generazione dei portatori.

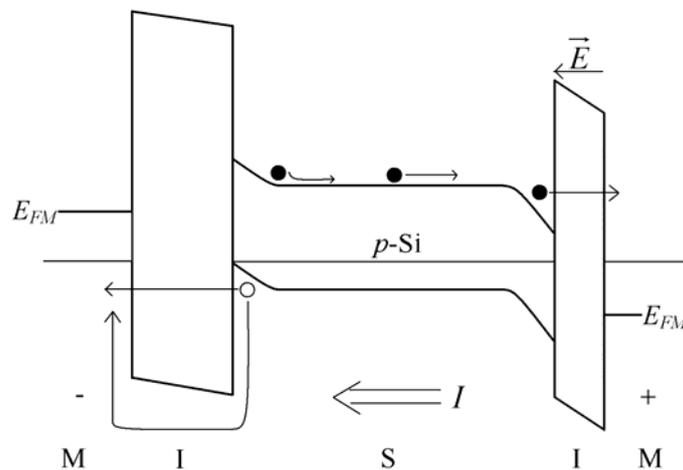


Fig. 4.16 – Diagramma a bande della struttura MISIM in polarizzazione inversa.

In polarizzazione inversa, invece, il flusso di lacune attraverso l'isolante a sinistra del substrato è minore rispetto al caso della polarizzazione diretta, a causa della maggiore altezza della barriera.

Pertanto la corrente che scorre nella giunzione è limitata dal tunnel delle lacune (piuttosto che dal rate di generazione, come nel caso precedente) ed è abbastanza ridotta fin quando, raggiunto un valore sufficientemente negativo di tensione ($V = -8$ V), il campo elettrico \vec{E} nell'isolante a destra del substrato è tale da consentire il tunneling delle lacune accumulate all'interfaccia per effetto Fowler-Nordheim. A queste tensioni la corrente in polarizzazione diretta ed inversa è all'incirca la stessa; la caratteristica diventa quasi simmetrica, come si nota in Fig. 4.17.

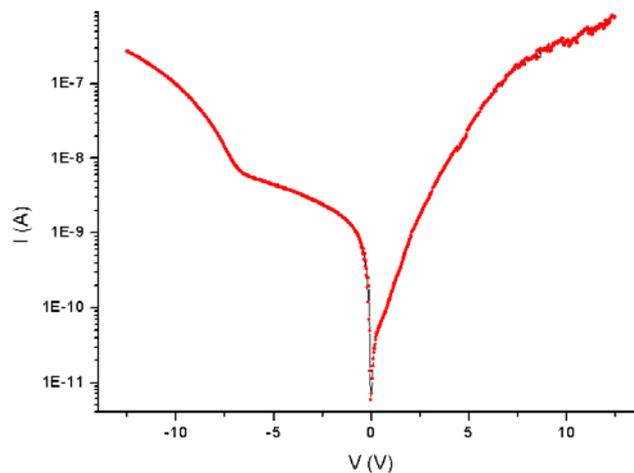


Fig. 4.17 – Simmetria della caratteristica I-V ad alte tensioni.

In Fig. 4.18 è riportato invece il diagramma a bande all'equilibrio termico, ipotizzando che uno dei due strati di isolante sia completamente rotto e che il contatto metallo-semiconduttore risultante sia di tipo ohmico.

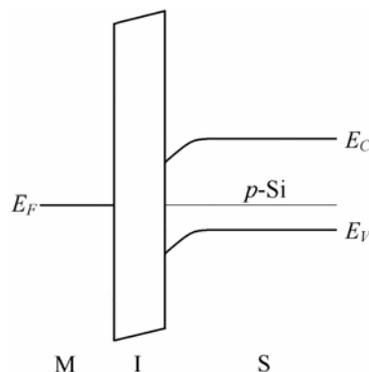


Fig. 4.18 – Diagramma a bande del dispositivo raddrizzante all'equilibrio termico.

Lo strato di isolante della struttura MIS risultante, si è assottigliato in seguito a ripetuti stress elettrici, in modo da consentire il tunneling di portatori. In polarizzazione diretta (applicando potenziale positivo al semiconduttore) la barriera di potenziale vista dalle lacune accumulate all'interfaccia semiconduttore-isolante si riduce e si instaura un flusso di lacune per effetto termoionico dalla banda di valenza al metallo (Fig. 4.19a).

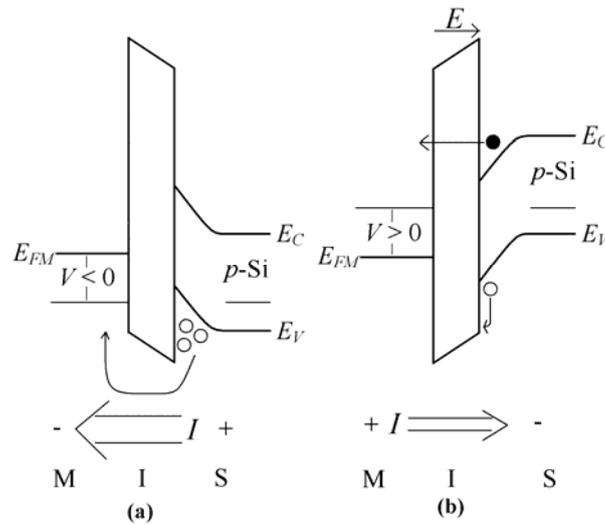


Fig. 4.19 – Diagramma a bande della struttura MIS in polarizzazione diretta (a) e in polarizzazione inversa (b).

In polarizzazione inversa (Fig. 4.19b) la barriera limita l'iniezione di lacune, ma consente quella di elettroni, creati per generazione di coppie. La corrente è limitata dal rate di generazione di coppie. Questo modello è adatto per l'interpretazione delle caratteristiche I-V in Fig. 4.5 e Fig. 4.9.

4.6 Determinazione dei parametri caratteristici

La caratterizzazione di un diodo Schottky sia MS che MIS consiste principalmente nella determinazione di alcuni parametri, quali l'altezza della barriera, il fattore di idealità, la resistenza in serie e l'area elettricamente attiva. In questo lavoro di tesi sono stati ricavati tali parametri mediante l'utilizzo dei metodi esposti nel Cap. 2.

Considerando il dispositivo come un diodo Schottky MIS, si è dapprima misurato il fattore di idealità da ciascuna delle quattro caratteristiche I-V di Fig. 4.9.

Nel grafico $\ln\left[\frac{I}{1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)}\right]$ vs V si può ricavare dall'intercetta, il valore della corrente di saturazione I_0 ($I_0 = \exp(a)$) e dalla pendenza, il fattore di idealità n ($n = q/ktb$).

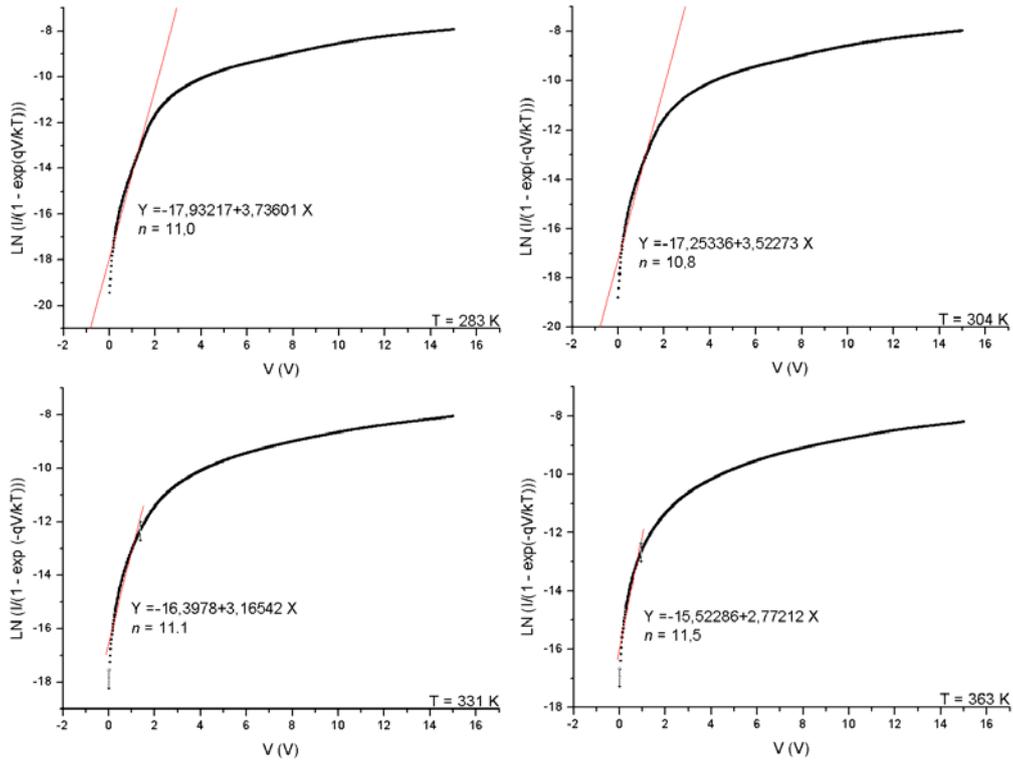


Fig. 4.20 – Fit lineari dei grafici $\ln(I/(1 - \exp(-qV/kT)))$ vs V , per $T = 283, 304, 331, 363 \text{ K}$.

I valori del fattore di idealità sono:

	$T = 283 \text{ K}$	$T = 304 \text{ K}$	$T = 331 \text{ K}$	$T = 363 \text{ K}$
n	11.0	10.8	11.1	11.2

Successivamente si è determinata l'altezza della barriera e l'area elettricamente attiva utilizzando le caratteristiche I-T in Fig. 4.6 e 4.7.

Nel cosiddetto plot di Arrhenius:

$$\ln\left(\frac{I}{T^2}\right) \text{ vs } \frac{1}{T}$$

si può ricavare dall'intercetta, il valore dell'area elettricamente attiva A ($A = \exp(a)/A^*$) e dalla pendenza, l'altezza della barriera ϕ_B ($\phi_B = kb/q$).

Infatti l'espressione per la caratteristica I-V:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right]$$

per tensione negative si riduce a:

$$I = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right)$$

che in scala logaritmica diventa:

$$\ln\left(\frac{I}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\phi_B}{kT}$$

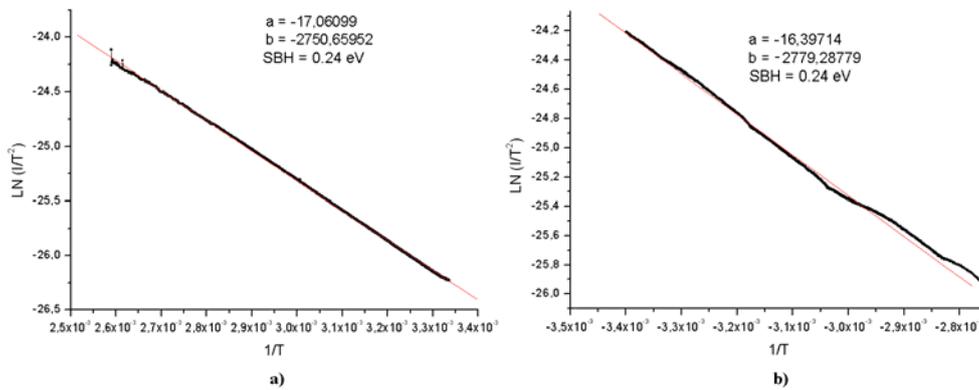


Fig. 4.21 – Plot di Arrhenius negli intervalli di temperatura 300 ÷ 385 K (a) e 290 ÷ 355 K (b).

I valori ottenuti per l'altezza della barriera e per l'area sono:

- nell'intervallo 299 ÷ 386 K, a V = - 4 V

A (m ²)	φ _B (eV)
1.22 · 10 ⁻¹³	0.24

- nell'intervallo 290 ÷ 355 K, a V = - 5 V

A (m ²)	φ _B (eV)
2.36 · 10 ⁻¹³	0.24

Nota il valore dell'area elettricamente attiva (1.8 · 10⁻¹³ m²), è stato possibile ricavare l'altezza della barriera anche dalla misura della corrente inversa ottenuta dal fit della caratteristica I-V:

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_0}\right)$$

I valori ottenuti per l'altezza della barriera sono:

	T = 283 K	T = 304 K	T = 331 K	T = 363 K
ϕ_B (eV)	0.31	0.33	0.36	0.39

Tenendo conto degli errori del fit e dell'incertezza sull'area attiva, tali valori possono essere considerati consistenti con i precedenti. I valori dei parametri appena ricavati sono stati calcolati anche attraverso il metodo di Cheung, con il quale è stata determinata anche la resistenza in serie. In accordo con la prima equazione prevista dal metodo di Cheung:

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = IR_S + n \left(\frac{kT}{q} \right)$$

nel grafico di $dV/d(\ln I)$ vs I si può ricavare il valore di n , dall'intercetta ($n = aq/kT$) e il valore della resistenza in serie R_S , dalla pendenza ($b = R_S$).

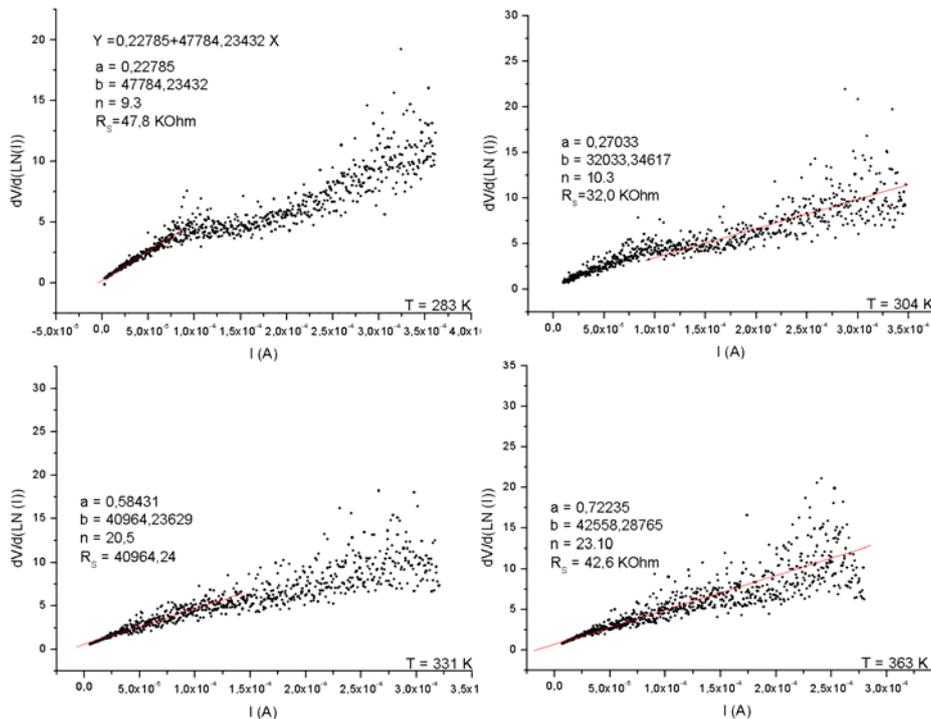


Fig. 4.22 – Fit lineari dei grafici $dV/d(\ln(I))$ vs I , per $T = 283, 304, 331, 363 \text{ K}$.

Applicando il metodo all'intervallo di tensione $1,5 \text{ V} \div 15 \text{ V}$, i valori di n e R_S ottenuti sono:

	T = 283 K	T = 304 K	T = 331 K	T = 363 K
n	9.3	10.3	20.5	23.1
R_S (k Ω)	47.8	32.0	41.0	42.6

In accordo con la seconda equazione prevista dal metodo di Cheung:

$$H(I) = IR_S + n\phi_B$$

$$\text{dove } H(I) = V - n \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA * T^2} \right)$$

nel grafico di $H(I)$ vs I si può ricavare il valore di R_S , dall'intercetta ($b = R_S$) e il valore di ϕ_B , dalla pendenza ($\phi_B = a/n$).

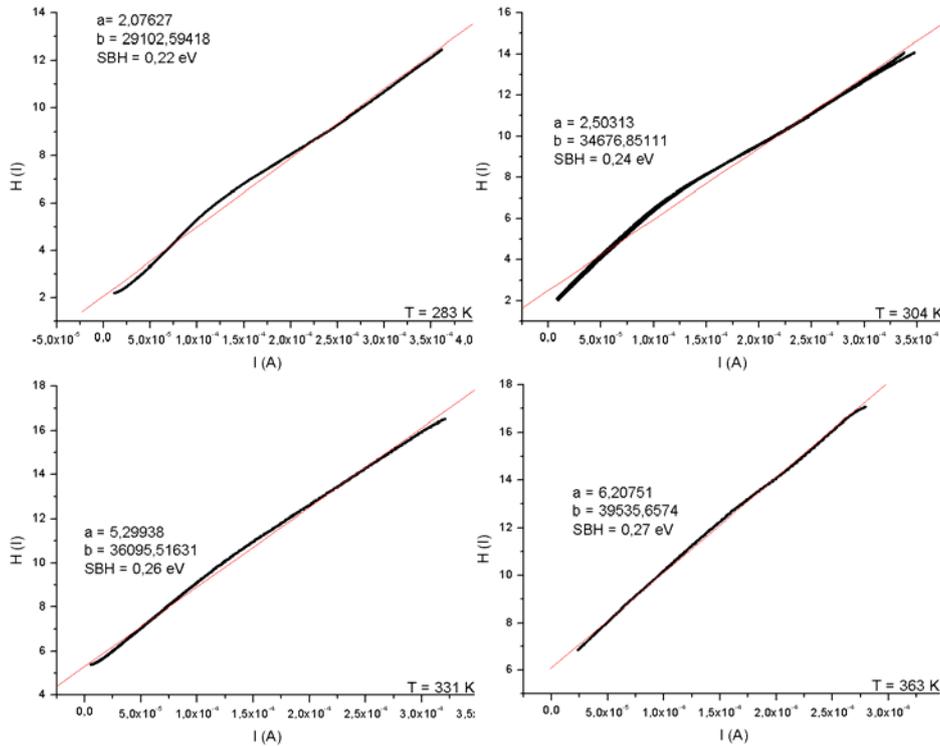


Fig. 4.23 – Fit lineari dei grafici $H(I)$ vs I , per $T = 283, 304, 331, 363$ K.

Applicando il metodo all'intervallo di tensione $1.5 \div 15$ V, i valori di ϕ_B e R_S ottenuti sono:

	T = 283 K	T = 304 K	T = 331 K	T = 363 K
ϕ_B (eV)	0.22	0.24	0.26	0.27
R_S (k Ω)	29.1	34.7	36.1	39.5

I valori di n , ϕ_B e R_S , nell'ambito degli errori, si possono considerare consistenti tra loro e sono compresi rispettivamente negli intervalli $9.3 \div 23.1$, $0.22 \div 0.39$ eV e $29.1 \div 47.8$ k Ω . I valori dell'altezza della barriera ottenuti sono in accordo con il valore riportato in letteratura (0.31 eV).

Dall'analisi effettuata è stato trovato che tutti i parametri sono dipendenti dalla temperatura, un effetto probabilmente dovuto ad un peggioramento della qualità dell'interfaccia metallo-semiconduttore causato dallo stress termico, come suggerito dai valori più elevati del fattore di idealità, dell'altezza efficace della barriera e della resistenza in serie a temperature maggiori.

Nelle Fig. 4.24, 4.25 e 4.26 vengono mostrate le dipendenze di n , ϕ_B e R_S dalla temperatura.

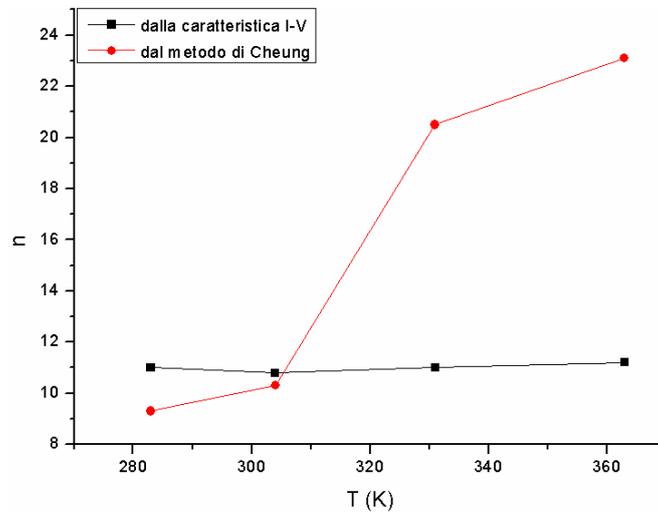


Fig. 4.24 – Dipendenza del fattore di idealità dalla temperatura.

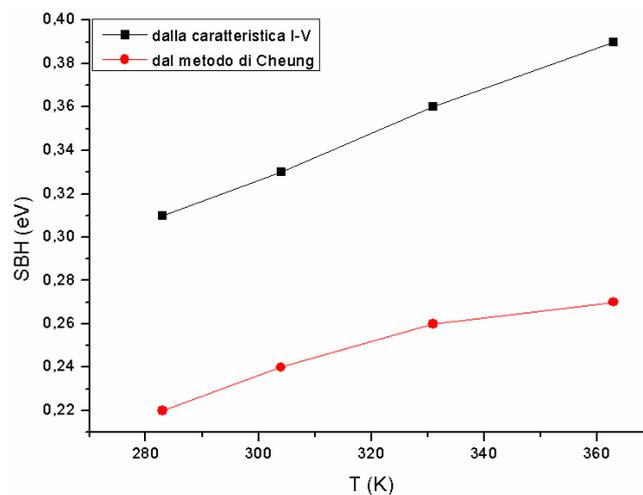


Fig. 4.25 – Dipendenza dell'altezza della barriera dalla temperatura.

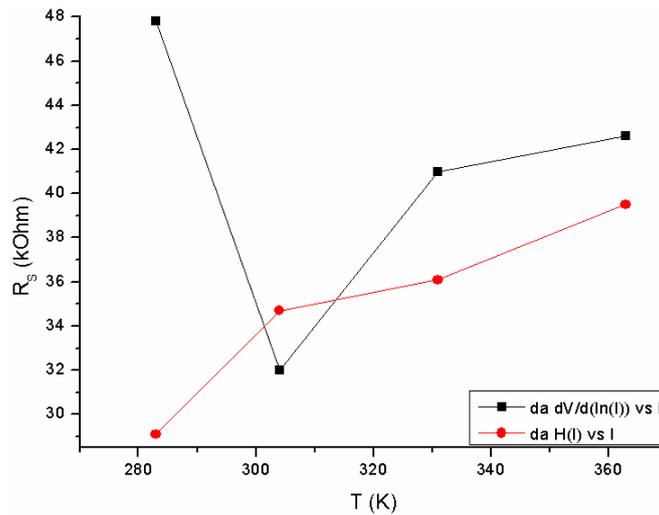


Fig. 4.26 – Dipendenza della resistenza in serie dalla temperatura.

4.7 Risposta alla luce

In questo paragrafo viene esaminata la risposta alla luce dei dispositivi precedentemente descritti. In Fig. 4.27 è riportata la caratteristica I-V ottenuta illuminando il dispositivo con luce bianca di intensità crescente.

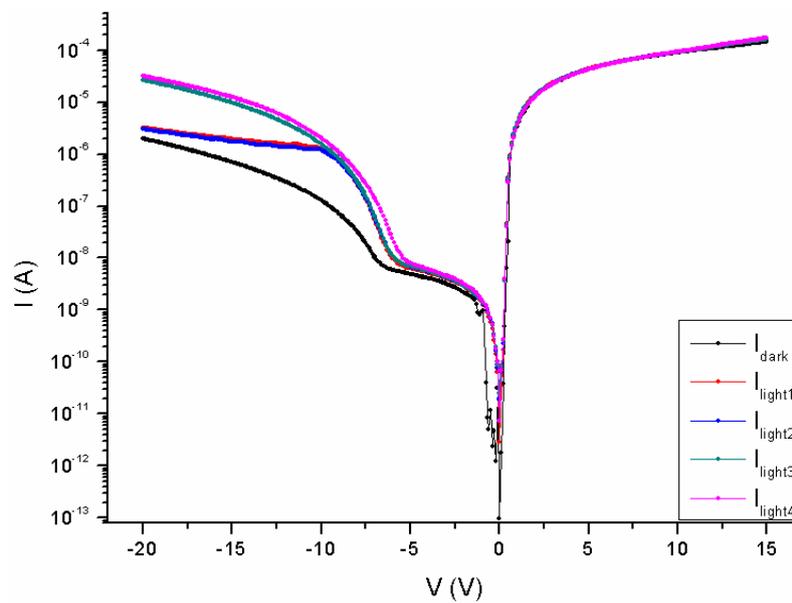


Fig. 4.27 – Risposta alla luce per 4 livelli di intensità.

Da questa caratteristica I-V si può notare come, all'aumentare dell'intensità della luce incidente, la corrente subisca un aumento soltanto in polarizzazione inversa. Per le prime due intensità, la corrente aumenta fino a

saturare per effetto della resistenza in serie mentre per le successive due intensità l'aumento è monotono.

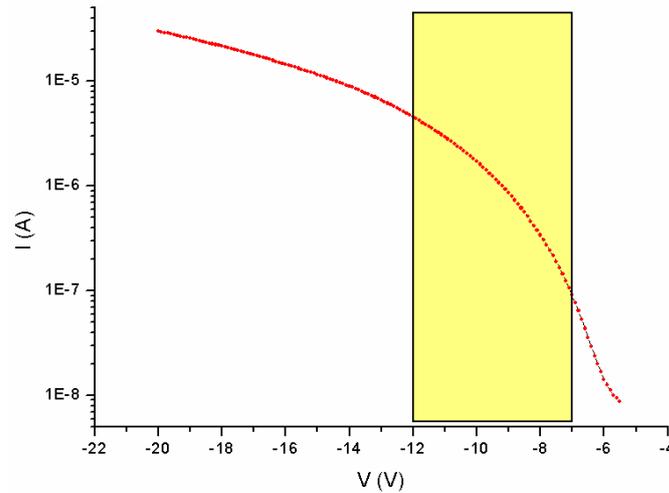


Fig. 4.28 – Fotocorrente inversa per $V < -5V$.

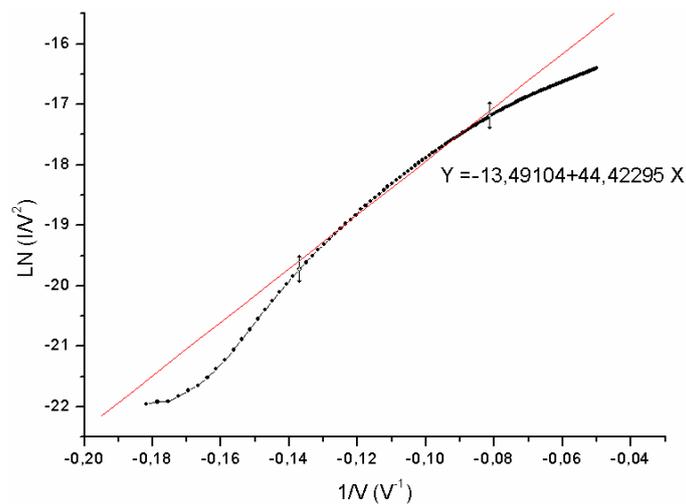


Fig. 4.29 – Grafico $\ln(I/V^2)$ vs $1/V$ per $V < -5V$, relativo alla risposta alla luce.

Anche in questo caso l'analisi dei meccanismi di trasporto mostra la possibilità di ipotizzare un tunneling, stavolta nell'intervallo di tensioni $-7V \div -12V$.

Di seguito viene mostrato il grafico che riporta l'andamento della fotocorrente relativa $(I_{light} - I_{dark}) / I_{dark}$ in funzione della tensione applicata (Fig. 4.30), in cui si può notare che la fotocorrente è circa quindici volte maggiore della corrente di buio.

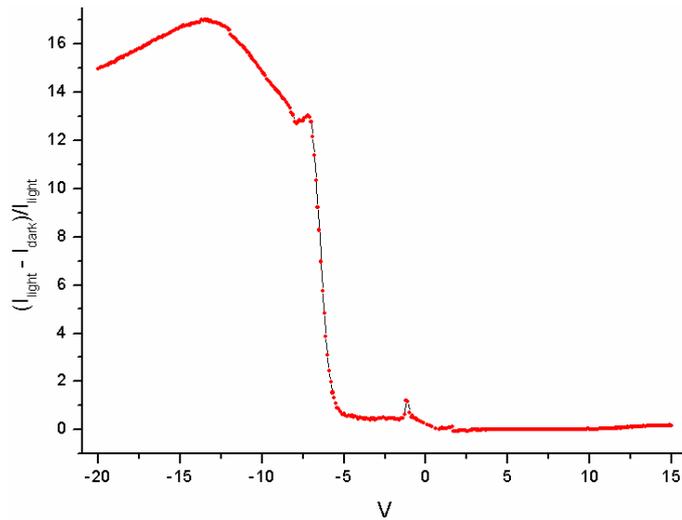


Fig. 4.30 – Dipendenza della fotocorrente relativa dalla tensione.

Oltre agli effetti descritti in questo paragrafo se ne sono osservati altri ancora privi di interpretazione. Tra questi è interessante notare la caratteristica I-V riportata in Fig. 4.31.

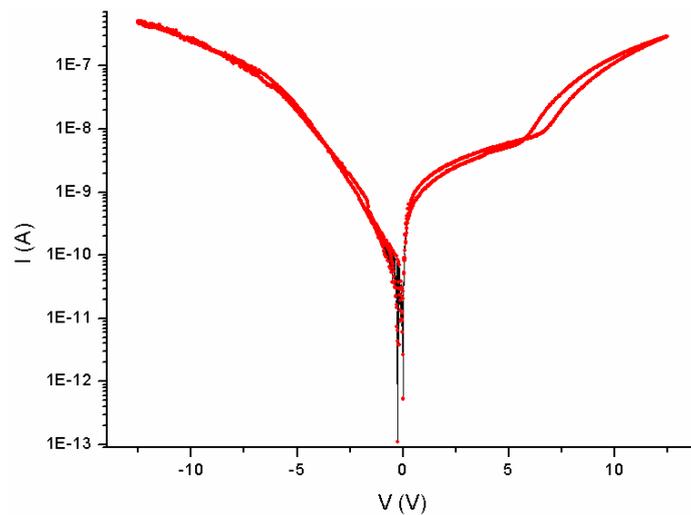


Fig. 4.31 – Caratteristica I-V di un dispositivo che presenta un'isteresi.

Si può notare un'isteresi della corrente probabilmente dovuta ad accumulo di carica nell'ossido di tunnel (vedi Cap. 2).

In Fig. 4.32 è invece riportata la caratteristica I-V di un dispositivo raddrizzante che presenta un'interessante risposta alla luce.

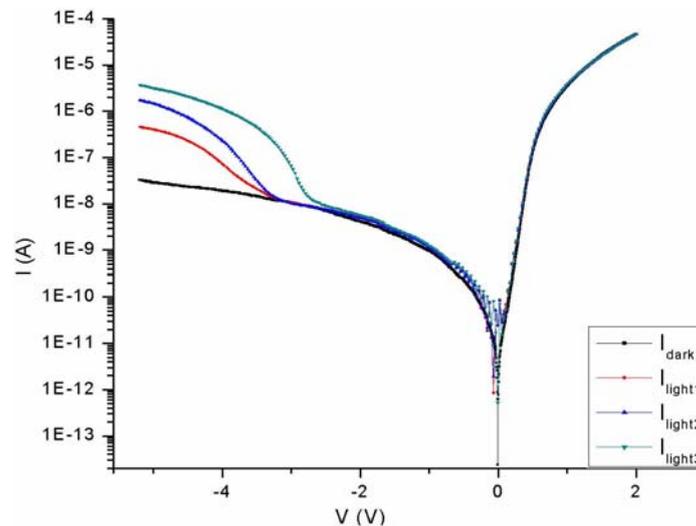


Fig. 4.32 – Risposta alla luce di un dispositivo raddrizzante che presenta una fotocorrente a soglia variabile.

L'aumento della corrente dovuto all'illuminazione presenta un andamento a soglia il cui valore decresce all'aumentare dell'intensità della luce incidente. Tale effetto può essere causato dall'abbassamento della barriera efficace di isolante, in seguito allo stress elettrico.

4.7.1 Interpretazione delle caratteristiche I-V mediante il modello a bande

In questo paragrafo si cerca di interpretare la risposta alla luce dei dispositivi precedentemente descritti mediante i modelli a bande di energia.

La risposta alla luce in Fig. 4.27 può essere interpretata mediante il modello a bande, considerando il dispositivo come una struttura MIS (assumendo uno dei contatti di tipo ohmico).

In polarizzazione diretta (Fig. 4.33a) la corrente fotogenerata si va a sommare alla corrente totale, ma essendo molto inferiore non dà nessun contributo netto.

In polarizzazione inversa (Fig. 4.33b), la barriera di isolante blocca la corrente termoionica di lacune fotogenerate che andrebbe a sottrarsi alla corrente totale. Gli elettroni fotogenerati invece possono accumularsi all'interfaccia e, per valori del campo elettrico \vec{E} sufficientemente elevati, possono effettuare tunneling nel metallo contribuendo positivamente alla fotocorrente.

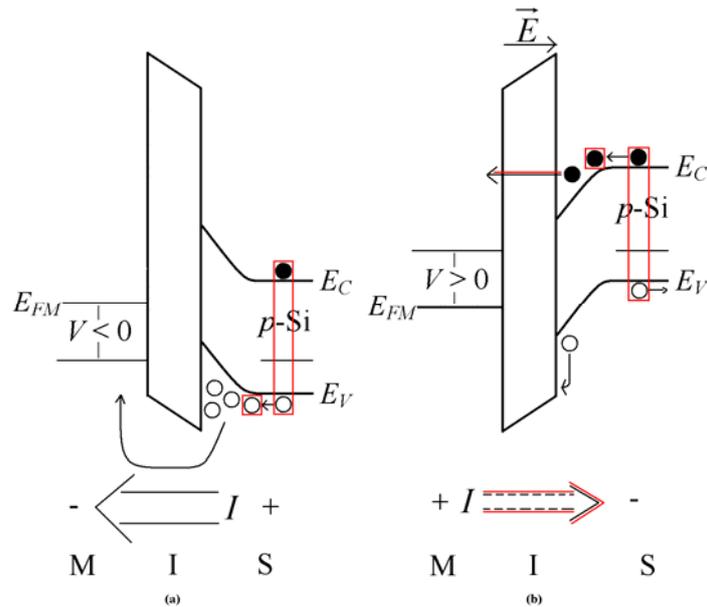


Fig. 4.33 – Diagramma a bande che mostra la risposta alla luce della struttura MIS, in polarizzazione diretta (a) e in polarizzazione inversa (b). I portatori fotogenerati e i relativi meccanismi di trasporto sono indicati in rosso.

La Fig. 4.34 riporta le caratteristiche I-V e la risposta alla luce di una struttura MISIM più complicata, dove si può apprezzare una fotocorrente sia in polarizzazione diretta che inversa.

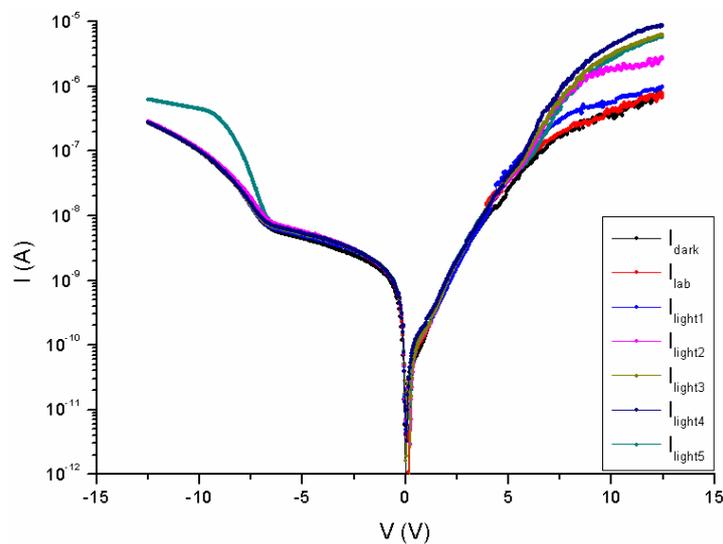


Fig. 4.34 – Risposta alla luce di una struttura MISIM.

Un possibile modello adatto a questo esempio è riportato nel diagramma a bande mostrato in Fig. 4.35, che illustra la polarizzazione diretta.

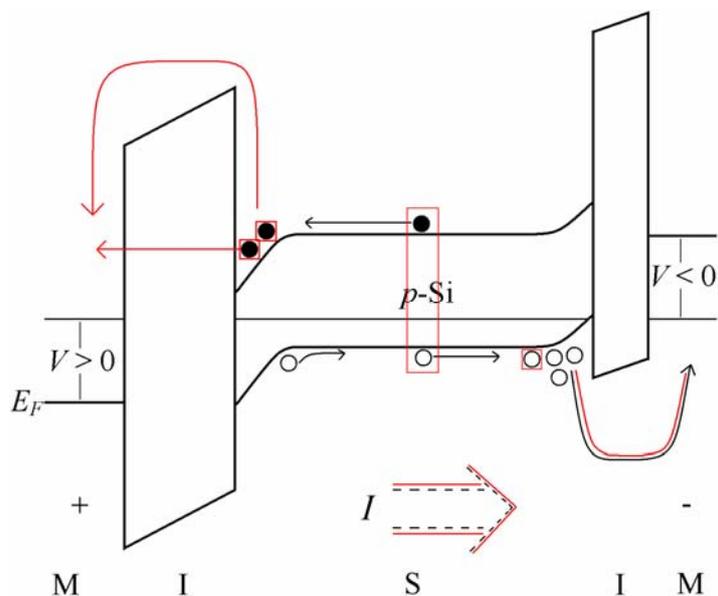


Fig. 4.35 – Diagramma a bande che mostra la risposta alla luce della struttura MISIM in polarizzazione diretta.

La corrente in polarizzazione diretta è limitata dal rate di generazione di coppie elettrone-lacuna, che viene aumentato dalla luce, producendo la fotocorrente osservata.

In polarizzazione inversa (Fig. 4.36) si ha un meccanismo analogo, con la fotocorrente visibile solo alle tensioni per le quali le lacune riescono ad attraversare la barriera a sinistra del substrato. In questo regime la corrente è ancora limitata dalla produzione di coppie. L'effetto della luce è quello di aumentare la generazione di portatori e quindi di produrre una fotocorrente.

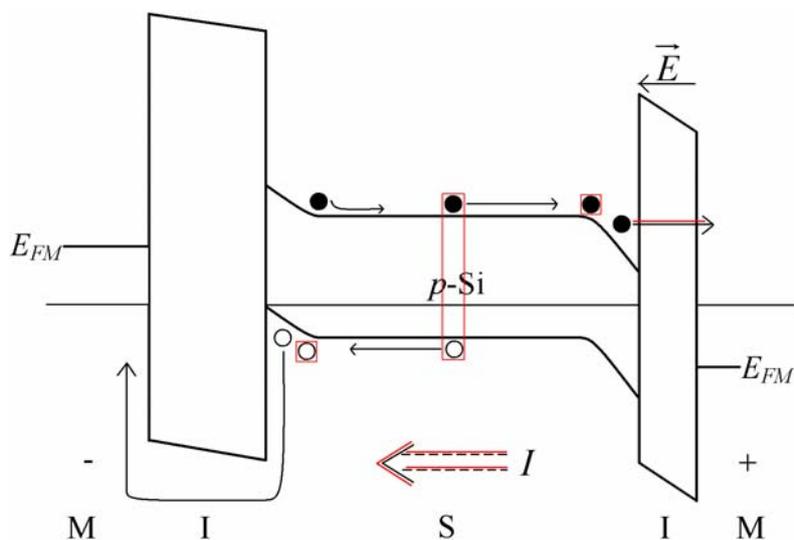


Fig. 4.36 – Diagramma a bande che mostra la risposta alla luce della struttura MISIM in polarizzazione inversa.

Capitolo 5

II MOSFET

5.1 Introduzione

Il MOSFET (metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor) è un membro della famiglia dei transistor a effetto di campo alla quale appartengono anche i JFET e i MESFET e rappresenta il dispositivo più importante per i circuiti integrati su larghissima scala (VLSI), quali i microprocessori e le memorie a semiconduttore. Il MOSFET inoltre è diventato anche un dispositivo importante nelle applicazioni di potenza.

Il principio del transistor a effetto di campo fu proposto nei primi anni trenta da Lilienfeld e Heil ed è stato successivamente studiato da Shockley e Pearson negli anni quaranta. Nel 1960 Ligenza e Spitzer produssero il primo dispositivo MOS tramite ossidazione termica. [1]

In questo capitolo viene descritto sia il MOSFET a canale lungo che il MOSFET a canale corto, per il quale vengono riportati anche alcuni dati sperimentali.

5.2 Il MOSFET a canale lungo

5.2.1 Struttura di un MOSFET a canale lungo

La Fig. 5.1 mostra una struttura semplificata di un MOSFET di tipo n (NMOS). Realizzato su un substrato di tipo p , detto anche bulk o body (B), il dispositivo è costituito da due regioni di tipo n fortemente drogate che formano i terminali di source (S) e drain (D), di una regione conduttiva di polisilicio fortemente drogato che rappresenta la gate (G) e di un sottile strato di biossido di silicio che isola la G dal B. La S è il terminale che fornisce i portatori di carica (elettroni nel caso di un NMOS) mentre il D è il

terminale che raccoglie tali portatori. Oltre ai terminali di S, D e G, un MOSFET possiede un quarto terminale realizzato tramite una regione p^+ praticata nel B. La dimensione della G lungo il cammino S-D è detta lunghezza del canale, L ; la dimensione ortogonale a L è detta larghezza, W . La lunghezza efficace L e lo spessore dell'ossido d_{ox} giocano un ruolo molto importante in un MOSFET.

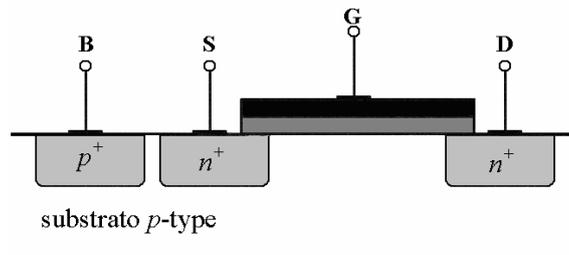


Fig 5.1 – Struttura semplificata di un NMOS. [2]

La struttura di un MOSFET di tipo p (PMOS), invece, si ottiene considerando l'opposto dei drogaggi di un NMOS. [3]

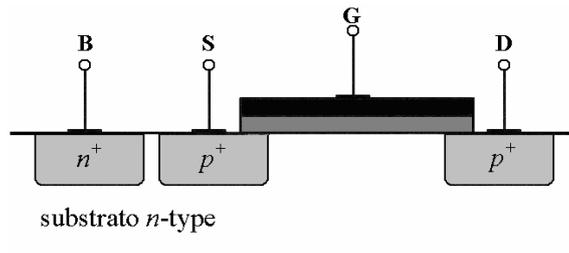


Fig 5.2 – Struttura semplificata di un PMOS. [2]

5.2.2 Caratteristica I-V

In questo paragrafo verranno analizzati i processi di generazione e trasporto di carica in un MOSFET. Si consideri un NMOS a cui viene applicata una tensione esterna come in Fig. 5.3. Applicando una tensione positiva V_G alla G, dato che G e B formano una capacità (vedi Cap. 1), le lacune presenti nel B vengono respinte dalla G, lasciando portatori negativi; in tal modo si crea una regione di svuotamento. In queste condizioni, nel transistor non scorre alcuna corrente poiché non esistono portatori di carica disponibili alla conduzione. Aumentando il valore di V_G , aumenta l'ampiezza della regione di svuotamento, come pure il potenziale

all'interfaccia ossido-B. La struttura è ora costituita dalla serie di due capacità: una costituita dalla G e dall'ossido e una dalla zona di svuotamento. Quando il potenziale all'interfaccia raggiunge un valore sufficientemente elevato, gli elettroni possono fluire dalla S all'interfaccia ed eventualmente fino al D. Si viene a creare perciò un canale di portatori di carica tra S e D al di sotto dell'ossido: il transistor è "acceso". A volte si dice che l'interfaccia viene invertita; il valore di V_G al quale avviene l'inversione è detto tensione di soglia V_T , che viene così definita:

$$V_T = \phi_{MS} + 2\phi_F + \frac{Q_{dep}}{C_{ox}}$$

dove ϕ_{MS} è la differenza tra le funzioni lavoro della G e della S, $\phi_F = (kT/q) \ln(N_B/n_i)$, N_B è la concentrazione del drogaggio del B, C_{ox} è la capacità dell'ossido e Q_{dep} è la carica presente nella zona di svuotamento.

Aumentando ulteriormente la tensione V_G , la carica nella regione di svuotamento rimane costante, mentre la densità di carica del canale continua ad aumentare causando un aumento della corrente.

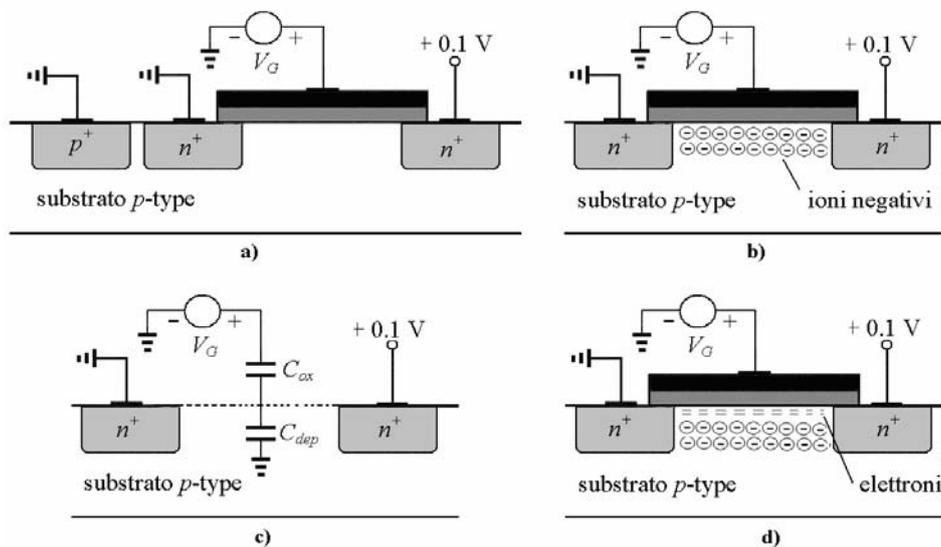


Fig 5.3 – Diagramma schematico di un NMOS polarizzato con una tensione di G V_G (a), formazione della regione di svuotamento (b), inizio dell'inversione (c), formazione dello strato d'inversione (d). [2]

Il fenomeno di accensione di un PMOS è analogo a quello di un NMOS ad eccezione del fatto che tutte le polarità sono invertite. Infatti per un

PMOS, se la tensione V_G diviene sufficientemente negativa, all'interfaccia ossido-B viene a formarsi uno strato di inversione costituito da lacune.

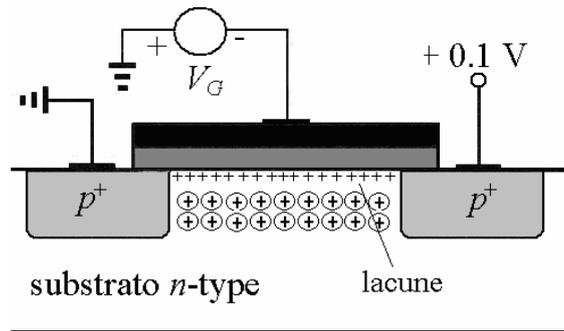


Fig. 5.4 – Formazione dello strato di inversione in un PMOS. [2]

Si consideri un NMOS dove S e D sono collegati a massa. Se si assume che l'inizio dell'inversione avviene a $V_{GS} = V_T$, la densità di carica dello strato di inversione è proporzionale a $V_{GS} - V_T$. Per $V_{GS} \geq V_T$, ogni carica posizionata sulla G viene rispecchiata da una carica posizionata nel canale; così si forma una densità di carica per unità di lunghezza del canale Q_d :

$$Q_d = WC_{ox} [V_{GS} - V(x) - V_T] \quad (1)$$

dove $V(x)$ è il potenziale nel generico punto x del canale. La corrente di D che scorre nel canale può essere scritta come:

$$I_D = \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} \left[(V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right] \quad (2)$$

dove μ_n è la mobilità degli elettroni. In Fig. 5.5 sono riportate le parabole date dall'equazione (2) per differenti valori di V_{GS} . Il valore massimo di corrente si ha alla tensione $V_{DS} = V_{GS} - V_T$, detta tensione di overdrive. Per $V_{DS} \leq V_{GS} - V_T$ il transistor opera nella "regione di triodo".

Per piccoli valori della tensione V_{DS} ogni parabola può essere approssimata con una linea retta ("regione lineare"): tale andamento lineare corrisponde ad un comportamento resistivo. Il MOSFET può essere quindi impiegato come resistore controllabile o come interruttore.

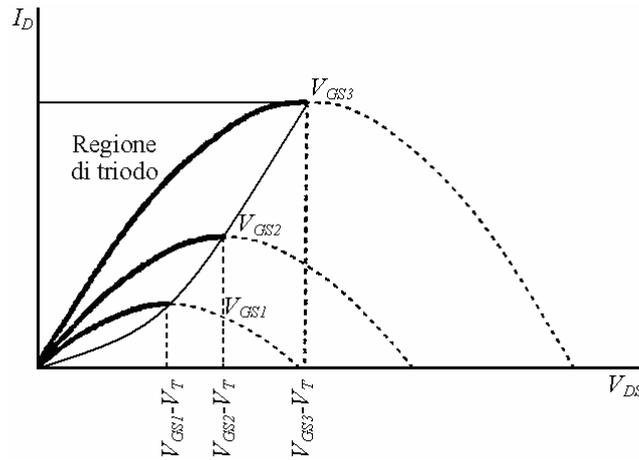


Fig. 5.5 – Corrente di D in funzione della tensione di D-S nella regione di triodo. [2]

In realtà per $V_{DS} \gg V_{GS}$ la corrente non segue più un andamento parabolico e la corrente I_D diventa approssimativamente costante; il transistor opera nella "regione di saturazione".

Infatti dall'equazione (1) si nota che, se $V(x) \approx V_{GS} - V_T$, la densità di carica del canale Q_D si annulla. In altre parole, come si può vedere nella Fig. 5.6, se la tensione V_{DS} è leggermente più grande di $V_{GS} - V_T$, lo strato d'inversione termina nel punto $x < L$ causando il cosiddetto "pinch-off" del canale. Se V_{DS} aumenta ulteriormente, il punto in cui Q_d si annulla si muove gradualmente verso la S. Pertanto, in qualche punto del canale, la differenza di potenziale tra la G e l'interfaccia ossido-B non è più sufficiente per creare lo strato di inversione.

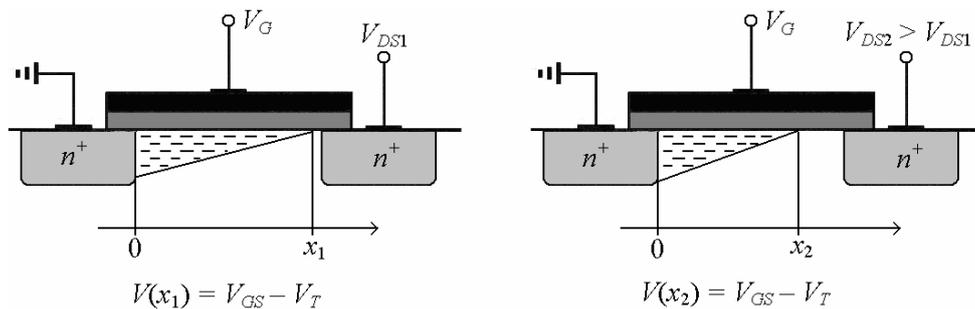


Fig 5.6 – Comportamento di pinch-off. [2]

La corrente di D diventa allora:

$$I_D = \frac{1}{2} \mu_n C_{ox} \frac{W}{L'} (V_{GS} - V_T)^2$$

dove L' è il punto in cui termina lo strato di inversione.

Per un PMOS, invece, la corrente di D è:

$$I_D = -\frac{1}{2} \mu_p C_{ox} \frac{W}{L'} (V_{GS} - V_T)^2$$

dove appare il segno negativo poiché si assume che I_D scorre dal D alla S, dal momento che il moto delle lacune avviene nella direzione inversa. Dato che le lacune hanno mobilità pari a meno della metà della mobilità degli elettroni, i PMOS riescono a condurre una corrente minore degli NMOS.

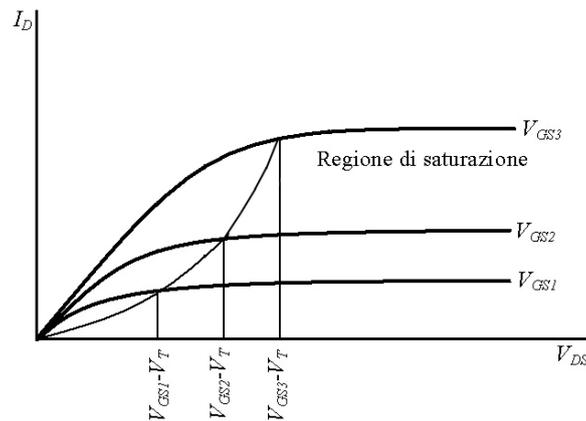


Fig 5.7 – Saturazione della corrente di D. [2]

Dato che un MOSFET che opera in saturazione produce una corrente in risposta alla sua tensione di overdrive, si può definire un parametro che misura la capacità del transistor di convertire una tensione in una corrente. Tale parametro è detto transconduttanza e viene definito come:

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} = \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)$$

La transconduttanza g_m rappresenta la sensibilità del transistor: se il valore di g_m è elevato, una piccola variazione di V_{GS} determina una variazione considerevole di I_D e viceversa. [2]

5.3 Effetti del secondo ordine

L'analisi precedente contiene diverse semplificazioni, alcune delle quali non sono valide in alcuni circuiti. In questo paragrafo verranno descritti i cosiddetti effetti del secondo ordine.

5.3.1 Body effect

Nell'analisi precedente si è assunto tacitamente che il B e la S del transistor siano connessi a massa. Si supponga ora che $V_S = V_D = 0$ e V_G sia abbastanza minore di V_T così da formare la regione di svuotamento senza che si venga a creare lo strato di inversione. Applicando una tensione negativa V_B al substrato, al terminale B vengono attratte lacune lasciando nella regione di svuotamento cariche negative. Dato che la tensione di soglia è funzione della carica Q_{dep} presente nella regione di svuotamento, all'aumentare di V_B , la tensione di soglia V_T aumenta. [2]

Tale fenomeno è detto body effect o backgate effect. Considerando il body effect la tensione di soglia diventa:

$$V_T = V_{T0} + \gamma \left(\sqrt{|2\phi_F + V_{SB}|} - \sqrt{2\phi_F} \right)$$

dove V_{T0} è la tensione a $V_B = 0$, γ è il coefficiente di body effect compreso tipicamente tra 0.3 e 0.5 $V^{1/2}$ e V_{SB} è la differenza di potenziale tra S e B.

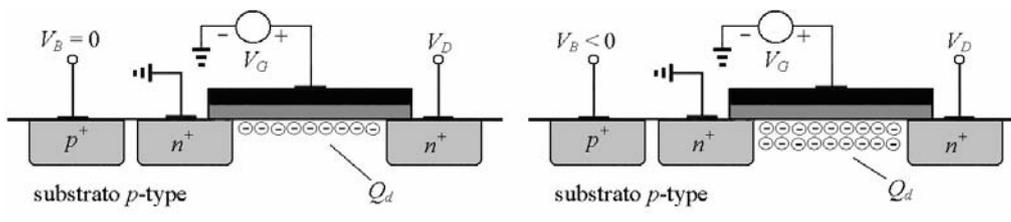


Fig. 5.8 – Variazione della carica nella regione di svuotamento in seguito all'applicazione di una tensione al B. [2]

5.3.2 Channel-length modulation

Nell'analisi del pinch-off del canale si è visto che, all'aumentare della differenza di potenziale tra G e D, la lunghezza del canale diminuisce gradualmente. In altre parole L' è funzione di V_{DS} . Questo effetto è chiamato channel-length modulation. Ponendo:

$$L' = L + \Delta L \Rightarrow \frac{1}{L'} \approx \left(\frac{1 + \Delta L/L}{L} \right)$$

e assumendo che $\Delta L/L = \lambda V_{DS}$, in saturazione si ha:

$$I_D \approx \frac{1}{2} \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)^2 (1 + \lambda V_{DS})$$

dove λ è il coefficiente di channel-length modulation.

La Fig. 5.9 mostra che, tenendo conto della channel-length modulation, nella zona di saturazione la caratteristica $I_D - V_{DS}$ possiede una pendenza non nulla. Il parametro λ rappresenta la variazione relativa in lunghezza per un dato incremento di V_{DS} . Per canali lunghi il valore di λ è piccolo.

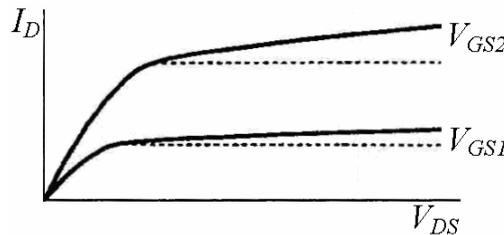


Fig. 5.9 – Pendenza della caratteristica $I_D - V_{DS}$ nella regione di saturazione dovuta alla channel-length modulation. [2]

L'approssimazione per la quale $\Delta L/L \propto V_{DS}$ diventa meno accurata nei transistor a canale corto, in cui c'è una pendenza variabile della caratteristica $I_D - V_{DS}$ nella regione di saturazione. [2]

5.3.3 Resistenza di uscita

A causa della channel-length modulation, la corrente I_D è dipendente dalla tensione V_{DS} . Quest'effetto può essere interpretato mediante una corrente di S dipendente dalla tensione (Fig. 10a). Ma una corrente di S che dipende linearmente dalla tensione è equivalente ad una resistenza r_o presente tra S e D (Fig. 10b).

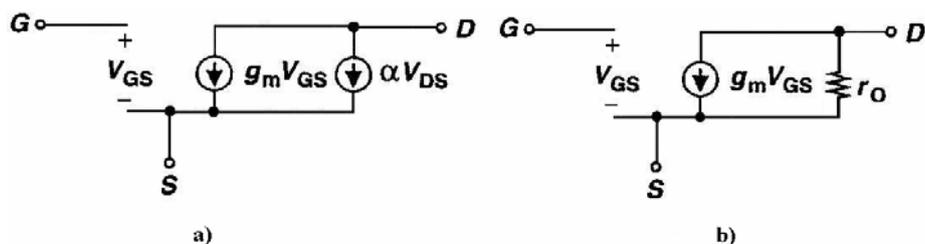


Fig. 5.10 – Channel-length modulation rappresentata da una corrente di S variabile (a) Channel-length modulation rappresentata da una resistenza (b). [2]

La resistenza di uscita r_o è data da:

$$r_o = \frac{\partial V_{DS}}{\partial I_D} = \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \right)^{-1} = \left(\frac{1}{2} \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)^2 \lambda \right)^{-1} \approx \frac{1}{\lambda I_D}$$

La presenza di r_o influenza le prestazioni di molti circuiti. Ad esempio limita il guadagno massimo di molti amplificatori.

5.3.4 Conduzione di sottosoglia

Nell'analisi precedente si è assunto che lo spegnimento del transistor avvenga bruscamente appena V_{GS} scende sotto V_T . In realtà per $V_{GS} \approx V_T$, è ancora presente un debole strato d'inversione. Infatti, per $V_{GS} < V_T$, la corrente I_D esibisce una dipendenza esponenziale da V_{GS} . Quest'effetto è detto conduzione di sottosoglia; per $V_{DS} > 200\text{mV}$ risulta:

$$I_D = I_0 \exp \frac{V_{GS}}{\zeta V_T}$$

dove $\zeta > 1$ è il fattore di non idealità e $V_T = kT/q$.

In tali condizioni si dice anche che il dispositivo opera in inversione debole. Con valori tipici di ζ a temperatura ambiente, affinché I_D diminuisca di una decade, V_{GS} deve diminuire approssimativamente di $60 \div -120 \text{ mV}$.

La conduzione di sottosoglia diventa problematica in circuiti con un numero elevatissimo di transistori come le memorie, poiché causa significative dissipazioni di potenza.

5.4 Effetti di canale corto

Nei precedenti paragrafi sono stati descritti i principi basilari del MOSFET. In realtà si è considerato il MOSFET a canale lungo, caratterizzato da un valore della lunghezza del canale L di circa $5 \mu\text{m}$. Per un MOSFET a canale corto, molte delle relazioni derivate per i dispositivi a canale lungo devono essere riesaminate.

La caratteristica I-V di tipo quadratico, derivata per il MOSFET a canale lungo, necessita di maggiore accuratezza per canali di lunghezza inferiore a 5 μm , valore corrispondente alle tecnologie in produzione nei primi anni '80. Man mano che le dimensioni sono continuate a scalare, raggiungendo gli attuali 0.055 μm (55 nm), effetti di ordine maggiore necessitano di modelli più complessi.

In questo paragrafo vengono studiati i cosiddetti effetti di canale corto come la variazione della tensione di soglia, il DIBL (Drain Induced Barrier Lowering), la velocità limite, la dipendenza dell'impedenza di uscita dalla tensione di D-S, il punchthrough, etc. [2]

5.4.1 Variazione della tensione di soglia

La scelta della tensione di soglia è basata sulle performance del transistor in tipiche applicazioni circuitali. Il limite superiore di V_T è impostato al valore $V_{DD}/5$, per evitare la degradazione della velocità delle porte digitali CMOS. Il limite inferiore è determinato invece da alcuni fattori come la conduzione sottosoglia e le dipendenze dalla temperatura e della lunghezza del canale. Per dispositivi a canale lungo, la corrente di sottosoglia può essere espressa come:

$$I_D = \mu C_d \frac{W}{L} V_T^2 \left(\exp \frac{V_{GS} - V_T}{\zeta V_T} \right) \left(1 - \exp \frac{-V_{DS}}{V_T} \right) \quad (3)$$

dove C_d è la capacità della regione di svuotamento, $V_T = kT/q$, e $\zeta = 1 + C_d/C_{ox}$. Se V_{DS} supera di poco V_T , I_D diventa indipendente da V_{DS} e l'equazione (3) si riduce a:

$$I_D = I_0 \exp \left(\frac{V_{GS}}{\zeta V_T} \right)$$

Si definisce sub-threshold swing S , l'inverso della pendenza della corrente I_D in scala logaritmica:

$$S = \frac{1}{\frac{\partial(\log_{10} I_D)}{\partial V_{GS}}} = (\log_{10} e) \frac{1}{\zeta V_T} = 2.3 V_T \left(1 + \frac{C_d}{C_{ox}} \right) V/dec$$

Affinché il transistor si spenga riducendo il valore di V_{GS} al di sotto di V_T , il valore di S deve essere il più piccolo possibile, quindi la quantità C_d/C_{ox} deve essere minimizzata.

La difficoltà di scalare V_T diventa maggiore se si tiene conto della dipendenza dalla temperatura. Infatti la tensione di soglia esibisce un coefficiente di temperatura approssimativamente di -1 mV/K, che comporta una variazione di 50 mV nel range di temperature tipico delle applicazioni commerciali (0 °C – 50 °C).

Un interessante fenomeno osservato nei transistori a canale corto è la dipendenza della tensione di soglia dalla lunghezza del canale. Come mostrato in Fig. 5.11a, diversi transistori realizzati sullo stesso wafer ma con differenti lunghezze del canale sono caratterizzati da valori di V_T sempre più piccoli al diminuire di L . Tale fenomeno è noto come roll-down della tensione di soglia. Infatti le regioni di svuotamento associate alle giunzioni di S e D sporgono nell'area del canale causando la riduzione della carica immobile presente nel substrato, controllata dalla G. Pertanto parte di questa carica non è più rispecchiata dalla carica sulla G bensì dalla carica presente nelle aree di S e D. Di conseguenza la tensione di G necessaria per creare lo strato di inversione diminuisce. Purtroppo la lunghezza del canale non può essere controllata accuratamente durante la fabbricazione.

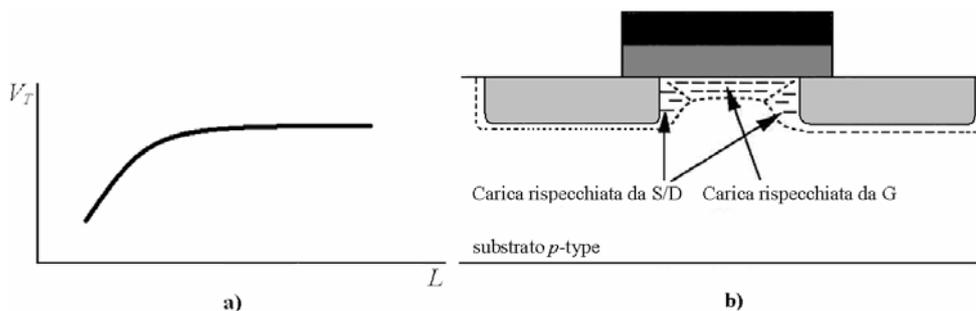


Fig. 5.11 – Dipendenza della tensione di soglia dalla lunghezza del canale (a). Condivisione della carica tra le regioni di svuotamento di S e D e la regione di svuotamento del canale (b). [2]

5.4.1.1 DIBL (Drain-Induced-Barrier-Lowering)

L'effetto DIBL (Drain-Induced Barrier Lowering) rappresenta uno dei più importanti effetti che possono verificarsi nei MOSFET a canale corto.

L'effetto di abbassamento della barriera si osserva in uno shift della tensione di soglia. Quando la tensione di G è al di sotto della tensione di soglia V_T , il B forma una barriera di potenziale che limita il flusso di elettroni da S a D. Se il D è vicino alla S, la tensione V_{DS} può influenzare la barriera di potenziale nelle vicinanze della S. Infatti, in regime di saturazione l'ampiezza della regione di svuotamento della giunzione di D è significativamente maggiore di quella relativa alla giunzione di S.

Per un MOSFET a canale lungo, la tensione di D può modificare la lunghezza effettiva del canale, senza alterare la forma della barriera. Tuttavia, quando la lunghezza del canale è abbastanza ridotta, aumentando la tensione V_{DS} si verifica una diminuzione dell'altezza della barriera. Infatti l'effetto della riduzione del canale porta all'avvicinamento delle regioni di svuotamento che si formano attorno alla S e al D. Il campo elettrico di D penetra nella regione della S causando una diminuzione dell'altezza della barriera in prossimità della S. In Fig. 5.12 è riportato il diagramma a bande di energia relativo alla superficie del B tra la S e D.

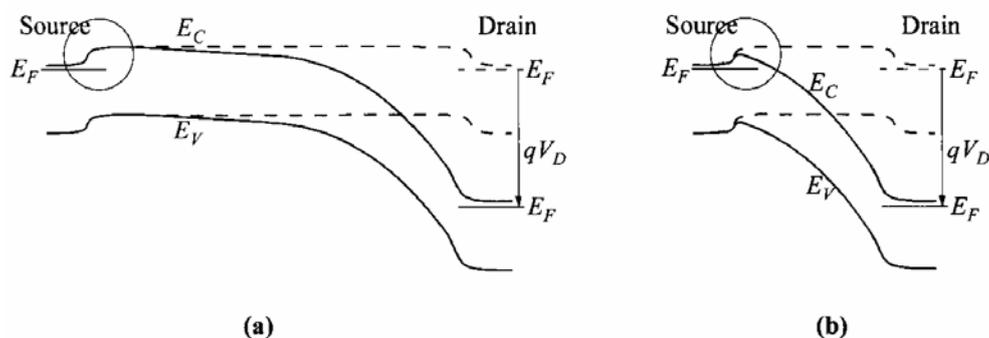


Fig. 5.12 – Diagramma a bande di energia della superficie del B tra S e D per un MOSFET a canale lungo (a) e a canale corto (b). Le linee sono tratteggiate per $V_{DS} = 0$, continue per $V_{DS} > 0$. [1]

L'abbassamento della barriera causa un'iniezione di portatori extra dalla S al canale e quindi un sostanziale aumento della corrente, visibile sia in regime di sottosoglia sia in regime di sovrasoglia. Risulta quindi che la corrente I_D non è solo controllata dalla tensione di G ma anche dalla tensione V_{DS} . Per questo motivo l'effetto DIBL porta alla variazione della tensione di soglia, che diminuisce all'aumentare della tensione di D. [3]

A tal proposito, un'espressione per la tensione di soglia può essere:

$$V_T = V_{T0} - \delta V_T (DIBL)$$

dove V_{T0} è la tensione a $V_{DS} = 0$ e $\delta V_T(DIBL)$ è la variazione della tensione di soglia che dipende linearmente dalla tensione di D.

Si definisce inoltre il parametro di DIBL R come il rapporto tra la variazione di tensione di soglia $\delta V_T(DIBL)$ e la variazione della tensione di D:

$$R = - \frac{\delta V_T(DIBL)}{\delta V_{DS}}$$

dove la tensione di soglia V_T è definita come la tensione di G per la quale la corrente di D vale 10^{-7} W/L A. [3]

In aggiunta all'effetto DIBL superficiale, si possono verificare altri due effetti di canale corto: l'effetto di polarizzazione positiva del B e l'effetto DIBL per le lacune. Le lacune generate vicino il D mediante ionizzazione per impatto si accumulano nel B polarizzandolo positivamente.

Ne consegue che la tensione di soglia viene ridotta anche per i valori più alti di L ($2 \mu\text{m}$). Fissata la tensione V_{DS} , la velocità di generazione delle lacune mediante ionizzazione per impatto aumenta al diminuire della lunghezza del canale. Quest'effetto è detto FBE (Floating Body Effect).

L'effetto DIBL per le lacune riduce gli effetti del FBE poichè consente alle lacune accumulate nel B di sormontare più facilmente la barriera e muoversi verso la S. Pertanto il numero di lacune che non superano la barriera diminuisce causando una minore riduzione della tensione di soglia. Al diminuire della lunghezza del canale, il potenziale sulla superficie del B aumenta, causando l'abbassamento della barriera per le lacune in prossimità della S.

In Fig. 5.13 vengono messi a confronto i diagrammi a bande di energia di un MOSFET a canale lungo e di un MOSFET a canale corto.

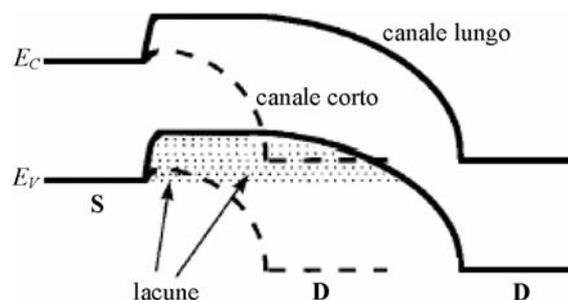


Fig. 5.13 – Confronto tra i diagrammi a bande della superficie del B tra un MOSFET a canale lungo e uno a canale corto. [3]

La Fig. 5.14 riassume i tre effetti appena descritti (DIBL superficiale, FBE e DIBL per le lacune). [3]

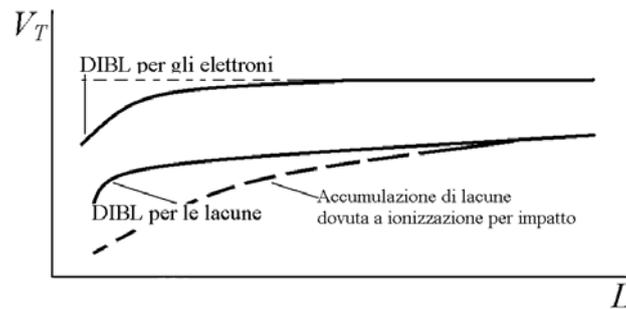


Fig. 5.14 – Dipendenza della tensione di soglia dalla lunghezza del canale. [3]

In Fig. 5.15 è mostrata la caratteristica di sottosoglia per varie lunghezze del canale. Il transistor con $L = 7 \mu\text{m}$ mostra un comportamento di canale lungo. Per $L = 3 \mu\text{m}$ c'è una significativa dipendenza della corrente da V_{DS} , con un corrispondente shift di V_T . Per $L = 1.5 \mu\text{m}$ invece il comportamento di canale lungo è totalmente scomparso.

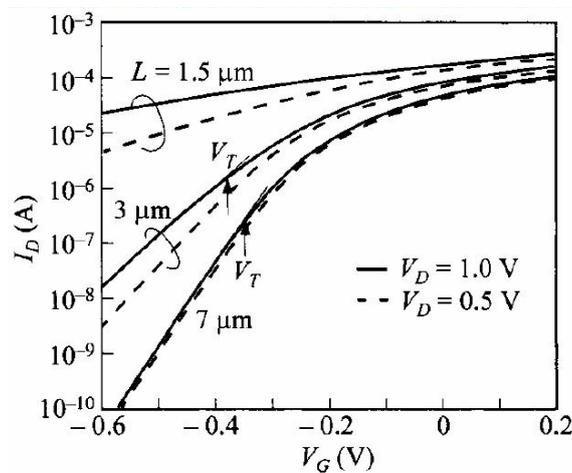


Fig. 5.15 – Caratteristica di sottosoglia per diverse lunghezze del canale. [1]

5.4.2 Degradazione della mobilità con campi verticali

Per grandi valori della tensione V_{GS} , l'elevato campo elettrico che si crea tra la G ed il canale confina i portatori di carica ad una regione ristretta, al di sotto dell'interfaccia ossido-semiconduttore, aumentando lo scattering dei portatori e diminuendo quindi la loro mobilità. Tale effetto riveste grande

importanza nei MOSFET a canale corto. Un'equazione empirica che quantifica quest'effetto è:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_0}{1 + \theta(V_{GS} - V_T)}$$

dove μ_0 denota la mobilità per piccoli valori del campo e θ è un parametro di fitting pari a $10^7/d_{ox} \text{ V}^{-1}$. Oltre alla riduzione della corrente massima e alla transconduttanza, la degradazione della mobilità devia la caratteristica I-V dal semplice andamento quadratico. [3]

5.4.3 Saturazione della velocità

La mobilità dei portatori dipende anche dal campo elettrico laterale nel canale, cominciando a diminuire sensibilmente per valori del campo prossimi a $1 \text{ V}/\mu\text{m}$. Quando i portatori sono accelerati dalla S al D, è possibile che essi raggiungano la velocità di saturazione v_{sat} solo in qualche punto o in tutti i punti del canale; nel secondo caso la corrente I_D è proporzionale alla tensione di overdrive e non dipende dalla lunghezza:

$$I_D = v_{sat} Q_d = v_{sat} W C_{ox} (V_{GS} - V_T)$$

Infatti, come mostrato in Fig. 5.16, nella caratteristica I_D - V_{DS} di un dispositivo con $L < 1 \mu\text{m}$ si può notare che ad incrementi uguali della tensione di overdrive corrispondono incrementi uguali di I_D .

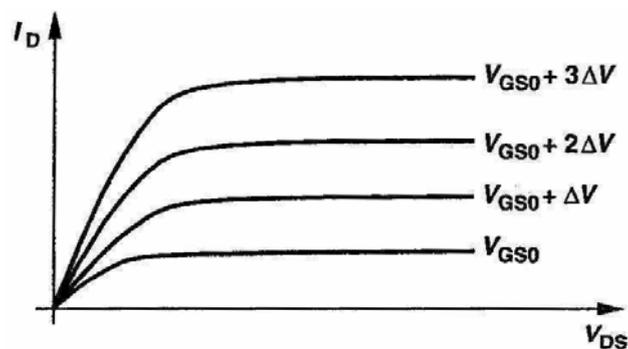


Fig. 5.16 – Effetto della saturazione della velocità dei portatori nella caratteristica I_D - V_{DS} . [2]

Un'importante conseguenza della saturazione della velocità dei portatori consiste nel fatto che all'aumentare di V_{GS} , la corrente I_D satura prima che avvenga il pinch-off. Inoltre dato che ad un incremento di V_{GS} corrisponde un piccolo incremento di I_D , la transconduttanza risulta essere più bassa di quella prevista dall'usuale andamento quadratico del MOSFET a canale lungo.

5.4.5 Effetti dei portatori caldi

Mentre la velocità media dei portatori satura ad alti valori del campo elettrico, la velocità istantanea e quindi l'energia cinetica dei portatori continua ad aumentare, specialmente se questi accelerano verso il D. Tali portatori sono detti "portatori caldi".

Nelle vicinanze del D, i portatori caldi possono impattare gli atomi di semiconduttore, e tramite ionizzazione per impatto, possono essere generate coppie elettrone-lacuna. Gli elettroni vengono assorbiti dal D e le lacune dal B generando una corrente di B.

Inoltre, se i portatori acquisiscono un'energia sufficientemente elevata, possono venire iniettati nell'ossido ed eventualmente giungere al terminale di G, dando vita anche ad una corrente di G. Lo scalamento delle tecnologie MOSFET provvede a minimizzare gli effetti dei portatori caldi che, insieme ad altri fenomeni di breakdown, portano ad un inevitabile riduzione della tensione di alimentazione. [2]

5.4.5 Dipendenza dell'impedenza di uscita dalla tensione di S-D

Utilizzando una sola costante λ nel modello che descrive la channel-length modulation, si è assunto che l'impedenza di uscita r_0 del MOSFET sia costante nella regione di saturazione. In realtà r_0 dipende da V_{DS} , infatti all'aumentare di V_{DS} il punto di pinch-off si muove verso la S e quindi l'ampiezza della regione di svuotamento attorno alla S aumenta più velocemente. Ne risulta che l'impedenza di uscita subisce un incremento.

In questo regime, un'espressione approssimata per r_0 è:

$$r_0 = \frac{2L}{1 - \Delta L/L} \frac{1}{I_D} \sqrt{\frac{qN_B}{2\epsilon_{si}} (V_{DS} - V_{DS,sat})}$$

dove $V_{DS,sat}$ è la tensione di D-S all'inizio del pinch-off.

Nei dispositivi a canale corto, all'aumentare di V_{DS} , l'effetto DIBL diventa significativo, riducendo la tensione di soglia V_T e aumentando la corrente I_D . A tensioni di D sufficientemente alte, la ionizzazione per impatto nelle vicinanze del D produce un'alta corrente che scorre dal D al B e che riduce l'impedenza di uscita. L'andamento totale di r_0 è mostrato in Fig. 5.17.

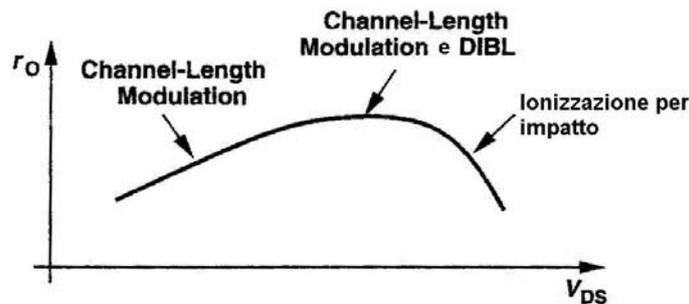


Fig. 5.17 – Dipendenza totale dell'impedenza di uscita dalla tensione di D-S. [2]

5.4.6 Punchthrough

Quando le ampiezze delle regioni di svuotamento di S e D rappresentano frazioni significative della lunghezza del canale, si verificano importanti effetti di canale corto. In particolare, nel caso estremo in cui la somma delle ampiezze delle due regioni di svuotamento si avvicina alla lunghezza del canale, è possibile che si presenti il cosiddetto punchthrough. Infatti, all'aumentare della tensione di D, la regione di svuotamento della giunzione del D si fonde gradualmente a quella della giunzione di S comportando una significativa perdita di corrente attraverso il substrato.

La tensione di D a cui si verifica il punchthrough può essere stimata dalla seguente espressione:

$$V_{pt} \approx \frac{qN_A(L - y_S)^2}{2\epsilon_S} - \phi_{BI}$$

dove y_s l'ampiezza della regione di svuotamento della giunzione di S, N_A la concentrazione del drogaggio del B.

In condizioni di punchthrough i portatori di maggioranza (elettroni in questo caso) possono essere iniettati nella regione di svuotamento e raccolti dal D. La corrente di D è prevalentemente formata dalla corrente a carica-spaziale limitata:

$$I_D \approx \frac{9\epsilon_s \mu_n A V_D^2}{8L^3}$$

dove μ_n la mobilità degli elettroni e del substrato e A l'area trasversale del cammino di punchthrough. La corrente limitata da carica-spaziale dipende da V_D^2 ed è parallela allo strato d'inversione.

In Fig. 5.18 è riportata la caratteristica di sottosoglia di un MOSFET a canale corto ($L = 0.23 \mu\text{m}$). Quando la tensione di D viene aumentata da 0.1 a 1V, l'effetto DIBL fa traslare la curva. Con un ulteriore aumento della tensione di D, la variazione della sottosoglia causata dal punchthrough è maggiore rispetto a quando vengono applicate basse tensioni di D. In tali condizioni, oltre a verificarsi un'elevata perdita di corrente, la G non può più spegnere completamente il transistor, perdendo il controllo della corrente di D.

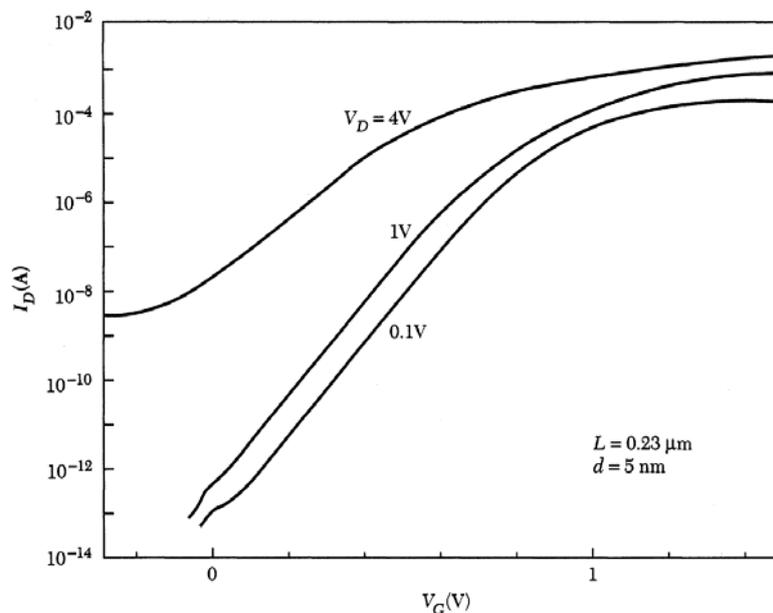


Fig. 5.18 – Caratteristica I_D - V_G di un MOSFET a canale n per tre valori della lunghezza del canale. [1]

5.5 Risultati sperimentali

In questo capitolo vengono riportate alcune misure effettuate su una struttura di test su un wafer di silicio contenente MOS con canale di diversa lunghezza, che mostrano gli effetti di DIBL e di punchthrough in transistor NMOS submicrometrici.

5.5.1 Caratteristiche $I_D - V_{DS}$ di un NMOS con lunghezza del canale variabile

In questo paragrafo vengono mostrate le caratteristiche $I_D - V_{DS}$ misurate su tre transistor NMOS con lunghezza del canale variabile ($L = 0.25, 0.18$ e $0.13 \mu\text{m}$), ampiezza $W = 0.15 \mu\text{m}$ e spessore dell'ossido $d_{ox} = 7 \text{ nm}$.

I tre grafici sono stati ottenuti per valori della tensione di G compresi tra -2 V e $+2 \text{ V}$, con passo di 0.5 V .

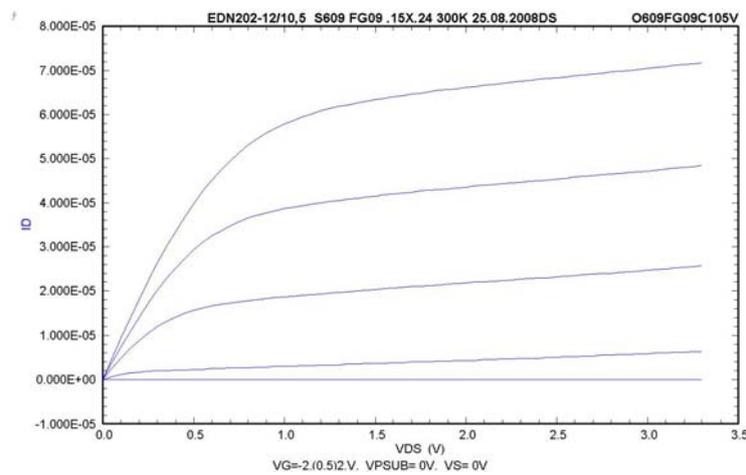


Fig. 5.19 – Caratteristica $I_D - V_{DS}$ di un transistor NMOS con $L = 0.25 \mu\text{m}$.

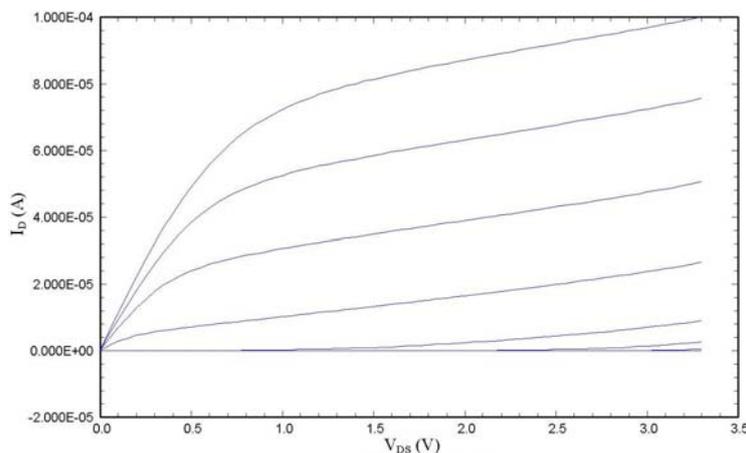


Fig. 5.20 – Caratteristica $I_D - V_{DS}$ di un transistor NMOS con $L = 0.18 \mu\text{m}$.

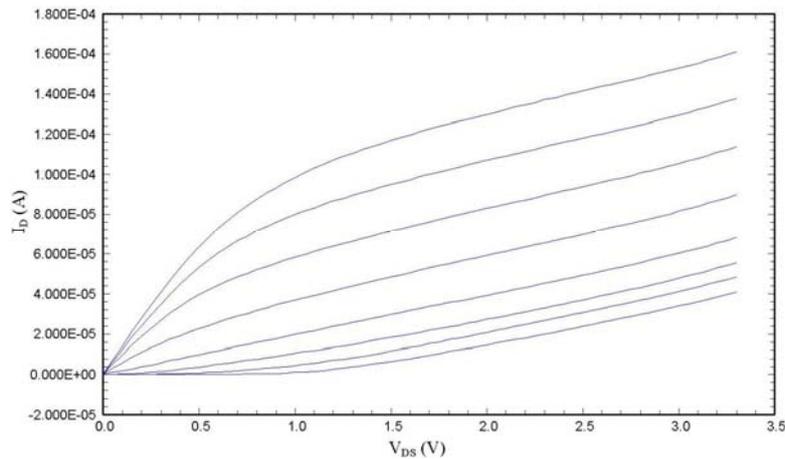


Fig. 5.21 – Caratteristica I_D - V_{DS} di un transistor NMOS con $L = 0.13 \mu\text{m}$.

È evidente come, nella regione di saturazione, la pendenza della caratteristica I_D - V_{DS} aumenta al diminuire della lunghezza del canale. Questo fenomeno dimostra l'aumento dell'impedenza di uscita al diminuire della lunghezza del canale, di cui si è parlato.

Inoltre le curve I_D - V_{DS} mostrano che per valori di V_{DS} superiori a 0.5 V il transistor non è spento anche per valori di $V_{GS} = -2\text{V}$ (essendo un transistor NMOS, la V_T dovrebbe avere un valore positivo). Questo effetto è ascrivibile ad un effetto di punchthrough.

5.5.2 Caratteristiche I_D - V_G di un NMOS con lunghezza del canale variabile

In questo paragrafo vengono mostrate le caratteristiche I_D - V_G misurate sugli stessi transistor relativi alle precedenti caratteristiche I_D - V_{DS} .

I tre grafici nelle Fig. 5.22, 5.23 e 5.24 sono stati ottenuti per due valori della tensione di D ($V_{DS} = 0.1$ e 3.3 V). La prima è la tensione convenzionalmente usata per misurare V_T in modo da ridurre gli effetti DIBL, la seconda è la tensione di alimentazione del chip a cui si intende usare i transistor studiati.

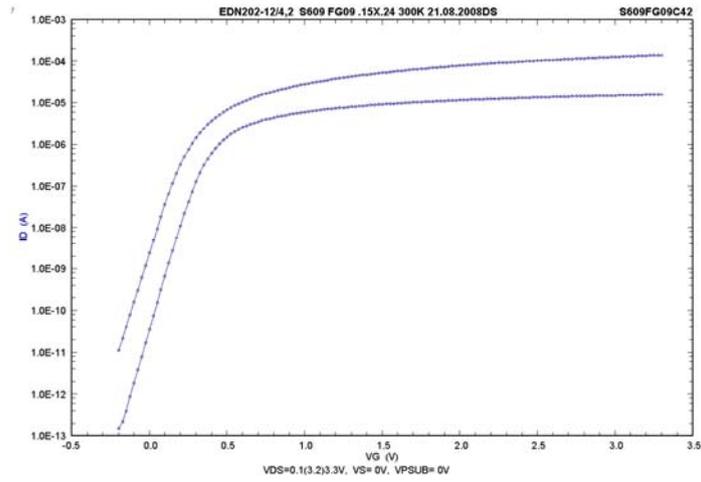


Fig. 5.22 – Caratteristica I_D - V_G di un transistor NMOS con $L = 0.25 \mu\text{m}$.

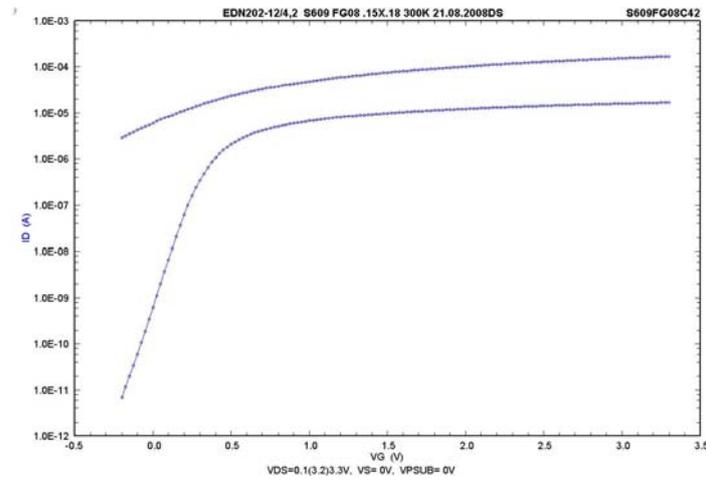


Fig. 5.23 – Caratteristica I_D - V_G di un transistor NMOS con $L = 0.18 \mu\text{m}$.

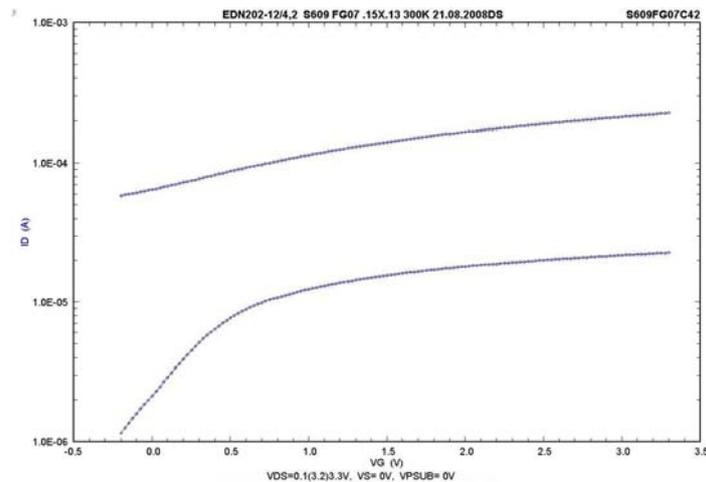


Fig. 5.24 – Caratteristica I_D - V_G di un transistor NMOS con $L = 0.13 \mu\text{m}$.

In tutti i casi, la caratteristica per $V_{DS} = 3.3 \text{ V}$ è tralata verso valori inferiori di V_{GS} rispetto alla caratteristica ottenuta per $V_{DS} = 0.1 \text{ V}$.

Nella caratteristica relativa al transistor con $L = 0.13 \mu\text{m}$, con $V_{DS} = 3.3 \text{ V}$, si nota come, diminuendo la tensione di soglia, non si verifica alcuna diminuzione della corrente: il dispositivo non riesce più a spegnersi; con $V_{DS} = 0.1 \text{ V}$, la corrente è ridotta solo di un ordine di grandezza, con un valore tale da far considerare il transistor ancora in conduzione.

Nello stesso grafico si nota, inoltre, che la dipendenza dell'effetto da V_{DS} è più accentuata rispetto alle altre lunghezze del canale. I fenomeni appena descritti sono dovuti all'effetto di DIBL, che comporta la riduzione della tensione di soglia, e al punchthrough.

Per verificare se adeguando le tensioni di funzionamento, i transistor di dimensione minore possono ancora essere utilizzati, sono state rimisurate le caratteristiche I_D - V_G per valori di V_G più negativi.

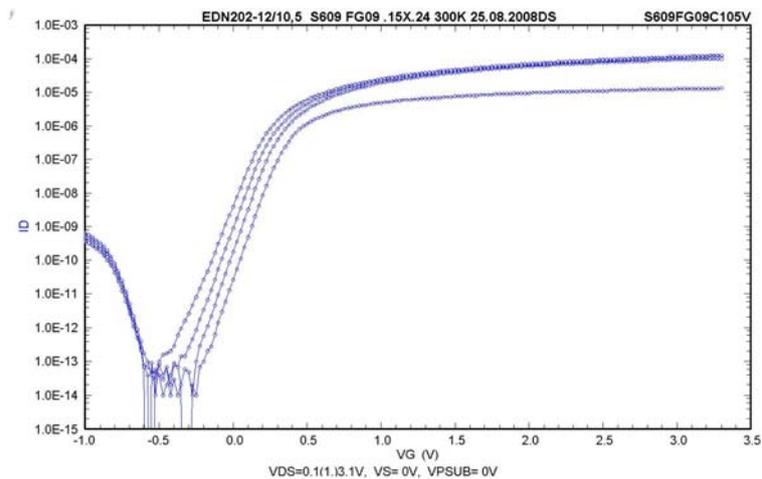


Fig. 5.25 – Caratteristica I_D - V_G di un transistor NMOS con $L = 0.25 \mu\text{m}$.

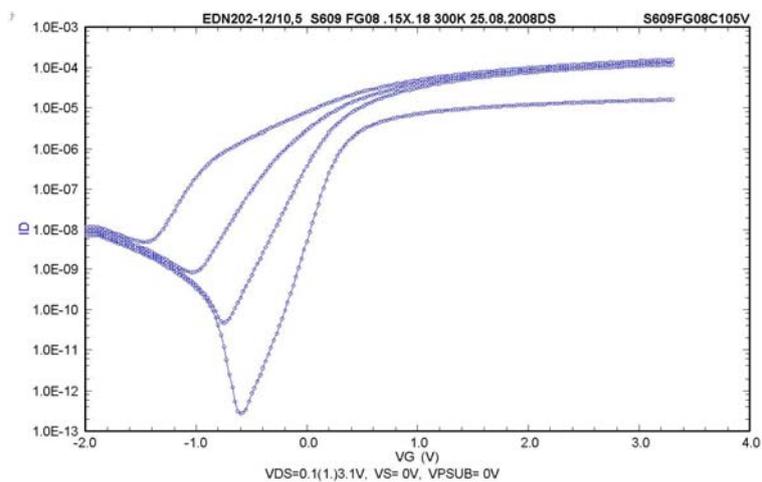


Fig. 5.26 – Caratteristica I_D - V_G di un transistor NMOS con $L = 0.18 \mu\text{m}$.

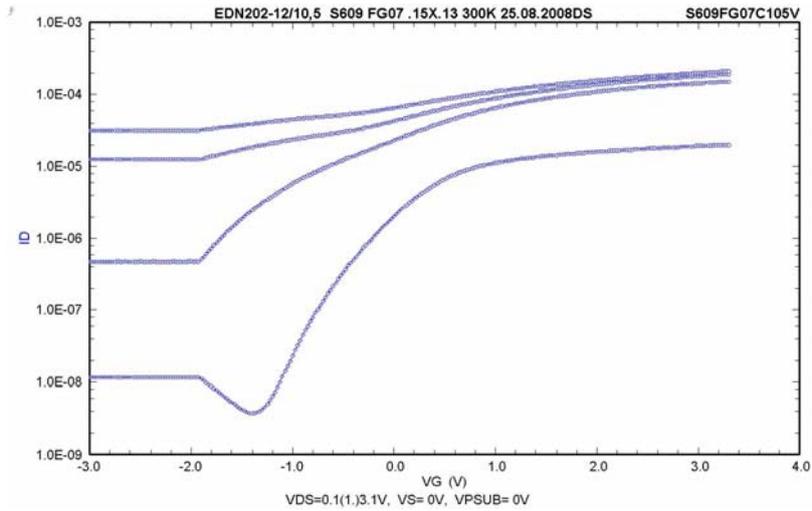


Fig. 5.27 – Caratteristica I_D - V_G di un transistor NMOS con $L = 0.13 \mu\text{m}$.

I tre grafici sono stati ottenuti per quattro valori della tensione di D ($V_{DS} = 0.1, 1.1, 2.1$ e 3.3 V). Il transistor con $L = 0.13 \mu\text{m}$, non riesce ad avere una corrente di sottosoglia inferiore al nA, quindi presenta degli effetti di canale corto troppo pronunciati per essere usato in un circuito. I transistor con $L = 0.18 \mu\text{m}$ possono essere utilizzati con $V_{DS} < 1.5$ V; quelli con $L = 0.25 \mu\text{m}$ non presentano problemi.

In Fig. 5.28 è riportato un grafico che mostra l'andamento della tensione di soglia V_T in funzione della tensione di D V_{DS} .

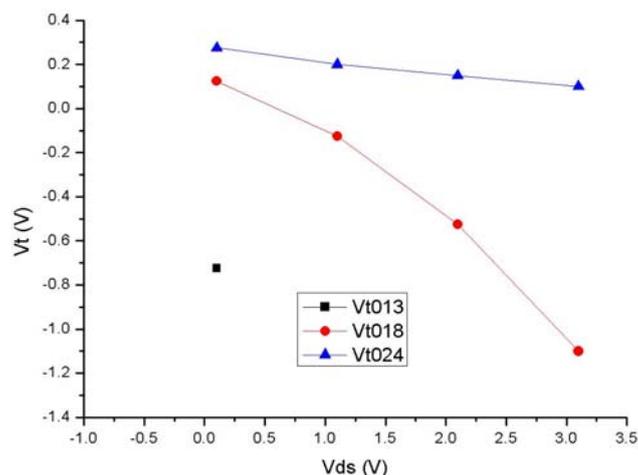


Fig. 5.28 – Andamento della tensione di soglia in funzione della tensione di D.

La tensione di soglia è definita per convenzione internazionale come la tensione di G per la quale si ha la corrente di D $I_{DS} = 100 W/L$ nA, dove L e W sono rispettivamente la lunghezza e la larghezza del canale (in tutti i casi $W = 0.15 \mu\text{m}$).

La V_T diminuisce con la lunghezza del canale (effetto di roll-down) e con V_{DS} (effetto DIBL).

Per $L = 0.13 \mu\text{m}$ e $V_{DS} > 0.1 \text{ V}$ non è possibile determinare la V_T , poichè il transistor è in punchthrough e non riesce a spegnersi dal momento che la G perde il controllo del canale; pertanto nel grafico compare solo un punto sperimentale, relativo a $V_{DS} = 0.1 \text{ V}$.

All'effetto di punchthrough si può ovviare con un'impiantazione ionica intorno alla parte bassa della S o del D, detta HALO. Tale impiantazione ha lo scopo di ridurre le perdite di corrente massimizzando la corrente nella zona lineare e nella zona di saturazione. D'altra parte un'impiantazione eccessiva favorisce la ionizzazione per impatto e quindi gli effetti dei portatori caldi. Recentemente sono state introdotte strutture con impiantazione HALO asimmetrica per migliorare il controllo della tensione di soglia e consentire di raggiungere correnti più alte.

In Fig. 5.29 è mostrata la sezione schematica di un NMOS in cui è stata praticata la HALO. [3]

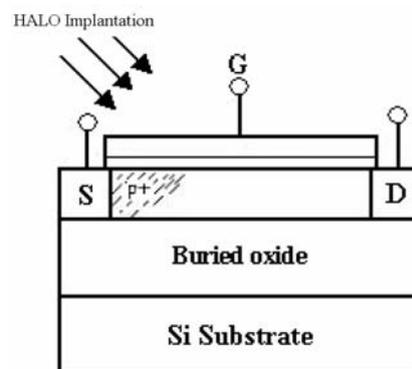


Fig. 5.29 – Sezione trasversale di un NMOS in cui è stata praticata la HALO. [3]

Bibliografia

- [1] S.M.Sze, *Dispositivi a Semiconduttore*, (3rd Edition), Ulrico Hoepli Milano (1981).

- [2] B Razavi, *Design of Analog CMOS Integrated Circuits* McGraw-Hill, 9 (2001).

- [3] A.Chaudhry, *Analytical Modeling and Simulation of Short-Channel Effects in a fully depleted dual-material gate, (DMG) SOI MOSFET* (2001).

- [4] disponibile su: www.stanford.edu/class/ee316/MOSFET_Handout5.pdf

- [5] disponibile su: www.erc.kmitl.ac.th/Publication