

Dispositivi Elettronici Integrati - teoria

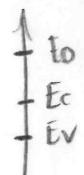
(1)

Riciami teoria dei semiconduttori

La conduzione si ha perché i materiali conduttori i cui atomi si dispongono secondo una struttura cristallina: una struttura "periodica" nello spazio. Dalla meccanica quantistica, si vede che i portatori son di 2 tipi: lacune (+) e elettroni (-). Si introduce il concetto di massa efficace per potersi ricondurre a un modello classico.

Si è interessati a uno studio dei semiconduttori secondo la teoria delle bande: per aver conduzione, si devono avere < "buchi" (lacune) in banda di valenza elettroni in banda di conduzione.

Una nota: i "posti disponibili" per lacune/elettroni seguono una funzione di distribuzione (Fermi-Dirac): a seconda del livello energetico che si considera, si han diverse probabilità, diversi "posti disponibili". Ciò che si usa fare è uno studio basato sui "diagrammi a bande"; vediamo cosa sono.



Ricordare: E_c , E_v , $E_g = E_c - E_v$
In banda di valenza gli elettroni non sono dei portatori, dal momento che, in questo contesto, essi formano un legame covalente; in banda di conduzione, essi non partecipano ad alcun legame, dunque sono liberi di muoversi, come in un metallo; per esser in banda di conduzione devono essere "spaiati", ossia avere un'energia superiore a E_c .

Si ha anche dipendenza dalla temperatura: maggiore è T più elettroni van oltre E_c (e si formano lacune sotto E_v). Se troppi elettroni "saltano" oltre E_c , si spezzano troppi legami covalenti, che sono quelli che costituiscono la matrice, e il solido.

Electronvolt (eV): energia di un elettrone sottoposto a una differenza di

potenziale di 1 V: $1,6 \times 10^{-19}$ J al fine di aggiungere livelli intermedi otti-

Drogare: inserire impurità INTENZIONALI, al fine di aggiungere livelli intermedi otti-

a ridurre il gap di energia, per aumentare le lacune in B.V. o gli elettroni

in B.C. con temperature basse (100 K). La struttura della

materia non è troppo alterata (anche se a volte non va bene).

e si aggiungono portatori. Drogaggi "n" (con atomi II gruppo) o "p" (III)

superficiali: prossimi a E_c (n) o a E_v (droggio p).

deep: prossimi al centro della banda proibita.

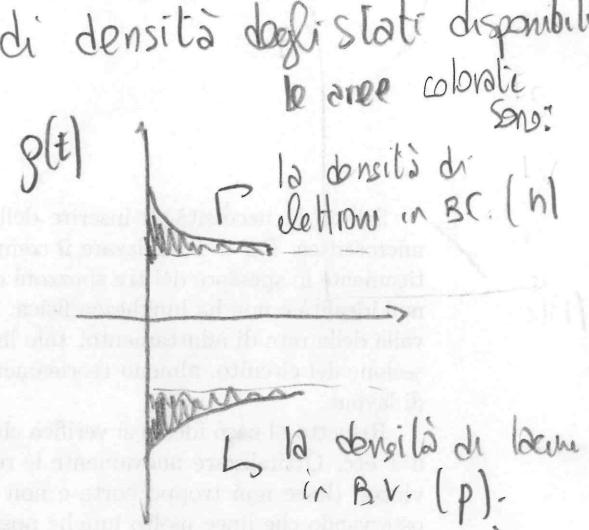
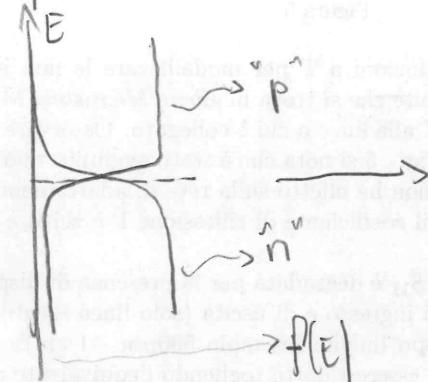
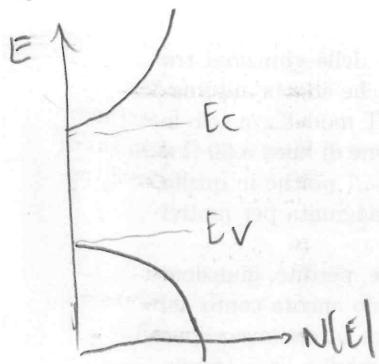
Equilibrio termodinamico

Condizione per cui non si ha scambio di energia con l'esterno: no riscaldamento, irradiazione, e così via.

↳ Il fatto che non si abbiano scambi di energia, porta a non avere nemmeno corrente totale nel materiale; questo non significa che all'interno non vi siano correnti, bensì che la somma di tutti i flussi è nulla (la risultante).

Per la condizione di eq. termodinamico, è possibile calcolare le densità volumiche di portatori liberi: "n" e "p". Esse sono l'integrale delle densità g_n o g_p funzioni dei livelli energetici: densità energetiche di portatori. Da qui si possono dimostrare le varie cose (vedi dim.)

Graphicamente, servono 2 elementi: la funzione di densità degli stati disponibili e la funzione di occupazione:



Una nota: il numero degli stati è indipendente dal drogaggio; esso sarà variabile dipendente per $f(E)$, ossia per la funzione di occupazione, dentro E_F : E_F è il livello energetico per cui la probabilità di occupazione è pari a $\frac{1}{2}$. Si tratta del punto in cui si ha il "gradino" sulla Fermi-Dirac; @ Φ_K è il massimo livello energetico, @ Φ_K , acquisibile da un elettrone (essenze sopra Φ_K la probabilità nulla). Drogando, vedremo che E_F cambia, ma quindi cambia la posizione del "salto" (per quanto, a temperature elevate la transizione si addolcisca: " \downarrow " diventa " \downarrow "). Spostando E_F , si aumenta o riduce l'area sotto le curve "prodotto", e dunque "n" e/o "p".

Legge dell'azione di massa

Per un semiconduttore NON DEGENERE ($E_V \neq E_F \neq E_C$), all'EQUILIBRIO TERMODINAMICO si ha:

$$n p = n_i^2 \quad (\text{nel silicio, } n_i = 1,45 \cdot 10^{10})$$

(3)

Dato un semiconduttore intrinseco (non drogato), le cariche libere nascono da 2 meccanismi: la generazione (termica, ottica e altro) e la ricombinazione. La generazione può esser dovuta all'impatto con fotoni ($\hbar\omega$), o alla presenza di temperatura elevata, o altro. All'eq. termodinamico, si ha tanta gen. quanta ric., e di qui si ottiene " n ": la concentrazione di portatori liberi. Si ha dipendenza da T più che esponenziale.

Si dimostra (dim.) che il livello di Fermi per un materiale intrinseco,

E_{F1} è al centro della banda proibita.

↳ Da qui, si posson ricavare le eq. di Shockley (partendo dalla Boltzmann). Esse permettono di vedere, ancora una volta, E_F (o E_{F1}) come un "baricentro" delle cariche: più E_F è diverso da E_{F1} , più portatori liberi avranno in una delle due bande.

Volendo proporre problemi a partire da qui, serve altro: abbiamo le eq. di Shockley, ma esse sono 2 eq. in 3 incognite. Un esempio di problema è quello del campione omogeneo: imponendo, oltre alla validità delle eq. di Shockley, la NEUTRALITÀ LOCALE, ossia

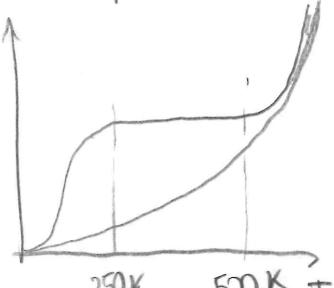
$$n + N_A^- = p + N_D^+$$

Si ha tutto: facendo calcoli si posson ricavare n , p , E_F . Già che si può vedere è che (applicando l'azione di massa) si han 3 regimi di funzionamento: congelamento, estrinseco, intrinseco.

Nel primo, l'energia termica è troppo bassa per far liberare tutti gli atomi dei livelli segnali artificialmente; nel secondo, si ha il funzionamento "normale"; nel terzo, si ha un tal flusso di gen/ric termica da rendere ininfluente il contributo del drogante.

Nel caso di semiconduttore NON DEGENERATE si può trovare una soluzione in forma chiusa (dim.).

Dalle eq. di Boltzmann (vedi dim.) è possibile, a partire dal droggaggio, stimare la "posizione energetica" del livello di Fermi.



(4)

Modello matematico dei semiconduttori

Finora, abbiamo parlato di equilibrio termodinamico; i dispositivi si usano fuori dalla condizione di eq. termodinamico.

→ Ci servono mezzi per studiare i dispositivi fuori equilibrio, ossia in presenza di campi elettrici. I campi E agiscono sulle cariche libere, le muovono, e provocano corrente, intesa come flusso di cariche.

A livello microscopico siamo interessati sia al moto termico, sia all'azionamento da E ; in pratica studieremo solo la presenza di campi elettrici. Si ha che:

$$\begin{cases} v_n = -\mu_n E & \text{se } \mu_n, \mu_p > 0 \\ v_p = \mu_p E & \end{cases}$$

Le μ sono coefficienti che quantificano la "mobilità" dei portatori: più sono alti, più si muovono. Più si muovono, maggiore è la "frequenza di funzionamento", collegata alla velocità con cui i portatori si muovono: se v_i è alta, si possono elaborare segnali più rapidi.

Aumentando E , dopo un po' v_n e v_p smettono di crescere o addirittura si abbassano, a causa degli "urti" (foroni), o delle impurità presenti nel materiale (da qui il fatto che non sempre si può drogare: campi elevati \rightarrow frequenze elevate spesso non vanno d'accordo col drogare).

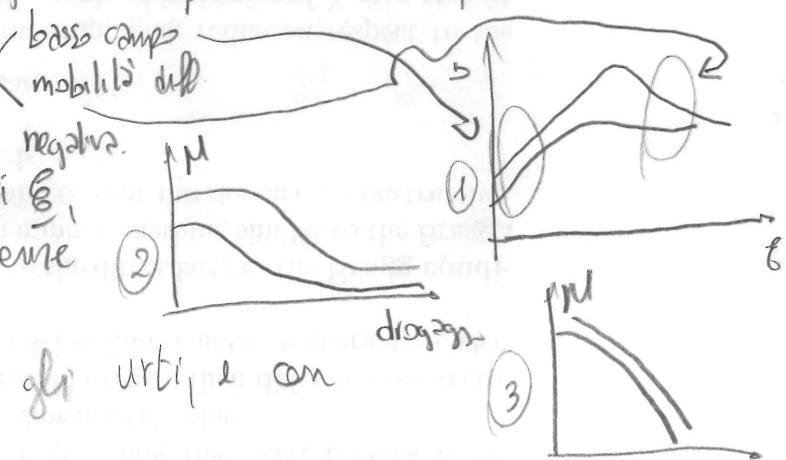
→ ridurre le tensioni induce i campi E , dunque permette di lavorare a frequenze più alte.

All'aumentare della T , aumentano gli urti, e con essi μ decresce.

Legge di Ohm: essa è una legge statica: non tiene conto dei fenomeni di variazione della velocità. La resistività diminuisce al crescere del drogaggio: $R \propto \frac{1}{q n \mu_n}$, μ_n aumenta, n "aumenta".

I semiconduttori per noi saranno "fuori equilibrio" soprattutto a causa della presenza di campi E , le correnti possono esser provocate da:

- diffusione
- trascinamento
- correnti di spostamento
- generazione e ricombinazione



Diffusione

Una delle cause della presenza di corrente è data dalla formazione di gradienti di carica. Ciò è riconducibile alla presenza di molte particelle di gas in uno spazio confinato: esse tendono a distribuirsi in maniera omogenea. Si ha: $J_{\text{ndiff}} = q D_n \frac{\partial n}{\partial x}$; $J_{\text{pdif}} = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x}$. Vedi Ghiano

dove:
 $D_n = \mu_n V_T$; $V_t = \frac{k_B T}{q} \approx 26 \text{ mV}$
 $D_p = \mu_p V_T$; $\mu_p \approx \mu_n$

PER IL NPN PNP DR26

per relazione di segno.

Drift: si può semplicemente usare la legge di Ohm microscopica

↳ Modello di drift-diffusion: $J = J_{\text{ndif}} + J_{\text{pdif}}$.

- Spesso si usa l'ipotesi di QUASI-NEUTRALITÀ: $n \approx p$ quasi sempre e quasi ovunque.

- Basso livello di iniezione: $n_n^i, p_n^i \ll N_D$; solo p_n^i va a modificare i portatori.

Cosa "inietta"? I meccanismi di iniezione possono (ci sono controsensi, come il BJT) essere per esempio generativi (fotorivelatori!).

Meccanismi di gen/ric: diretti (transizioni a gap diretto) o indiretti.

$V_n \approx R_n \cdot G_n \approx \frac{n \cdot n_0}{\tau_n}$; $V_p \approx R_p \cdot G_p \approx \frac{p \cdot p_0}{\tau_p}$ τ : tempo di vita medio.
 (approssimazione poco accettabile).

ALTRI NOTE

Modello matematico

Le incognite del modello, derivante dal modello drift-diffusion unito alle equazioni di continuità (vedi dim.) ha 3 incognite; una 3^a equazione è quella che lega campo carica e potenziale: l'equazione di Poisson:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{g}{\epsilon} \quad \text{dove } g = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \psi \text{ "potenziale". } g = q(p - n + N_D^+ - N_A^-)$$

densità di carica netta positiva.

Riassumendo il modello matematico è: (date, come approssimazioni) (6)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} = \mu_n \frac{\partial(n\phi)}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n'}{Z_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\mu_p \frac{\partial(p\phi)}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p'}{Z_p} \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon} (p-n+N_n^+ - N_n^-) \end{array} \right.$$

- Campo basso (e dunque μ costante)
- Uso del modello di Einstein di diffusione
- Approssimazione di tempo di vita molto grande
- Ipotesi di completa ionizzazione.

Applicando ulteriori condizioni, è possibile semplificare il modello.

Vediamo alcune di queste ipotesi:

- Quasi-neutralità: $\phi = \psi$, ma dunque $\phi = \phi$; si ha:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} = -D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n'}{Z_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = +D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p'}{Z_p} \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} \text{si noti che la condizione } \phi = \psi \text{ è ok, ma} \\ \phi = \phi \text{ no: se vi fosse presenza di un} \\ \text{elevato numero di maggioranti, anche un} \\ \text{debotissimo } \phi \text{ provocherebbe corrente.} \end{array} \right.$$

Ciò può essere utile per studiare le regioni di semiconduttore in equilibrio termodinamico.

- Regime stazionario: derivate in ∂t nulle.

La giunzione metallo-semiconduttore

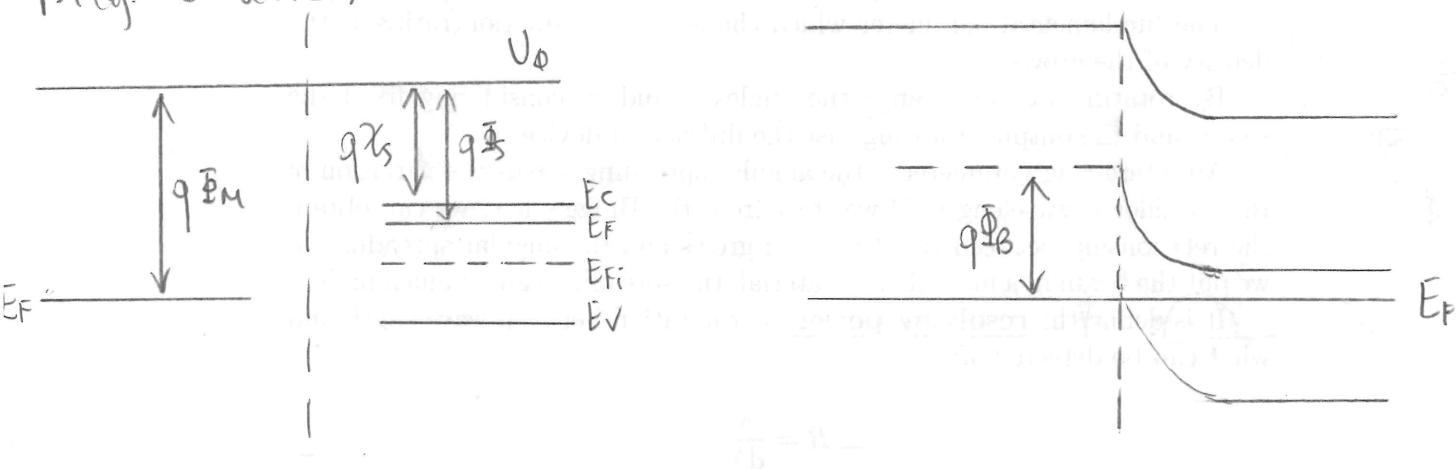
(7)

È un dispositivo formato dall'unione di un semiconduttore droghato e di un metallo. Essa può avere due comportamenti:

ohmico (contatti resistivi, $R \approx 0$)

zaddrizzante (tipo "diode")

Diag. a bande:



A seconda del segno di $q\Phi_M - q\Phi_S$, si dovrà avere, per avere la condizione di eq. termodynamico, uno scambio di elettroni. A seconda di ciò, lo scambio sarà da S o da M verso M o S.

$$q\Phi_S = q\chi_S + E_C - E_F = \dots \quad (\text{vedi dim.})$$

si hanno:

- il potenziale di contatto:

$$qV_{bi} = q\Phi_M - q\Phi_S ;$$

- la barriera per gli elettroni:

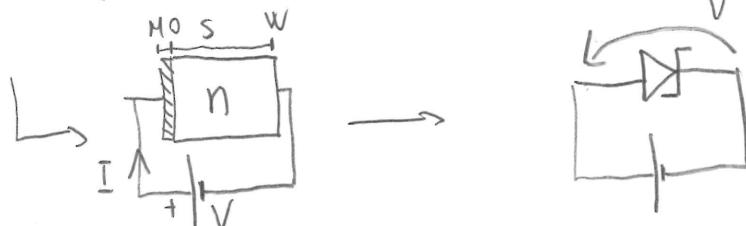
$$q\Phi_B = q\Phi_M - q\chi_S \rightarrow \text{nota: questa barriera, fissati il metallo e il semiconduttore (Si), è costante.}$$

< regione svuotata: vedi dim. >

Giunzione fuori equilibrio

Si parli ora della giunzione polarizzata; ciò che si fa di solito è:
 nel caso di semiconduttore n, il "+" va al metallo

nel caso di semiconduttore p, il "+" va al semiconduttore.



Il semiconduttore ha una regione neutra e una di accumulo/svuotamento; nella regione neutra si avrà un comportamento RESISTIVO, ma per ora lo trascuriamo. Questo significa supporre che V cade interamente sulla giunzione, sulla regione NON neutra. La corrente è data da 2 flussi:

de M a S, effetto termoionico;

da S a M, analisi classica.

Interessiamoci all'effetto termoionico; sappiamo che gli elettroni si distribuiscono secondo la Fermi-Dirac, e che essa ha una "coda" sempre più grossa, per temperature sempre più alte; si segue l'equazione di Richardson:

$$J_{th} = A_0 T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{k_B T}\right) \rightarrow \text{dipende da } q\Phi_B$$

$$A_0 = 120 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$$

Data la convenzione prima proposta:

se $V < \Phi_B$, aumenta la barriera di potenziale (pol. inversa) } si noti che $q\Phi_B$
 se $V > \Phi_B$, si riduce la barriera. } è independente
 → $q\Phi_B$ è costante, e si varia solo l'altro: $qV_{bi} \mp V$ } da V , poiché
 dipende da $q\Phi_B$ e qV_{bi} .

L'analisi quantitativa della caratteristica statica si effettua ipotizzando di avere un basso regime di iniezione; I_{th} non è funzione di V ; I_{th} è la corrente "importante". (vedi dim.)

Teoria di Schottky

Vogliamo ora capire quando la giunzione MS è raddrizzante o ohmico.

Per essere raddrizzante, si deve poter avere una situazione per cui i portatori possano essere bloccati; ciò dipende da $q\Phi_B$.

Riassumendo: se ho una $q\Phi_B$, allora ho raddrizzamento. Dunque:

$\left\{ \begin{array}{l} \text{nel caso di} \\ \text{semi conduttori} \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{tipi n, raddrizzo per } q\Phi_M > q\Phi_S \\ \text{tipi p, raddrizzo per } q\Phi_N < q\Phi_S \end{array}$

Nel caso opposto, il comportamento è ohmico.

Alternativa al contatto ohmico è il contatto tunnel, ottenibile con barriere molto sottili, aumentando il dragaggio.

Capacità e circuito equivalente

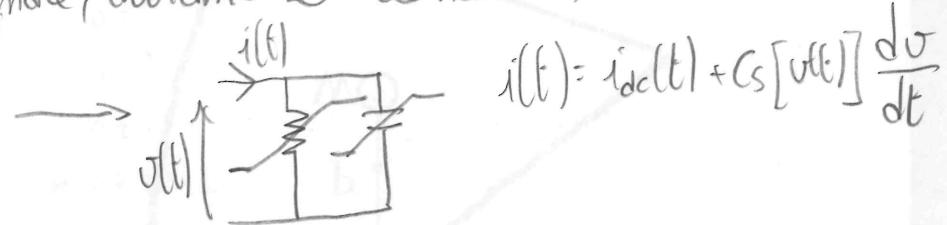
Le giunzioni MS ovviamente non rispondono istantaneamente nel tempo a un segnale, dunque han elementi reattivi parassiti; questo perché ci sono elementi che accumulano carica.

(Vedi dim.)

Modelli

Nel modello di ampio segnale, abbiamo 2 elementi:

$\left\{ \begin{array}{l} \text{la risposta istantanea} \\ \text{il "ritardo"} \end{array} \right.$



Ciò si può linearizzare, per ricavare il modello di piccolo segnale:

$$\left. \begin{array}{l} U(t) = V_0 + U_{ss}(t) \\ i(t) = I_0 + i_{ss}(t) \end{array} \right. \rightarrow \text{trovo } g_{ds} \text{ e } C_{ss}$$

(parametri di piccolo segnale)



Questa
è la
risposta
istantanea
per piccoli
segnali.

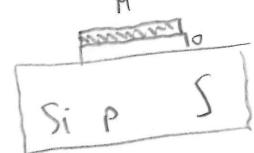
Sistemi MOS

MOS sta per "Metallo Ossido Semiconduttore". L'obiettivo è quello di ottenere l'effetto transistor: controllare l'intensità di una corrente mediante una quantità elettrica.

(10)

Note:

- I_G statica è 0, perché c'è lo strato di ossido che blocca la DC.
- i_D corrente di uscita, si modula con V_{GS} e V_{DS} . V_{GS} regola il numero di portatori nel canale, V_{DS} li "muove".
- H può essere un polisilicio da piano, molto drogato.
- O è SiO₂, anche se dato il forte effetto tunnel, si cerca di combinarlo.
- S, il "bulk", è uno strato semiconduttivo drogato. Ciò differenzia il MOS da un semplice condensatore: la regione di svuotamento in esso presente è la "chiave" del funzionamento del sistema.



Rispetto alla giunzione HS, ora NON si verifica un problema: l'ossido blocca la corrente, dunque non vi è, di fatto, iniezione di portatori al bulk; si avrà tuttavia, come si può evincere dal diagramma a bande (all'equilibrio e fuori equilibrio), una regione di svuotamento, ma, in determinati casi fuori equilibrio, anche una regione di accumulo.

L'ossido impedisce gli scambi di portatori; ciò che permetterà il raggiungimento dell'equilibrio sarà il prevalere del meccanismo di ricombinazione su quello di generazione termica.

A seconda poi della tensione che si applica, quando si porta il sistema MOS fuori equilibrio, si possono ottenere diverse cose: un valore di tensione interessante è la cosiddetta "tensione di banda piatta":

$$V_{FB} = \Phi_N - \Phi_S$$

Questo è il valore di tensione che, se applicato tra G e S, comporta un diagramma a bande PIATTO.

$$\hookrightarrow E_0(+\infty) - E_0(-\infty) = q(V_{AB} - V_{FB})$$

Può capitare, per problemi tecnologici o per scelta di progetto, di avere cariche fisse accumulate nell'ossido. Il loro effetto è quello di provocare una ΔV_{FB} , dal momento che la carica fissa nel silicio a V_{FB} deve essere nulla: dato una Q_0 concentrata in un punto, V_{FB} si avrà quando nel semiconduttore la carica sarà $-Q_0$.

La carica, oltre a essere in un punto, può essere distribuita:

$$g(y) = g_0(y) + Q_{int} \delta(y - t_{ox})$$

Per determinare V_{FB} si deve ricordare che ciò che stiamo facendo è basato sullo studio dell'elettrostatica del problema, a sua volta basato sull'equazione di Poisson; essa è lineare. Si consideri ciò:

$$d(DV_{FB}) = \frac{L}{\epsilon_{ox}} g(y) dy \Rightarrow DV_{FB} = \int \left[\frac{L}{\epsilon_{ox}} g(y) \right] dy$$

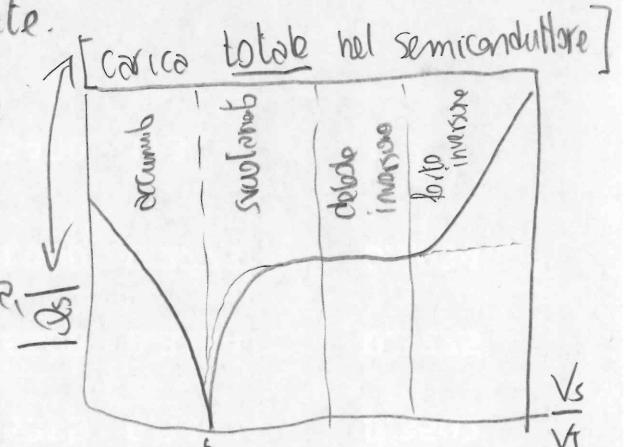
Ciò si usa anche "volontariamente", per modificare la tensione di fondo piatta edunque, indirettamente, la "tensione di soglia",
3 regioni di funzionamento:

- $V_{GB} < V_{FB}$: accumulo di lacune;
- $V_{GB} = V_{FB}$: svuotamento di lacune;
- $V_{GB} > V_{FB}$: inversione

Le regione di inversione è la più interessante, poiché il funzionamento principale del MOSFET è basato su di essa. È la regione di funzionamento in cui si formano i portatori di carica utili per la corrente.

Molto interessante è l'andamento della carica presente nel semiconduttore al variare della regione di funzionamento.

- Per tensioni $V_{GB} \ll V_{FB}$ si accumula molta carica, che poi tende a 0 all'aumentare di V_{GB}
- Di qui, aumentando $V_{GB} > V_{FB}$, si passa alla regione di svuotamento, dove la carica aumenta poco;
- Dopo che $V_s = 2 \cdot \phi_p$, si passa alla forte inversione: si ha una crescita violenta del numero dei portatori, non più lacune ma elettroni. L'andamento tratteggiato è quello meno realistico; il discostimento in ϕ deriva dal fatto che, per $V_s \approx \phi$, CADE L'IPOTESI DI COMPLETO SVUOTAMENTO.



Si noti che tutto ciò è carica totale; vanno (vedi dim.) separati e ben distinti i contributi di carica di inversione e carica al bulk.

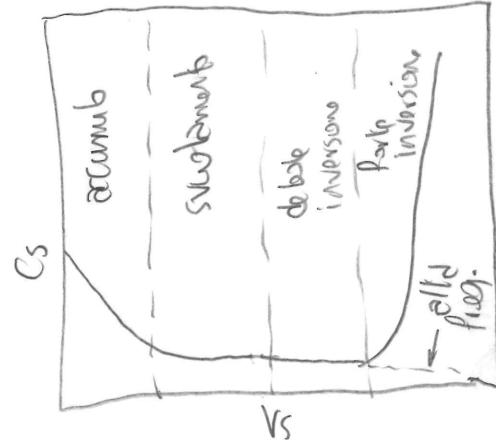
Effetti capacitivi

Data la carica al gate Q_G , il mos ha una capacità differenziale:

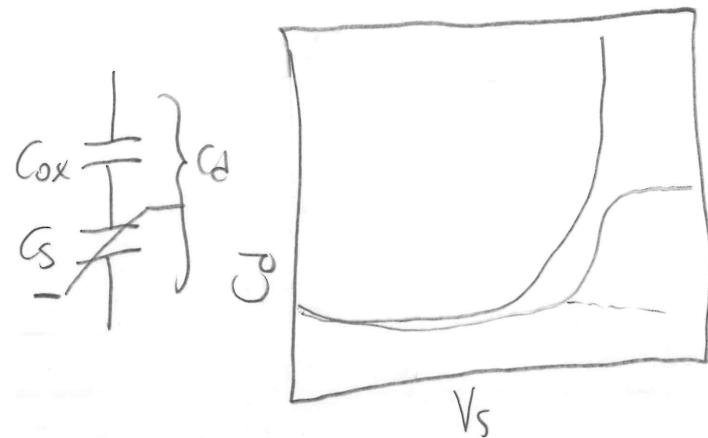
$$C_d = \frac{dQ_G}{dV_{GS}} \quad [\text{vedi dim}]$$

Importante è ricordare l'andamento della capacità opposta dal semiconduttore, C_s :

- In accumulo è molto grande;
- In svilimento, molto bassa;
- alta, in inversione forte.

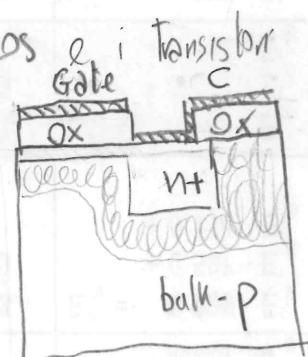


C_d , ossia la capacità differenziale, ha un andamento diverso: C_d è data dalla somma armonica delle 2 capacità, dunque "vince le più piccole"; in accumulo/svilimento, la capacità minore di C_s ; di lì, è C_{ox} la meno che non si raggiungi ad alta frequenza, e il dispositivo non riesce a seguire le variazioni di carica.



Struttura a 3 terminali

Si tratta di una "via di mezzo", tra le semplici struttura MOS e HOSFET, utile come caso di studio. La regione N^+ è collegata, cd contatto, al terminale "c". CB (C è la piazza N^+) è una giunzione PN, che deve sempre essere in pol. inversa ($V_C > V_B$)



Gli elettroni nella sacca devono esser polarizzati; una volta raggiunta l'inversione, si dove aver contatto tra la regione drogata e il canale di inversione. Se c'è contatto, quando V_G supera il "valore critico", V_G andrà sia al canale, sia alla sacca, e tutti i punti saranno allo stesso potenziale.

Quando tutta la sorgente non è sotto potenziale, si avrà che $V_C + V_B$, e dunque (13) il sistema sarà fuori equilibrio; ciò si può dire anche in termini di quasi-livelli di formi; essi avranno una distanza pari a $V_{CB} = V_C - V_B$.

NOTA: ora, il potenziale di forte inversione, sarà;

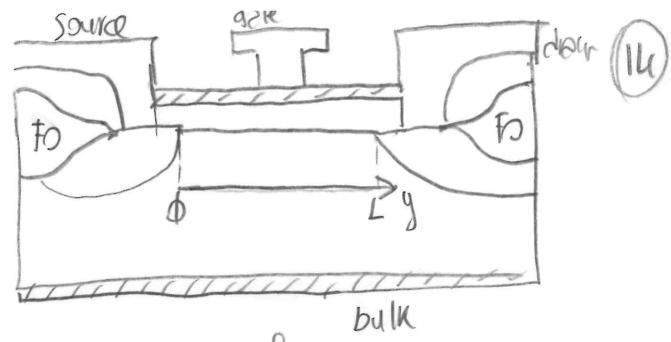
$$V_S = 2 \Phi_p + V_{CB}$$

Analisi 3

Terminale



Transistore FET a effetto di campo
La struttura finale di un MOSFET
ha 4 pin: S, G, D, B.



Si han 2 regioni drogate n_f , e 2 regioni di ossido di campo (F_0), che fan in modo da evitare la formazione di canali spuri.

Normalmente:

$$V_{DS} > \Phi_i$$

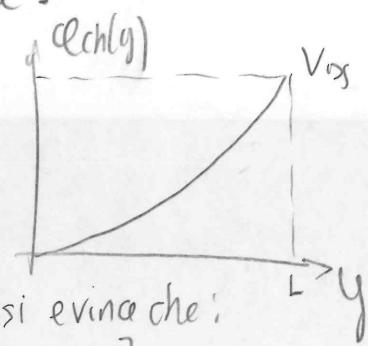
$V_{GS} > V_{th}$ → tensione di soglia.

Il MOSFET è unipolare: gli elettroni nel canale sono ciò che regola la corrente; I_D è regolata da V_{DS} (che "muove" le cariche nel canale), ma anche dal campo elettrico gestito da $V_{GS} = V_S - V_B$ ($V_S = V_B$).

Le regioni n (le piazze) di S e D sono tecnologicamente (non teoricamente) necessarie, per portare le tensioni al semiconduttore. L'ossido non deve esser troppo sottile, perché se così fosse si rischierebbe l'effetto tunnel.

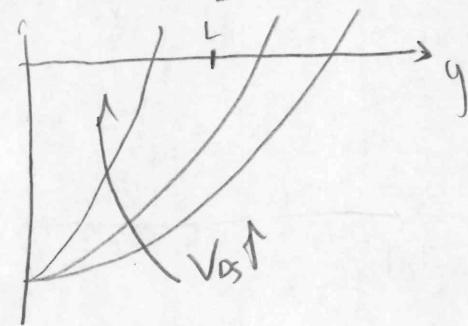
Il potenziale su un punto "g" del canale non è costante: è $\phi_{ch}(g)$ (il "potenziale di canale"), che varia con I_D . A differenza del sistema a 3 terminali, ora, ϕ_{ch} NON è costante. Volendo analizzare Q_n , si evince che:

$$Q_n(y) = -C_{ox} [V_{GS} - V_{th} - \phi_{ch}(y)] + C_{ox} \gamma_B \left[\sqrt{2\frac{\rho}{\epsilon_p} + \phi_{ch}(y)} + V_S - V_B - \sqrt{2\frac{\rho}{\epsilon_p}} \right]$$



Se V_{DS} è troppo alta varia la distanza y che si impiega per trovare il y per cui non ci son più elettroni. Se questo y è minore di L , si ha il pinch-off: c'è una porzione di canale per cui non ci son elettroni.

Il MOSFET si comporta come una specie di resistenza: con una V_{DS} grande, la carica totale tende ad annullarsi



MOSFET VOB

Breve nota sulla caratteristica statica

(15)

Vedendo la dimostrazione, a un certo punto si richiede un modello per la carica; se si usa un modello lineare, i risultati si ottengono con notevole semplicità; il brutto è che il modello lineare non è esatto, dal momento che esso SOVRASTIMA LA CORRENTE DI SATURA²(ANE).

Tutta la dimostrazione per la caratteristica statica è valida a canale lungo; L deve essere lungo qualche μm ; a canale corto, si han altri effetti; V_{DS} è infatti applicata su spazi molto nobbli, dunque i campi elettrici sono grossi; l'effetto di pinch-off non oppone dal momento che la saturazione si manifesta a causa della mobilità, di alto campo.

A canale lungo, come già accennato, si ha invece modulazione della lunghezza di canale: aumentando V_{DS} , la L di canale si riduce.

Modellando il canale come una resistenza, se la resistività è costante, e la L si riduce, allora la resistenza diminuisce un poco all'aumentare di V_{DS} , e con essa la corrente aumenta.

Ciò che si fa euristicamente è moltiplicare per $(1 + \lambda V_{DS})$.

Comportamento dinamico

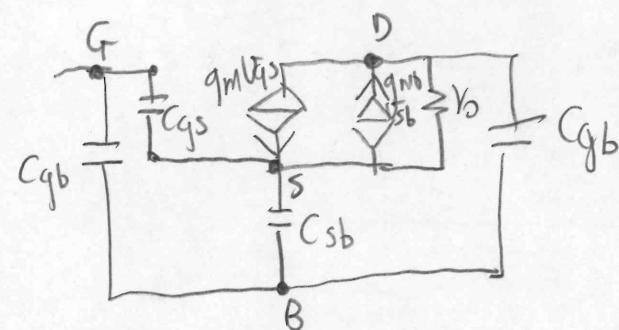
Come già detto in precedenza, il MOS ha al proprio interno delle capacità: oltre a quelle già discusse del sistema MOS, vi sono quelle di svuotamento delle regioni S e D con il bulk, più quelle di overlap dell'ossido: gate, source e drain, per motivi prettamente tecnologici, non possono essere ben ellissiati.

Si può ricavare un modello di piccolo segnale:

$$I_G = I_{G0} + \frac{\partial I_G}{\partial V_{GS}} V_{GS} + \frac{\partial I_G}{\partial V_{DS}} V_{DS}$$

~~$\phi!$~~

$$I_D = I_{D0} + \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} V_{GS} + \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} V_{DS}$$



Conoscendo I_G e I_D si possono ricavare le varie espressioni ($I_{G0}=0$ grazie al SiO_2)

I transistori bipolari

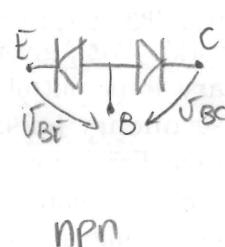
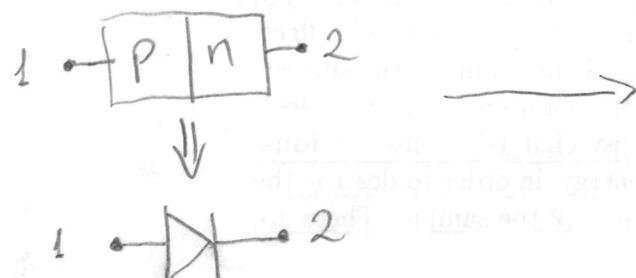
È un'applicazione della giunzione p-n: il BJT è dato in sostanza dalla unione di due giunzioni p-n:



Il senso è quello di avere da una parte un diodo, dall'altra un altro diodo, in antiserie rispetto al primo; l'idea è quella di utilizzare (almeno, nella più "famosa" modalità di funzionamento) un diodo in pol inversa, e l'altro in diretta, in modo che la sua corrente vada a modulare la corrente inversa di saturazione dell'altro:

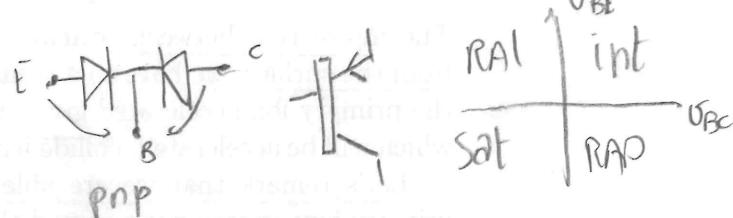
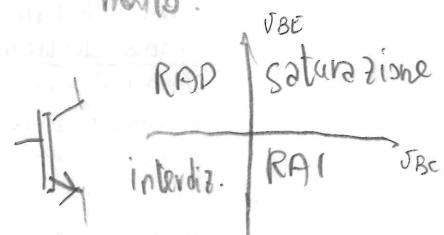
Ciò realizza l'effetto Transistor: controllare elettricamente una corrente.

Ricordando che una giunzione p-n si comporta così:

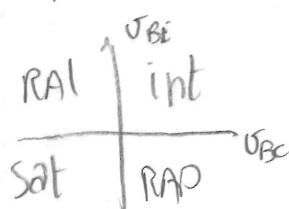


n-p-n

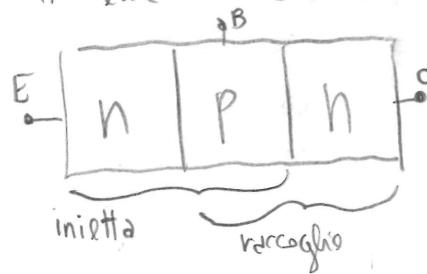
4 regioni di funziona-
mento:



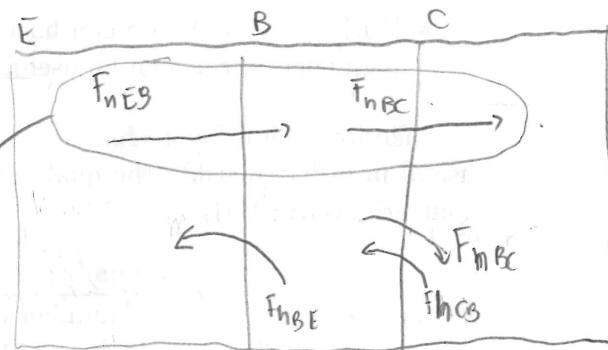
p-n-p



La struttura è dunque questa; non è simmetrica poiché, come vedremo, i drogaggi di E e C sono ben diversi; l'effetto transistor si manifesta se e solo se la base è corta; l'idea è avere un'iniezione (caso npn) di elettroni in base, i quali vengono diffusi; se la base è lunga quanto la lunghezza di diffusione → di più, gli elettroni diffondono in base, ma non oltre: se la base è corta, $I_C \approx -I_E$, dal momento che la base "assorbe" solo pochi degli elettroni in essa minoritari.



Flussi prin-
cipali per l'eff.
transistor



3) Flussi di carica:

$$I_E = \{-q\} F_{neB} - q F_{pBE}; I_C = \underbrace{\{-q\} F_{nbC} + q F_{pBC}}_{I_{CB0}} + q F_{pcB}; I_B = -I_C - I_E$$

I_{CB0} : corr. inversa di saturazione

$$\rightarrow I_B = q F_{neB} + q F_{pBE} - I_{CB0} - q F_{nbC}$$

Noi vorremo:

$$-I_c \approx I_E; I_B \approx \phi$$

$$\hookrightarrow I_{CB\phi} \approx \phi; F_{PBE} \approx \phi; F_{nEB} \approx F_{nBC} \rightarrow \text{queste sono le 3 condizioni che desideriamo.}$$

Per qualificare le prestazioni di un BJT definiamo dunque dei parametri di merito:

$$\frac{F_{nEB}}{F_{nBC} + F_{PBE}} \stackrel{\Delta}{=} \gamma \quad | \text{efficienza di iniezione; quanto è } F_{nEB} \text{ rispetto a tutto ciò che passa sulla } I^a \text{ giriore} |$$

$$b \stackrel{\Delta}{=} \frac{F_{nBC}}{F_{nEB}} \quad | \text{fattore di trasporto} |$$

$$\text{da qui: } I_E = -q [F_{nEB} + F_{PBE}] = -q \frac{F_{nEB}}{\gamma} \quad |$$

$$I_C = q F_{nBC} + I_{CB\phi}; \rightarrow I_C = q b F_{nEB} + I_{CB\phi} \quad | \text{ma } F_{nEB} = -\frac{\gamma}{q} I_E$$

$$\hookrightarrow I_C = I_{CB\phi} - \gamma b I_E \rightarrow \text{definisco } \Delta_F \stackrel{\Delta}{=} \gamma b \text{ l'amplificazione di corrente in base comune.}$$

$$\text{Se } I_{CB\phi} \approx \phi,$$

$$I_C \approx -\Delta_F I_E; \text{ ma scappiamo che:}$$

$$I_B = -I_C - I_E = \frac{I_C}{\Delta_F} - I_C = \frac{I_C - \Delta_F I_C}{\Delta_F} = I_C \frac{1 - \Delta_F}{\Delta_F} \quad (I_{CB\phi} \approx \phi)$$

$$\text{Definisco } \beta_F \stackrel{\Delta}{=} \frac{\Delta_F}{1 - \Delta_F} \implies I_C = \beta_F I_B + I_{CB\phi}$$

Per la trattazione del BJT, useremo il modello di Shockley: (B3)

- Le iniezioni sono di basso livello (non toccano la popolazione maggioritaria);
- Si trascurano meccanismi di ricombinazione e generazione nelle regioni di carica spaziale.

→ Ai bordi delle regioni svasate, le correnti sono solo di diffusione. Da qui nascerà la necessità di calcolare gli eccessi di concentrazione.

Tenendo conto che le densità di corrente sono definite positive al crescere di "x", e che I_c è diretta verso $-\hat{x}$, si può scrivere:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_E = I_{h\text{diff}}(x_{EB}) + I_{n\text{diff}}(x_{BE}) \\ -I_c = I_{h\text{diff}}(x_{CB}) + I_{n\text{diff}}(x_{BC}) \end{array} \right. \rightarrow \begin{array}{l} \text{diffusione di} \\ \text{minoranze.} \end{array}$$

Ricordando che $I = A J$, dove "A" è un'area, una superficie, e andando a recuperare il modello di diffusione, si vede che:

$$J_{h\text{diff}} = q D_p \frac{\partial n}{\partial x} ; J_{n\text{diff}} = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\rightarrow \left\{ \begin{array}{l} I_E = -q A D_p \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{XEB} + q A D_n \left. \frac{\partial n'}{\partial x} \right|_{XBE} \\ I_c = q A D_p \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{XCB} - q A D_n \left. \frac{\partial n'}{\partial x} \right|_{XBC} \end{array} \right.$$

Ora, per quantificare le correnti, abbiamo bisogno delle concentrazioni n e p.

Dalle esercitazioni, si ricava che:

$$\left\{ \begin{array}{l} E: p'(x) = \frac{p'(x_{EB})}{W_{E'}} \left[x - (x_E - W_E) \right] \\ C: p'(x) = p'(x_{CB}) \exp \left(-\frac{x - x_{CB}}{L_{pc}} \right) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} p'(x_{CB}) = \frac{n_i^2}{N_{DC}} \left[\exp \left(\frac{V_{BC}}{V_T} \right) - 1 \right] \\ p'(x_{EB}) = \frac{n_i^2}{N_{DE}} \left[\exp \left(\frac{V_{BE}}{V_T} \right) - 1 \right] \end{array}$$

Per la base:

$$\frac{d^2 n'}{dx^2} = \frac{n'}{L_{nB}^2}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n'(x_{BE}) = \frac{n_i^2}{N_{AB}} \left[\exp \left(\frac{V_{BE}}{V_T} \right) - 1 \right] \\ n'(x_{BC}) = \frac{n_i^2}{N_{AB}} \left[\exp \left(\frac{V_{BC}}{V_T} \right) - 1 \right] \end{array} \right.$$

$$\rightarrow n'(x) = n'(x_{BE}) \frac{\sinh \left(\frac{x_{BC} - x}{L_{nB}} \right)}{\sinh \left(\frac{W_E}{L_{nB}} \right)} + n'(x_{BC}) \frac{\sinh \left(\frac{x - x_{BE}}{L_{nB}} \right)}{\sinh \left(\frac{W_E}{L_{nB}} \right)}$$

BL

Linearizzo, visto che la base è corta, e ottengo:

$$n'(x) \approx n'(x_{BE}) \frac{x_{BE}-x}{w_B} + n'(x_{BE}) \frac{x-x_{BE}}{w_B}$$

$\approx \phi$

Dato tutto ciò, I_E è:

$$I_E = -q A DPE \frac{n_i^2}{w_E NDE} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] - q A DnB \frac{n_i^2}{w_B NnB} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] + \dots$$

questa è la versione "Pauli"; proviamo con quella più "fisica":

$$\hookrightarrow I_E = -q A DPE \frac{n_i^2}{w_E NDE} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] + q A DnB \frac{n_i^2}{NnB LnB} \left[\frac{-\cosh\left(\frac{x_{BE}-x}{L_{nB}}\right)}{\sinh\left(\frac{w_B}{L_{nB}}\right)} \right] \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] +$$

$$+ q A DnB \frac{n_i^2}{NnB LnB} \frac{\cosh\left(\frac{x-x_{BE}}{L_{nB}}\right)}{\sinh\left(\frac{w_B}{L_{nB}}\right)}$$

$$\hookrightarrow F_{nB} \approx \frac{P_{nB} n_i^2}{NnB w_B} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right]; \quad F_{pBE} \approx \frac{DPE n_i^2}{NDE w_E} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right]$$

$$\gamma = \frac{F_{nB}}{F_{pBE} + F_{nB}} = \frac{1}{1 + \frac{F_{pBE}}{F_{nB}}} = \frac{1}{1 + \frac{NnB w_B DPE}{DnB NDE w_E}}; \quad \text{Voglio } \gamma \approx 1$$

$$\hookrightarrow \frac{NnB w_B DPE}{DnB NDE w_E} \approx \phi$$

$$\rightarrow DnB \cancel{NDE w_E} \gg \cancel{NnB w_B DPE} \rightarrow NnB \ll NDE$$

Poi:

$$b = \frac{F_{nB}}{F_{pBE}}$$

$$F_{nB} = \frac{DnB n_i^2}{NnB LnB} \sinh^{-1} \left[\frac{w_B}{L_{nB}} \right] \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right]$$

$$\hookrightarrow \frac{1}{\sinh \left[\frac{w_B}{L_{nB}} \right]} = \left[\cosh \left(\frac{w_B}{L_{nB}} \right) \right]^{-1} \approx 1 - \frac{x^2}{2} =$$

$$= \boxed{1 - \frac{w_B^2}{2 L_{nB}^2}} \approx 1$$

$\rightarrow w_B$ corta!

$$\beta_F = \dots$$

Bandgap narrowing

BS

Quando si introduce un'elevata concentrazione di droganti, la banda proibita del semiconduttore si assottiglia (anche senza avere degenerazione); es: 10^{19} , porta un $\Delta Eg \approx 100$ mV. Ciò modifica il modello di Ebers-Moll, e se ne può tener conto in questo modo; usando una nie al posto di n_i :

$$n_{ie} = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta Eg}{k_B T}\right)$$

$$\text{Ciò modifica } \beta_F: \quad \beta_F = \frac{G_E}{G_B} \quad \text{dove}$$

$$G_B = \frac{n_i^2}{n_{ieB}} \frac{N_{AB} V_{FB}}{D_{AB}}$$

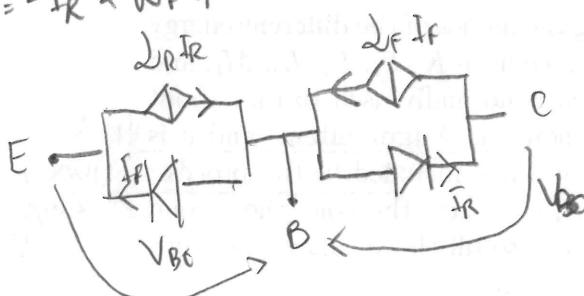
$$G_E = \frac{n_i^2}{n_{ieE}} \frac{N_{DE} V_{FB}}{D_{DE}}$$

Il lato più drogato è E , e dunque sarà il più colpito

Modello circuitale

$$\left\{ \begin{array}{l} I_E = -I_F + d_{RF} I_R \\ I_C = -I_R + d_{FR} I_F \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} I_E = -I_F + d_{RF} I_R \\ I_C = -I_R + d_{FR} I_F \end{array} \right.$$



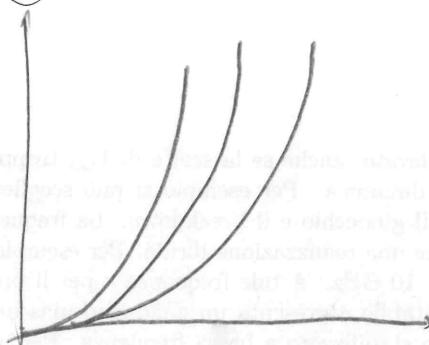
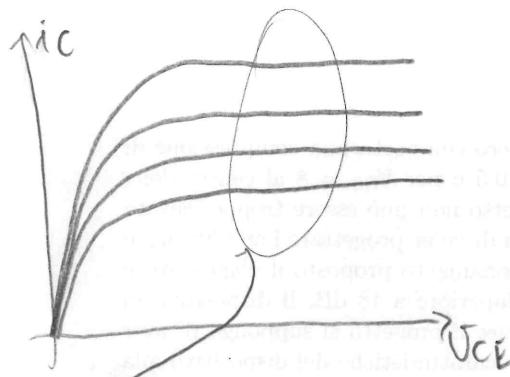
$$I_F = I_{EQ} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] i$$

$$I_R = I_{CQ} \left[\exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right] i$$

$$I_{EQ} = \frac{I_{EQ0}}{1 - d_{RF} I_E} \quad I_{CQ} = \frac{I_{CQ0}}{1 - d_{FR} I_E}$$

Caratteristiche

- Di solito, si tracciano a emettitore comune: (B6)



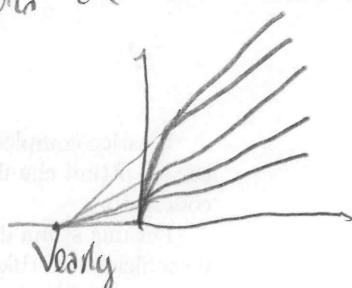
$I_c(V_{CE})$, I_b par.
 $I_b(V_{BE})$, V_{CE} par.

→ la I_c sembra indipendente da V_{CE} .

B_f dipende dal punto di lavoro, dunque dalla coppia (I_c, V_{CE}) scelta con la polarizzazione.

Nella realtà, c'è un effetto noto come "effetto Early", che provoca una pendenza non nulla sulle caratteristiche di uscita. Questo fatto è dovuto al fatto che, modulando V_{CE} , V_{BE} resta fissa e V_A , ma V_{CB} no, essendo la giunzione CB in inverso; cambia l'apertura della regione di sussistenza V_{BE} , e con essa le correnti ioniche (sia I_c che durante il ridursi di V_A sia I_b che diminuisce, dal momento che le ricombinazioni in base si riducono).

Questo effetto si può ridurre aumentando il droggaggio in base, rispetto a quello di collettore. La base non può essere troppo drogata, per mantenere buona eff. di emettitore.



Breakdown

Può avvenire per:

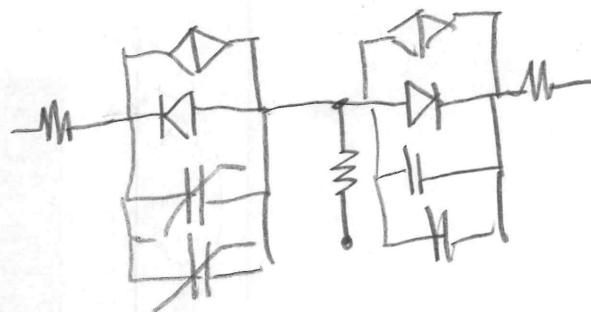
- Perforazione della base (tutta la base è regione di sussistenza)
- Effetto valanga (Zener) della giunzione BC

Se si ha $N_B \gg N_C$, si riducono entrambi gli effetti.

Note sul comportamento dinamico.

Come modelli di ampio segnale, o si usa il Ebers-Moll, dopo averlo raffinato (tenendo conto delle capacità di svolgimento e/o di diffusione), o modelli più avanzati.

Ebers-Moll è qualcosa di questo tipo:



Tempo di transito

Il tempo di transito è il tempo medio che i portatori impiegano per andare dal punto in cui sono stati iniettati in base a quello in cui vengono iniettati in collezione. Più è basso, meno i portatori ci mettono a viaggiare, migliore sarà il comportamento in frequenza.

Dato Q_B la carica libera dei portatori liberi in base, si può dire, in prima approssimazione, che:

$$\frac{dQ_B}{dt} \Big|_E = -\frac{Q_B}{T_B}$$

In base si ha ricombinazione; si ha questa variazione di carica libera:

$$\frac{dQ_B}{dt} \Big|_{\text{Ricombinazione}} = -\frac{Q_B}{T_{nB}}$$

Ma si sa in RAR che:

$$|I_C| = \left| \frac{dQ_B}{dt} \right|_E = \frac{|Q_B|}{T_B} \quad ; \quad |I_B| = \left| \frac{dQ_B}{dt} \right|_R = \frac{|Q_B|}{T_{nB}} \quad ;$$

riordinando che $\beta_F = \frac{I_C}{I_B}$,

$$\beta_F = \frac{T_{nB}}{T_B} \quad ; \quad \text{ma} \quad \beta_F = \frac{\alpha_R}{1-\alpha_F} = \frac{\gamma^b}{1-\gamma^b}, \quad \gamma \approx 1 \Rightarrow \frac{b}{1-b}$$

$\Rightarrow b = \frac{T_{nB}}{T_B + T_{nB}} \approx 1 - \frac{T_B}{T_{nB}}$; probabilità che un portatore minoritario si ricombini in base.

Transistori a effetto di campo (FET)

Si tratta di dispositivi formati:

da un canale conduttivo (dove scorre la "corrente di drain")

+

da un sistema di controllo che permette di modulare la I_D .

→ ciò si può fare: variando il numero di portatori nel canale

variando la sezione trasversale "utile" del canale

Riprendiamo queste idee, un po' "datate", poiché esse, applicate allo eterestruttura, possono essere molto interessanti per applicazioni ad alta frequenza.

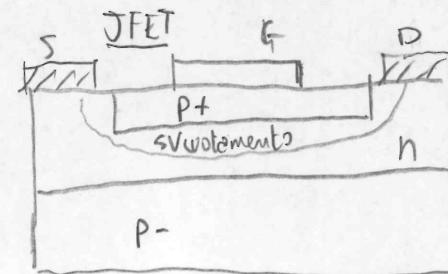
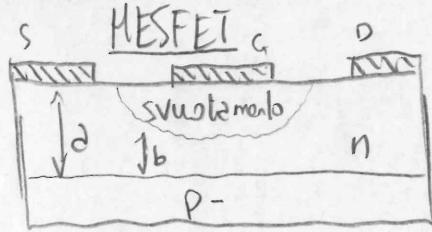
Se nel MOSFET l'obiettivo è quello di controllare la concentrazione di elettroni nel canale, nel MESFET o nel JFET, mediante una giunzione, si controlla una regione di svuotamento che "apre" o "chiude" il canale conduttivo.

Come si realizza tutto ciò? Beh, ci sono 2 diverse implementazioni per il controllo della regione di svuotamento:

JFET: con una giunzione p-n (buoni per applicazioni low-noise)

MESFET: con una giunzione Schottky.

I MESFET spesso si realizzano su GaAs, dunque possono esser usati per alta frequenza.



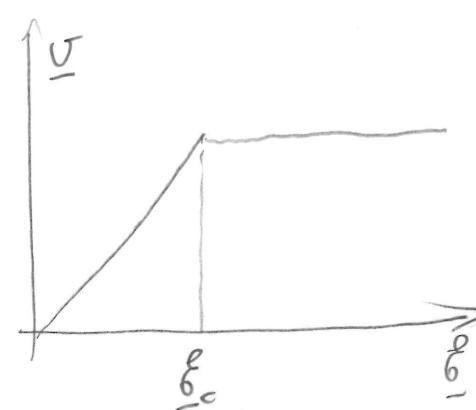
Se polarizzo inversamente la giunzione di gate, la regione di svuotamento si estende, in modo da "chiudere" il canale. Non si può polarizzare "in diretta", se no la giunzione conduce anche fuori dal canale e il dispositivo va o in breakdown o comunque si perde la "definizione di canale".

La giunzione Schottky è meno affetta dai minoritari, dunque il MESFET è una struttura intrinsecamente più veloce.

Di qui solo alcune note

Un fenomeno spesso presente nei FET a canale corto è quello della "saturation della velocità": la velocità di trascinamento nella pratica non cresce linearmente con E , dal momento che $\mu_n(0\mu_0)$ non è costante con E .

Per "J" si usa un modello di questo genere: fino a un certo valore di E , detto "campo critico", si ha andamento lineare; dopo si considera una velocità saturata, costante con E .



(D2)

A seconda dei materiali, la transizione può essere diversa, o anche l'intero comportamento può esserlo.

Cioè porto alla definizione di un modello "a due regioni": in esso si suppone che la causa della saturazione del dispositivo sia proprio la velocità.

A partire da questo modello e dal valore del campo elettrico critico, è possibile determinare V_{DSR} : una "fittizia" tensione V_{DS} per la quale si ha saturazione della velocità.

Si divide il canale in due regioni: una per cui $E < E_c$, lunga L' , e $E > E_c$, lunga L'' .

Usando il modello lineare a controlli di carica, si vede:

$$I_{DS} = -WQn(L)V_{DSAT} = W/Cn [V_{DS} - V_{TH} - V_{DSR}] I_{SAT}$$

I_{DS} può esser calcolata sul modello a mobilità costante come lo corrente con $E = E_c$.

Ribaltando:

$$V_{DSR} = \dots$$

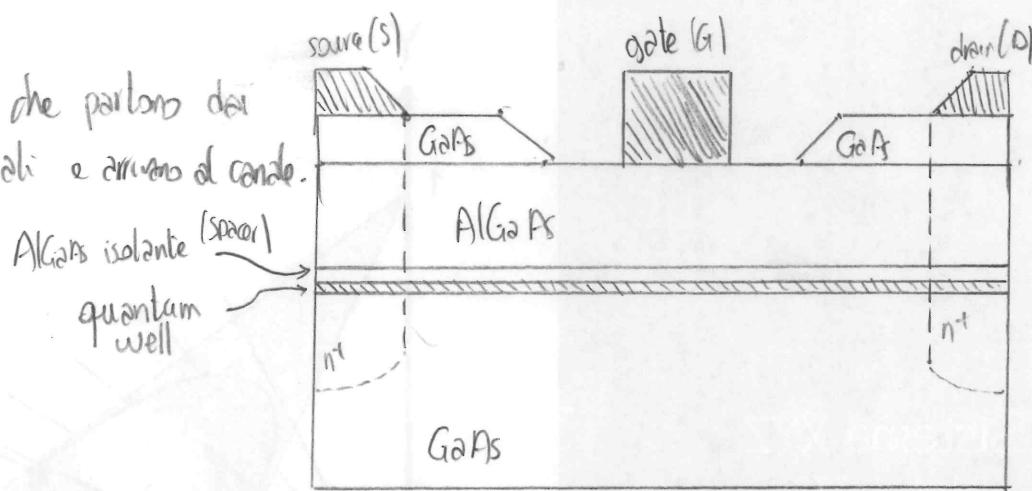
Alcuni cenni/note sugli HEMT

Un'idea alternativa alle precedenti è quella di usare una bucă quantica, realizzata mediante delle eterostrutture, come canale conduttivo; il canale è dunque preesistente, come nei MESFET/JFET, ma esso è in una regione non drogata del materiale; questa sarà riempita di portatori mediante una modulazione di droggaggio (da qua il nome "MODFET" che a volte si usa al posto di HEMT). La buca di potenziale deve essere stretta abbastanza da permettere la presenza di un gas bidimensionale di portatori (doffroni).

(D3)

Il dispositivo è costruito in
questa maniera:

si mettono contatti n+ che partono dai
contatti metallici superficiali e arrivano al canale.



L'obiettivo dell'analisi sarebbe trovar la caratteristica statica, MA non è banale come cosa: non sappiamo come si modula la carica nel canale (il meccanismo a controllo di carica).

Ora il canale è un quantum well, dunque un confinamento monodimensionale degli elettroni; risolvendo l'eq. di Schrödinger, si potrebbe verificare che un confinamento di questo genere comporta la quantizzazione dei livelli ammessi:

$$n = \sum_{l=1}^{\infty} n_{sl} |\psi_l(x)|^2 \quad [\text{dove "l" è il livello energetico discreto}]$$

Nota: noi vorremmo $I_G = \Phi$; se $I_G = \Phi$, abbiamo il quasi-livello di Fermi costante anche fuori equilibrio.

Lo "spacer" è uno strato non drogato, che ha la funzione di separare lo strato drogato (dunque carico di impurità) dalla buca di potenziale. Deve esser sottile, in modo da permettere comunque che i portatori finiscano nella buca e non rimangano confinati nello strato drogato.

L'obiettivo è ottenere Q_n , ossia la carica nel canale; sache:

$$Q_n = \int_0^{+\infty} g_n(x) dx \rightarrow \text{ma } g_n(x) = -q n_s = -q \sum_{l=1}^{\infty} n_{sl} |\psi_l(x)|^2$$

Essendo il modulo quadro di $\psi_l(x)$ una folt,

$$\int_0^{\infty} |\psi_l(x)|^2 dx = 1.$$

E ψ è l'unica funzione di x . Dunque: so (non per quale motivo CAPP6/che

$$n_{sl} = \frac{4\pi m^* k_B T}{h^2} \log \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_l}{k_B T} \right) \right] i$$

$$n_s = \sum_{l=1}^{\infty} n_{sl} = \frac{4\pi m_n^* k_B T}{h^2} \sum_{l=1}^{\infty} \log \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_l}{k_B T} \right) \right] \quad (D4)$$

Ora: dovremo avere gli E_l i quali sono, come si vede, funzione di n_s .

↪ introduciamo approssimazioni:
 si linearizza il diagramma a bande

$$\hookrightarrow E_l - E(0^+) \approx \frac{(q\hbar)^{2/3}}{(2m_n^*)^{1/3}} \left[\frac{3\pi(4l+3)}{8} \right]^{3/2} f_{so}^{-2/3}$$

si usa la WKB

E_c è "parente" del potenziale:

$$-q \frac{d\varphi}{dx} = E \rightarrow E (\text{campo elettrico}) \text{ è la "pendenza" del diag. a bande per } x = 0^+ \approx 0!$$

Mediente Gauss:

$$\text{Fondell } f_{so} = -Qn = q n_s \Rightarrow n_s \approx \frac{4\pi m_n^* k_B T}{h^2} \sum_{l=1}^{\infty} \log \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_c(0^+) - q\hbar l^{2/3} n_s}{k_B T} \right) \right]$$

$$E_c(x) = -q \varphi(x) \rightarrow \varphi(x) = -\frac{E_c(x)}{q}$$

Da qua, si integra l'equazione di Poisson.

Abbr.
Vaff

Alcune note sulle approssimazioni.

- Prima approssimazione, quella a buca triangolare; fondamentale per avere un qualche risultato in forma chiusa;
- Suppongo che lo strato superficiale sia completamente sottratto di portatori, in modo da avere negli integrali gli estremi di integrazione ben definiti.
- Le condizioni al contorno per Poisson sono: $\Delta(-ds^-), \Delta(-ds^+)$
e, per il potenziale:
 $E_c(-ds^-) = E_c(-ds^+)$
- $E_c(0^-) = E_c(0^+) + (\Delta E_c) \rightarrow$ termine derivante dal "solto" della barriera.

Si può alla fine osservando il diagramma a bande, vedere che:

$$E_c(-d) - E_{Fn} = q(V_{bi} - V_G)$$

- Si può definire/calcolare la tensione di soglia, come tensione per cui:
 - La carica nel canale è nulla, dunque è nullo anche E_S ;
 - $E_c(0^+) - E_{Fn} = \phi$
- Dall'eq. di Poisson si ricava un termine $V_G - V_{thp}$, dipendente da un " Δd "; si ricordi che, a dispetto dei vari libri, questo non ha significato fisico.
- Nota: al crescere di V_G , il minimo della banda di conduzione del AlGaAs si avvicina al quasi-levello, fino a toccarlo. Quando accade ciò, si forma un "MESFET parassita". Ciò provoca un effetto di saturazione per n_s : quando gli elettroni iniziano ad accumularsi nel AlGaAs non vanno più nel quantum well, dunque la corrente non aumenta più. Si dice che questo strato di elettroni "schermi" gli elettroni nel canale.

Per analizzare ciò si calcola la posizione del minimo di E_a come $\frac{dE_c}{dx} = \phi$. Si scopre che, per aumentare il valore limite di elettroni (n_s), si può aumentare N_D o aumentare il solto di banda.

(D6)

Vantaggi nell'uso dell'HENT:

- Per come è realizzato, l'HENT ha, in termini di progetto, un grado di libertà in più: il ΔE_c (il salto di banda); γ_m è il parametro fondamentale per la determinazione dei vantaggi, ma nel MESFET esse non è indipendente da V_{th} ; ora, questo grado "extra" migliora le situazioni.
- La buca quantica è ben "spaziata" dal gate, dunque il canale conduttivo è meglio isolato, confinato.
- La modulazione di droggaggio permette di avere elevate concentrazioni di carica libera senza però introdurre conti di scattering.

Varianti:

- PHENT: la buca quantica si realizza mediante una doppia eterostruttura;
- Drogaggio delta (δ): si droga in un singolo punto, migliorando il discorso della saturazione;

Vedi i diag. 2 fondo & fresh!

Eterostruzione

Molto utili per alta frequenza e/o optoelettronica; a RF, il silicio non funziona (è meno di tecnologie "stivate"). Si parla di eterostruttura quando si realizza la crescita epitassiale di materiali cristallini con diverso passo reticolare; nella lettura specie, eterostrutture sono quelle per cui la differenza tra i passi reticolari è minima.

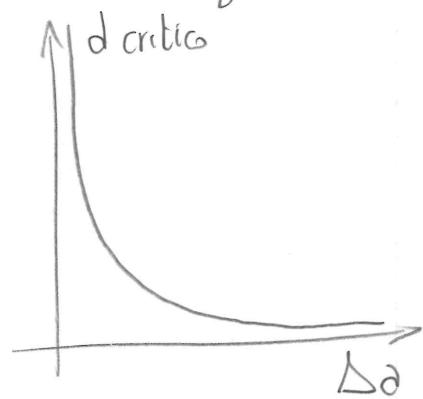
Un problema risiede nel fatto che, all'interfaccia, essendo i due materiali di fatto diversi, si avranno difetti o trappole (le quali possono per esempio portare rumore nella struttura, o centri di scattering). Le eterostrutture almeno idealmente, non presentano questi "difetti".

Che vantaggi danno? Beh:

- Possibilità di creare buche di potenziale per confinare portatori ottici e di carica.
- introdurre discontinuità "volute", ingegnerizzata, di " n " (coeff. rifrazione).

Nota: il passo reticolare generalmente decresce al crescere di Eg, nei materiali.

Non è tutto: man mano che si aumenta lo spessore dello strato depositato, si fa sempre più fatica a "depositare bene": si ha uno spessore " d " critico, che aumenta inoltre al calore di " Δa ", ossia della differenza dei passi reticolari dei due cristalli.



Classificazione leghe di semiconduttori

- Leghe ternarie: 2 composti, 3 elementi; i semiconduttori composti sono formati da un metallo " M " e un non-metallo " N ". Le leghe ternarie da due composti con in comune un non-metallo \ominus un metallo. Es: $Al_xGa_{1-x}As$
- Leghe quaternarie: 4 composti, 4 elementi. Questi 4 composti devono comprendere 2 metalli \ominus 2 non-metalli. Es: $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$
" x " e " y " vengono detti "frazioni molari", e sono collegate alla stechiometria.

Legge di Vegard: le proprietà "p" delle leghe, in molti (ma non tutti) casi, si ottengono come media, pesata dalle frazioni molari, delle proprietà di ciascun materiale. Dati materiali (1) e (2), legge $(1)_x(2)_{1-x}$ (N/M)

$$P^{(\text{lega})} = x P^{(1)} + (1-x) P^{(2)}$$

Esistono correzioni quadratiche (legge di Abbe), o casi in cui non vi sono belli interpolazioni accettabili.

A volte oltrepasso (esempio la legge Si-Ge), si usano strati "interni"; o "graded layers" ("approssimazione metamorfica").

Affinity rule

Qui proponiamo solo alcune note. In sostanza, in presenza di eterostrutture, si definiscono due "salti", due "discontinuità":

- di affinità elettronica;

$$\Delta x = z_B - z_A; \quad (B \text{ "a destra"}, A \text{ "a sinistra"})$$

- di banda proibita:

$$\Delta E_g = E_{gB} - E_{gA}$$

Note personale: Io preferisco tenere "il segno", in modo da poter tenere a mente il fatto che il salto sia in un verso o nell'altro.

3 tipi di eterostruttura:

tipo 1 - un diagramma a bande è "completamente dentro l'altro";

tipo 2 - si ha una "parziale intersezione" dei diagrammi a bande;

tipo 3 - le bande sono completamente disaccoppiate.

Per esempi sulle varie casistiche. Vedri risposte >

Confinamento di portatori di carica [ottica]

Si ricordi sempre un punto fisso: ogni volta che vincoliamo qualcosa, si tende a ottenere fenomeni di quantizzazione (vedi per esempio il discorso serie vs. trasformata di Fourier: più restringiamo il periodo, più lo spettro è discretizzato, i veri campioni "allontanati").

Le eterostrutture sono interessanti per la generazione di livelli quantizzati.

("colpa" del principio di esclusione di Pauli). Il confinamento può essere:

- monodimensionale (libertà di muoversi in 2 direzioni): quantum well;

- bidimensionale (1 sola dimensione "libera"): quantum wire;

- tridimensionale (quantum dot); no possibilità di movimento.

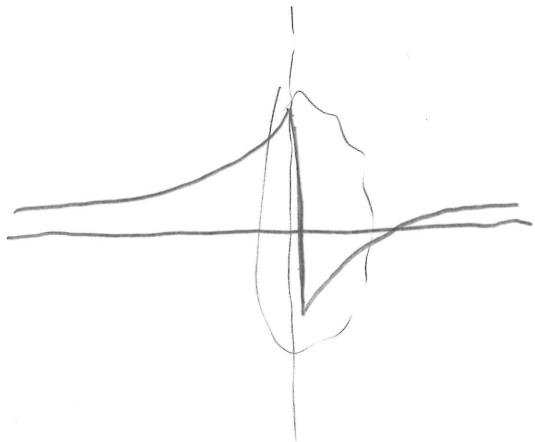
La quantizzazione comporta vantaggi in termini di soluzioni in forma chiusa: si passa da integrali a sommatorie!

Perché capita tutto ciò? Come è noto, in una buca quantica "isolata" (quantum well) si ha che c'è un certo numero (un insieme continuo) di stati possibili acquisibili da un elettrone; se mettiamo dei quantum well molto vicini tra loro, le funzioni d'onda, associate alla probabilità di una particella di essere in uno certo stato; se due funzioni d'onda si sovrappongono, il principio di Pauli interviene e vincola il numero degli stati acquisibili da una particella, e lo spettro, dunque, si discretizza.

Mettendo moltissime buche vicine, però, si aumenta infinitamente il numero degli stati, tendendo a ottenere una banda: un "super-retticolo".

Modulazione di droggaggio:

Dato un quantum well, un'idea è la "modulazione di droggaggio": modulare le quantità di portatori liberi con una differenza di potenziale. Ciò non introduce nel quantum well, in punti: vi mettiamo carica libera, ma non atomi drogati, che degradano la mobilità elettronica. Gli elettroni non dunque elevata mobilità!



Una nota finale ma importantissima: la regola delle affinità non è una regola sacra: le heterostrutture possono tranquillamente non rispettarla. Caso classico in cui NON è rispettata è AlGaAs + GaAs: in questo caso si deve sapere a priori qual è l'andamento del diagramma a bande e poi disegnarlo.

Alcune note / dimostrazioni / osservazioni extra. Facoltative

Quasi-livelli di Fermi

Le eq. di Shockley funzionano solo all'equilibrio termodinamico. Calcolare le concentrazioni dei portatori può essere utile anche fuori da questa condizione, dunque risulta essere interessante postulare, fuori dall'equilibrio termodinamico una sorta di equazione di Shockley. Fuori dall'equilibrio termodinamico dunque,

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T}\right) ; p = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_{Fp}}{k_B T}\right).$$

Cosa significa tutto ciò? Beh, proviamo a calcolare np :

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{k_B T}\right)$$

All'eq. termodinamica, vale la legge dell'azione di massa: $np = n_i^2$. Se siamo fuori dall'eq. th., significa che, per qualche ragione, qualche meccanismo lascia uscire INIETTANDO o RNUOVENDO, da una parte del semiconduttore (dei portatori di carica). Questo significa che $n \neq n_i$ (o entrambi nei casi i meccanismi siano ingenti) saranno mutati rispetto all'equilibrio. La legge di massa per questi non vale, se non con il termine correttivo esponenziale, tenente conto, su questi livelli di Fermi infatti, l'iniezione/svuotamento. Il livello di Fermi è infatti in grado di quantificare i portatori; e se il livello di Fermi è infatti in grado di quantificare i portatori, si ha iniezione solo di un tipo di portatori (o verso i maggioranti e trascurabili), si dovrebbe considerare un altro livello di Fermi solo per i minoranti, che è il "livello di Fermi che si avrebbe se all'eq. th. si avesse questa concentrazione di portatori".

Ricordiamo ora il modello drift-diffusion: i quasi-livelli di Fermi hanno un interessante risultato, in esso. Si consideri $E_{Fi}(x)$: il suo andamento è certamente importante, poiché è proporzionale al potenziale dei portatori. Si può dire che:

$$E_{Fi}(x) = -q \phi(x) \quad [\text{non ci interessiamo al riferimento, poiché stiamo per derivare}]$$

$$\Rightarrow \phi(x) = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{q}{e} \frac{\partial E_{Fi}(x)}{\partial x}$$

Calcoliamo a questo punto la derivata di $n(x)$. Dalle "Shockley fuori eq.",

$$n(x) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T}\right) \Rightarrow \frac{\partial n(x)}{\partial x} = n_i \cdot \frac{1}{k_B T} \cdot \left[\frac{\partial E_{Fn}(x)}{\partial x} - \frac{\partial E_{Fi}(x)}{\partial x} \right] \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T}\right) =$$

$$= \frac{n(x)}{k_B T} \left[\frac{\partial E_{Fn}(x)}{\partial x} - \frac{\partial E_{Fp}(x)}{\partial x} \right]$$

Dal modello di diffusione, sappiamo che:

$$J_{ndiff} = q D_n \frac{\partial n}{\partial x} = \mu_n \frac{k_B T}{q} \frac{n}{k_B T} \left[\frac{\partial E_{Fn}}{\partial x} - \frac{\partial E_{Fp}}{\partial x} \right] = n(x) \mu_n \left[\frac{\partial E_{Fn}}{\partial x} - \frac{\partial E_{Fp}}{\partial x} \right]$$

Applicando questa J_{ndiff} nel modello drift-diffusion, abbiamo:

$$J_n = q n \mu_n \cancel{\frac{\partial n}{\partial x}} + q D_n \frac{\partial n}{\partial x} \rightarrow \text{già calcolato} = n \mu_n \frac{\partial E_{Fn}(x)}{\partial x}$$

\hookrightarrow già ricavato
in funzione di E_{Fp} !

$$\text{Allo stesso modo, si può ricavare: } J_p = P \mu_p \frac{\partial E_{Fp}(x)}{\partial x}$$

Cosa significa ciò? Beh: dato il modello di drift-diffusion, se i quasi-livelli di Fermi di elettroni e/o lacune sono costanti, allora non si ha corrente di elettroni o lacuna rispettivamente, legate a drift/diffusione.

Prima abbiamo detto che:

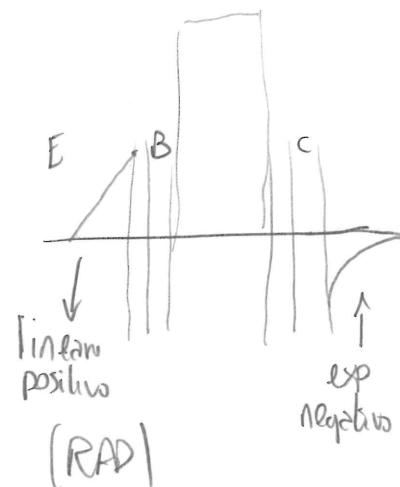
$$n_p = n_i^2 \exp\left(-\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{k_B T}\right)$$

se $E_{Fn} = E_{Fp}$, siamo alla condizione di eq. termodinamica.
 se $E_{Fn} > E_{Fp}$, $n_p > n_i$, e c'è nel semiconduttore una concentrazione maggiore di quella all'eq: INIEZIONE
 se $E_{Fn} < E_{Fp}$, conc. minore di eq: svuotamento!

In altre parole, i quasi-livelli di Fermi (o IMREF) denotano la presenza di uno squilibrio tra minoritari e maggioritari, rispetto all'azione di massa.

Note sugli andamenti dei portatori in un BJT.
Dalle slide, si vede che i portatori in un BJT, "P", sono qualcosa del genere. Perché?

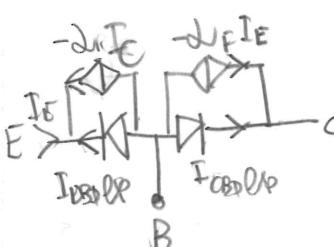
- Lineare o esponenziale dipende dalla Lunghezza del lato:
E e B sono costanti, dunque gli andamenti sono approssimati secondo Taylor al I° ordine: un segmento di retta!
RAD, $J_{AE} \approx V_f$, $V_{BC} \approx 0$ nei termini $[\exp(\frac{V}{V_t}) - 1]$ prevarrà per le giunzioni BE l'esponenziale per le BC il "-1", da qua il segno (e l'intensità) degli eccessi nelle varie regioni!!!.



Alcune note sui modelli di segnale per i BJT

Dopo vari ragionamenti e calcoli, sono state estratte le equazioni di Ebers-Moll, ossia equazioni con 4 coefficienti e con dei termini esponenziali derivanti dalle leggi della giunzione.

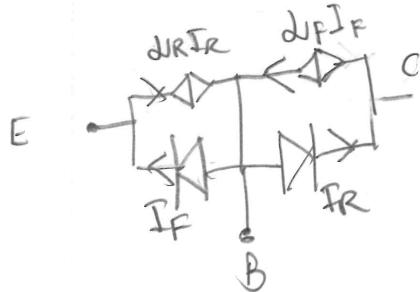
A partire da queste è possibile proporre un modello circuitale, utile per esempio per l'implementazione in simulatori numerici. L'idea nasce dal fatto che sono presenti dei termini $[\exp(\frac{V}{V_t}) - 1]$, tipici dei diodi. Le correnti dei diodi andranno a pilotare dei generatori dipendenti di corrente. Presentiamo due modelli:

- Ebers-Moll I: i diodi sono back-to-back, e, essendo il lato "P" quello comune, sappiamo per certo che parte del circuito è così; 

In questo modello, si sceglie di usare come piloti le correnti di ingresso, I_E e I_F .

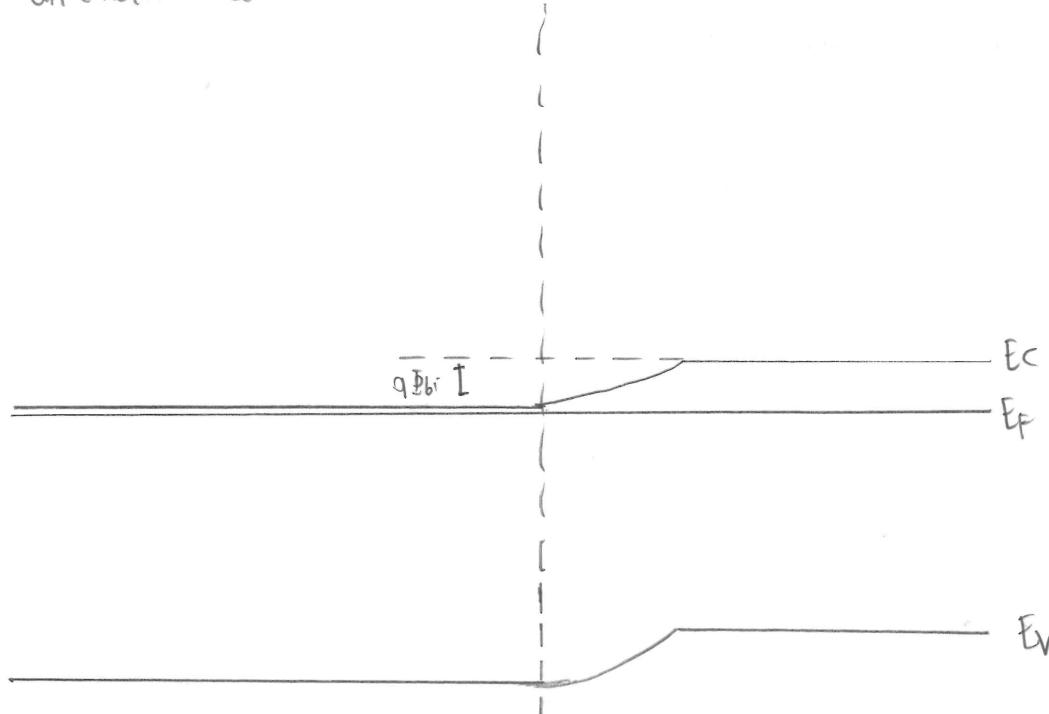
- Ebers-Moll II (modello a mezzi): qui, i piloti sono I_F e I_E , ossia le correnti sui diodi (sulle giunzioni) rispettivamente BE e BC.

Questo è il modello circuitale comunemente più usato.



Tentativo di analisi granzione $n+n$

Si consideri una omogranzione $n+n$, $N_{D1}=10^{18}$, $N_{D2}=10^{17}$. Proverà fare un'analisi elettrostatica e delle correnti.



$$q\Phi_{bi} = q\varphi_2 - q\varphi_L = q\varphi_2 - q\varphi_C + E_{C2} - E_F - (E_{C1} - E_F) = \frac{E_{C2}}{2} - (E_F - E_{F1}) - \frac{E_{C2}}{2} - (E_F - E_{F2}) \\ = (E_F - E_{F1}) - (E_F - E_{F2}) = k_B T \ln \left(\frac{N_{D2}}{N_{D1}} \right) \text{ i } [\text{deve venire} > 0]$$

Questa è l'espressione che permette di volutare la barriera.

Nel caso la differenza di drogaggio sia piccola (non il nostro caso),

Ghione dice:

$$n(x) \approx N_{D1} + A \exp\left(\frac{x}{L_D}\right), \quad x \leq \phi; \quad n(x) \approx N_{D2} + B \exp\left(-\frac{x}{L_D}\right), \quad x > 0;$$

Impone dunque la continuità di $n(x)|_{x=\phi}$ e di $\frac{dn(x)}{dx}|_{x=\phi}$.

Cosa posso fare io? Beh, riprendiamo, tanto per incominciare, i modelli drift-diffusion:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \phi = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{n'(x)}{I_{Dn}}. \quad J_n(x) = q D_n \frac{\partial n(x)}{\partial x} + q \mu_n n(x) f(x).$$

$$\hookrightarrow D_n \frac{\partial^2 n'(x)}{\partial x^2} + \mu_n N_D \frac{g(x)}{E_S} - \frac{n'(x)}{I_{Dn}} \quad g(x) = -q n_n'(x)$$

$$\hookrightarrow \frac{\partial^2 n'(x)}{\partial x^2} = n_n'(x) \left[\frac{q \mu_n N_D}{E_S D_n} + \frac{1}{I_{Dn}^2} \right] \quad \rightarrow n_n'(x) = n_n'(\phi) \exp\left(-\frac{x}{L_D}\right), \quad L_D = \sqrt{\frac{E_S k_B T}{q^2 N_D}}$$

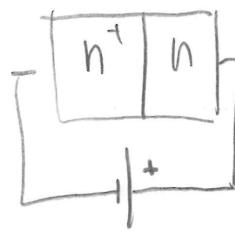
Dunque:

$$\left\{ \begin{array}{l} n_n'(x) = n_n'(\phi^+) \exp\left(-\frac{x}{L\alpha}\right), \quad x > \phi^+ \\ n_n'(\phi^-) = n_n'(\phi^+) \exp\left(\frac{\phi^+ - \phi^-}{L\alpha}\right) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_n'(x) = n_n'(\phi^-) \exp\left(\frac{x - \phi^-}{L\alpha}\right), \quad x < \phi^- \end{array} \right.$$

$$n_n'(\phi) = n_n(\phi) - N_D = N_D \exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right) - N_D = N_D \left[\exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right) - 1 \right]$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_n'(x) = N_D \exp\left(-\frac{x}{L\alpha}\right) \left[\exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right) - 1 \right], \quad x > \phi^- \\ n_n'(x) = N_D \exp\left(\frac{x - \phi^-}{L\alpha}\right) \left[\exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right) - 1 \right], \quad x < \phi^- \end{array} \right.$$



Suppongo che le resistenze equivalenti del semiconduttore siano nulle, per dire che va calcolata sulla giunzione.

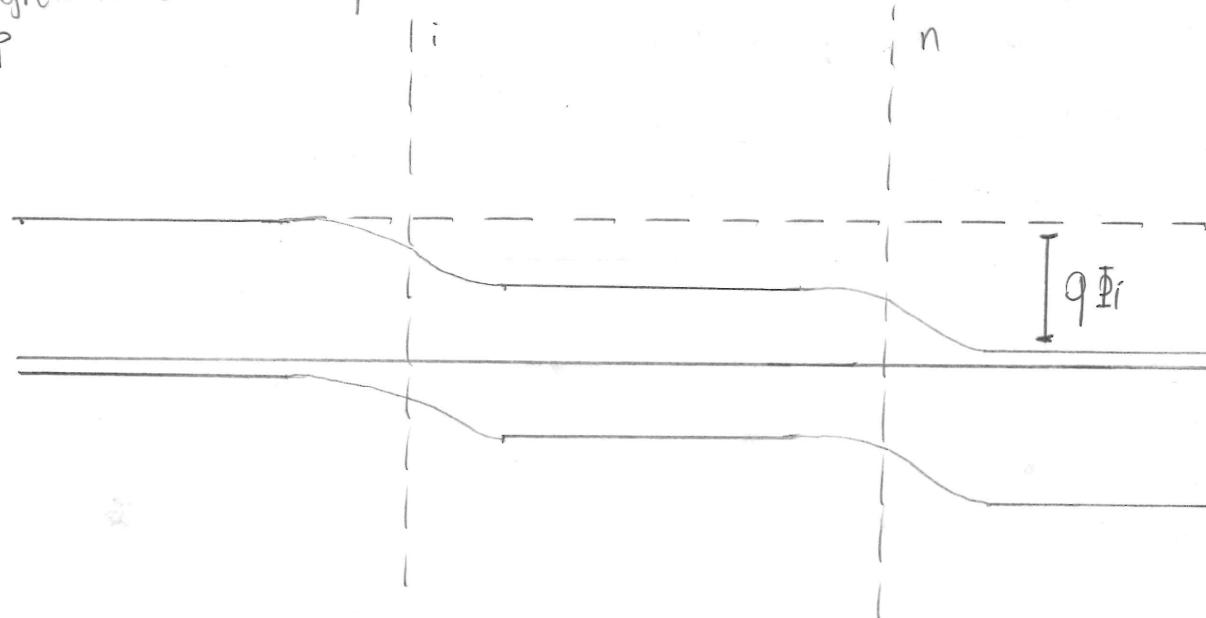
Alcune osservazioni sul diodo p-i-n.

(P)

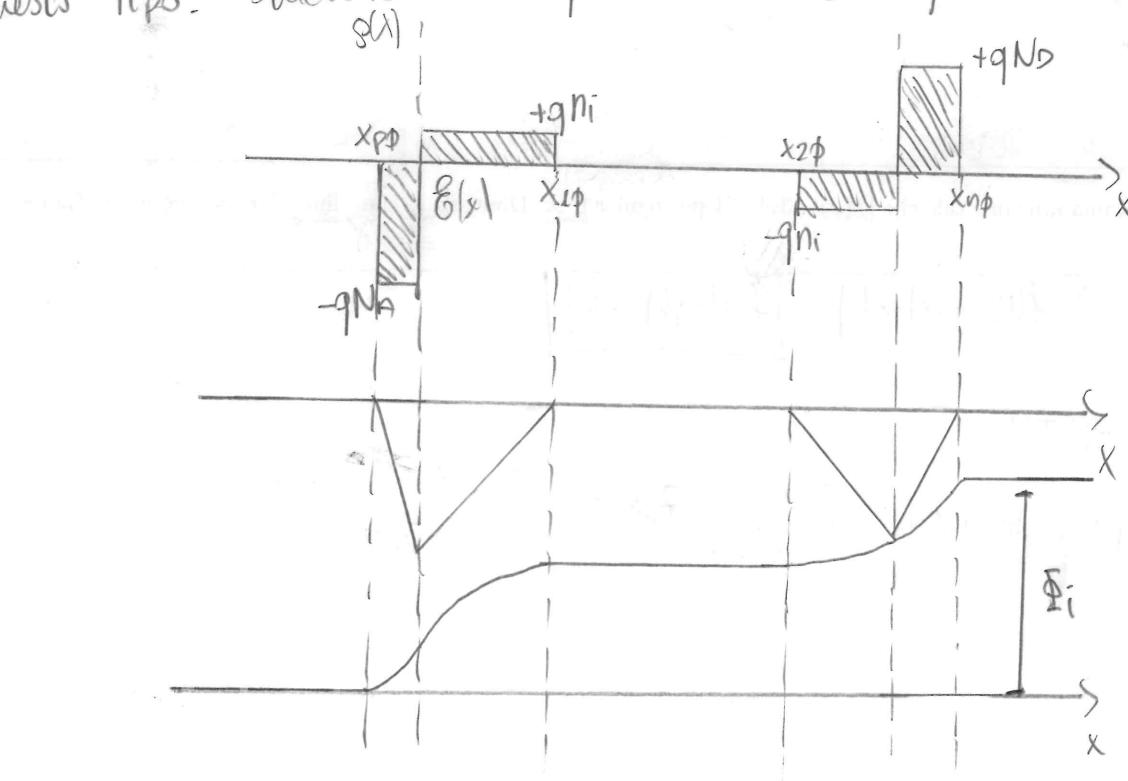
Si vuole ora provare ad analizzare una struttura p-i-n in Si.

I dati, per mettere dei numeri, verranno eventualmente inseriti dopo.

Il diagramma a bande qualitativo della struttura è: [@ eq. th]



Se il lato intrinseco è lungo, il diagramma a bande sarà qualcosa di questo tipo. Studiamo ora qualitativamente e quantitativamente l'elettrostatica.



Partiamo con un'analisi quantitativa: forse la cosa più furba è quella (R) di pensare separate le due giunzioni, in maniera da dividere il problema in più problemi semplici.

Traffando tutte le giunzioni come giunzioni p-n, so che:

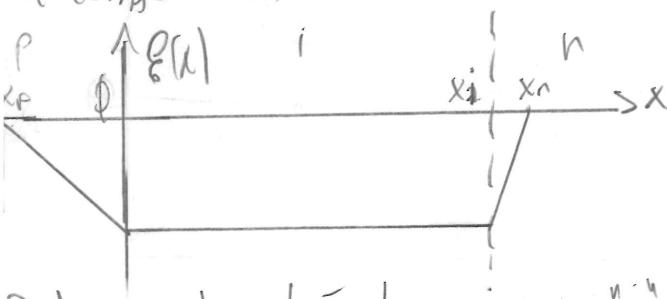
$$x_d = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_{bi} - V_0)} ; \text{ vale la neutralità globale:}$$

$$x_n N_D = x_p N_A \quad \text{Suppongo} \quad \begin{cases} N_D = 10^{16} \\ N_A = 10^{17} \end{cases}$$

\hookrightarrow nota, che $\frac{N_D}{N_A} = 680 \times 10^3$ volte
più grossa di x_p !

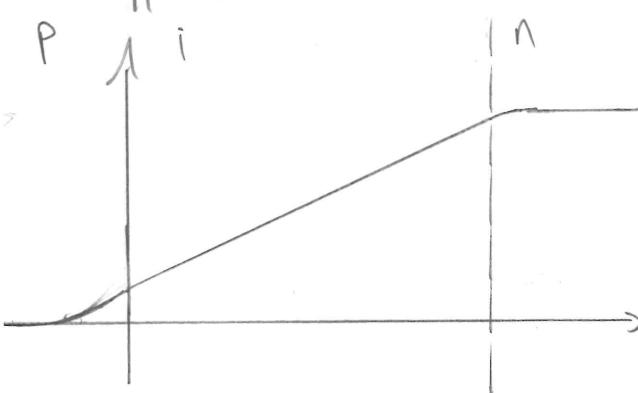
Cosa vuol dire ciò? Beh, i disegni fatti sono molto fuori scala; di fatto, dal momento che usiamo questo lato "i", la carica e il campo sono molto spalmati su di essa!

Ciò che si può fare è la seguente approssimazione sul campo elettrico: supporre che dal momento che lo strato "i" è lungo, e che la regione di svuotamento che si viene a formare è enorme (con 10^{16} , 680 mila volte), il campo elettrico rimane costante nel semiconduttore intrinseco:



In questo caso, si ha, come nell'esempio sopra riportato, $N_D \gg N_A$; questo significa che la pendenza del campo in "p" è 10 volte minore di quella in "n".

Dal momento che il campo in "i" è costante (altro modo di vedere, "i" è un isolante), il potenziale in "i" può essere approssimato a una retta: lineare!



Questo, "al rovescio", sarà il vero diagramma a bande della struttura.

Proviamo a buttar giù dei conti:

$$\phi(x) = \int_{x_p}^x \frac{\rho(x')}{\epsilon_s} dx' = - \int_{x_p}^x \frac{q N_A}{\epsilon_s} dx' =$$

$$= - \frac{q N_A}{\epsilon_s} x \Big|_{x_p}^x = - \frac{q N_A}{\epsilon_s} [x - x_p] ;$$

@ $x=x_p$, $\phi(x)=0$ come voluto.

$$@ x=\phi, \phi(\phi) = - \frac{q N_A}{\epsilon_s} x_p ; \text{ quindi } \phi(x) = - \int_{x_p}^x \frac{q N_A}{\epsilon_s} dx' = - \frac{q N_A}{\epsilon_s} \left[x - x_p \right]^2 .$$

Poi, vediamo, con metodi tradizionali, per $x \geq x_i$:

$$f(x) = \int_x^{x_n} \frac{q_{ND}}{\epsilon_s} dx = \frac{q_{ND}}{\epsilon_s} [x_n - x]$$

$$\hookrightarrow \text{Dove avere che: } f(x_i^+) = f(\phi^-) \Rightarrow +\frac{q_{ND}}{\epsilon_s} x_n = -\frac{q_{NA}}{\epsilon_s} x_p$$

$\hookrightarrow N_D x_n = N_A x_p$; tutto regolare!

Che espressione ha il potenziale da ϕ a x_i ? Beh: area del rettangolo!

$$\hookrightarrow \varphi(x) = x \cdot \frac{q_{ND}}{\epsilon_s} x_n = -\frac{q_{ND}}{\epsilon_s} x_p x + c \quad (\text{ricordi che } x_p L \phi !!)$$

C'è una costante di integrazione:

$$\varphi(x) = -\frac{q_{ND}}{\epsilon_s} x_p x + c; \quad \varphi(\phi) = \frac{q_{NA}}{2\epsilon_s} x_p^2$$

$$\hookrightarrow \varphi(x) = -\frac{q_{ND}}{\epsilon_s} x x_p + \frac{q_{NA}}{2\epsilon_s} x_p^2.$$

$$\varphi(x_i) = -\frac{q_{NA}}{\epsilon_s} x_i x_p + \frac{q_{NA}}{2\epsilon_s} x_p^2$$

$$\text{Per } x > x_i, \quad \varphi(x) = -\int \frac{q_{ND}}{\epsilon_s} [x_n - x] dx = \frac{q_{ND}}{2\epsilon_s} [x - x_n]^2 + c;$$

$$\text{Per } x = x_i, \quad \varphi(x_i^+) = \varphi(x_i^-); \quad \frac{q_{ND}}{2\epsilon_s} [x_i - x_n]^2 + c = \frac{q_{NA}}{\epsilon_s} x_p \left[\frac{x_p}{2} - x_i \right].$$

$$\hookrightarrow c = \frac{q_{NA}}{\epsilon_s} x_p \left[\frac{x_p}{2} - x_i \right] - \frac{q_{ND}}{2\epsilon_s} [x_i - x_n]^2$$

$$\hookrightarrow \varphi(x) = \frac{q_{ND}}{2\epsilon_s} [x - x_n]^2 + \frac{q_{NA}}{\epsilon_s} x_p \left[\frac{x_p}{2} - x_i \right] - \frac{q_{ND}}{2\epsilon_s} [x_i - x_n]^2$$

È noto che:

$$\boxed{q_{Di} = \varphi(x_n) \cdot \Delta x} = \frac{q_{NA}}{\epsilon_s} x_p \left[\frac{x_p}{2} - x_i \right] - \frac{q_{ND}}{2\epsilon_s} [x_i - 2x_i x_n + x_n^2]$$

$$= \frac{q}{2\epsilon_s} \left[(x_p^2 - 2x_i x_p) N_A - N_D (x_i^2 - 2x_i x_n + x_n^2) \right] \quad \text{Ma } x_p = \frac{N_D}{N_A} x_n$$

$$\hookrightarrow \frac{q}{2\epsilon s} \left[\left(\frac{N_D^2}{N_A^2} x_n^2 - 2x_i \frac{N_D}{N_A} x_n \right) N_A - N_D x_i^2 + 2\epsilon s x_i x_n + x_n^2 N_D \right] \leq \Phi_i$$

(PLG)

$$\Rightarrow \frac{N_D^2}{N_A} x_n^2 - 2x_i N_D - N_D x_i^2 + 2\epsilon s x_i N_D - x_n^2 N_D = \frac{2\epsilon s}{q} \Phi_i$$

$$\hookrightarrow x_n^2 \left(\frac{N_D^2}{N_A} - N_D \right) - N_D x_i^2 = \frac{2\epsilon s}{q} \Phi_i$$

$$\hookrightarrow x_n = \sqrt{\left[\frac{2\epsilon s}{q} \Phi_i + N_D x_i^2 \right] \left(\frac{N_A}{N_D^2 - N_A N_D} \right)} =$$

$$x_p = x_n \frac{N_D}{N_A} = \sqrt{\frac{2\epsilon s}{q} \Phi_i + N_D x_i^2} \left(\frac{N_A}{N_D^2 - N_A N_D} \frac{N_D^2}{N_D^2} \right) =$$

$$= x_n \sqrt{\frac{N_D}{N_A N_D - N_D^2}}$$

Bon !

Tentativo di analisi di iniezione lacune in semiconduttore
lungo intrinseco.

L'eq. di continuità al solito è: $\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{L}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{p'}{D_p}$.

$$J_p(x) = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x} + q p \mu_p \ell \quad \Rightarrow \quad \phi = D_p \frac{\partial^2 p'(x)}{\partial x^2} - \mu_p \ell \frac{\partial p'(x)}{\partial x} - \frac{p'(x)}{D_p}$$
$$\hookrightarrow \frac{\partial^2 p'(x)}{\partial x^2} = \ell \frac{\mu_p}{D_p} \frac{\partial p'(x)}{\partial x} - \frac{p'(x)}{L_p^2}.$$

$$\hookrightarrow \lambda^2 - \ell \frac{\mu_p}{D_p} \lambda - \frac{1}{L_p^2} = \phi \quad ; \quad \Delta = \left(\ell \frac{\mu_p}{D_p} \right)^2 + \frac{4}{L_p^2} \quad ;$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[\ell \frac{\mu_p}{D_p} \pm \sqrt{\left(\ell \frac{\mu_p}{D_p} \right)^2 + \frac{4}{L_p^2}} \right] \quad ;$$

$$p'(x) = A \exp(\lambda_1 x) + B \exp(\lambda_2 x) \quad .$$

Come condizioni al contorno posso usare:

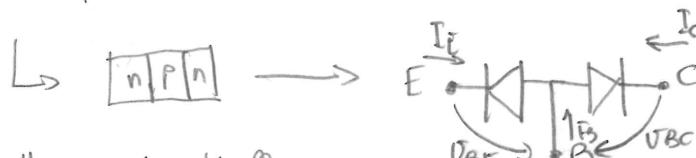
$$\left\{ \begin{array}{l} p'(\phi) \text{ noto} \quad (\text{infatti sono i portatori iniettati} \Rightarrow n_i \times [\text{legge della giunzione}]) \\ ? \end{array} \right.$$

Non so: penso ci sia punch-through poiché l'ampiezza della regione di svuotamento è immensa, dunque non saprei che ipotizzare.
Un tentativo è dire che si annullino all'infinito un altro che raggiunga il valore noto... dalla parte B.

Rifaccio idea transistor bipolare e conti.

Ricordo che una generica giunzione p-n è:

Dunque, in prima approssimazione un transistor npn è:



In realtà come vedremo non è così semplice, altrimenti non si avrebbe interesse nell'usare il dispositivo.

Tutto con Kirchhoff:

$$\hookrightarrow I_B = -I_E + I_C$$

I_E ha 2 contributi:

$$I_E = (-q) F_{nEB} - q F_{pBE}$$

$$I_C = +q F_{nBC} + q F_{pBC} + q F_{pBP}$$

Posso definire alcuni parametri:

$$\gamma_F \triangleq \frac{F_{nEB}}{F_{nEB} + F_{pBC}} \quad ; \quad I_E = -q(F_{nEB} + F_{pBC}) \rightarrow I_E = -q \frac{F_{nEB}}{\gamma_F} ;$$

$$b \triangleq \frac{F_{nBC}}{F_{nEB}} \rightarrow I_C = +q b F_{nEB} + I_{CBP} ; \Rightarrow I_C = \frac{I_E}{\gamma_F} \gamma_F \cdot (\gamma_F b) = -\gamma_F b I_E + I_{CBP}$$

↪ $\gamma_F \triangleq \gamma_P b$; MA!

$$I_B = -I_E - I_C = -I_C + \frac{I_C - I_{CBP}}{\gamma_F} \rightarrow I_C \left(\frac{1}{\gamma_F} - 1 \right) - \frac{I_{CBP}}{\gamma_F} = I_B$$

↪ $I_C = I_B \frac{\gamma_F}{1-\gamma_F} + \frac{I_{CBP}}{\gamma_F} \frac{\gamma_F}{1-\gamma_F}$ dove $\beta_F \triangleq \frac{\gamma_F}{1-\gamma_F}$.

Tutti i parametri sono ora definiti. Partiamo ora con i modelli sul serio:

$$\hookrightarrow I_E = (\text{da sx verso dx}) = +q D_{nA} \frac{\partial n'}{\partial x} \Big|_{x=x_{BE}} - q D_A \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=x_{EB}}$$

$$I_C = (\text{da dx verso sx}) = -q D_{nA} \frac{\partial n'}{\partial x} \Big|_{x=x_{BC}} + q D_p \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=x_{CB}}$$

A questo punto, l'oneroso compito di calcolare le varie distribuzioni.

$E - p_n^l$
 ↳ considero $x = \phi$ l'inizio del semiconduttore E, ossia il contatto metallico.

Ho:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{p'(x)}{L_p} \Rightarrow J_p(x) = -q D_p \frac{\partial p'(x)}{\partial x}$$

$$\Rightarrow \phi = D_p \frac{\partial^2 p'(x)}{\partial x^2} - \frac{p'(x)}{L_p} \Rightarrow p'(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right).$$

↳ $A + B = \phi \rightarrow A = -B$

$$p'(x_{EB}) = A \exp\left(\frac{x_{EB}}{L_p}\right) - A \exp\left(-\frac{x_{EB}}{L_p}\right) = 2A \sinh\left(\frac{x_{EB}}{L_p}\right)$$

↳ $A = p'(x_{EB}) \cdot \frac{1}{2 \sinh\left(\frac{x_{EB}}{L_p}\right)}$; $B = -A$

↳ $p'(x) = \frac{\sinh\left(\frac{x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{x_{EB}}{L_p}\right)} p'(x_{EB})$; se $x_{EB} \ll L_p$, $x \ll L_p$,

↳ $p'(x) \approx \frac{x}{x_{EB}} p'(x_{EB})$.

$B - n_p^l$

$$n_p'(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) ; \quad n_p'(x_{BE}), n_p'(x_{BC}) \text{ NOTI.}$$

↳ $n_p'(x_{BE}) = A \exp\left(\frac{x_{BE}}{L_n}\right) + B \exp\left(-\frac{x_{BE}}{L_n}\right) \rightarrow A = \left[n_p'(x_{BE}) - B \exp\left(-\frac{x_{BE}}{L_n}\right) \right] \exp\left(-\frac{x_{BE}}{L_n}\right)$

↳ $n_p'(x_{BC}) = \left[n_p'(x_{BE}) \exp\left(-\frac{x_{BE}}{L_n}\right) - B \exp\left(-\frac{2x_{BE}}{L_n}\right) \right] \exp\left(\frac{x_{BC}}{L_n}\right) + B \exp\left(-\frac{x_{BC}}{L_n}\right) = \rightarrow$

$$\rightarrow B \left[\exp\left(-\frac{x_{BC}}{L_n}\right) - \exp\left(-\frac{2x_{BE}}{L_n}\right) \exp\left(\frac{x_{BC}}{L_n}\right) \right] = n_p'(x_{BC}) - n_p'(x_{BE}) \exp\left(-\frac{x_{BE}}{L_n}\right) \exp\left(\frac{x_{BC}}{L_n}\right)$$

$$\rightarrow 2B \sinh\left(\frac{x_{BE} - x_{BC}}{L_n}\right) = n_p'(x_{BC}) \exp\left(\frac{x_{BE}}{L_n}\right) - n_p'(x_{BE}) \exp\left(\frac{x_{BC}}{L_n}\right)$$

$$A = np'(x_{BE}) \exp\left(-\frac{x_{BE}}{L_n}\right) - B \exp\left(-\frac{2x_{BE}}{L_n}\right) = \frac{1}{2\sinh\left(\frac{x_{BE}-x_{BC}}{L_n}\right)} \times$$

$$\left[np'(x_{BE}) \exp\left(-\frac{x_{BC}}{L_n}\right) - \cancel{np'(x_{BE}) \exp\left(-\frac{2x_{BE}-x_{BC}}{L_n}\right)} - np'(x_{BC}) \exp\left(-\frac{x_{BB}}{L_n}\right) + \right.$$

$$\left. + \cancel{np'(x_{BE}) \exp\left(-\frac{2x_{BE}-x_{BC}}{L_n}\right)} \right] = \frac{np'(x_{BE}) \exp\left(-\frac{x_{BC}}{L_n}\right) - np'(x_{BC}) \exp\left(-\frac{x_{BB}}{L_n}\right)}{2\sinh\left(\frac{x_{BE}-x_{BC}}{L_n}\right)}$$

$$np'(x) = \frac{1}{2\sinh\left(\frac{x_{BE}-x_{BC}}{L_n}\right)} \left[np'(x_{BE}) \exp\left(\frac{x-x_{BC}}{L_n}\right) - np'(x_{BC}) \exp\left(\frac{x-x_{BE}}{L_n}\right) + \right.$$

$$\left. + np'(x_{BC}) \exp\left(\frac{x_{BE}-x}{L_n}\right) - np'(x_{BE}) \exp\left(\frac{x_{BC}-x}{L_n}\right) \right] =$$

$$= np'(x_{BE}) \frac{\sinh\left(\frac{x-x_{BC}}{L_n}\right)}{\sinh\left(\frac{x_{BE}-x_{BC}}{L_n}\right)} + np'(x_{BC}) \frac{\sinh\left(\frac{x_{BE}-x}{L_n}\right)}{\sinh\left(\frac{x_{BE}-x_{BC}}{L_n}\right)}$$

(aborts)

$$\approx np'(x_{BE}) \frac{x_{BC}-x}{w_B} + np'(x_{BC}) \frac{x-x_{BE}}{w_B} \quad (w_B' = x_{BC} - x_{BE}).$$

C-p: Condizioni: Iato lungo, $p_n'(x_{CB})$ nota.

$$\hookrightarrow p_n'(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right);$$

$$\hookrightarrow A = \phi !$$

$$\Rightarrow B \exp\left(-\frac{x_{CB}}{L_p}\right), p_n'(x_{CB}) \rightarrow \boxed{p_n'(x) = p_n'(x_{CB}) \exp\left(-\frac{x-x_{CB}}{L_p}\right)}.$$

Ora abbiamo le espressioni delle correnti e dei minortari.
Possiamo procedere

$$I_E = q D_n \frac{\partial n'}{\partial x} - q D_p \frac{\partial p'}{\partial x} = q \frac{D_n n'(x_{BC})}{L_n} \frac{\cosh(\frac{x_{BC}-x_B}{L_n})}{\sinh(\frac{x_{BC}-x_B}{L_n})} + q \frac{D_n n'(x_{BC})}{L_n} \frac{\cosh(\frac{x_{BC}-x_C}{L_n})}{\sinh(\frac{x_{BC}-x_C}{L_n})} \quad (1)$$

$$- \frac{q D_p n^2}{N_D N_V E} \left(\dots \right)$$

$$I_C = q D_p \frac{\partial p'}{\partial x} - q D_n \frac{\partial n'}{\partial x} = q \frac{n_p'(x_{BC}) D_n}{L_n} \sinh^{-1}\left(\frac{x_B}{L_n}\right) - q \frac{n_p'(x_{BC}) D_n}{L_n} \coth\left(\frac{x_B}{L_n}\right)$$

$$- \frac{q D_n}{L_p} n'(x_{CB}).$$

Con le leggi della giunzione, posso scrivere:

$$I_E = - \frac{q D_n n_i^2 A}{L_n N_{AB}} \coth\left(\frac{V_{B3}}{L_n}\right) \left[\exp\left(\frac{V_{B3}}{V_T}\right) - 1 \right] - \frac{A q D_p n_i^2}{N_D N_V E} \left[\exp\left(\frac{V_{B3}}{V_T}\right) - 1 \right] + \\ + \frac{A q D_n n_i^2}{L_n N_{AB}} \sinh^{-1}\left(\frac{x_B}{L_n}\right) \left[\exp\left(\frac{V_{B3}}{V_T}\right) - 1 \right]$$

$$I_C = \frac{q D_n A n_i^2}{L_n N_{AB}} \sinh^{-1}\left(\frac{x_B}{L_n}\right) \left[\exp\left(\frac{V_{B3}}{V_T}\right) - 1 \right] - \frac{q D_n A n_i^2}{L_n N_{AB}} \coth\left(\frac{V_{B3}}{L_n}\right) \left[\exp\left(\frac{V_{B3}}{V_T}\right) - 1 \right] \\ - \frac{q D_n n_i^2 A}{L_p N_{DC}} \left[\exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right]$$

$$I_E = \alpha_{11} \left[\exp\left(\frac{V_{B3}}{V_T}\right) - 1 \right] + \alpha_{12} \left[\exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right] \Rightarrow \begin{bmatrix} I_E \\ I_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{V_{B3}}{V_T}\right) - 1 \\ \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \end{bmatrix}$$

$$I_C = \alpha_{21} \left[\exp\left(\frac{V_{B3}}{V_T}\right) - 1 \right] + \alpha_{22} \left[\exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right]$$