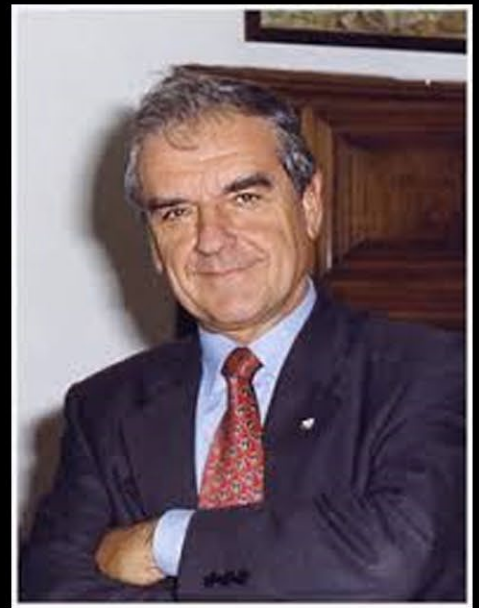


Fisica del transistor
appunti dalle lezioni UniGE
di Giampiero Barbieri - 1964



Fabio Capocaccia

FISICA DEL TRANSISTORE

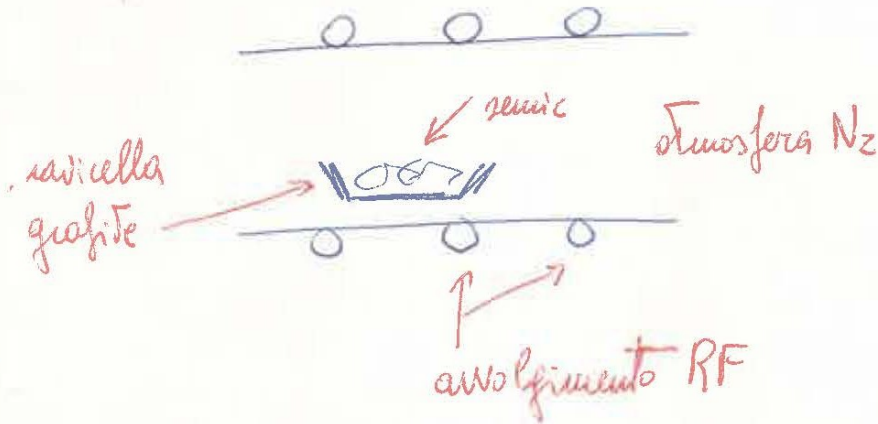
appunti da capocaccia

Semiconduttori

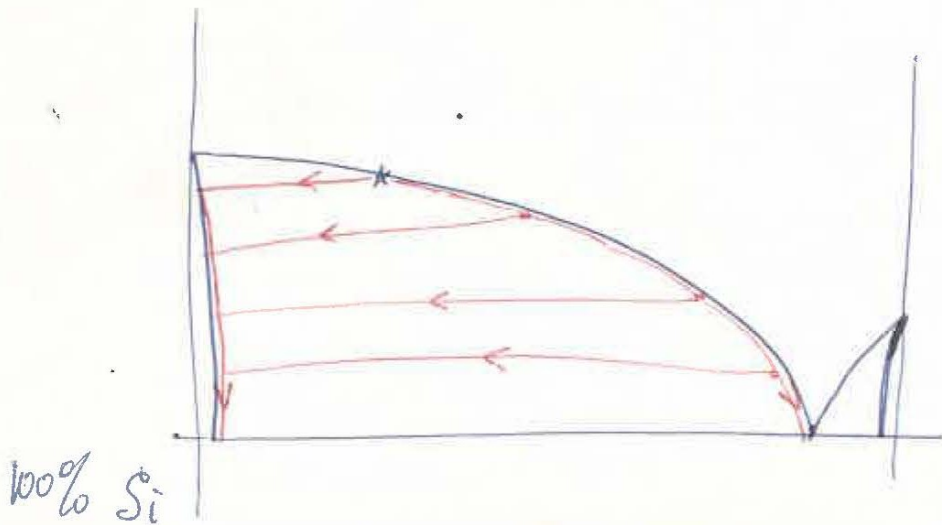
Sono materiali del gruppo 4°

- Germanio
- Silicio

Molto difficili da purificare - Si prende un elemento già
puro (95%) e lo si fa transitare in un forno RF



La navicella avanza, fonde la prima parte, poi il resto -
la purificazione è basata sulla segregazione



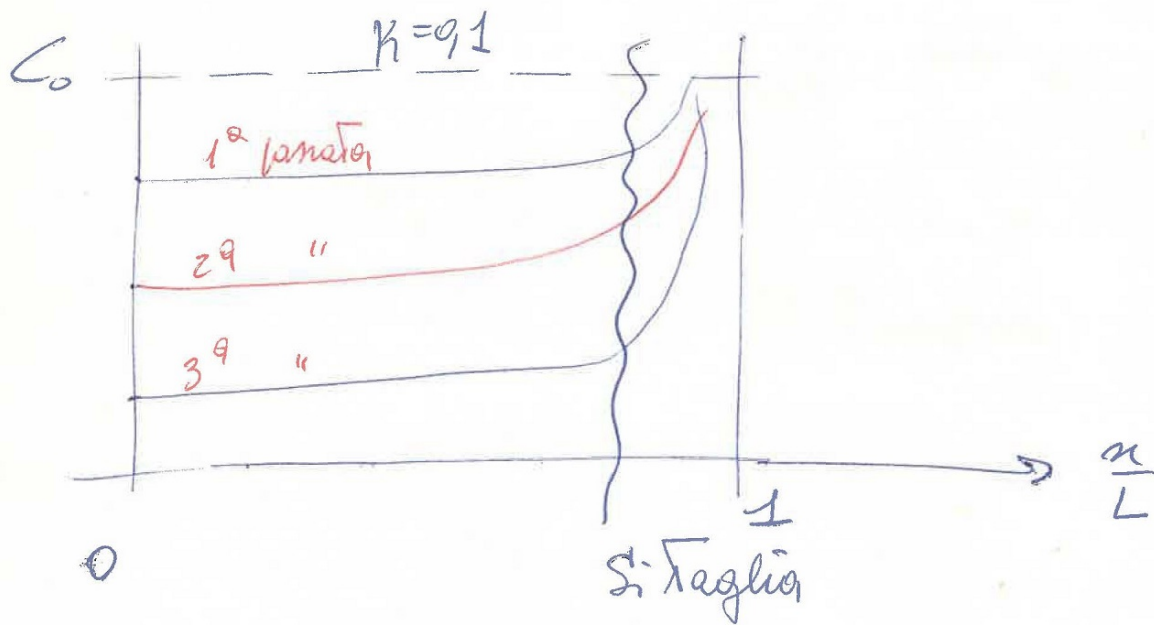
quindi si deposita una fase solida molto pura -

Il processo si ripete più volte -

$$K = \frac{C_s}{C_L}$$

$$K \begin{cases} 0,1 \\ 0,001 \end{cases}$$

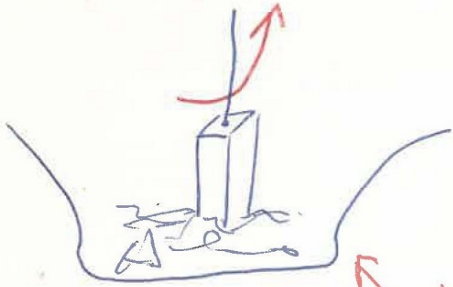
Verso la fine del carro si depositano tutte le impurità -



Ottenuto un cristallo puro lo si fa "crescere" coi
semi tritati ottenuti dal processo precedente

Metodo Czochralsky

Si mette la parte tritata in un crogiolo - Si prende un seme cristallino appeso (si gira e si trasla)



nonno già esseri i drogaggi

Difetti frequenti

dislocazioni
a framide
di accrescimento

Transistor a giunzione

si ottengono col metodo precedente

Tagliando si hanno tanti

Transistor (si possono costruire simmetrici)



↑ fette

In genere la sbarra si fa con:

N | P | N

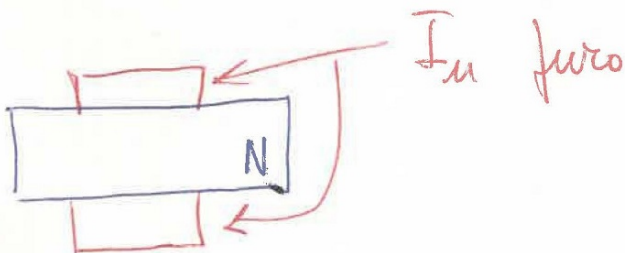
quando tiro su da parte mediana vado più veloce (grown junction)

gli inconvenienti sono quelli di avere una base troppo grande (necessità spazio per le saldature)

Si può usare una unica bacchetta con droganti a diversa diffusibilità. A seconda della velocità di estrazione rimane drogato N o P (rate grown)

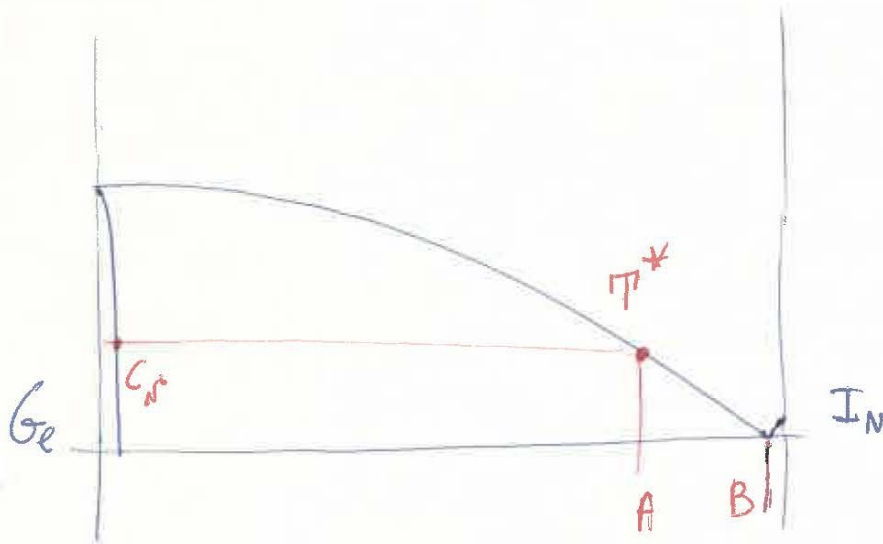
Altri metodi (solo per Ge)

Prendo una fetta N, appoggio due gocce di In fuso e metto in forno



Ma il diagramma di stato è del tipo

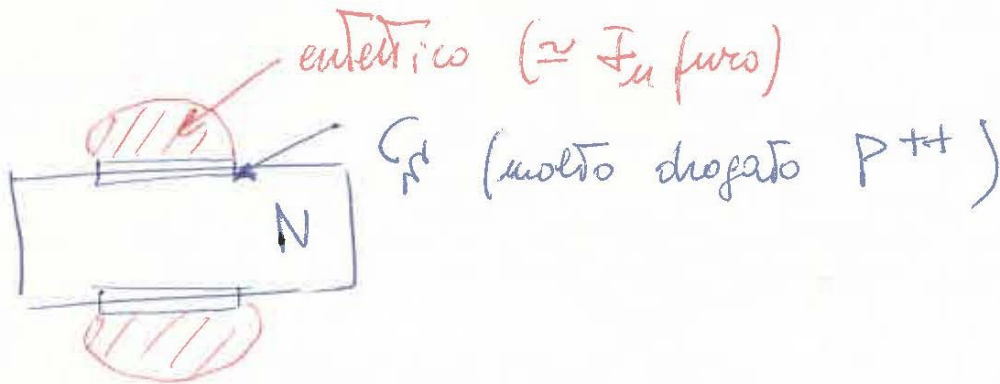
3



$T^* \Rightarrow T_m$ fuso

Si ha un liquido di concentrazione A

↙ ho un solido di concentrazione C_{In}^s (molto drogato)
ho un eutetico che è quasi T_m fuso



la base non può essere molto sottile (pericolo di punch-through)

Procedimenti di diffusione

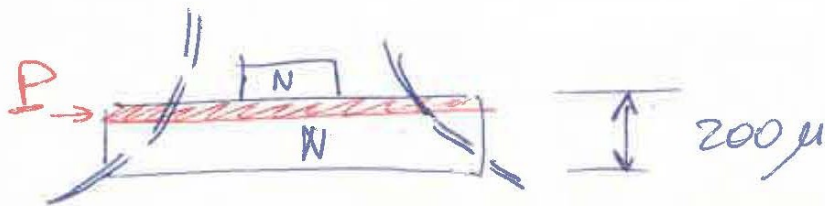
Sono più controllabili e hanno una maggiore selettività

Messa:

si ~~fanno~~ fanno fette cilindriche ($200 \mu = 0,2 \text{ mm}$)

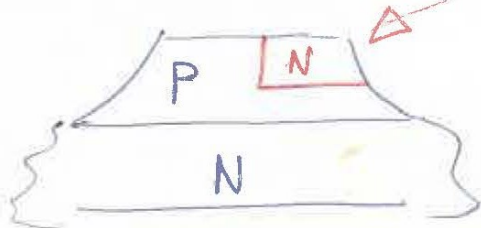
Supponiamo di avere una fetta N

Diffondo uno strato P

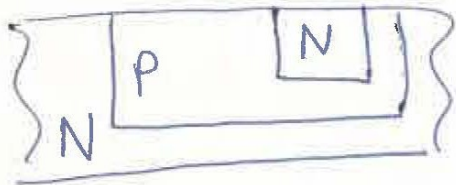


Metto sopra una fetta N e taglio (regolo con la
lavoratura di base -

Messa a doppia diffusione (ci vuole una mascheratura)



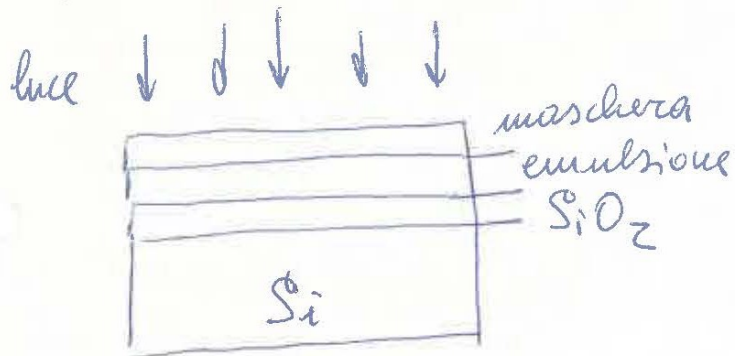
Planare (solo Si)



2 schermature

Mascherature

Si ossidandosi forma una maschera. Intaccando l'ossido si possono disegnare circuiti. SiO_2 è amorfo. SiO_2 si può trattare con tecniche fotografiche.



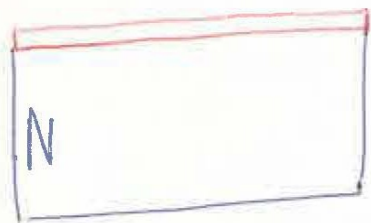
indi si manda in un attacco chimico HF che colpisce solo una delle due zone (quella che ~~era~~ ha perso luce). Indi si fanno le diffusioni.

(B , BCl_3) Tipo P

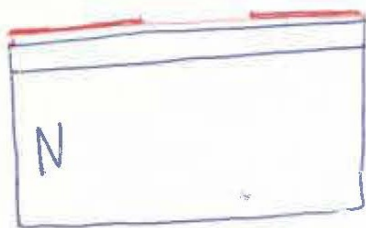
(P_2O_5) Tipo N



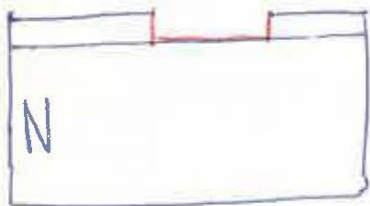
↓ *omido*



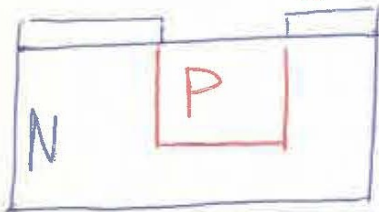
↓ *maschera e illumino*



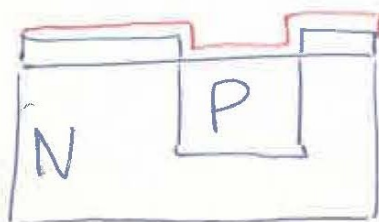
↓ *attacco chimico*



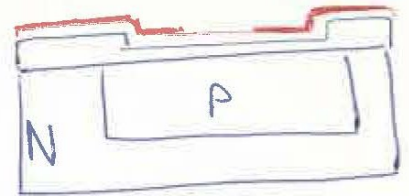
↓ *diffuso P*



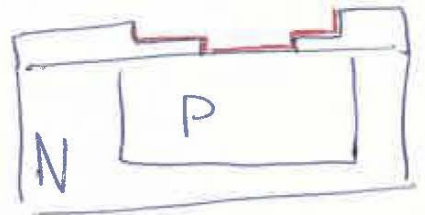
↓ *omido*



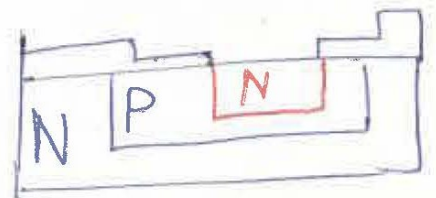
↓ *maschera e illumino*



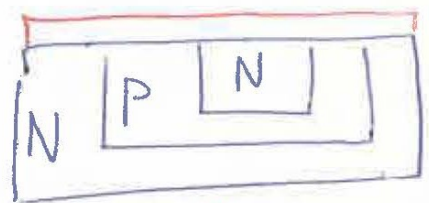
↓ *attacco chimico*



↓ *diffuso N*



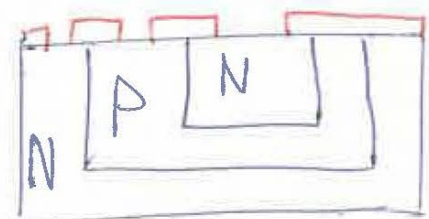
↓ *omido*



↓ *maschera e illumino*

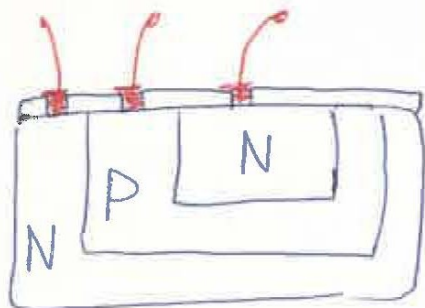


↓ *attacco chimico*



↓

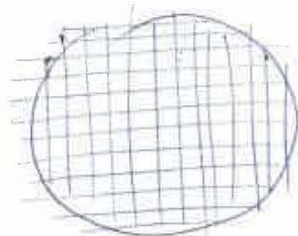
↓ metallo



5
⇒ ancora un po' di lavorazione dell'alluminio, selezione, montaggio

NB Su una fetta le maschere sono ripetute più volte

- * le righe sono incise
- * con un rullo si fanno i pezzi
- * con induttore magnetico si regano i non funzionanti
- * gli scarti si recuperano con la calce viva



da 2'000
↓
10'000

Crescita epitassiale

Con la diffusione non si può avere uno strato superficiale meno drogato di quello profondo. Con la diffusione non si hanno buone conduttività in saturazione (ρ elevata).

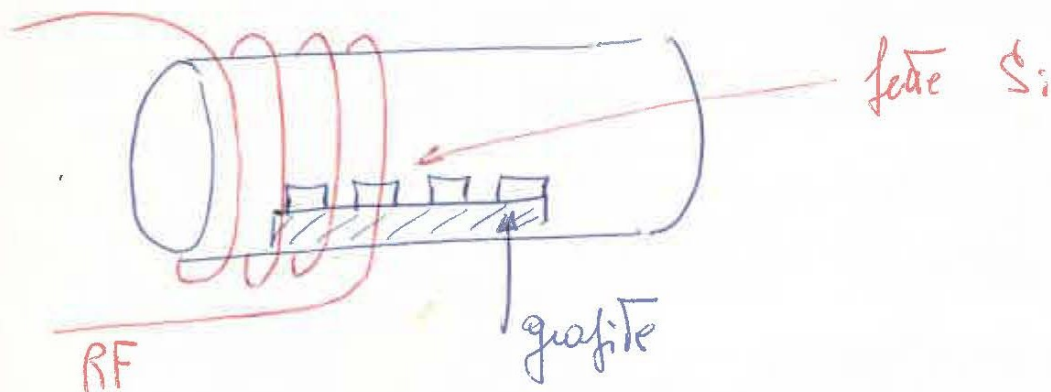
Questi fatti si riescono a superare con la crescita epitassiale. Si ottiene con una reazione chimica in fase di vapore.

la reazione è



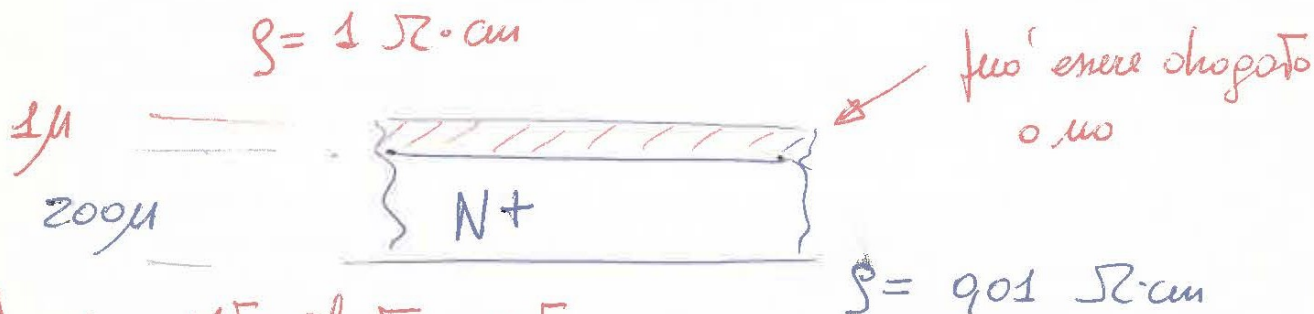
↑
dipende dalle concentrazioni

Si usa un forno a Tubo di quarzo in RF



le pareti del forno sono fredde (\rightarrow le impurità delle pareti non vanno nel Si)

- 1) Si deposita Si dalle fette (per avere superfici pulite)
- 2) Si cambia la concentrazione e si fa la crescita



- 3) si completa il transistor

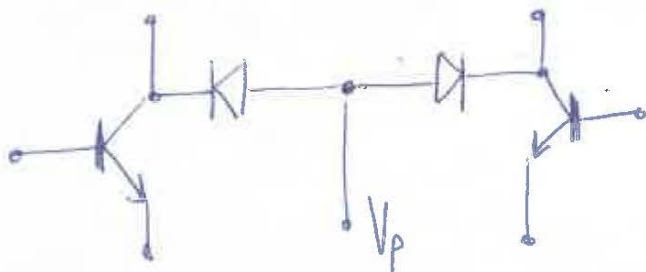
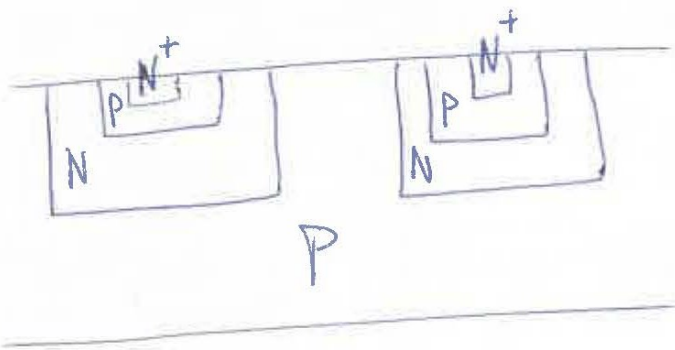
Preparazione maschere

- 1) disegno (10^3 fin' grande)
- 2) si porta su mylar
- 3) riduzione fotografica (40 volte fin' piccolo)
- 4) riduzione " e ripetizione
- 5) ottenuta la matrice si fanno tante copie

Circuiti integrati

def.: Un blocco che realizza una funzione

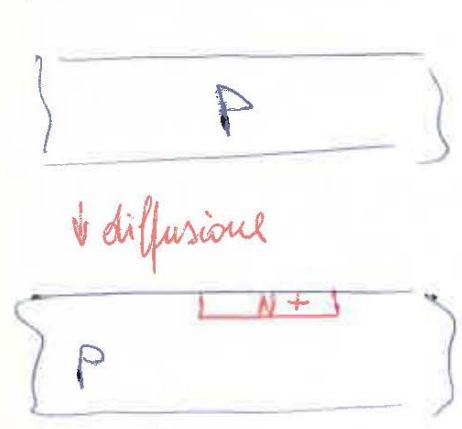
* per volare tra loro due TR



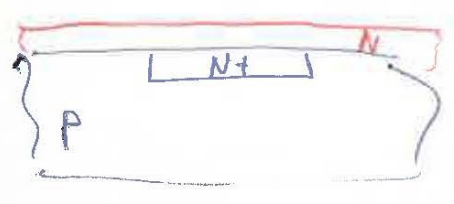
se $V_p / < V_{c1}, V_{c2}$ i diodi sono polarizzati
 inversamente \implies non conducono

Inconvenienti: resistenza serie alta

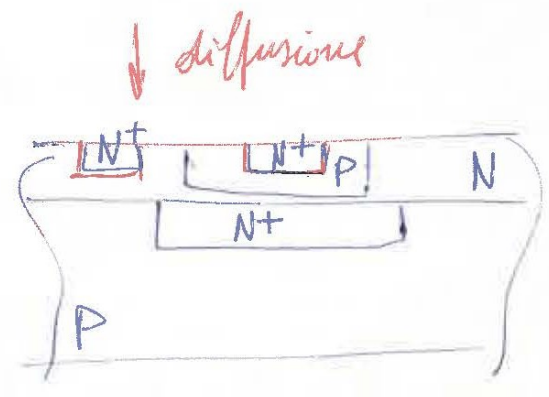
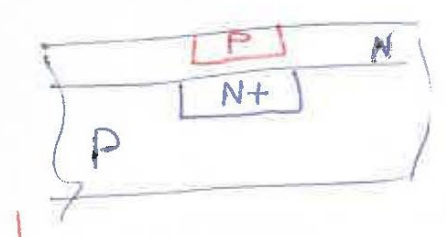
Per rimediare si usa la struttura epitassiale a strato seppellito
 lo strato seppellito e' N^+ (molto conduttore)



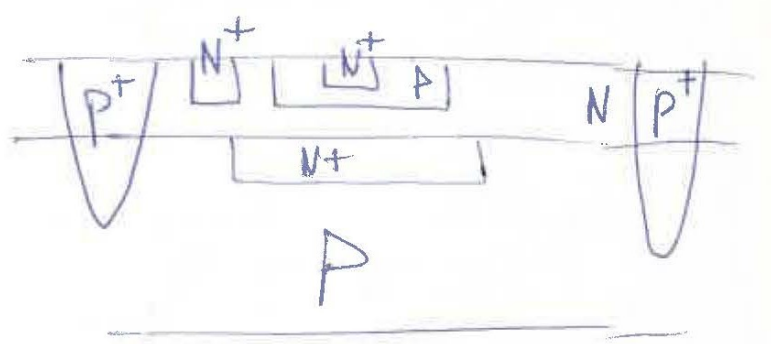
↓ epitassiale



↓ diffusione

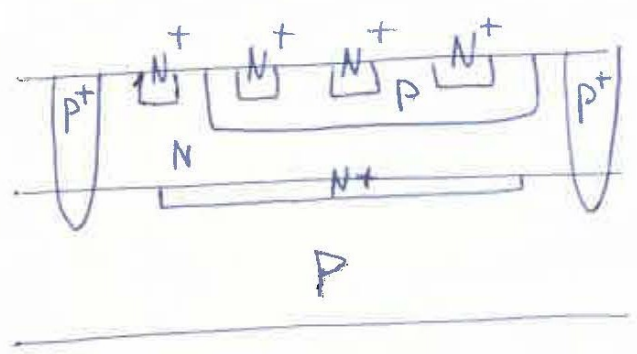


transistore completo



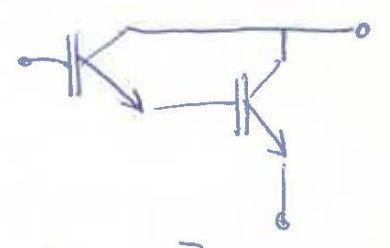
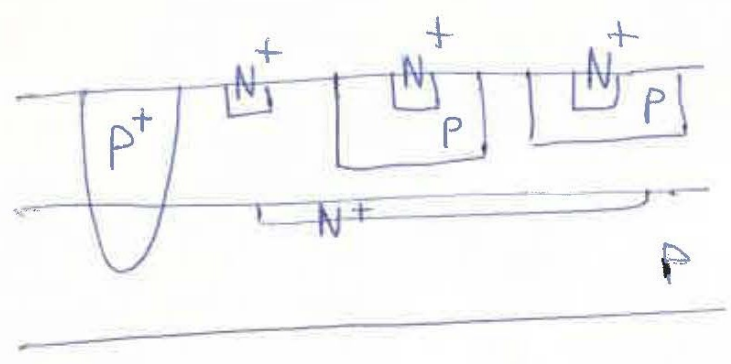
Il problema dello stato seppellito che tende a diffondere in alto e in basso \rightarrow bisogna usare un drogante a bassa diffusività [la struttura non è intercambiabile perché non droganti P adatti]

Multiemitter



2 Transistori a collettore comune

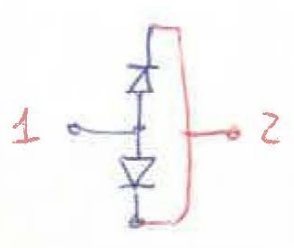
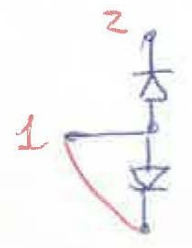
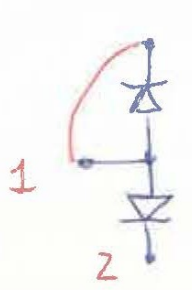
(amplificatore Darlington)



quad. β^2

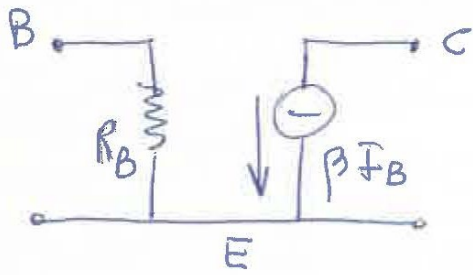
Diodi

basta collegare in modo opportuno due terminali



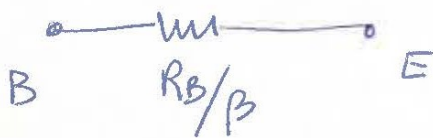
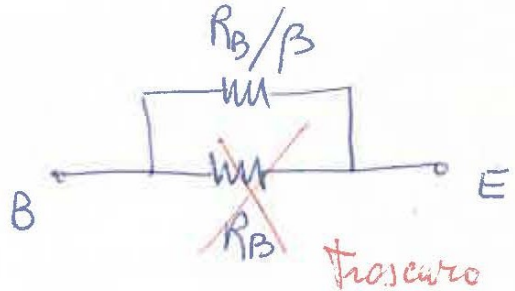
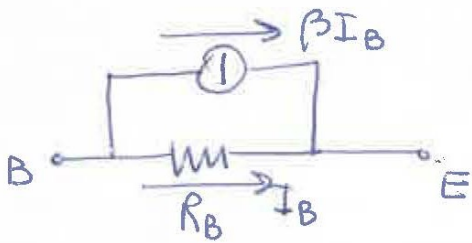
la disposizione più usata è la $V_{CB}=0$ (↓ la resistenza)

infatti



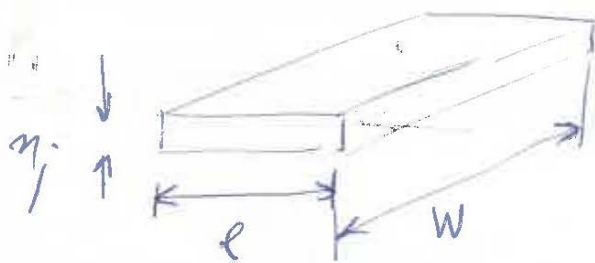
vedo R_B

diventa



vedo $R_B/β$

Resistenza



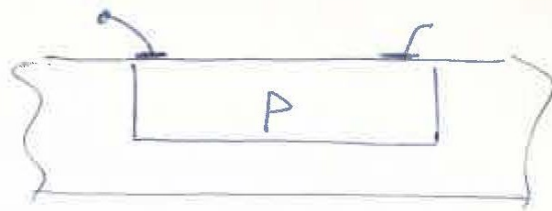
$$R = \frac{\rho \cdot l}{\eta_j \cdot W} = \rho \frac{l}{W}$$

resistenza di un quadrato ($l=W$)

Si possono costruire con

Ci sono problemi di distorsione

dei campi. Interessa il minimo ingombro \rightarrow $f \cdot W = \text{min}$

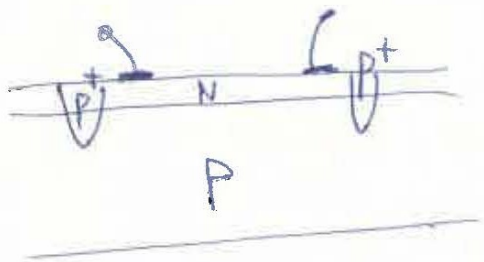


W_{min} dato dal processo fotografico $W = 5 - 25 \mu$

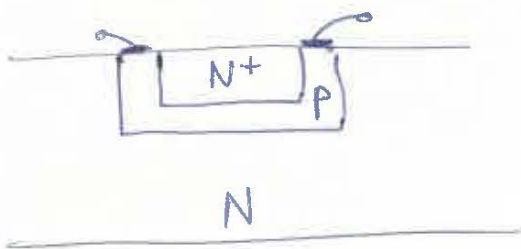
$W = 25 \mu$ $\epsilon = 15\%$ (Tolleranza)

$W = 5 \mu$ $\epsilon = 25\%$

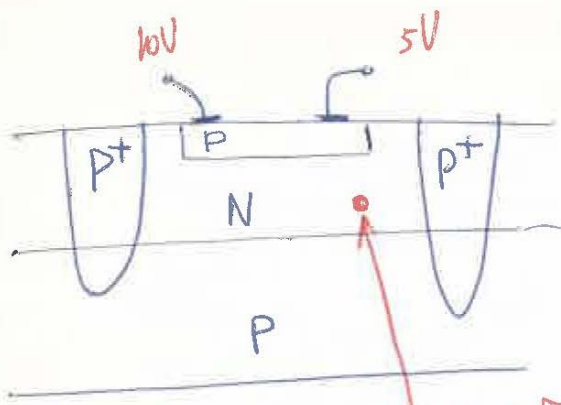
Resistenze epitassiali



Resistenze limitate



Ci sono notevoli problemi di isolamento. Una soluzione è quella di avere uno strato flottante;

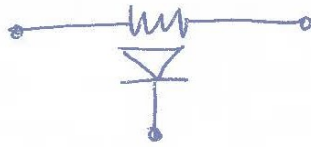


N flottante

si porta alla tensione più alta (10V)

quindi si hanno polarizzazioni inverse, quindi isolamento

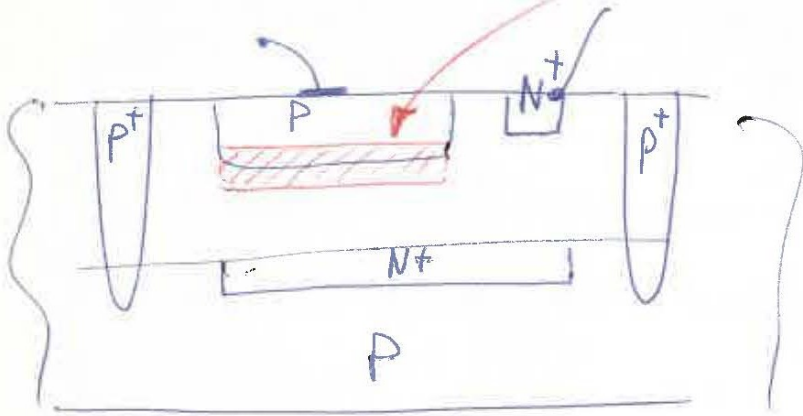
circuito equivalente



Condensatori

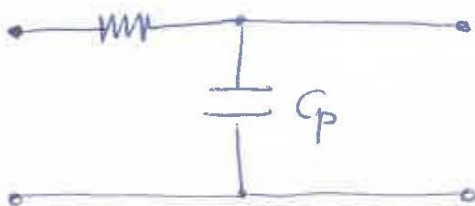
A capacitor di giunzione

questa capacitor è funzione di V

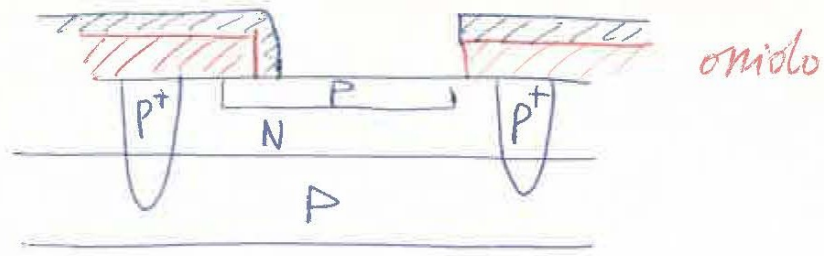


$$C = \frac{\kappa}{\sqrt[m]{V - \phi}}$$

κ di barriera



MOS

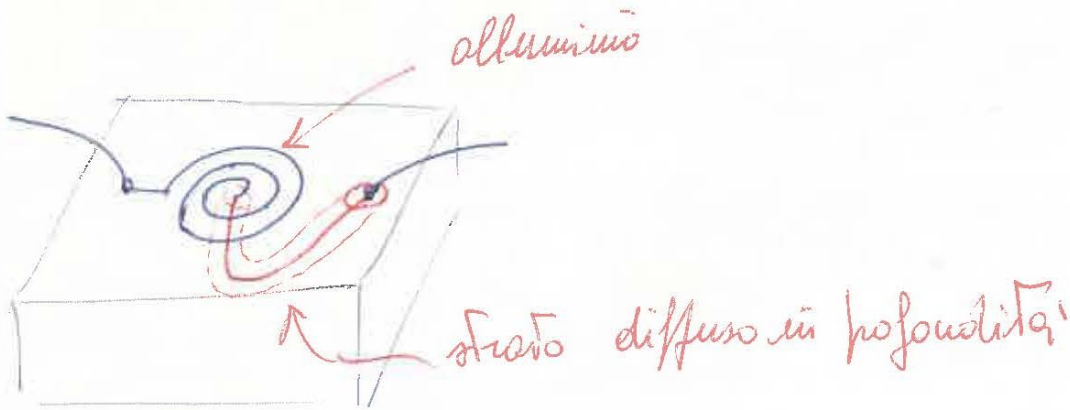


la sua capacit  e' costante entro un certo camp di tensioni

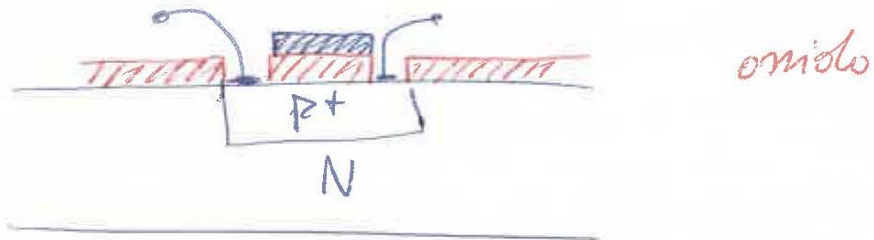
$$C = \frac{\epsilon}{n_0} \quad (\text{per unit  di superficie})$$

Induttanze

Sono molto difficili da fare



Micro:



Problemi di spazio

Area dispositivi \downarrow , possibilità di fin' dispositivi \nearrow linearmente

costo dipende dal n° di operazioni

Probabilità di errori nella fetta: uniforme

Difetti : reticolo rotto
 lastre
 punti nella emulsione fotografica

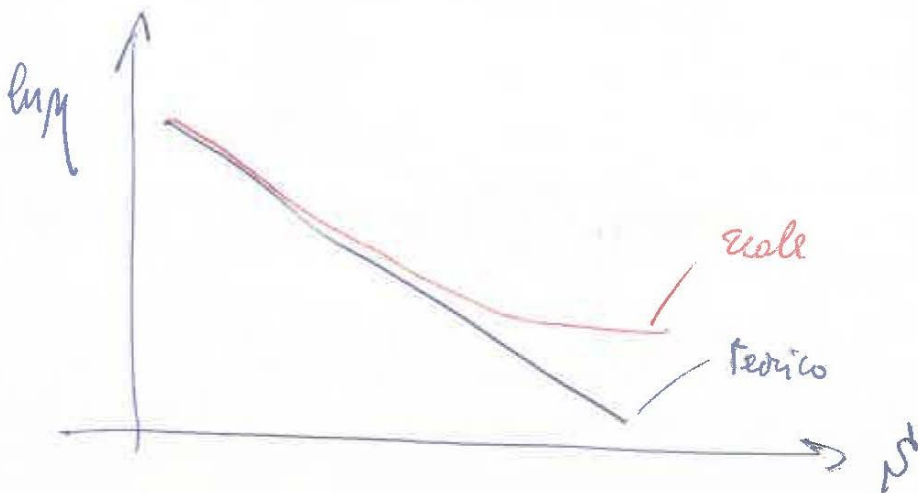
La probabilità di buon funzionamento è di Poisson - Se

$$\delta = \text{n° difetti} / \text{cm}^2 \quad \rightarrow$$

$$\eta = e^{-\delta S^d}$$

"resa"

graficando



C_p costo piastrina

C_w " fetta



$$C_p = \frac{C_w}{N \cdot \eta}$$

$$N = \frac{S_w}{S^t}$$

↑ area singolo circuito

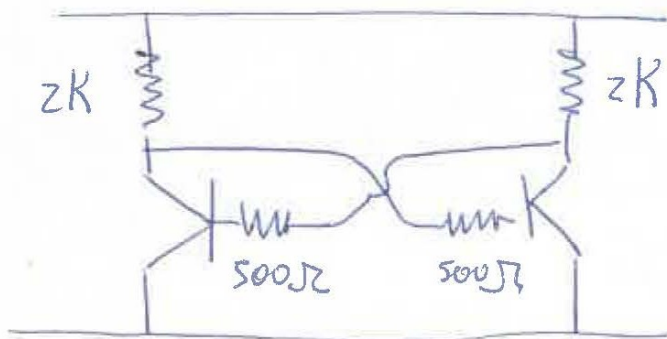
quindi

$$C_p = \frac{C_w}{S_w} N^t e^{d S^t}$$

C_p ↑ rapidamente $\propto S^t$ ↑

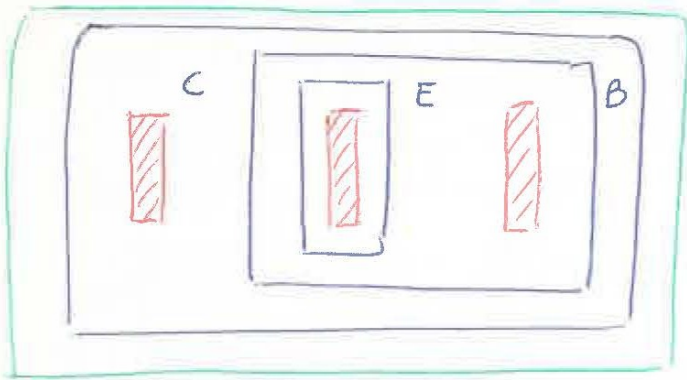
→ S è il parametro più importante

Realizzazione bistabile integrato

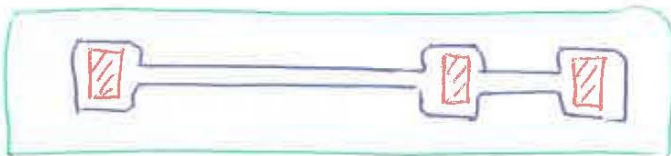


dati $R = 120 \frac{\Omega}{\square}$

I_{max}



blocco Transistore

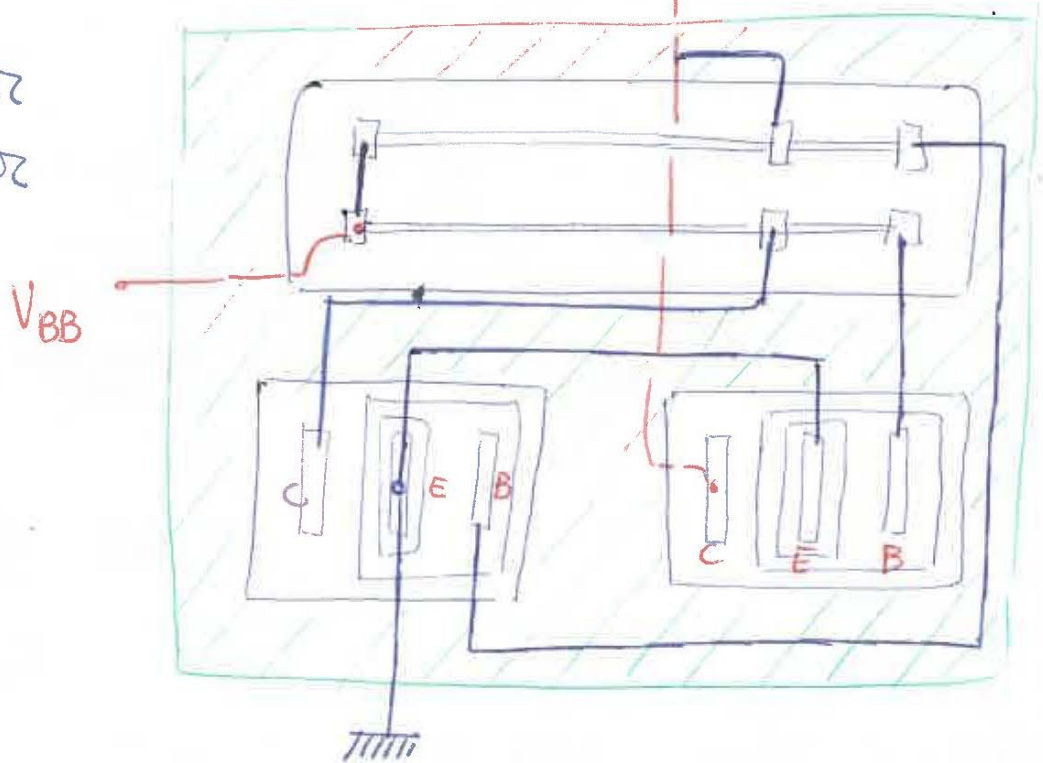


blocco resistenza
(nel circuito hanno un estremo comune)

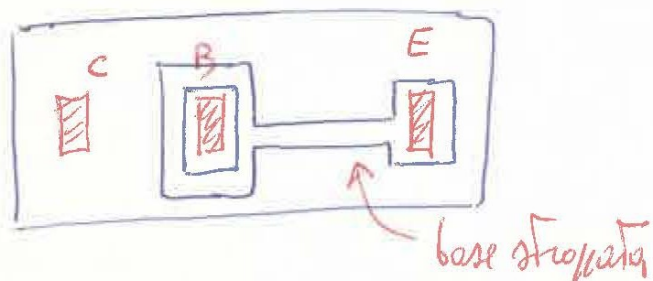
Se $R = 120 \frac{\Omega}{\square}$ e $W = 5 \mu \Rightarrow$ \uparrow collettore uscita

$16 \square = 2K \Omega$

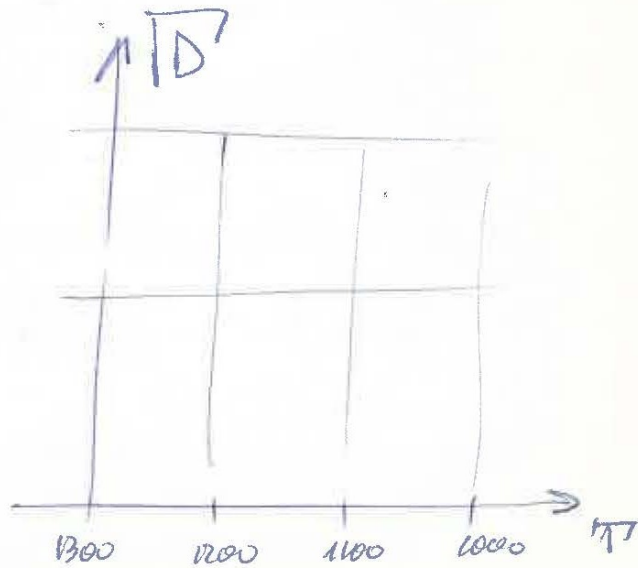
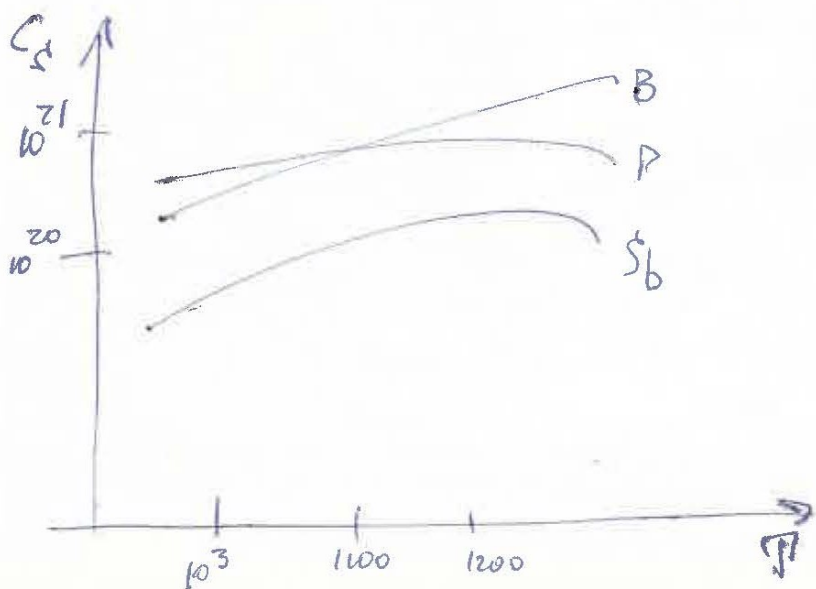
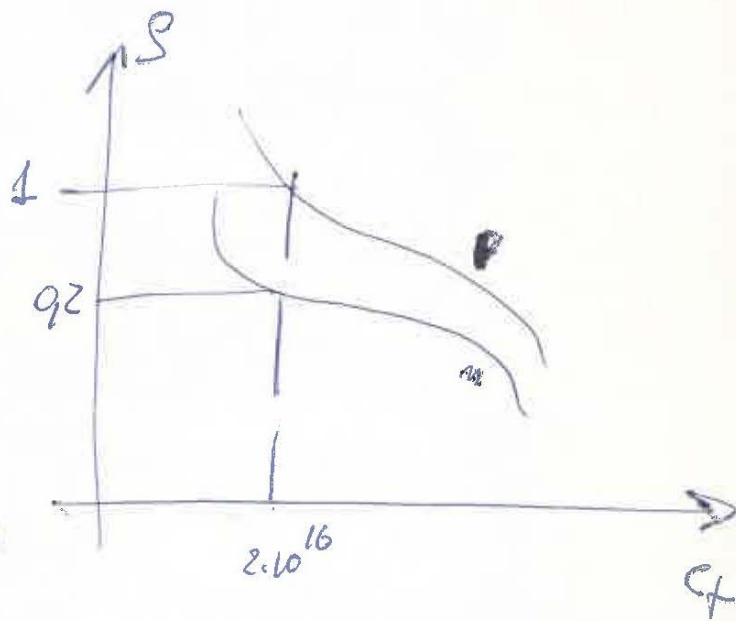
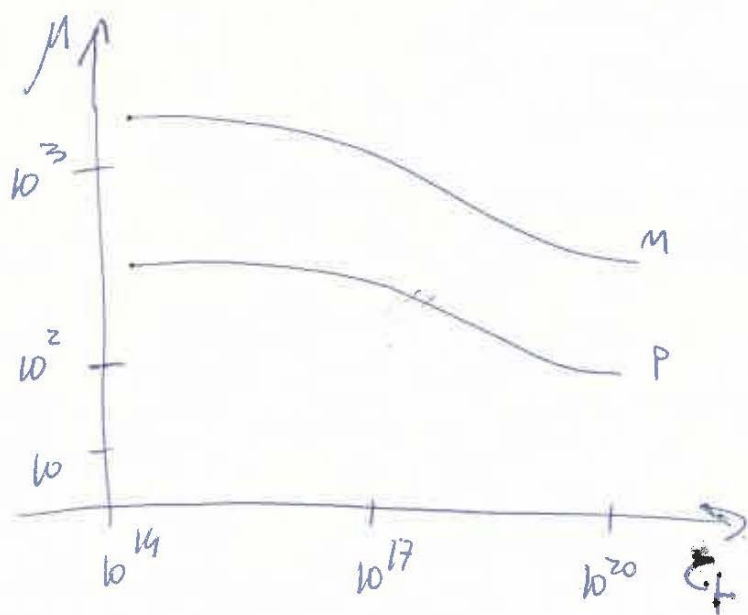
$4 \square = 500 \Omega$



Si potrebbe sopprimere la resistenza da 500 Ω inglobandola
 dentro il TR (con una struttura)



Per la realizzazione pratica partiamo da cristalli Γ -
 Utilizziamo alcuni diagrammi importantissimi -

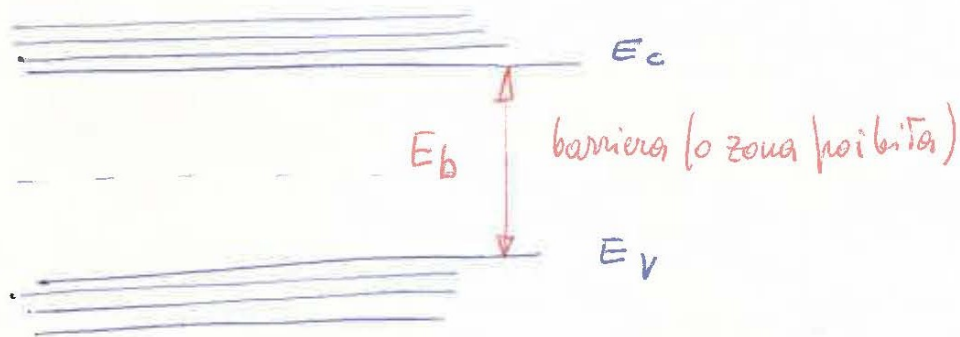


Drogaggio P e N

Il Si e il Ge sono tetravalenti - Se nella struttura cristallina mettiamo un atomo pentavalente questo ha una valenza non saturata \rightarrow una carica + fissa e 1 elettrone libero di muoversi (drogaggio N) -

Se mettiamo un trivalente mi rimane libera una valenza del Si (o Ge) che viene saturata da 1 elettrone \rightarrow carica + mobile, carica - fissa

Vediamo di spiegare perché i due fenomeni sono così diversi (in effetti in entrambi i casi non si ha altro che una valenza da saturare, ma gli effetti sono diversi) - Per capire ciò dobbiamo considerare i livelli energetici possibili per gli elettroni - la situazione è questa:



per un metallo $E_b = 0$

barriera molto difficile da superare

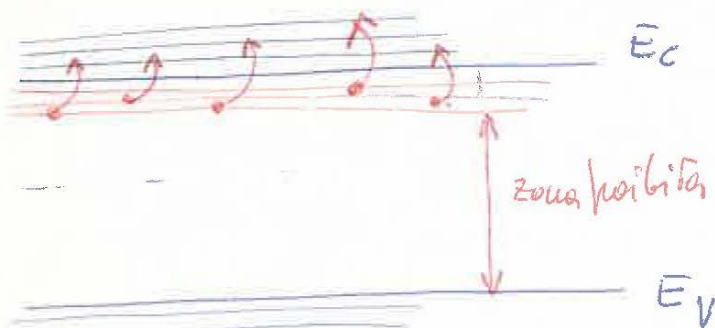
" " isolante $E_b \approx 8$ eV

" " semiconduttore 1,1 Si, 0,68 Ge, 1,4 As Ga

non troppo difficile da superare

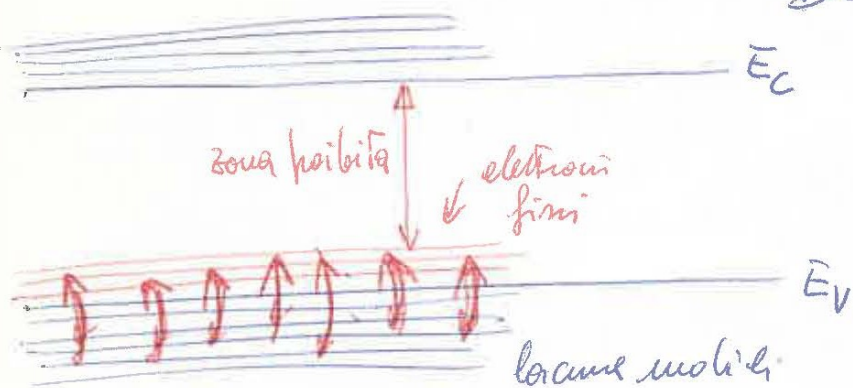
Vediamo cosa succede se drogo N; (è l'effetto esterno e quello di avere molti più elettroni di conduzione;

Drogato N



≡≡≡ nuovi stati possibili per gli elettroni →
 è molto più facile avere elettroni in conduzione
 le lacune "zone" sono poche

Drogato P

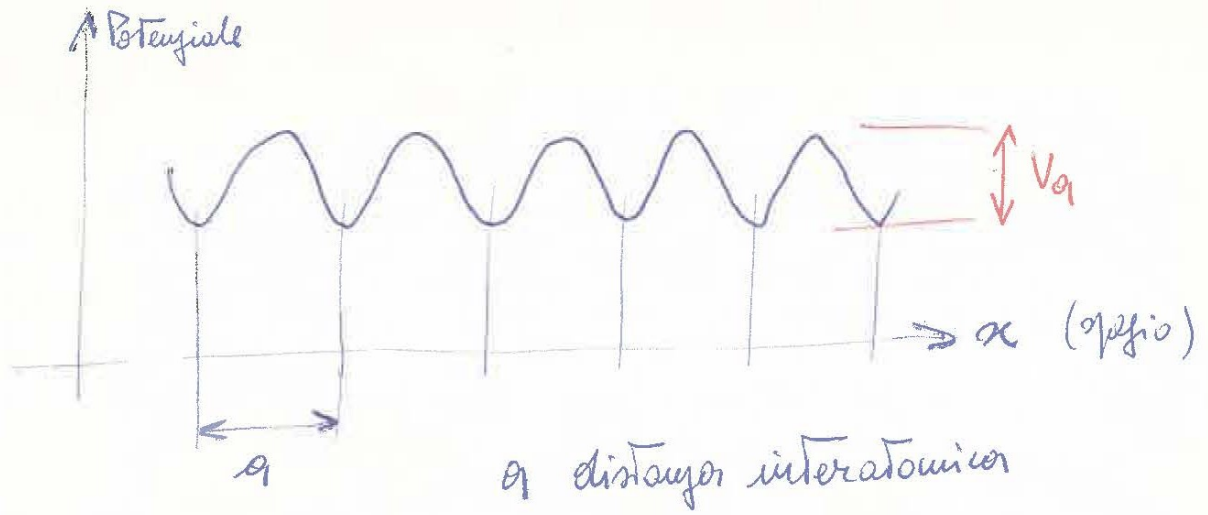


≡≡≡ nuovi stati possibili per gli elettroni →
 elettroni di valenza occupano questi stati →
 → si formano lacune "ble" mobili (mancanza elettroni)

Il n° di atomi di droganti si potrà esprimere attraverso concentrazioni: con alcune concentrazioni n e p - Quando ho un semic. da una parte con concentrazione n e dell'altra con conc. p, dico ~~si~~ giungo al luogo di p-n dove $n = p$ numericamente -

I processi di drogaggio avvengono per diffusione → studiamo bene il processo di diffusione nei semiconduttori -

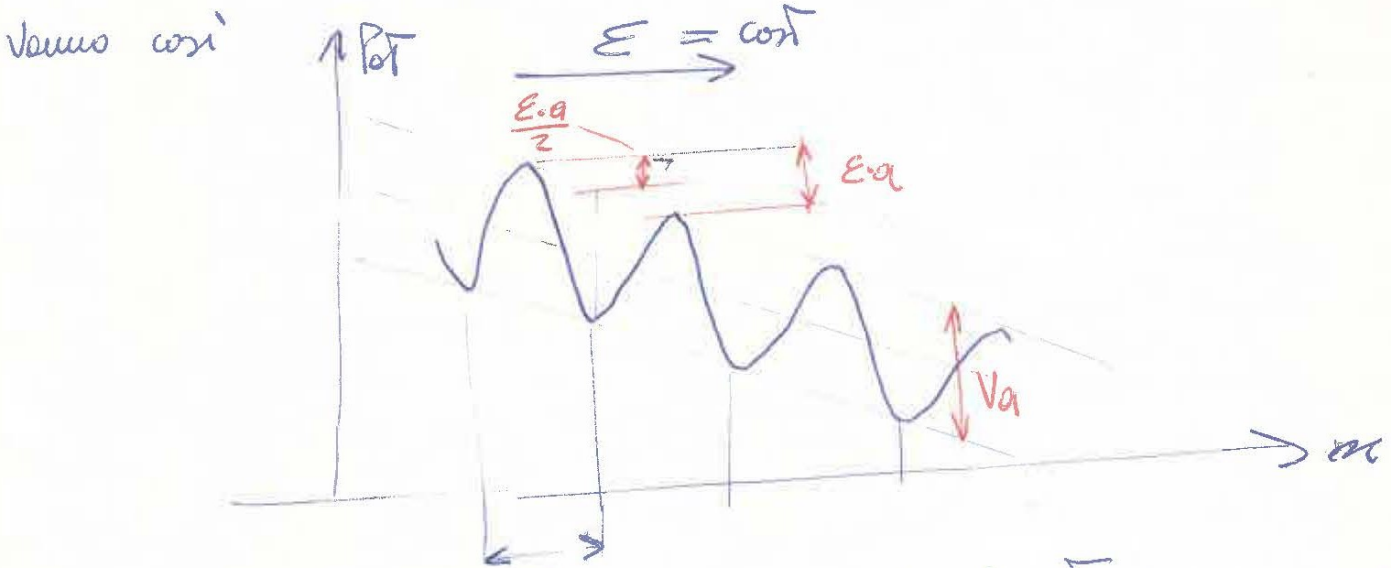
L'ostacolo alla diffusione è dovuto ai salti di potenziale che si devono fare (data la struttura cristallina) - Studiamo il caso di distribuzione di potenziale senza campo elettrico e poi con campo elettrico -



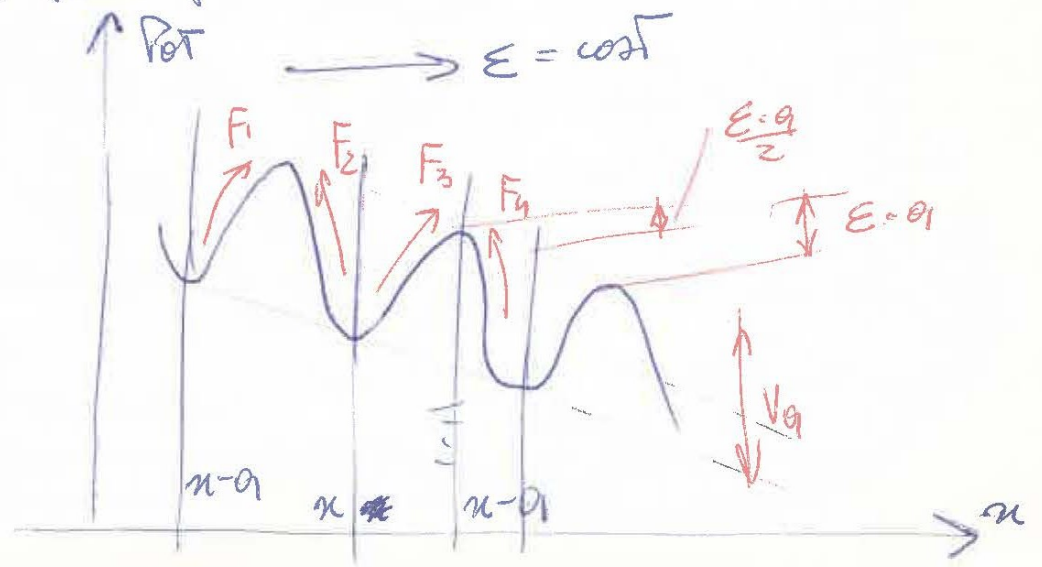
a distanza interatomica

V_0 salto di potenziale

Se sommo un campo elettrico $E = cost \rightarrow$ ho un potenziale lineare con x [infatti $V = -\int E \cdot dx \Rightarrow V = Kx$] e le cose vanno così



Vediamo di trovare il $\frac{q}{2}$ flusso di cariche che attraversano una sezione



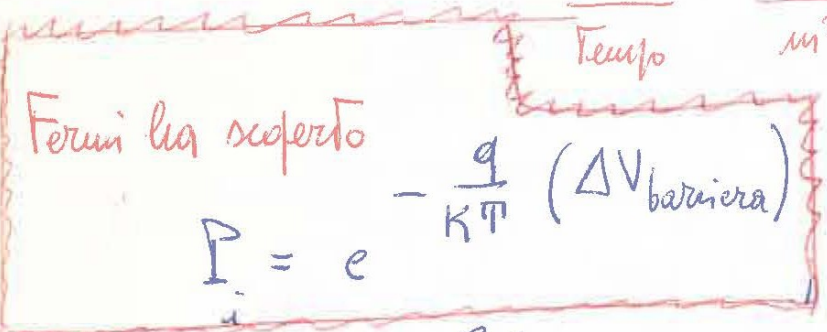
è il diavolo che $F(x) = \frac{(F_1 - F_2) + (F_3 - F_4)}{2}$ ↑ media

calcoliamo i vari termini:

$$F_1(x) = \left[\frac{\text{atomi che saltano}}{m^2 \cdot \text{tempo}} \right] = v \cdot C \cdot a \cdot P_1$$

$\frac{\text{n° salti}}{\text{Tempo}}$
 $\frac{\text{n° atomi}}{m^3}$
 m

probabilità di saltare la barriera



$$P_1 = e^{-\frac{q}{kT} (\Delta V_{\text{barriera}})}$$

barriera è $V_q - \frac{E \cdot q}{2} \rightarrow P_1 = e^{-\frac{q}{kT} (V_q - \frac{E \cdot q}{2})}$

quindi

$$-\frac{q}{kT} (V_q - \frac{E \cdot q}{2})$$

$$F_1(x) = v \cdot a \cdot C(x-a) e$$

$$F_2(x) = v \cdot a \cdot C(x) e^{-\frac{q}{kT} (V_q + \frac{E \cdot q}{2})}$$

$$F_3(x) = v \cdot a \cdot C(x) e^{-\frac{q}{kT} (V_q - \frac{E \cdot q}{2})}$$

$$F_4(x) = v \cdot a \cdot C(x+a) e^{-\frac{q}{kT} (V_q + \frac{E \cdot q}{2})}$$

nono dunque calcolare $F(x)$

Vediamo di fare il conto abbreviato

$$F(x) = \frac{1}{2} \left\{ v \cdot q e^{-\frac{q}{kT} V_0} \left[C(x-a) \left(e^{\frac{\epsilon \cdot q}{2}} - e^{-\frac{\epsilon \cdot q}{2}} \right) + \dots \right] + C(x) \left(e^{\frac{\epsilon \cdot q}{2}} - e^{-\frac{\epsilon \cdot q}{2}} \right) \right\}$$

3

Sull'angolo $C(x)$ si sviluppa in serie $\rightarrow C(x+a) = C(x) + a \frac{dC(x)}{dx} + \dots$

mi arresto al 1° termine e continuo.

$$F(x) = \frac{1}{2} v \cdot q e^{-\frac{q}{kT} V_0} \left\{ C(x) e^{\frac{\epsilon \cdot q \cdot q}{2 kT}} - a \frac{\partial C}{\partial x} e^{\frac{\epsilon \cdot q \cdot q}{2 kT}} - C(x) e^{-\frac{\epsilon \cdot q \cdot q}{2 kT}} + \dots \right\}$$

$$+ C(x) e^{\frac{\epsilon \cdot q \cdot q}{2 kT}} - C(x) e^{-\frac{\epsilon \cdot q \cdot q}{2 kT}} + a e^{-\frac{\epsilon \cdot q \cdot q}{2 kT}} \left. \right\} =$$

$$= v \cdot q e^{-\frac{q V_0}{kT}} \left\{ 2 C(x) \operatorname{sh} \frac{\epsilon q q}{2 kT} - a \frac{\partial C}{\partial x} \operatorname{ch} \frac{\epsilon q q}{2 kT} \right\} =$$

~~$$= v \cdot q^2 e^{-\frac{q V_0}{kT}} \frac{\partial C}{\partial x} \operatorname{ch} \frac{\epsilon q q}{2 kT} + 2 v \cdot q C e^{-\frac{q V_0}{kT}} \operatorname{sh} \frac{\epsilon q q}{2 kT}$$~~

$$= -v q^2 e^{-\frac{q V_0}{kT}} \frac{\partial C}{\partial x} \operatorname{ch} \frac{\epsilon q q}{kT} + 2 v \cdot q C e^{-\frac{q V_0}{kT}} \operatorname{sh} \frac{\epsilon q q}{kT}$$

facendo i conti $\frac{q}{kT} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{3 \cdot 10^2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} =$

$1,38 \cdot 10^{-23}$
 $1,38 \cdot 10^{-16}$
 $0,775 \cdot 10^{-4}$
 erg
 eV/k

~~$= 0,3 \cdot 10^2$~~

~~$\frac{q}{kT} = 0,3 \cdot 10^2$ [loipa] [conica]~~



$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ [J/K]}$

$\frac{2kT}{q} = \frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 3 \cdot 10^2}{1,6 \cdot 10^{-19}} = \frac{6 \cdot 1,38}{1,6} 10^{-2} = 52 \cdot 10^{-2} \text{ V}$

$\frac{kT}{q} = 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ V} = 26 \text{ mV}$ (pot. in una distanza atomica)

questo e' un campo molto forte $\rightarrow E \cdot q \ll \frac{2kT}{q} \rightarrow$

Ch $\rightarrow 1$ Sh $\rightarrow \frac{E \cdot q - q}{kT}$ allora $F(x)$ diventa

$F(x) \approx -v \sigma^2 e^{-\frac{qV_0}{kT} x} + \frac{2v \cdot q \cdot C \cdot E \cdot q}{kT} e^{-\frac{qV_0}{kT} x} =$

$= -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu E C$

quindi
diffusività
mobilità

$$\left\{ \begin{aligned} D &= v a^2 e^{-\frac{qV_0}{kT}} \\ \mu &= z v a^2 e^{-\frac{qV_0}{kT}} \end{aligned} \right. \rightarrow \mu = D \cdot q \frac{z}{kT} \quad *$$

$$\downarrow$$

$\frac{\mu}{D} = \frac{q}{kT}$

Relazione di Einstein

Risumando

$$F(x) = -D \frac{dC}{dx} + \mu EC \quad \left[\frac{\text{m}^2 \text{atomi}}{\text{m}^3} \right]$$

ne segue che $J(x) = q F(x)$
 applichiamo l'equazione di continuità

$\frac{dC}{dt} = -\text{div } F$

Continuità

se operiamo solo sull'asse $x \rightarrow$

$$\frac{dC}{dt} = -D \frac{d^2C}{dx^2} + \cancel{\mu E} \frac{dC}{dx} \quad \text{in assenza di campo elettrico}$$

quindi

$\frac{dC}{dt} = -D \frac{d^2C}{dx^2}$

formalmente identica all'equazione del calore

la soluzione di questo e' del tipo

$$C(x,t) = C_1 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$$

dove $\operatorname{erfc} = 1 - \operatorname{erf}$;

$$\operatorname{erf} y = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t^2} dt$$

Mostriamo come casi particolari:

$$\operatorname{erf}(0) = 0 \rightarrow \operatorname{erfc}(0) = 1$$

$$\operatorname{erf}(\infty) = 1 \rightarrow \operatorname{erfc}(\infty) = 0$$

quindi C_1 assume un ben preciso significato fisico: C_1 è la concentrazione sulla superficie ~~la quale è costante~~ $\forall t$

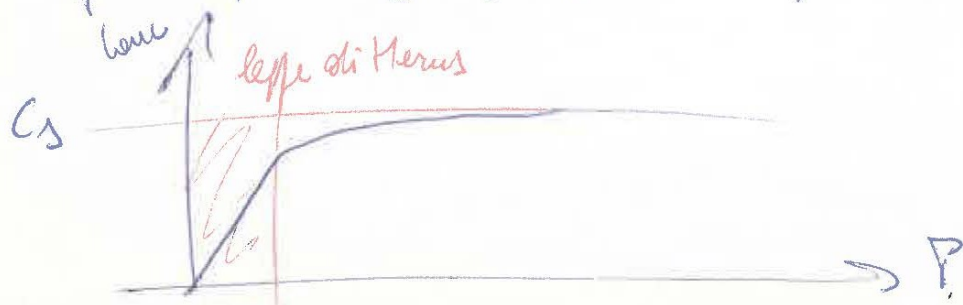
C_1 sarebbe la concentrazione ovunque per $t \rightarrow \infty$

Quindi C_1 è una condizione al contorno [cioè $C(x=0, t) = C_1$]

L'altra condizione è $C(x, t=0) = 0$

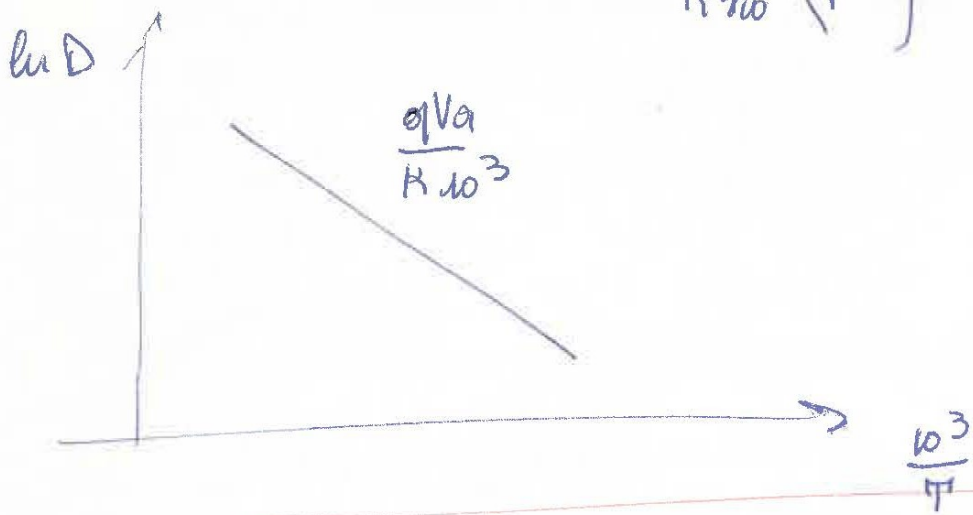
Per spiegare si mette il pezzo in ~~acqua~~ atmosfera di drogante

\rightarrow si droga fin' a meno a seconda della δ superficiale ma non fin' a superare C_1 (e quella ∇) con un grafico



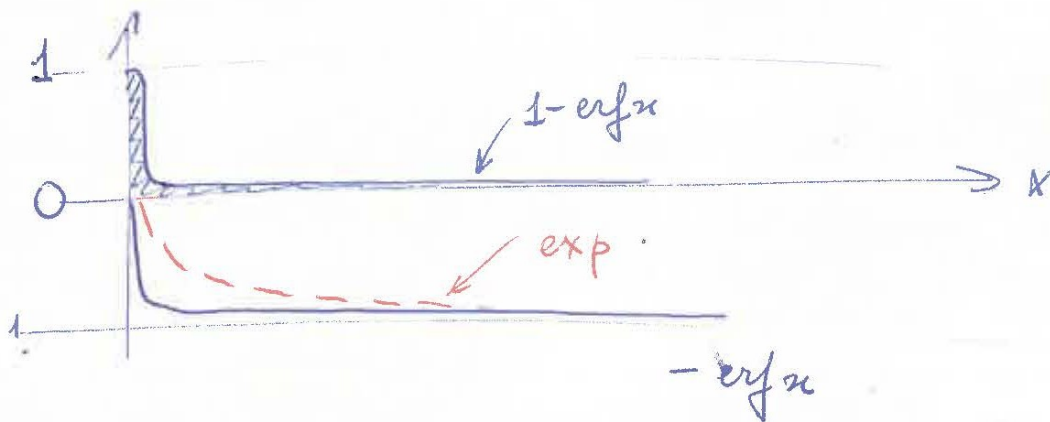
usando la *

$$\ln D = K - \frac{qV_0}{K \cdot 10^3} \left(\frac{10^3}{\pi} \right)$$

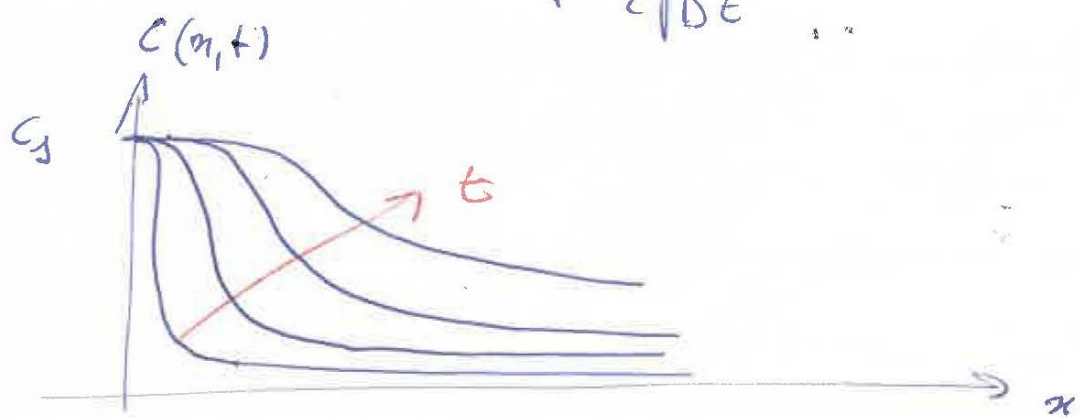


~~Considerazioni~~

Considerazioni su erf e erfc



ora $c(x,t) = C_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$



quindi fin' parà il Tempo e fin' p'òrtà e' la curva -

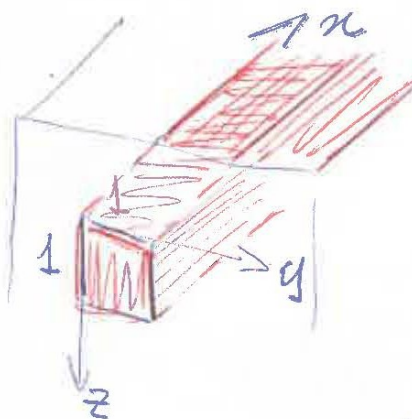
$$z \sqrt{Dt} = L_D \text{ lunghezza di diffusione}$$

vicine $D \nearrow$ $t \nearrow$ se voglio fatti profondità, devo agire con t alta

$$H_0 \quad C(x,t) = C_1 \operatorname{erfc} \frac{x}{z \sqrt{Dt}} = C_1 \operatorname{erfc} \frac{x}{L_D}$$

se voglio le cariche droganti devo integrare - Calcolo le cariche che

stanno nel solido sono

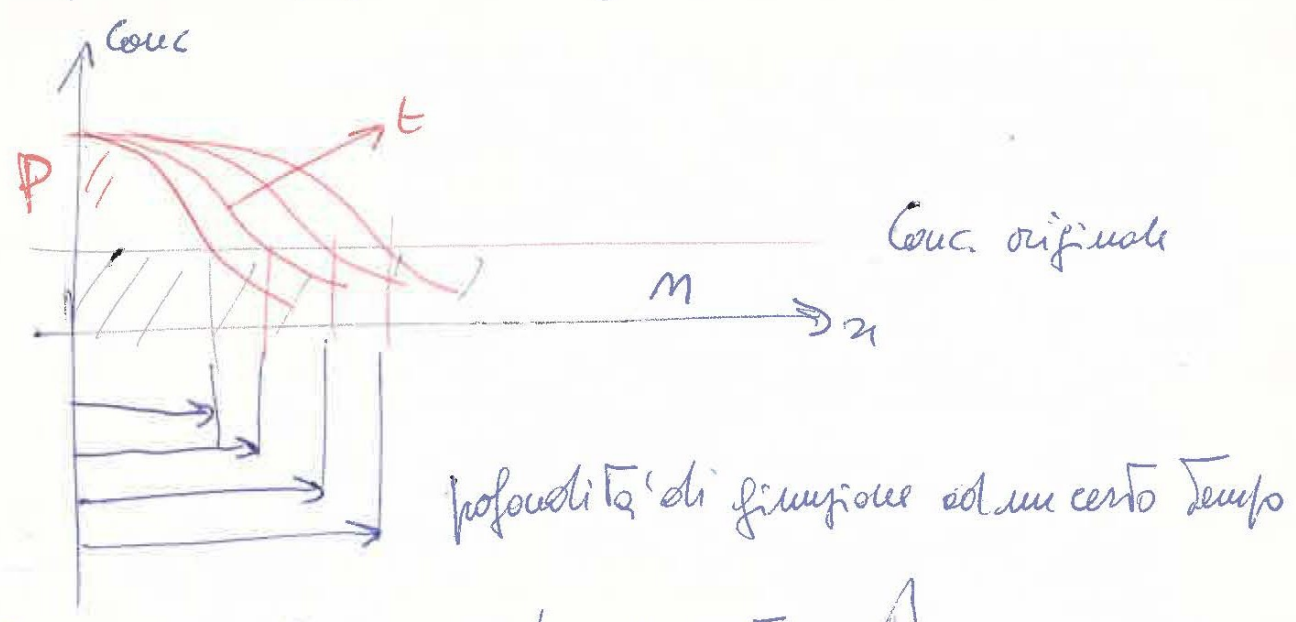


$$\int_0^{\infty} \int_0^1 \int_0^1 C_1 \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{Dt}} dx dy dz =$$

$\begin{matrix} \infty & 1 & 1 \\ (x) & (y) & (z) \end{matrix}$

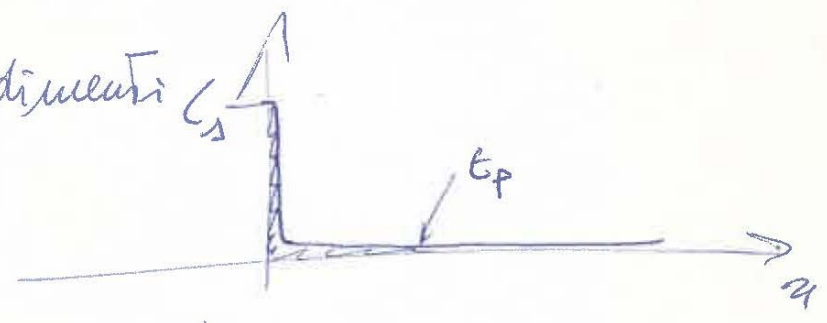
$$= \int_0^{\infty} C_1 \operatorname{erfc} \frac{x}{L_D} dx = C_1 \frac{z \sqrt{Dt}}{\sqrt{\pi}} \rightarrow \boxed{\varphi(t) = \frac{z \sqrt{Dt}}{\sqrt{\pi}} C_1}$$

Definiamo la profondità di diffusione

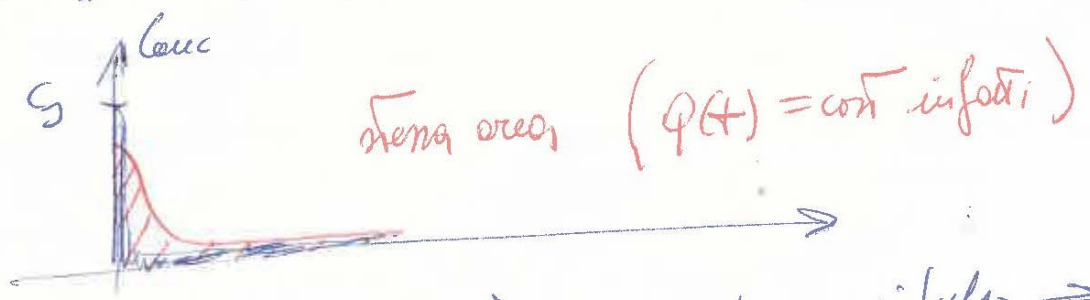


In pratica si fanno due procedimenti

1°) penetrazione



2°) diffusione (sugli ioni atmosfera di drogante)



se annulliamo la prima situazione ad un impulso \rightarrow due la soluzione di tipo gaussiano - l'equazione e' la stessa, cambia il contorno

Contorno $C(x, t=0) = C_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_p t_p}}$ *

$\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=0} = 0$ * (non entrano droganti)

dire gaussian vuol dire

$$C(x, t_D) = \frac{\Phi}{\sqrt{\pi} \sqrt{D_D t_D}} e^{-\left(\frac{x}{2\sqrt{D_D t_D}}\right)^2} \quad \bullet \text{ anche}$$

$$C(x, t_D) = C'_j(t_D) e^{-\left(\frac{x}{L_D}\right)^2}$$

cerchiamo la profondità di funzione (quella per cui $C(x, t_D)$

= C_B definita)

$$\frac{z \sqrt{D_p t_p} C_s}{\sqrt{\pi} \sqrt{D_D t_D}} e^{-\left(\frac{x_j}{2\sqrt{D_D t_D}}\right)^2} = C_B$$

$$\downarrow$$

$$e^{-\left(\frac{x_j}{2\sqrt{D_D t_D}}\right)^2} = C_B \frac{\sqrt{\pi} \sqrt{D_D t_D}}{z \sqrt{D_p t_p} C_s}$$

$$-\left(\quad\right) = \ln C_B \frac{\sqrt{\pi} \sqrt{D_D t_D}}{z \sqrt{D_p t_p} C_s}$$

$$x_j = z \sqrt{D_D t_D} \sqrt{\ln \frac{z \sqrt{D_p t_p} C_s}{\sqrt{\pi} \sqrt{D_D t_D} C_B}}$$

profondità di funzione

Tutto questo discorso vale se la distribuzione iniziale e' omogenea ed un impulso, impatico

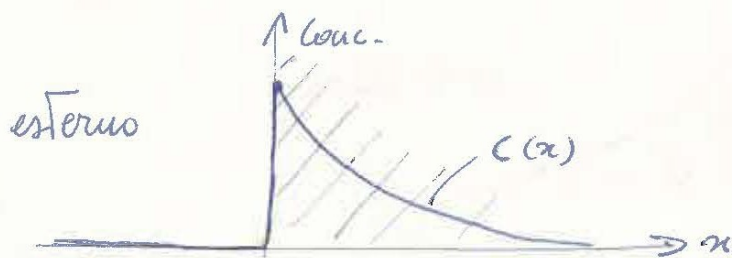
per $\sqrt{D_p t_p} < 0,5 \sqrt{D_o t_o}$ va bene

per $\sqrt{D_p t_p} > 0,5 \sqrt{D_o t_o}$ no - Qui bisogna fare altre consi-

derazioni, per esempio l'ossido non e' perfettamente impermeabile -

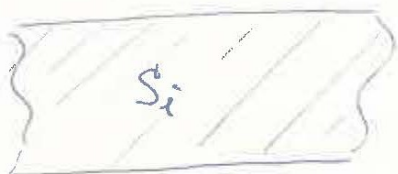
Critica al processo di ossidazione

Situazione al momento in cui si inizia l'ossidazione



Prima di ossidare controlliamo il parametro $\frac{V}{I}$ (che vedremo) per giudicare la quantita' di carica immessa -> se buono si procede -> se poco si ritarda -> se troppa si ferma - Supponiamo fatte queste operazioni procediamo -

* Il volume dell'ossido e' doppio rispetto a quello del Si che lo compone -> l'interfaccia si sposta verso l'interno -



* la velocita' di formazione dell'ossido dipende da T , tipo di ossidante, umidita' ambiente

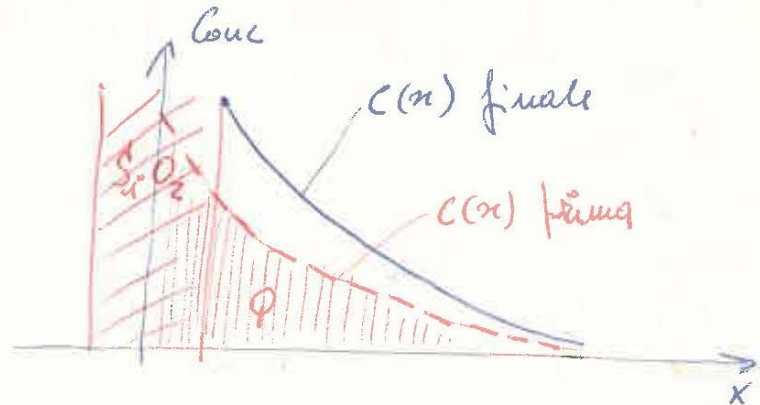
* le impurità hanno solubilità elevata, nell'ossido ma D molto piccola (nell'ossido) \rightarrow non entra troppa carica nell'ossido
 per ragionare in maniera più quantitativa introduciamo

a) $m = \frac{C_s(S_i)}{C_s(S_iO_2)} < 1$

b) $D(S_i) \gg D(S_iO_2)$

c) velocità di crescita di S_iO_2

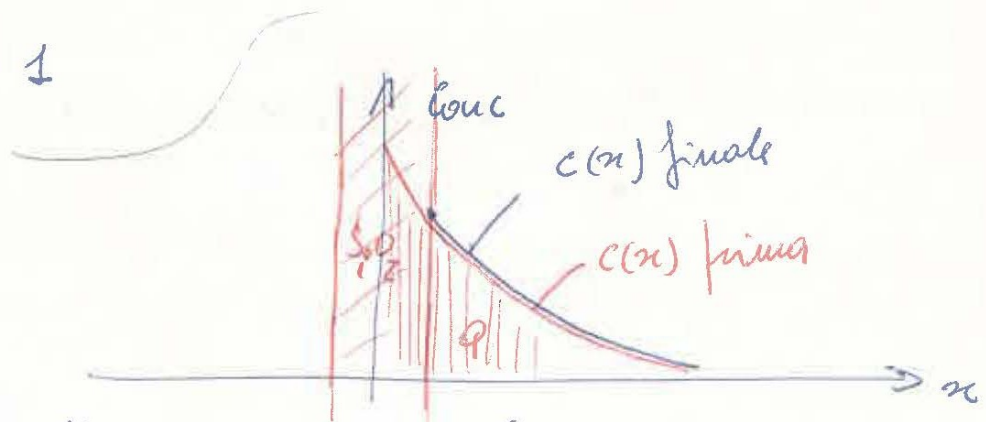
ossidazione lenta



le aree sottese sono uguali \rightarrow non si è persa carica \rightarrow

$\rightarrow P = \frac{Q}{Q'} = 1$

ossidazione veloce



le aree sottese sono diverse \rightarrow si è persa carica \rightarrow

$\rightarrow P = \frac{Q}{Q'} > 1$

vediamo con una tabella questo fenomeno

C'è da tenere presente che il dimenso non è monodi- *
mensionale come si è supposto fino qui, ma è bidimensio-
nale (spesso tridimensionale) -

Ragioniamo in due dimensioni - È dei conti fatti che
hanno portato a schemi con linee di isoconzentrazione -

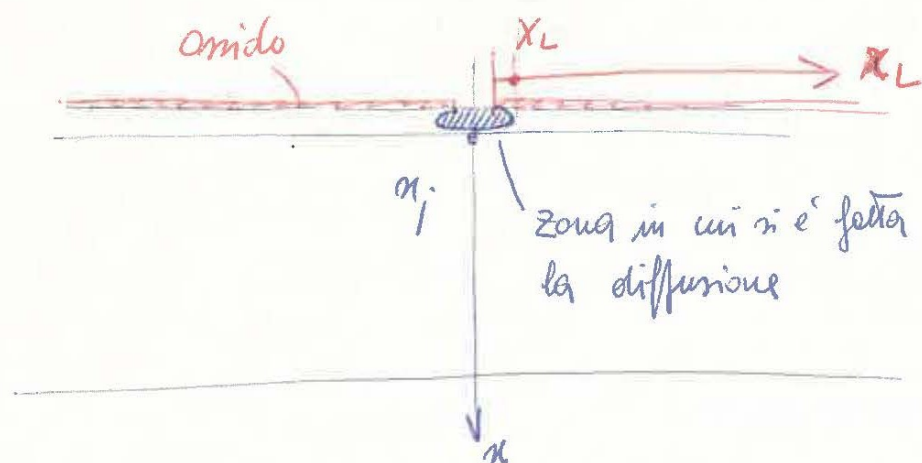
Supponiamo di avere una finestra -

a) se è sufficientemente grande rispetto a α_j ; tutto
va come prevede il caso monodimensionale

b) finestra comparabile con α_j ; \rightarrow \exists anche una seconda
direzione di diffusione che indico con l'indice L -

È una formula (molto approssimata in effetti) che dice

$$\alpha_L = \alpha_j - \alpha \sqrt{D t} \quad \alpha \cong 0,7 \div 1,0$$



Si scopre che in pratica $\alpha_i \approx 5 \sqrt{Dt}$ $\alpha_L \approx 4 \sqrt{Dt}$

ciò si può giustificare considerando la

$$\alpha_i = z \sqrt{Dt} \sqrt{\ln \left(\frac{z}{\pi} \frac{C_A}{C_B} \frac{\sqrt{D_p t_p}}{\sqrt{Dt}} \right)}$$

Vale per $z \div z,5$

e ciò perché il logaritmo è una funzione "dolce" come si dice
quindi

$$\alpha_i = 4 \div 5 \sqrt{Dt}$$

Cicli successivi

Se ci sono cicli successivi di precipitazione e diffusione in pratica
si passa da

$$\sqrt{Dt} \longrightarrow \sqrt{\sum Dt}$$

si cerca di fare ∇ grande per i fiumi piccoli in modo
che gli altri non cambino in modo sostanziale le distribuzioni

Consideriamo S_i drogato con P o B ; $P = \frac{Q}{Q_i}$
 la Tabella e'

8

P	H ₂ O	O ₂
B	10	2
P	1	1

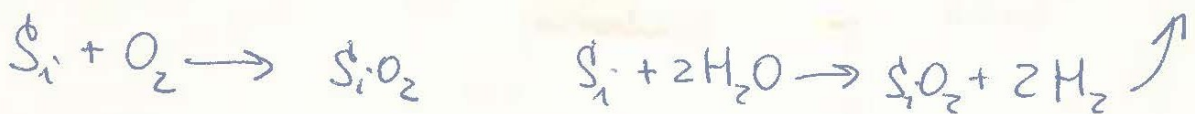
↑
veloce
↑
lento

Poiché un'omologazione veloce
 ci cambia le cariche di drogaggio
 si preferisce quello senza anche se
 comporta cicli termici più lunghi.

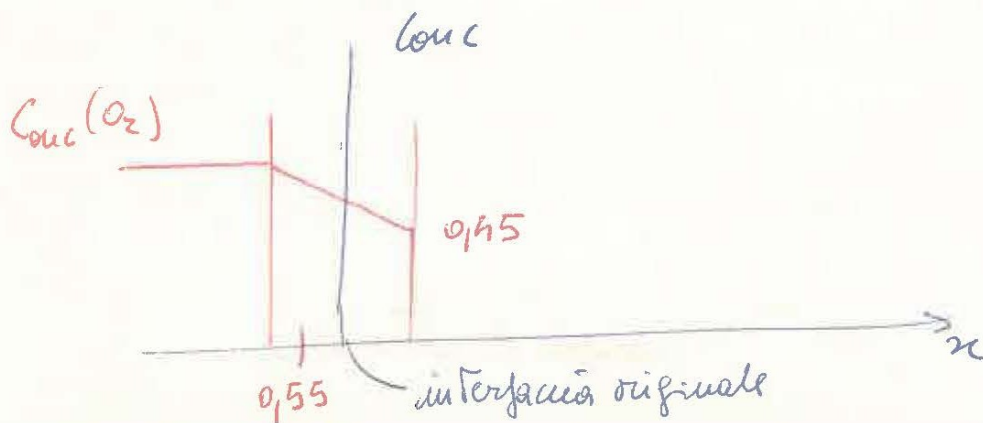
Scopi omologazione

- 1) contenere le impurità (barriera)
- 2) protezione dispositivo
- 3) maschera per le diffusioni successive

Chimicamente la reazione e'



l'andamento delle concentrazioni di ossigeno e'



l'ossidazione è più rapida all'inizio e poi rallenta perché lo strato di SiO_2 formatosi impedisce la penetrazione di O_2 . È una

legge di spessore $x = f(t)$; $x^2 + ax = B \cdot (t + K)$

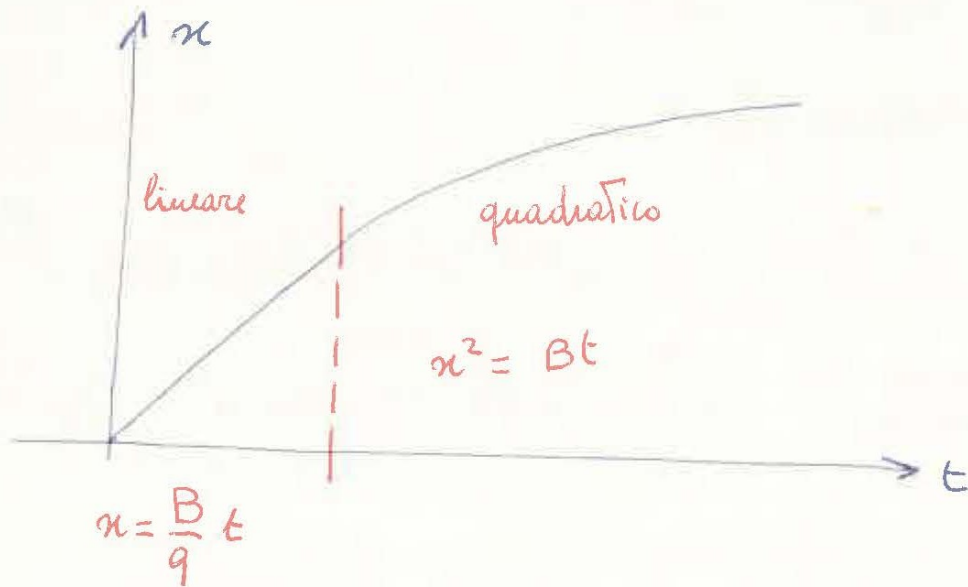
se al tempo $t=0$, $x=0 \rightarrow K=0$

a, B sono funzioni di T

per x piccoli prevale il termine lineare

per x grandi " " " " quadratico

se $K=0$ graficando:

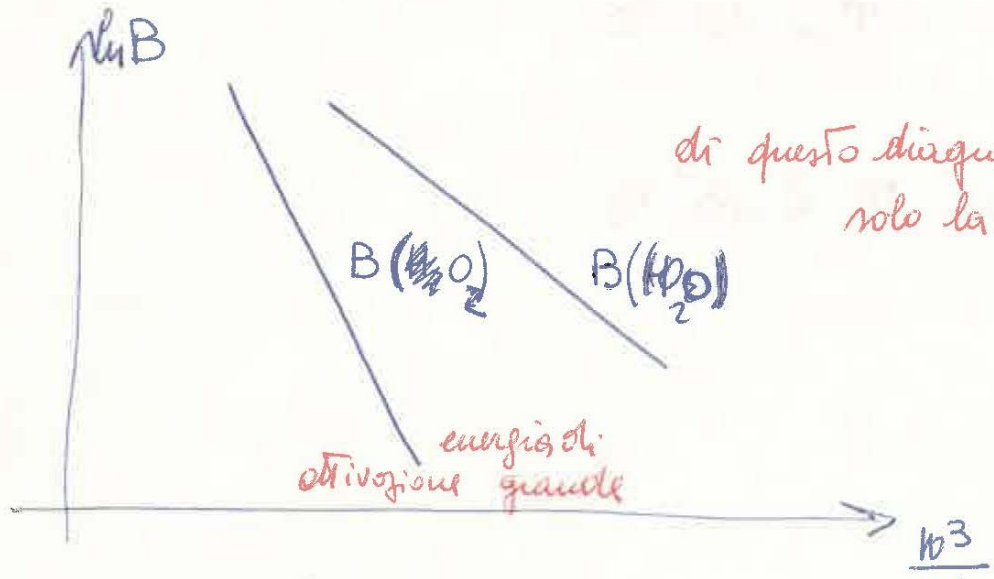


Si è detto che $B = B(T)$, la sua espressione esplicita è

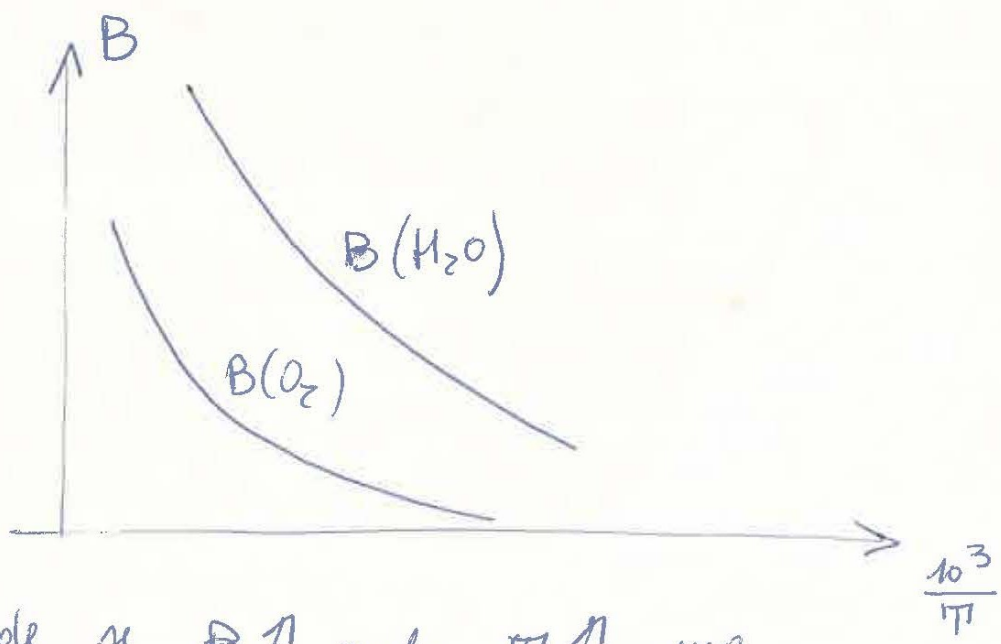
$$B = B_0 e^{-\frac{W}{RT}}$$

energia di attivazione

l'esponente di questa espressione dipende dal tipo di omologazione - Portandolo in un diagramma logaritmico



Andamento delle funzioni in diagramma non logaritmico



Come si vede $n \uparrow$ anche $\pi \uparrow$ ma questo aumento di B al variare di π non è notevole - Conta di più l'aumento di D con la π - la cosa può essere pericolosa perché molto lontano variare le precedenti.

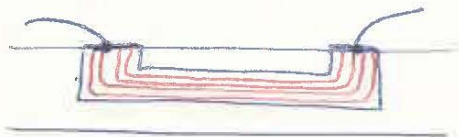
diffusioni (variano i profili) - Allora per evitare ciò si preferisce agire a T più bassa -

diffusione $T > 10^3$ °C

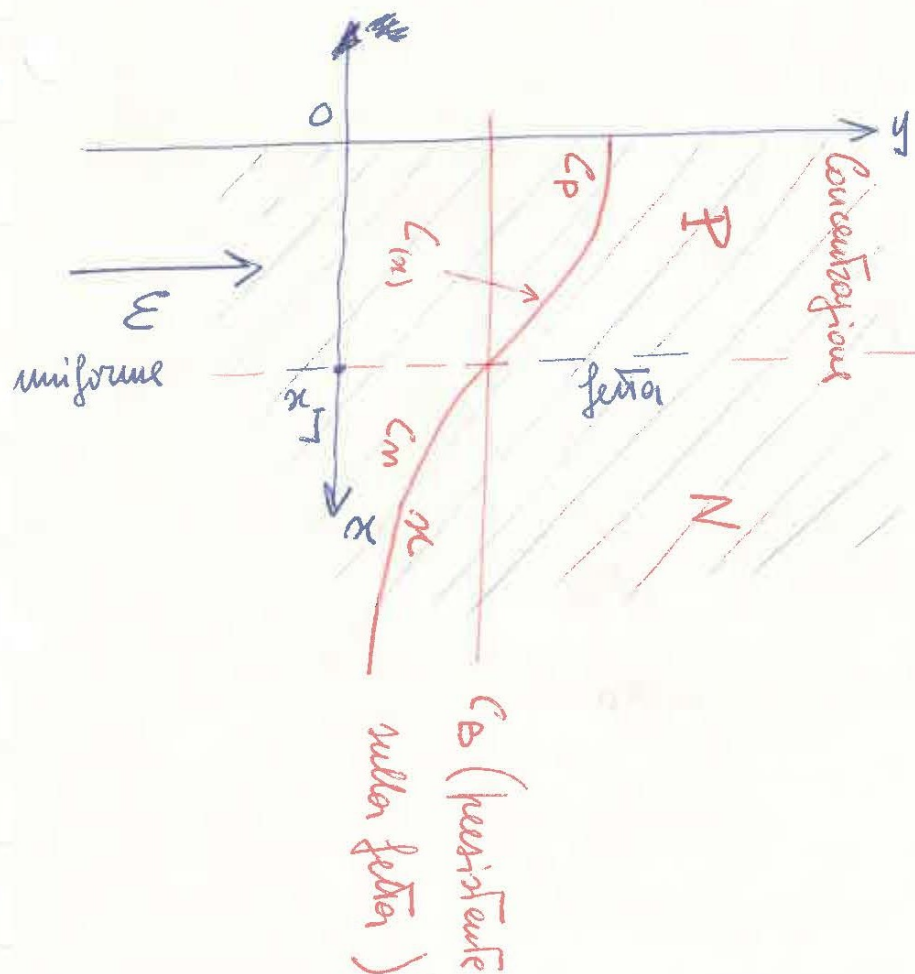
ossidazione $T < 10^3$ °C

Resistività equivalente di uno strato diffuso

Lo strato è usato per il trasporto di corrente (// alle superfici nel caso planare) in prima approssimazione // alle superfici del semic.



Considero un semiconduttore



Considero la zona P - Definisco lo strato equivalente che ha densità di corrente costante pari alla media di J nello strato

effettivo

$$J_{eq} = \bar{J} = \frac{1}{x_T} \int_0^{x_T} J(x) dx$$

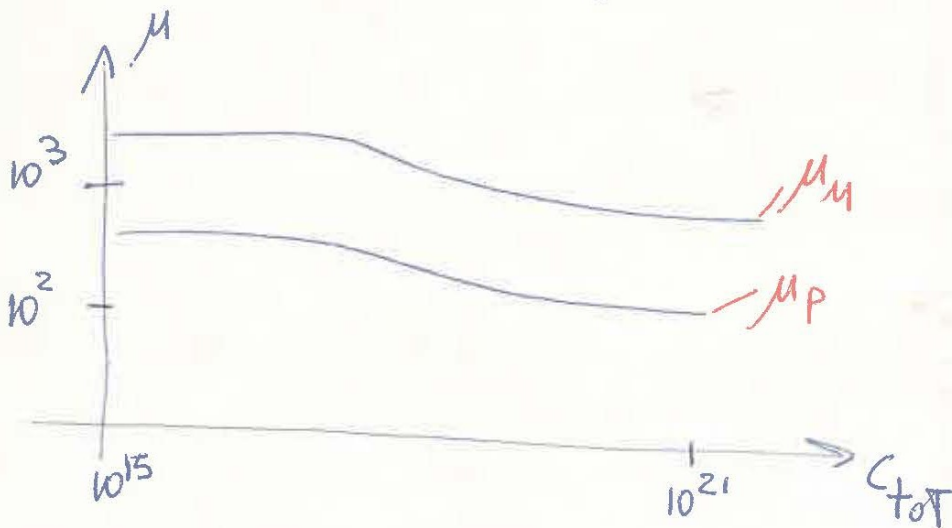
in realtà nello strato effettivo gli strati più drogati conducono meglio - La legge di Ohm dice

$$\frac{I_{avg}}{A} = \frac{I_{avg}}{A} \frac{L}{L} \frac{E_{avg}}{E_{avg}} \quad \text{ma } E = \cos t \quad \rightarrow \quad \frac{I_{avg}}{A} = \frac{1}{n_j} \int_0^{n_j} \sigma(x) dx$$

ma noi conosciamo l'espressione di σ

$$\sigma = q \left[n(x) \mu_n(C_T) + p(x) \mu_p(C_T) \right]$$

i grafici ci dicono che $\mu \downarrow$ se $C_T \uparrow$



normalmente $\mu_n \approx 3 \mu_p$

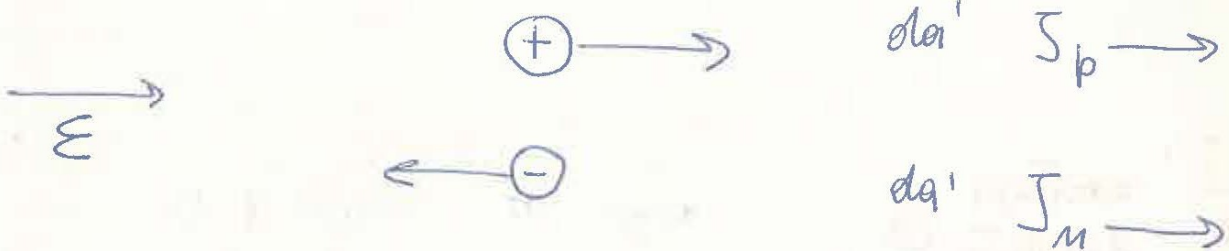
se il semiconduttore è drogato P si può approssimare

$$\sigma \approx q \left[p(x) \mu_p(C_T) \right] \quad \text{○} \quad (\text{qui } n(x) \text{ molto piccolo})$$

dimostro la

$$\sigma = q [n \mu_n + p \mu_p]$$

Supponiamo di avere $E = \text{cost}$



$$J_{\text{tot}} = J_p + J_n$$

ma $F = -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu E C$

\uparrow μ la concentrazione è uniforme

$$J = qF = \mu E q C \quad \frac{J}{E} = \sigma = \mu q C$$

[vale con l'indice
n e col p]

quindi

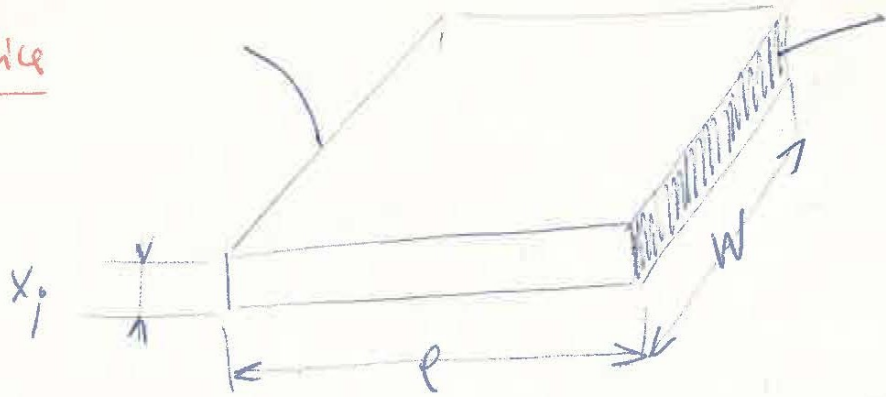
$$J_{\text{tot}} = E \cdot q [\mu_n n + \mu_p p] \rightarrow$$

$$\rightarrow \sigma = q [\mu_n n + \mu_p p]$$

C.V.D

Appendice

Considero



$$R = S \frac{l}{w x_i} \quad \text{se } l = w \quad \text{ho} \quad R = \frac{S}{x_i}$$

$R = \frac{S}{x_i}$ resistenza quadrata \square quindi $\forall l$ purché $l = w$ si ha la stessa resistenza

$\frac{l}{w} =$ rapporto di aspetto della resistenza in pianta

quindi su una fetta ($x_i = \text{cost}$) tutti i quadrati hanno la stessa resistenza

qui $f(x) = C(x) - C_B$ $C_{\downarrow} = C(x) + C_B$

sostituendo

$$\sigma = q \left[(C(x) - C_B) \cdot \mu_P(C(x) + C_B) \right]$$

μ_P si rileva dal grafico

definiamo S_{eq} la quantità

$$S_{eq} = \frac{1}{\bar{\sigma}} = \frac{x_j}{q} \frac{1}{\int_0^{x_j} [C(x) - C_B] \cdot \mu_P \cdot dx}$$

quindi il nuovo strato che abbiamo immaginato da:

$$E = \text{cost} \quad (\text{come prima})$$

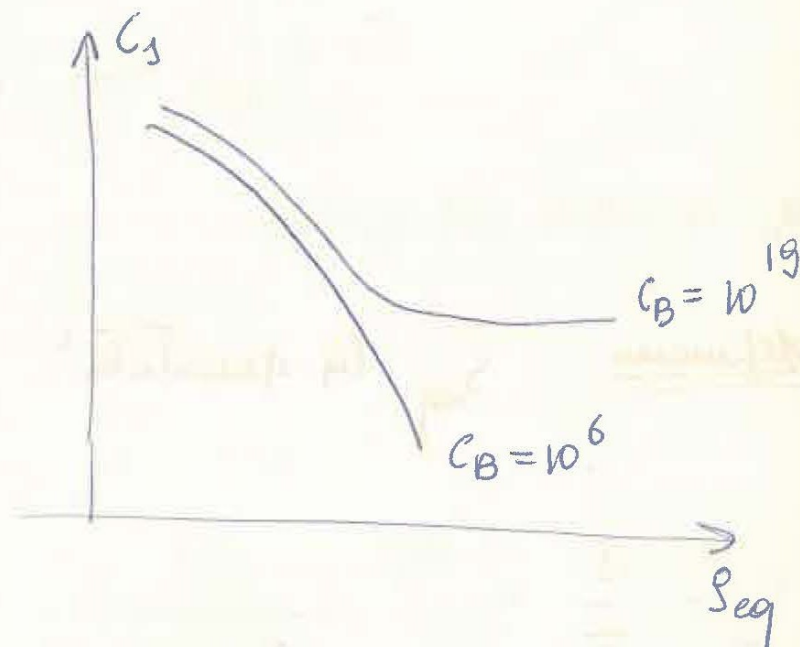
J_{eq} uniforme

S_{eq}

queste integrazioni si possono fare per vari profili di $C(x)$ -
 l'integrazione si può fare passo passo tenendo anche conto che
 la μ_P contiene la x (anche se non varia moltissimo) -

∃ le tavole di Irving con cui si può arrivare alla soluzione nell'ipotesi che $C(x) = \text{erf}$ oppure gaussiana -

∃ questo grafico con parametro C_B



NB quando $C_B = C_1$ siamo nel caso intrinseco - Qui la resistività tende a diventare infinita ($\approx 5 \cdot 10^4$ volte Seq)

Misura di Seq

Metodo a 4 punte

esterne \longrightarrow amperometriche
interne \longrightarrow voltmetriche

d distanza voltmetriche

A, B dimensioni semiconduttore

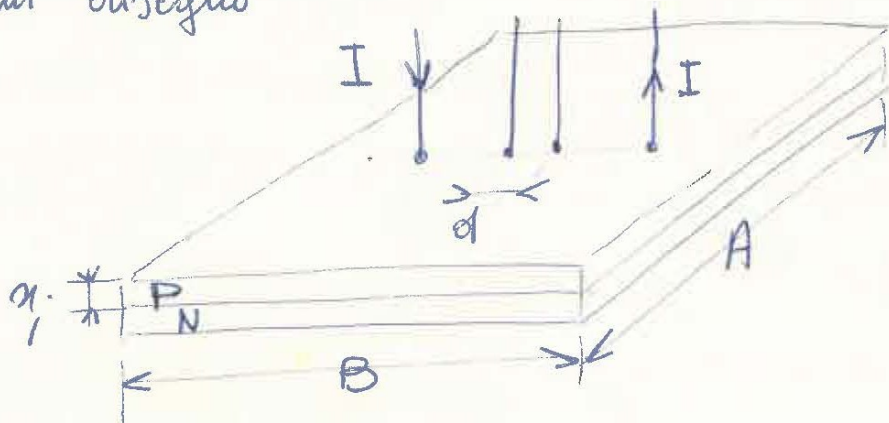
x_j profondità di giunzione

perché gli effetti di bordo siano trascurabili deve essere

11

$$n_j \ll d \ll A, B$$

Con un disegno



si trova una formula che da'

$$S_{eq} = \frac{\pi}{\ln 2} x_j \frac{V}{I} = 4,53 x_j \frac{V}{I}$$

misurate

definiamo

Resistenza di strato $R = \frac{S_{eq}}{x_j} = 4,53 \frac{V}{I}$

* * * * *

Crescita epitomiale

fetta in forno con atmosfera di SiCl_4

il forno e' a pareti fredde (Tubo di quarzo con avvolgimento RF)

A seconda delle concentrazioni o si deposita Si cristallino

o si forma SiCl_4 -

* prima si fa formare un po' di SiCl_4 a spese della fetta \rightarrow
fetta liscia e pulita

* poi si deposita Si cristallino -

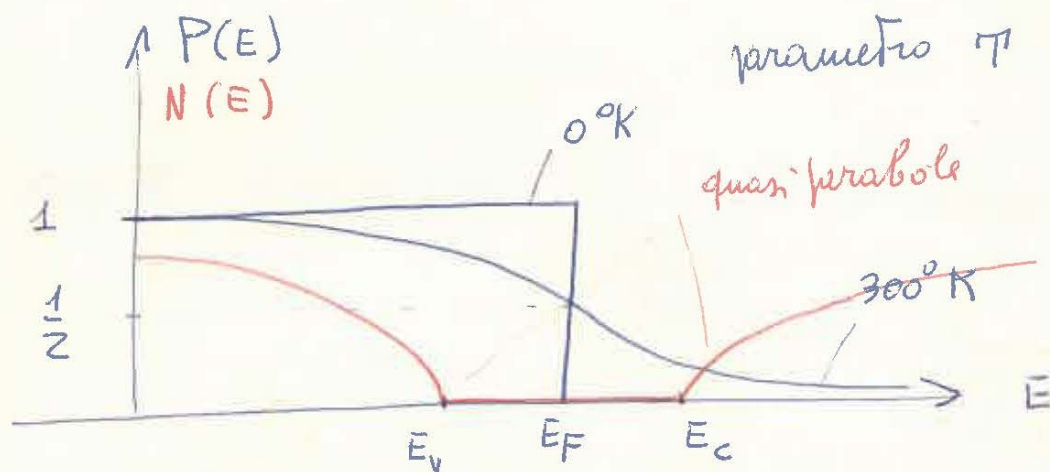
* con l'aggiunta di drogante a piacere noi possiamo aggiungere
uno strato (volendo) meno drogato del supporto - cosa altri-
menti non possibile -

* piu' o meno concentrazioni significa variare f_{net} , e per i
transistor & digitali significa piu' o meno velocita' di commu-
tazione. Vedremo in seguito -

Valori della
barriera per vari materiali

E_G	Materiale
0,78	Ge
1,1	Si
1,4	Ga-As (arseniuro di Gallio)
8	Si-O ₂

La statistica di Fermi Dirac dice



$$P(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_f}{kT}}}$$

$N(E)$ non si lascia esprimere con una forma semplice

$$\begin{cases} N(E) = A (E - E_c)^2 & E > E_c \\ N(E) = B (E_v - E)^2 & E < E_v \\ N(E) = 0 & E_v < E < E_c \end{cases}$$

di qui si può ricavare la concentrazione di elettroni -

$$M = \int_{E_c}^{\infty} N(E) \cdot P(E) dE$$

concentrazione di elettroni

$$P = \int_{-\infty}^{E_v} N(E) [1 - F(E)] dE$$

concentrazione di lacune

Supponiamo (non è molto restrittivo) $|E - E_F| \gg kT \cong 0,026 \text{ eV}$

$$P(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \approx e^{-\frac{E - E_F}{kT}} \quad \text{se } E > E_F$$

trascurabile

se $E < E_F$ l'esponente è $< 0 \rightarrow e^{\frac{E - E_F}{kT}}$ è piccolo \rightarrow sviluppando in serie e arrestandoci al 1° termine

$$P(E) = 1 - e^{-\frac{E - E_F}{kT}} \quad E < E_F$$

in queste ipotesi

$$M \approx N_c e^{\frac{E_c - E_F}{kT}}$$

$$p = N_V e^{\frac{E_V - E_F}{kT}}$$

dove N_c e N_V sono funzioni di T (concentrazioni effettive)
infatti se facciamo i conti con

$$N(E) = A (E - E_c)$$

$$E > E_c$$

$$P(E) \approx e^{-\frac{E - E_F}{kT}}$$

$$E > E_F$$

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N(E) \cdot P(E) dE = \int_{E_c}^{\infty} A \cdot \frac{(E - E_c)}{kT} \cdot e^{-\frac{E - E_F}{kT}} \cdot \frac{dE}{kT} =$$

$$= k^2 T^2 A e^{\frac{E_F}{kT}} \int_{\frac{E_c}{kT}}^{\infty} \left(\alpha - \frac{E_c}{kT} \right) e^{-\alpha} d\alpha = k^2 T^2 A e^{\frac{E_F}{kT}} \int_{\frac{E_c}{kT}}^{\infty} \left(\frac{E_c}{kT} - \alpha \right) e^{-\alpha} d(-\alpha) =$$

$$= \alpha \int_{-\frac{E_c}{kT}}^{-\infty} \left(\frac{E_c}{kT} + t \right) e^t dt = \alpha \left[\frac{E_c}{kT} \left(-e^{-\frac{E_c}{kT}} \right) + \int_{-\frac{E_c}{kT}}^{-\infty} t e^t dt \right] =$$

$$= -\frac{\alpha \bar{E}_c}{kT} e^{-\frac{\bar{E}_c}{kT}} + \alpha \left| e^t (t-1) \right|_{-\infty}^{-\frac{\bar{E}_c}{kT}} =$$

$$= -\alpha \frac{\bar{E}_c}{kT} e^{-\frac{\bar{E}_c}{kT}} - \alpha \left[e^{-\frac{\bar{E}_c}{kT}} \left(-\frac{\bar{E}_c}{kT} - 1 \right) \right] = \cancel{-\alpha \frac{\bar{E}_c}{kT} e^{-\frac{\bar{E}_c}{kT}}} + \cancel{\alpha \frac{\bar{E}_c}{kT} e^{-\frac{\bar{E}_c}{kT}}} + \alpha e^{-\frac{\bar{E}_c}{kT}} =$$

$$= \alpha e^{-\frac{\bar{E}_c}{kT}} = \underbrace{k^2 \pi^2 A}_{N_c} e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} \quad \text{quindi}$$

$$n = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} \quad p = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}}$$

con analoghi conti \rightarrow

* poiché anche $A = A(\pi)$ e $B = B(\pi)$ nel complesso

$$N_c, N_v \propto \pi^{3/2}$$

* se $E_c = E_F$ (semiconduttore degenerato) $\rightarrow n = N_c$

se $E_v = E_F \rightarrow p = N_v$

Case intrinseco

nel semiconduttore intrinseco $n = p \longrightarrow$

$$\frac{N_c}{N_v} \approx e^{\frac{E_F - E_V - E_c + E_F}{kT}}$$

↓

$$E_F = \frac{E_c + E_V}{2} + kT \ln \frac{N_c}{N_v}$$

se $A = B \longrightarrow N_c = N_v \longrightarrow E_F = \frac{E_c + E_V}{2}$

cioè il livello di Fermi è al centro della "banda proibita" nel semiconduttore intrinseco. Poiché E_i era stato definito come il centro della banda proibita \longrightarrow nel caso intrinseco $E_F = E_i$

si può scrivere altresì

$$n_i = kT^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

meta' ampiezza banda

per Si a $T = 300^\circ K$

$$n_i \text{ Si } (T_{\text{ambiente}}) \approx 1,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

Case non intrinseco

$$n = N_c e^{(E_F - E_c)/kT} = \underbrace{N_c e^{(E_F - E_i)/kT}}_{n_i} \cdot e^{(E_i - E_c)/kT} =$$

$$(E_F - E_i) / kT$$

$$= n_i e$$

Tanto più E_F ↑ Tanto più n ↑

con analoghi discorsi

$$p = n_i e^{E_i - E_F / kT}$$

Tanto più E_F ↑ Tanto più p ↓

se dico $\varphi_F = \frac{E_F - E_i}{kT}$ ho un sistema formalmente

più semplice

$$\begin{cases} n = n_i e^{\varphi_F} \\ p = n_i e^{-\varphi_F} \end{cases}$$

moltiplicando le due equazioni

$$p \cdot n = n_i^2$$

condizione di equilibrio

la relazione vista esprime la condizione di equilibrio -
Perché tutto sia a posto dobbiamo imporre la condizione di neutralità (può essere neutro e non all'equilibrio)

Valutiamo le cariche +

$$p + \alpha N_D$$

| |
mobili fine (atomi ionizzati)

αN_D atomi effettivamente ionizzati ($\alpha \approx 1$) $0 < \alpha < 1$

Valutiamo le cariche -

$$n + \alpha N_A \quad \alpha \approx 1$$

devono essere uguali $\rightarrow p + N_D = n + N_A$

$$p + N_D = n + N_A \quad \text{condizione di neutralità}$$

Se supponiamo di essere anche in equilibrio $p n = n_i^2$

cioè si tratta di risolvere il sistema

$$\begin{cases} p n = n_i^2 \\ p + N_D = n + N_A \end{cases}$$

ricavo n

$$\begin{cases} pM = n_i^2 \\ p + N_D = n + N_A \end{cases} \longrightarrow \frac{n_i^2}{M} + N_D = n + N_A \longrightarrow$$

$$\longrightarrow n_i^2 + M \cdot N_D = M^2 + M \cdot N_A \longrightarrow M^2 + M(N_A - N_D) - n_i^2 = 0$$

$$M_{12} = \frac{N_D - N_A \mp \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}}{2}$$

c'è da scegliere tra segno \mp ; poiché n_{12} non può essere negativo devo prendere $+$ quindi

$$n_1 = \frac{1}{2} \left[(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right]$$

se la concentrazione netta di impurità è abbastanza elevata

cioè $|N_D - N_A| \gg 2n_i \rightarrow N_D \gg N_A$ si ha

$$n_1 \approx \frac{1}{2} \left[(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + \cancel{4n_i^2}} \right] = \frac{1}{2} \left[(N_D - N_A) + (N_D - N_A) \right] =$$

$$= N_D - N_A \approx N_D$$

una dice $N_D \gg N_A$ poiché $n + N_A = p + N_D$

poiché si era visto $n \approx N_D \rightarrow p$ trascurabile \rightarrow
sono le cariche maggioritarie e poiché il drogaggio è N
indico con $n_m \approx N_D$

Tipo di cariche

che stanno in zona drogata N

riepilogando alcune equazioni fin qui viste

$$n = n_i \cdot e^{(E_F - E_i) / kT}$$

però ricavare una

$$p = n_i \cdot e^{(E_i - E_F) / kT}$$

$$E_F = f(T, N_A, N_D)$$

$$n + N_D = p + N_A$$

$$n = n_i^2$$

da qui nel caso di drogaggio n ($n_m \approx N_D$)

$$\ln \frac{N_D}{n_i} \cdot kT = E_F - E_i$$

$$n_i = kT^{3/2} e^{-\frac{E_G}{2kT}}$$

$$e \lim_{T \rightarrow 0^+} n_i = 0$$

quindi in

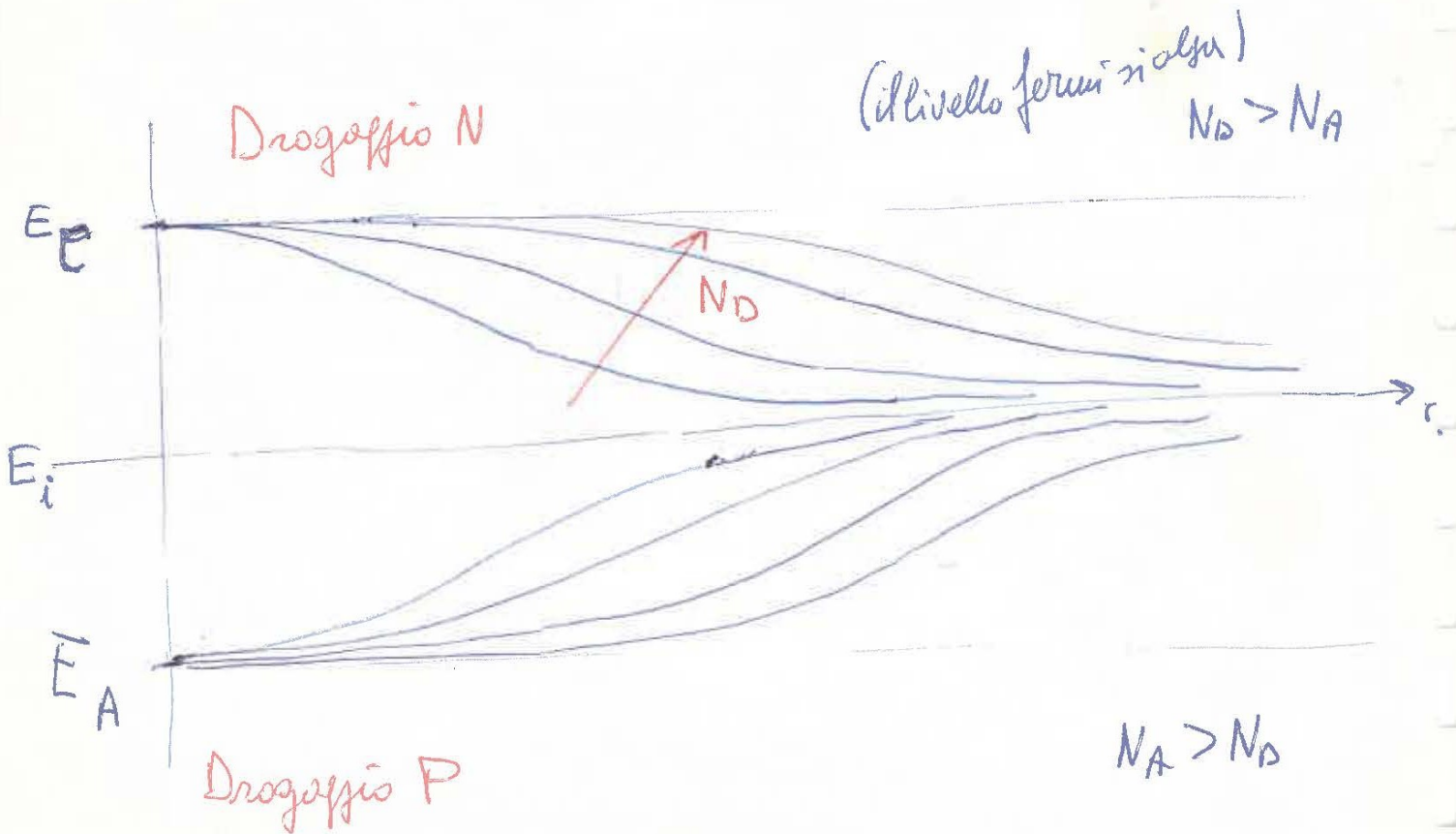
$$\ln \frac{N_D}{n_i} \cdot kT = E_F - E_i \rightarrow \text{Tende ad un n}^\circ \text{ finito}$$

\downarrow
 ∞
 con $T \rightarrow 0$

\downarrow
 0 con $T \rightarrow 0$

per $T \rightarrow \infty$ $p = n_i$ \rightarrow caso intrinseco $\rightarrow N_D = N_A$
 $n = n_i$

graficando E_F (con rif E_i) in funzione di T e col drogaggio come parametro ho



Questione mobilità

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

e che σ e' funzione decrescente della concentrazione

Tenendo conto di

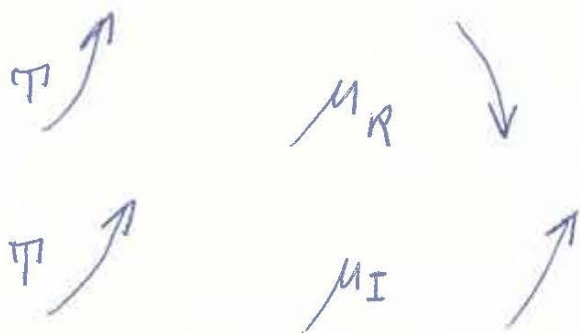
a) μ_n contro il reticolo - mobilita' reticolo

b) " " atomi di impurita' - mobilita' impurita'

avro' due grandezze μ_R e μ_I che mi descrivono il fenomeno.
Essi si combinano con la legge degli inversi

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_R} + \frac{1}{\mu_I} \quad (\text{in tratta di condutture serie})$$

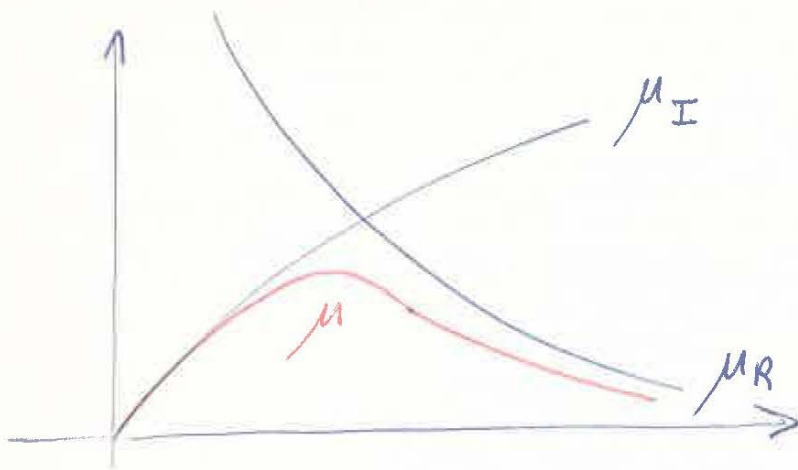
ma hanno comportamento diverso con π



π piccolo μ_I prevale

π grande " μ_R

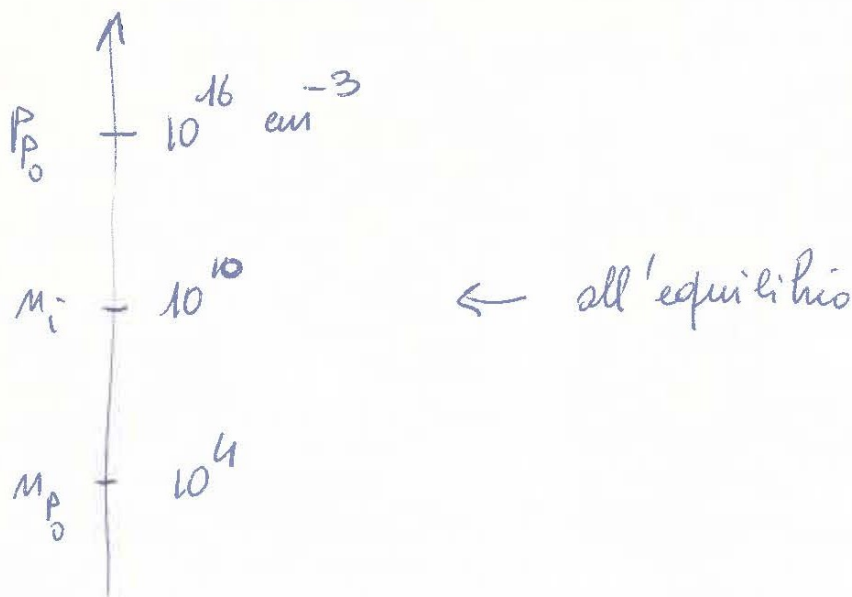
con un grafico

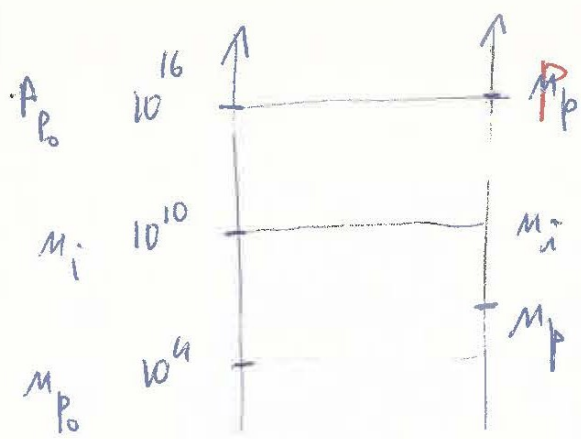


Vediamo cosa succede al non equilibrio

- $p_n = n_i^2$ equilibrio
- $p_n > n_i^2$ iniezione
- $p_n < n_i^2$ svuotamento

Consideriamo un pino drogato P normale





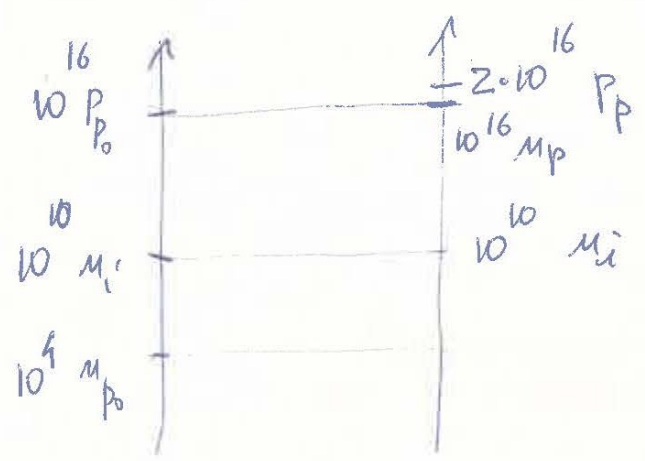
ingione $m_p > m_i^2$

$$\Delta p \leq P_{P_0}$$

Basso livello

se sull'ungo $\Delta p \approx P_{P_0}$ ho:

Alto livello



use le concentrazioni tendono a divenire uguali

per la neutralità deve essere

$$\Delta p = P_p - P_{P_0} = \Delta m = m_p - m_{P_0}$$

Ci chiediamo cosa succede al non equilibrio: ci sono dei fenomeni che tendono a ricondurci all'equilibrio.

Vediamo fin da vicino le ~~cause~~ cause principali

Teoria della ricombinazione

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_P(x)}{\partial x} + G_L + G_T - R$$

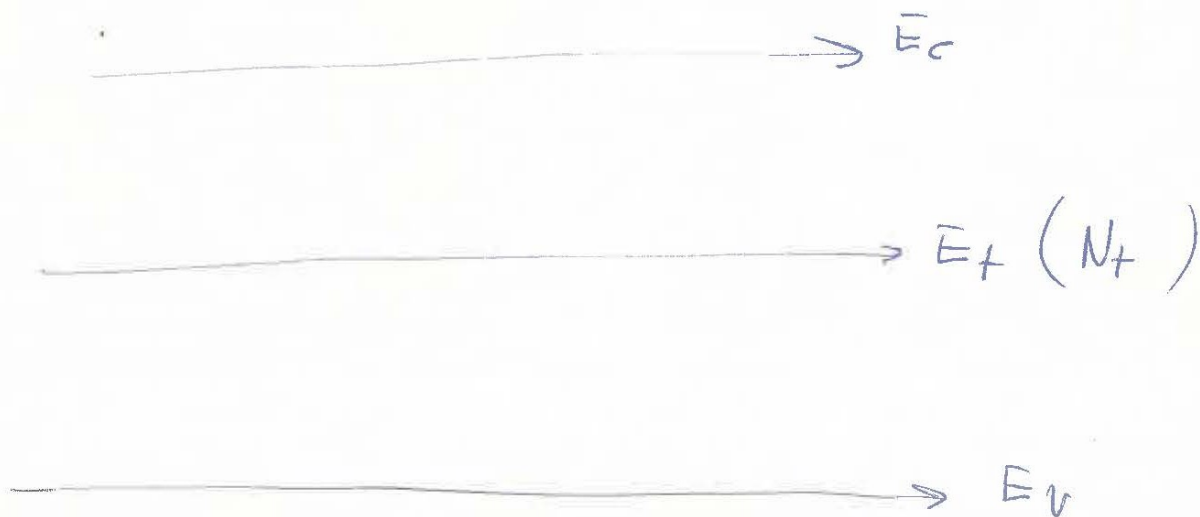
flusso

gen. luminoso

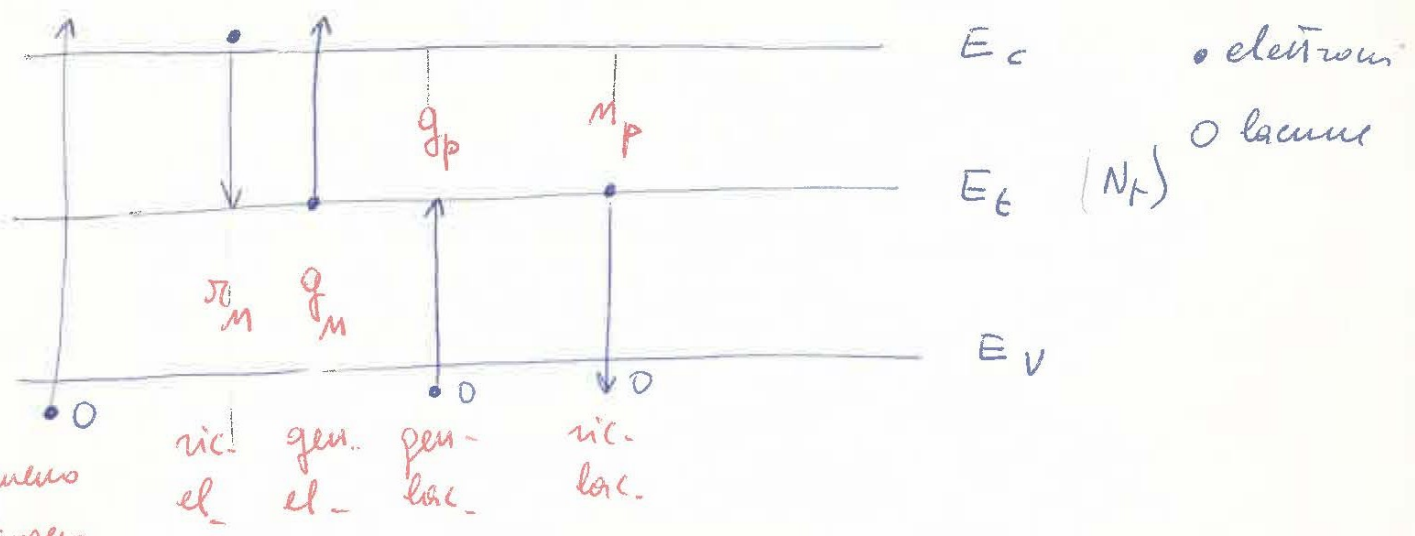
ricombinazione
generazione termica

definiamo $U = R - G_T$ ricombinazione netta
(dipende dai parametri interni
e non da cause esterne come la luce)

Perché il fenomeno sia sensibile pensiamo ad uno stato
 E_T intermedio possibile (lo si può avere con diffusione
di opportuni materiali)



schematizziamo i fenomeni ricombinatori



numero di transizioni (riscarsicabili)

ora si puo' esprimere essendo $f(E_t)$ la prob. che sia occupato

$$\sigma_m = n \cdot N_t (1 - f(E_t)) \cdot K_1 \quad [cm^{-3} s^{-1}]$$

ora definire $K_1 (wt) = \sigma_T \cdot \sigma_m$ — la trovare i conti

$$\sigma_T / \frac{1}{2} \sigma_T^2 m = \frac{3}{2} K T \rightarrow \begin{cases} \sigma_T \approx 10^7 \frac{cm}{s} \\ \sigma_m \approx 10 A^2 \end{cases}$$

analogamente

$$g_m = N_t \cdot 1 \cdot f(E_t) \cdot K_2$$

perche' la prob. di trovare uno stato disponibile e' grandissimo

$K_2 = \text{cost}$ si può determinare con un unico valore noto K_1 , infatti poiché è costante, immaginiamo di essere all'equilibrio, cioè $g_n = r_n \longrightarrow$

$$\longrightarrow \cancel{N_t} \cdot f(E_t) K_2 = n \cdot \cancel{N_t} \cdot K_1 [1 - f(E_t)] \longrightarrow$$

$$\longrightarrow K_2 = K_1 \cdot \frac{1 - f(E_t)}{f(E_t)} \cdot n \longrightarrow K_2 = \sigma_t \cdot \sigma_n \cdot n_i \cdot e^{\frac{(E_t - E_i)/kT}{f(E_t)}}$$

$f(E_t)$ distribuzione di Fermi-Dirac

cioè $f(E_t) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E_t - E_F)/kT}} \longrightarrow$

$$\frac{1 - f(E_t)}{f(E_t)} = \frac{\cancel{1} + e^{\frac{(E_t - E_F)/kT}}}{1} = e^{\frac{(E_t - E_F)/kT}}$$

sostituendo

$$K_2 = \sigma_t \cdot \sigma_n \cdot n_i \cdot e^{\frac{(E_t - E_i)/kT}}$$

il discorso fatto per l'elettrone può essere ripreso per la lacuna

$$r_p = \sigma_E \sigma_p \cdot P \cdot N_t \cdot f(E_t)$$

probabilità di trovare una lacuna f concentrazione

$$g_p = \sigma_E \sigma_p n_i e^{(E_i - E_t)/kT} \cdot N_t [1 - f(E_t)]$$

sufficiente di essere in un caso stazionario nel tempo

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = 0$$

il flusso sia costante in ogni regione $\rightarrow \frac{\partial S}{\partial x} = 0$

le equazioni diventano

$$\begin{cases} G_L + g_n - r_n = 0 \\ G_L + g_p - r_p = 0 \end{cases}$$

teniamo conto della generazione e della ricombinazione dovuta ai fattori interni

è chiaro che

$$g_n - r_n = g_p - r_p = -U$$

se considero l'uguaglianza

$$g_n - r_n = g_p - r_p \quad \text{e sostituisco le loro espressioni}$$

per ricavare $f(E_t)$.

NB questa non è la $f(E_t)$ di Fermi Dirac che abbiamo potuto usare per K_2 (che è costante). Questa è tutt'altra cosa, perché non sono rispettate le condizioni di Fermi (non tiene conto della ricombinazione).

Sostituendo

$$\cancel{N_t} \cdot f(E_t) \cdot \cancel{\sigma_t} \cdot \sigma_n \cdot n_i \cdot e^{(E_t - E_i)/kT} - n \cancel{N_t} [1 - f(E_t)] \cancel{\sigma_t} \sigma_n =$$

$$= -\cancel{\sigma_t} \sigma_p p \cancel{N_t} f(E_t) + \cancel{\sigma_t} \sigma_p n_i \cdot e^{(E_i - E_t)/kT} \cancel{N_t} [1 - f(E_t)];$$

$$f(E_t) \left[\sigma_n n_i e^{(E_t - E_i)/kT} + p \sigma_p \right] +$$

$$+ [f(E_t) - 1] \left[n \sigma_n + \sigma_p n_i \cdot e^{(E_i - E_t)/kT} \right] = 0 \longrightarrow$$

$$\rightarrow f(E_c) \left[\sigma_n \left(n + n_i \cdot e^{(E_c - E_i)/kT} \right) + \sigma_p \left(p + n_i \cdot e^{(E_i - E_c)/kT} \right) \right] -$$

$$- \left[n \sigma_n + \sigma_p n_i \cdot e^{(E_i - E_c)/kT} \right] = 0 \quad \rightarrow$$

$$f(E_c) = \frac{\sigma_n \cdot n + \sigma_p \cdot n_i \cdot e^{(E_i - E_c)/kT}}{\sigma_n \left[n + n_i \cdot e^{(E_c - E_i)/kT} \right] + \sigma_p \left[p + n_i \cdot e^{(E_i - E_c)/kT} \right]}$$

$$\begin{matrix} \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ \sigma_n & n & n_i & e^{(E_i - E_c)/kT} \\ \sigma_p & p & n_i & e^{(E_i - E_c)/kT} \end{matrix}$$

con ricombinazione

senza ricombinazione

$$f(E_c) = \frac{1}{1 + e^{(E_c - E_F)/kT}}$$

nota $f(E_c)$ se considero

$$q_n - r_n = -U$$

e sostituisco mi ricavo U

U ricombinazione netta

$$V = r_m - g_m$$

ma $r_m = m \cdot N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \left[1 - f(E_t) \right]$

* a parte il denominatore uguale per entrambi

$$r_m = m \cdot N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot m + m \cdot N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot \sigma_p \cdot p +$$

$$+ m \cdot N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot \sigma_m \cdot m_i \cdot e^{E_t - E_i / kT} + m \cdot N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot \sigma_p \cdot m_i \cdot e^{E_i - E_t / kT} -$$

$$- m \cdot N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot \sigma_m \cdot m - m \cdot N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot \sigma_p \cdot m_i \cdot e^{E_i - E_t / kT}$$

ma

$$-g_m = -N_T \cdot f(E_t) \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot m_i \cdot e^{E_t - E_i / kT}$$

$$-g_m = -N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot m_i \cdot e^{E_t - E_i / kT} \cdot \sigma_m \cdot m - N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot m_i \cdot e^{E_t - E_i / kT} \cdot \sigma_p \cdot m_i \cdot e^{E_i - E_t / kT}$$

quindi $V = r_m - g_m =$

* a parte il denominatore

$$= m \cdot N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot \sigma_p \cdot p - N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot m_i \cdot \sigma_p \cdot m_i =$$

$$= N_T \cdot \sigma_t \cdot \sigma_m \cdot \sigma_p (pm - m_i^2)$$

mettendo il denominatore

11

$$U = \frac{N_t \sigma_n \sigma_p (pM - n_i^2)}{\sigma_n \left[m + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right] + \sigma_p \left[p + n_i e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} \right]}$$

ricombinazione netta

nel caso $\sigma_n = \sigma_p$

$$U = \sigma_n \sigma_p N_t \frac{pM - n_i^2}{m + p + 2n_i \operatorname{ch} \frac{E_t - E_i}{kT}}$$

$pM > n_i^2 \longrightarrow U > 0$ ricombinazione

$pM < n_i^2 \longrightarrow U < 0$ generazione

U per un max per $E_t = E_i$

Supponiamo di avere un drogaggio n a basso livello, cioè

$$n_m \approx n_{m0}$$

$$P_m \ll n_{m0}$$

$$\text{se } E_f \approx E_i \xrightarrow{E_f - E_i / kT} n_m > n_i \text{ e}$$

$$\text{se } E_f \approx E_i \xrightarrow{\text{ch } \frac{E_f - E_i}{kT} \approx 1}$$

le cose diventano

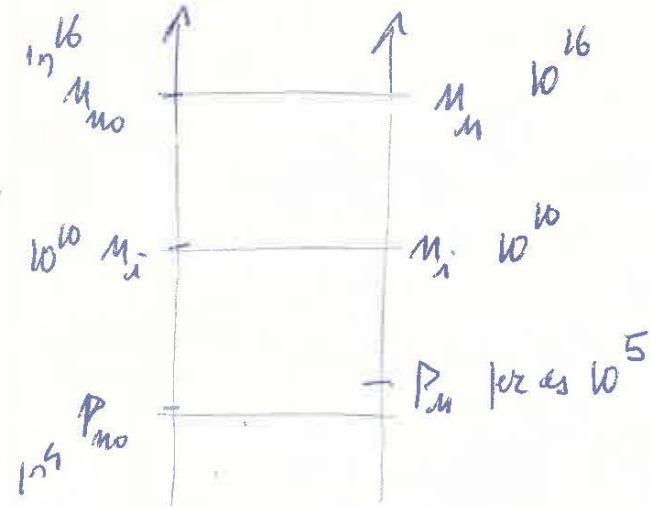
$$U \approx \sigma \sigma_f N_f \frac{P_m - n_i^2}{n + p + 2n_i} \approx \sigma \sigma_f N_f \frac{P_m n - P_{m0} n + P_{m0} n - n_i^2}{n_m + P_m + 2n_i}$$

però ch

$$= \frac{n_m (P_m - P_{m0}) + P_{m0} n - n_i^2}{n_m + P_m + 2n_i} \sigma \sigma_f N_f =$$

$$= \left[\frac{n_m (P_m - P_{m0})}{n_m + P_m + 2n_i} + \frac{P_{m0} n - n_i^2}{n_m + P_m + 2n_i} \right] \sigma \sigma_f N_f$$

ma per drogaggio n a basso livello



si era trovato

$$U \approx \left[\frac{10^{16} \cancel{n_n} (P_n - P_{n0})}{\cancel{n_n + P_n + 2M_i}} + \frac{10^{20} P_{n0} n - M_i^2}{n_n + P_n + 2M_i} \right] \cdot \sigma \cdot \sqrt{E} \cdot N_T$$

$10^{16} + 10^5 + 10^{10} \approx 10^{16}$ (circa uguali)
 $\approx 10^{16}$ (praticamente nullo)

allora

$$U \approx \sigma \cdot \sqrt{E} \cdot N_T \cdot (P_n - P_{n0}) = \frac{P_n - P_{n0}}{Z_0}$$

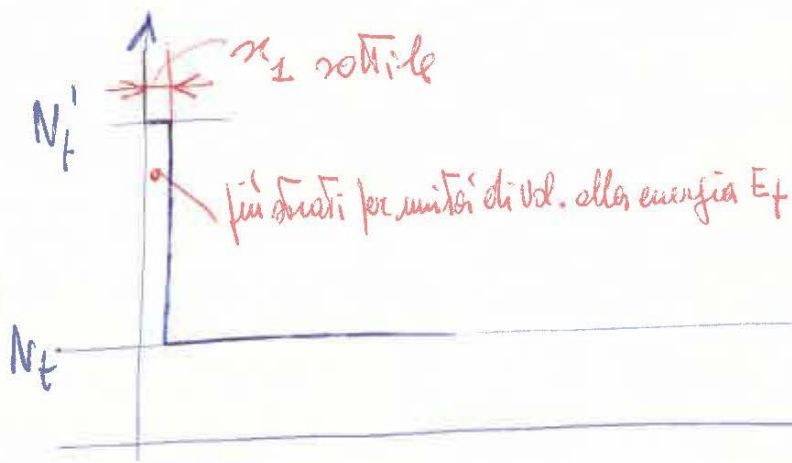
evidentemente la ricombinazione netta U è governata principalmente dalle cariche minoritarie (non lo che si dimo_

strato "peggiore" nel farsi trovare) per cui

$$U = \sigma_p \sigma_f N_f (P_n - P_{no}) = \frac{P_n - P_{no}}{z_p}$$

Osserviamo che vicino alla superficie la densità di strato cresce.

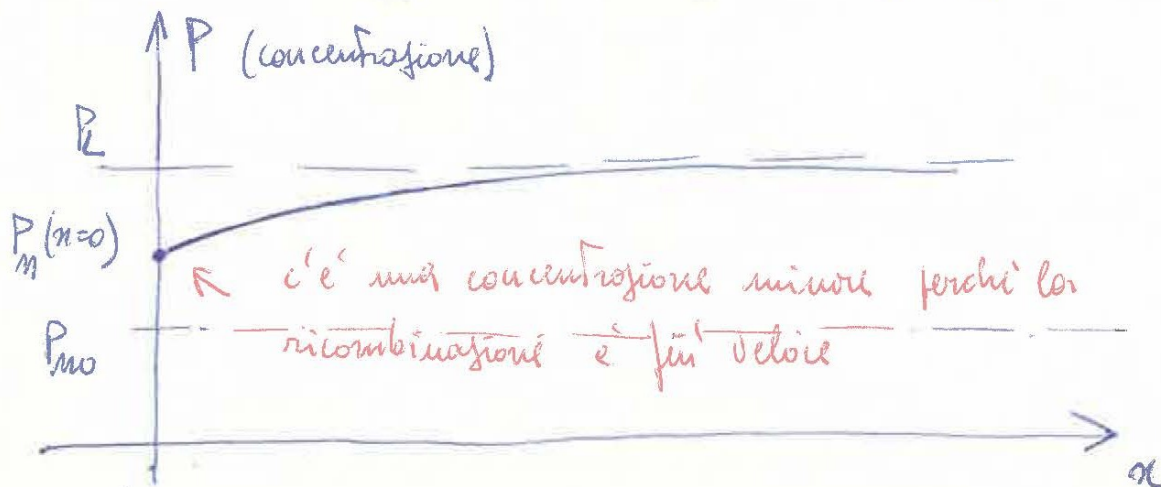
Supponiamo che sia



$x_1 \approx$ distanza interatomica

Definiamo U_s (più intensa che nel volume)

$$U_{N_f'} = U_{x_1} = \sigma_p \cdot \sigma_f \cdot N_f' \cdot x_1 \left[P_n(x=0) - P_{no} \right] \left[\frac{\text{cariche ricombinate}}{\text{superficie} \cdot \text{tempo}} \right]$$



In alcuni transistor a lega il fenomeno è più evidente

La ricombinazione è maggiore in presenza di luce

Poniamo
$$N_{st} = N'_t \cdot \alpha_1$$

$$U_{st} = S_p \cdot [P_{M\#}^{(x=0)} - P_{no}]$$

$$\downarrow$$

$$S_p = \sigma_p \cdot v_T \cdot N_{st}$$

grande base (molto illuminata) \rightarrow elevata ricombinazione

Se parliamo di transistor $b = \frac{I_{mc}}{I_{ne}}$ fattore di trasporto

è relativamente basso (si hanno ricombinazioni che mi contrastano ad una corrente di base). Mi piacerebbe le cose vanno meglio. Nel caso a basso livello ho dunque:

$$S_p = \sigma_p \cdot v_T \cdot N_{st}$$

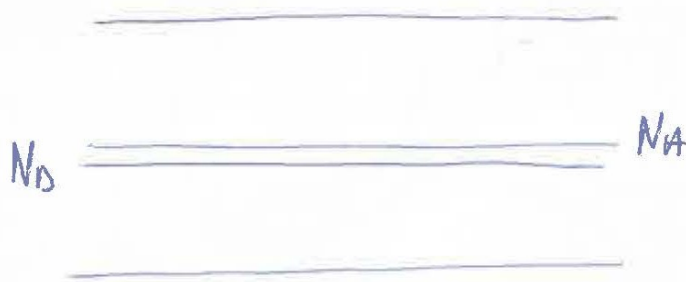
$$S_n = \sigma_n \cdot v_T \cdot N_{st}$$

$$\tau_p = (\sigma_p \cdot v_T \cdot N_t)^{-1}$$

$$\tau_n = (\sigma_n \cdot v_T \cdot N_t)^{-1}$$

Elevata ricombinazione può interessare per un transistor veloce.

Il transitorio di carica e scarica dipende dal tempo di vita medio. Il problema viene risolto aggiungendo un drogante particolare che crea "trappole" o "centri di generazione e ricombinazione". An presenta giusto degli strati (due) distinti nel centro della cosiddetta banda proibita.



Evaporando sul retro della fetta e facendo una fusione ad alta T si ottiene lo scopo:

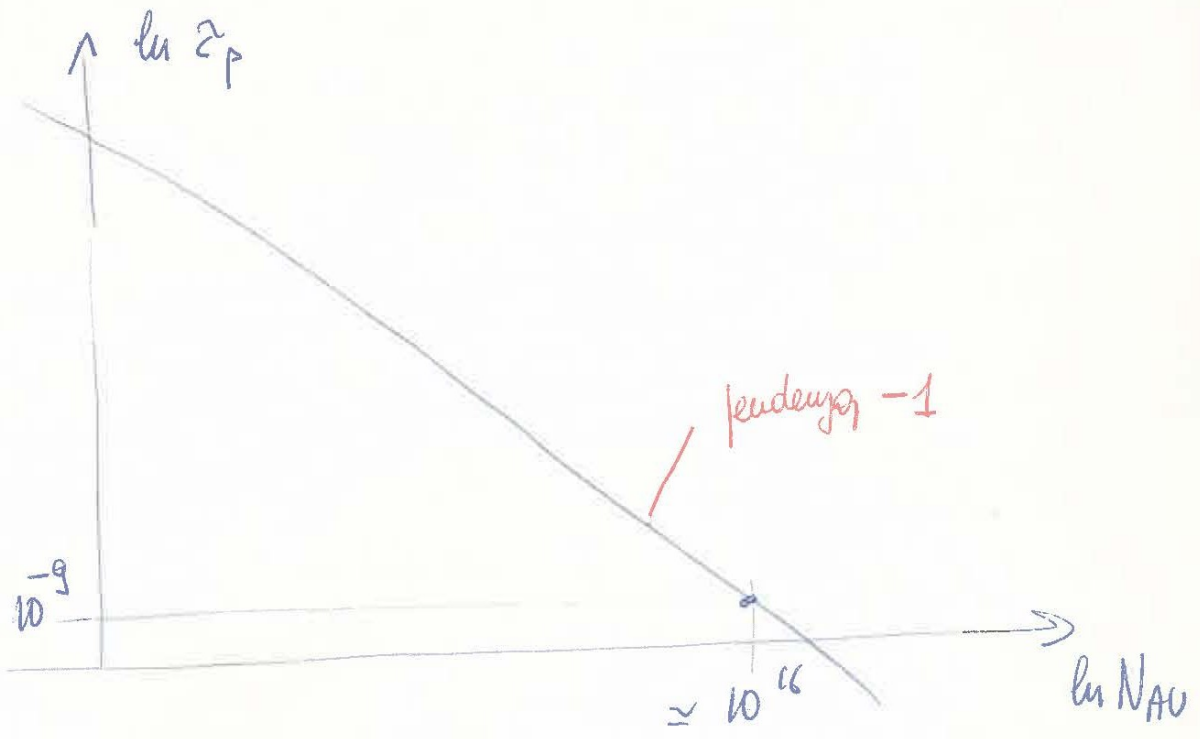
D_{Au} molto grande (2-3 volte quella normale)

$C_S(Au)$ molto grande

NB l'operazione si fa durante il ciclo di emettitore

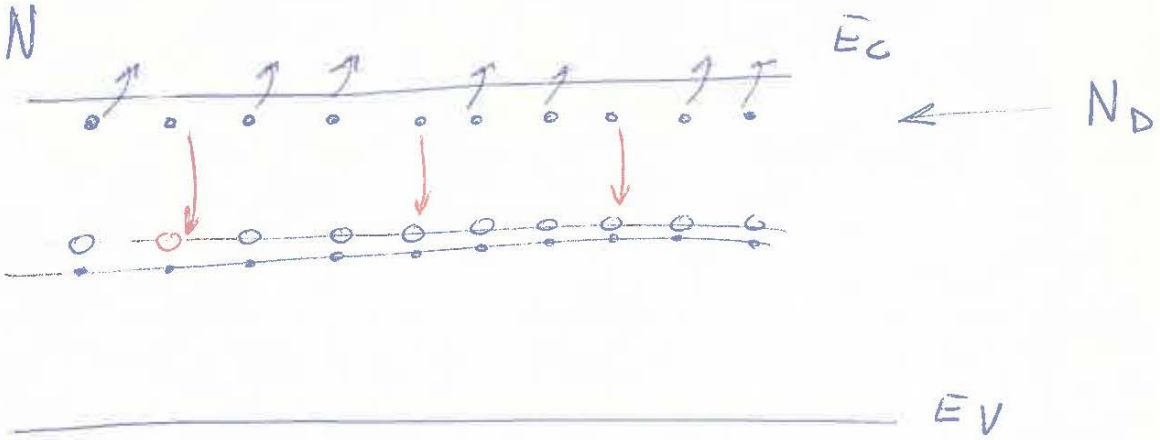
$$\tau_P = \frac{1}{\sigma_{PAu} \nu_T N_{Au}}$$

in un grafico bilog e' una retta con pendenza negativa



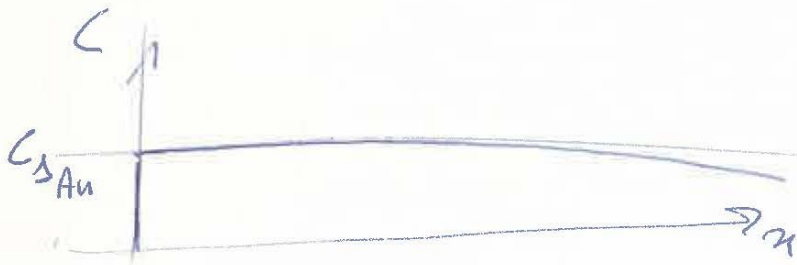
Un pericolo e' che la concentrazione di oro tende a quella del drogante netto \rightarrow l'oro tende a compensare le impurita' e il semiconduttore diventa intrinseco -

Es. drogato N



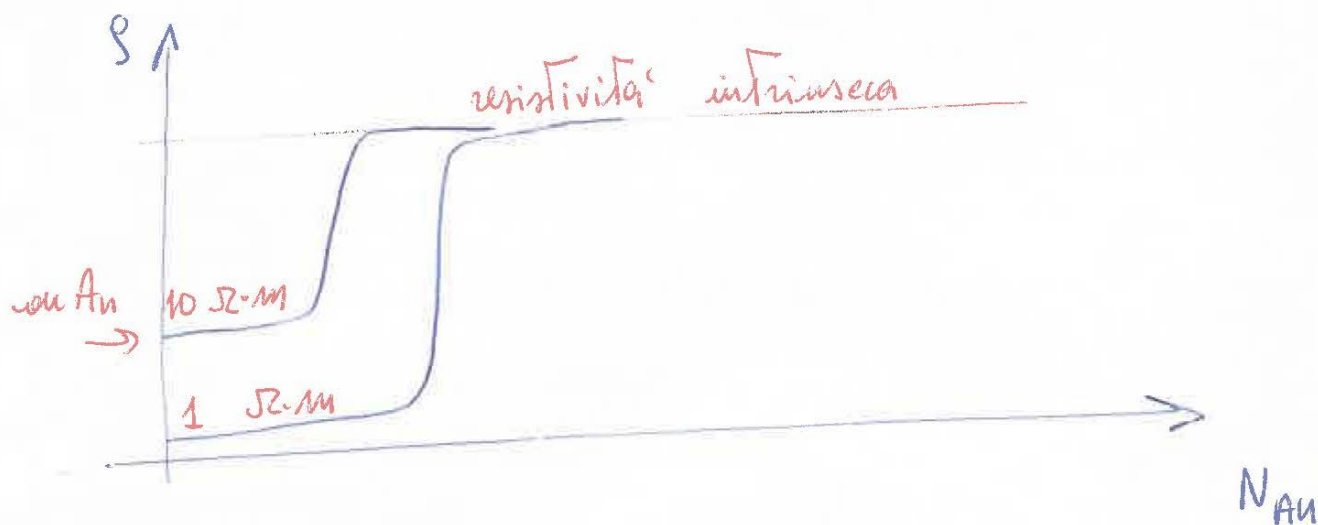
quindi non tutti gli elettroni vanno in soluzione
(drogaggio N) ma alcuni vanno a saturare le lacune dovute
al drogaggio con oro \rightarrow diminuire l'effetto del drogaggio

Poiché l'oro diffonde molto velocemente la sua curva
di concentrazione è:



perché ciò è inevitabile la C_{SAu} deve essere inferiore
alla più piccola concentrazione netta onde evitare il fenomeno
di cui sopra.

7 curve sperimentali



è molto difficile costruire dei TR veloci a bassa resistenza perché
il drogaggio con oro aumenta ρ -

Altro metodo per fare "trappole": radiazioni ad alta
energia che rompono dei legami (rompono il reticolo) \rightarrow
la concentrazione degli stati superficiali aumenta; la densità
è dello stesso ordine degli atomi

$$10^{23} \text{ per cm}^3 \text{ per il Si}$$

distanza interatomica 5 \AA

$$X_1 = 5 \cdot 10^{-8}$$

$$N_{St} = N_t^1 \cdot X_1 = 5 \cdot 10^{15} \frac{\text{atomi}}{\text{cm}^3} \quad (\text{per il Si})$$

(in realtà solo 10^{15}) superficie pulita

Superficie con ossido

$$N_{st} \longrightarrow 10^{11} \div 10^{12}$$

Funzione P-N

A) In equilibrio

c'è equilibrio \rightarrow il livello Fermi è costante, infatti:

$$F_p = -D_p \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p \cdot E \cdot p$$

$$F_n = -D_n \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n \cdot E \cdot n$$

$$J_p = q \left[-D_p \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p E \cdot p \right]$$

$$J_n = -q \left[-D_n \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n E \cdot n \right]$$

$$(E_i - E_F) / kT$$

ma all'equilibrio vale

$$p = n_i e^{(E_i - E_F) / kT}$$

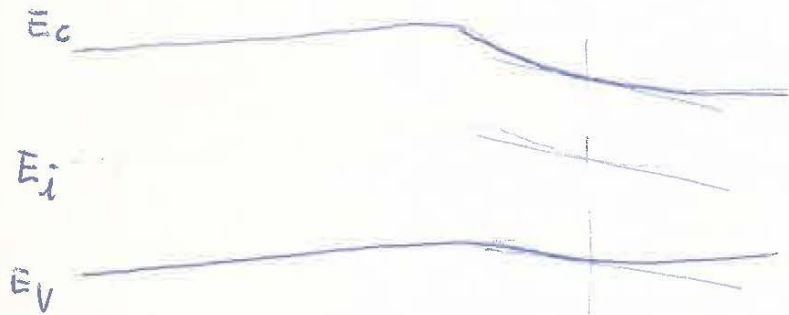
$$n = n_i e^{(E_F - E_i) / kT}$$

da cui

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{n_i}{kT} e^{(E_i - E_F) / kT} \left[\frac{\partial E_i}{\partial x} - \frac{\partial E_F}{\partial x} \right] = \frac{p}{kT} \left(\frac{\partial E_i}{\partial x} - \frac{\partial E_F}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial x} = \frac{\partial E_c}{\partial x} = \frac{\partial E_v}{\partial x} = -q \frac{\partial V}{\partial x} = q \mathcal{E}$$

usando le cose siamo con



sostituendo

$$F_p = -D_p \frac{p}{kT} \left(q\mathcal{E} - \frac{\partial E_F}{\partial x} \right) + \mu_p \mathcal{E} p$$

ma per le relazioni di Einstein

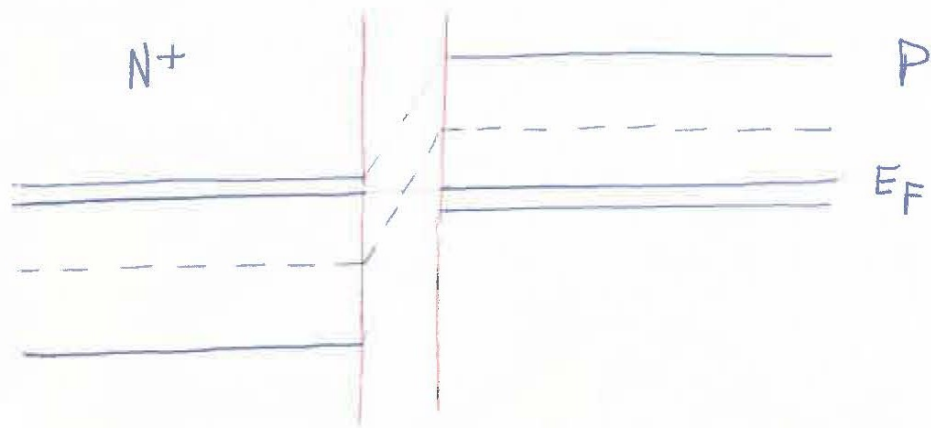
$$\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{q}{kT}$$

$$F_p = -\cancel{D_p \frac{p}{kT} q\mathcal{E}} + D_p \frac{p}{kT} \frac{\partial E_F}{\partial x} + \cancel{D_p \frac{q}{kT} \mathcal{E} p}$$

$$F_p = D_p \frac{p}{kT} \frac{\partial E_F}{\partial x}$$

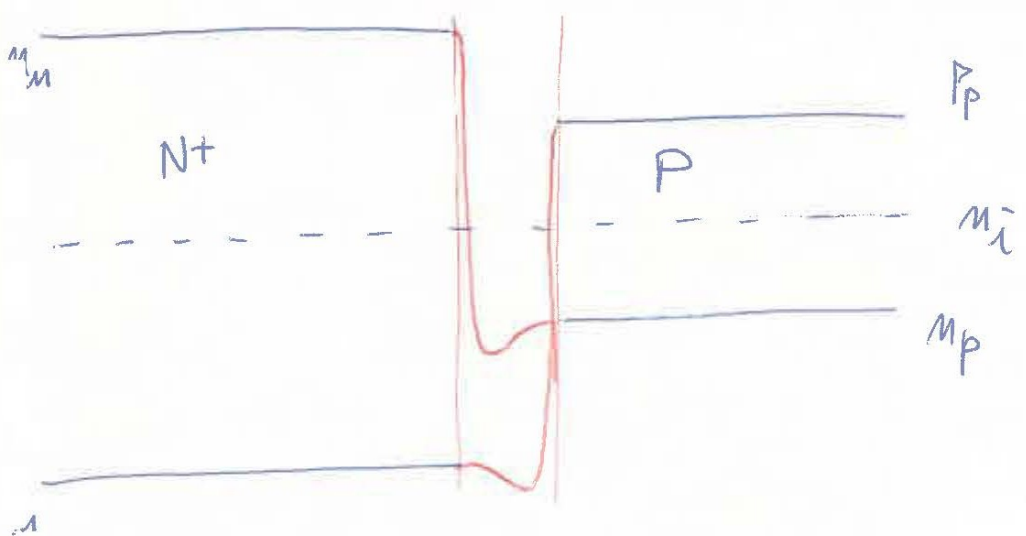
ma all'equilibrio $F_p = 0 \rightarrow E_F = \text{cost}$

allora se il livello di fermi rimane costante, essendo le due regioni drogati diversamente, le cose vanno così



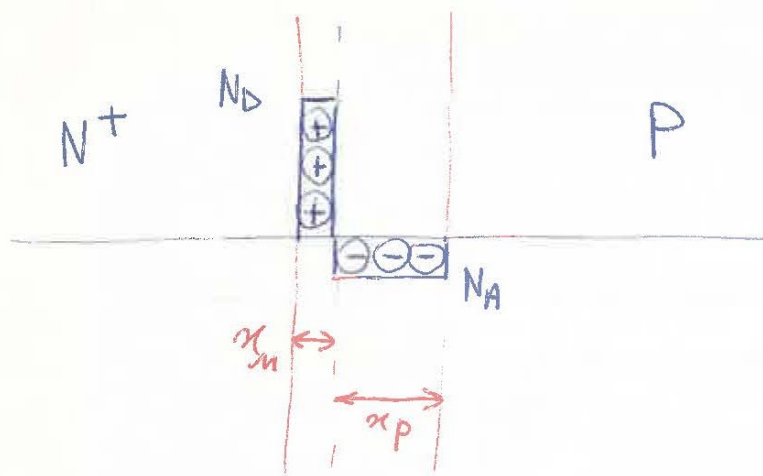
livelli energetici

Consideriamo gli andamenti delle cariche, ezi delle concentrazioni



Concentrazioni

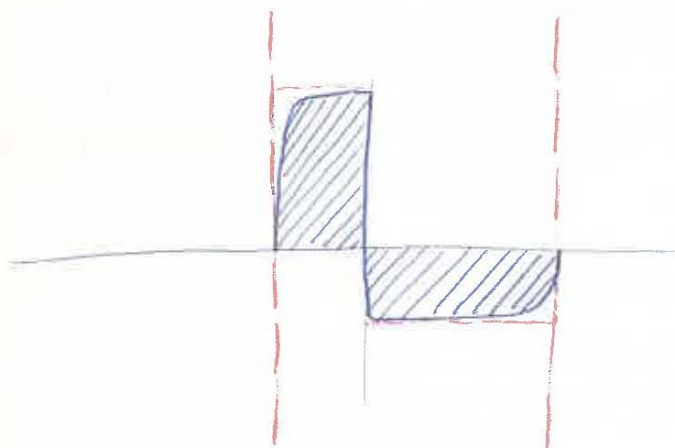
NB in diagramma log all'equilibrio sono simmetrici attorno a n_i
NB nella giunzione gli andamenti sono quelli rossi \rightarrow e' evidente che si può pensare con proprietà ad uno "svuotamento". Allora il andamento della carica è dettato dalle cariche fisse \rightarrow l'andamento in giunzione sarà



O dice del suo fine

Per la neutralità $x_n \cdot N_D = x_p \cdot N_A$

La realtà solo la zona centrale è praticamente "svuotata", mentre ai lati i portatori si fanno sentire \rightarrow gli andamenti reali sono

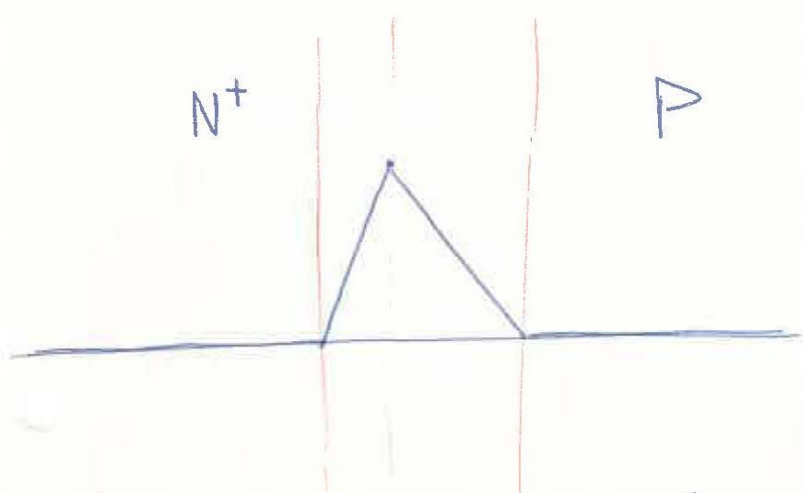


Fuori della giunzione il campo elettrico è nullo - Dentro deve essere verificato ovviamente

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad \text{densità di carica}$$

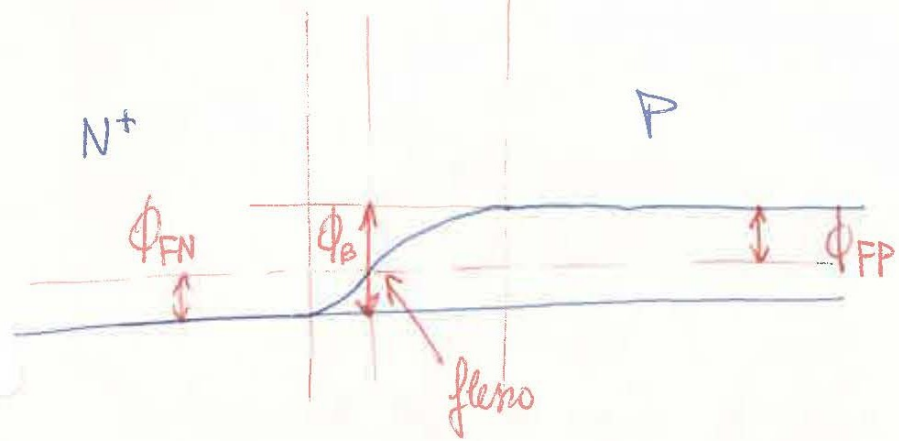
Questa tradotta nel caso unidimensionale qui presentato ci dà:

$$\frac{\delta E_x}{\delta x} = \frac{\rho}{\epsilon}; \quad \text{nel primo tratto } \rho = \text{cost} \rightarrow E \text{ retta}$$



andamento campo elettrico E

poiché (a parte i segni) $V = \int E \cdot dx$



andamento potenziale V

quindi come si vede ai capi di una funzione \exists una certa ΔV

$$\phi_B = \phi_{FN} + \phi_{FP}$$

ΔV funzione

ma qui $n_n \approx N_D$ (maggioritarie, in fili molto drogato)
 $p_p \approx N_A$ (maggioritarie)

ma l'espressione delle maggioritarie è

$$n_n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT} = n_i e^{+ \frac{q}{kT} \phi_{FN}} \cong N_D$$

$$p_p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT} = n_i e^{\frac{q}{kT} \phi_{FP}} \cong N_A$$

ricavo ϕ_{FN} e ϕ_{FP} dalle

$$+ \frac{q}{kT} \phi_{FN} = \ln \frac{N_D}{n_i} \quad \frac{q}{kT} \phi_{FP} = \ln \frac{N_A}{n_i}$$

$$\phi_B = \phi_{FN} + \phi_{FP} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}$$

* NB impropriamente si è usato lo stesso E_i per entrambi i
drogaggi, in effetti gli E_i nei due casi sono diversi

riassumendo la ΔV ai capi della giunzione è

$$\Delta V = \phi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}$$

Esempio Drogaggio normale

$$N_A = N_D = 10^{16}$$

$$M_1 = 2 \cdot 10^{10}$$

$$\frac{kT}{q} = 26 \text{ mV} \quad (\text{a } T \text{ ambiente})$$

$$\Delta V = \phi_B \cong 0,026 \cdot \ln \frac{10^{32}}{5 \cdot 10^{20}} \cong$$

$2 \cdot 10^{11}$

Drogaggio forte $N_A = N_D = 10^{18}$

larghezza strato svuotamento

$$\phi_B = \Delta V = \text{area triangolo sotteso da } E \rightarrow \Delta V = E_{\text{max}} \cdot \frac{W}{2}$$

ma $E_{\text{max}} = \text{area rettangolo sotteso dalla densita' di carica} \rightarrow$

$$E_{\text{max}} = \frac{N_D}{\epsilon} \pi_n \cdot q = \frac{N_A}{\epsilon} \pi_p \cdot q$$

↑
per la neutralita'

quindi usando le

$$\phi_B = E_H \cdot \frac{W}{2} \quad E_H = q \frac{N_D x_n}{\epsilon} \quad x_n + x_p = W \quad N_D x_n = N_A x_p$$

in incognita

$$x_p = \frac{N_D}{N_A} x_n \rightarrow x_n \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right) = W \rightarrow E_H = \frac{q N_D}{\epsilon} \cdot \frac{W}{1 + \frac{N_D}{N_A}} \rightarrow$$

$$\rightarrow \phi_B = \frac{q N_D}{\epsilon} \cdot \frac{W}{1 + \frac{N_D}{N_A}} \cdot \frac{W}{2} \rightarrow W = \sqrt{\frac{\phi_B \cdot \epsilon \cdot 2 \cdot \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right)}{q N_D}} \rightarrow$$

$$\rightarrow W = \sqrt{\frac{2 \epsilon}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \cdot \phi_B}$$

NB questa vale nel caso di 1) svuotamento doppio strato
2) concentrazione uniforme fuori
(giunzione brusca)

Esempio numerico

$$N_A = N_D = 10^{16}$$

$$\epsilon_{Si} = 11,7 \epsilon_0$$

$$\phi_B = 0,7 \text{ V (vedi esempio prec.)}$$

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,7 \cdot (8,87 \cdot 10^{-12})}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot \frac{2}{10^{24}} \cdot 0,7 = \dots}$$

Se uno dei due è molto più drogato dell'altro, ad es. $N_D \gg N_A$ 20

$$W \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \Phi_B \frac{1}{N_A}} \quad \text{quindi } W \text{ dipende dal meno drogato}$$

Se andiamo a vedere l'equazione che regge la PN in equil. in presenza di ~~corrente~~ ^{corrente} elettrica si ha (giunzione in equil.) che due sono i contributi alla corrente, ma si annullano

$$\mu_n E_{int} q \quad \text{dovuta al campo elettrico in giunzione}$$

$$\parallel \quad q D_n \frac{dn}{dx} \quad \text{" alla variazione spaziale della concentrazione}$$

Ma n varia $F_{int} \approx 0$ e n_{eq} nello spazio $W \rightarrow$

$$\frac{dn}{dx} \approx \frac{n_{eq}}{W} \rightarrow \mu_n E_{int} q = D_n \frac{n_{eq}}{W} \rightarrow E_{int} = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{W}$$

$$E = \frac{1}{W} \frac{kT}{q} \approx 3,4 \cdot 10^6 \frac{V}{m}$$

/ 9026

(tanto per avere l'ordine di grandezza del campo)

$$\mu_n \approx 500 \frac{\text{cm}}{\text{V}\cdot\text{s}} = 5 \frac{\text{m}}{\text{V}\cdot\text{s}}$$

$$n \approx 10^{19} \frac{\text{cariche}}{\text{m}^3} \quad \text{quindi}$$

$$J \approx 5 \cdot 3,4 \cdot 10^6 \cdot 10^{19} \cdot 10^{-19} \approx 10^7 \frac{\text{A}}{\text{m}^2} = 10 \frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$$

Tutto ciò è valido se la funzione è brusca. Se non lo è abbiamo

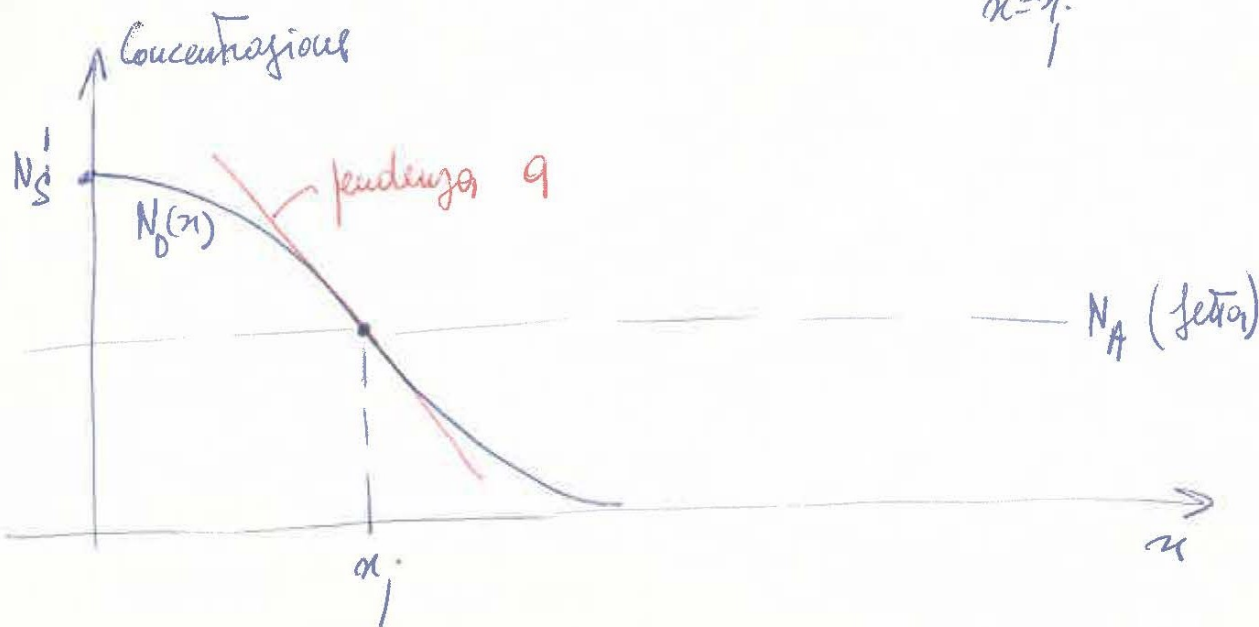
Dopo la
redefinizione

$$N_D = N_{D_s} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$$

superficiale

$$N_D = N_{D_s}' e^{-\left(\frac{x^2}{2|Dt|}\right)^2} \quad \text{Dopo la
diffusione}$$

Supponiamo il profilo lineare con pendenza $\left. \frac{\partial N}{\partial x} \right|_{x=x_j} = q$

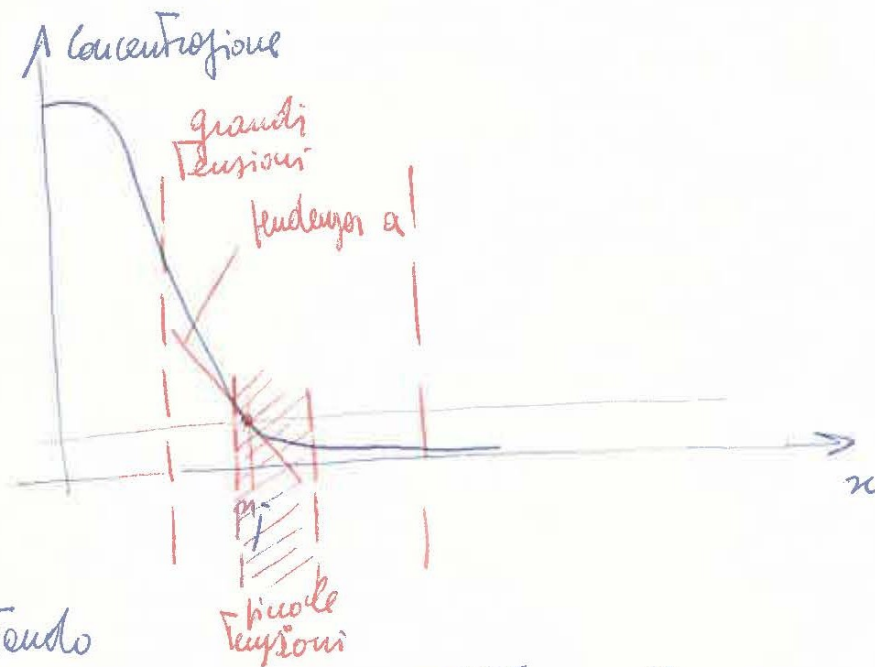


in questo caso le formule diventano

$$W = \left(\frac{12 - \epsilon \cdot \phi_B}{q \cdot q} \right)^{1/3}$$

$$\phi_B = \frac{zKT}{q} \cdot \ln \frac{qW}{zN_i}$$

Consideriamo più in dettaglio i grafici delle concentrazioni



umentando

la tensione inversa il doppio strato si allarga. È chiaro che per grande tensione inversa la giunzione diventa di nuovo brusca.

Se consideriamo un diagramma $W \div \phi$ si vede che a seconda dei casi in un diagr. log si ha pendenza $\frac{1}{2}$

oppure $\frac{1}{3}$

ricorda
$$W = \sqrt[3]{\frac{z\epsilon}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (\phi_B + V_R)}$$

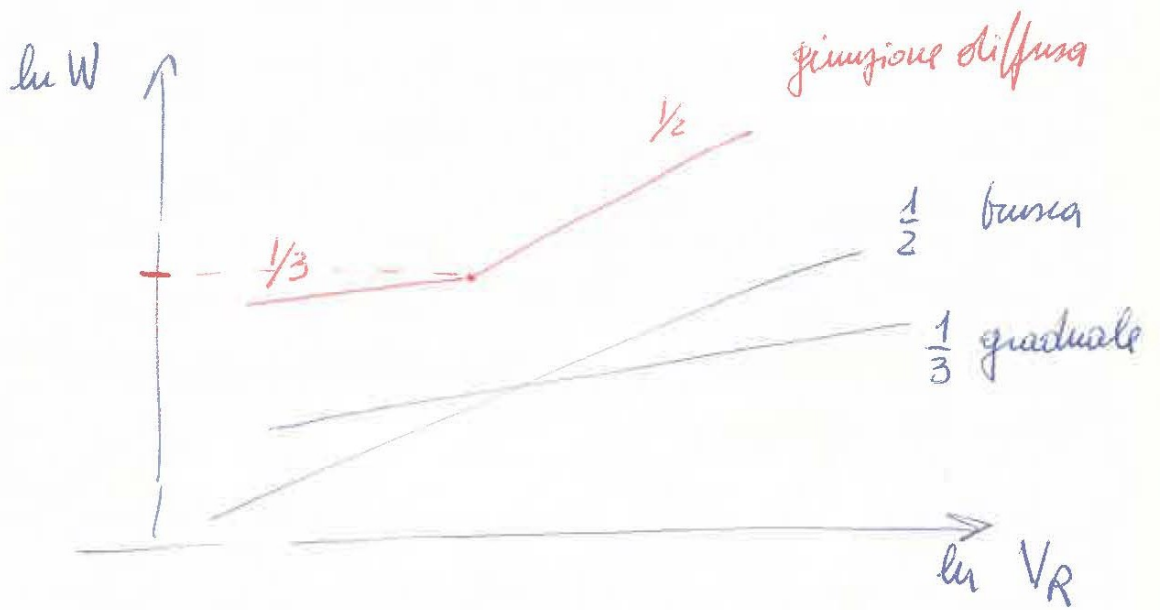
Brusca

Tensione inversa

$$W = \sqrt[3]{\frac{12E}{9Q} (\phi_B + V_R)}$$

Graduale

graficando



B) Non in equilibrio

Scopo principale della trattazione è trovare $J = f(V)$
 (o che è lo stesso la caratteristica volt-ampere della giunzione)

- Ipotesi
- 1° iniezione a basso livello
 - 2° Trascurabile la ricombinazione nello strato svuotato
 (va molto bene se la base è stretta)

Me segue che la corrente è dovuta alla diffusione di cariche subito fuori della giunzione

- 3° Trascuriamo le cadute dinamiche fuori della giunzione
- 4° fenomeno stazionario

Le equazioni che governano le minoritarie sono

$$F_n = -D_n \frac{dn_p}{dx} + \cancel{\mu_n E} \cdot n_p$$

perché basso livello

$$U = \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

continuità e stazionario

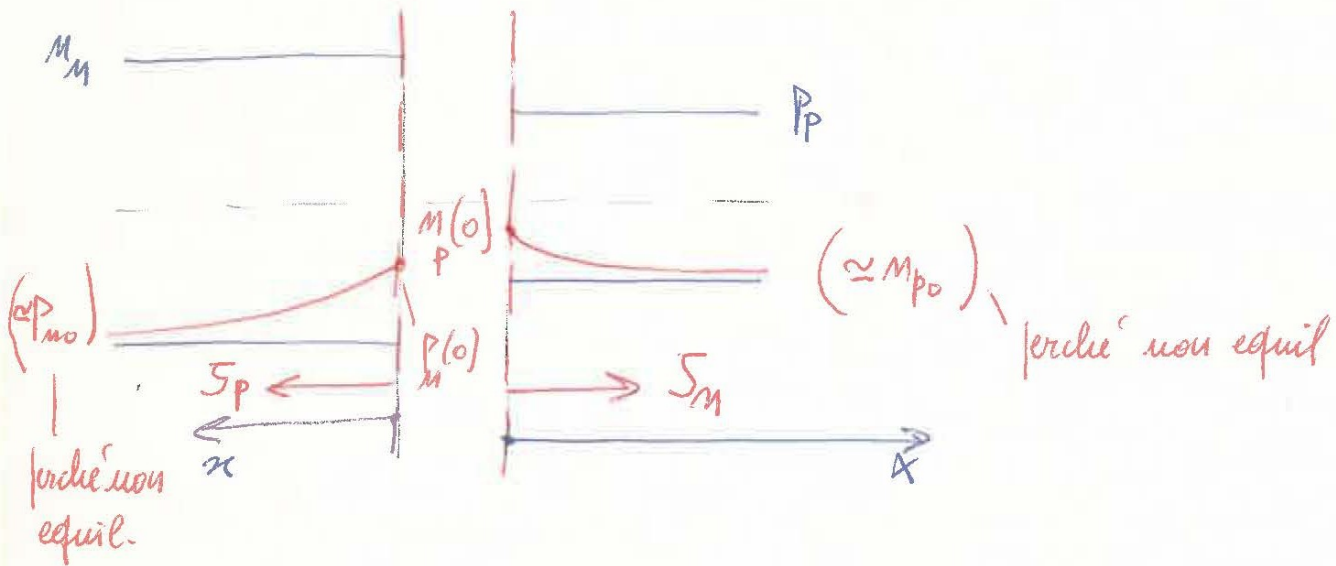
$$\cancel{\frac{dn_p}{dt}} = - \frac{dF_n}{dx} - U$$

mettendole insieme ho

NB non equilibrio significa

$$P_M \neq n_i^2$$

$$D_M \frac{d^2 M_P}{dx^2} = \frac{M_P - M_{P0}}{\tau_M} \quad *$$



Chiaramente per $\xi \rightarrow \infty$ ho $\begin{cases} M_{P0} \\ P_{M0} \end{cases}$ perche' l'influenza della

funzione non si sente piu' -

Esprimiamo le condizioni al contorno

$$M_P(\infty) = M_{P0}$$

$$P_M(\infty) = P_{M0}$$

$$M_P(0) = M_P(0)$$

$$P_M(0) = P_M(0)$$

se risolve la $*$ con questo contorno ho

$$n_p = n_{p0} + [n_p(0) - n_{p0}] e^{-\frac{x}{\sqrt{D_n \tau_n}}}$$

quindi l'andamento è esponenziale

dico $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ *lunghezza di diffusione*

analogamente

$$p_n = p_{n0} + [p_n(0) - p_{n0}] e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \tau_p}}}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

All'equilibrio vale

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}}$$

$$p = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}}$$

questo non è più valido, tuttavia \exists un E_{FN} e un E_{FP} /

$$n = n_i e^{\frac{(E_{FN} - E_i)}{kT}}$$

$$p = n_i e^{\frac{(E_i - E_{FP})}{kT}}$$

Non equilibrio

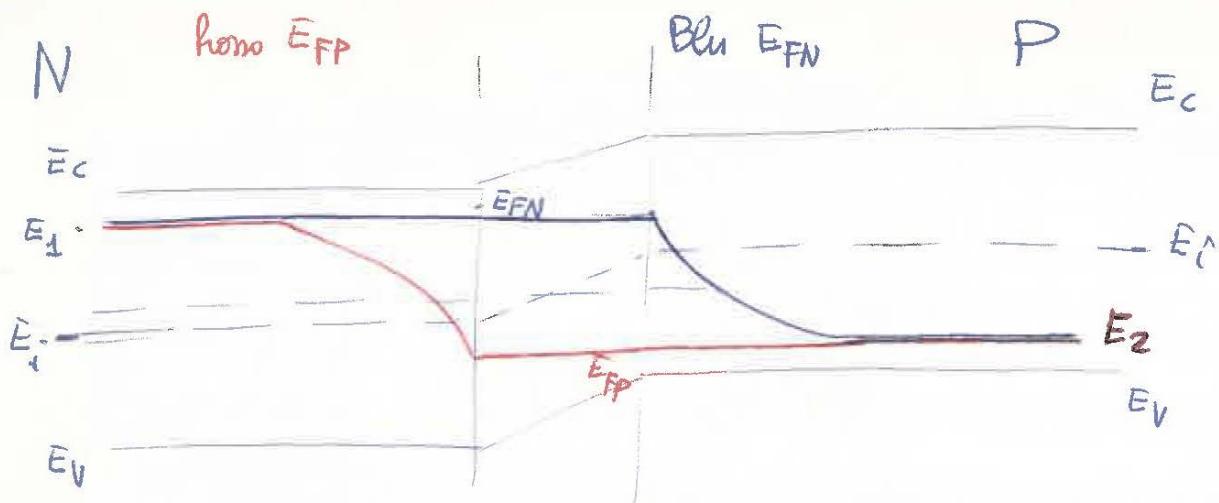
quasi livelli di Fermi

contatto (all'equilibrio)

$$E_{FN} \longrightarrow E_1$$

$$E_{FP} \longrightarrow E_2$$

livelli di Fermi



$$E_1 - E_2 = qV_j \quad (\text{assioma})$$

Per le maggioritarie

$$n \approx \text{cost} = n_i e^{\frac{(E_{FN} - E_i)}{kT}} \rightarrow E_{FN} = \text{cost}$$

$$p \approx \text{cost} = \dots \rightarrow E_{FP} = \text{cost}$$

Per le minoritarie

$$n_p \approx \exp \uparrow \Rightarrow \text{poiché l'esponente} < 0 \text{ esso deve diminuire}$$

$$\frac{1}{|E_{FP} - E_i|} \downarrow \Rightarrow E_{FP} \downarrow$$

$$p_n \approx \exp \uparrow \Rightarrow \text{essendo } E_{FN} - E_i > 0 \Rightarrow E_{FN} \uparrow$$

Dentro la giunzione si fa l'ipotesi di "quasi equilibrio"

cioè

$$p_n \neq n_i^2 \quad p_n = \text{cost} = n_i^2 e^{\frac{E_{FN} - E_{FP}}{kT}} \rightarrow$$

$$\rightarrow E_{FN} - E_{FP} = \text{cost} = qV_j$$

quindi dentro la giunzione i livelli di Fermi sono costanti
quasi

poiché $E_{FN} = E_{FP} = qV_i$ sono dove

$$n_p(0) = n_i e^{(E_{FN} - E_i)/kT} = n_i e^{(E_{FN} - E_F)/kT} e^{(E_F - E_i)/kT}$$

$$\downarrow$$

$$n_p(0) = n_{p0} e^{qV_i/kT}$$

analogamente

$$p_n(0) = p_{n0} e^{qV_i/kT}$$

quindi abbiamo trovato in modo completo i valori al contorno.

le soluzioni viste prima diventano

$$n_p = n_{p0} + \left[e^{qV_i/kT} - 1 \right] n_{p0} e^{-\frac{x}{L_n}}$$

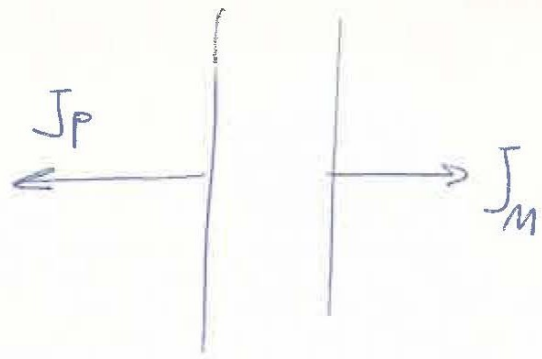
$$p_n = p_{n0} + \left[e^{qV_i/kT} - 1 \right] p_{n0} e^{-\frac{x}{L_p}}$$

Ora possiamo calcolare i J_p e J_n dovuti alle cariche minoritarie:

$$J_n = q D_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0}$$

$$J_p = -q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}$$

$$J_n = -q D_n \frac{n_p(x) - n_{p0}}{L_n}$$



$$n_p = n_{p0} + [n_p(0) - n_{p0}] e^{-\frac{x}{L_n}}$$

$$\frac{dn_p}{dx} = -\frac{1}{L_n} [n_p(0) - n_{p0}] e^{-\frac{x}{L_n}}$$

$$\left. \frac{dn_p}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{n_p(0) - n_{p0}}{L_n} \quad \text{quindi}$$

$$J_n = -q D_n \frac{n_p(0) - n_{p0}}{L_n}$$

$$J_n = -\frac{q D_n n_{p0}}{L_n} \left[e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1 \right]$$

analogamente

$$J_p = -q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} \Rightarrow *$$

$$J_p = \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \left[e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1 \right]$$

Il valore della J dipende dalla pendenza delle curve minori
 \rightarrow perché esse sono exp anche la loro derivata e'
 un exp. Però la corrente deve essere la stessa nelle varie
 regioni, cioè

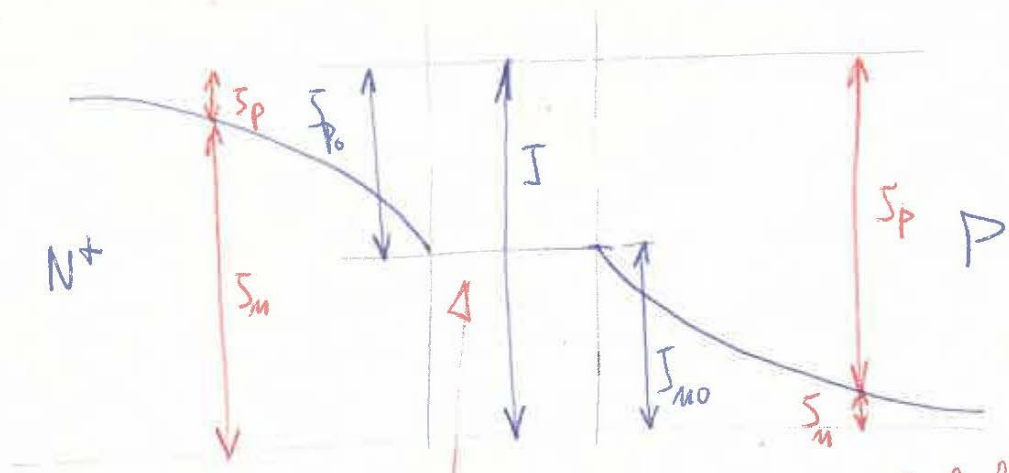
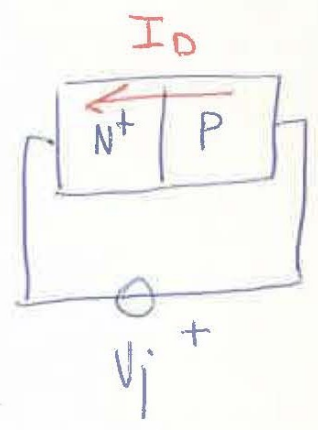
$$I_D = A \left[J_p - J_n \right]$$

area



$$I_D = A q \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] \left[e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1 \right]$$

equazione diodo con polarizzazione diretta.
 un grafico per capire gli andamenti

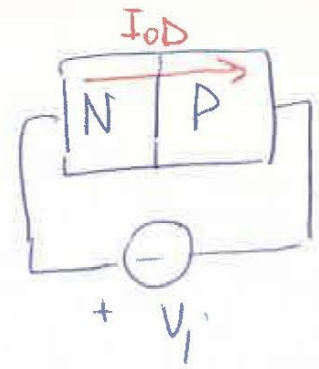


qui è dominante perché il fenomeno di ricombinazione è trascurabile

Simulazione PN polarizzata inversamente

$$V_i < 0$$

e $\frac{qV_i}{kT}$ diventa trascurabile rispetto a 1 \rightarrow



$$I = -I_0 = A \cdot q \left[\frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} + \frac{D_n \cdot n_{po}}{L_n} \right]$$

di solito si pone

$$I_{0D} = Aq \left[\frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} + \frac{D_n \cdot n_{po}}{L_n} \right]$$

Corrente inversa dovuta
alla diffusione

poiché $p_{no} = \frac{n_i^2}{N_D}$ $n_{po} = \frac{n_i^2}{N_A}$

ne segue

$$I_{0D} = Aq n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right)$$

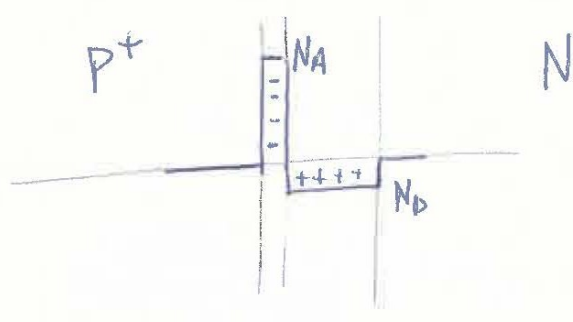
questa corrente è molto diversa da quella che si misura sperimentalmente e dipende moltissimo da T .

per $\Delta T \approx 7 \div 8 \text{ } ^\circ\text{C}$

I_{0D} raddoppia (a causa di n_i^2)

Drogaggi elevati diminuiscono I_{OD} (aumenta la barriera).

Prendiamo un diodo P+N ed esaminiamo l'andamento delle cariche



$$N_A \gg N_D$$

$$\downarrow$$

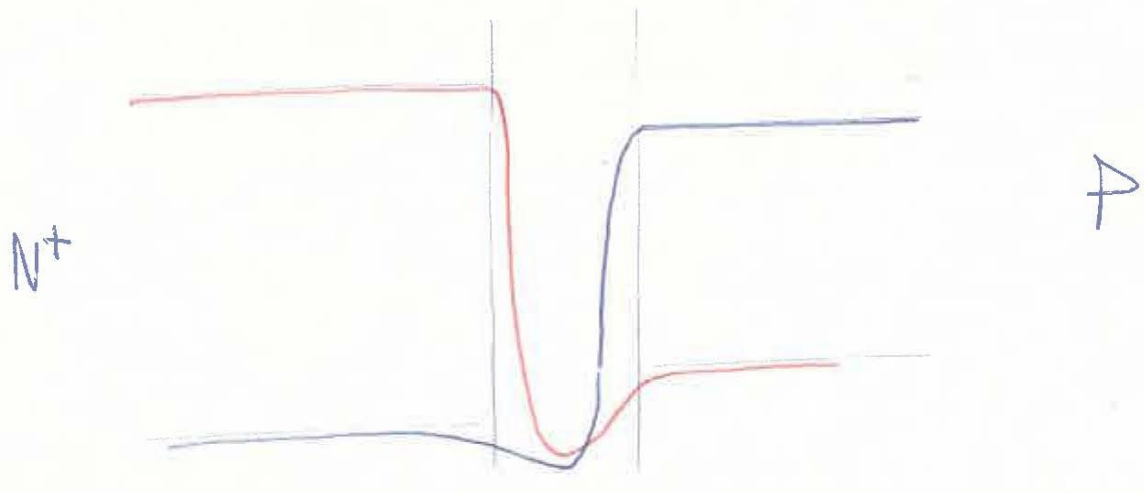
$$\frac{1}{N_D} \gg \frac{1}{N_A}$$

ora

$$I_{OD (P+N)} \cong qA n_i^2 \frac{D_p}{N_D \cdot L_p}$$

la corrente inversa dipende principalmente T_e del meno drogato

l'andamento delle concentrazioni e'



La corrente vista prima non è quella vera perché qui il fenomeno della ricombinazione non si può trascurare.

Per quanto visto

$$V = \frac{\sigma_p \cdot \sigma_n \cdot V_T \cdot N_T \cdot [p_m - n_i^2]}{\sigma_n \left[n + n_i \cdot e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right] + \sigma_p \left[p + n_i \cdot e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} \right]}$$

qui $p_m < n_i^2 \rightarrow V < 0 \rightarrow$ generazione *

se entrambi $p, n < n_i$ si può approssimare con

$p < n_i$
 $n < n_i$

$$V = - \frac{\sigma_p \cdot \sigma_n \cdot V_T \cdot N_T \cdot n_i^2}{\sigma_n n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} + \sigma_p n_i e^{\frac{E_i - E_t}{kT}}}$$

* infatti qui $p_m = n_i^2 e^{\frac{qV_i}{kT}}$ con $V_i < 0 \rightarrow$

$$p_m = n_i^2 e^{\frac{qV_i}{kT}} < n_i^2$$

supponiamo identiche le sezioni di cattura per elettroni e lacune

$$(\sigma_n = \sigma_p = \sigma), n_i \text{ ha}$$

Se $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$
$$U = - \sigma \cdot \sqrt{I} \cdot N_T \frac{n_i}{2 Ch \frac{E_f - E_i}{kT}}$$

è $E_f = E_i$ cioè il centro di ricombinazione a metà della banda proibita \rightarrow uguale probabilità di avere un elettrone o una lacuna che si ricombinano \rightarrow è il max possibile

$$U = - \frac{\sigma \cdot \sqrt{I} \cdot N_T \cdot n_i}{2}, \quad U = - \frac{n_i}{2 \tau_0}$$

dove $\tau_0 = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{I} \cdot N_T}$, Tempo di vita medio

Concludiamo la I_G di generazione

$U \approx \text{cost}$ nello stato di squotamento se $p_n \ll n_i^2$

$$I_G = A W [-U] q = A q \cdot W(V_i) \frac{n_i}{2 \tau_0} \quad \circ$$

Vedi Teoria ricombinativa

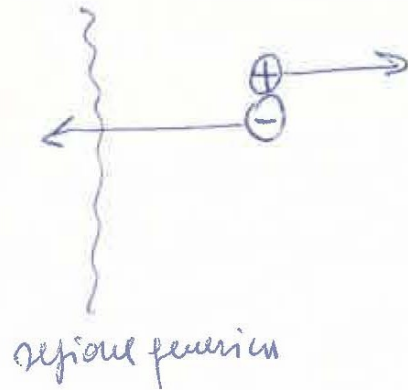
$$I_{GB} \equiv (\phi_B - V_i)^{1/2} \quad \text{Brusca}$$

$$I_{GC} \equiv (\phi_B - V_i)^{1/3} \quad \text{Continuo}$$

$$\text{NB } \phi_B - V_i > 0$$

|
sempre

Osserviamo che nella \circ la V è stata contata una sola volta anche se nella generazione si hanno due cariche, una $+$ e una $-$, infatti attraverso una data sezione ne passa una soltanto (è questa che mi dà la corrente effettiva)



Osserviamo ancora che nei casi pratici $I_G \gg I_{OD}$

Calcoliamo il rapporto nel caso di giunzione P^+N

$$z_0 = z_p \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

$$\frac{I_G}{I_{OD}} = \frac{\cancel{Aq} \cancel{n_i} W}{z_0} \frac{L_p N_D}{D_p \cancel{Aq} \cancel{n_i}} = \frac{N_D \cdot W}{z n_i L_p}$$

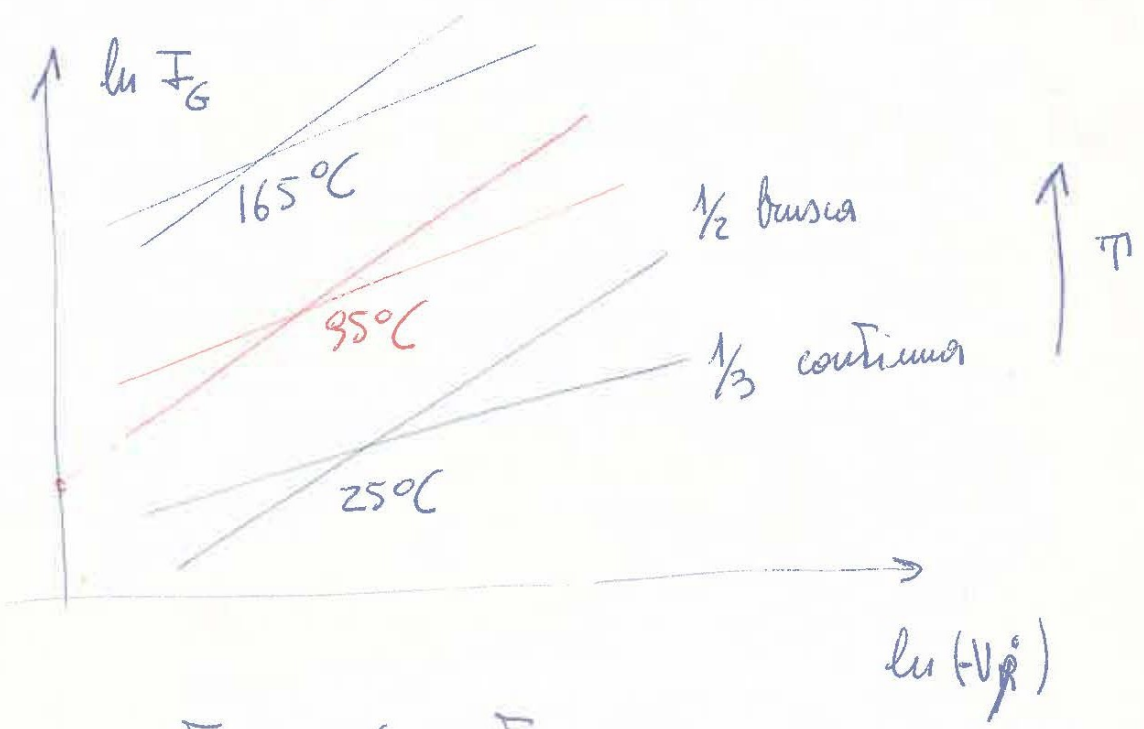
Si possono fare quindi dei conti su

$$\frac{I_G}{I_{OD}} = \frac{N_D \cdot W}{z n_i L_p}$$

(con valori normali ci sono 3 ordini di grandezza)

I_G contiene n_i alla 1^a potenza \rightarrow cresce meno di I_{OD} con π

Tenendo conto delle ~~dimensioni~~ proporzionalita' scritte



$-V_j$ perché la tensione è negativa.

funzione PN polarizzata direttamente

$$I_{OD} = A \cdot q \cdot \left(e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1 \right) \left(\frac{D_p P_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right)$$

$$I_{OD} = A \cdot q \cdot \left(e^{\frac{qV_j}{kT}} - 1 \right) n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right)$$

$$I_{OD} \approx A \cdot q \cdot n_i^2 \frac{D_p}{L_p N_D} e^{\frac{qV_j}{kT}}$$

(P+N)

$\Delta\Delta$ $\approx P^+ N$

determiniamo la corrente dovuta a generazione e ricombinazione

$$pm > n_i^2 \rightarrow \text{si tratta di ricombinazione}$$

supp. $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$

$$E_t = E_i$$

$$pm = \text{cost} = n_i^2 e^{\frac{qV_i}{kT}} \quad (\text{quasi equilibrio})$$

la U diventa

$$U = \underbrace{\sigma \cdot \sigma_t \cdot N_t}_{\frac{1}{2\epsilon_0}} \cdot \frac{n_i^2 \left[e^{\frac{qV_i}{kT}} - 1 \right]}{n + p + 2n_i} = \mathcal{F}(p, n)$$

e poiché $n = n(x)$
 $p = p(x) \rightarrow U = \mathcal{F}(x)$

ora $n+p$ è la somma di due cose il cui prodotto = cost

$$\rightarrow n+p \text{ minimo se } n=p = n_i e^{\frac{qV_i}{2kT}}$$

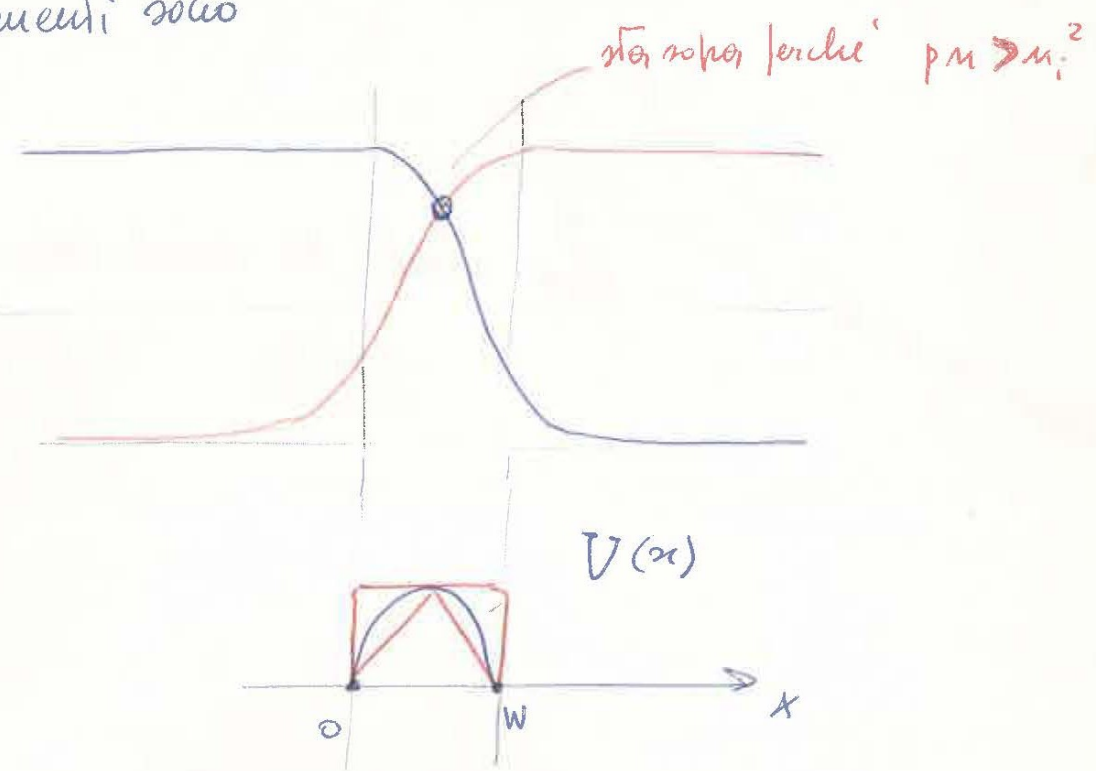
||
 unici termini funzione di x

se $n+p$ min $\rightarrow U$ è max

$$U_{\text{max}} = \frac{n_i}{2\epsilon_0} \cdot \frac{e^{\frac{qV_i}{kT}} - 1}{e^{\frac{qV_i}{2kT}} + 1}$$

$$n \approx e^{\frac{qV_i}{2kT}} \gg 1 \rightarrow V_{max} \approx \frac{m_i}{2\epsilon_0} e^{\frac{qV_i}{2kT}}$$

Gli andamenti sono



NB l'area di $V(x)$ è compresa tra quella del rettangolo e quella del triangolo - (Si può fare una media)

$$I_{Ric} = qA \int_0^W V(x) \cdot dx = \alpha A q V_{max} W$$

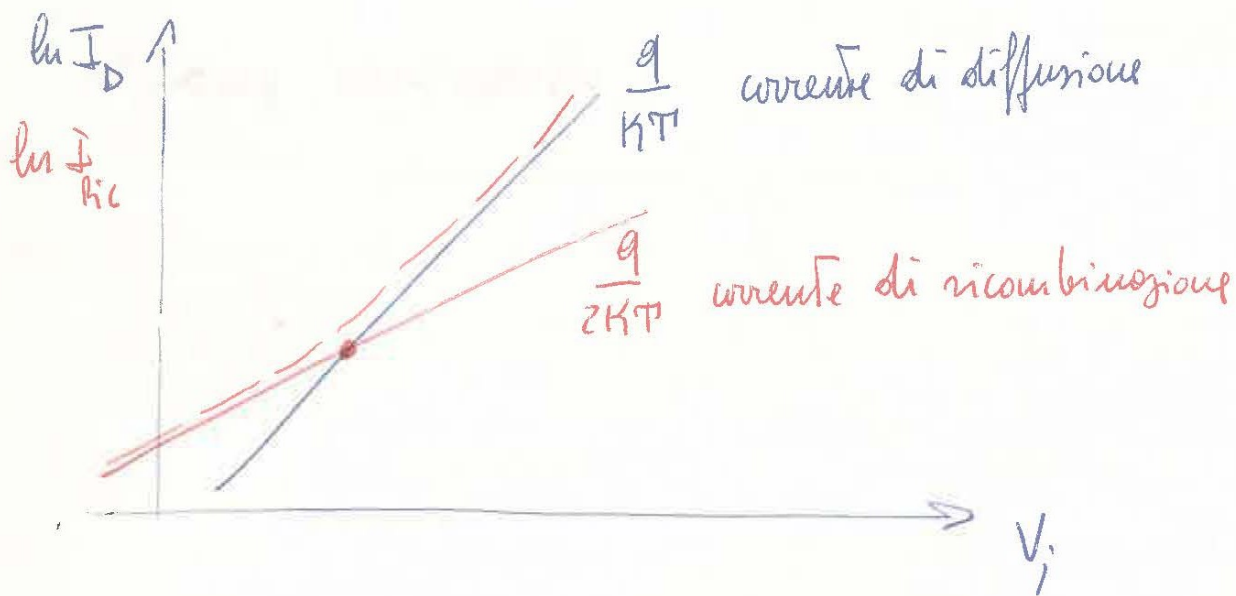
↑
media

$$I_{Ric} = W q A \alpha \frac{m_i}{2\epsilon_0} e^{\frac{qV_i}{2kT}}$$

Corrente di ricombinazione con polarizzazione diretta.

In diagramma semi-log.

Polarizzazione diretta.



l'andamento reale è quello tratteggiato e ciò perché anche $W = W(V_f)$

Mel caso di $N_A P^+$ con $\alpha \approx 1$ ho (usando ΔA e Δ)

$$\frac{I_{0D(P+N)}}{I_R} = \frac{A n_i^2 D_p}{L_p N_D} \frac{e^{qV_f/KT}}{1/2P} = \frac{A n_i^2 D_p}{L_p N_D} \frac{e^{qV_f/KT}}{1/2P} \frac{1}{A n_i^2 e^{qV_f/2KT} W}$$

$$= \frac{2n_i^2 L_p}{N_D W} e^{qV_f/2KT}$$

quindi

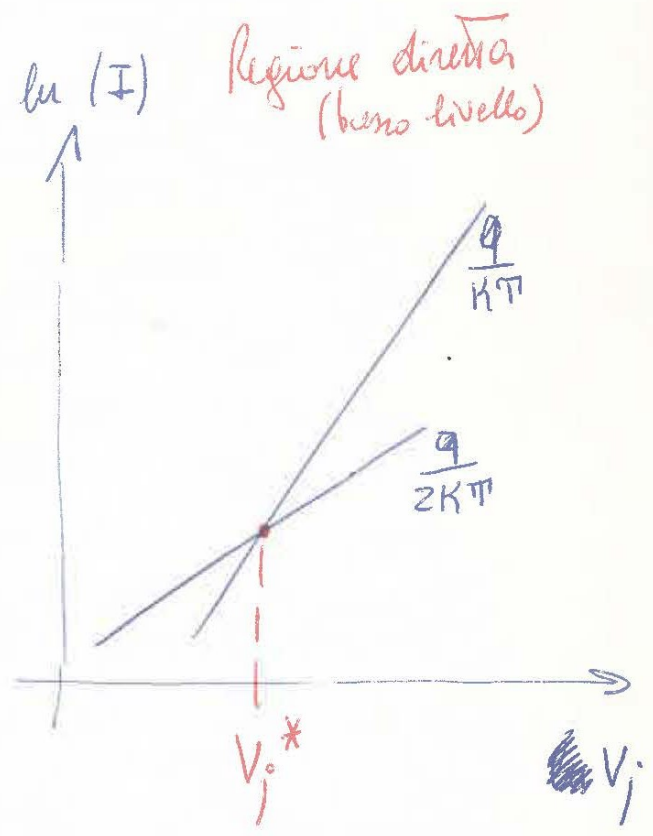
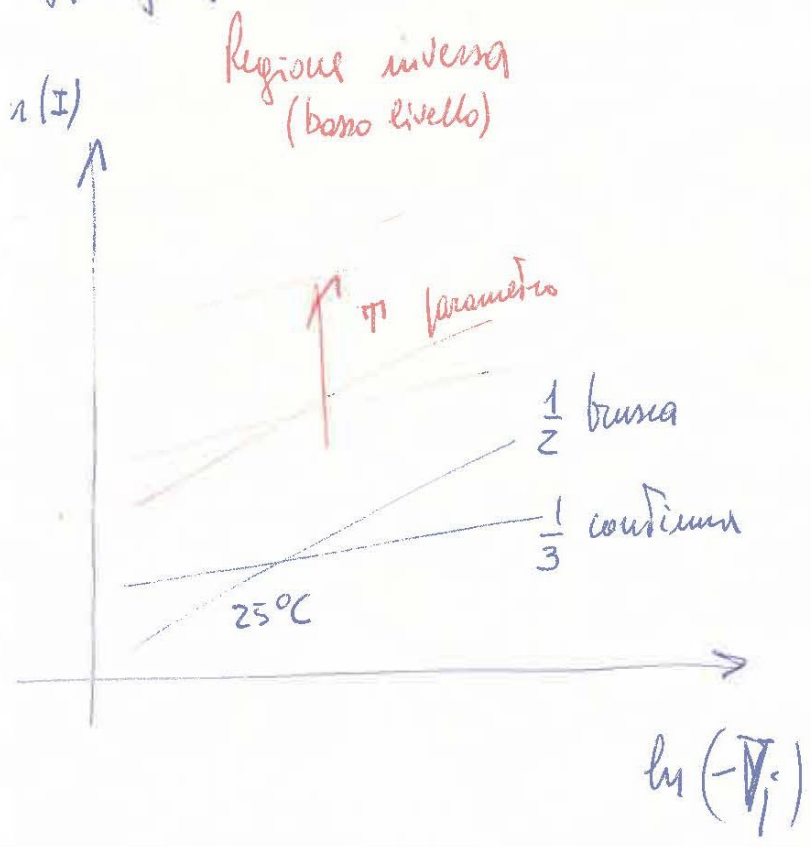
$$\frac{I_{OD}}{I_R (P+N)} = \frac{z M_i L_p}{N_D \cdot W} e^{\frac{qV_i^*}{2KT}}$$

calcoliamo V_i^* / $I_{OD} = I_R \implies \frac{z M_i L_p}{N_D \cdot W} e^{\frac{qV_i^*}{2KT}} = 1$

$$V_i^* = \frac{2KT}{q} \ln \frac{W \cdot N_D}{z M_i L_p}$$

facendo i conti $V_i^* \cong 450 \text{ mV}$

Il funzionamento del diodo può essere riassunto in due diagrammi

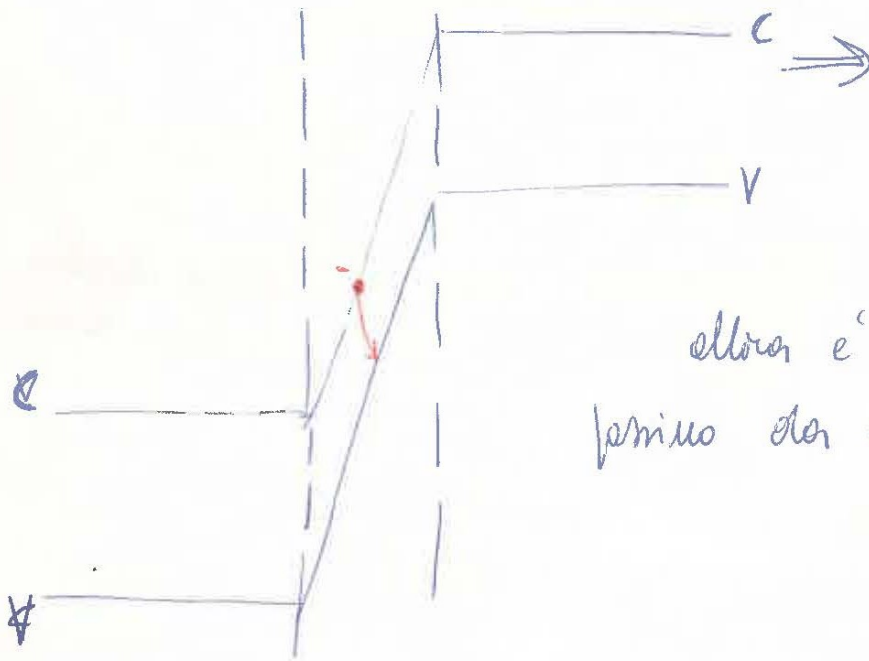


Effetto Zener

Ci sono due effetti simili ma invertiti ma di origine diversa: Zener e valanga. Si verifica prima l'uno o l'altro a seconda dei drogaggi. (sono funzione della regione meno drogata)

Zener

Per polarizzazioni inverse elevate si ha un notevole stringimento delle bande in giunzione



allora è possibile che elettroni passino per conduzione in valanga

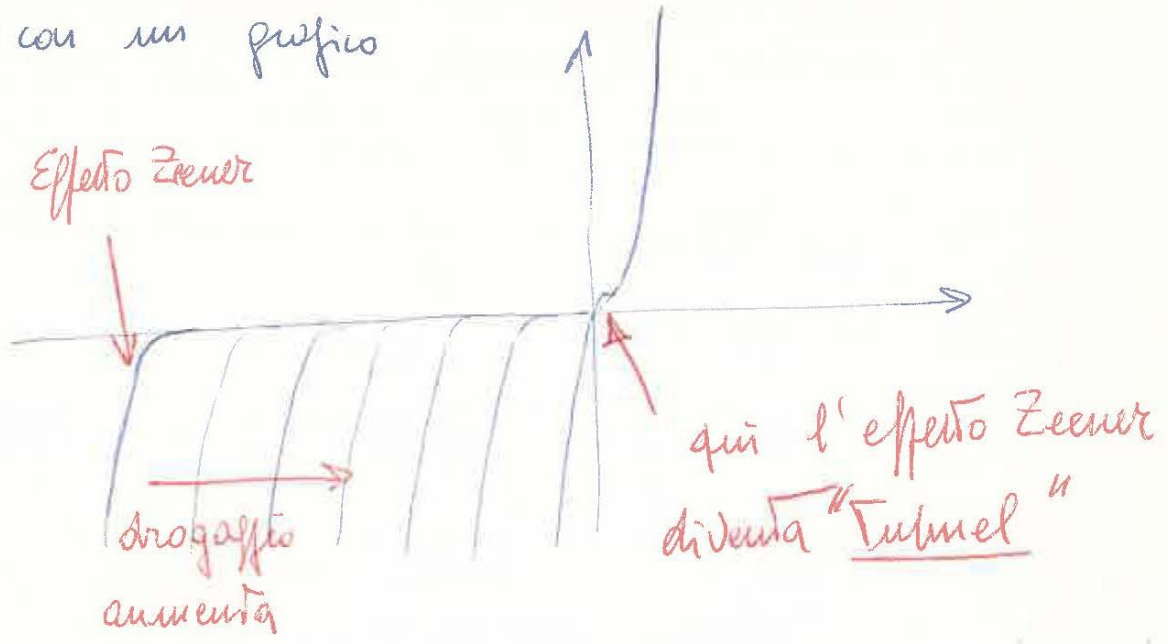
Per giunzione brusca si era visto

$$E_{max} = \frac{V}{w/2} = \frac{2V}{w}$$

Perché questo effetto è favorito da campi alti per ottenerlo basta avere $\begin{cases} w \text{ stretto} \\ V \text{ alto} \end{cases}$

W stretta si raggiunge bene con drogaggi elevati -

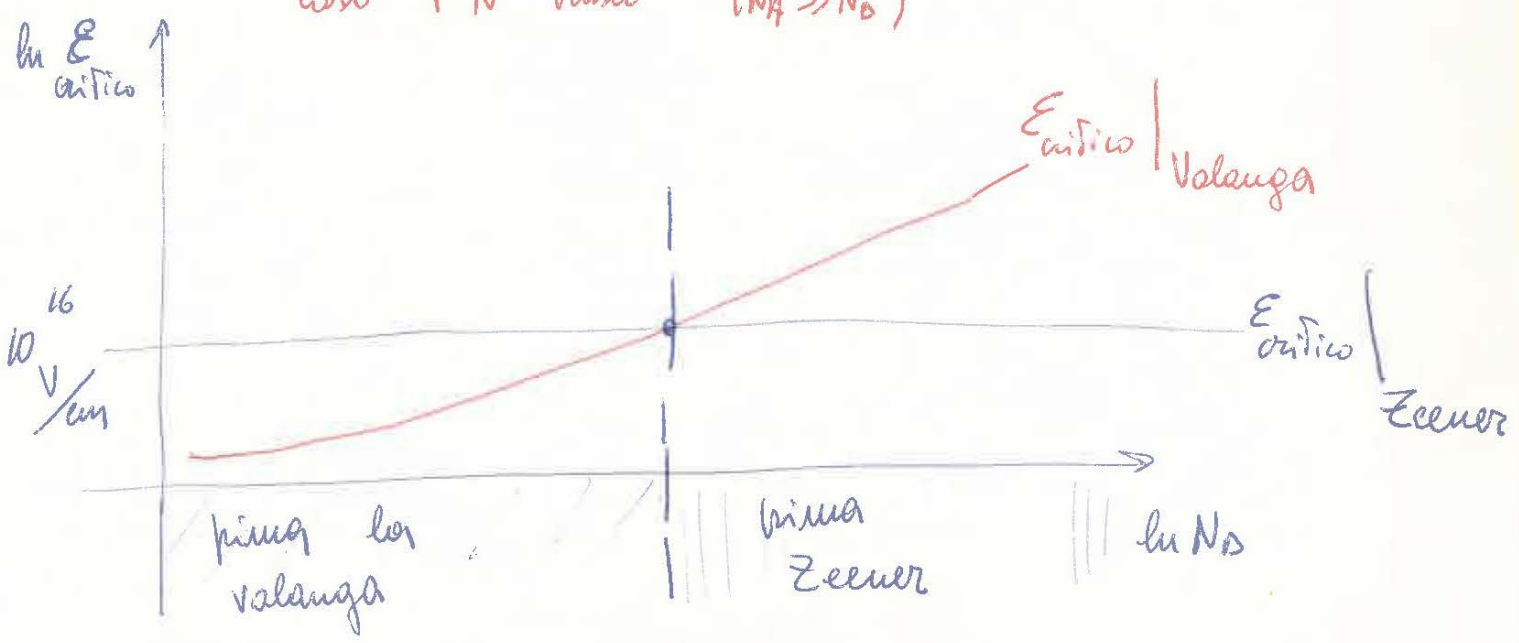
Vediamo con un grafico



NB quando si ha l'effetto Tunnel i semiconduttori sono degeneri (il livello Fermi finisce o in conduzione o in valenza) -

NB questo discorso funziona perché l'effetto Zener avviene prima della valanga. I due effetti si presentano con campi critici che dipendono dal drogaggio:

caso P+N bando ($N_A \gg N_D$)



Effetto Volunga

Gli elettroni acquistano una energia cinetica con' elevata da \dot{v} rimano gli atomi che urtano \rightarrow creano una coppia elettrone-lacuna e così via. Il fenomeno si verifica per campi elettrici abbastanza elevati ma non troppo ($\approx 10^5$ V/cm) -

Si erano definite le mobilità'

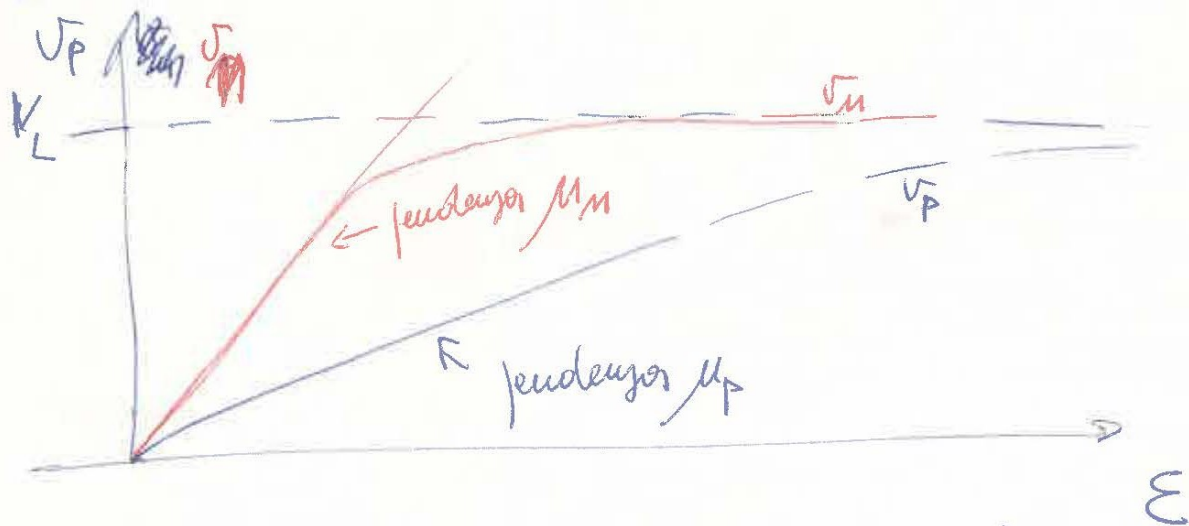
$$\mu_n = \frac{v_n}{E} \quad \text{velocita'}$$

$$\mu_p = \frac{v_p}{E}$$

\approx cost \propto E piccolo

(cioe' v_i cresce con E)

in effetti la cosa non e' proprio così (\exists un sup.)



v_L velocità limite (è limitata dagli urti col reticolo)

per piccoli valori di \mathcal{E}

$$\frac{\mu_m}{\mu_p} \approx 3$$

NB l'effetto Selauga può avvenire in condizioni di \mathcal{V}_L

$$\mathcal{V}_L \approx 80 \frac{\text{km}}{\text{s}}$$

definiamo: velocità di ionizzazione α_m, α_p

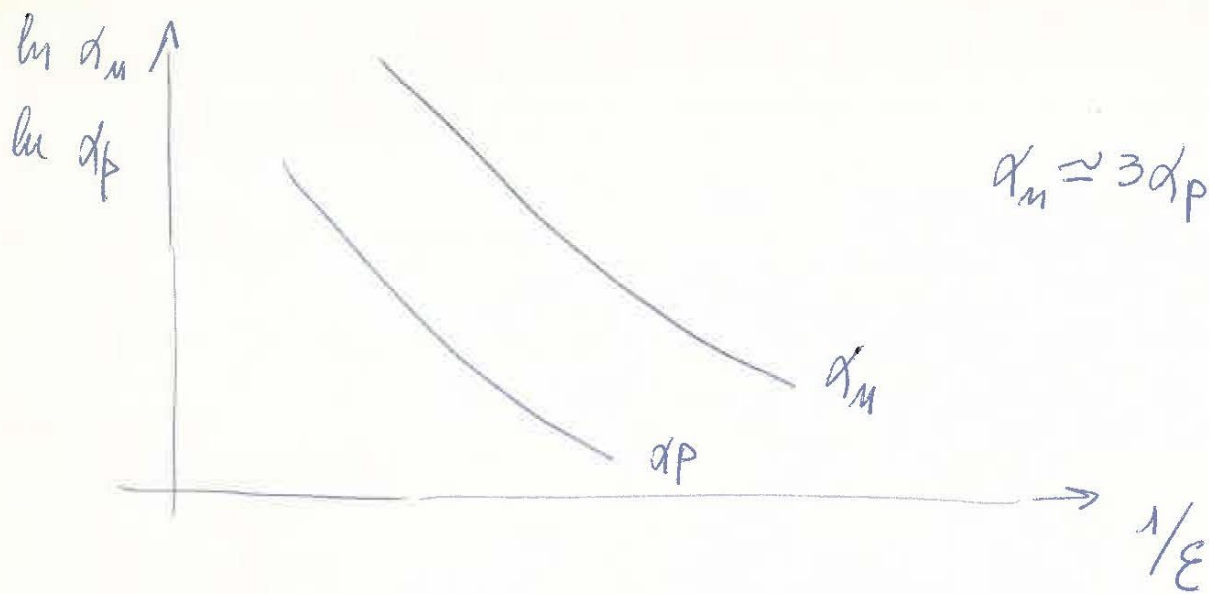
$$\begin{cases} \alpha_m & \text{n° coppie create da un portatore} \\ \alpha_p & \text{per unità di percorso} \end{cases} \quad [\text{cm}^{-1}]$$

Prendo l'interno della giunzione e mi considero la equazione di continuità:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \alpha_p \cdot p + \alpha_m \cdot n$$

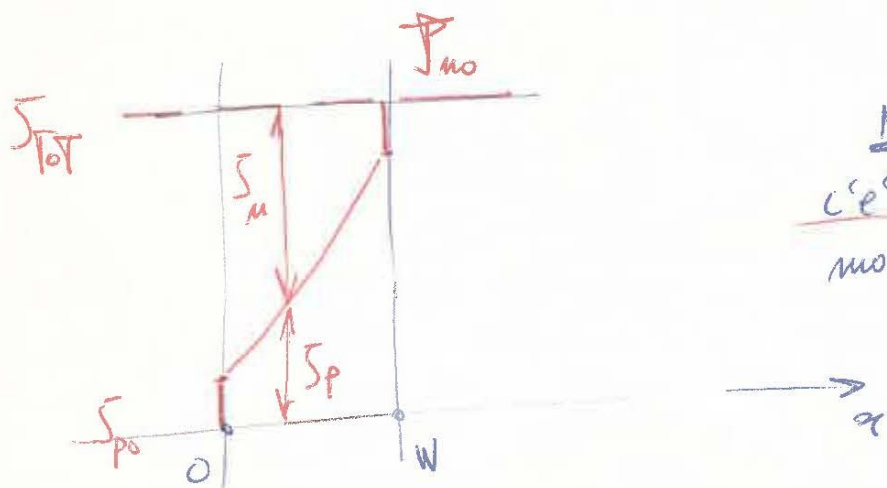
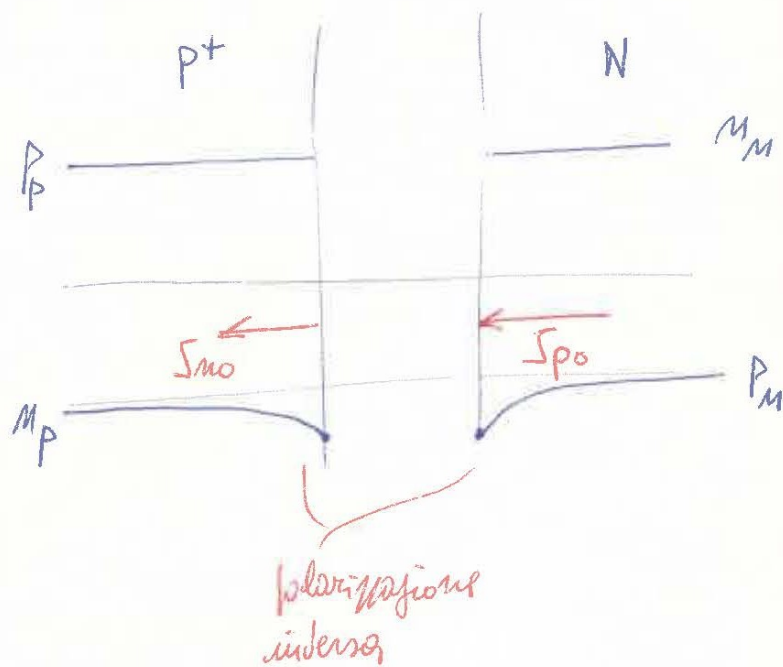
$$\alpha_p(x) \cdot p(x) \dots$$

Osserviamo anche che α_m e α_p sono funzioni del campo elettrico secondo le leggi illustrate dal grafico.



quindi è chiaro che $\alpha_M \neq \alpha_P$

Consideriamo la giunzione



NB qui è inclinata perché c'è la ricombinazione. Ricordiamo che siamo con polarizzazione inversa.

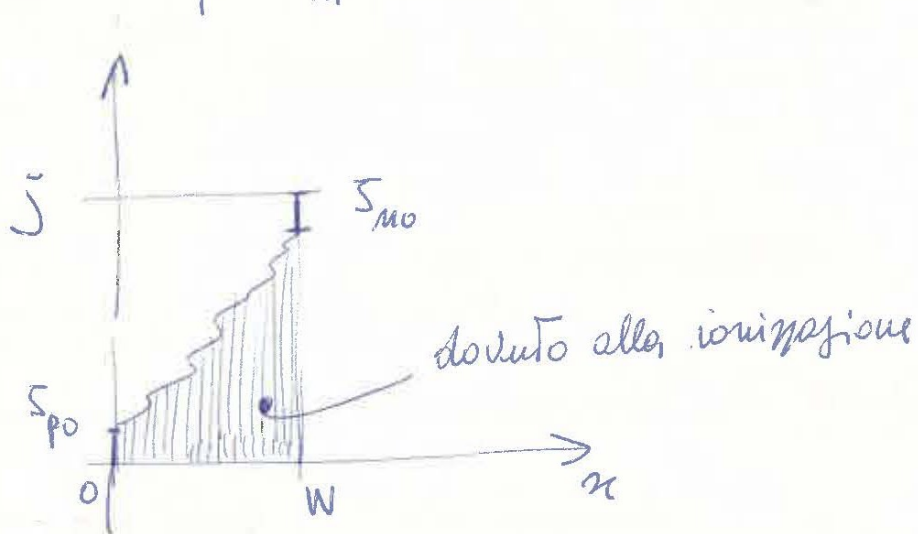
ora poiché si è detto che l'effetto valanga avviene sopra
la velocità limite

$$J_p = p \cdot q \cdot v_L$$

$$J_m = -n \cdot q \cdot v_L$$

ora $\frac{dJ_p}{dx} = \alpha_p J_p + \alpha_n J_m$ ○

ora $J_p + J_m = J$ costante \forall regione



per avere J basta integrare la ○ [ricordo $d_i = d(x)$]

le cose vanno meglio se $\alpha_n(x) = \alpha_p(x) = d(x)$, allora

$$\frac{dJ_p}{dx} = d J$$

$$J_p = J_{p0} + \int_0^x d(x) \cdot dx$$

facendo i conti ho che per $\alpha = W$ $\int_A (W) \approx \int_{cost}$

definisco fattore di moltiplicazione M

$$M = \frac{\int}{\int_{P_0}} \Rightarrow M = \frac{1}{1 - \int_0^W d(\alpha) \cdot d\alpha}$$

funzione del tipo di profilo
(quindi del tipo di funzione)

Per $M \rightarrow \infty$ si ha l'effetto valanga \Rightarrow

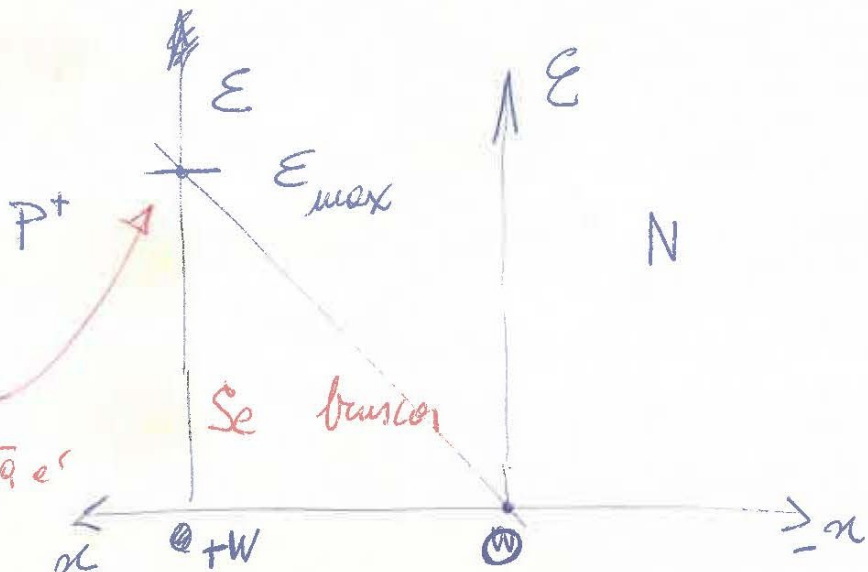
$$\int_0^W d(\alpha) \cdot d\alpha = 1 \quad \text{condizione di valanga}$$

ma $d(\alpha) = d_\infty e^{-\frac{\alpha}{W}}$ o anche $d(\alpha) = A e^{-\frac{\alpha}{W}}$ Data per buona

$n \approx 5$ per il Si

graficando:

si può tracciare il lato discendente (quello e' la parte piu' disposta)



poiché si è visto $\mathcal{E}_{max} = \frac{zV}{W}$, $\mathcal{E}(x)$ sarà

$$\mathcal{E}(x) = \frac{zV}{W} \cdot \frac{x}{W} = \frac{zV}{W^2} \cdot x \quad \mathcal{E}(x) = \frac{zV}{W^2} \cdot x$$

si vuole $\alpha(x) = A \cdot \mathcal{E}(x)^m$ (data per buona)

però ora calcolare l'integrale

$$\int_0^W \alpha(x) dx = \int_0^W A \cdot \left(\frac{zV}{W^2}\right)^m x^m dx = A \cdot \left(\frac{zV}{W}\right)^m \frac{W^{m+1}}{m+1} = \underbrace{\frac{z^m (V, W)^m - 1}{m+1}}_{g(V, W)}$$

per avere la condizione di Volterra, basta porre $g(V, W) = 0$

ma \exists l'espressione $V = q N_0 W^2 \frac{1}{z \mathcal{E}} \Rightarrow$ dalla formula $W = \sqrt{\frac{z V \mathcal{E}}{q N_0}}$
 le posso unire a $g(V, W) = 0 \rightarrow$ ricerca funzione di rottura V_B

facendo i conti

$$V_B = \frac{1}{z} \left(\frac{m+1}{A}\right)^{\frac{z}{m+1}} \cdot \left(\frac{q N_0}{\mathcal{E}}\right)^{\frac{1-m}{1+m}}$$

poiché per il Si $m=5$

$$V_B \propto (N_0)^{-0,66} \quad \text{infatti}$$

$$V_B = \frac{1}{2} \left(\frac{G}{A} \right)^{0,33} \left(\frac{q N_D}{\epsilon} \right)^{-0,66} \propto N_D^{-0,66}$$

Riordiniamo che per def

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^W d(x) \cdot dx}$$

ma

$$\int_0^W d(x) \cdot dx = A \left(\frac{zV}{W^2} \right)^m \frac{W^{m+1}}{m+1} \cdot \frac{1}{1}$$

∃ l'identità (dista prima): $A \left(\frac{zV_B}{W^2} \right)^m \frac{W^{m+1}}{m+1} = 1$

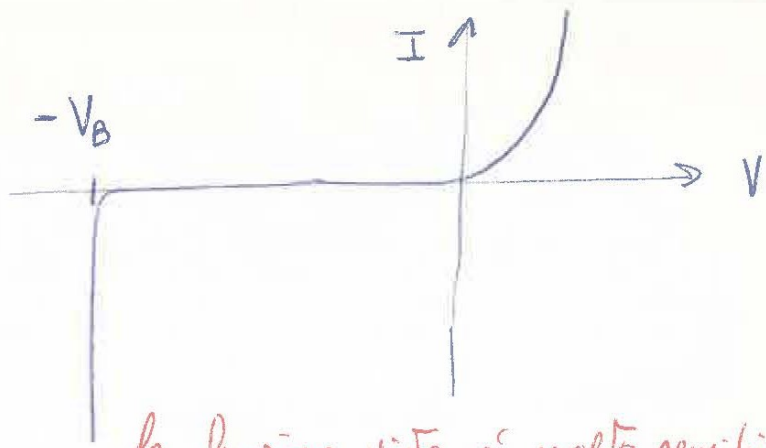
ne segue

$$\int_0^W d(x) \cdot dx = \left(\frac{V}{V_B} \right)^m$$

quindi possiamo concludere che

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_B} \right)^m}$$

con un disegno



ricordo ancora che

$$\frac{I}{I_{po}} = M$$

la funzione vista è molto sensibile \rightarrow
 \rightarrow grande pendenza

Caso giunzione graduale

si arriva a concludere che

$$V_B \propto a$$

-936

dove $a = \frac{dc}{dx}$

Iniezione ad alto livello -

Nella conduzione importa molto di più il campo elettrico che la diffusione. Alcune ipotesi

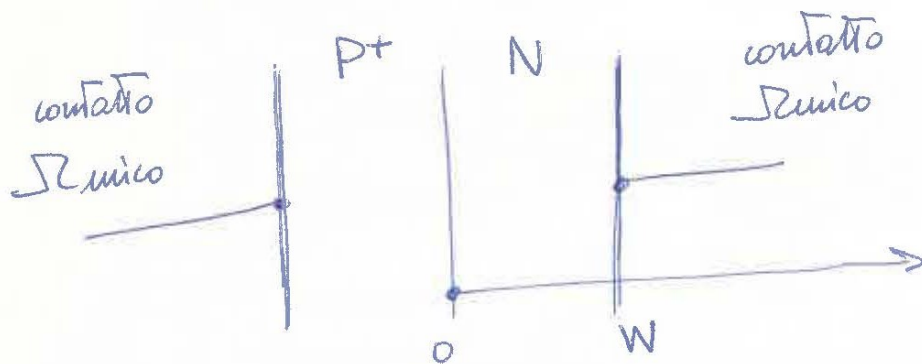
** P⁺N

il diodo avara

$$J = A (J_p + \cancel{J_n})$$

** alta iniezione solo nella regione N

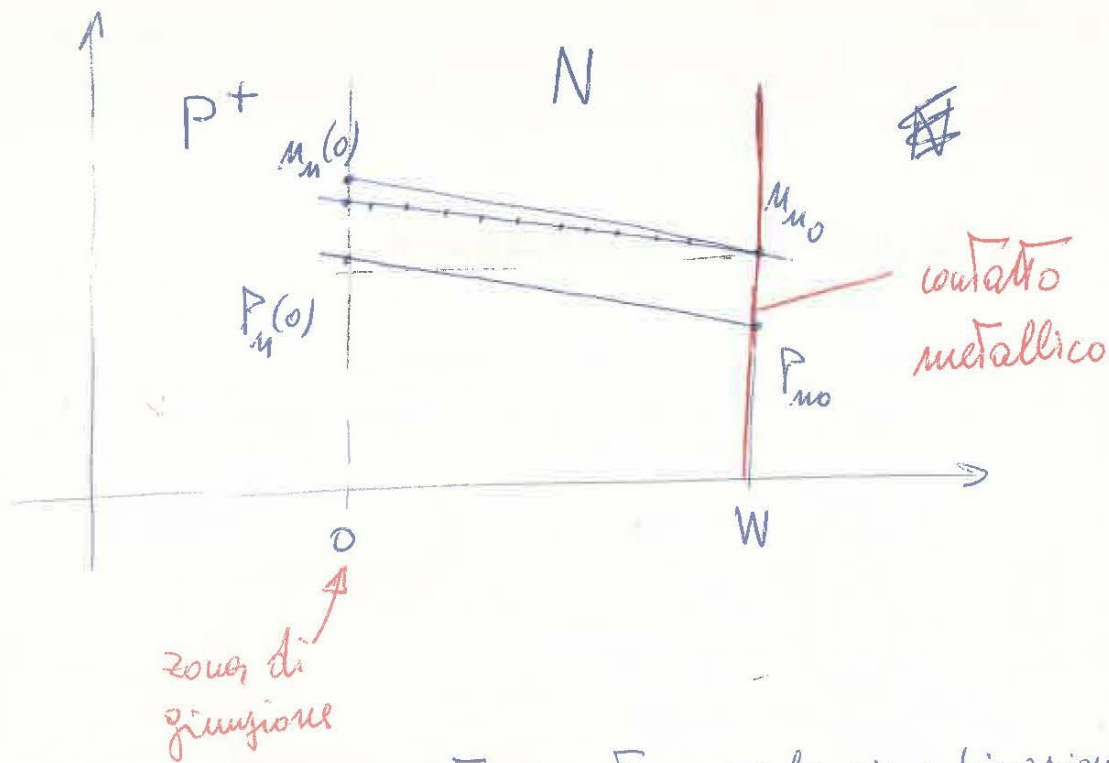
** base stretta $[W_n < L_p]$



perché $W_n < L_p$ trascuro la ricombinazione in questa zona.

NB sul contatto Schottky la ricombinazione è elevatissima

$f_0(w) \Rightarrow \infty \rightarrow$ sul contatto Schottky ci sono le condizioni che ci sarebbero all'equilibrio



- 1) nella zona N si hanno rette se si trascura la ricombinazione
 2) le pendenze sono uguali se non c'è carica locale
 3) " " " diverse se c'è carica locale (ha lo stesso effetto che la presenza di un campo elettrico). Se c'è carica locale significa che si ha un eccesso di lacune -

Supponiamo le pendenze uguali e che non presente campo elettrico

$$J_p = q\mu_p E_p - qD_p \frac{dp_p}{dx}$$

$$J_n = q\mu_n E_n + qD_n \frac{dn_n}{dx} = 0$$

* infatti in questo caso $P^+N \rightarrow J_n \ll J_p \rightarrow J_n \approx 0$

dalla 2^a segue

$$E = - \frac{D_n}{\mu_n - \mu_p} \cdot \frac{dn_n}{dx}$$

ioè il campo elettrico è tale da controbilanciare la diffusione delle cariche maggioritarie. Come si è visto anche in figura

$$\frac{dn_n}{dx} = \text{cost} \quad \text{perché non c'è ricombinazione}$$

Sostituisco l' \mathcal{E} trovato in J_p e mi ricordo che $\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p}$

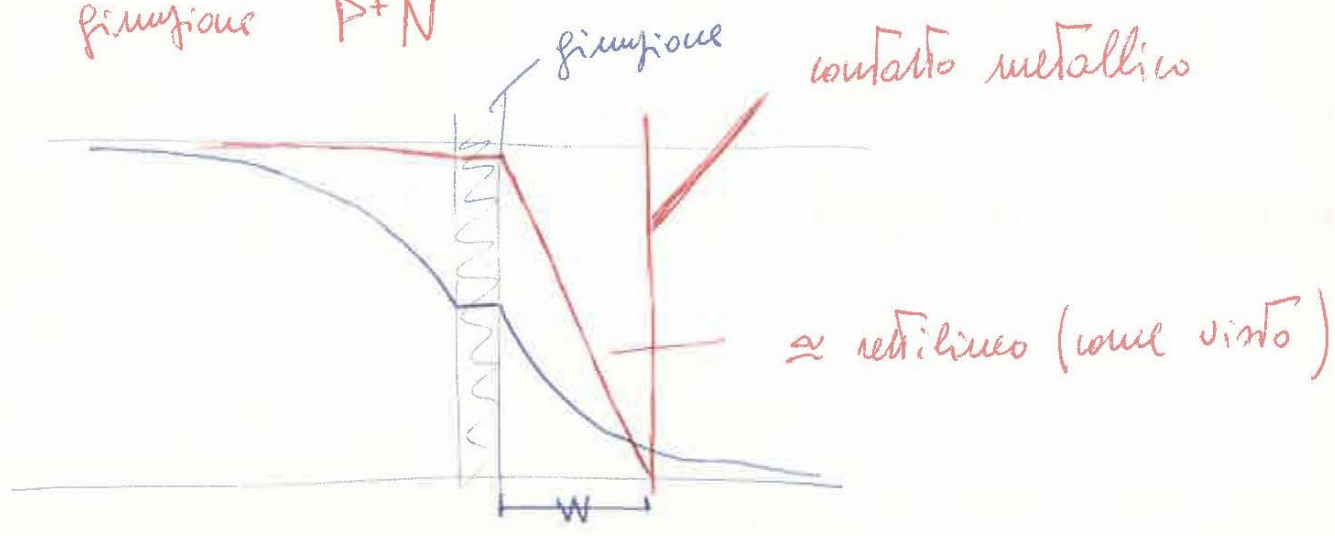
$$J_p = q D_p \frac{dP_n}{dx} \left[1 + \frac{P_n}{n_n} \right]$$

≈ 1 perché siamo in iniezione ad alto livello

quindi $J_p = 2 q D_p \frac{dP_n}{dx}$ $J_p = q (2 P_p) \frac{dP_n}{dx}$

se vado a vedere le equazioni di J vedo che la presenza di campo elettrico mi ha raddoppiato la diffusività.

Blu funzione normale
Rosso funzione P+N



allora $\frac{dP_n}{dx} = \frac{P_n(x) - P_{n0}}{W} = \frac{P_{n0} e^{qV_j/KT} - P_{n0}}{W} =$

$= \frac{P_{n0}}{W} [e^{qV_j/KT} - 1]$

portiamo quindi calcolare I ; $J = A \cdot q (z D_p) \frac{P_{n0}}{W} [e^{qV_j/KT} - 1]$

NB V_j ai capi della giunzione \rightarrow distanza l non calcolata che dobbiamo considerare

$V = V_j + V_s$ - serie

NB V_s si ha solo in N (iniezione ad alto livello) e non in P⁺ che e' molto drogato (quindi campo elettrico nullo) -

Si e' visto

$\mathcal{E} = - \frac{D_n}{n \cdot n_n} \cdot \frac{dn_n}{dx} = - \frac{KT}{q} \cdot \frac{1}{n_n} \cdot \frac{dn_n}{dx}$

$V_s = \int_0^W \mathcal{E} \cdot dx = - \frac{KT}{q} \int_{n_n(0)}^{n_{n0}} \frac{1}{n_n} dn_n = \frac{KT}{q} \ln \frac{n_n(0)}{n_{n0}}$

ma

$n_{n0} = \frac{n_i^2}{P_{n0}} \rightarrow V_s = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{n_n(0)}{n_i^2 P_{n0}} \right)$

all'equilibrio

$$V_{ps} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_n(0)}{n_i^2} P_{no} \right) \approx \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{P_{no}(0) - P_{no}}{n_i^2} \right) =$$

perché alta iniezione

$$= \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{P_{no}^2}{n_i^2} \left(e^{\frac{qV_j}{kT}} \right) \right] = z \frac{kT}{q} \ln \frac{P_{no}}{n_i} + V_j$$

quasi equilibrio

basta eseguire i conti

perché $V = V_j + V_{ps} \longrightarrow$

V_j in funzione

V di iniezione

$$\longrightarrow V_j = \frac{V}{z} - \frac{kT}{q} \ln \frac{P_{no}}{n_i}$$

sostituendo nella I

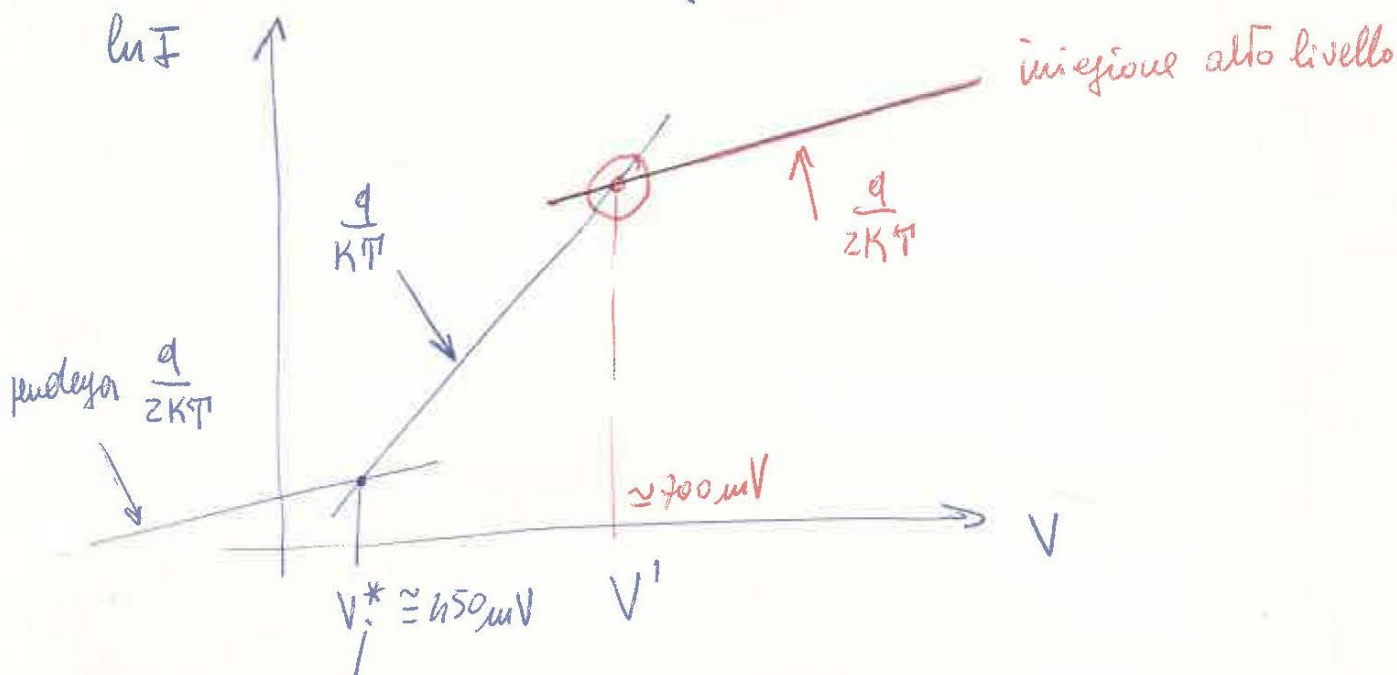
$$I = q \cdot A \cdot (z D_p) \cdot \frac{P_{no}}{w} \left[e^{\frac{qV}{z kT}} - \ln \frac{P_{no}}{n_i} \right]$$

perché iniezione alto livello

$$I = q A (z D_p) n_i \frac{1}{w} e^{\frac{qV}{z kT}}$$

Ad alto livello iniezione

in un diagramma semi-log-



per trovare l'intersezione basta fare il sistema tra i due tipi
di corrente. Ricordo che nel diodo

$$I_D = A \left[\cancel{I_P} - \cancel{I_n} \right] = Aq \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{\cancel{D_n n_{po}}}{\cancel{L_n}} \right] \left[e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right]$$

valori P+N

perché V abbastanza alto

$$I_{D(P+N)} = Aq \frac{D_p p_{no}}{L_p} e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$I_{\text{Alto livello}} = Aq \frac{(2D_p) n_i}{w} e^{\frac{qV}{2kT}}$$

devono essere uguali. facciamo però prima alcune considerazioni
 mi i

* per la corrente in alto livello $L_p = W$ (a causa del contatto
 Shomo vicino alla giunzione)

** per la corrente di diffusione in zona normale $n_{no} \approx N_D$

~~per~~ imponiamo l'uguaglianza

$$\frac{A q D_p p_{no}}{L_p} e^{\frac{qV'}{KT}} = \frac{A q z D_p n_i}{W = L_p} e^{\frac{qV'}{2KT}}$$

$$p_{no} e^{\frac{qV'}{KT}} = z n_i e^{\frac{qV'}{2KT}}$$

$$\frac{qV'}{KT} + \ln p_{no} = \frac{qV'}{2KT} + \ln z n_i$$

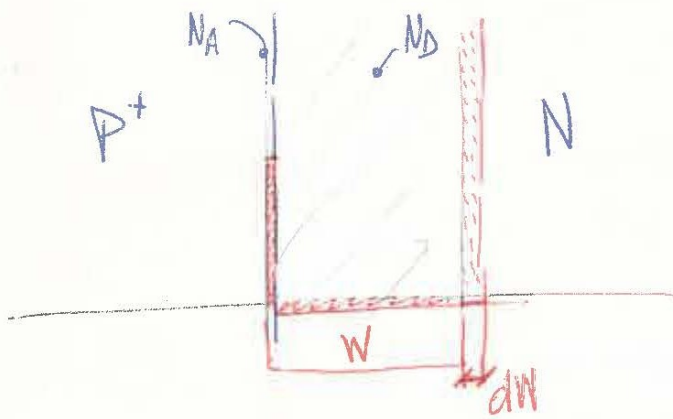
$$\frac{qV'}{2KT} = \ln \frac{z n_i}{p_{no}} \quad \text{mag } p_{no} = \frac{n_i^2}{n_{no}} \quad (\text{equilibrio})$$

$$V' = \frac{2KT}{q} \ln \frac{z n_{no} \approx N_D}{n_i} \rightarrow \boxed{V' = \frac{2KT}{q} \ln \frac{z N_D}{n_i}}$$

Giunzione in regime transitorio

Gli effetti che si vedono usando una giunzione in regime variabile sono la presenza di capacità non giustificate da considerazioni geometriche.

① Capacità associata alla giunzione - Supponiamo di avere per semplicità una giunzione P⁺N



$$dQ = qN_D A dW$$

$$dE = \frac{qN_D}{\epsilon} dW$$

$$\left(\text{da } \text{div} E = \frac{\rho}{\epsilon} \right)$$

$$\frac{dQ}{dW} = qN_D A$$

$$\frac{dV}{dW} = \frac{qN_D A}{C}$$

$$\frac{dE}{dW} = \frac{qN_D}{\epsilon}$$

$$E = \frac{qN_D}{\epsilon} W(V) \quad \text{ma} \quad dV = E \cdot dW \rightarrow$$

$$\frac{dQ}{dV} = C$$

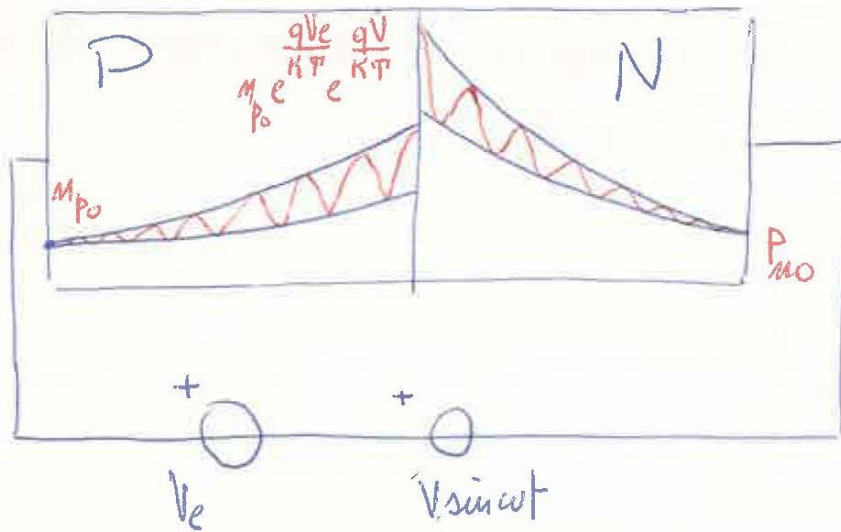
$$\frac{qN_D}{\epsilon} W(V) = \frac{qN_D A}{C}$$

$$C = \frac{\epsilon \cdot A}{W(V)}$$

Capacità di giunzione

② Altre capacità

Immaginiamo qualitativamente come si muovono i profili delle minoritarie in una giunzione planare con picolo segnale sinusoidale.



Si tratta di integrare in regime variabile la

$$D_n \frac{\partial^2 m^2}{\partial x^2} - \frac{m - m_0}{\tau_n} = \frac{\partial m}{\partial t}$$

in questo caso possiamo usare il metodo simbolico

ovvero $V_e + \dot{V}$ $|\dot{V}| \ll V_e$

Contorno

$$m_{p0} e^{\frac{qV_e}{kT}} e^{\frac{q\dot{V}}{kT}} \approx m_{p0} e^{\frac{qV_e}{kT}} \left[1 + \frac{q\dot{V}}{kT} \right]$$

↑ *miluppo in serie*

Contorno $\left\{ \begin{array}{l} m_{p0} \\ m_{p0} e^{\frac{qV_e}{kT}} + m_{p0} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{qV}{kT} \end{array} \right.$

Supponiamo che la soluzione sia del tipo $m = \dot{n} + N$

NB la cosa si può pensare anche scritta con

$$m = m_1(x) + m_2(x) e^{j\omega t}$$

1) supposizione significa che possiamo integrare la parte continua e

2) variabile separatamente e poi sommarle

a) per la continua $D_m \frac{d^2 N}{dx^2} - \frac{N - n_0}{\tau_n} = 0$

già vista (con contorno m_{p0} , $m_{p0} e^{\frac{qV_e}{kT}}$)

b) per la variabile

$$D_m \frac{d^2 \dot{n}}{dx^2} - \frac{\dot{n}}{\tau_n} = j\omega \dot{n}$$

con contorno 0 , $m_{p0} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{qV}{kT}$

$$L_m^z \frac{d^2 \dot{n}}{dx^2} = j\omega \tilde{z}_m \dot{n} + \dot{n} \quad \rightarrow \quad \frac{d^2 \dot{n}}{dx^2} = \frac{1 + j\omega \tilde{z}_m}{L_m^z} \dot{n}$$

pongo

$$\dot{C}_m^z = \frac{1 + j\omega \tilde{z}_m}{L_m^z}$$

$$\dot{C}_m = \frac{\sqrt{1 + j\omega \tilde{z}_m}}{L_m}$$

allora

$$\frac{d^2 \dot{n}}{dx^2} = \dot{C}_m^z \dot{n} \quad \text{questa la conosciamo, ha per soluzioni}$$

$$\dot{n} = \dot{A} e^{-\dot{C}_m x} + \dot{B} e^{+\dot{C}_m x}$$

Imponiamo il contorno

$$X=0$$

$$\dot{A} + \dot{B} = \underbrace{n_{p_0} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{qV}{kT}}_{\text{contorno}}$$

$$X=W$$

$$\dot{A} e^{-\dot{C}_m W} + \dot{B} e^{+\dot{C}_m W} = \underbrace{0}_{\text{contorno}}$$

Abbiamo un sistema lineare in due incognite \dot{A} , \dot{B}

con Kramer

$$\dot{A} = \frac{\begin{vmatrix} m_{po} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{qV}{kT} & 1 \\ 0 & e^{\dot{C}_u W} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 1 \\ -\dot{C}_u W & e^{\dot{C}_u W} \end{vmatrix}} = \frac{m_{po} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{qV}{kT} e^{\dot{C}_u W}}{2 \operatorname{Senh}(\dot{C}_u W)}$$

$$\dot{B} = \frac{-m_{po} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{qV}{kT} e^{-\dot{C}_u W}}{2 \operatorname{Senh}(\dot{C}_u W)}$$

$$\dot{n} = m_{po} e^{\frac{qV_e}{kT}} \frac{qV}{kT} \frac{2 \operatorname{Senh}[(W-x)\dot{C}_u]}{2 \operatorname{Senh}(W\dot{C}_u)}$$

nota la concentrazione si possono calcolare le correnti variabili, infatti

$$\dot{I}_n = -A q D_n \left. \frac{d\dot{i}}{dx} \right|_{x=0} = -q D_n A n_{p0} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{q\dot{V}}{kT} \frac{\cosh(W\dot{C}_n)}{\sinh(W\dot{C}_n)} (-\dot{C}_n)$$

$$\approx 1 \text{ se } W \gg L_n$$



$$\dot{I}_n \approx q D_n A \dot{C}_n n_{p0} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{q\dot{V}}{kT}$$

con analoghi discorsi

$$\dot{I}_p \approx q D_p A \dot{C}_p p_{n0} e^{\frac{qV_e}{kT}} \cdot \frac{q\dot{V}}{kT}$$

con facili posizioni posso pensare

$$\begin{cases} \dot{I}_n = K_n \dot{C}_n \dot{V} = \dot{Y}_n \dot{V} \\ \dot{I}_p = K_p \dot{C}_p \dot{V} = \dot{Y}_p \dot{V} \end{cases}$$

Sofferimmo al caso n

$$\dot{Y}_n \text{ del tipo } K_n \frac{\sqrt{1+j\omega\tau_n}}{L_n}$$



$$\dot{Y}_n = \sqrt{\alpha_n + j\omega\beta_n}$$

$\omega \tau_m < 1$ *niluppo in serie*

$$\dot{Y}_m \approx \frac{K_M}{L_M} \left(1 + j \frac{\omega \tau_m}{2} \right) = g_m + j \omega g_m \frac{\tau_m}{2}$$

analogamente per i portatori p

$$\dot{Y}_p \approx \frac{K_P}{L_P} \left(1 + j \frac{\omega \tau_p}{2} \right) = g_p + j \omega g_p \frac{\tau_p}{2}$$

Se il diodo è P+N $|\dot{Y}_m|$ è molto grande \rightarrow
 suoi effetti sono trascurabili \rightarrow rimane

$$C_D = g_p \frac{\tau_p}{2}$$

Capacità di diffusione

NB osserviamo che anche questa capacità non è lineare -

Si può scrivere

niluppo in serie

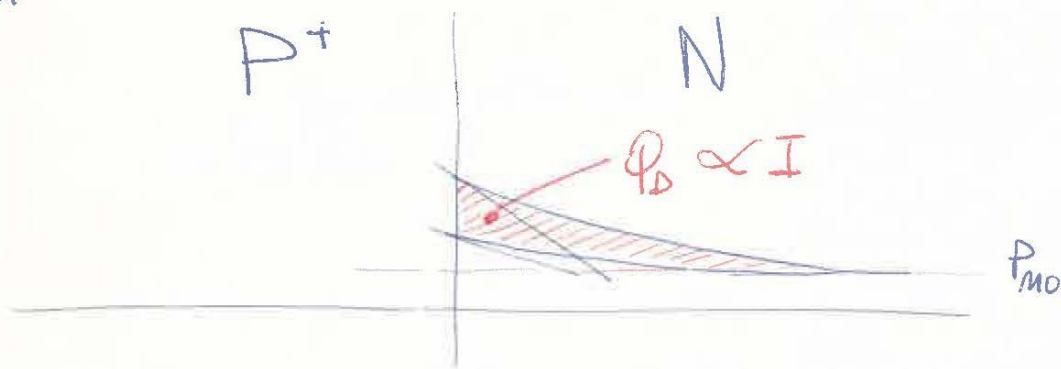
$$Y = \frac{q}{kT} \left(\cancel{I_s + I_{sp}} \right) \left[1 + j \omega \frac{\tau_p}{2} \right] \approx \frac{q}{kT} I \left[1 + j \omega \frac{\tau_p}{2} \right] = g_p + j \omega g_p \frac{\tau_p}{2}$$

*↑
corrente
inversa*

quindi

$$C_D = \frac{qI}{kT} \cdot \frac{\tau_p}{2}$$

Quest'ultima mette meglio in evidenza il fenomeno fisico infatti



L'accumulo di carica Q_D si presenta in pratica come un effetto di una capacità.

Vediamo di dimostrare che effettivamente

$$\dot{Y} = \frac{q}{kT} (\dot{I}_D + \dot{I}_{0D}) \sqrt{1 + j\omega \tau_p}$$

Dall'integrazione si era ottenuto

$$\dot{I}_p = \underbrace{\left[q D_p A \dot{C}_p P_{mo} e^{\frac{qV}{kT}} \frac{q}{kT} \right]}_{\dot{Y}} \dot{V}$$

$$\text{ma } \dot{C}_p = \frac{\sqrt{1 + j\omega \tau_p}}{L_p}$$

$$\dot{Y} = \frac{q D_p A \sqrt{1 + j\omega \tau_p} P_{mo}}{L_p} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 + 1 \right) \frac{q}{kT}$$

$$\dot{y} = \frac{q}{kT} \sqrt{1+j\omega\tau_p} \left[\underbrace{\frac{qAD_p}{L_p} p_{nw} \left(e^{\frac{qV_e}{kT}} - 1 \right)}_{I_D} + \underbrace{\frac{qAD_p}{L_p} p_{no}}_{I_{OD}} \right]$$

I_D
(corrente diretta)

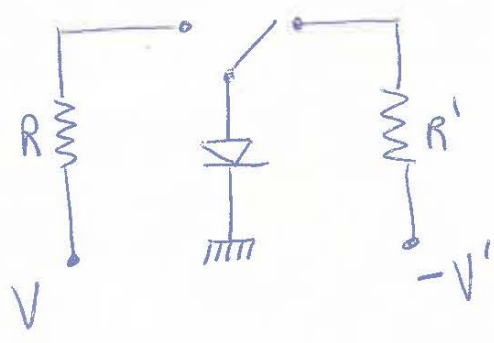
I_{OD}
(corrente inversa di diffusione)

quindi

$$\dot{y} = \frac{q}{kT} \left(I_D + \frac{I_{OD}}{\infty} \right) \sqrt{1+j\omega\tau_p} \rightarrow \dot{y} \cong \frac{q}{kT} I_D \sqrt{1+j\omega\tau_p} \quad \text{C.V.D.}$$

trascurato

Commutazione



Commuto e ho un transitorio -

Supponiamo inizialmente

$$I_1 \cong \frac{V}{R}$$

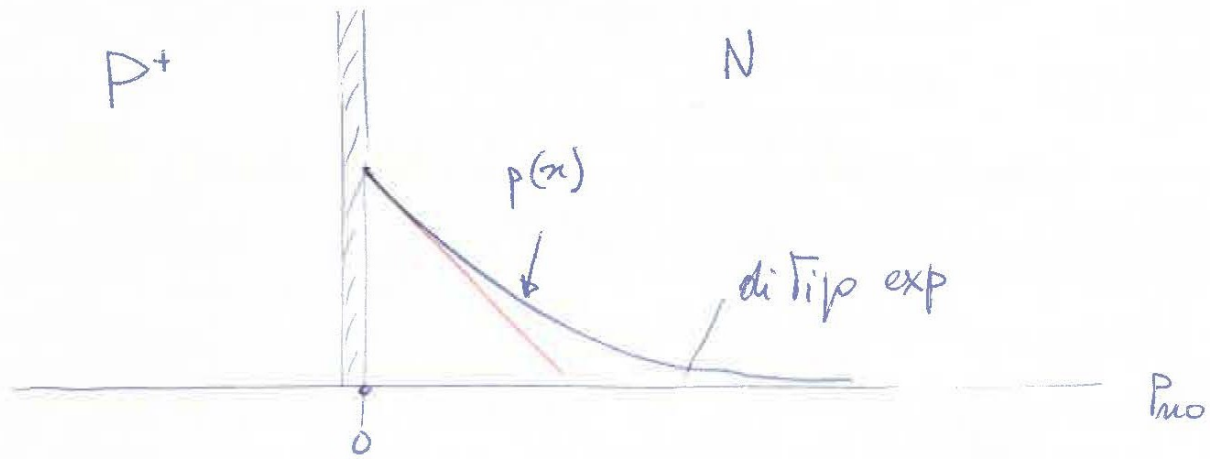
comutato

$$I_2 \cong -\frac{V'}{R}$$



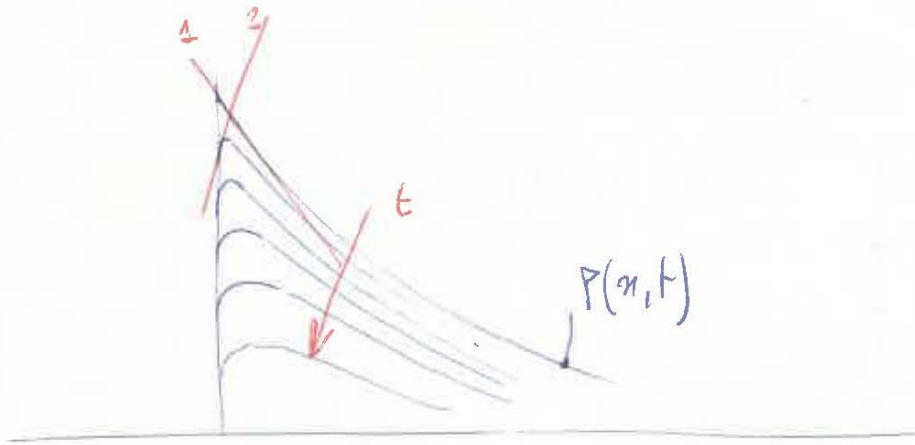
perché h_i per h_i il diodo rimane in conduzione

Vediamo qualitativamente come devono variare nel Tempo i diagrammi delle concentrazioni.

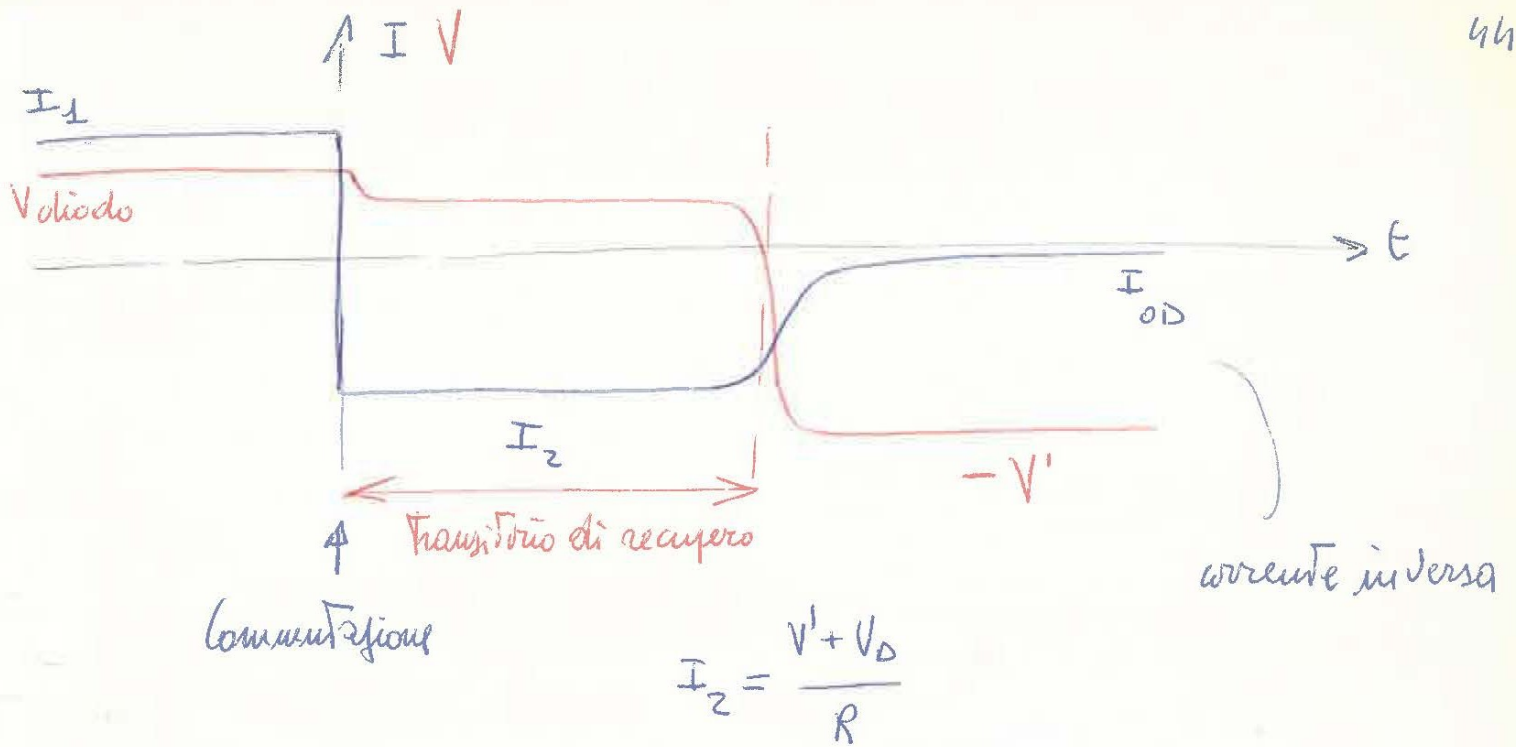


$$J_d = -q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}$$

allora quando deve cambiare segno la pendenza



Vediamo in un altro diagramma l'andamento delle Tensioni e delle correnti in commutazione -



il contorno e' del tipo

$$p(o) = p_{no} e^{\frac{qV_D}{kT}}$$

α $p(o)$ si riduce di 10 \rightarrow V_D si riduce di $\approx 3 \frac{kT}{q} = 60 \text{ mV}$

quindi e' chiaro che inizialmente il diodo mantiene la tensione e' che ha -

\exists una formula che esprime il fenomeno

$$t_{\text{recupero}} = f(I_1, I_2)$$

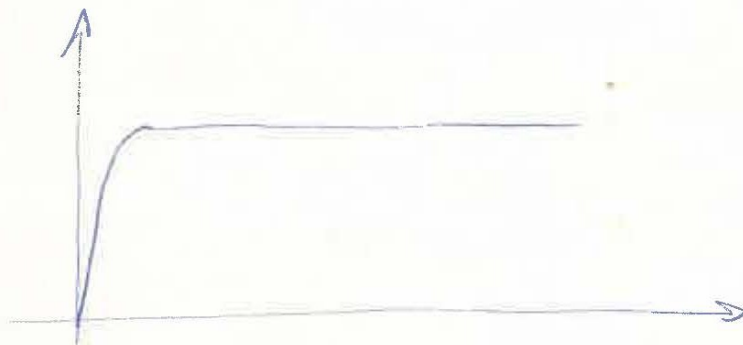
fun^{ce} precisamente

$$\frac{I_1}{I_1 + I_2} = \text{erf} \sqrt{\frac{t_{\text{recupero}}}{\tau_p}}$$



funzione crescente

aumenta se $I_2 \rightarrow 0$



NB nel transitorio diretto il diodo è di tipo induttivo.

NB erf è molto più ripido dell'esponenziale.

Transistor

Ipotesi

$$W_B < L_p$$

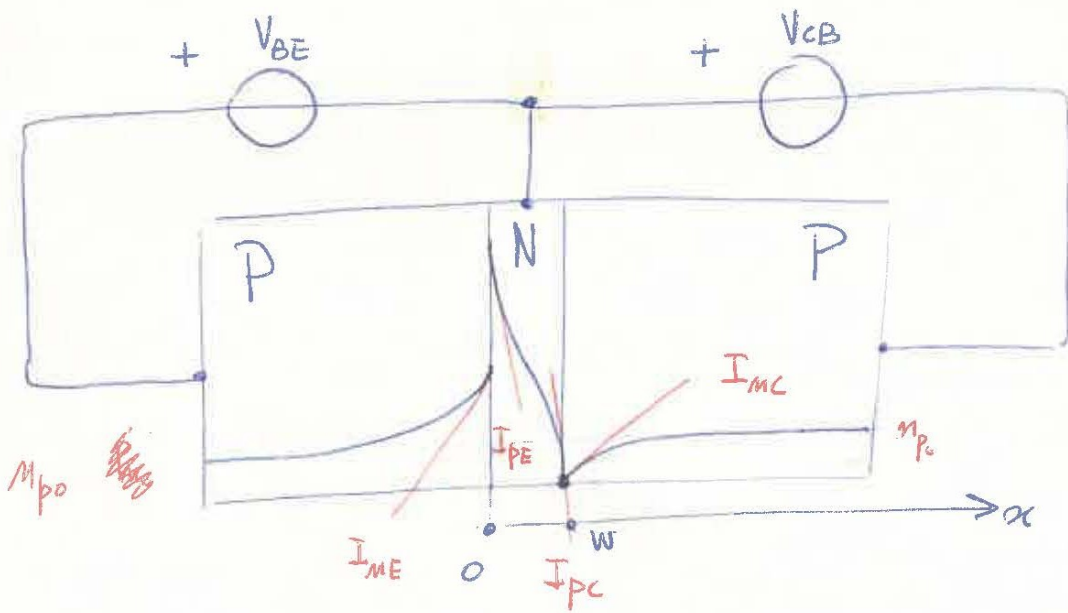
Basati livelli iniezione in base e collettore

Unidimensionale

base uniforme

stazionario

In una polarizzazione normale il transistor si presenta così



NB consideriamo le tensioni V_{EB} , V_{CB} in modulo - Mettiamo

+ se polarizzanti direttamente

- " " inversamente

Studiamo prima la corrente di lacune - Risolviamo dunque l'equazione di continuità per la base -

$$\frac{\partial p_B}{\partial t} = -D_p \frac{\partial^2 p_B}{\partial x^2} + \mu \frac{d}{dx} (E p_B) + \frac{p_B - p_{B0}}{\tau_p}$$

/
/

caso stazionario
base uniforme

la soluzione è data dalla combinazione lineare di due esponenziali - 0 che è lo stesso ma " " di \cosh e \sinh

quindi

$$p_B - p_{B0} = B_1 \cosh \frac{x}{L_{pB}} + B_2 \sinh \frac{x}{L_{pB}}$$

col contorno si possono trovare le costanti - Il contorno è legato alle polarizzazioni (vedi funzione PN non in equilibrio)

$$\begin{cases} p_B(x=0) = p_{B0} e^{\frac{qV_{EB}}{kT}} \\ p_B(x=W) = p_{B0} e^{\frac{qV_{CB}}{kT}} \end{cases} \quad \text{Contorno base}$$

NB si sono supposte le due funzioni polarizzate + - Se una delle due non lo è basta mettere un - davanti alla corrispondente [Tensione in gioco -

NB indico $\frac{qV_i}{kT} = V_i'$ per semplicità.

Ricavo le costanti B_1 e B_2

$$B_1 = P_{B0} \left[e^{V_{EB}'} - 1 \right]$$

$$P_{B0} e^{V_{CB}'} - P_{B0} = P_{B0} \left[e^{V_{EB}'} - 1 \right] \coth \frac{W}{L_{PB}} + B_2 \sinh \frac{W}{L_{PB}}$$

$$B_2 = P_{B0} \left[e^{V_{CB}'} - 1 \right] \frac{1}{\sinh \frac{W}{L_{PB}}} - P_{B0} \left[e^{V_{EB}'} - 1 \right] \coth \frac{W}{L_{PB}}$$

$$B_2 = P_{B0} \left[e^{V_{CB}'} - 1 \right] \operatorname{csch} \frac{W}{L_{PB}} - P_{B0} \left[e^{V_{EB}'} - 1 \right] \coth \frac{W}{L_{PB}}$$

Sostituendo nell'equazione di partenza lo l'espressione della concentrazione minoritaria in base (\rightarrow sono ricavare facilmente le correnti dovute ad essa).

$$P_B - P_{B0} = P_{B0} \left[e^{\frac{V'_{EB}}{W}} - 1 \right] \cosh \frac{\alpha}{L_{PB}} +$$

$$+ \left\{ P_{B0} \left[e^{\frac{V'_{CB}}{W}} - 1 \right] \operatorname{sech} \frac{W_B}{L_{PB}} - P_{B0} \left[e^{\frac{V'_{EB}}{W}} - 1 \right] \operatorname{ctgh} \frac{W_B}{L_{PB}} \right\} \sinh \frac{\alpha}{L_{PB}}$$

raccolgendo le parentesi quadre

$$P_B = P_{B0} \left\{ 1 + \left[e^{\frac{V'_{EB}}{W}} - 1 \right] \left[\cosh \frac{\alpha}{L_{PB}} - \operatorname{ctgh} \frac{W_B}{L_{PB}} \sinh \frac{\alpha}{L_{PB}} \right] + \left[e^{\frac{V'_{CB}}{W}} - 1 \right] \operatorname{sech} \frac{W_B}{L_{PB}} \sinh \frac{\alpha}{L_{PB}} \right\}$$

poiché siamo in base

$$W_B \ll L_{PB} \rightarrow$$

$$\alpha \ll L_{PB}$$

$$\cosh \rightarrow 1$$

$$\sinh \rightarrow \text{argomento}$$

$$\operatorname{ctgh} \rightarrow (\text{argomento})^{-1}$$

$$\operatorname{sech} \rightarrow (\text{argomento})^{-1}$$

quindi

$$P_B = P_{B0} \left\{ 1 + \left[e^{\frac{V'_{EB}}{W}} - 1 \right] \left[1 - \frac{\alpha}{W} \right] + \left[e^{\frac{V'_{CB}}{W}} - 1 \right] \frac{\alpha}{W} \right\}$$

Minutarie in base
(lineare in α)

nono ricavare I_{PE} e I_{PC} - Sono del tipo

$$I_{PE} = -Aq D_{PB} \left. \frac{\partial P_{BE}}{\partial x} \right|_{x=0} ; I_{PC} = +Aq D_P \left. \frac{\partial P_B}{\partial x} \right|_{x=W}$$

facciamo i conti

$$\left. \frac{\partial P_B}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{P_{B0}}{L_{PB}} \left[\left(e^{V'_{EB}} - 1 \right) \left(\cancel{\sinh \frac{x}{L_{PB}}} - \cosh \frac{W}{L_{PB}} \cdot \cosh \frac{x}{L_{PB}} \right) + \left(e^{V'_{CB}} - 1 \right) \left(\cosh \frac{W_B}{L_{PB}} \cdot \cosh \frac{x}{L_{PB}} \right) \right]$$

quindi

$$I_{PE} = \frac{A \cdot q \cdot D_{PB}}{L_{PB}} \cdot P_{B0} \left[\left(e^{V'_{EB}} - 1 \right) \cosh \frac{W_B}{L_{PB}} - \cosh \frac{W_B}{L_{PB}} \cdot \left(e^{V'_{EB}} - 1 \right) \right]$$

$$\cancel{I_{PC}} \left. \frac{\partial P_B}{\partial x} \right|_{x=W_B} = \frac{P_{B0}}{L_{PB}} \left[\left(e^{V'_{EB}} - 1 \right) \left(\sinh \frac{W_B}{L_{PB}} - \cosh \frac{W_B}{L_{PB}} \cdot \cosh \frac{W_B}{L_{PB}} \right) + \left(e^{V'_{CB}} - 1 \right) \left(\cosh \frac{W_B}{L_{PB}} \cdot \cosh \frac{W_B}{L_{PB}} \right) \right]$$

$$\left. \frac{dP_B}{dx} \right|_{x=W_B} = \frac{P_{B0}}{L_{PB}} \left[\left(e^{\frac{V'_{EB}}{-1}} - 1 \right) \left(\frac{\sinh^2 \frac{W_B}{L_{PB}} - \cosh^2 \frac{W_B}{L_{PB}}}{\sinh \frac{W_B}{L_{PB}}} \right) + \left(e^{\frac{V'_{CB}}{-1}} - 1 \right) \left(\coth \frac{W_B}{L_{PB}} \right) \right]$$

allora

$$I_{PC} = Aq \frac{D_{PB} \cdot P_{B0}}{L_{PB}} \left[- \coth \frac{W_B}{L_{PB}} \left(e^{\frac{V'_{EB}}{-1}} - 1 \right) + \coth \frac{W_B}{L_{PB}} \left(e^{\frac{V'_{CB}}{-1}} - 1 \right) \right]$$

Studiamo ora la corrente di elettroni - Equazione di continuità:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n - n_0}{L_n}$$

$$\begin{cases} n(x=0) = n_{p0} e^{\frac{V'_{EB}}{-1}} \\ n(x \rightarrow -\infty) = n_{p0} \end{cases}$$

Contorno

qui l'integrazione l'abbiamo già eseguita per la giunzione 48
 e (diode) →

$$I_{ME} = Aq \frac{D_{ME} M_{E0}}{L_{ME}} \left(e^{V'_{EB}} - 1 \right);$$

$$I_{MC} = Aq \frac{D_{MC} M_{C0}}{L_{MC}} \left(e^{V'_{CB}} - 1 \right)$$

ma $I_E = I_{PE} + I_{ME}$

$I_C = I_{PC} + I_{NC}$

substitution
 formulae

$$I_E = Aq M_i^2 \left[\left(\frac{D_{ME}}{L_{ME} N_{AE}} + \frac{D_{PB}}{L_{PB} N_{DB}} \coth \frac{W_B}{L_{PB}} \right) \left(e^{V'_{EB}} - 1 \right) - \right.$$

$$M_0 = \frac{M_i^2}{N_D}$$

$$\left. - \frac{D_{PB}}{L_{PB} \cdot N_{DB}} \cdot \coth \frac{W_B}{L_{PB}} \left(e^{V'_{CB}} - 1 \right) \right];$$

$$I_C = Aq M_i^2 \left[- \frac{D_{PB}}{L_{PB} \cdot N_{DB}} \cdot \coth \frac{W_B}{L_{PB}} \left(e^{V'_{EB}} - 1 \right) + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{D_{MC}}{L_{MC} \cdot N_{AC}} + \frac{D_{PB}}{L_{PB} \cdot N_{DB}} \coth \frac{W_B}{L_{PB}} \right) \left(e^{V'_{CB}} - 1 \right) \right]$$

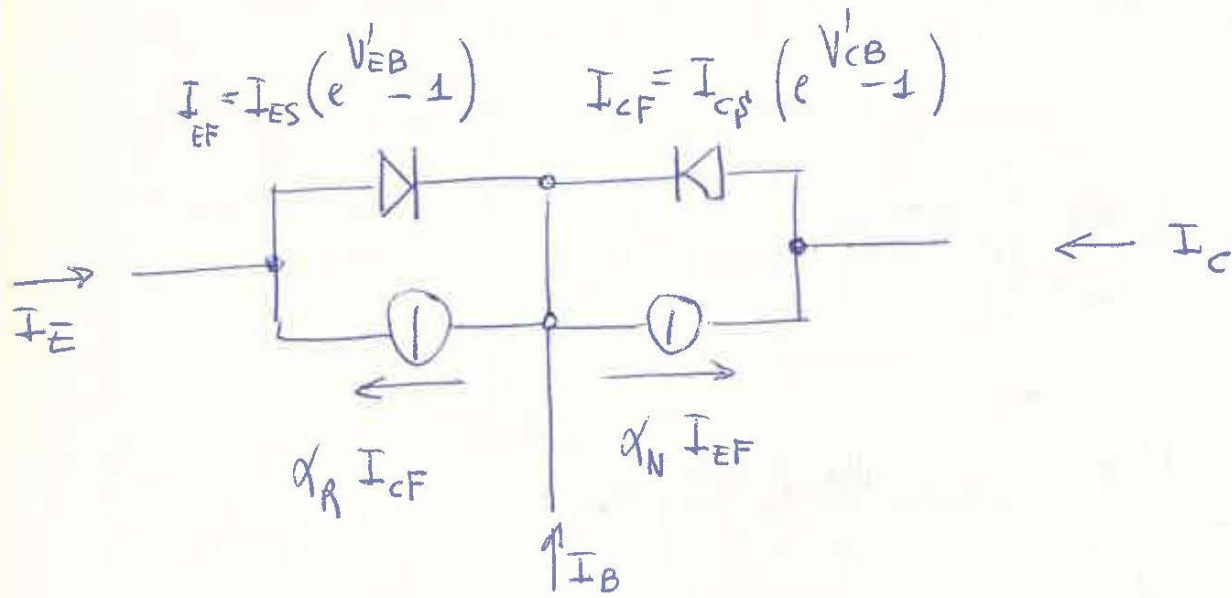
queste due equazioni un po' complicate con semplici assunzioni
 le scrivo così:

$$\begin{cases} I_E = I_{ES} \left(e^{\frac{V'_{EB}}{-1}} \right) - \alpha_R I_{CS} \left(e^{\frac{V'_{CB}}{-1}} \right) \\ I_C = -\alpha_N I_{ES} \left(e^{\frac{V'_{EB}}{-1}} \right) + I_{CS} \left(e^{\frac{V'_{CB}}{-1}} \right) \end{cases}$$

Equazioni di Ebers-Moll
 **

○ parametri di caratterizzazione

ma queste equazioni rispondono alla rete



NB questo modello vale \forall polarizzazioni

I_{ES} corrente con CB in corto
 I_{CS} EB in corto

NB le α α si possono generalizzare nel caso di giunzioni con aree diverse (non tali da portare la trasposizione a bidimensionale)

Nel caso di base stretta al posto di L_{NE} e L_{NC} si sostituiscono le effettive lunghezze dello strato

* Risolvendo le equazioni si vede che vale

$$\alpha_R I_{CS} = \alpha_N I_{ES} \longrightarrow \text{i parametri di}$$

matricizzazione indipendenti diventano 3 (non fin' a)

Con conti le equazioni si possono scrivere come

$$\begin{cases} I_E = I_{EO} \left(e^{\frac{V'_{EB}}{-1}} - 1 \right) - \alpha_R I_C \\ I_C = -\alpha_N I_E + I_{CO} \left(e^{\frac{V'_{CB}}{-1}} - 1 \right) \end{cases} \quad \text{con} \quad \begin{cases} I_{EO} = I_{ES} (1 - \alpha_R \alpha_N) \\ I_{CO} = I_{CS} (1 - \alpha_R \alpha_N) \end{cases} \quad \Delta$$

\downarrow
 notevoli $I_C = -\alpha_N I_E + I_{CO}$ [quando V'_{CB} è piccolo; polarizz. inversa]

facendo il rapporto tra le opportune grandezze in gioco ho

$$\alpha_N = \frac{b \cdot \frac{W_B}{L_{PB}}}{1 + \frac{D_{ME}}{D_{PB}} \cdot \frac{L_{PB}}{L_{ME}} \cdot \frac{N_{DB}}{N_{AE}} \cdot \frac{W_B}{L_{PB}}} \gamma_E = b \cdot \gamma_E \quad \boxed{\alpha_N = b \cdot \gamma_E}$$

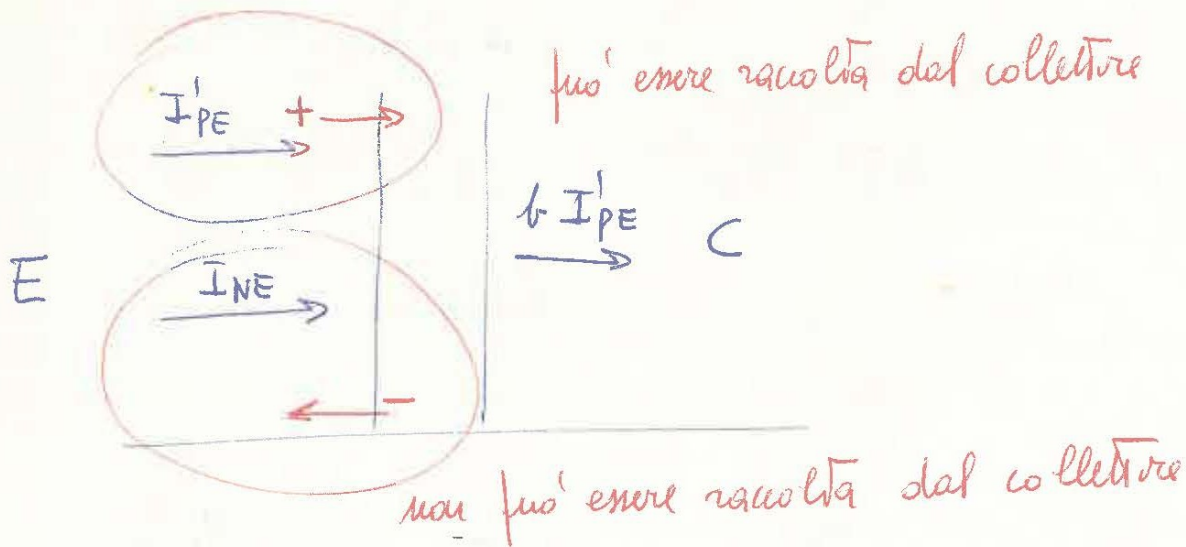
analogamente

$$\boxed{\alpha_R = b \cdot \gamma_C}$$

devuta solo al diodo di emettitore

Si può dimostrare che

$$\gamma_E = \frac{I'_{PE}}{I'_{PE} + I_{NE}}$$



γ_E efficienza di emettitore

b fattore di trasporto (le lacune iniettate in base e raccolte da C, tiene conto della ricombinazione in base)

$$f = \operatorname{sech} \frac{W_B}{L_{PB}} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_{PB}} \right)^2 + \dots = 1 - \frac{t_B}{\tau_{PB}}$$

↑ sviluppo in serie

FATTORE
TRASPORTO 50

$$t_B = \frac{W_B^2}{2 D_{PB}} \quad \text{Tempo di transito nella base}$$

EFFICIENZA

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{NE}}{D_{PB}} \cdot \frac{L_{PB}}{L_{NE}} \cdot \frac{N_{OB}}{N_{AE}} \cdot \left(\frac{W_B}{L_{PB}} \right)^2} \approx \frac{1}{1 + \frac{D_{NE}}{D_{PB}} \cdot \frac{W_B}{L_{NE}} \cdot \frac{N_{DB}}{N_{AE}}}$$

argomento ≈ 1 ≈ 1 può variare molto

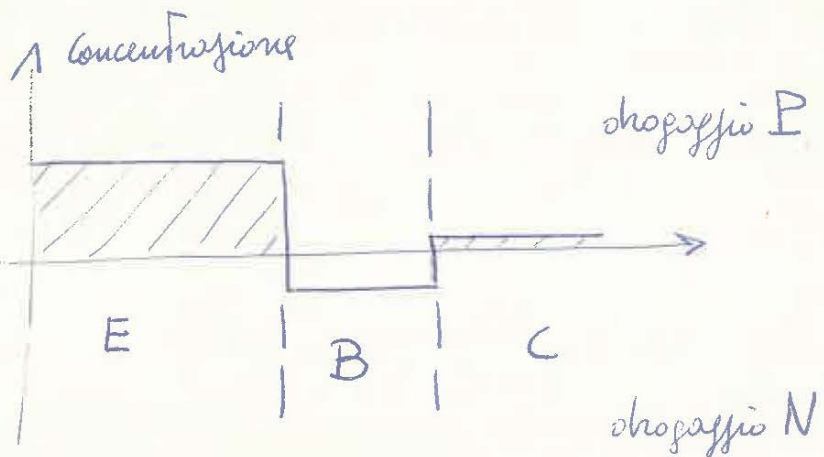
Per il collettore

$$\beta_c = \frac{1}{1 + \frac{D_{NC}}{D_{PB}} \cdot \frac{W_B}{L_{NC}} \cdot \frac{N_{DB}}{N_{AC}}}$$

può essere > 1 (è responsabile della asimmetria)

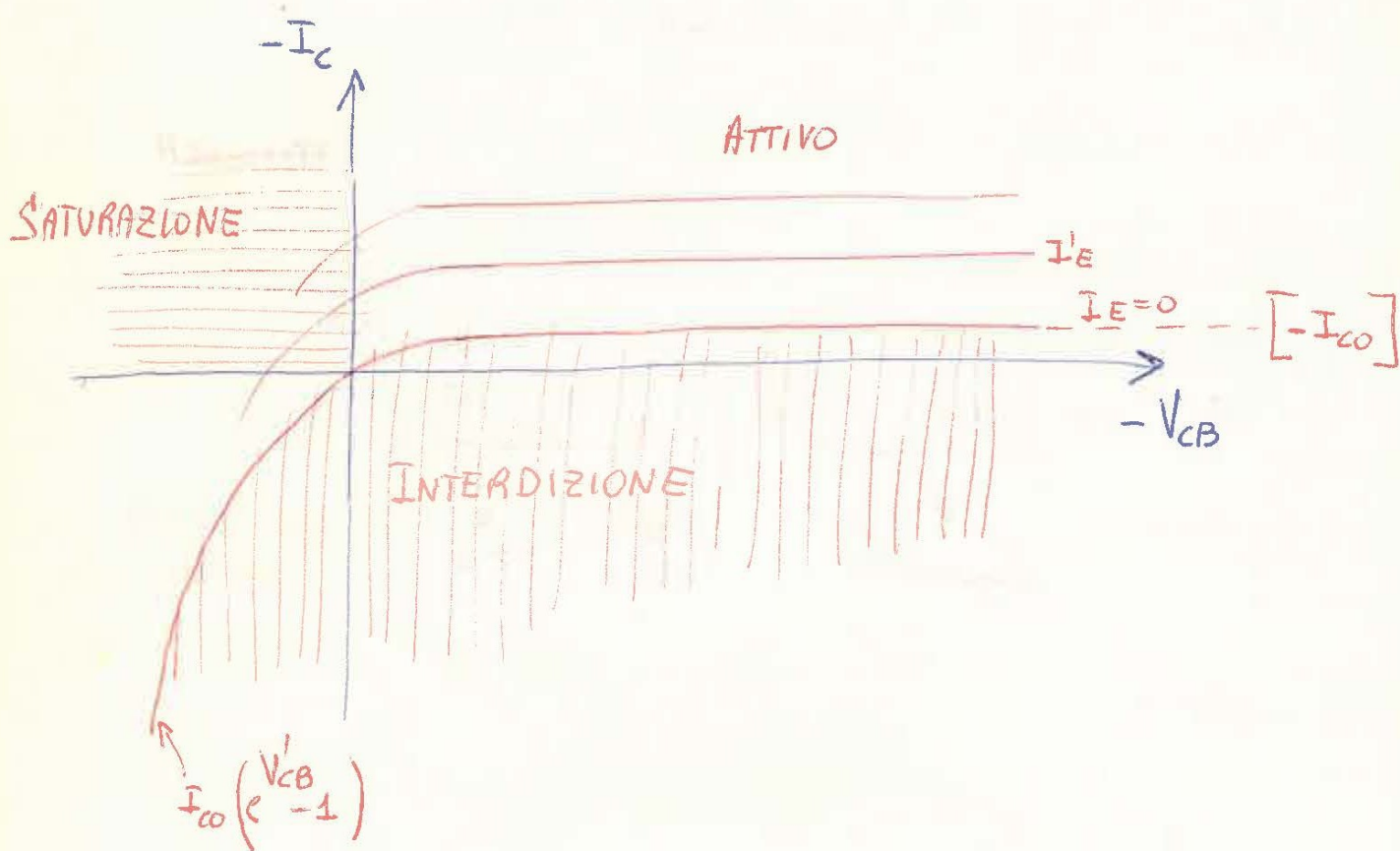
nel pannello

Più alto il drogaggio
 E, maggiore la
 efficienza



quindi l'emettitore è quello con efficienza maggiore -

Con la $I_C = -\alpha_N I_E + I_{CO} \left(e^{\frac{V_{EB}}{-1}} - 1 \right)$ BASE COMUNE



Si possono spiegare anche quelli a E comune - Prendo le Δ ed elimino I_E . Ci interessa $I_C = f(I_B, V_{CE})$ -
 (si può tener presente che $I_E = -I_C + I_B$) - Si ricava

$$I_C = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B + \frac{I_{CO}}{1 - \alpha_N} \left(e^{\frac{V_{EB}}{-1}} - 1 \right)$$

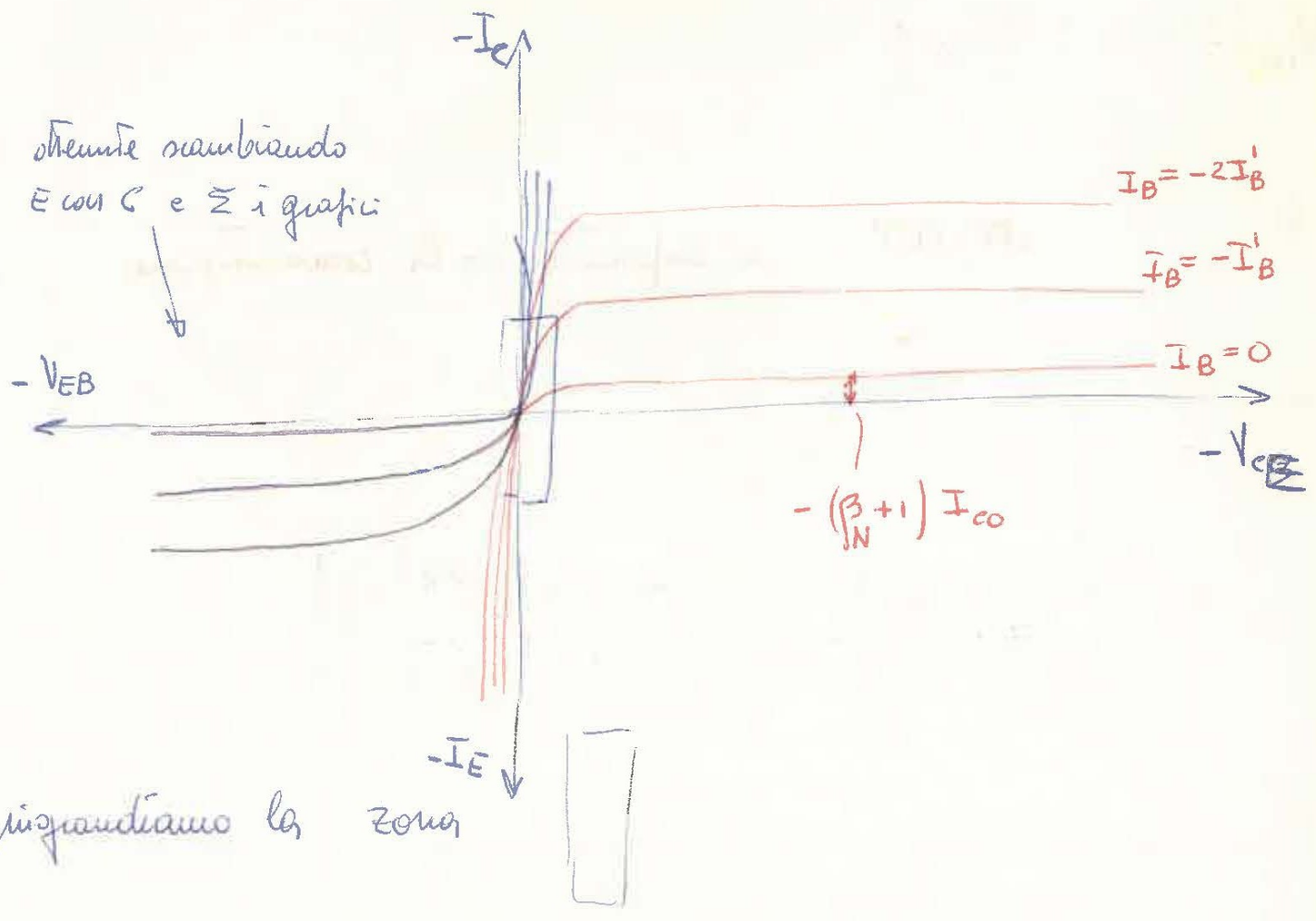
definito $\beta_N = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} \Rightarrow I_C = \beta_N I_B + I_{CO} (\beta_N + 1) (e^{V_{CB}' - 1})$

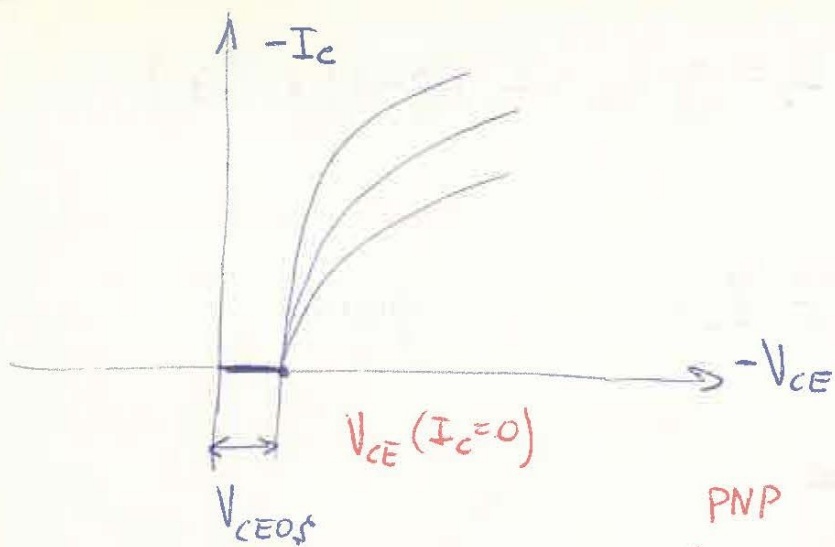
ma $V_{CB}' = V_{CE}' + V_{EB}' \cong V_{CE}'$ quindi

in polarizzazione diretta e' piccola

$I_C = \beta_N I_B + I_{CO} (\beta_N + 1) (e^{V_{CE}' - 1})$

EMETTITORE COMUNE





facendo il conto

$$V_{CE} = \begin{matrix} \text{PNP} \\ + \\ \text{NPN} \end{matrix} \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{1}{\alpha_R} \frac{I_B + I_C (1 - \alpha_R)}{I_B - I_C / \beta_N} \right]$$

$$V_{CE}(I_C=0) = \pm \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\alpha_R}$$

V_{CEOS}

OFF-SET

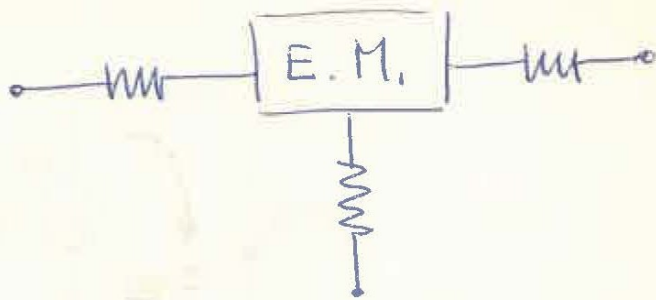
è importante per la commutazione

ma allora possono scivolare

$$V_{CE} = \pm \left[V_{CEOS} + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_B + I_C (1 - \alpha_R)}{I_B - I_C / \beta_N} \right) \right]$$

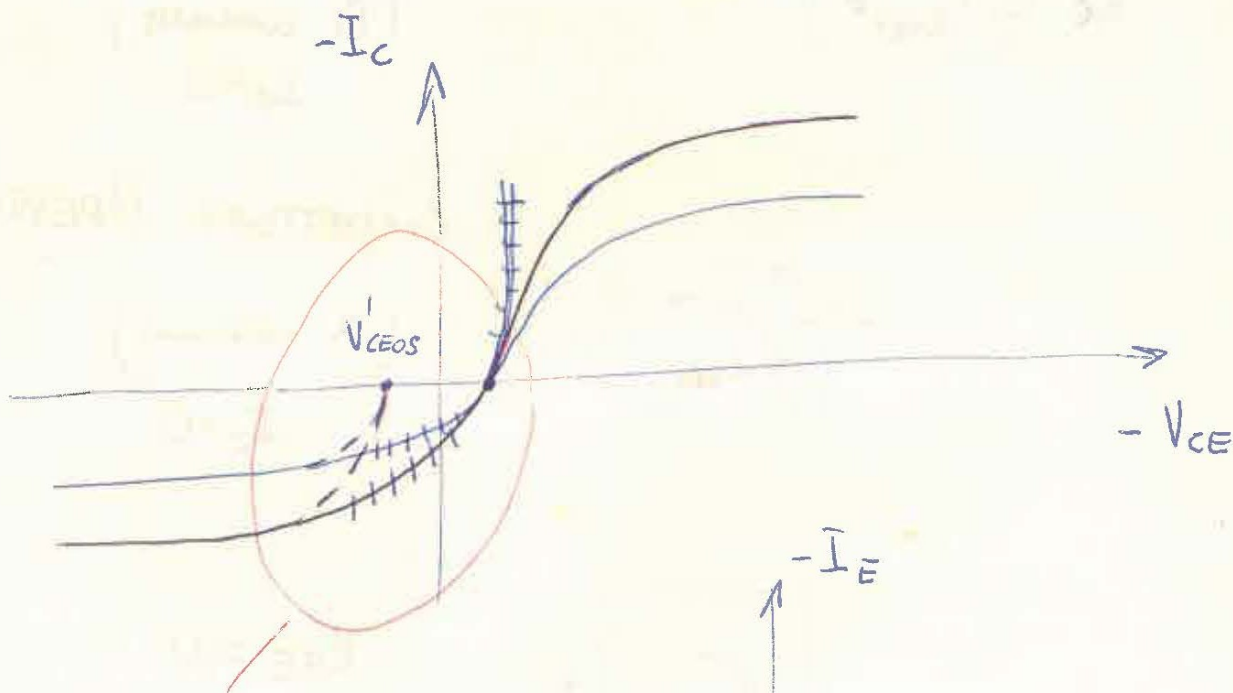
Questo metodo non tiene conto delle cadute ohmiche.

per migliorarlo si può pensare al modello di Ebers-Moll con delle resistenze

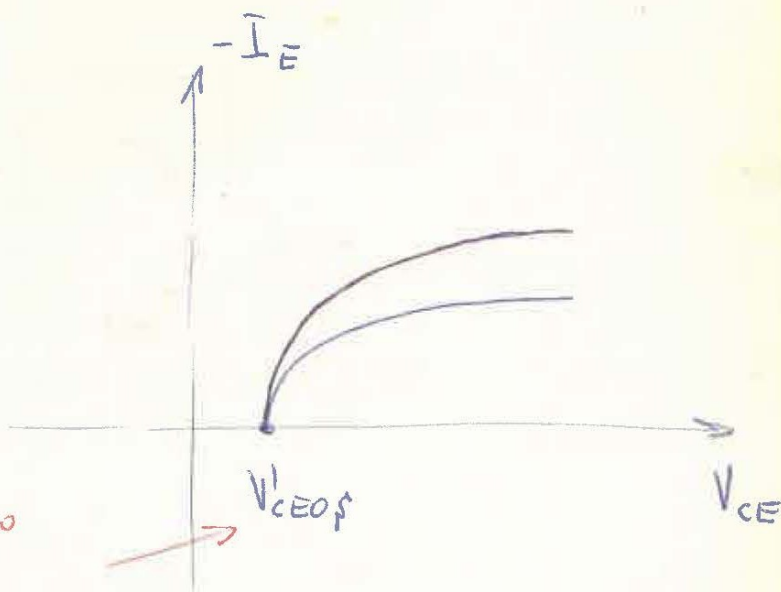


con le resistenze l'espressione diventa (PNP)

$$V_{CE} = \left[V_{CEOS} + \frac{K\pi}{q} \ln \left(\frac{I_B + I_C (1 - \alpha_R)}{I_B - I_C / \beta_N} \right) \right] + R_{FE} I_E + R_{FC} I_C$$



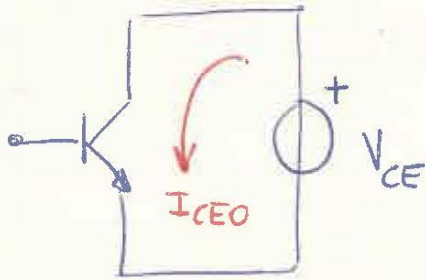
sovrapposizione dei due grafici



non è proprio uguale all'altro perché qui c'è α_N (e non α_R)

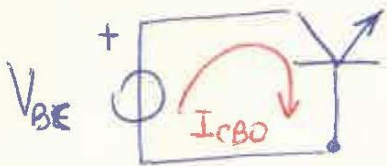
Vediamo alcuni valori di correnti inverse particolari

I_{CEO}



BASE APERTA
(E comune)
 $I_B = 0$

I_{CBO}



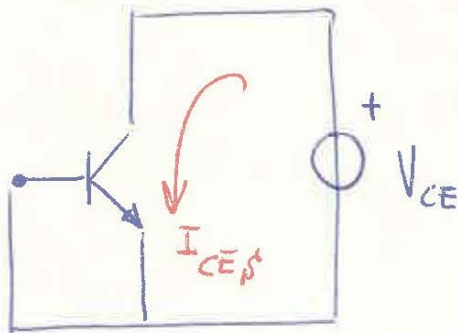
EMETTITORE APERTO
(B comune)
 $I_E = 0$

I_{EBO}



COLLETTORE APERTO
(B comune)
 $I_C = 0$

I_{CES}



$V_{BE} = 0$
(E comune)

Considero le equazioni di Ebers-Moll nella 2^a forma

53

$$\begin{cases} I_E = I_{EO} (e^{V'_{EB}} - 1) - \alpha_R I_C \\ I_C = -\alpha_N I_E + I_{CO} (e^{V'_{CB}} - 1) \end{cases}$$

$\rightarrow I_C = \beta_N I_B + I_{CO} (\beta_N + 1) (e^{V'_{CB}} - 1)$ (vedi figura)

e segue

\uparrow
se inverso e' trascurabile

$$I_{CEO} = -I_{CO} (\beta_N + 1)$$

$$I_{EBO} = -I_{CO}$$

$$I_{EBO} = -I_{EO}$$

$$\downarrow I_{CES} = +\alpha_N \alpha_R I_{CES} - I_{CO}$$

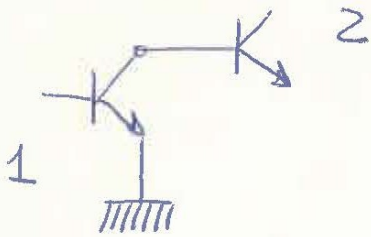
$$I_{CES} = -\frac{I_{CO}}{1 - \alpha_R \alpha_N}$$

Due metodi per interdire un transistor

- ① facendo passare I_{CEO}
- ② cortocircuitando la base (sulle I_{CES})

① perché $I_{CEO} = -I_{CO} (\beta_N + 1)$ può essere grande (a causa di β_N) \rightarrow pericoloso

② lo è molto meno perché $I_{CO} \gg I_{CES} \gg I_{CEO}$
 di solito la applicazione pratica è *



mando 1 in saturazione \rightarrow 2 interdetto

③ peraltro inversamente la base

α_A α_N non sono cost. ma funzione delle tensioni applicate. Vediamo l'espansione di α nella zona di funzionamento diretto

* infatti $I_{CEO} = (1 + \beta_N) I_{CO}$

$$\beta_N = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} \rightarrow 1 + \beta_N = \frac{1}{1 - \alpha_N}$$

$I_{CES} = \frac{I_{CO}}{1 - \alpha_N^2} = \frac{I_{CO}}{(1 - \alpha_N)(1 + \alpha_N)}$

$$\frac{I_{CEO}}{1 + \alpha_N} = \frac{I_{CO}}{1 - \alpha_N} \cdot \frac{1}{1 + \alpha_N} = I_{CES}$$

$I_{CES} = \frac{I_{CEO}}{1 + \alpha_N}$

minimizzare \rightarrow

Espressione di α in zona di funzionamento diretto -

$V_{CB} < 0 \rightarrow$ dall'espressione di I_{PE} (pag 47).

$$I_{PE} (V_{CB} < 0) \cong \frac{A \cdot q \cdot D_{PB}}{L_{PB}} \cdot P_{B0} \cdot \coth \frac{W_B}{L_{PB}} \cdot (e^{V'_{EB}} - 1) + 0$$

deffe funzioner
bene come
amplificatore

dico

$$I'_{PE} = \frac{A \cdot q \cdot D_{PB} \cdot P_{B0}}{L_{PB}} \coth \frac{W_B}{L_{PB}} \cdot (e^{V'_{EB}} - 1)$$

$$\alpha_N \cong 1$$

$$\alpha_N = \beta \cdot b = \frac{I'_{PE}}{I'_{PE} + I_{ME}} \cdot b = \frac{1}{1 + \frac{D_{ME}}{D_{PB}} \cdot \frac{N_{DB}}{N_{AE}} \cdot \frac{W}{L_{ME}}} \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_{PB}} \right)^2 \right]$$

Vedi pag 50 ↑ facendo i conti $\ll 1$ $\ll 1$

$$\alpha \quad W \ll L_{PB} \rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_{PB}} \right)^2 \ll 1$$

$$W \ll L_{ME}$$

\rightarrow l'espressione e' del tipo

moltiplico e divido per $\frac{1}{1+\epsilon_2}$ facio i conti e trasuro il doppio prodotto

$$\frac{1}{1+\epsilon_1} (1-\epsilon_2) \cong \frac{1}{1+\epsilon_1} \cdot \frac{1}{1+\epsilon_2} \cong \frac{1}{1+\epsilon_1+\epsilon_2}$$

$$\alpha_N = \frac{\beta_N}{1+\beta_N} = \frac{1}{1+1/\beta_N} \quad (\text{per def. di } \alpha_N)$$

$$\rightarrow \frac{1}{\beta_N} \approx \epsilon_1 + \epsilon_2$$

Teoria semplificata

basta fare i conti

$$\rightarrow \frac{1}{\beta_N} \approx \frac{D_{NE}}{D_{PB}} \cdot \frac{N_{DB}}{N_{AE}} \cdot \frac{W}{L_{NE}} + \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_{PB}} \right)^2 = \frac{\bar{I}_{NE}}{I'_{PE}} + \frac{\bar{I}_{RB}}{I'_{PE}}$$

Corrente di elettroni che non sono raccolti dal collettore \rightarrow

\rightarrow non danno luogo a effetto transistor

Corrente di ricombinazione della base che si perde.

Le varie situazioni si possono esprimere aggiungendo termini a questo sviluppo di $\frac{1}{\beta_N}$.

Altri tipi di perdite.

(A) lacune che attraversando la base si ricombinano \rightarrow

aggiungerò un termine del tipo

$$\frac{\bar{I}_{RE}}{I'_{PE}}$$

importante a bassi livelli di iniezione

② ricombinazione dovuta alla luce $\rightarrow \frac{I_{SB}}{I'_{PE}}$
 Superficie

in Totale

Termini non moltiplicati

$$\frac{I}{\beta_N} = \frac{I_{ME}}{I'_{PE}} + \frac{I_{RB}}{I'_{PE}} + \frac{I_{RE}}{I'_{PE}} + \frac{I_{SB}}{I'_{PE}} = \frac{I_{RE}}{I'_{PE}} + \frac{I_{NE}}{I'_{PE}} + \frac{I_{RB}}{I'_{PE}} + \frac{I_{SB}}{I'_{PE}}$$

di τ_E
di τ

Ricaviamo il 1° termine (giorno per piccoli valori di I'_{PE})

$$I_{AE} = q A_E W_{BE} \frac{n_i}{2 \tau_B} e^{\frac{qV_{EB}}{2KT}}$$

della giunzione B-E *il tutto (stato svuotato) si estende per la maggior parte in base*

ricordo che $L_{PB} = L_{PB} \tanh \frac{W}{L_{PB}}$

ma $I'_{PE} = q \cdot A_E \cdot n_a^2 \frac{D_{PB}}{L_{PB} \cdot N_{DB}} \left[q e^{\frac{qV_{EB}}{KT}} - 1 \right]$
trascurato

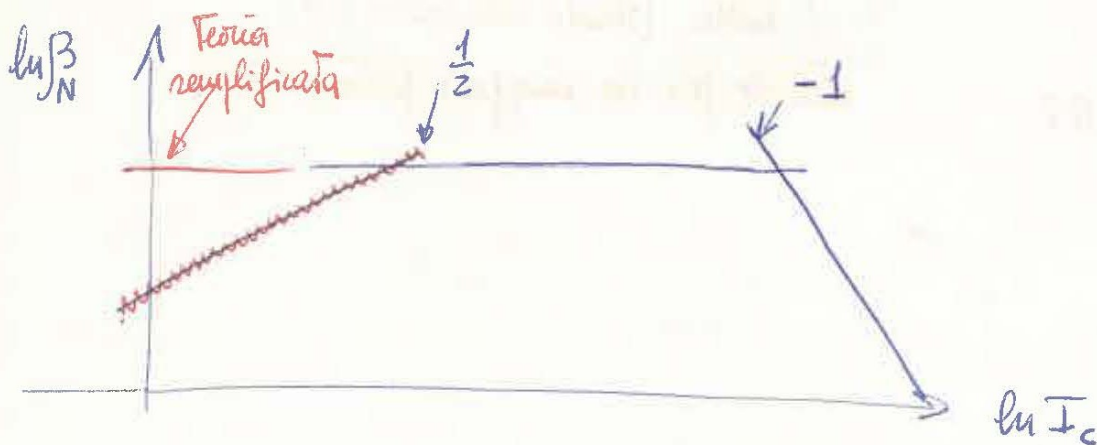
facendo il rapporto

$$\frac{I_{RE}}{I'_{PE}} \propto e^{-\frac{qV_{EB}}{2kT}} \propto (I'_{PE})^{-\frac{1}{2}} \quad \text{cioe'}$$

$$\frac{I_{RE}}{I'_{PE}} = \frac{K'}{\sqrt{I'_{PE}}} \quad \left[\text{se } I'_{PE} \text{ puo' il rapporto e' grande} \right]$$

$$\text{se } I'_{PE} \text{ molto puo' } \quad \frac{1}{\beta_N} \approx \frac{K'}{\sqrt{I'_{PE}}} \Rightarrow \beta_N \propto \sqrt{I'_{PE}} \propto \sqrt{I_{PE}}$$

In un diagramma bilogarithmico β_N I_C (o I_E)



$\frac{I_{ME}}{I'_{PE}}$ sarebbe costante se non ci fossero iniezioni ad alto

livello (si verificano prima in base che all'anodo o conser dei diversi drogaggi)

$$I'_{PE} \text{ (ad alto livello iniezione)} = q \cdot A_E \cdot \underset{\uparrow}{z} D_{PB} \frac{n_i}{W} e^{\frac{qV_{EB}}{2KT}}$$

↑ alto livello

$$I_{NE} \text{ (sempre a basso livello)} = q \cdot A_E \cdot n_i^2 \frac{D_{NE}}{L_{NE} \cdot N_{AE}} \left[e^{\frac{qV_{EB}}{KT}} \right]$$

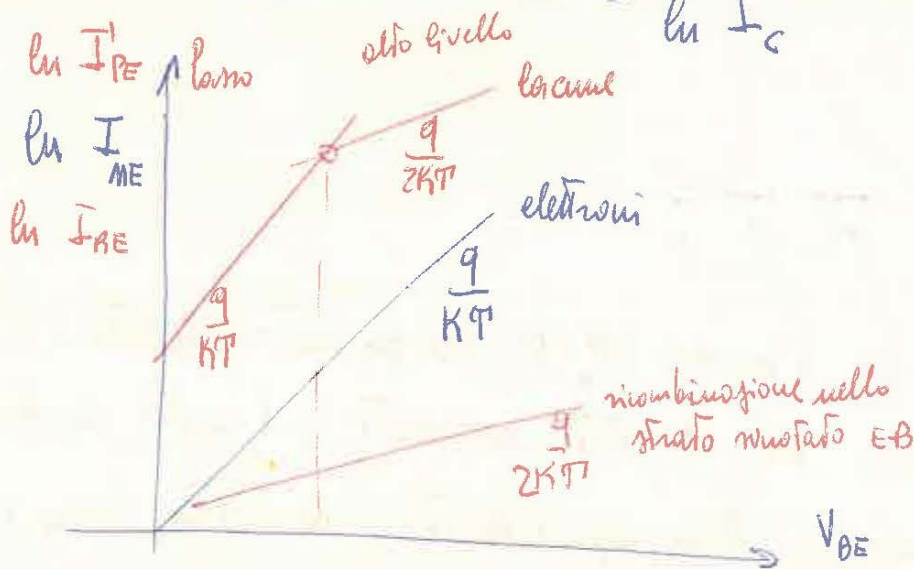
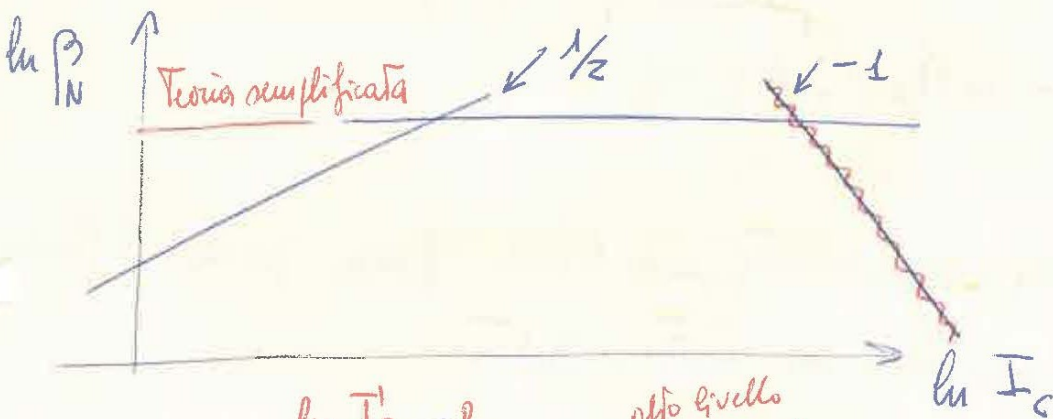
~~1~~
Toscuro

$$\downarrow \frac{I_{NE}}{I'_{PE}} = \frac{n_i D_{NE} W}{L_{NE} \cdot N_{AE} \cdot z D_{PB}} e^{\frac{qV_{EB}}{2KT}} = K \cdot I'_{PE} \text{ (A.L.I.)}$$

cio' significa che

$$\frac{1}{\beta_N} \propto I'_{PE} \text{ (A.L.I.)} \propto I_c$$

$$\beta_N \propto \frac{1}{I_c}$$



Ricaviamo il III° Termine

$$\frac{I_{AB}}{I_{PE}} = \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_{PB}} \right)^2 \quad \text{costante}$$

Ricaviamo ora il IV° Termine

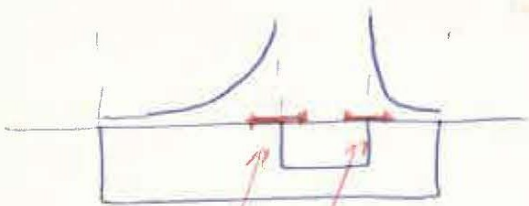
$$U_{s'} = S_p (P_n - P_{n0})$$

↑
velocità micromagnetica
superficiale lacune

calcolato sulla
superficie

$$I_{s'B} = q A_{s'} U_{s'} = q A_{s'} S_p (P_n - P_{n0})$$

NB $A_{s'}$ è una area equivalente, non l'area fisica perché il fenomeno non si presenta identico in tutti i punti



qui l'effetto $(P_n - P_{n0})$ si fa sentire molto - E' la parte che da' il grosso di questa corrente, il resto contribuisce poco →
→ introduzione Area equivalente / la realtà fisica e' rispettata

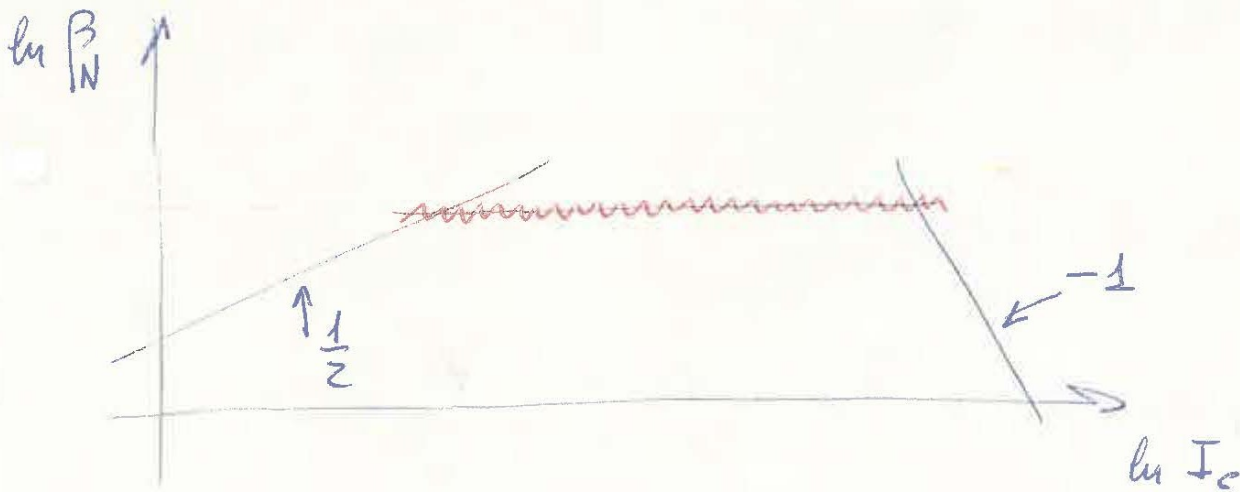
calcoliamo il termine I'_{PE}

$$I'_{PE} = q A_E \frac{D_{PB}}{L_{PB}} P_{no} \left(e^{\frac{q V_{EB}}{kT}} - 1 \right)$$

ma $P_M(0) = P_{no} e^{\frac{q V_{EB}}{kT}}$ *quasi equilibrio*

$$I'_{PE} = q A_E \frac{D_{PB}}{L_{PB}} [P_M(0) - P_{no}] \rightarrow \text{facendo il rapporto}$$

$$\frac{I_{SB}}{I'_{PE}} = \frac{A_S}{A_E} \frac{S_P L_{PB}}{D_{PB}} \text{ costante (non dipende dalla corrente)}$$



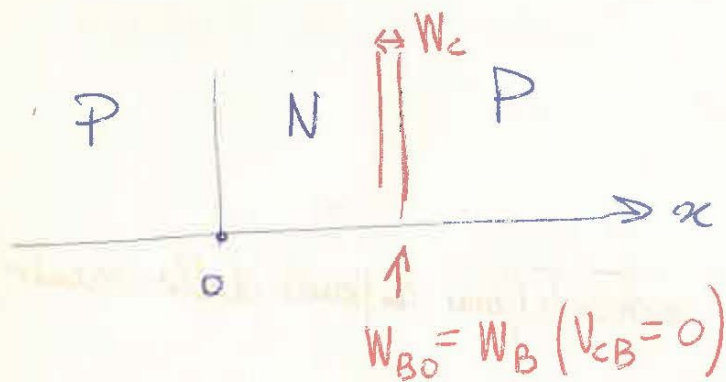
NB a parte Terminali piccoli (in polarizzazione normale) β_N

è il guadagno di corrente $\beta_N \approx \frac{I_c}{I_B}$

Effetti delle altre tensioni -

È un effetto con' detto di "modulazione della larghezza di base in conseguenza del variare dello stato di smontamento della giunzione col collettore."

Diamo alcuni nomi



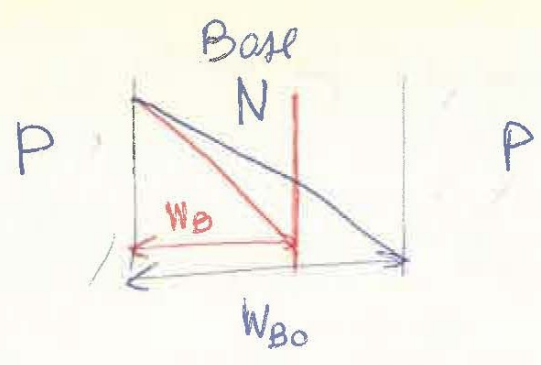
$$W_B = W_{B0} - W_c(V_{CB}) \quad \text{ma} \quad W_c(V_{CB}) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \cdot \frac{N_{AC} + N_{DB}}{N_{AC} \cdot N_{DB}} (-V_{CB} + \phi_B)}$$

$$\Rightarrow W_B = W_{B0} - \sqrt{\quad} = W_B(V_{CB})$$

è chiaro che quando la tensione inversa $|V_{CB}|$ \nearrow

$$W_B \rightarrow 0$$

Vediamo le conseguenze dello stringimento della base



le concentrazioni hanno tendenza più forti - Se andiamo a vedere l'espressione di α_N vediamo che contiene W_B al denominatore $\rightarrow \alpha_N \uparrow$ aumenta - Data la maggior tendenza $I_{PE} \uparrow$ aumenta - l'efficienza \uparrow (contiene W_B al denominatore) - Il caso limite si ha per

$V_{CB} (W_B=0)$ Tensione di punch-through

Vediamo di ricavare la sua espressione in un caso particolare: supponiamo

$N_{AC} \gg N_{DB}$
(collettore + drogato della base)

l'equazione è

$$\sqrt{\frac{z \epsilon}{q} \cdot \frac{-V_{CB} + \cancel{V_{PT}}}{N_{DB}}} = W_{B0}$$

Traseuro



$$-V_{PT} = \frac{N_{DB} \cdot q}{z \epsilon} W_{B0}^2$$

\nearrow NB V_{PT} è negativa (valorizzata inversamente la CB)

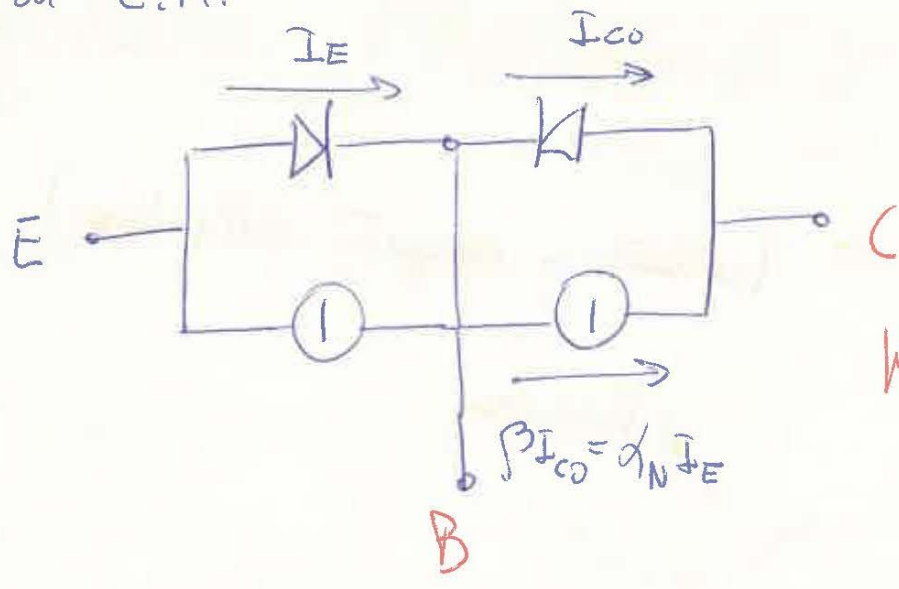
quindi se si raggiunge V_{PT} la base non c'è più \rightarrow
 abbiamo una pseudo giunzione P-P.

Come si fa a distinguere V_{PT} dalla valanga?

Ci viene in aiuto lo schema di Ebers-Moll.

NB lo schema vale ~~se~~ sino ad un istante prima dello
 effetto, dopo non più \rightarrow il riconoscimento si fa guardando
 ciò che si ha prima del fenomeno e non il fenomeno stesso.

(inoltre in genere la valanga è più brusca) - Facciamo
 l'esperimento con E flottante. Riferiamoci allo
 schema di E.M.



polariante inversamente

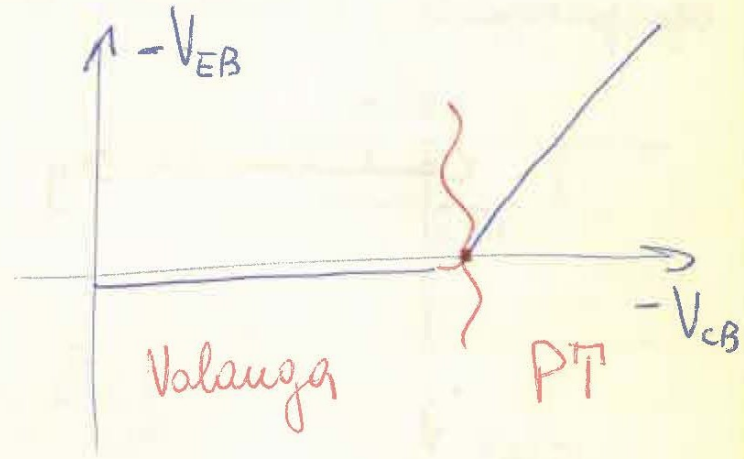
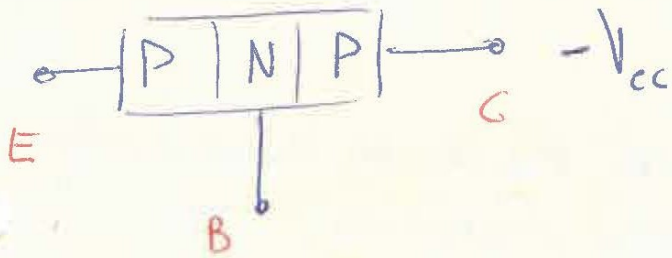
finché la base esiste l'emettitore è polarizzato leggermente
 in modo diretto

quando la base non esiste fin'ipicie si ha un P-P 59

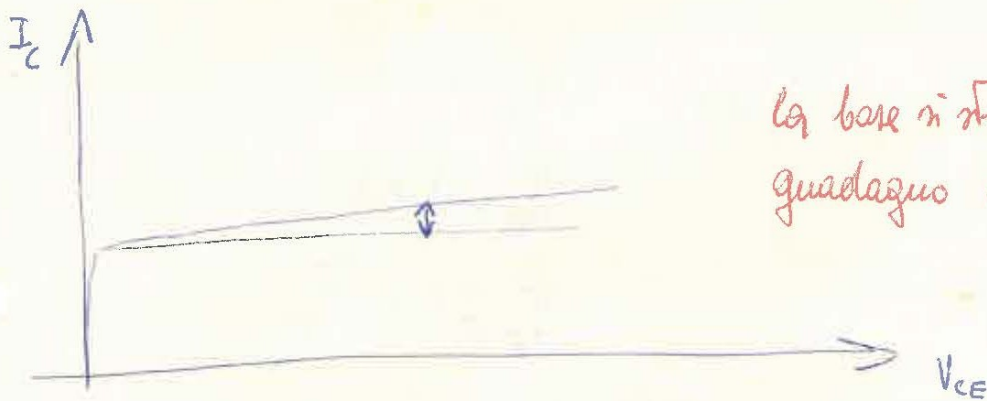
la tensione di emettitore è uguale a quella di collettore -

Ora se all'emettitore impiego una tensione \neq da $-V_{cc}$

ho \neq PT



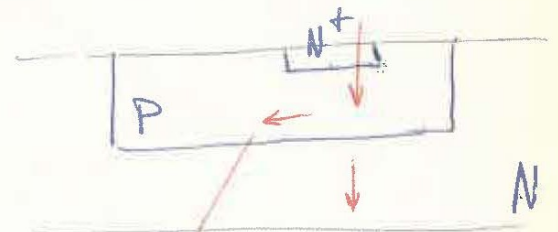
Altre conseguenze sono l'effetto Early



la base si stringe \rightarrow aumenta il guadagno di corrente

Addeusamento di corrente nell'emettitore (Emitter crowding) dovuto a polarizzazione trasversale della base

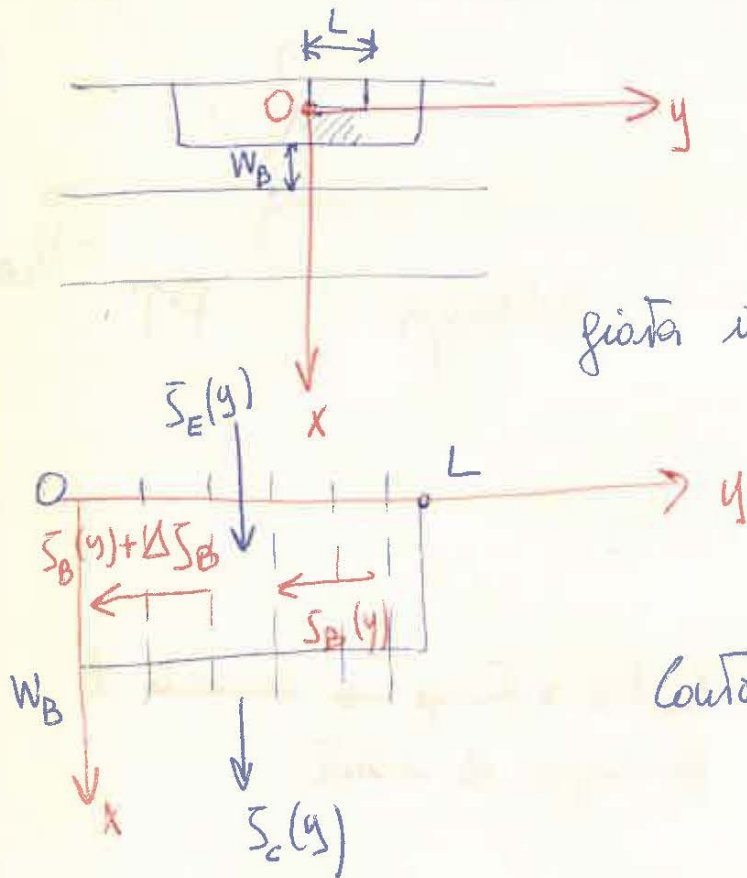
Il fenomeno fisico si presenta così



dovuta a ricombinazione

N⁺

Vediamo di impostare la soluzione del problema - Il fenomeno diventa sempre più evidente all'aumentare di V_{CE} \longrightarrow
 Per grandi valori delle correnti in gioco la base non è più equipotenziale, l'emettitore si indeca perché è molto obogato.



suddividiamo la zona in tante strisce =
 giata in tante strisce:

Contorno

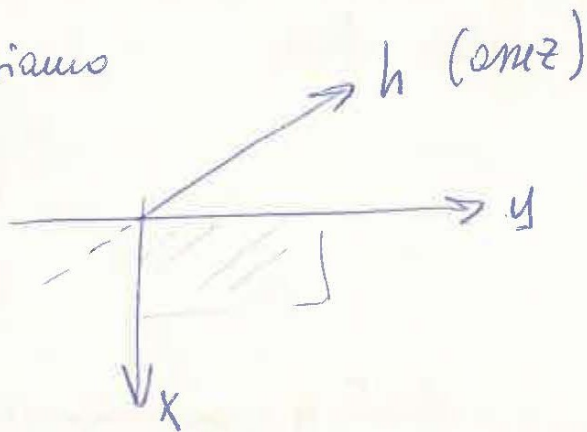
$$V_E = \omega r^2$$

$$J_B(L) = 0$$

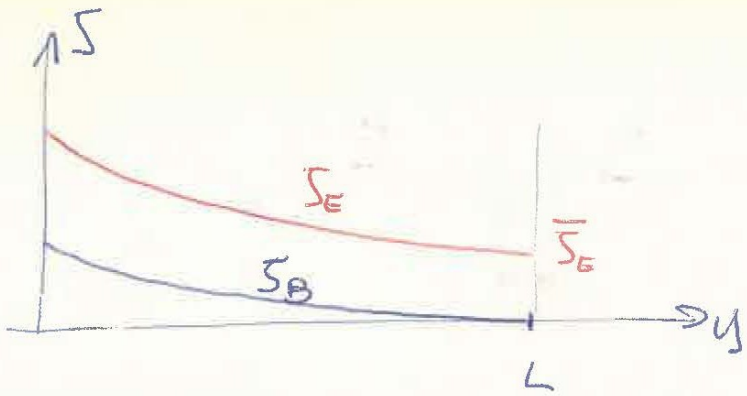
$$J_E(L) = \bar{J}_E$$

Con J abbiamo indicato le correnti elementari

Se pensiamo



i risultati si possono sintetizzare con



Il fenomeno e' apprezzabile solo al di sopra di una certa soglia

o $I_E > I_E^*$ ← di soglia

$$I_E^* = \frac{h}{L} \cdot I_{*X} \quad I_X = f(W_B, \rho_B, T)$$

independente
da h, L

Sotto la soglia tutto come sempre, sopra no

$$I_E = I_0' e^{\frac{q \cdot V(o)}{2kT}}$$

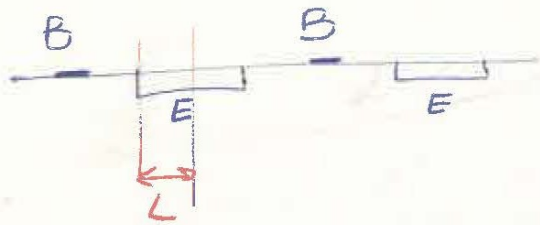
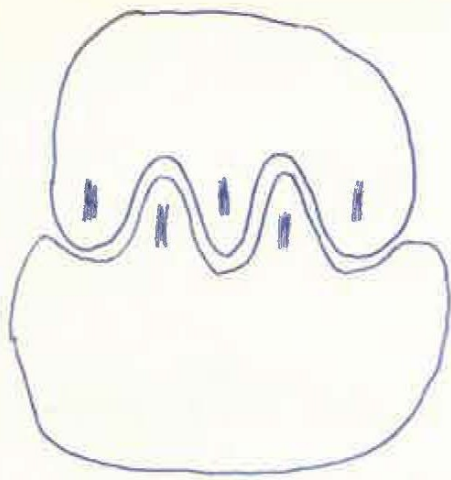
$V(o) \equiv$ tensione esterna V_{BE}

I_X non dipende dalle dimensioni in pianta - Poiche'

$I_E^* = \frac{h}{L} I_{*X}$, se vogliamo I_E^* grande (insensibilita' al

fenomeno) → $\begin{cases} h \text{ grande} \\ L \text{ piccolo} \end{cases}$

per soddisfare cio' si fanno transistor "interdigitali"



L_n è ridotto (con meta') e l_n si è allungato

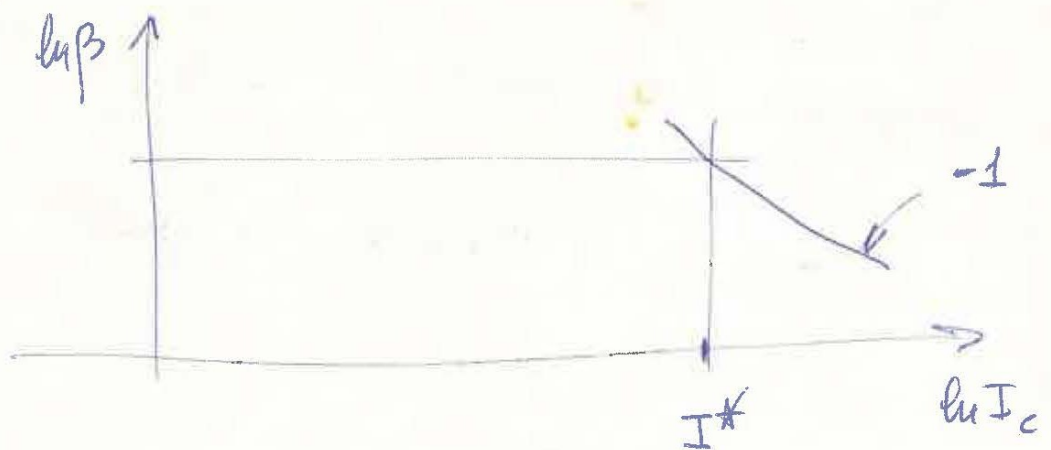
$$A_{\text{emittore}} = h \cdot zL \cdot N_E$$

/

n° strisce

emittore con strisce
lunghe e sottili

La presenza di questa funzione che va in base dà un fenomeno molto simile nei risultati all'alta iniezione (il guadagno β diminuisce)



Tra i problemi più notevoli delle alte tensioni, quelli delle tensioni di rottura (BV Breaking Voltage)

Tra le più significative

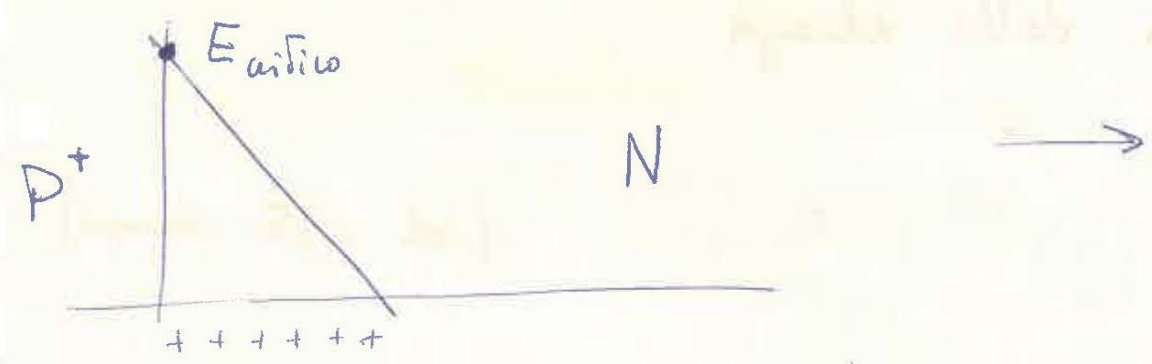
$$\begin{cases} BV_{EBO} & \text{con collettore flottante} \\ BV_{EBS} & \text{" } V_{CB} = 0 \end{cases}$$

(perché E è molto drog.)

BV_{EBO} è legata all'effetto Zener \rightarrow un campo critico (10^6 V/cm)

Supponiamo una giunzione brusca P⁺N

In essa si può pensare che il campo vada così



$$\rightarrow BV_{EBO} = E_{critico} \cdot \frac{W(BV_{EBO})}{2} \quad \text{trascurare}$$

$$\text{ma } W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \cdot \frac{(-BV_{EBO} + \cancel{\phi_B})}{N_{DB}}}$$

elevando a quadrato

$$W^2 = BV_{EBO} \frac{2\varepsilon}{q} \frac{1}{N_{DB}}$$

ma

$$W^2 = BV_{EBO}^2 \cdot 4 \cdot \frac{1}{E_{critico}^2}$$

$$\cancel{BV_{EBO}} \cdot \cancel{q} \cdot \frac{1}{E_{critico}^2} = \cancel{BV_{EBO}} \cdot \frac{2\varepsilon}{q} \cdot \frac{1}{N_{DB}}$$

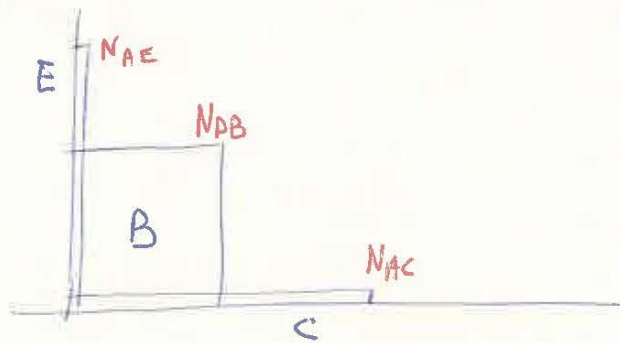
$$BV_{EBO} = E_{critico}^2 \frac{\varepsilon}{2q} \frac{1}{N_{DB}}$$

BV_{CBO} regolata dalla lunghezza

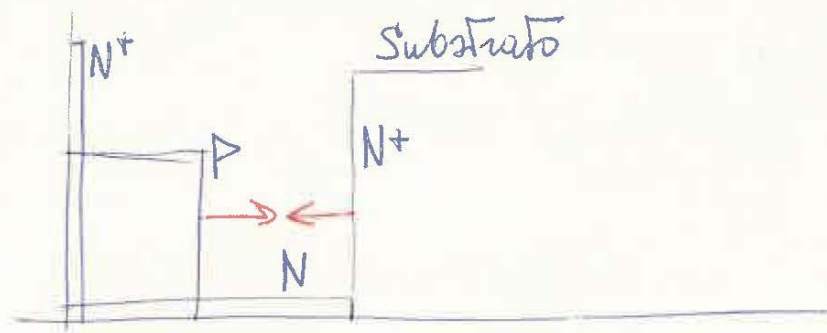
$$BV_{CBO} = \frac{1}{2} \left(\frac{G}{A} \right)^{0.33} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{q \cdot N_{AC}} \right)^{0.66}$$

(vedi effetto lunghezza)

Un transistor planare è del tipo

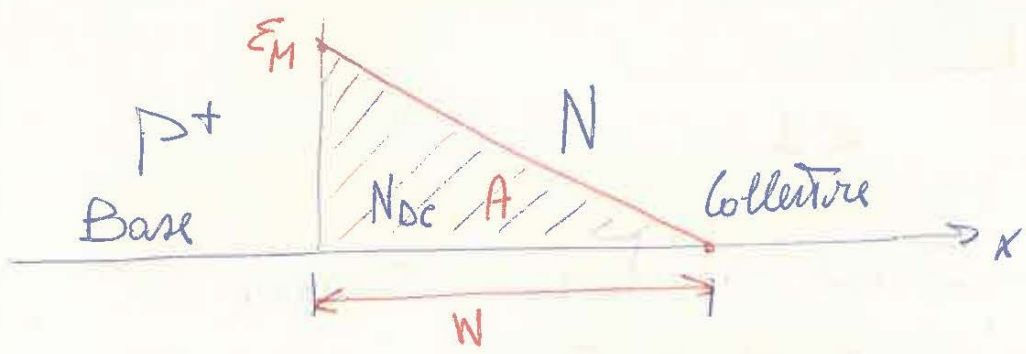


Se e' a struttura epitassiale

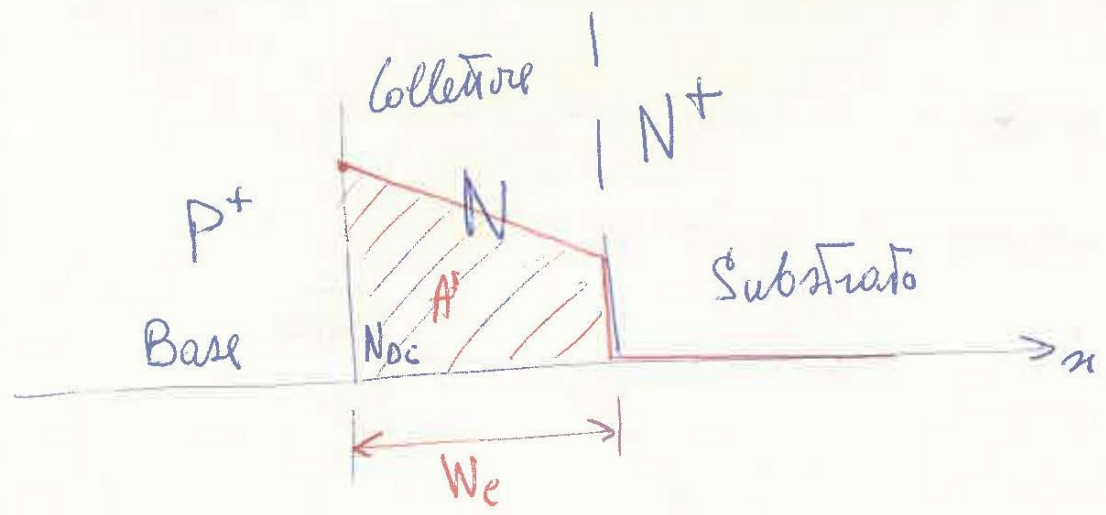


e' possibile l'avvicinamento prima della rottura (reach-through)

studiamo l'andamento del campo elettrico nei due casi



planare



epitassiale

le tensioni applicate sono ~~per~~ alle aree $[V = \int \vec{E} \cdot d\vec{l}]$

Per il primo supponiamo che si abbia $BV_{cBo} \longrightarrow$

per il secondo

$$BV'_{cBo} = \frac{A'}{A} BV_{cBo}$$

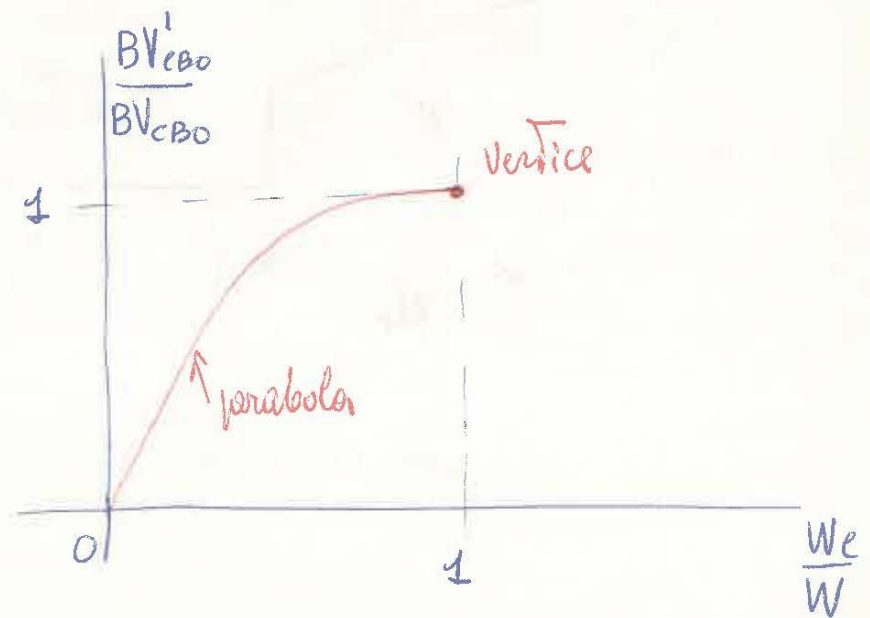
per l'epitassiale

facendo dei conti (considerazioni geometriche)

$$BV'_{cBo} = BV_{cBo} \underbrace{\frac{We}{W} \left[2 - \frac{We}{W} \right]}_{< 1}$$

quindi in quello epitassiale la tensione di rottura è minore (a parità di resistività di strato). In pratica invece ce l'ha maggiore (a causa della resistività)

Con un diagramma



NB noi abbiamo ragionato supponendo che E_H fosse quello che innesca la valanga - Ma è detto che sia uguale per i due tipi. Per condizioni di valanga è infatti

$$\int_0^W \alpha(\epsilon) dx = 1$$

poiché $\alpha \uparrow$ se $\epsilon \uparrow$ il valore dell'integrale è dato dai grandi valori di ϵ $\Rightarrow \approx$ i due E_H coincidono



soluzione

Tensioni rottura circuito uscita

BV_{CEO}
 BV_{CEP}

immaginiamo che a BV_{CEO} sia associata I_{CEO}

$$I_{CEO} = - \frac{I_{EBO}}{1 - \alpha_N} \quad (\text{vedi pag 53})$$

il modello di Ebers-Moll va bene fino ad un estremo
finito di questi fenomeni. Per adattarlo pensiamo

al posto di α_N un certo α'_N con fatto

$$\alpha'_N = \beta_E \cdot b \cdot M = \alpha_N \cdot M$$

dove
$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{CB0}}\right)^m} \quad m \approx 5 \text{ per il Si}$$

quindi
$$I_{CE0} = \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha'_N}$$

per avere la rottura $I_{CE0} \rightarrow \infty$ cosa che si ha' per

$\alpha'_N \rightarrow 1$ cioè
$$M \rightarrow \frac{1}{\alpha_N}$$

poiché $I_{CE0} \rightarrow \infty$ siamo in presenza di BV_{CE0} di rottura

ma la condizione di rottura e'
$$M = \frac{1}{\alpha_N}$$

sostituendo si ricade

da
$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{CE0}}\right)^M}$$

↓
$$\frac{1}{\alpha_N} = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_{CE0}}{V_{CE0}}\right)^M} \quad ; \quad \frac{1}{\alpha_N} - \frac{1}{\alpha_N} \left(\frac{V_{CE0}}{V_{CE0}}\right)^M = 1$$

$$\left(\frac{V_{CE0}}{V_{CE0}}\right)^M = \frac{\frac{1}{\alpha_N} - 1}{\frac{1}{\alpha_N}} \quad \left(\frac{V_{CE0}}{V_{CE0}}\right)^M = \frac{1 - \alpha_N}{1} \rightarrow \left(\frac{V_{CE0}}{V_{CE0}}\right)^M = \frac{1}{1 + \beta_N}$$

vedi pag 53

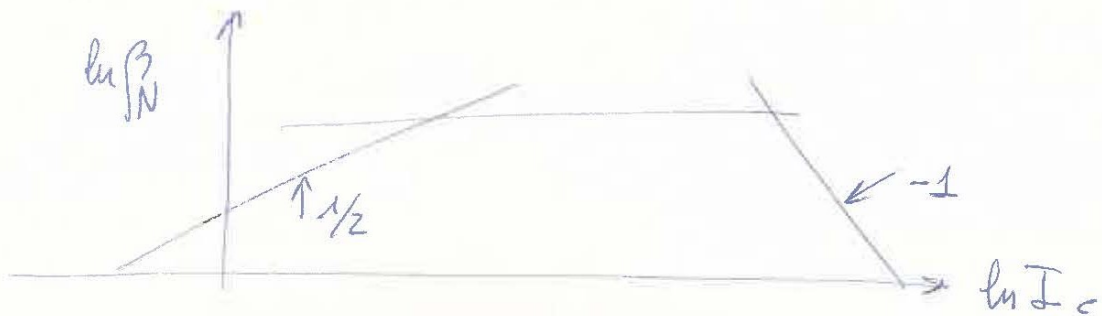
quindi
$$BV_{CE0} = \frac{BV_{CE0}}{\sqrt[M]{1 + \beta_N}}$$

∴ pratica
$$BV_{CE0} \approx 30 \div 100 \text{ V}$$

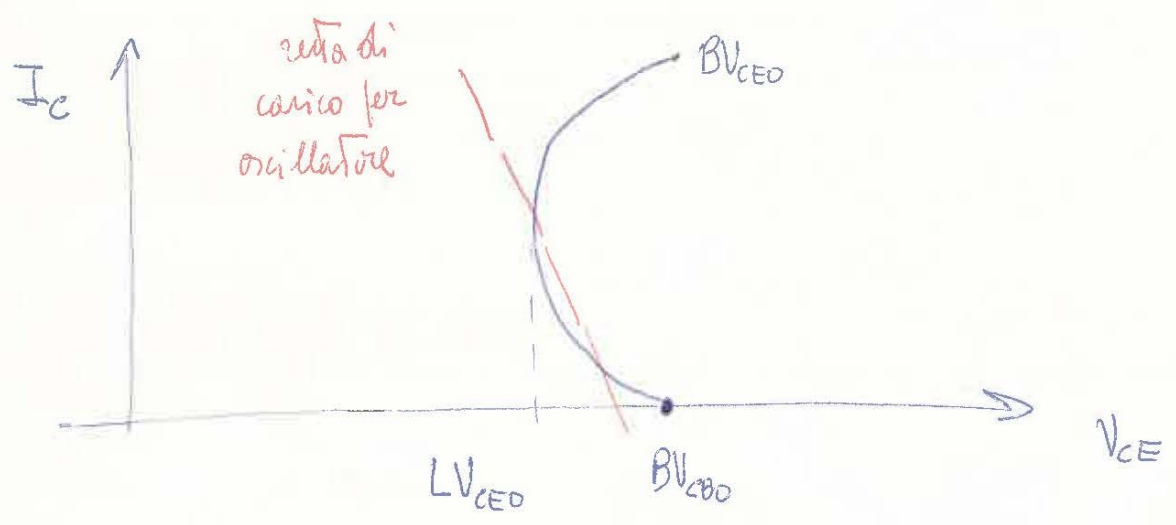
$$\beta_N \approx 100$$

$$BV_{CE0} \approx 40\% BV_{CE0}$$

ma β_N è funzione della corrente



re ne conclude che anche BV_{CEO} è funzione di I_c -
 Come visto BV_{CBO} dipende dal materiale, dai drogaggi, ma non
 da I_c → si può fare un grafico di questo tipo



$$LV_{CEO} = \min(BV_{CEO})$$

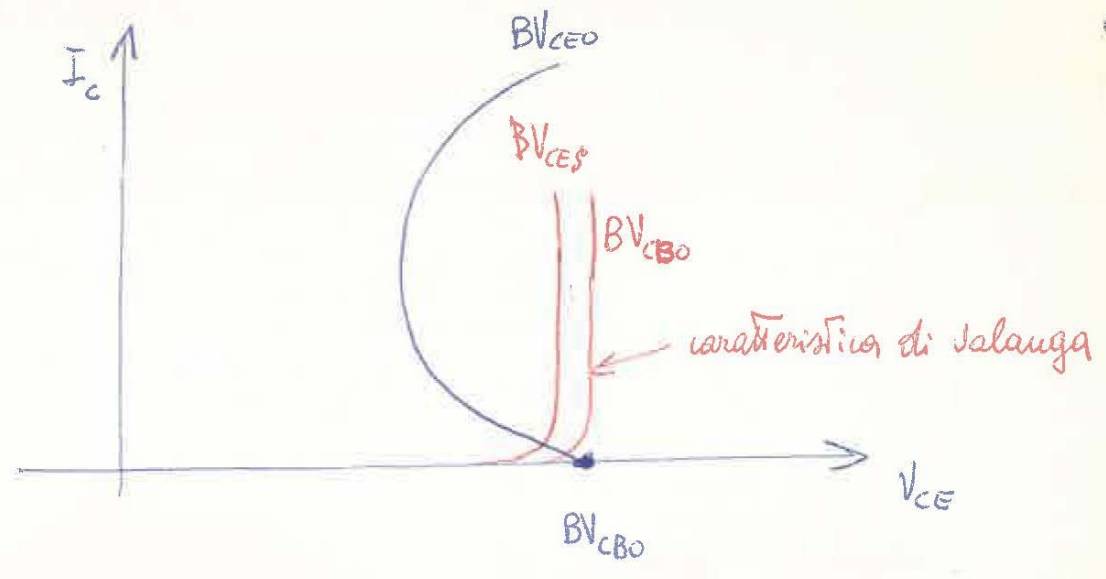
$\beta_{VN} \approx 0$ per I_c molto piccolo → $BV_{CBO} \approx BV_{CEO}$

$$I_{CES} = - \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_N \alpha_R} \approx I_{CBO}$$

leggermente maggiore

poiché α_R di solito è piccolo $I_{CES} \approx I_{CBO}$

in un grafico

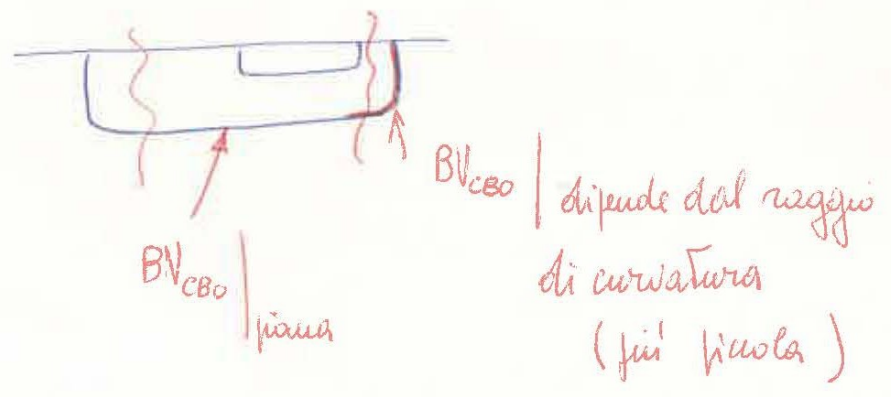


~~I_c / I_{c0}~~ ~~$BV_{CEO} = \frac{BV_{CBO}}{\sqrt{1 + \beta_N}}$~~

*
 $BV_{CEO} = \frac{BV_{CBO}}{\sqrt[1]{1 + \beta_N}}$

non sempre va bene - E' valida per strutture planare -

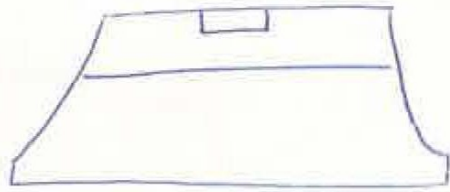
fisicamente



qui dunque avremo una $BV_{CBO} |_{r}$ che non rispetta la *

Vale invece $BV_{CEO} = BV_{CBO} |_{P} \cdot \frac{1}{\sqrt[1]{1 + \beta_N}}$

più la curvatura peggiora le cose questi transistor non vanno bene per alte tensioni \rightarrow si ricorre ad una struttura Mesa



Studio Transistor in regime variabile con profili di concentrazione non uniformi in base.

le ipotesi sono dunque

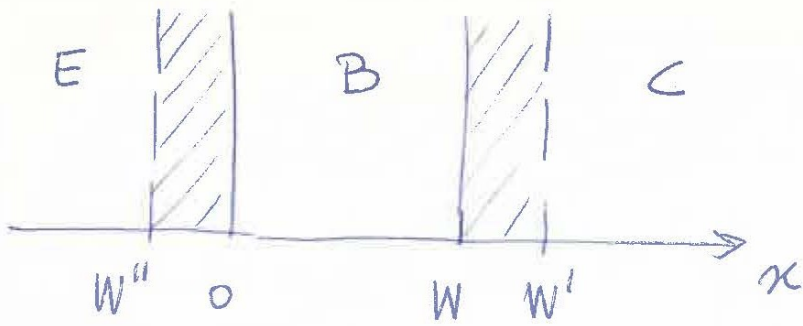
- * giunzioni piane
- * base sottile (rispetto alla lunghezza di diffusione)
- * basso livello iniezione

Studiamo un TR di tipo NPN -

In base e P \rightarrow le minoritarie sono n

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

Equazione di continuità
per la base



data la concentrazione non uniforme in base il campo elettrico si scrive \rightarrow consideriamo

$$\begin{cases} J_n = qn\mu_n E \approx -qD_n \frac{dn}{dx} & \text{per le minoritarie} \\ \cancel{J_p} = qp\mu_p E \approx -qD_p \frac{dp}{dx} & \text{per le maggioritarie} \end{cases}$$

poiché siamo in basso livello di iniezione le maggioritarie danno un contributo di corrente trascurabile \rightarrow
 Inoltre E è molto più drogato di B.

$$E = \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{1}{P} \frac{dp}{dx}$$

Si tratta ora di trovare il campo E. Basta ricavare il profilo delle concentrazioni. Supponiamo

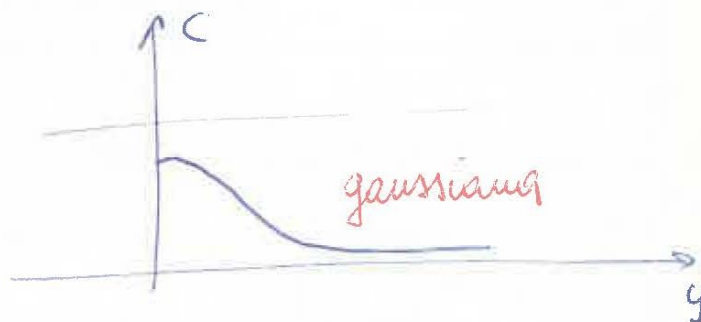
E 1 ciclo pedonazione

$$c(y) = -N_{D0} \operatorname{erfc} \frac{y}{2\sqrt{D_E t_E}}$$



B pedonazione e diffusione

$$c(y) = N_{A0} e^{-\frac{y^2}{4D_B t_B}} - N_{D\infty}$$

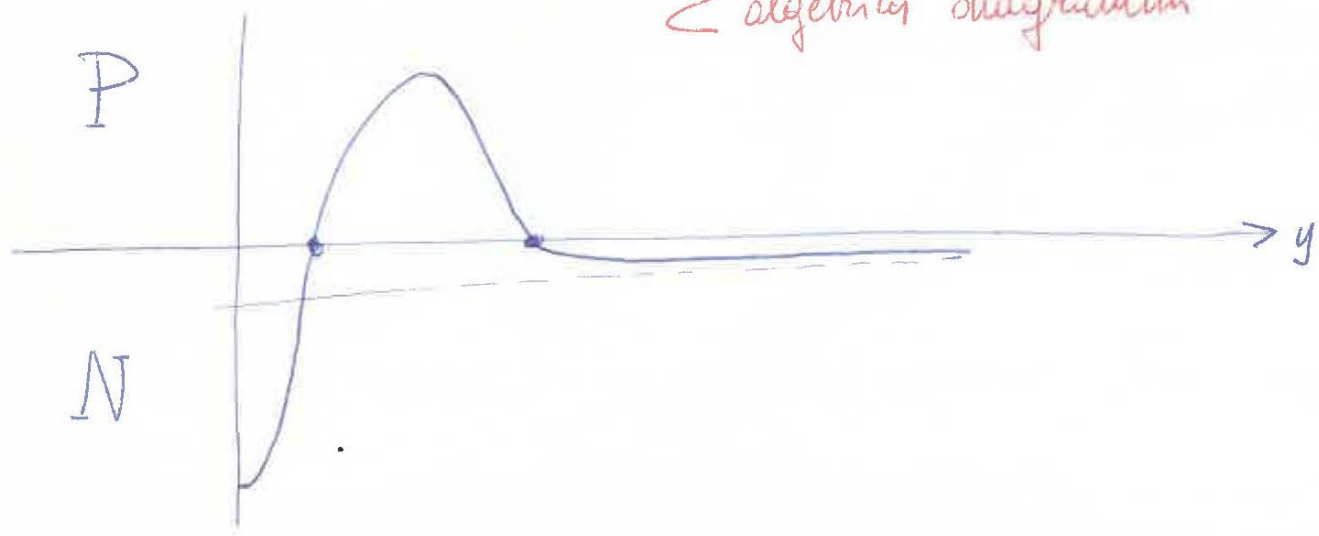


* il - e' una pura convenzione { - per i donatori
+ " gli accettori

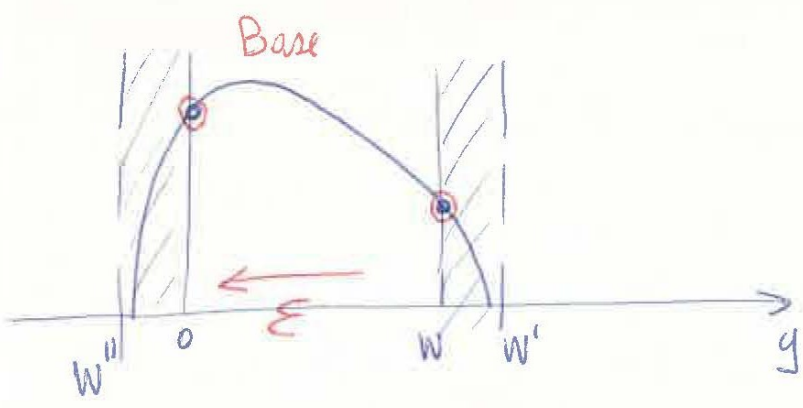
*** $N_{D\infty}$ e' la concentrazione di partenza (che si ha a distanza $\rightarrow \infty$)

Se faccio la somma algebrica dei diagrammi e uso la *

Σ algebrica diagrammi



in base le cose vanno circa così



In base pedominus il termine gaussiano -

Approssimiamo la gaussiana con un esponenziale decrescente. I.e. passi per i due punti rossi. Sarà del tipo

$$P(x) = P(0) e^{-qx}$$

perché $\epsilon = \frac{D_P}{\mu_P} \cdot \frac{1}{P} \frac{dP}{dx}$ e perché la derivata di un exp è \mathcal{L}

all'exp $\implies \epsilon = \text{cost}$; viene

$$\epsilon = -q \frac{D_P}{\mu_P}$$

definiamo $K' = \frac{P(0)}{P(W)}$

~~ma~~ $K' = e^{qW} \implies a = \frac{1}{W} \ln K' \implies \epsilon = -\frac{1}{W} \ln K' \cdot \frac{K'}{q}$

$$0 < \ln K' < 4,6$$

$$1 < K' < 10^2$$

ora che ho l'espressione del campo elettrico lo sostituisco in

Σ_m - Indico meno nell'equazione di continuità

$$\Sigma_m = -\cancel{q} \mu_m \frac{1}{w} \ln K' \cdot \frac{KT}{\cancel{q}} + q D_m \frac{dn}{dx}$$

$$\frac{dM}{dt} = \frac{1}{q} \left[-\frac{dn}{dx} \cdot \frac{\mu_m}{w} \ln K' \cdot KT + q D_m \frac{d^2 M}{dx^2} \right] - \frac{m - m_0}{\tau_m}$$

pongo $\hat{M} = m - m_0$

1 per la relazione di Einstein

$$\frac{1}{D_m} \frac{\tau_m}{\tau_m} \frac{d\hat{M}}{dt} = \left(-\frac{1}{w} \ln K' \frac{dn}{dx} \right) \frac{1}{q} \frac{\mu_m KT}{D_m} + \frac{d^2 \hat{M}}{dx^2} - \frac{1}{\tau_m} \frac{\hat{M}}{D_m}$$

↓

$$\frac{d^2 \hat{M}}{dx^2} - \frac{1}{w} \ln K' \frac{dn}{dx} - \frac{\frac{d\hat{M}}{dt} \tau_m + \hat{M}}{L_m^2} = 0$$

con la Trasformata di Laplace

$$\frac{d^2 \hat{M}}{dx^2} - \frac{1}{w} \ln K' \frac{dn}{dx} - \frac{1+s\tau_m}{L_m^2} \hat{M} = 0$$

pongo $L'_m(s) = \frac{L_m}{\sqrt{1+s\tau_m}}$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} - \frac{1}{W} \ln K' \cdot \frac{\partial i}{\partial x} - \frac{i}{L_m(s)^2} = 0$$

inoltre dobbiamo considerare le correnti di lacune.

La soluzione è del tipo:

$$\begin{cases} I_E = A_{11}(s) \left[e^{\frac{V'_{EB}}{-1}} \right] - A_{12}(s) \left[e^{\frac{V'_{CB}}{-1}} \right] \\ I_C = -A_{21}(s) \left[e^{\frac{V'_{EB}}{-1}} \right] + A_{22}(s) \left[e^{\frac{V'_{CB}}{-1}} \right] \end{cases} \quad \text{Ebers-Holl}$$

queste valgono anche in transitorio.

Espressioni coefficienti

$$\boxed{A_{11}(s)} = A_q D_n m_0(0) \left[\gamma \cot \gamma l_1 \gamma W + \frac{\ln K'}{2W} \right] +$$

$$+ A_q D_p \cdot p_0(0) (-W'') \gamma' \cot \gamma l_1 (\gamma' W_E)$$

$$\text{dove } \gamma = \sqrt{\left(\frac{\ln K'}{2W}\right)^2 + \frac{1+s\tau_n}{L_n^2}} \quad \gamma' = \frac{1+s\tau_p}{L_p} = \frac{1}{L_p'(s)}$$

$$A_{22}(\omega) = A_q D_n \cdot n_0(\omega) \left[\gamma \cot \gamma h \gamma W - \frac{\ln K'}{2W} \right] +$$

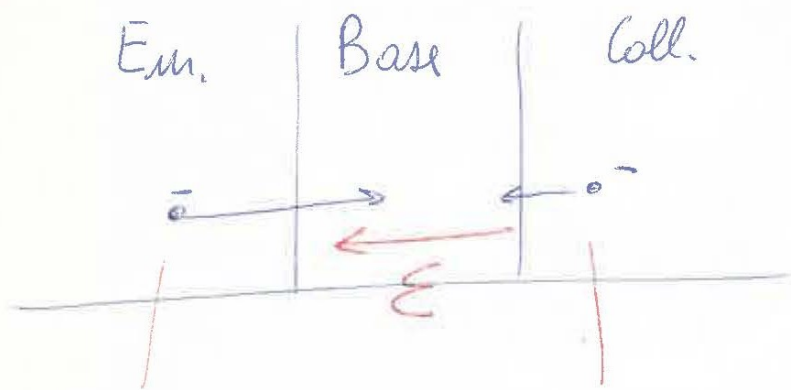
$$+ A_q D_p \beta_0(\omega') \gamma' \cot \gamma h (\gamma' W_c)$$

$$A_{12}(\omega) = A_{21}(\omega) = A D_n q n_0(0) \sqrt{K'} \gamma \cdot \operatorname{cosech}(\gamma W)$$

è interessante fare un confronto con le altre di E.M.

NB la dipendenza da β compare solo in ~~la~~, γ , γ'

$\frac{\ln K'}{2W}$ termine aggiuntivo, esso aumenta l'argomento della $\cot \gamma h$. $\frac{\ln K'}{2W}$ dipende dal campo E



favore la
iniezione

ostacola la
iniezione (come se α_R fu' piccolo)

quindi $\frac{\ln K'}{2W}$ esalta l'efficienza rispetto alla base uniforme facilitando gli elettroni e lasciando invariate le lacune (questo per l'emettitore; viceversa per il collettore $-\frac{\ln K'}{2W}$ gioca come deceleratore \rightarrow definisce l'efficienza -

$$\gamma' \coth(\gamma' W_E) = \frac{1}{L'_p(s) \cdot \tanh \frac{W_E}{L'_p(s)}} = \frac{1}{L'_p(s)}$$

quindi tiene conto della effettiva lunghezza di diffusione



la dipendenza da s è del tipo $\sqrt{1 + s\tau_p}$, ricorda la dipendenza da s di una linea RC. Allora i coefficienti si possono esprimere mediante uno sviluppo approssimato di questa linea. Facendo i conti

$A_{11}(s)$ e $A_{22}(s)$ danno alternanza di poli e zeri
(il primo è uno zero)

$A_{12}(s) = A_{21}(s)$ siamo tutti poli

quindi (permanenti al 1°) siamo

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{ii} (1+s\tau_{ii}) \\ \frac{a_{ik}}{1+s\tau_{ik}} \end{array} \right.$$

questa analisi vale per frequenze

non troppo elevate (altrimenti ci vogliono poli e zeri successivi)

le equazioni diventano

$$\begin{cases} I_E = \overbrace{a_{11} (1+s\tau_{11})}^{I_{ES}(s)} \left[e^{\frac{V_{EB}}{-1}} \right] - \overbrace{\frac{a_{12}}{1+s\tau_{12}}}^{\alpha_R(s) I_{CS}(s)} \left[e^{\frac{V_{CB}}{-1}} \right] \\ I_C = - \underbrace{\frac{a_{21}}{1+s\tau_{21}}}_{\alpha_N(s) I_{ES}(s)} \left[e^{\frac{V_{EB}}{-1}} \right] + \underbrace{a_{22} (1+s\tau_{22})}_{I_{CS}(s)} \left[e^{\frac{V_{CB}}{-1}} \right] \end{cases}$$

quello di prima + l'effetto di K'

calcolo α_N ; $\alpha_N = \frac{\alpha_N I_{ES}}{I_{ES}} = \frac{a_{21}}{a_{11}} \cdot \frac{1}{(1+s\tau_{21})(1+s\tau_{11})} = \alpha_{NO} \frac{1}{() ()}$

quindi α_N può essere dato con due poli

Dato la presenza di Δ , \exists dei ritardi nell'attraversamento della base $\rightarrow \exists$ sfasamenti tra sollecitazione (tensione) e risposta (corrente di collettore)

Espressioni di r

$$r_{11} = r_m \frac{\left(\frac{W}{L_m}\right)^2}{3 + \left(\frac{W}{L_m}\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \ln K'\right)^2 + \frac{3}{2} \ln K'}$$

$$r_{12} = r_m \frac{\left(\frac{W}{L_m}\right)^2}{6 + \left(\frac{W}{L_m}\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \ln K'\right)^2}$$

r_{21}

base stretta $\frac{W}{L_m} \ll 1$

uniforme $\ln K \rightarrow 0$

Tenendo conto che $\alpha_N = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_m}\right)^2$

\uparrow
espressione semplificata di α_N

$$(r_E = 1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{11} = r_m \frac{1}{3} \left(\frac{W}{L_m}\right)^2 \\ r_{21} = r_m \frac{1}{6} \left(\frac{W}{L_m}\right)^2 \end{array} \right.$$

$$r_{11} = \frac{2}{3} r_m (1 - \alpha_N)$$

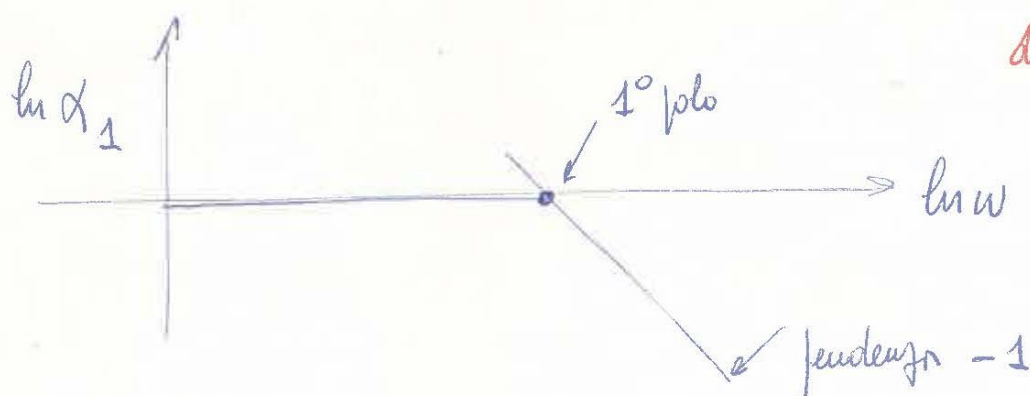
$$r_{21} = \frac{1}{3} r_m (1 - \alpha_N)$$

Come si vede la presenza di $\ln K'$ diminuisce le costanti di tempo - Per $\ln K'$ grande $\tau_{12} \approx \tau_{11}$, più precisamente

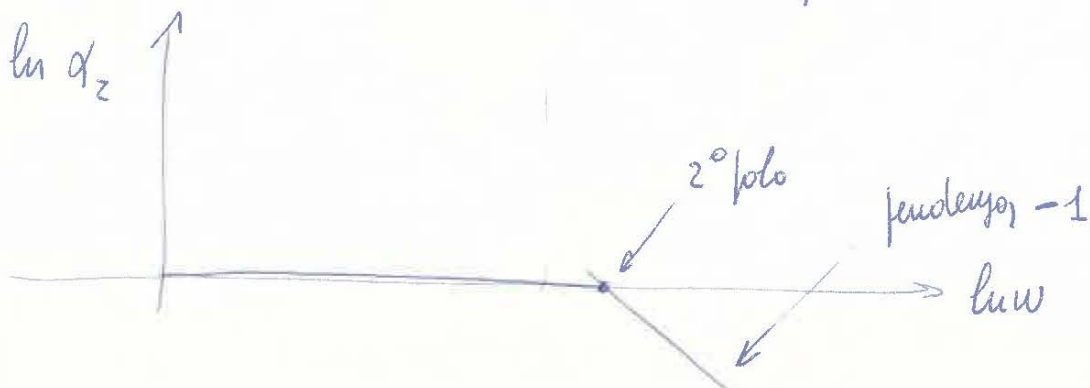
se $\ln K' = 2$ $\tau_{11} = \tau_{12}$

se $\ln K' > 2$ $\tau_{21} > \tau_{11}$ (ma vicini)

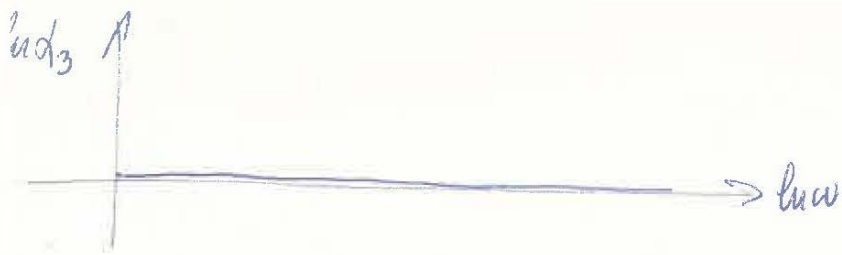
per quanto visto anche α_N si può rappresentare con una linea RC (per ora approssimata con due poli) - Fino al secondo polo si presenta come un semplice integratore \rightarrow ha una caratteristica del tipo



dovuto a $\frac{1}{1+s\tau_{12}}$

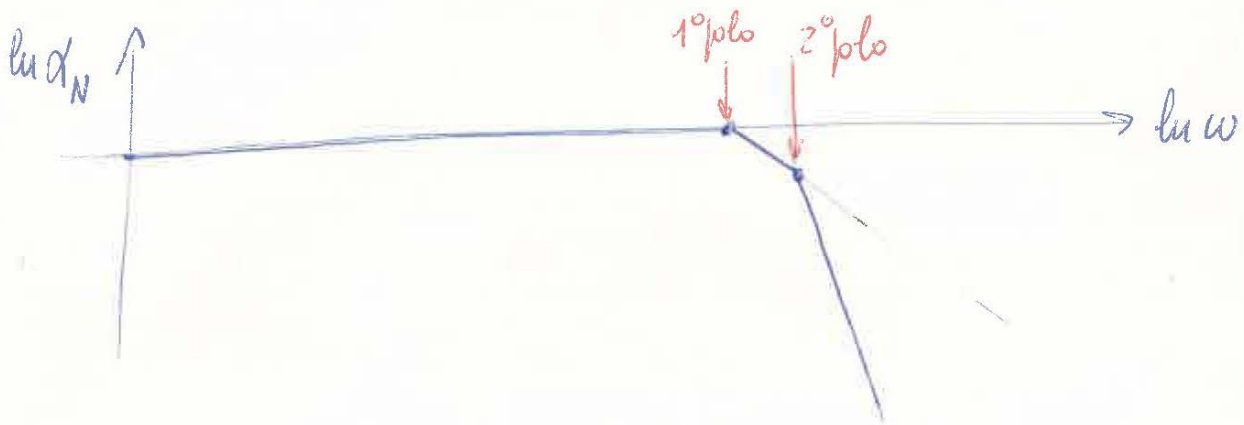


dovuto a $\frac{1}{1+s\tau_{11}}$



debito a d_{No}

il grafico risultante delle 3 celle e' la Σ dei grafici



anche per β ~~risolto~~ ci sono grafici analoghi \rightarrow viene spontaneo definire
e delle frequenze di taglio e bande. (le vedremo).

ricordo
$$Y = \sqrt{\left(\frac{l_{uK}'}{Z_W}\right)^2 + \frac{1 + \Delta \tau_m^2}{L_m^2}}$$

$$\underline{\Delta \tau_m} \gg 1$$

l_{uK}' \mathcal{L} campo elettrico

se $\left(\frac{l_{uK}'}{Z_W}\right)^2 \gg \frac{1}{L_m^2}$ e $\left(\frac{l_{uK}'}{Z_W}\right)^2 \gg \frac{\Delta \tau_m^2}{L_m^2} \implies Y \approx \frac{l_{uK}'}{Z_W}$

Possiamo sempre pensare γ del tipo: $\gamma = K \sqrt{1+x}$, infatti:

$$\gamma = \frac{\ln K'}{zW} \sqrt{1 + \Delta \frac{z_m}{L_m^2} \left(\frac{zW}{\ln K'} \right)^2} \approx \frac{\ln K'}{zW} \left[1 + \frac{1}{2} \Delta \frac{z_m}{L_m^2} \left(\frac{zW}{\ln K'} \right)^2 \right]$$

↑
sviluppo in serie

$$\gamma_W = \frac{\ln K'}{z} \left[1 + \frac{1}{2} \Delta \frac{z_m}{L_m^2} \left(\frac{zW}{\ln K' \cdot L_m} \right)^2 \right]$$

$$\gamma_W = \frac{\ln K'}{z} + \frac{\ln K' \cdot \Delta \cdot z_m}{4} \left(\frac{zW}{\ln K' \cdot L_m} \right)^2$$

$$\gamma_W = \frac{\ln K'}{z} + \Delta \cdot z_m \cdot \frac{W^2}{\ln K' \cdot L_m^2}$$

ricordo

$$\gamma = \frac{\ln K'}{zW}$$

ricordo l'espressione di $A_{12}(s)$

$$A_{12}(s) = A_{21}(s) = A \cdot D_m \cdot q \cdot n_0(0) \cdot \sqrt{K'} \cdot \underbrace{\gamma \cdot \text{wech } \gamma_W}$$

$$\gamma_{NO} = \frac{\gamma_{11}^2 (1 + \gamma_{12}^2)}{\left(1 + \frac{\gamma_{11}^2}{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2}\right) \left(1 + \frac{\gamma_{12}^2}{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2}\right)}$$

$$\frac{\gamma_{21}^2}{\left(\frac{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2 + \gamma_{11}^2}{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2} + \gamma_{11}^2 - \gamma_{12}^2\right) \left(\frac{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2 + \gamma_{12}^2}{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2} + \gamma_{11}^2 - \gamma_{12}^2\right)} = \frac{\gamma_{11}^2 - \gamma_{12}^2}{(4\gamma_{11}^2 - \gamma_{12}^2)^2}$$

$$\gamma_{NO} = \frac{\gamma_{11}^2 - \gamma_{12}^2}{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2}$$

by 71 $\frac{z}{L_m} \Delta \gamma_m \gg 1$

$$\left(\frac{L_m k'}{zW}\right)^2 \gg \frac{\Delta \gamma_m}{L_m^2}$$

$$\gamma \approx \frac{L_m k'}{zW} \quad 19$$

$$\gamma \approx \frac{L_m k'}{zW} \left(1 + \frac{\Delta \gamma_m}{L_m^2} \left(\frac{zW}{L_m k'}\right)^2\right)$$

$$fW = \frac{L_m k'}{z} + \Delta \gamma_m \frac{W^2}{L_m k' \cdot L_m^2} \quad 29$$

$$\operatorname{cosech} \gamma W = \frac{z}{e^{\gamma W} - e^{-\gamma W}} \quad \text{se } \gamma W \text{ grande}$$

$$\operatorname{cosech} \gamma W \approx z e^{-\gamma W} = z e^{-\frac{\ln K'}{z} - \Delta^2 \frac{W^2}{\ln K' \cdot L_M^2}}$$

sostituendo in $A_{12}(s)$ ho

$$z e^{-\gamma W} = z e^{-\ln \sqrt{K'} - \Delta^2 \frac{W^2}{\ln K' \cdot L_M^2}}$$

$$A_{12}(s) = A \cdot D_m \cdot q \cdot n_0(0) \underbrace{\frac{\ln K'}{zW}}_{\gamma} \underbrace{z \frac{1}{\sqrt{K'}} e^{-\Delta^2 \frac{W^2}{\ln K' \cdot L_M^2}}}_{\operatorname{cosech} \gamma W}$$

quindi è un termine del tipo

$$A_{12}(s) = A_{12_0} e^{-s t_0}$$

$$\text{dove } t_0 = \frac{W^2}{D_m \ln K'}$$

Tempo di ritardo

ma $\frac{W^2}{z D_m}$ è il tempo di transito \rightarrow con forte campo

elettrico il tempo di transito è moltiplicato per $\frac{z}{\ln K'}$

noi abbiamo visto che $\alpha_M = \frac{d_{no}}{(1+s\tau_{11})(1+s\tau_{12})}$

$$\text{ma } \alpha_N = -\frac{A_{21}(s)}{A_{11}(s)} = \frac{d_{no}}{1+s\tau_{11}} e^{-s\tau_0} \quad \text{per quanto visto}$$

$$\alpha_N = \frac{d_{no}}{1+s\tau_{11}} e^{-s\tau_0}$$

altra espressione molto usata di α_N

Consideriamo ora i "tagli" cui abbiamo appena definito. Se ne

Taglio α

quella pulsazione ω_α tale che $|\alpha_N| = \frac{d_{No}}{\sqrt{2}}$

Taglio β

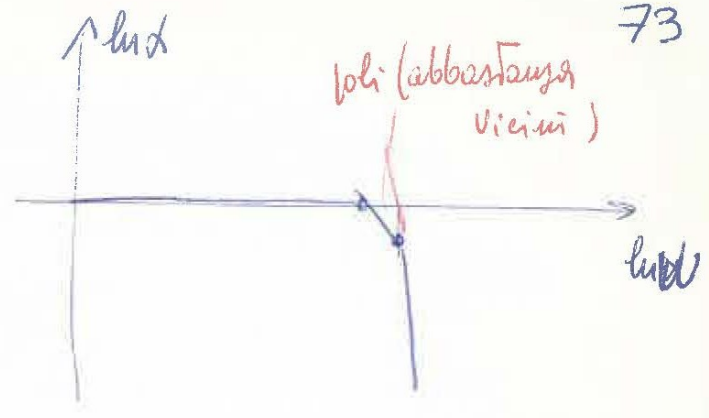
" " ω_β " " $|\beta_N| = \frac{\beta_{No}}{\sqrt{2}}$

banda

" " ω_f " " $|\beta_N| = 1$

onore del

$$\omega_d = \frac{1}{\sqrt{z_{11}^2 + z_{21}^2}} \quad \text{BH}$$



$$\beta_N = \frac{d_{no}}{1 - d_{no}}$$

$$\beta_N(s) = \frac{d_{no}}{(1 + s z_{11})(1 + s z_{21}) - d_{no}}$$

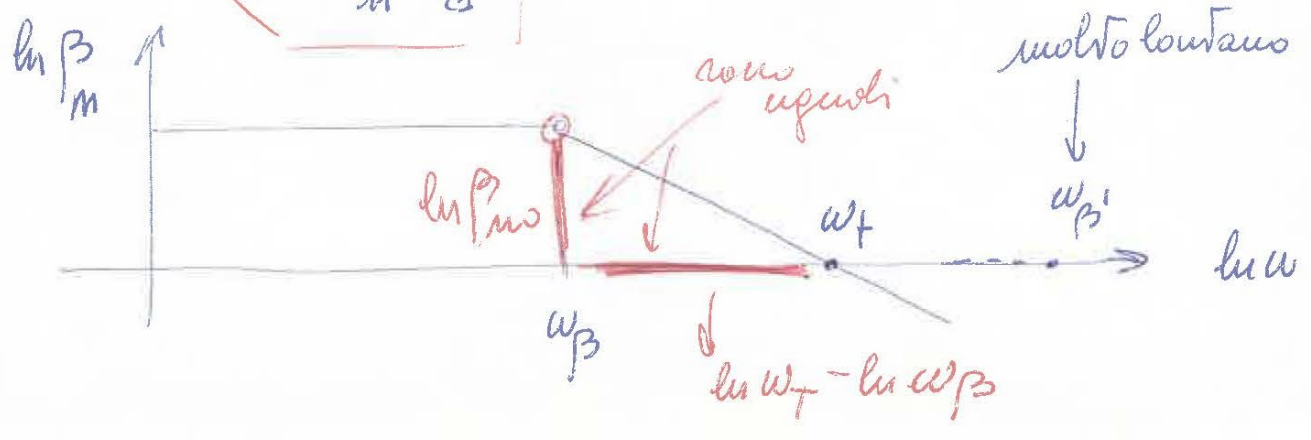
con conti (non fatti)

$$\beta_N(s) = \frac{\beta_{No}}{\left(1 + \frac{s}{\omega_{\beta}}\right)\left(1 + \frac{s}{\omega_{\beta'}}\right)}$$

ω_{β} e $\omega_{\beta'}$ diversi per fin' di 1
 fattore $\beta_N \rightarrow$ sono distanti \rightarrow
 \rightarrow e' importante solo l'effetto del
 primo polo

con conti

$$\omega_{\beta} = \frac{1 - d_{no}}{z_{11} + z_{21}} \quad \text{BH}$$



quindi $\beta(s)$ può essere dato con un solo polo. Osserviamo che $\omega \ll \omega_d$.

Nella zona dell'effetto del polo ($|\beta| \approx 1$) si ha

$$1 = \frac{\beta_{NO}}{\cancel{1} + \frac{\omega_{\pi}}{\omega_{\beta}}}$$

$$\Rightarrow \omega_{\pi} \approx \beta_{NO} \cdot \omega_{\beta}$$

con considerazioni
geometriche
(p. 73)

ma

$$\omega_{\pi} \approx \frac{(1-d_{mo}) d_{mo}}{(1-d_{mo})} \cdot \frac{1}{\tau_{11}^2 + \tau_{21}^2} = \frac{d_{mo}}{\tau_{11}^2 + \tau_{21}^2} = \omega_{\pi}$$

invece $\omega_d = \frac{1}{\sqrt{\tau_{11}^2 + \tau_{21}^2}} \rightarrow$ sempre $\omega_{\pi} < \omega_d$

per un TR a base uniforme

$$\tau_{11} = \frac{2}{3} \tau_m (1-d_m) \quad \tau_{21} = \frac{1}{3} \tau_m (1-d_m) \rightarrow$$

$$\omega_{\pi} = \frac{1}{\tau_m (1-d_m)}$$

ma da $\bar{\tau}_n (1 - \alpha_n)$ ~~non~~ perché $\alpha_n = 1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2}$

$$\bar{\tau}_n (1 - \alpha_n) = \frac{1}{2} \bar{\tau}_n \frac{W^2}{L_p^2} = \frac{W^2}{2D_p}$$

$$\omega_{\text{eff}} = \frac{d}{\bar{\tau}_n (1 - \alpha_n)} = \frac{2D_p}{W^2}$$

facendo conti otteniamo anche

$$\omega_{\alpha} = \frac{3}{\sqrt{5}} \left(\frac{2D_p}{W^2} \right) \approx 1,3 \frac{2D_p}{W^2}$$

per piccoli segnali $\omega_{\alpha} \approx 1,22 \frac{2D_p}{W^2}$
 \uparrow
 piccoli segnali

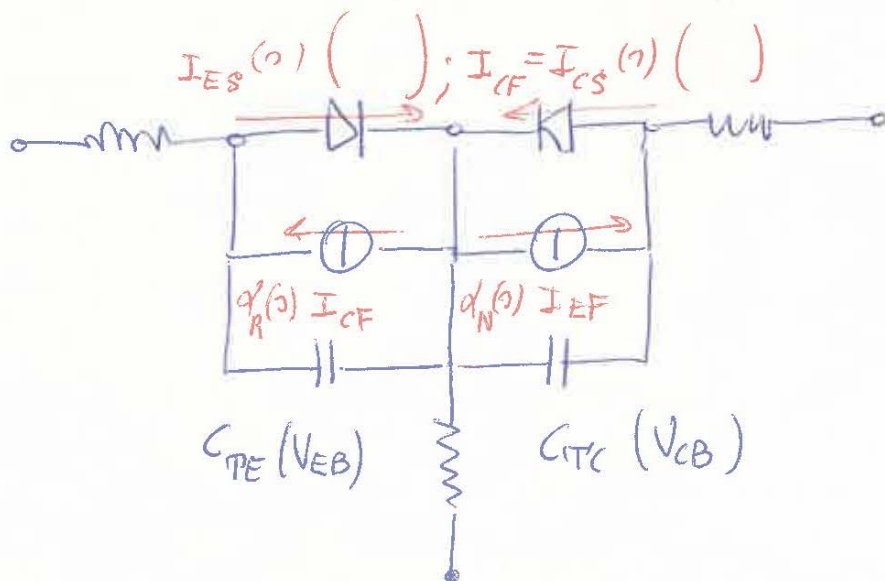
inoltre tutto il discorso regge abbastanza.

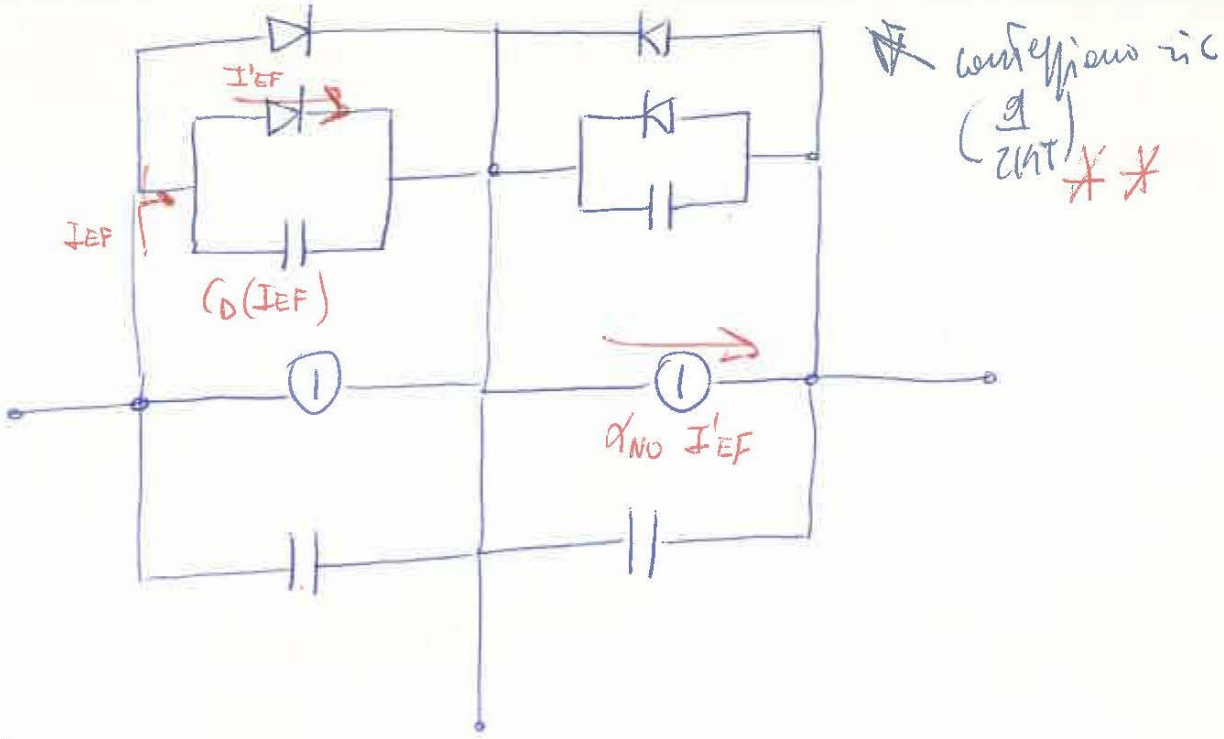


Riprendiamo

$$\begin{cases} I_E = I_{ES}^{(s)} \left[e^{V_{EB}'} - 1 \right] - \alpha_R^{(s)} I_{CS}^{(s)} \left[e^{V_{CB}'} - 1 \right] \\ I_C = -\alpha_N^{(s)} I_E^{(s)} \left[\quad \right] + I_{CS}^{(s)} \left[\quad \right] \end{cases}$$

qui non si tiene conto della capacità di transizione (variazione della carica per effetto di ΔV). Possiamo tenerne conto a posteriori con capacità non lineari. Possiamo anche aggiungere resistenze. Ci possiamo ricondurre ad un modello con elementi che non dipendono da ~~da~~ (basta fare una rete che da' da se' i poli) **





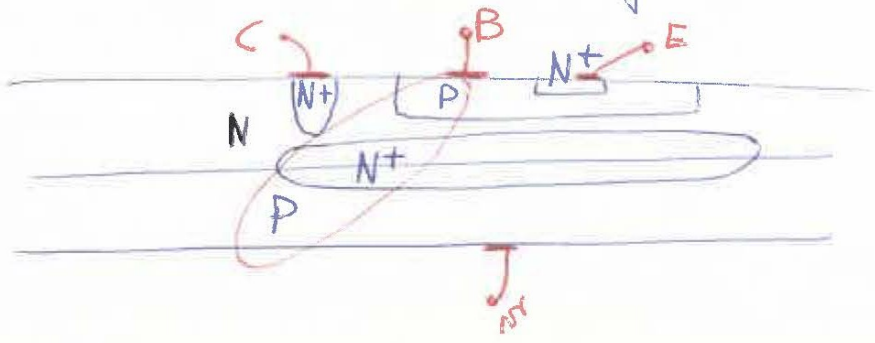
questo e' come quello di prima con $\alpha'_{NO} = \frac{\alpha_{NO}}{1 + \beta_{E1}}$ (solo polo)

* in questo modello non si tiene conto dell'addensamento di corrente in base

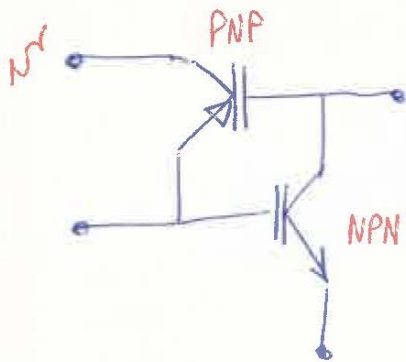
* non si tiene conto dei fenomeni di alta corrente nel collettore

Considerazioni sul transistor integrato

1°] presenza di una ulteriore giunzione

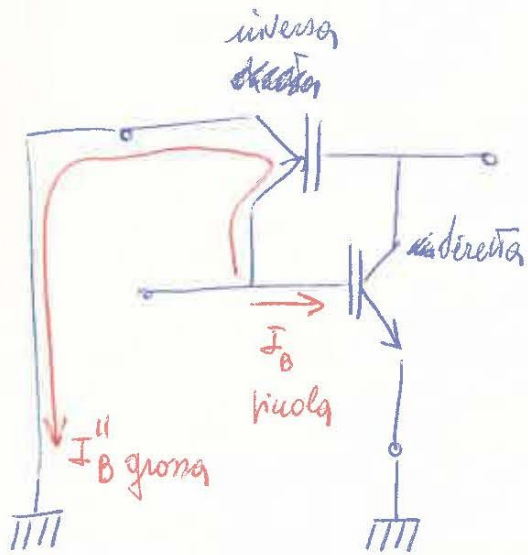


È come se avessimo due TR con collegati



se PNP è in zona attiva va male - (PNP parasita)

Caso interessante



I_B'' del fastidio perché toglie corrente dalla base \rightarrow bisogna ridurre -

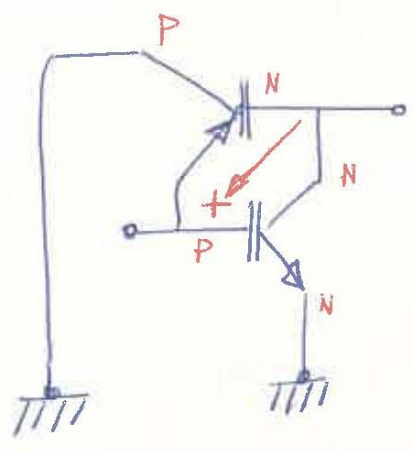
o per $I_B'' = f(\alpha_N(\text{PNP})) \rightarrow$ basta ridurre $\alpha_N(\text{PNP})$ per esempio

con uno strato seppellito

Supponiamo che NPN vada in saturazione ($V_{CE} = 0$) \rightarrow

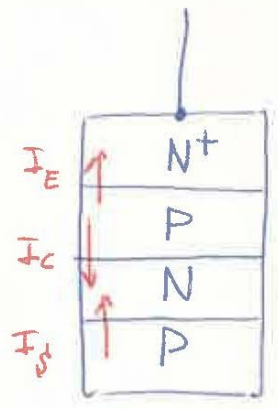
$V_{BC} = V_{BE}$ positivi \rightarrow polarizzazione diretta

Ma allora il transistor PNP e' polarizzato anch'esso direttamente \rightarrow conduce molto \rightarrow riduce di molto la corrente di saturazione



una estensione al caso di 3 giunzioni

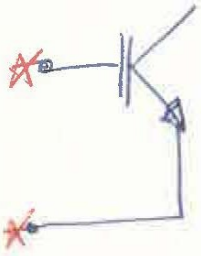
Si avranno 3 equazioni invece di due



$$\begin{vmatrix} I_E \\ I_C \\ I_S \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_{11}(\Delta) & A_{12}(\Delta) & 0 \\ A_{21}(\Delta) & A_{22}(\Delta) & A_{23}(\Delta) \\ 0 & A_{32}(\Delta) & A_{33}(\Delta) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} +V'_{EB} \\ e^{-1} \\ V'_{BC} \\ -1 \\ V'_{SC} \\ -1 \end{vmatrix}$$

\nearrow perché la giunzione 1 e 3 non si influenzano

Comportamento diodi nei circuiti integrati

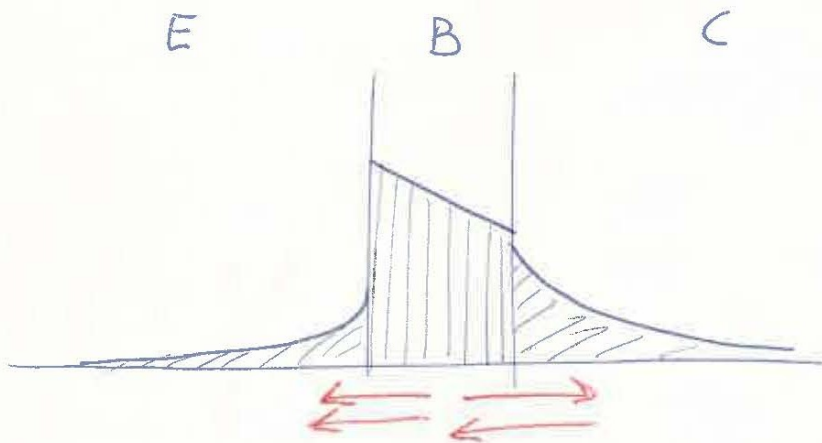


$$I_c = 0$$

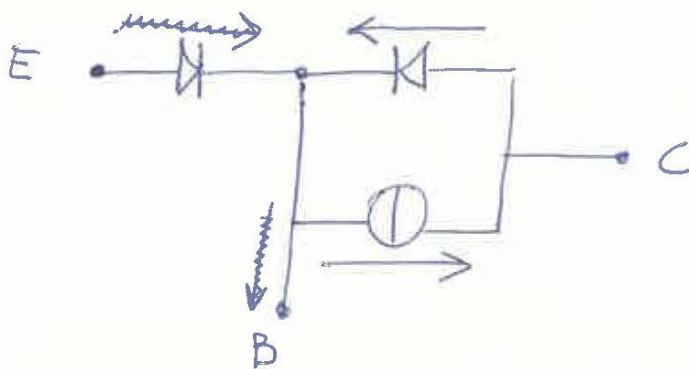
Tensione rottura BV_{EBO} ($\approx 7V$)

corrente inversa I_{EBO}

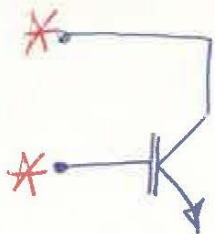
distribuzione cariche in polarizzazione diretta
Vol.



correnti uguali e
contrarie che si annullano



E. M.
nella 2^a figura



$I_E = 0$

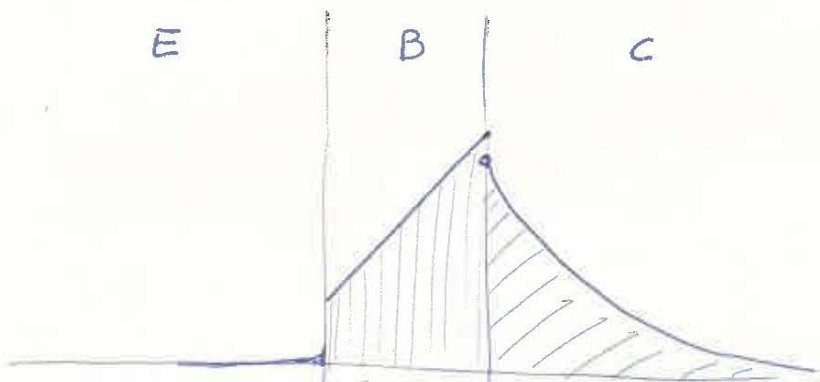
Tensione rottura

BV_{CBO} (~~AVO~~)

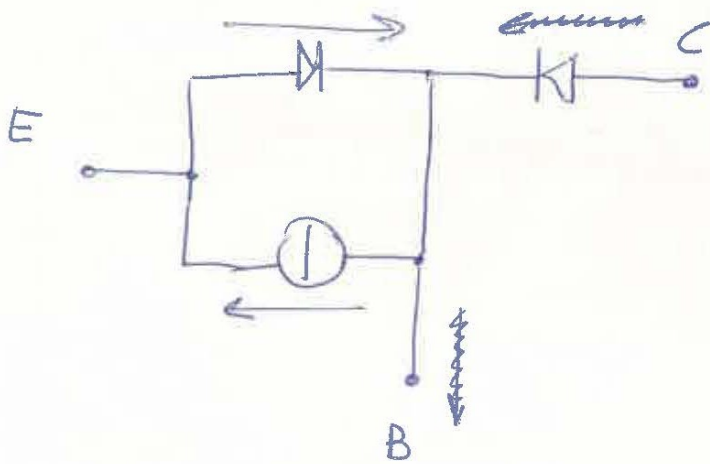
corrente inversa

I_{CBO}

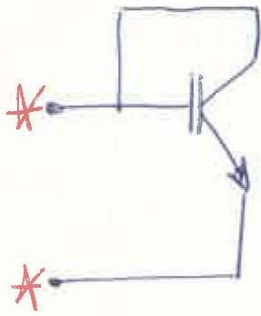
distribuzione concentrazioni in diretta



correnti uguali e contrarie



E.M.
nella 2^a forma



$$V_{CB} = 0$$

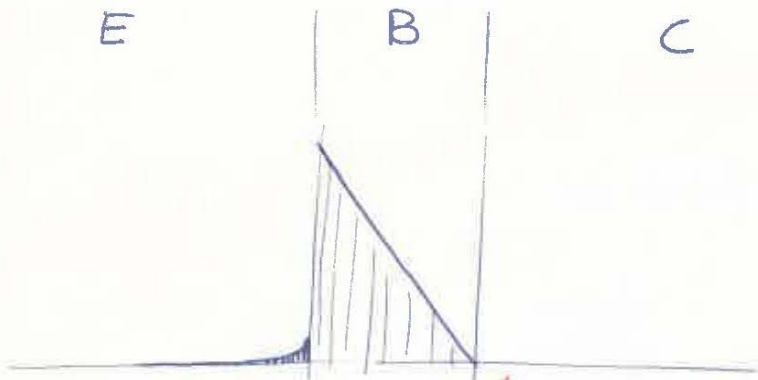
Tensione rovescia

$$BV_{EB\beta} \approx BV_{EBO}$$

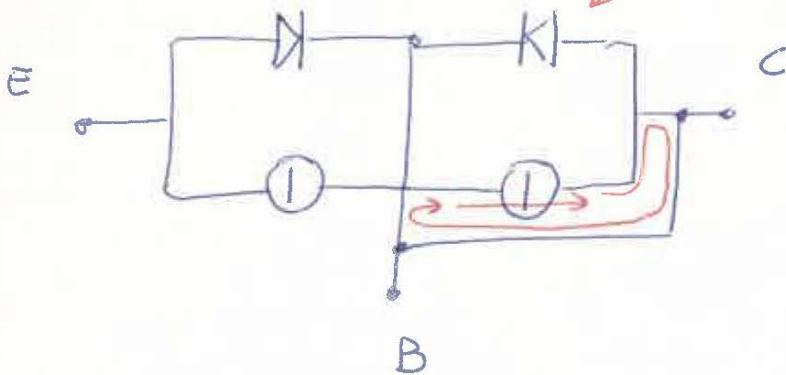
corrente inversa

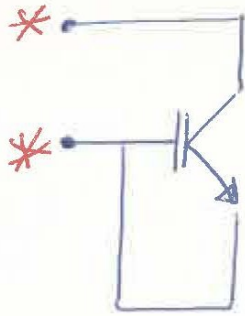
$$I_{EB\beta} = \frac{I_{EBO}}{1 - \alpha_R \cdot \alpha_N}$$

distribuzione concentrazione in diretta



in corto (tensione nulla applicata)



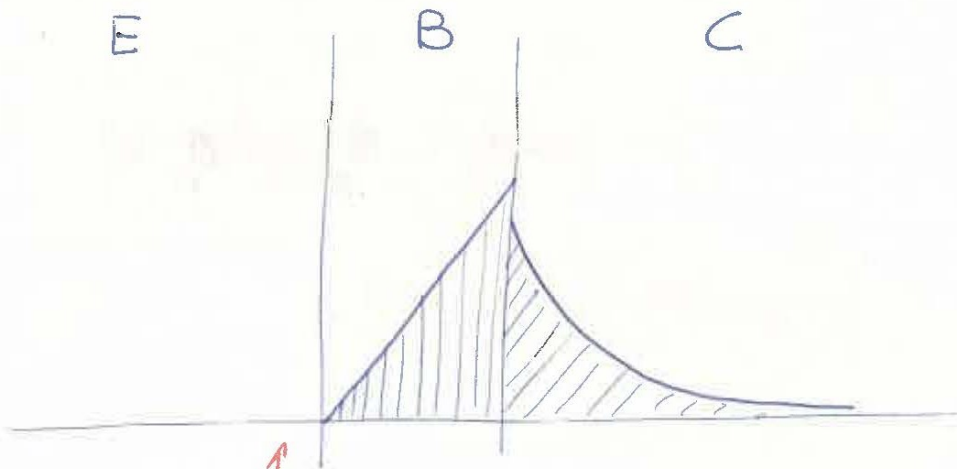


$$V_{EB} = 0$$

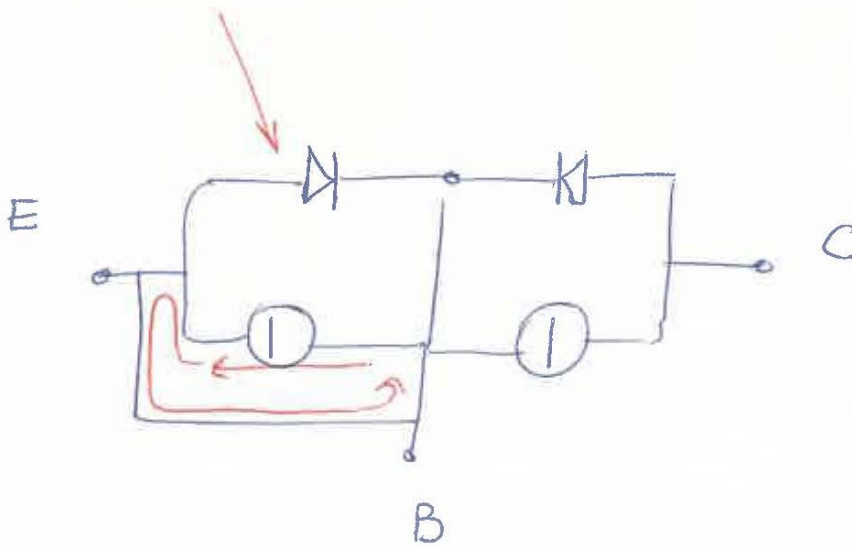
Tensione rottura $BV_{CB\beta} \approx BV_{CB0}$

Corrente inversa $I_{EB\beta} = \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_R \alpha_N}$

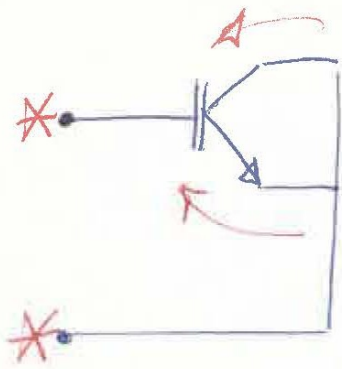
distribuzione concentrazioni in diretta



↑
Tensione applicata nulla



stessa tensione



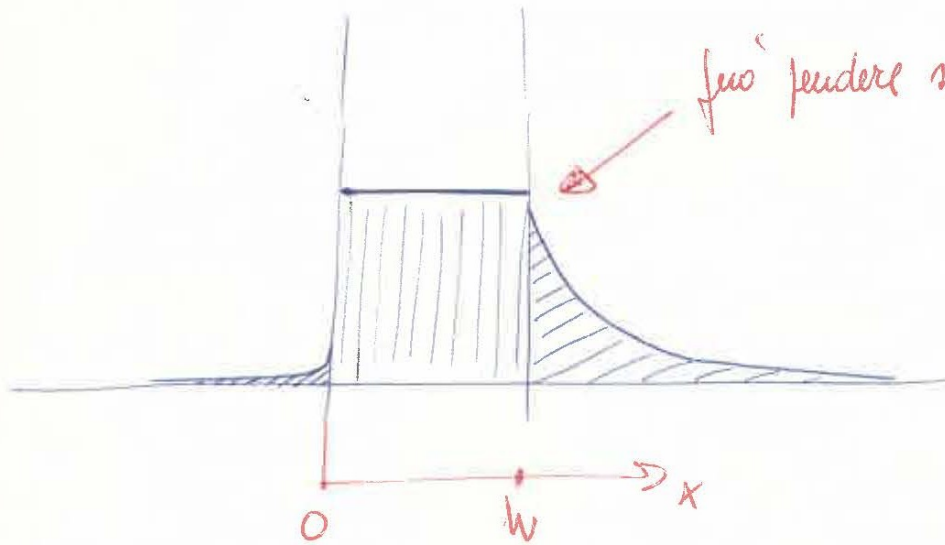
$$V_{CE} = 0$$

$$\text{Tensione rottura} \approx BV_{EBO}$$

$$\text{Corrente inversa} \approx I_{CBO}$$

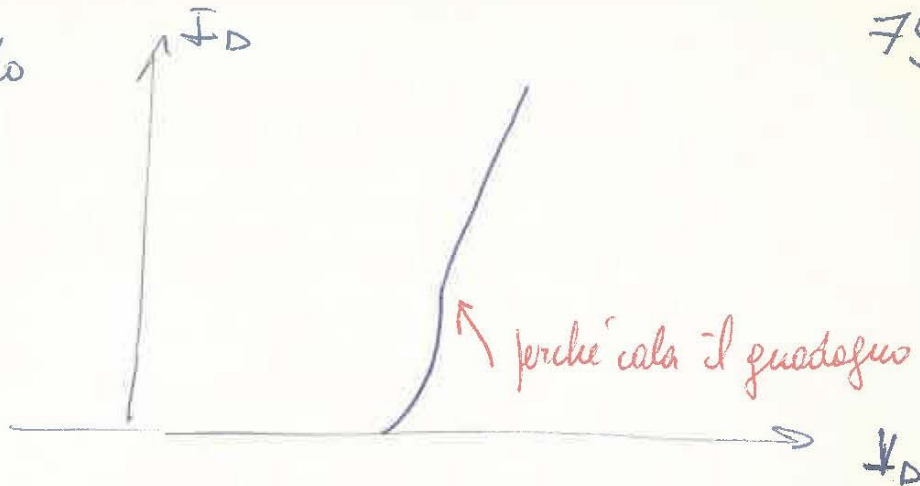
(come ordine di grandezza)

distribuzione concentrazioni in diretta

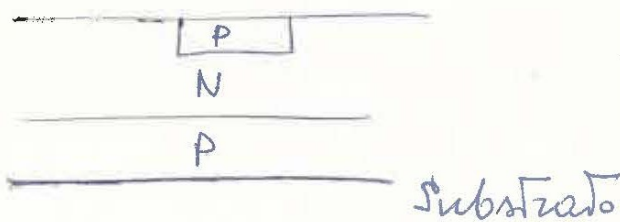
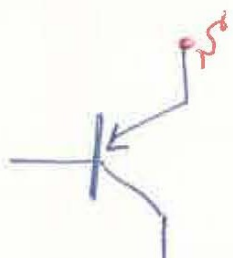


Il diodo che richiede minor carica e' il Tergo \rightarrow e' il piu' veloce. Pero' presenta la piu' piccola tensione di rottura

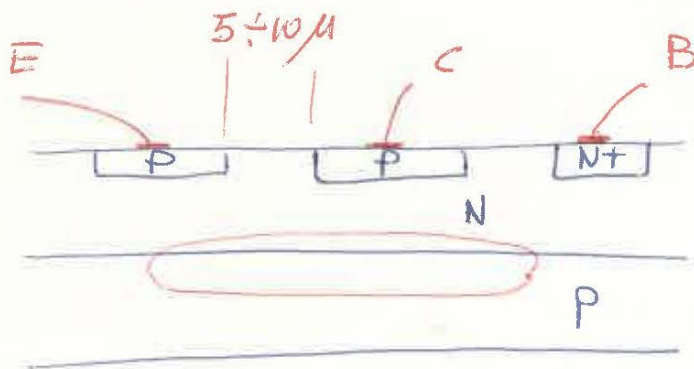
Caratteristica 3° diodo



Transistor PNP



PNP laterale



molto economico

guadagno basso - taglio basso

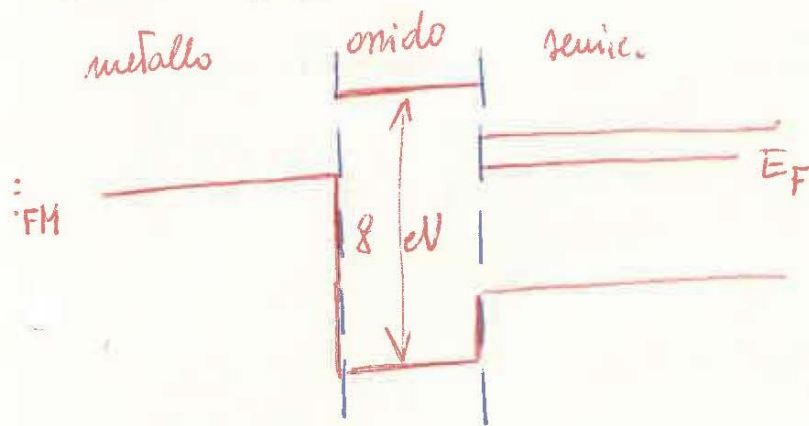
* * * * *

MOS

metallo-ossido-semiconduttore

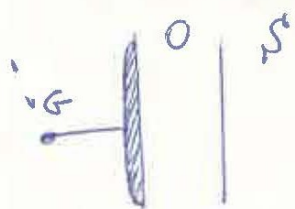
poteri amplificative

Equilibrio



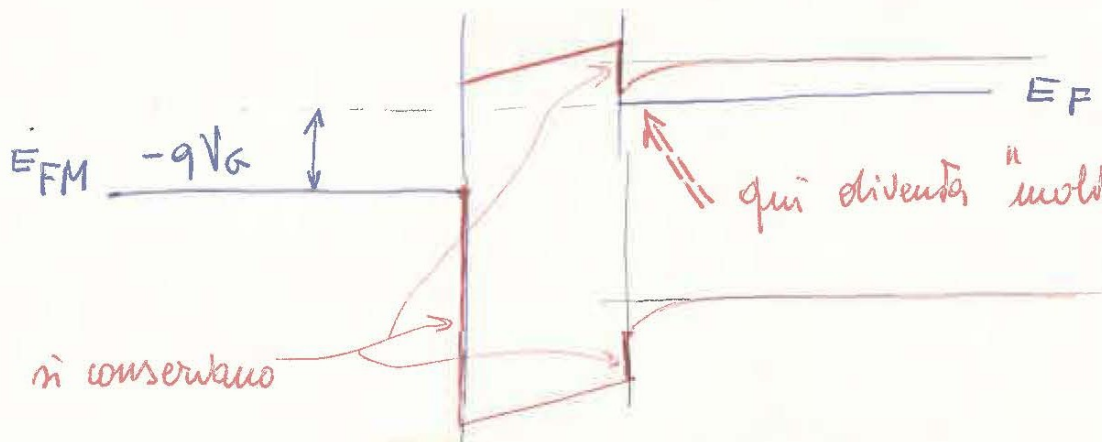
1) i due livelli Fermi coincidono (in realtà non è vero, dipende dai materiali e dai drogaggi) per $V_G = 0$

Applichiamo ora una tensione V_G (+ per es.)



$$\Delta E_F = qV_G$$

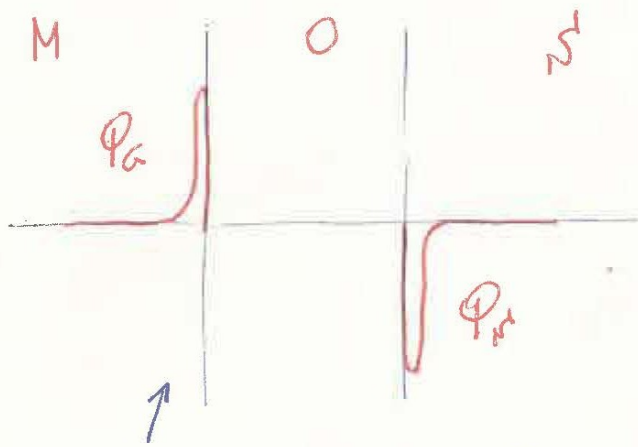
le cose vanno dunque in questo modo



Energia
($V_G > 0$)

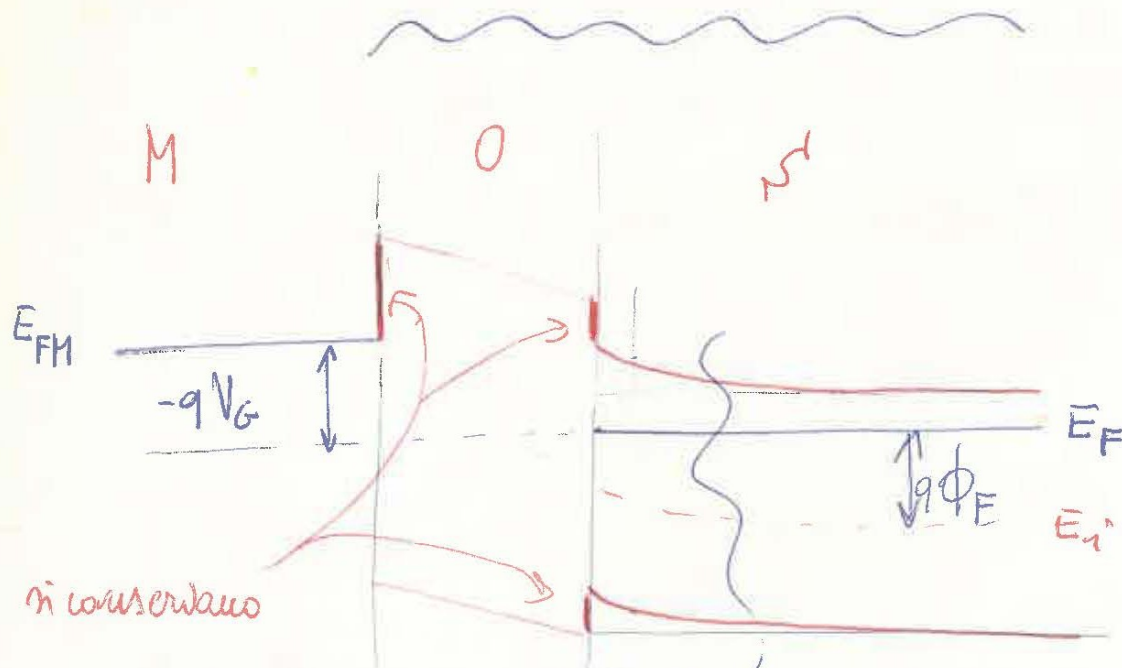
si conservano

quindi e' chiaro che sulla superficie del semiconduttore si ha un accumulo di cariche - Vediamo l'andamento delle cariche.



Carica
($V_G > 0$)

e' come un condensatore $[\Phi_G = -\Phi_{s'}]$ (per unita' di sup.)



Energia
($V_G < 0$)

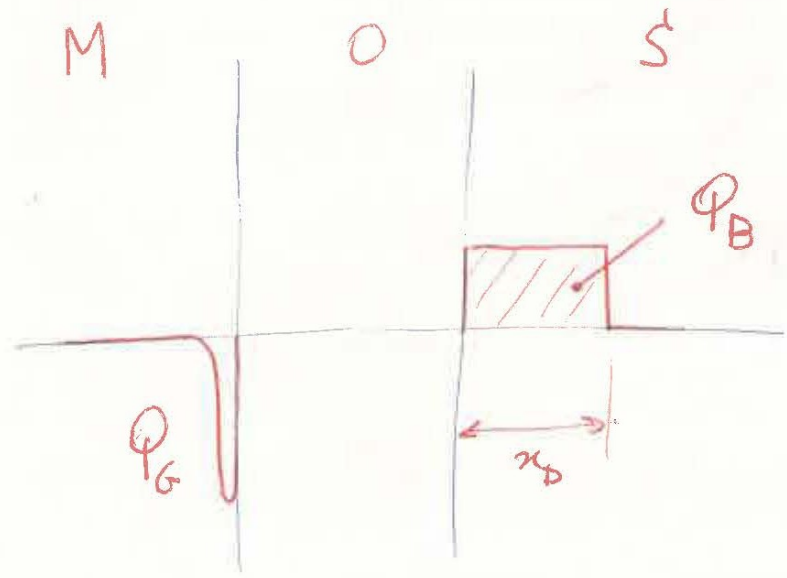
Tende a diventare intrinseco \Rightarrow e' praticamente neutro di portatori

nelle concentrazioni la tensione compare e esprime →
valori non grandi di tensione danno spostamenti notevoli

$$n = n_i e^{\frac{q\phi_F}{kT}}$$

$$\phi_F \rightarrow \frac{1}{2} \phi_F$$

allora $n \rightarrow \sqrt{n}$



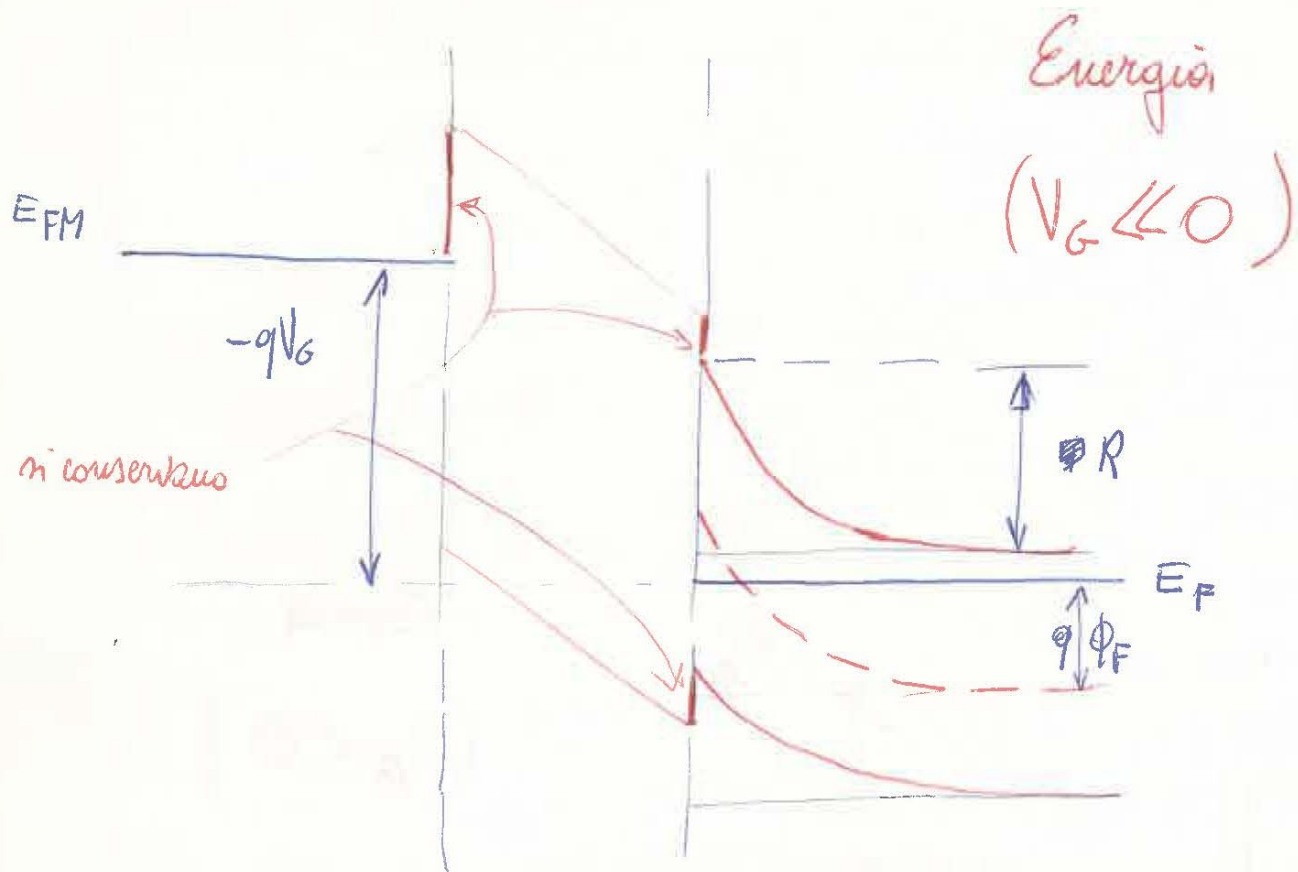
Carica
($V_G < 0$)

$$\phi_G = -\phi_B = -qN_D x_D$$

(per unità di surf.)

$$-\phi_G = qN_D x_D$$

Aumentando la tensione (in modulo) diventa intrinseco -
" " " " " " " " inverso -

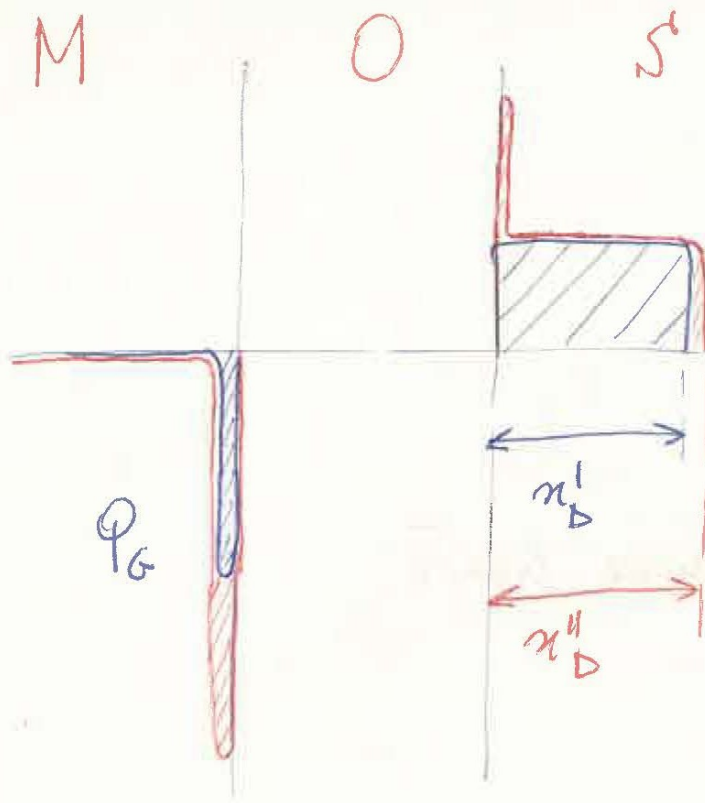


quando $R = zq\phi_F$ ho la condizione di

inversione tecnica (non tecnica)

in parole molto banali: "è diventato tutto P quando era N in potenza"

Vediamo la carica



Carica
($V_G < 0$)

Blu Inversione
limite

Roma Inversione
profonda

$$\sigma_D^I \approx \sigma_D^V = \sigma_{Dmax}$$

nel caso di inversione limite: $-\Phi_G = q N_D \sigma_{Dmax} = \Phi_{Bmax}$

" " " inversione profonda $-\Phi_G = q N_D \sigma_{Dmax} + \Phi_P$

Esprimiamo V_G come Σ di due contributi

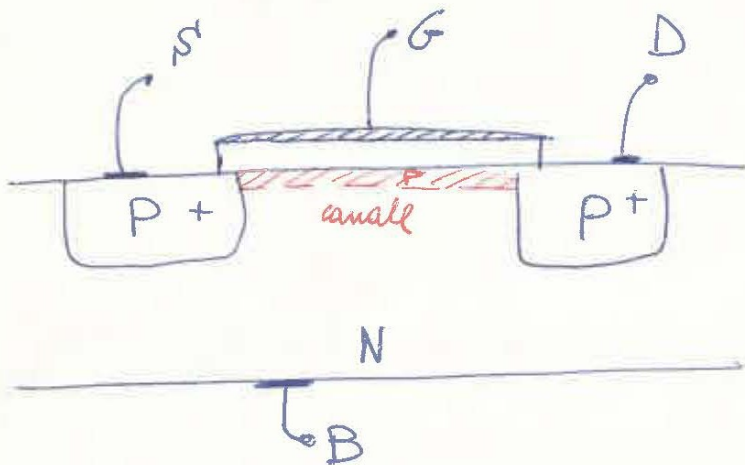
$$V_G = \frac{\Phi_G}{C_0} - \Phi_{N_D}$$

↑ dovuto al fessuramento delle bande

$$C_0 = \frac{\epsilon'}{\kappa_0} \left[\frac{\text{Farad}}{\text{m}^2} \right] \quad \leftarrow \text{dell'ossido}$$

nel caso di inversione limite $\phi_{F'} = z\phi_F$

Tensione a cui avviene l'inversione limite



con $V_{GB} < 0$ per quanto visto prima formo un canale di conduzione tra S e D [spesso S è corto con B]

$$V_{\text{th}} = - \frac{Q_{B\text{max}}}{C_0} - z\phi_F$$

ma $Q_{B\text{max}} = q N_D x_{D\text{max}}$

$$\Phi_{Bmax} = q N_D \sqrt{\frac{\epsilon}{q} \frac{1}{N_D} z \phi_F};$$

$$\Phi_{Bmax} = \sqrt{4 \phi_F \epsilon q N_D}$$

quindi

$$V_{\pi} = - \sqrt{4 \phi_F \epsilon q N_D} \cdot \frac{1}{C_0} - z \phi_F$$

$$\text{ma } \phi_F = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i}$$

(poiché è stato P, quanto prima era N, $N_D = N_A = n_i$)

↓

$$V_{\pi} = - \sqrt{\frac{4kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \cdot \epsilon q N_D} \cdot \frac{1}{C_0} - \frac{z kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i}$$

Capacità della struttura

$$C = \frac{dQ_G}{dV_G} = \frac{dQ_G}{\frac{dQ_G}{C_0} - d\phi_s} = \frac{1}{\frac{1}{C_0} - \frac{d\phi_s}{dQ_G}} = \left(\text{fino allo spostamento} \right) =$$

$$= \frac{1}{\frac{1}{C_0} + \frac{d\phi_s}{dQ_B}} = \frac{1}{\frac{1}{C_0} + \frac{n_D}{\epsilon}} \leftarrow \text{del Si}$$

inverso capacità zona neutra

di qui
$$\frac{C}{C_0} = \frac{1}{1 + \frac{x_D}{\epsilon} \cdot C_0} = \frac{1}{1 + \frac{x_D \epsilon'}{\epsilon n_0}} \quad 0$$

ma
$$\epsilon \approx 11 \epsilon_0$$

$$\epsilon' \approx 4 \epsilon_0$$

ma
$$V_G = \frac{Q_G}{C_0} - \phi_{F_s'}$$

↓

*
$$V_G = - \frac{q N_D x_D}{C_0} - \underbrace{\frac{q}{\epsilon} N_D \frac{x_D^2}{2}}$$

↳ si ricava integrando due volte Laplace

infatti
$$\frac{dE}{dx_D} = \frac{\rho}{\epsilon} = \frac{q N_D}{\epsilon}$$

integrando ↓
$$E = \frac{q N_D}{\epsilon} x_D$$

integrando ↓
$$\phi_{F_s'} = \frac{q N_D}{\epsilon} \cdot \frac{x_D^2}{2}$$

dalla * ricavo x_D e sostituisco in 0

$$\frac{n_D^2}{2\varepsilon} + \frac{n_D}{C_0} + \frac{V_G}{qN_D} = 0 \rightarrow n_D^2 + \left(\frac{2\varepsilon}{C_0}\right)n_D + \frac{2\varepsilon V_G}{qN_D} = 0$$

$$n_D = -\frac{\varepsilon}{C_0} + \sqrt{\frac{\varepsilon^2}{C_0^2} - 2\varepsilon \frac{V_G}{qN_D}} \Rightarrow n_D = -\frac{\varepsilon}{C_0} + \frac{\varepsilon}{C_0} \sqrt{1 - \frac{2\varepsilon V_G C_0^2}{qN_D \varepsilon^2}}$$

$$n_D = \frac{\varepsilon}{C_0} \left[-1 + \sqrt{\quad} \right] \quad \text{si sviluppa in serie le radici}$$

$$n_D \approx \frac{\varepsilon}{C_0} \left[-1 + 1 + \frac{V_G C_0^2}{\varepsilon q N_D} \right] \rightarrow n_D \approx -C_0 \frac{V_G}{q N_D}$$

ostituendo in \circ

$$\frac{C}{C_0} = \frac{1}{1 - \frac{\varepsilon'}{\varepsilon n_0} \frac{V_G C_0}{q N_D}} \rightarrow \frac{C}{C_0} = \frac{1}{1 - \frac{\varepsilon'}{\varepsilon n_0} \frac{V_G}{q N_D} \cdot \frac{\varepsilon'}{n_0}}$$

$$\frac{C}{C_0} = \frac{1}{1 - \frac{4}{2} \left[\frac{2(\varepsilon')^2 V_G}{q N_D \varepsilon n_0^2} \right]}$$

ma questo è lo sviluppo in serie di

$$\frac{C}{C_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2(\epsilon')^2}{qN_0 \epsilon \epsilon_0^2} V_G}}$$

$$V_G < 0$$

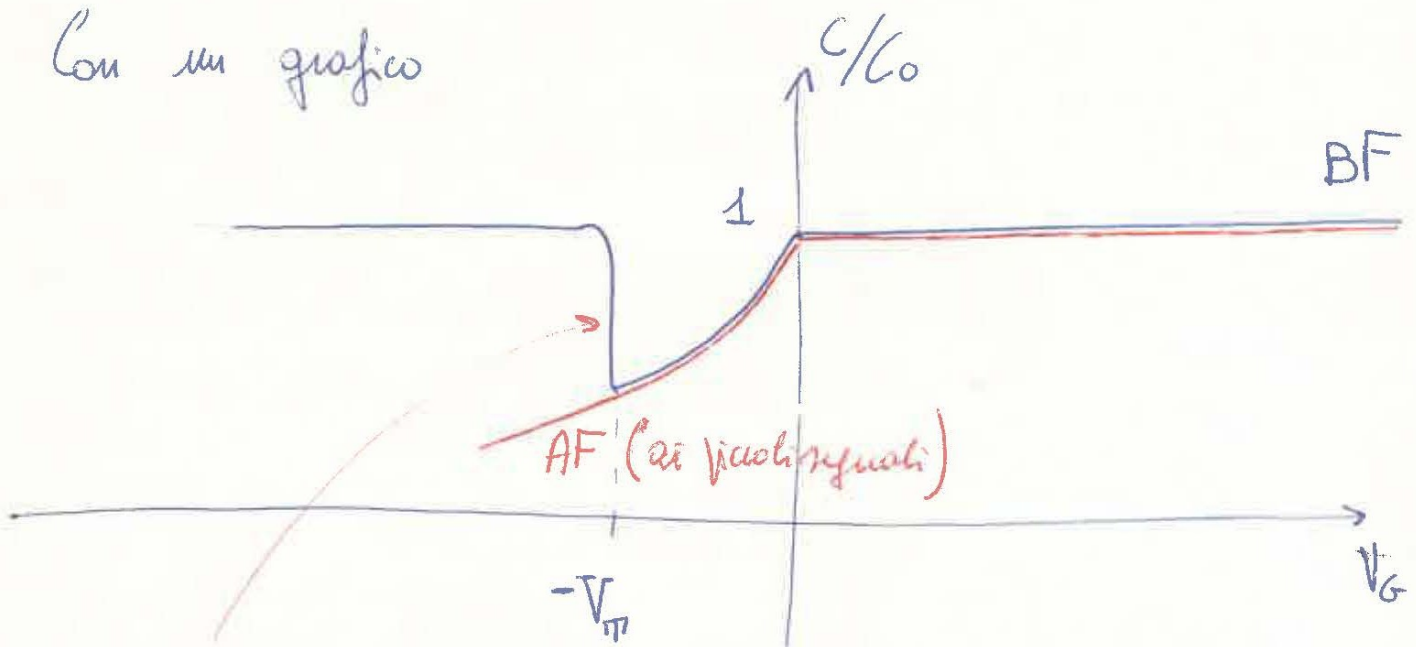
Valida fino allo
svuotamento

$$\frac{C}{C_0} = 1$$

$$V_G > 0$$

Valida in accumulo

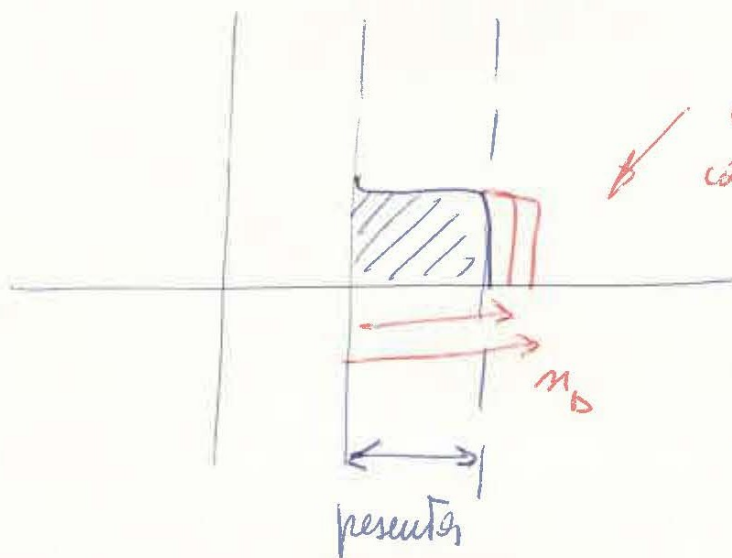
Con un grafico



una volta svuotato del tutto restano solo gli impulsi di carica →

→ è come un condensatore solido

in AF le cariche non riescono ad essere generate (date le velocità) → non si ha variazione di carica in superficie (sarebbe troppo lenta) → poiché la variazione di carica ci deve essere vuol dire che sarà dovuta ad altre ragioni (in effetti è dovuta alla variazione di n_D , quindi l'aumento è del tipo visto con la radice)

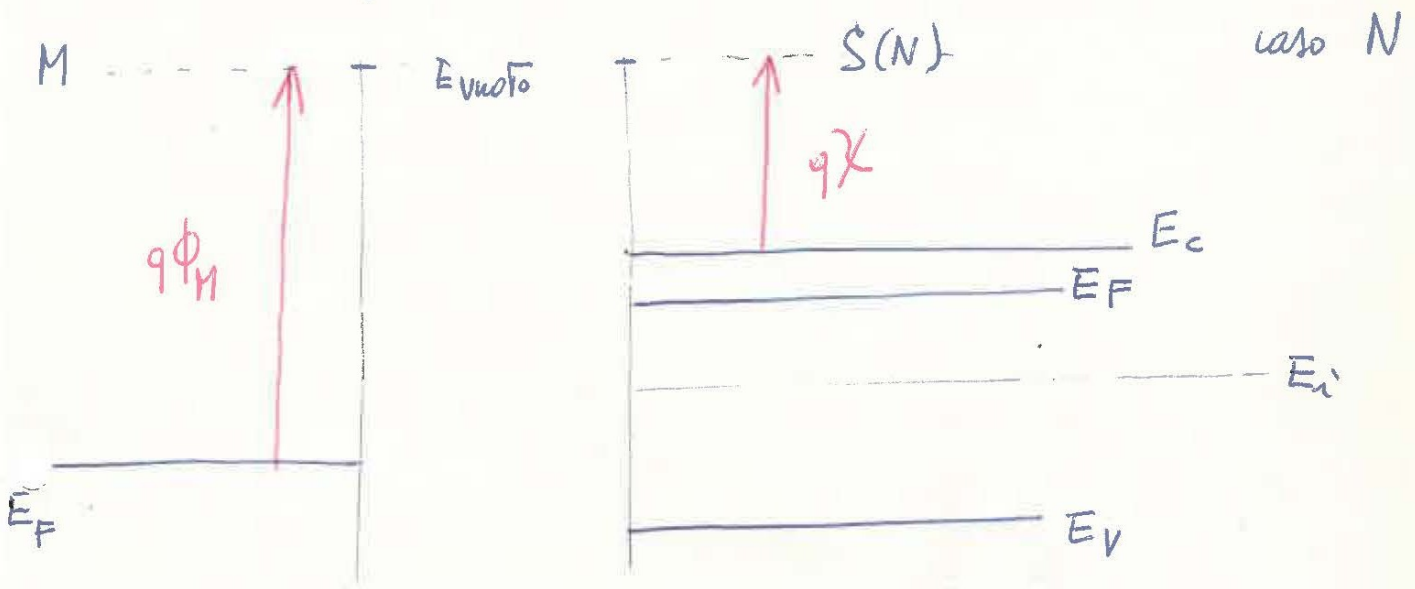


aggiungere e togliere cariche qui è facile (c'è il filo che le porta)

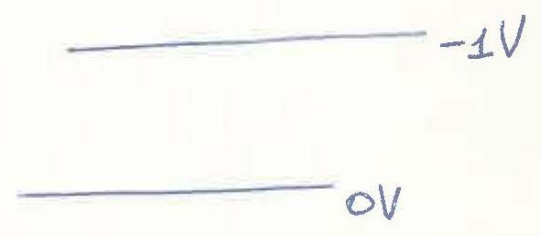
Il limite fisico qui è solo la velocità di drift

presenza elevata resistività (e' svuotata)

Caso 1°) Trascuriamo l'effetto di stati superficiali di ricombinazione

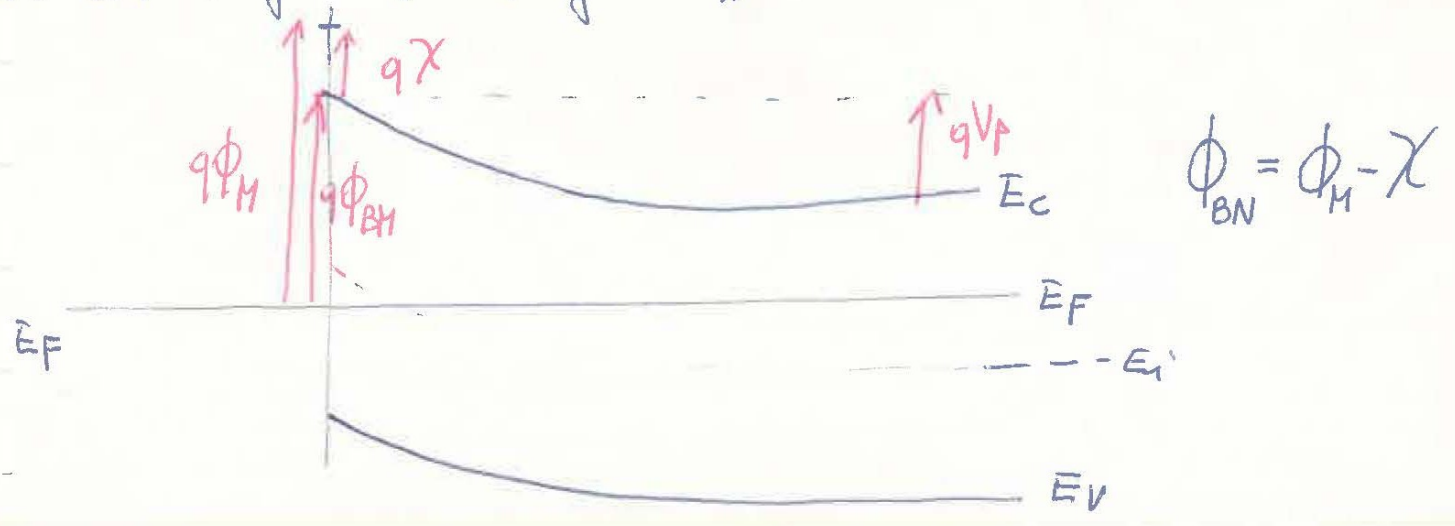


Diagrammi energetici per l'elettrone



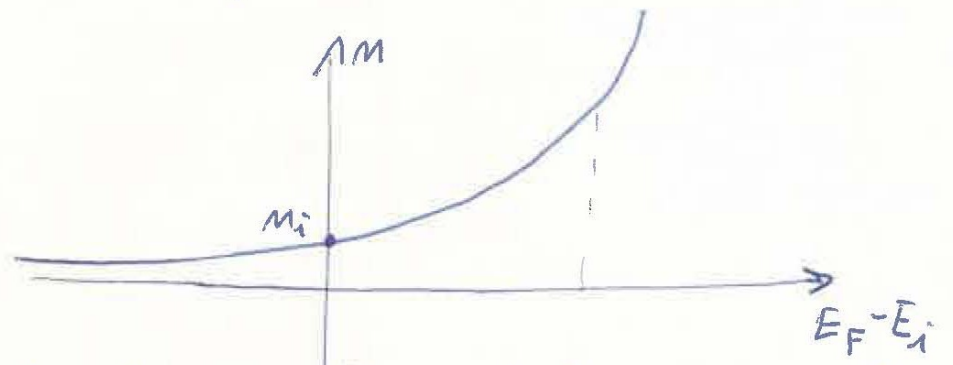
$q\chi$ affinità elettronica: distanza tra E_c ed E_{vuoto} .

Realizzando la giunzione si ha un piegamento di bande che dà luogo a due grandezze interessanti.

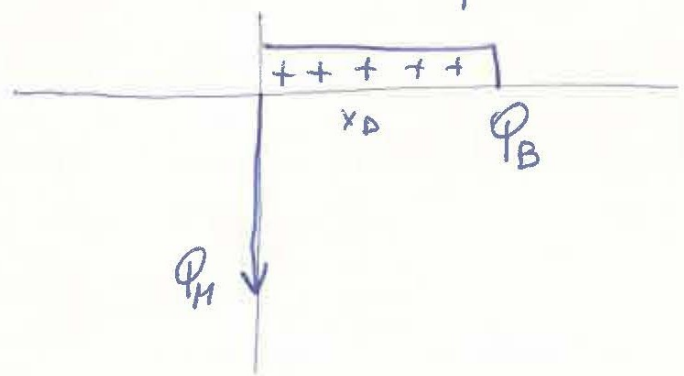


Con lo stesso criterio usato per il MOS tutta la parte di semi-conduttore finché non diventa tanto P quanto prima era N, può considerarsi svuotata completamente.

$$M = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}}$$



Essendo drogato N si hanno delle cariche fisse non neutralizzate di tipo N_D positive. $M \approx N_D$ per cui il diagramma delle cariche è:

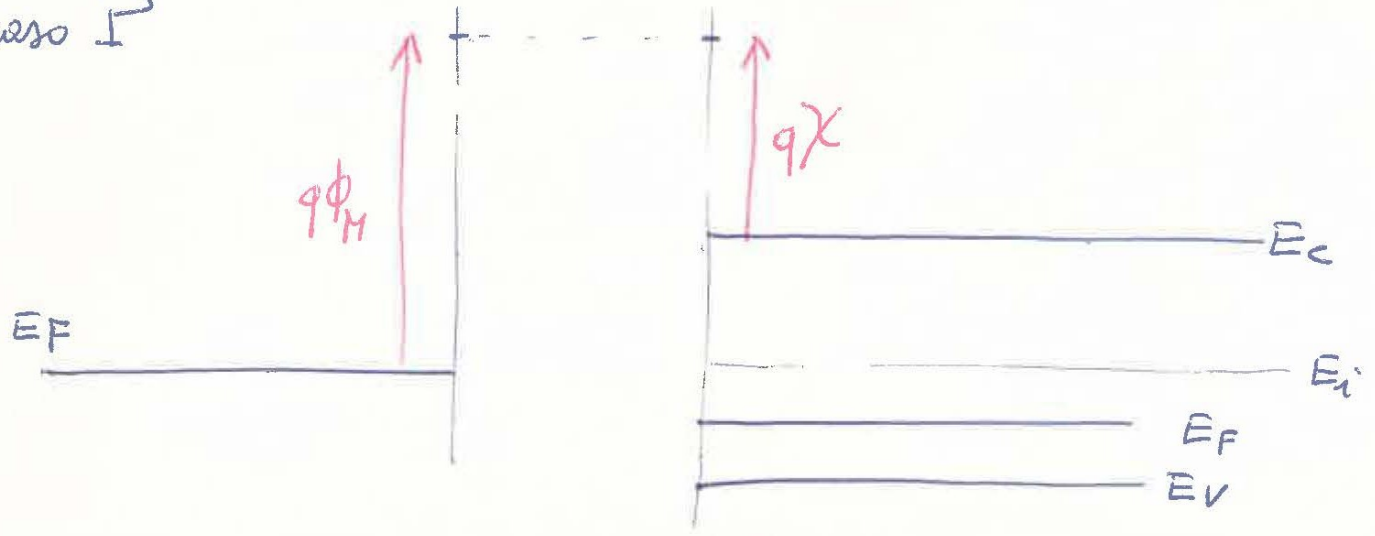


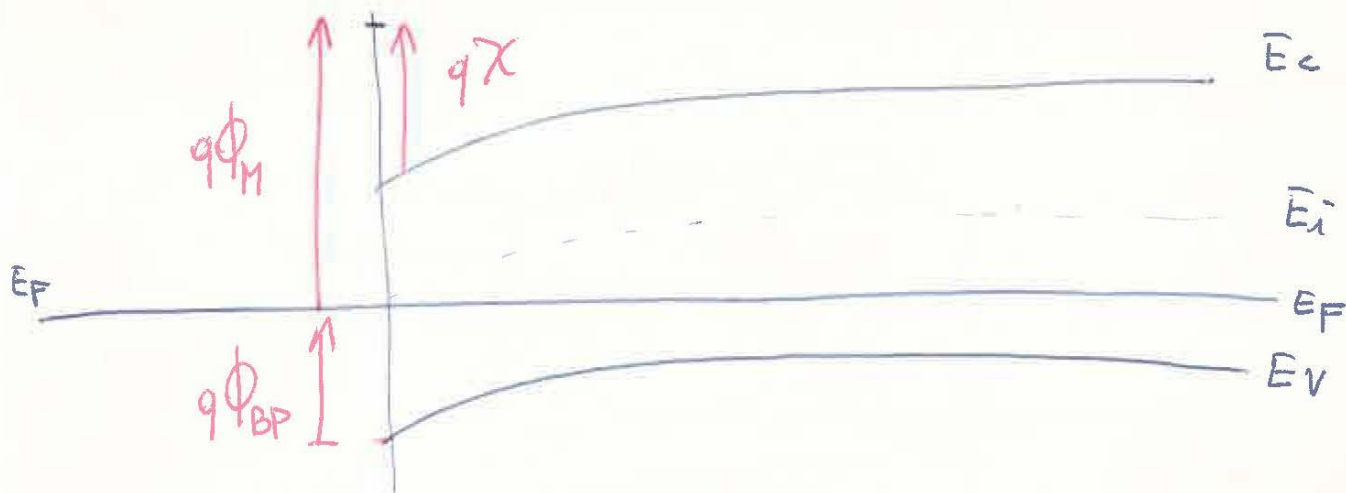
$$\Phi_B = q N_D x_D$$

$$\Phi_M = -\Phi_B$$

Questa è la condizione di semiconduttore svuotato potrebbe darsi il caso di avere la condizione di semiconduttore invertito lo analizzeremo successivamente.

caso P

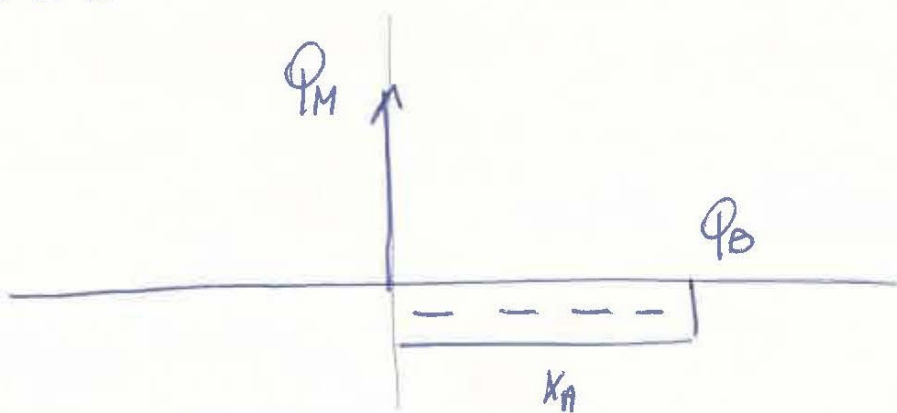




$$\phi_{BP} = \phi_M - \chi - \frac{\bar{E}_G}{q}$$

NB χ è definita alla superficie del semiconduttore

la distribuzione di carica è in questo caso di smottamento.



$$Q_B = -qN_A X_A$$

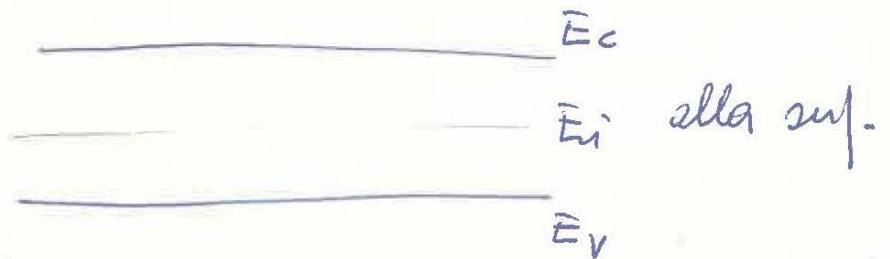
$$Q_M = -Q_B$$

caso 2°) Stati possibili in superficie in $n^{\circ} \infty$

Gli stati possibili in zona proibita hanno funzione densità di stati per energia per unità di volume arbitraria.

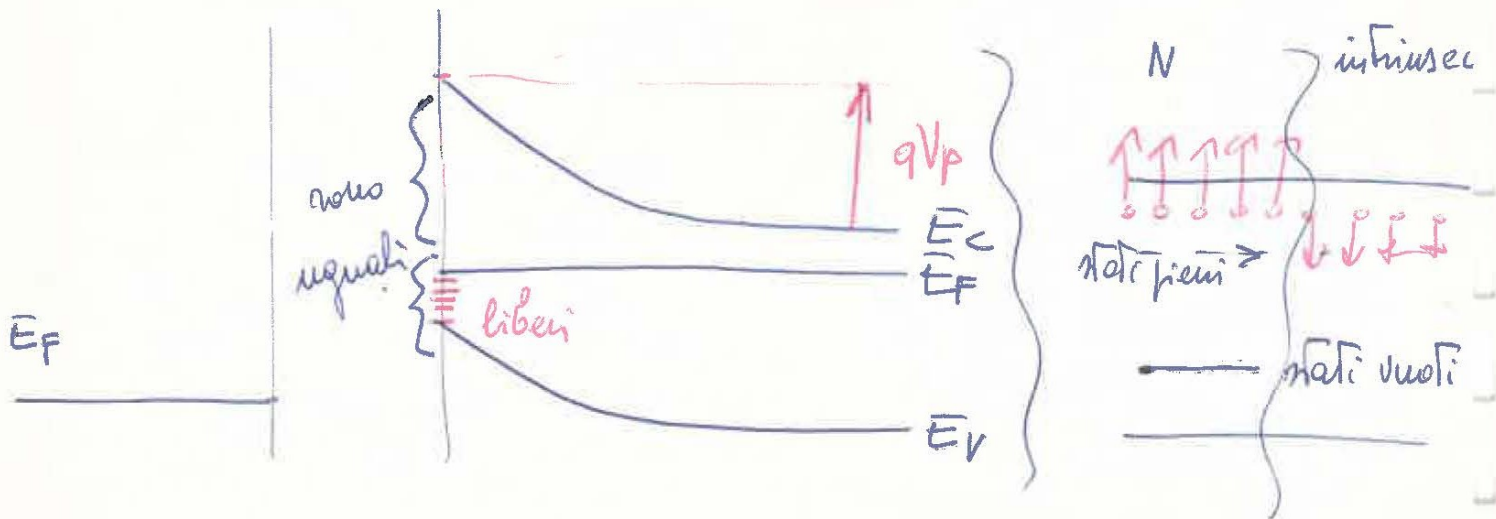
$$N_{ST} = \frac{\text{stati}}{\text{cm}^2 \cdot \text{eV}} = \text{stati per unità di superficie per unità di energia}$$

$$N_{ST} = N_{ST}(E)$$



Tale funzione è dipendente dal metallo semiconduttore e dal processo tecnologico della giunzione. Le N_{ST} vengono come detto ridotte con trattamento termico. Supponiamo che tali densità di stati siano costanti con la energia uniforme nell'area della giunzione e di valore numerico molto elevato (al limite ∞).

Allora alla superficie il semiconduttore è intrinseco anche prima dell'attacco, gli elettroni dei donatori occupano i livelli a loro vicini lasciando liberi quelli a loro lontani



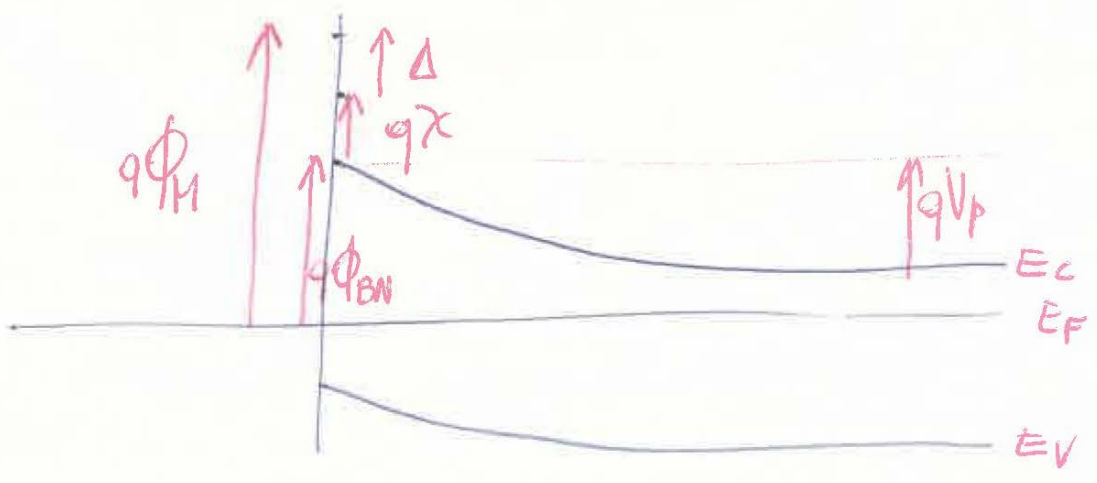
gli stati superficiali tendono a piegare le bande -

è sempre un piccolo strato di vuoto tra M e S -

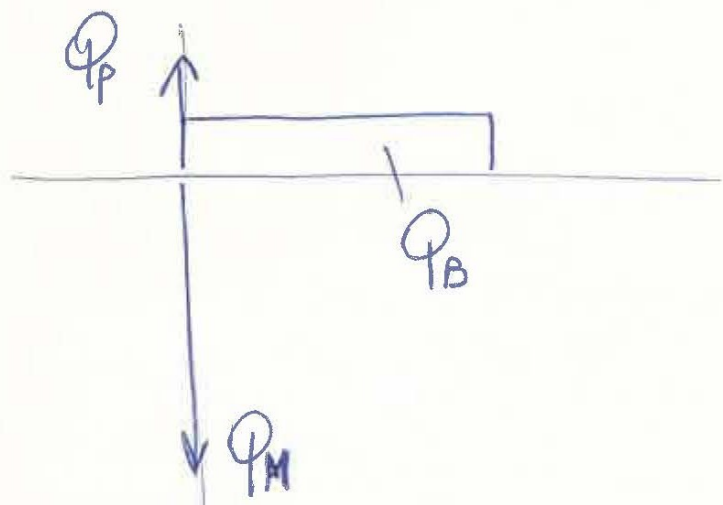
Quando M-S si crea un campo E nella zona di separazione a cui consegue una distribuzione di carica sulle due interfacce -

Nella superficie le bande sono bloccate per effetto della presenza degli stati ma appena al di là uno spostamento piccolo di E_F nel semiconduttore rende disponibile un enorme di portatori per effetto della situazione tipica del MOS - In questo caso la concentrazione di stati superficiali giuoca il ruolo dello strato invertito nel MOS -

A contatto avvenuto $q\phi_{BN}$ è inalterato e la caduta è nello strato svuotato - tra M e S - la differenza di tensione cade in uno strato estremamente sottile - Questo consegue dalle ipotesi fatte sulle caratteristiche M-S e sugli stati in n° estremamente elevato



L'altezza della barriera $q\phi_{BN}$ è indipendente da E_F del metallo, se questa fosse più alta cadrebbe più tensione nello strato di separazione. Per la distribuzione di carica le cose vanno come nel MOS invertito.



$$Q_B = qN_D X_D$$

$$Q_P + Q_B = -Q_M$$

$$Q_P = qN_{ST} \Delta\phi_0 \quad *$$

L'ampiezza dello strato svuotato crea un campo E lineare, V parabolico

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} = -\frac{qN_D}{\epsilon}$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{qN_D}{\epsilon} x_D$$

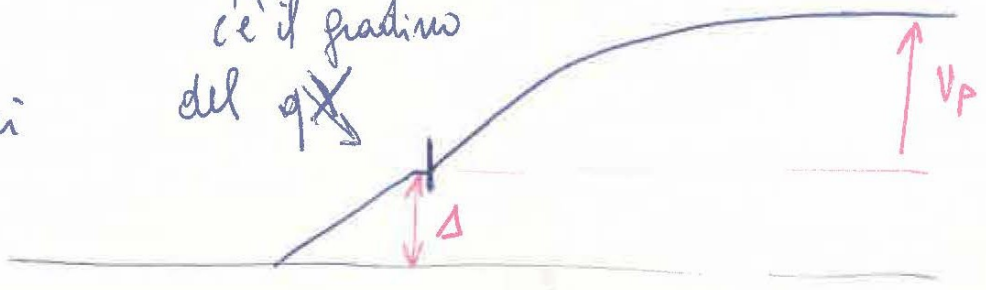
$$V_D = +\frac{qN_D}{\epsilon} \cdot \frac{x_D^2}{2}$$

$$x_D = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_D} V_D}$$

* $\Delta\phi_0$ tensione di built-in

diagramma Tensioni

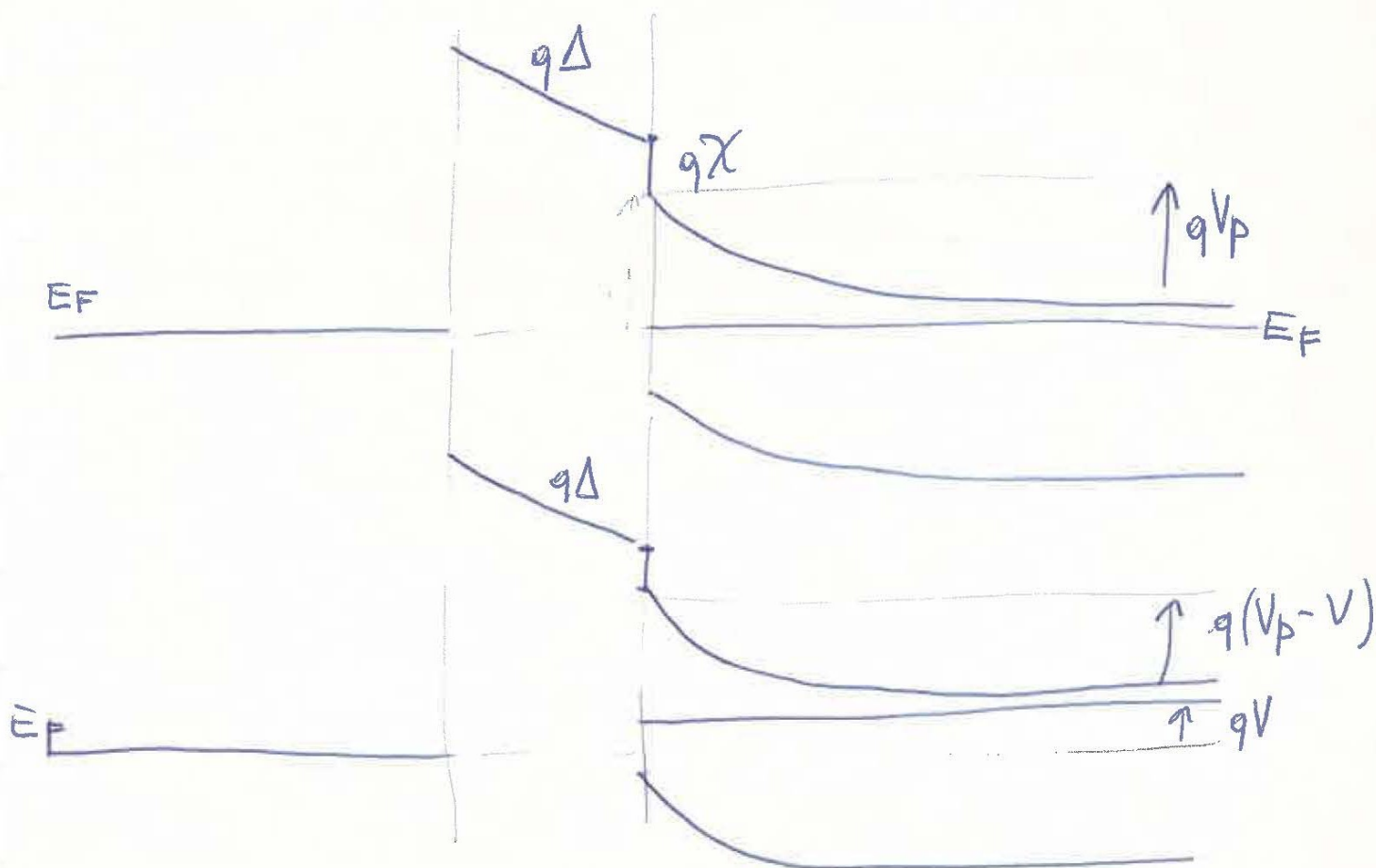
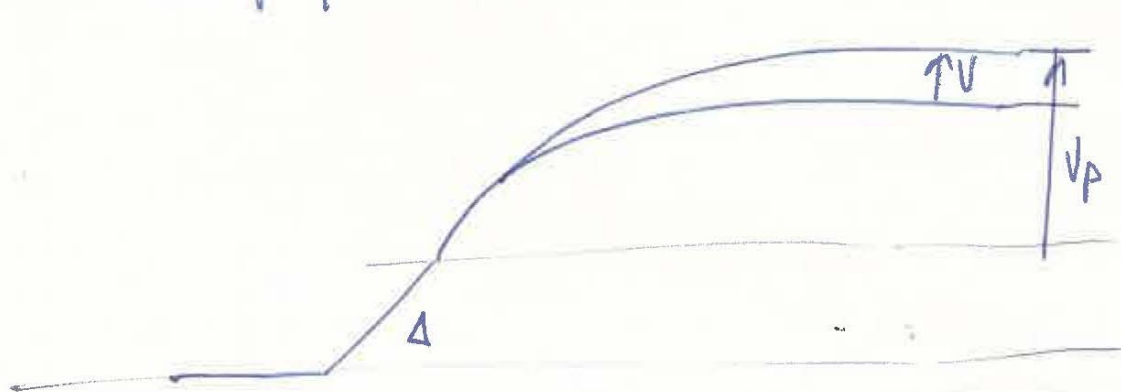
c'è il gradiente del $q\phi$



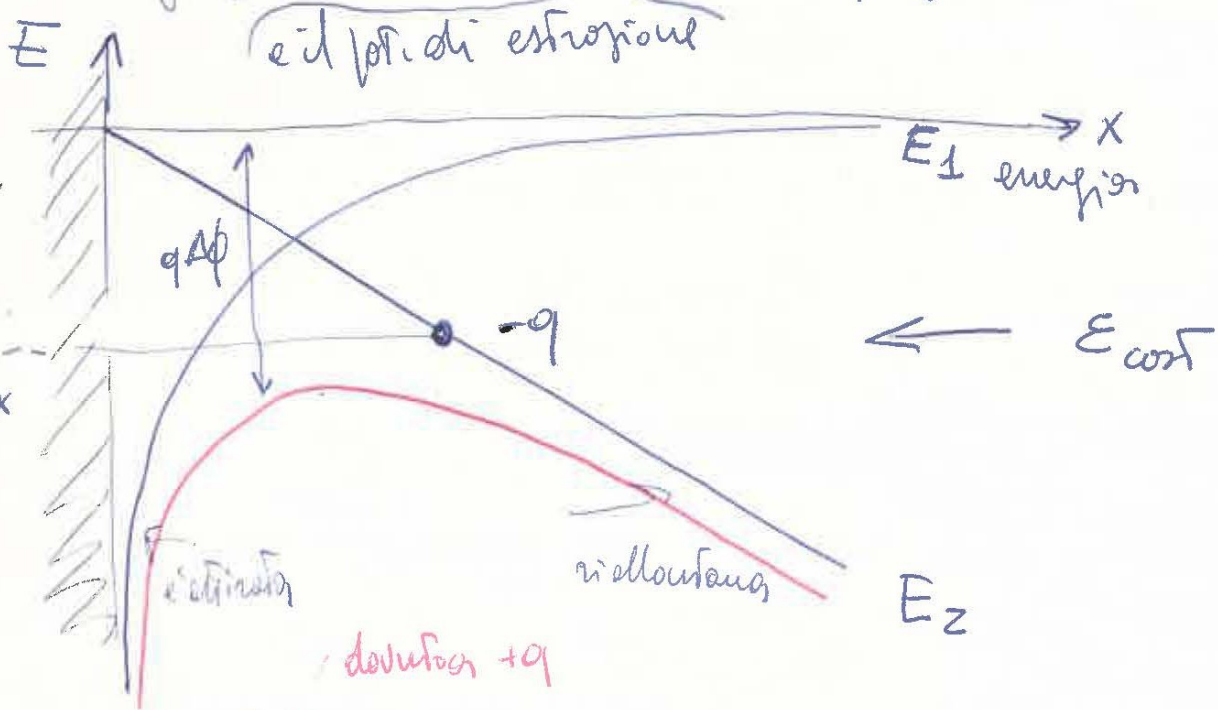
Questa espressione va bene per struttura in equilibrio

Se ora noi applichiamo una tensione esterna + se in polarizzazione diretta del dispositivo

$$x_D = \sqrt{\frac{z\epsilon}{qN_D} (V_P - V)}$$



Il campo elettrico nel vuoto crea una interferenza con la def. di barriera - Masce un effetto di equivalente abbassamento di barriera, effetto ~~Shottky~~ Shottky - Se in prossimità di una superficie conduttrice \exists un campo E_0 con componente normale alla superficie, tale campo E altera la funzione di lavoro della superficie conduttrice



$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(zx)^2} = \text{integrando lungo } x \quad E_1 = -qV$$

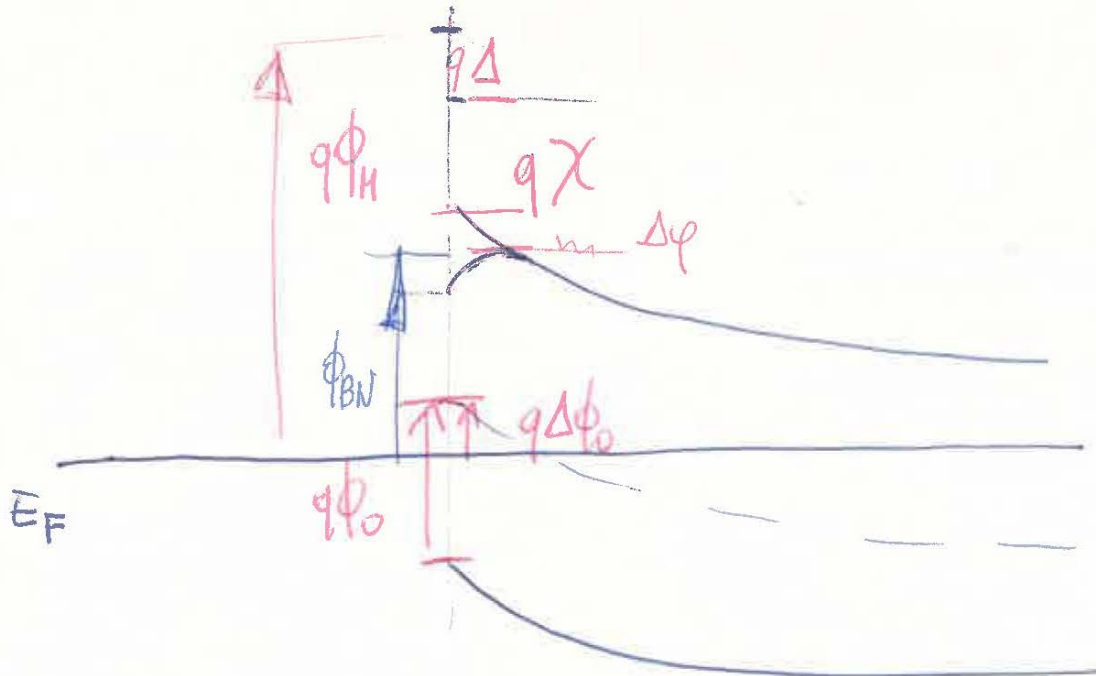
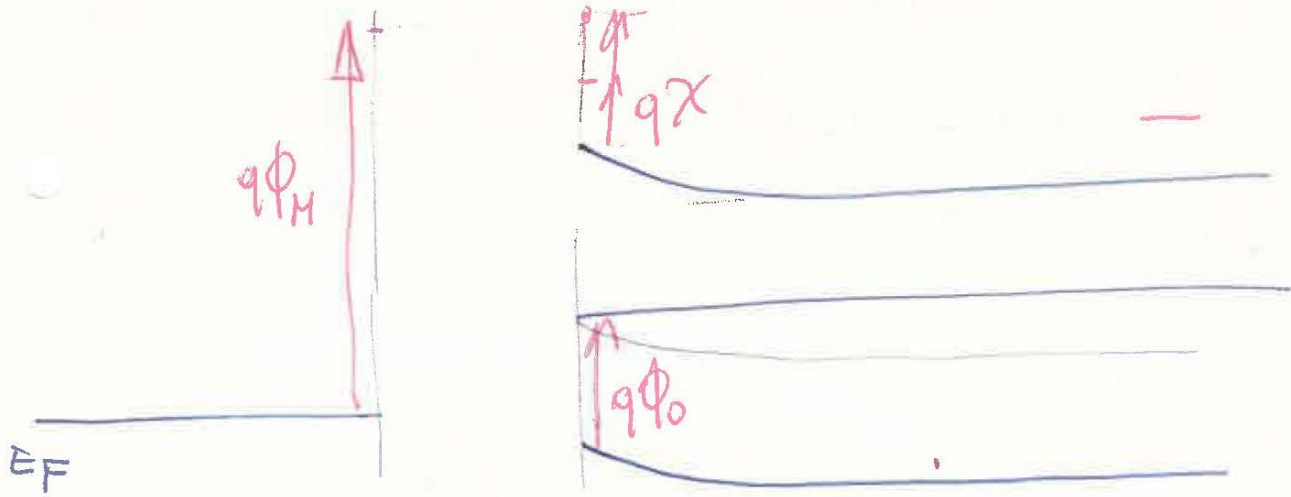
$$E_2 = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{x} = -\frac{1}{16\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{x} \quad E_2 = -qE_2x$$

Σ i due effetti e troviamo il punto di max $q\Delta\phi$

$$x_M = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E_2}} \quad E_M = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x_M} + qE_2 x_M \quad \Delta\phi = z \sqrt{\frac{qE_2}{4\pi\epsilon_0}}$$

e' max quando sono uguali

Questo effetto si verifica nella barriera a causa delle cariche ⁵
~~alla~~ ^{nella} ~~nel~~ dello strato smontato. Torniamo al nostro caso
 particolare tenendo conto di tutto - Supponiamo che gli
 strati non siano un n° enorme \rightarrow possibile una piccola
 variazione nella funzione dei due semiconduttori -



Def. l'altezza della barriera effettiva \rightarrow equazioni
 di trasporto

$$\Phi_M = - (Q_{ST} + Q_B) \quad \text{mult.}$$

$$Q_B = q X_D N_D$$

$$Q_{ST} = q N_{ST} \Delta \Phi_0$$

$$\Delta = \frac{Q_M}{\epsilon_0} d$$

così $Q_{ST} =$ va pensato come la carica responsabile di $\Delta \Phi$ carica che si libera nella variazione di livello di Fermi alla situazione prima e dopo la giunzione

$$\Delta = \Phi_M - \chi - \Delta \psi - \Phi_{BN}$$

mescolando queste equazioni si ottiene una eq. in Φ_{BN}

$$\Phi_{BN} = f(\quad)$$

$$\Phi_{BN} = \Phi_M - \chi - \Delta \psi - \Delta = \Phi_M - \chi - \Delta \psi - \frac{Q_M}{\epsilon_0} d =$$

$$= \Phi_M - \chi - \Delta \psi + \frac{d}{\epsilon_0} (q N_{ST} \Delta \Phi_0 + q N_D \Delta X_D)$$

questa soluzione fornisce i due casi limite detti prima 6

$$N_{ST} \rightarrow \infty \quad \rightarrow \quad \Delta\phi_0 = 0$$

$$\phi_{BN} = \frac{E_g}{q} - \phi_0 - \Delta\psi$$

$$N_{ST} \rightarrow 0$$

$$\psi_{BN} = \phi_M - X - \Delta\psi$$

Il caso semiconduttori si comportano in modo intermedio a questi casi. Se si prende $S_i(n)$ e si misura la sterna della barriera (effetto fotoelettrico) in funzione del tipo di metallo usato come elettrodo di contatto si trova ϕ_{BN} funzione lineare di E_F del metallo

$$\phi_{BN} = \phi_M K - K'$$

$$\phi_{BN} [S_i(n)] = 0.23 \phi_M - 0.35$$

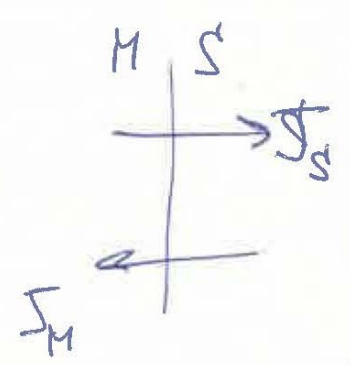
$$\phi_{BN} = 0.50 \text{ V} \quad \text{per } S_i(n) \text{ Al con drogaggio } < 10^{17}$$

Teoria trasporto diodo Schottky

1) poiché c'è una barriera all'interfaccia, gli elettroni la superano solo se hanno sufficiente energia. La trattazione è analoga a Richardson per emissione di elettroni del metallo.

Si perviene alla densità di corrente con discorsi di probabilità. Nel nostro caso $J_S = e \cdot n \cdot v$ da $S_i \rightarrow t_1$

$$J_S = A^* T^2 e^{-\frac{\phi_{BN}}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}} \quad \text{buona}$$



Di fatto la barriera sarebbe V_p ma dai conti viene fuori ϕ_{BN} . Nel nostro caso ci sono elettroni che dal metallo vanno nel semiconduttore per i quali la barriera è veramente ϕ_{BN}

$$J_M = A^* T^2 e^{-\frac{q\phi_{BN}}{kT}} \quad \text{per buona}$$

$$J_{TOT} = A^* T^2 e^{-\frac{q\phi_{BN}}{kT}} \left[e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right]$$

La corrente di saturazione dipende dalla T in un modo diverso dal caso di giunzione $S-S$

$$MS \quad A^* T^2 e^{-\frac{q\phi_{BN}}{KT}}$$

$$SS \quad KT^3 e^{-\frac{E_g}{KT}}$$

12. A^* bisogna tenere conto della massa effettiva dell'elettrone mentre nel conto di Richardson c'è la massa a riposo

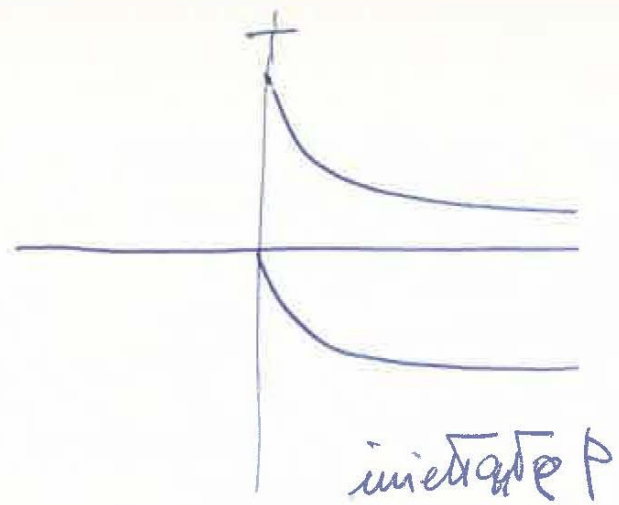
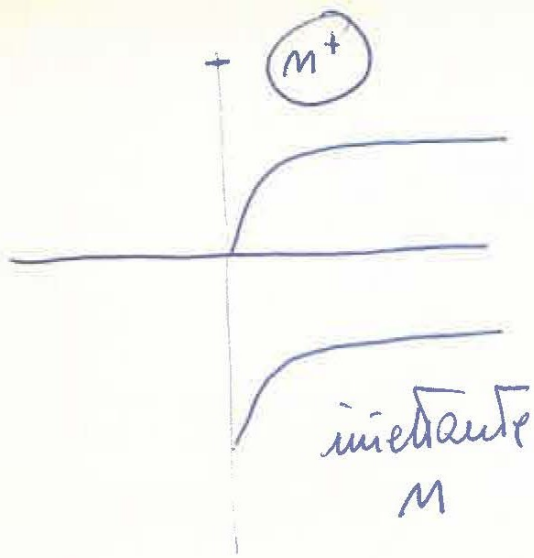
$$\frac{A}{A^*} = \frac{m}{m^*}$$

(valida approssimativa)

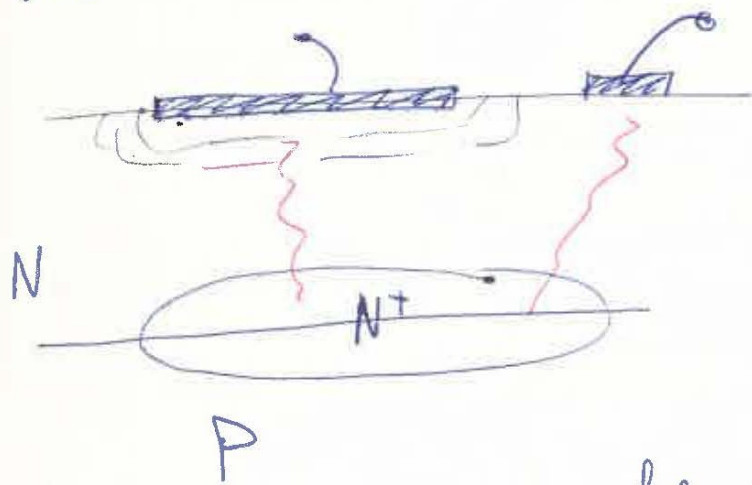
Un diodo MS ha tempi di risposta piccolissimi.

Applicazioni

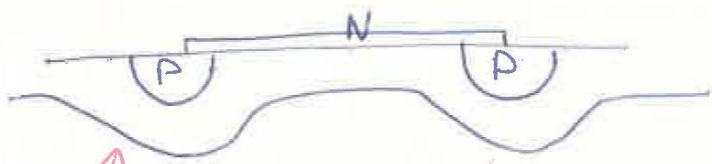
Uso di un diodo in circuiti integrati; il diodo si realizza gratuitamente sfruttando la normale metallizzazione di contatto portata su regioni di tipo N^- poco drogate - la regione N molto drogata ~~che~~ si ha effetto iniettante e non rettificante.



Il diodo MS ha tensione di rottura o valanga molto basse

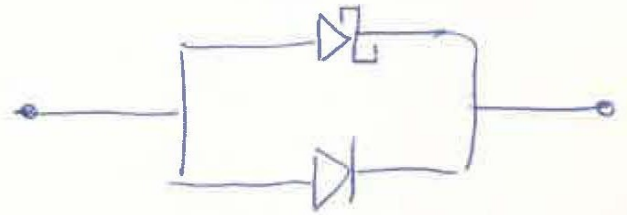


C'è una certa resistenza e ci sono forti effetti di curvatura che corrispondono a forti picchi di rottura BV - Si cerca allora di fare un diodo misto facendo di P, tipo quello di guardia



Il diodo I_{Si} ha caduta δ inversa molto inferiore rispetto al diodo che compare nel CE

terminata dal profilo di diffusione.



Teoria diffusiva

Il le cariche diffondono attraverso la barriera.

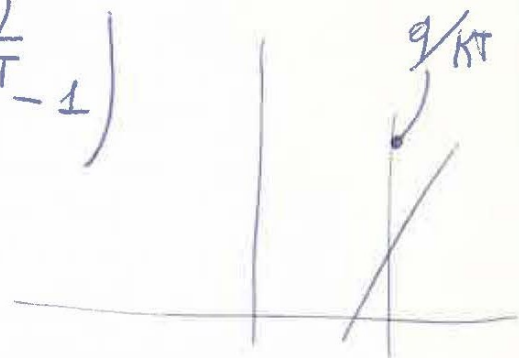
Si calcola nello strato di smottamento il contributo di campo \mathcal{E} o di diffusione

$$J_n = q n(x) \underbrace{\mu_n}_{\mu_n(x)} \mathcal{E}(x) + q D_n \frac{dn(x)}{dx}$$

Determinati gli andamenti di $n(x)$ e \mathcal{E} ; x integra su le condizioni $n(0)$ e $n(w)$; $\mathcal{E} = \text{uniforme}$

$$J_n = \left(\frac{q}{kT} \sqrt{V_p - V} e^{-\frac{q\phi_{BN}}{kT}} \right) \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

può essere



la corrente di saturazione dipende da $V \rightarrow$ tendenza inferiore rispetto a $\frac{q}{kT}$ - Crescendo V c'è

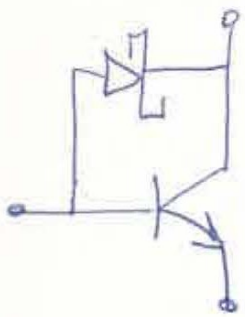
$\frac{q}{kT} \sqrt{V_p - V}$ che tende ad annullarsi (polariz. diretta)

per V molto grande - ~~con questa II teoria oltre~~

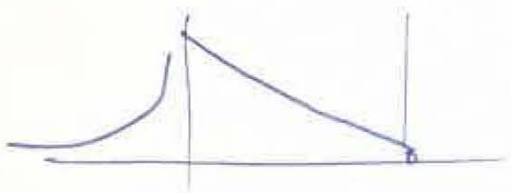
~~la dipendenza da T~~ È usato come diodo anti-saturante di un transistor. In // alla funzione

PN collettore - Quando la funzione collettore

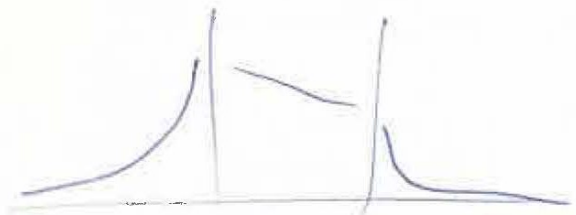
è polarizzata inversamente il diodo non conduce - Quando la funzione collettore tende ad essere diretta il diodo lo cortocircuita.



Il Tempo di commutazione cala -

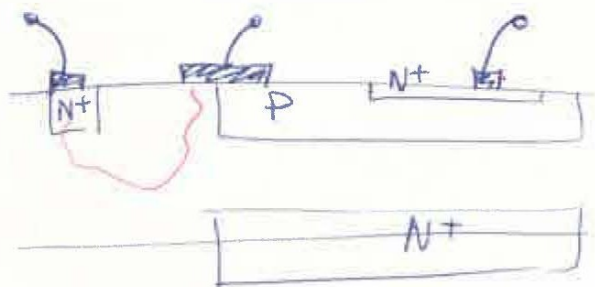


col diodo



senza diodo

Allargando la metallizzazione di base fino a coprire un p' di zona N si realizzerà automaticamente il diodo S_1 in // alla funzione collettore



Una conseguenza negativa è V_{CE05} più alto e quindi una minore efficienza di tensione a saturazione.

Il tr. S_1 sostituisce il transistor drogato oro senza averne gli effetti negativi (maggiore resistenza dello strato, tensione di rottura più bassa, poca controllabilità).

1 METALLO SEMICONDUCTORE.

dal 1874 si conoscono effetti rettificanti in giunzioni metallo semiconduttore

dal 1938 prime teorie e prime realizzazioni pratiche.

Il giunzione MOS è sempre stata poco controllabile e così pure la M-S per la presenza di Si all'interfaccia col metallo → contatto difficilmente riproducibile.

I problemi di riproducibilità delle giunzioni MS OS sono dovuti alla presenza superficiale

di Si di stati di energia possibili nella banda proibita.

Gli studi relativi a questo problema hanno suggerito ricottura in atmosfera

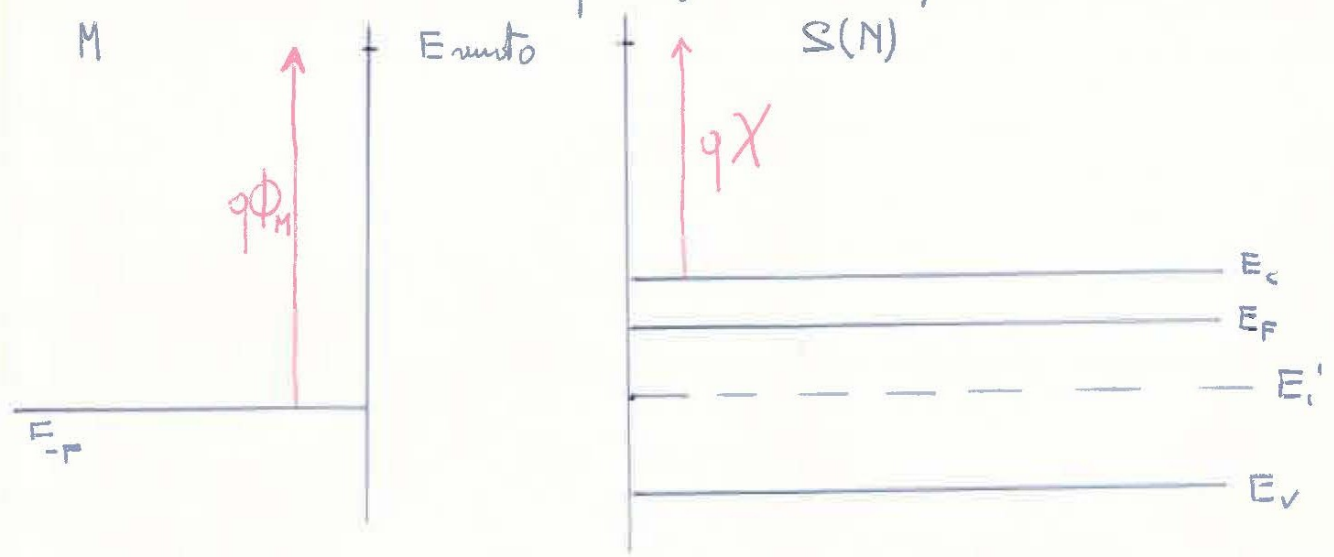
di azoto A.T. per evitare la ricombinazione superficiale.

Le esigenze accresciute di alte velocità hanno esaltato l'utilizzazione del MOS

e MS. Infatti le conduzioni per correnti minoritarie danno luogo a tempi di recupero e di commutazione abbastanza lunghi. Nei MOS la conduzione è per

corrente maggioritaria e fenomeni di minoranza e minoranza trascurabili.

(eso 1°) descriviamo la presenza di stati superficiali di ricombinazione

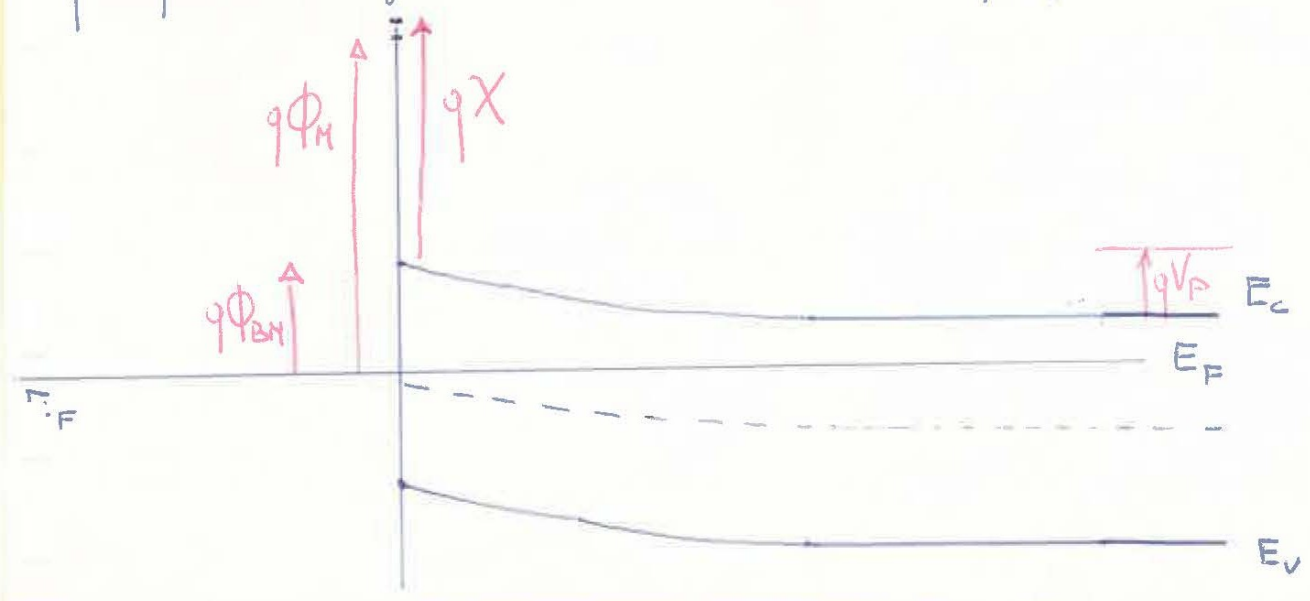


o i parametri energetici per l'eterogiunzione tipo M prima della giunzione

$q\chi$ affinità elettronica: distanza tra E_C e E_{vasto}

$q\Phi_M$ funzione di lavoro del metallo

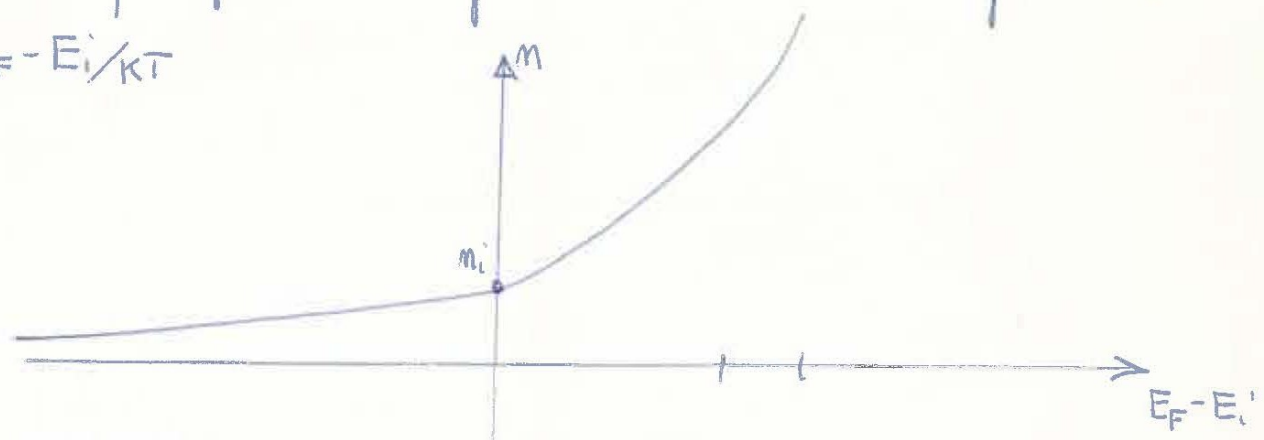
Realizzando la giunzione occorre che i livelli del Fermi si allineino e $q\chi$ $q\Phi_M$ rimangono costanti si ottiene con un piegamento delle bande



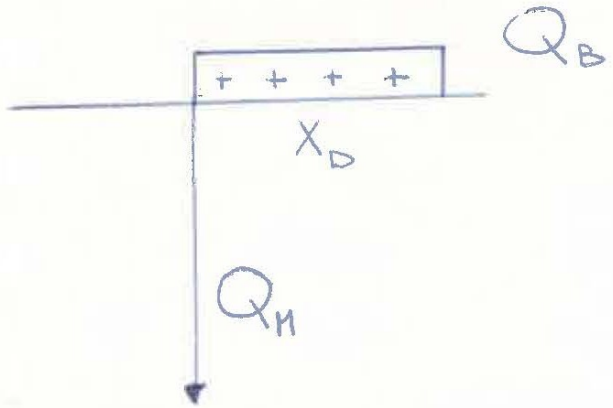
$$\phi_{BN} = \phi_M - \chi$$

Con lo stesso criterio usato per il MOS tutta la parte di semiconduttore purché
non diventi tanto P quanto prima era N può considerarsi invertita completamente

$$n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT}$$



È avendo drogato N si hanno delle cariche fisse non neutrolizzate di tipo N_D
positive n ≈ N_D. Per cui il diagramma delle cariche è

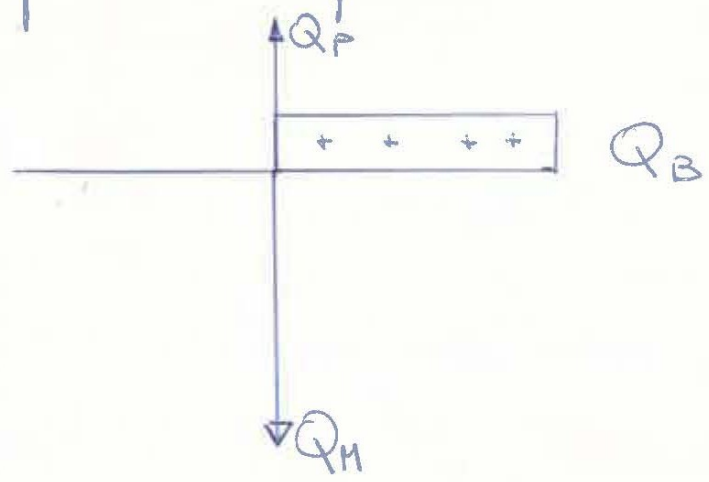


$$Q_B = q N_D X_D$$

$$Q_M = -Q_B$$

Questa è la condizione di semiconduttore invertito potrebbe darsi il caso
di avere la condizione di semiconduttore invertito.

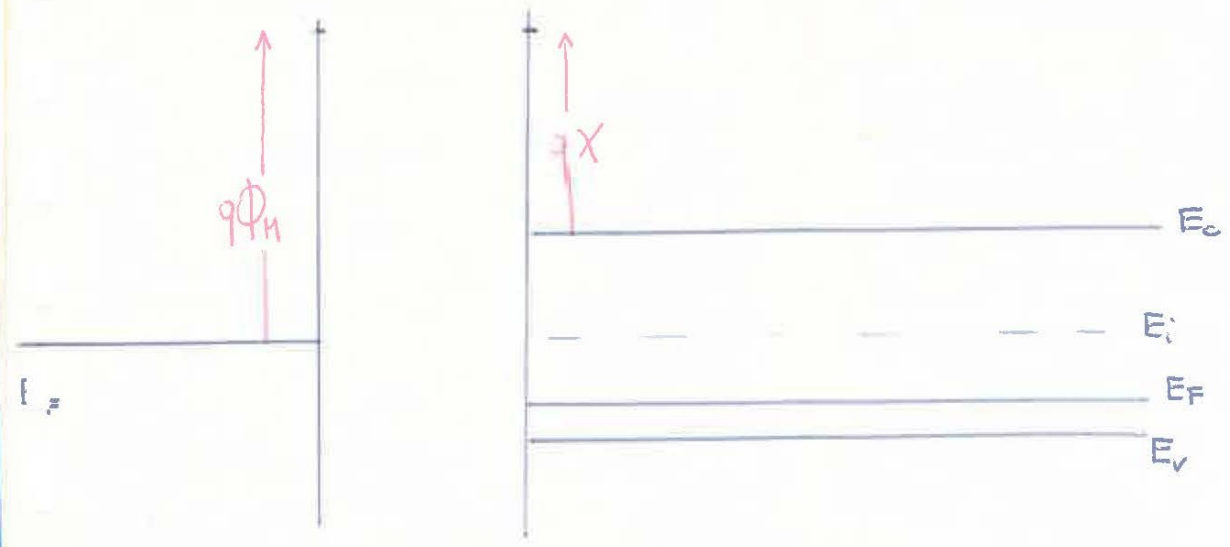
La maggior difficoltà nello stampo può dare luogo a una struttura con alla superficie di contatto un semiconduttore invertito la quale essa dovrebbe luogo ad una distribuzione di carica differente e dettata praticamente « dal solo punto per effetto dell'espansione le bande si piecano si crea una caduta di tensione e un campo elettrico nella zona sottilissima di metallo sempre presente tra le due giunzioni »

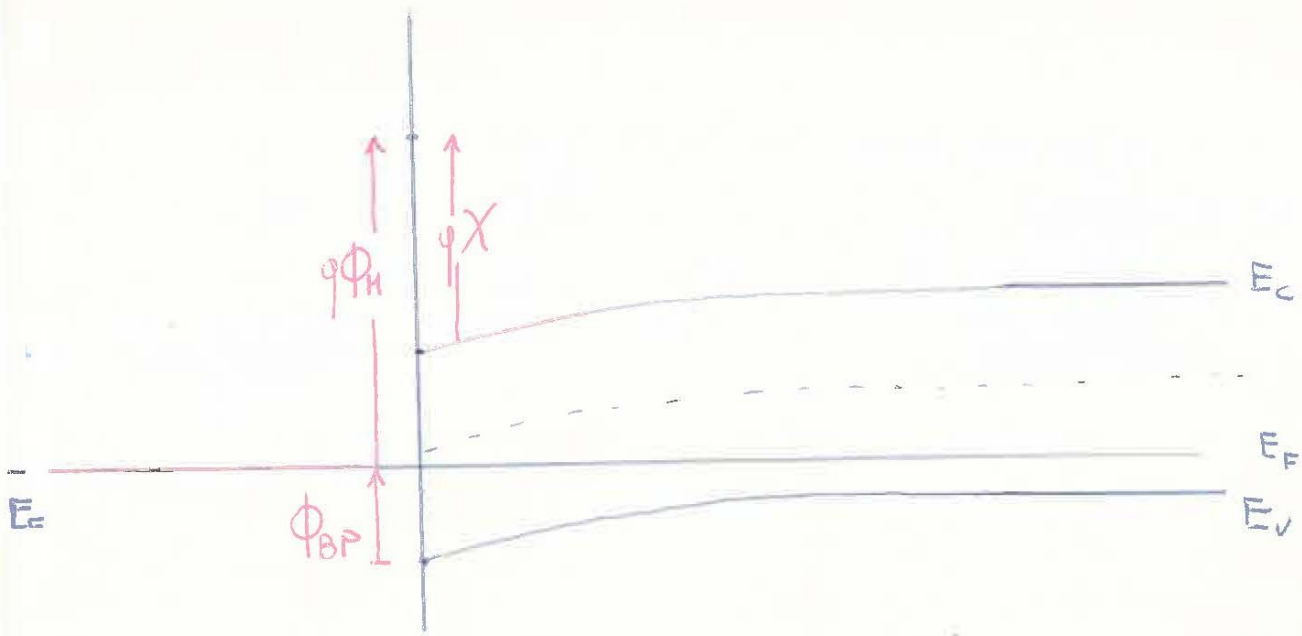


$$Q_H = -(Q_P + Q_B)$$

$$Q_B = q N_D X_D$$

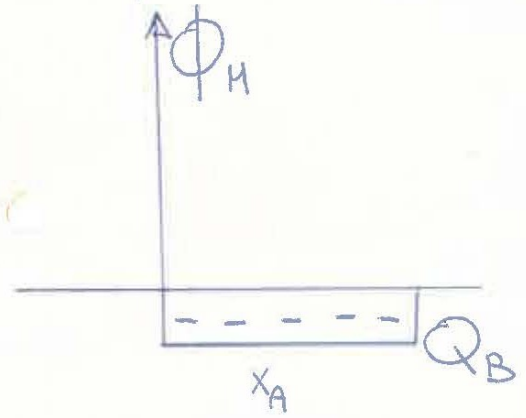
Abbiamo visto sostanzialmente solo il caso N il caso P è per simmetria le si tratta di n^+ e p^+ le due altre cose interessanti





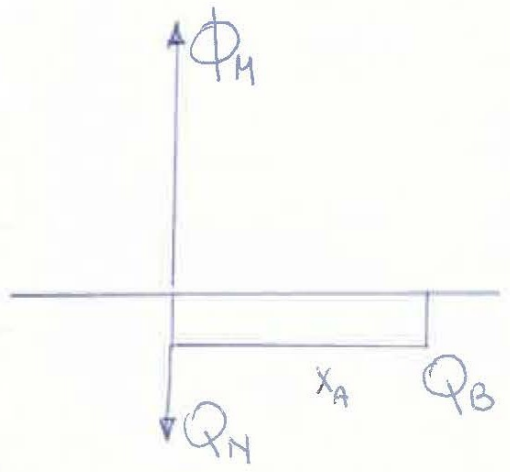
$$\Phi_{BP} = \Phi_M - \chi - \frac{E_G}{q}$$

Studiare questo la distribuzione per essere di semiconduttore o di unione



$$Q_H$$

$$Q_B = -q N_A x_A$$

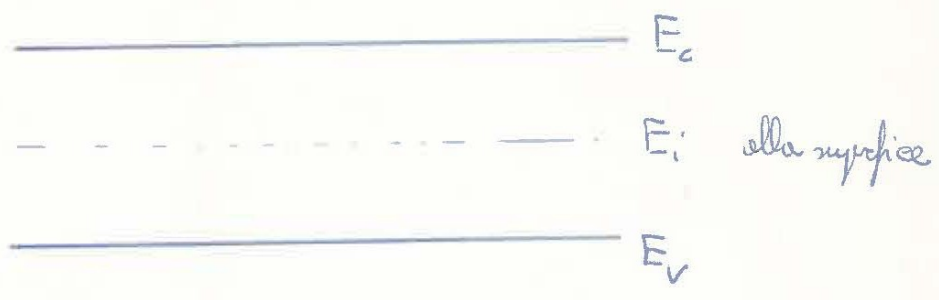


Peso 2°) Infiniti stati possibili alla superficie -

Gli stati possibili in zona proibita hanno funzione densità di stati per energia per unità di volume -

$$N_{ST} = \frac{\text{stati}}{\text{cm}^2 \cdot \text{ev}} = \text{stati per unità di superficie per unità di energia}$$

$$N_{ST} = N_{ST}(E)$$



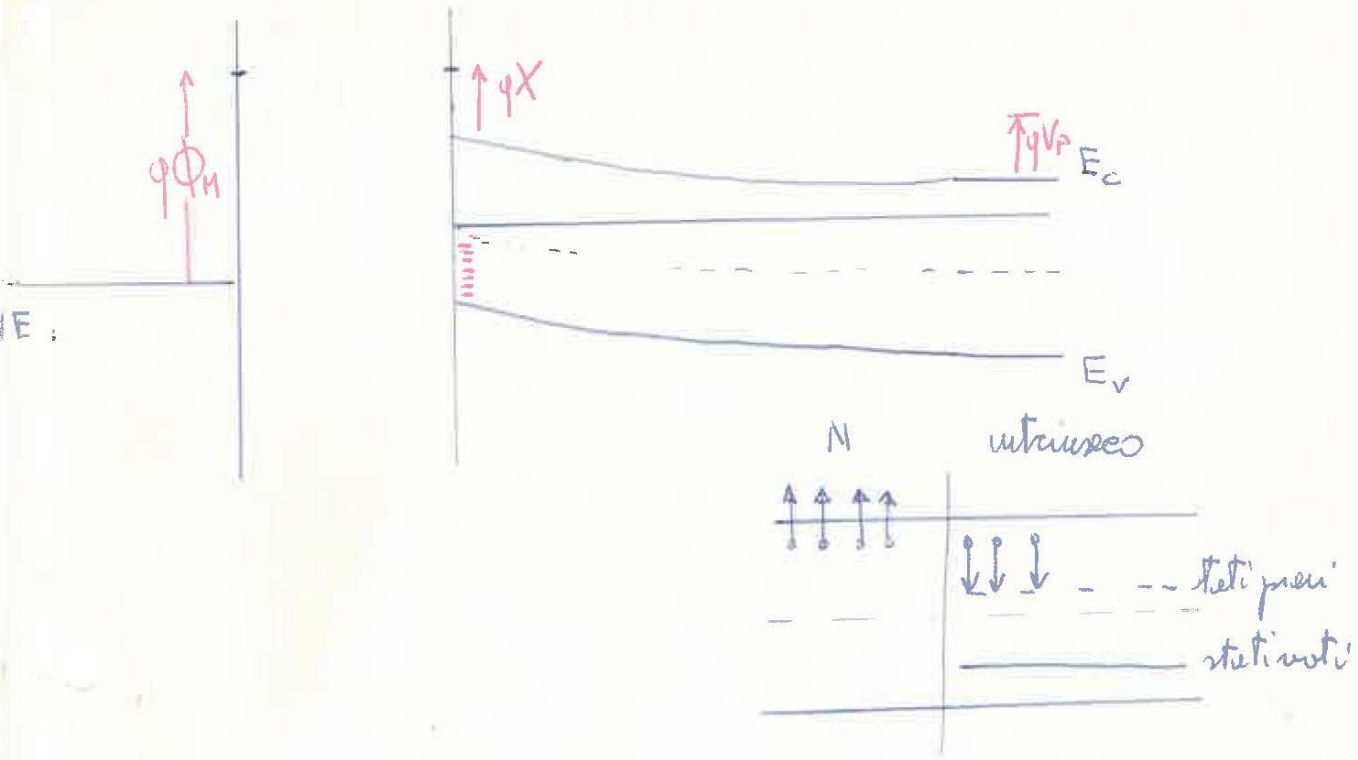
La funzione è dipendente dal metallo del semiconduttore e dal processo tecnologico nella giunzione - Le N_{ST} vengono come detto ridotte con trattamento termico -

Esistono due tipi di stati sia estante con la energia uniforme all'incirca

all'ora della giunzione e di valore medio molto elevato al limite infinito -

alla superficie il semiconduttore tende a diventare intrinseco anche prima dell'attacco;

gli elettroni dei donatori occupano i livelli a loro vicini lasciando liberi quelli a loro lontani -



gli stati superficiali tendono a piegere le bande qui prima della giunzione -
 c'è sempre un piccolo strato per os di molto tra M. S.

Attivamento M-S si crea un campo E nelle zone di separazione e si crea una distribuzione di carica nelle due interfacce

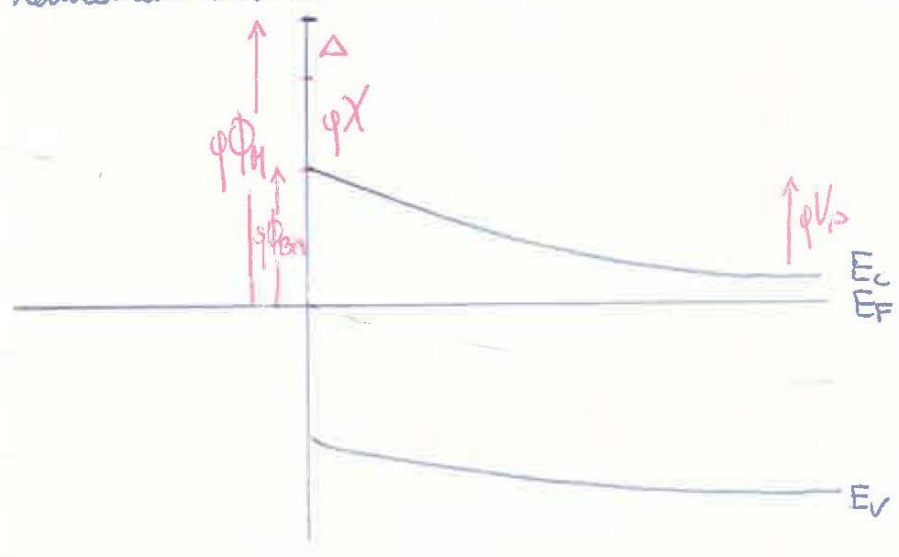
Nella superficie le bande sono bloccate per effetto della presenza degli stati ma oppure se dalla un potenziale come quello di E_F nel semiconduttore rende disponibile un numero enorme di portatori per effetto della situazione tipica del MOS

In questo caso la concentrazione di stati superficiali genera il ruolo dello strato invertito nel MOS

Al contatto assunto $q\phi_{BN}$ è moltiplicato e la caduta nello stato metastato di modo per MeS.

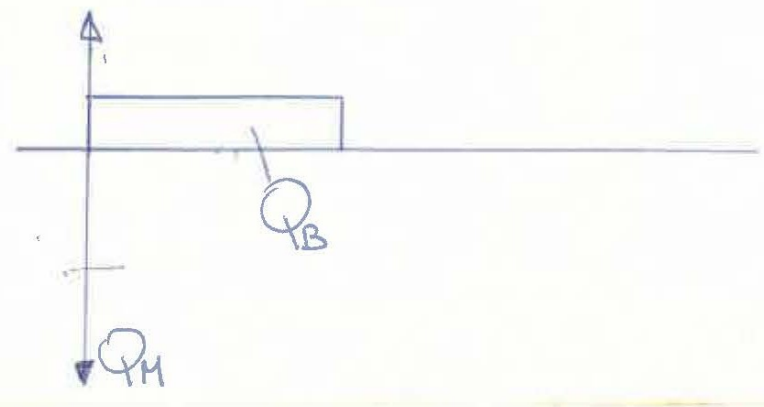
Se la differenza di tensione cade in uno stato estremamente sottile.

Questo consegue dalle ipotesi fatte sulle correnti MS e negli stati in mezzo o transiente devoto.



L'altezza della barriera $q\phi_{BN}$ è indipendente dell E_F nel metallo

questo forse più alto avrebbe più tensione nello stato di risonanza in la distribuzione di carica le cose sono come nel MOS unrettito



$$Q_B = q N_D X_D$$

$$Q_P + Q_B = -Q_M$$

~ con p-n-junction dello strato sottili o con un corpo E lineare V parabolico

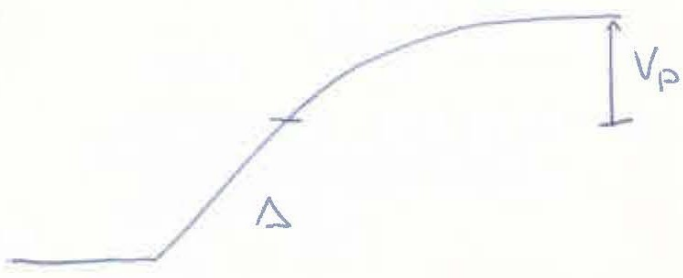
$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} = -\frac{qN_D}{\epsilon}$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{qN_D}{\epsilon} x_D$$

$$V_p = \frac{qN_D}{\epsilon} \frac{x_D^2}{2}$$

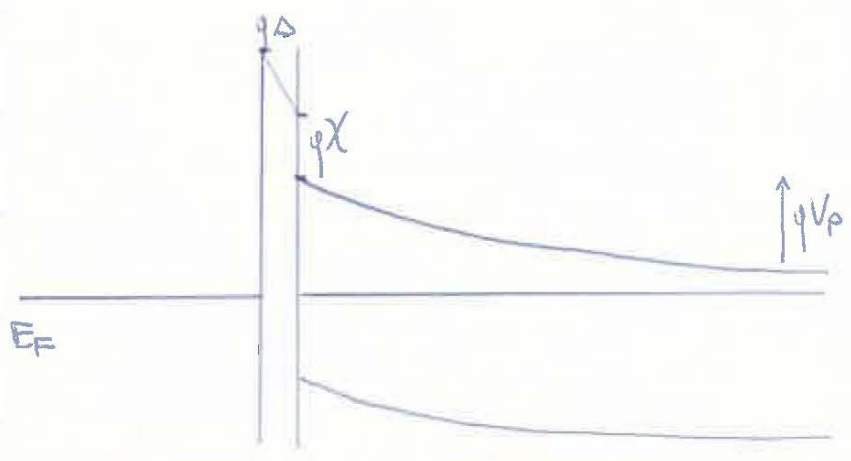
$$x_D = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_D} V_p}$$

di p-n-junction delle tensioni

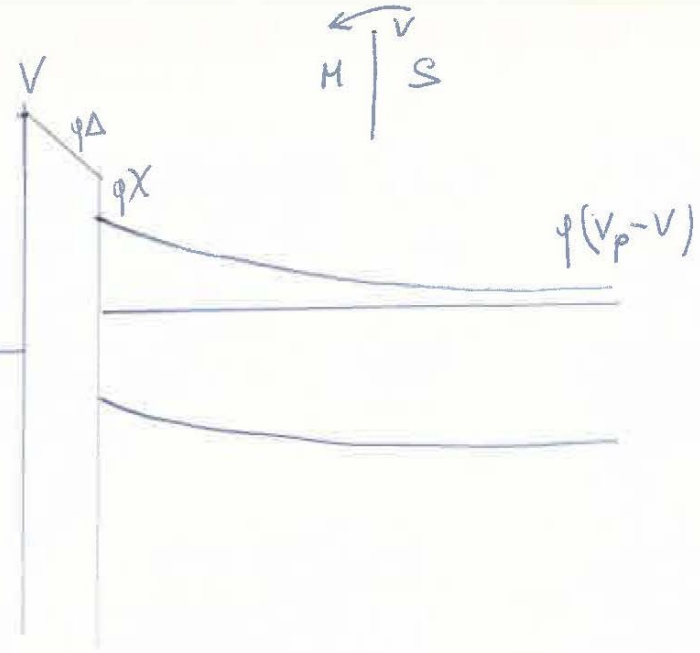


Questa espressione va bene per strutture in equilibrio.

Q. se noi applichiamo una tensione esterna + se un polarizzare il rettilo del dispositivo. Essa tensione si sottrae alle barriere se diretta e si somma alle barriere se inversa.

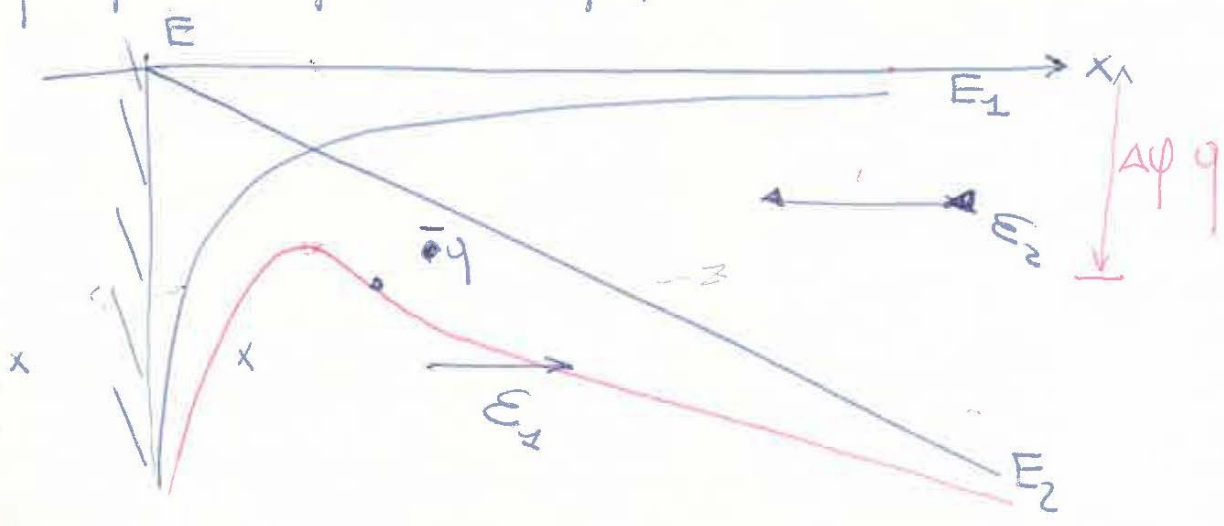


1. effetto Schottky



La presenza del campo elettrico nella parte di vuoto crea una interfaccia con la superficie di barriera. Non è un effetto di equivalenza al fenomeno di barriera effetto Schottky.

In un punto di una superficie conduttrice \exists un campo E con componente normale alla superficie, tale campo E altera la funzione di lavoro e quindi il potenziale di estrazione della superficie conduttrice.



Consideriamo il principio delle cariche immagine.

$$E_1(x) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(2x)^2}$$

$$V(x) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{4x} = \frac{1}{16\pi\epsilon_0} \frac{q}{x}$$

$$E_2 = -qV = -\frac{1}{16\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{x^2}$$

$$E_2(x) = -E_2$$

$$V(x) = +E_2 x$$

$$E_2 = -qV = -E_2 x q$$

Sommando i due effetti troviamo il polo di immagine

$$x_H = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E_2}} \quad E_H = \left(\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x_H} + q E_2 x_H \right)$$

$$\Delta\phi = 2 \sqrt{\frac{q E_2}{4\pi\epsilon_0}}$$

$$-\frac{1}{16\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{x_H} = -\epsilon_2 x_H q$$

$$x_H^2 = \frac{1}{16\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{\epsilon_2 q} \quad x_H = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 \epsilon_2}}$$

$$E_H = -\epsilon_2 x_H q - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x_H}$$

$$\Delta\phi = 2 \epsilon_2 x_H = \sqrt{\frac{q \cdot 4 \epsilon_2^2}{16\pi\epsilon_0 \epsilon_2}} = \sqrt{\frac{q \epsilon_2}{4\pi\epsilon_0}}$$

Questo effetto si verifica nella buccia a causa delle cariche fisse dello strato metallico.

Si consiglia di lavorare al vuoto e soprattutto tenendo conto di tutto.

L'assenza di gli stati non sono necessariamente → possibile una procedura verificata nella parte dei due pezzi

$\gamma\Phi_H$

γX

$\gamma\Phi_0$

E_c

E_f

E_v

$\gamma\Phi_H$

Φ_{BN}

$-\Delta\phi$

$\gamma(\Phi_0 - \Delta\phi)$

E_v

$$Q_H = -(Q_{st} + Q_B)$$

$$Q_B = \gamma N_B (\Delta X_0) \quad \underline{Q_{st} = \gamma N_{st} \Delta\Phi_0}$$

$$\Delta = \frac{Q_M}{\epsilon_0} d$$

(14)

cioè Q_{st} va pesotocane le cariche responsabili di $\Delta \phi_0$ come che si
l'haia nelle variazioni di livello Fermi delle strutture prima o dopo la
cupione.

$$\Delta = \phi_M - \chi - \Delta \varphi - \phi_{BN}$$

$$\phi_{BN} = \phi_M + (-\chi - \Delta \varphi - \Delta) =$$

$$= \phi_M - \chi - \Delta \varphi - \frac{Q_M}{\epsilon_0} d = \phi_M - \chi - \Delta \varphi + \frac{d}{\epsilon_0} (q N_{st} \Delta \varphi_0$$

$$+ q N_D \chi_D)$$

questa soluzione fornisce i due con limiti detti prima.

$$N_{ST} \rightarrow \infty \quad \Delta\phi_0 = 0$$

$$\phi_{BN} = \frac{E_g}{q} - \phi_0 - \Delta\phi$$

$$N_{ST} \rightarrow 0 \quad \Delta = 0$$

$$\phi_{BN} = \phi_M - \chi - \Delta\phi$$

I vari semiconduttori si comportano in modo intermedio a questi casi

si prende $S_i (m)$ e si misura l'altezza della barriera (effetto fotoelettrico)

in funzione del tipo di metallo usato come elettrodo di contatto si trova

ϕ_{BN} segue linearmente di E_F del metallo

$$\phi_{BN} = \phi_M K - K'$$

$$\phi_{BN} (S_i \approx 10^{17} \text{ A/cm}^2) = 0.55 \text{ V}$$

teoria di trasporto diodo Shotkey

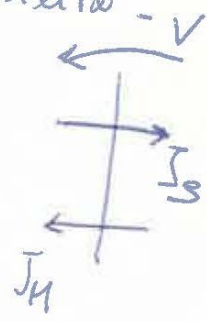
la sua più teorie.

1) poiché c'è una barriera all'interfaccia, gli elettroni la superano solo se hanno la sufficiente energia. La trattazione è dovuta a Schottky e Richardson e ommissione di elettroni del metallo.

La corrente o densità di corrente con direzione di probabilità

Nel nostro caso $J_s =$ elettroni che da S \rightarrow M

$$J_s = A^* T^2 e^{-q\Phi_{BM}/kT} e^{qV/kT}$$



Di fatto la barriera sarebbe V_p ma dai conti viene fuori Φ_{BM}

Il nostro caso sono anche elettroni che dal metallo vanno nel semiconduttore

perciò quindi la barriera è veramente Φ_{BM} indipendente dalla tensione esterna

$$J_M = A^* T^2 e^{-q\Phi_{BM}/kT}$$

$$J_{tot} = A^* T^2 e^{-q\Phi_{BM}/kT} [e^{qV/kT} - 1]$$

La corrente di saturazione dipende dalla T in modo inverso del caso della giunzione SS

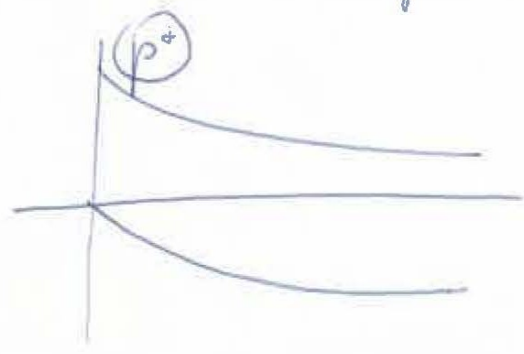
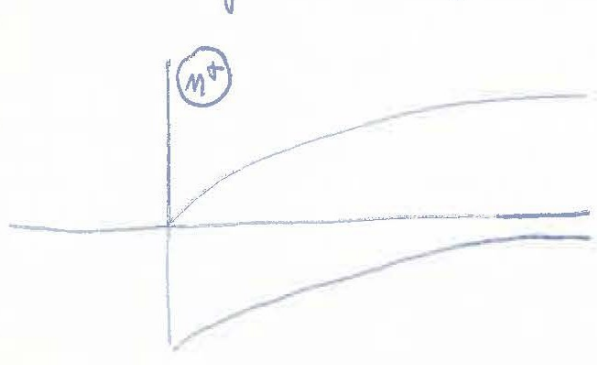
$$MS \quad A^* T^2 e^{-q\Phi_{BN}/KT}$$

$$SS \quad KT^3 e^{-E_g/KT}$$

Per A^* bisogna tenere conto della massa effettiva dell'elettrone mentre nell'esito di Richardson e' la massa a riposo $\frac{A}{A^*} = \frac{m}{m^*}$

Il diodo di Schottky ha tempi di risposta piccolissimi perche' la conduzione si effettua per cariche maggioritarie.

L'uso di tale diodo si ripartisce in circuiti integrati; il diodo Schottky si realizza praticamente spuntando la normale metallizzazione di contatto della base di un transistor per ottenere regioni N poco drogata. Se la regione N e' molto drogata si ha effetto di diodo di unione e non rettificante.



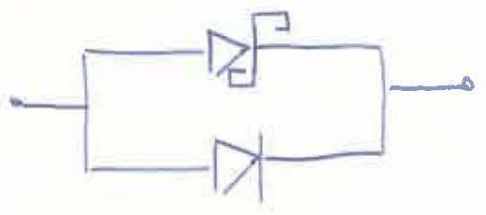
Il diodo MS ha tensione di rottura a valanga molto bassa

è una certa resistenza serie e ci sono grossi effetti di curvatura che corrispondono a grossi picchi di rottura BV.

Si cerca allora di fare diodo misto facendo di fatto il tipo quello di guardia



Il diodo Sh ha caduta interna molto superiore che nel caso precedente



Le coriche di diffusione oltre verso la barriera si calcola nello stato di ristretto il contributo di campo E e di diffusione

$$J_m = q n(x) \mu_n E(x) + q D_n \frac{\partial n(x)}{\partial x}$$

Costituiti gli ordinamenti di n(x) e di E si introducano n(0) n(x)

È unificata in forma

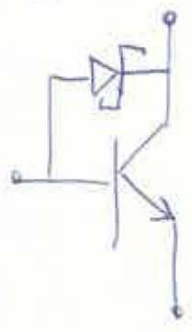
$$J_m = \left(\frac{q}{kT} \sqrt{V_p - V} e^{-q \Phi_{BN} / kT} \right) \left[e^{qV / kT} - 1 \right]$$

In questo secondo caso la corrente di saturazione dipende da V dipende inversamente rispetto a $\frac{q}{KT}$



Presentando V c'è $\frac{q}{KT} \sqrt{V_p - V}$ che tende ad annullarsi (verso di sopra) di certo per V molto grande.

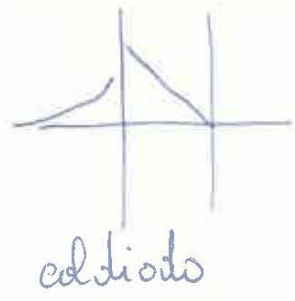
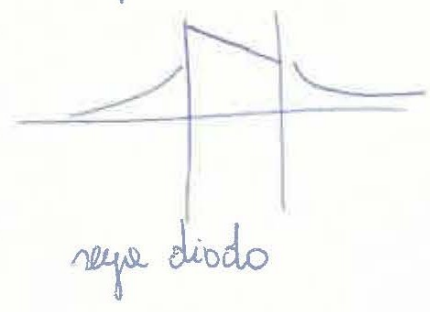
È usato come diodo anti-saturante di un transistor in parallelo alla giunzione PM di collettore



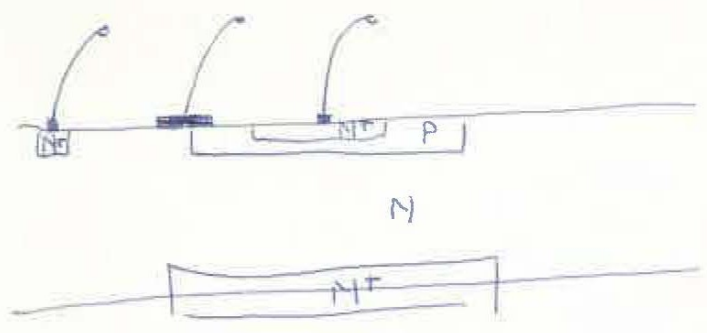
quando la giunzione collettore è polarizzata inversamente il diodo non conduce

quando la giunzione collettore tende ad essere diretta il diodo la cortocircuita

Il tempo di commutazione collettore



Inoltre modo la metallizzazione di base serve a coprire un po' di zona N e di questo automaticamente il diodo Shotkey in // alla giunzione collettore



"me conseguenza negativa è V_{CE02} più alto e quindi una minore efficienza
 di tensione e recupero.

il tr Sh sostituisce il tr de getto ecc sepa anche gli effetti negativi
 (maggiore consistenza dello stato, tensione di rottura più bassa, per
 controllabilità)