

HANDBOOK FORMULE

EQ. DI SCHRÖDINGER.

Si tratta di un bilancio energetico di una particella

$$E = E_c + V$$

Quantizzando

$$\hbar\omega = \frac{p^2}{2m} + V$$

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V$$

Ora moltiplichiamo per ψ

$$\hbar(\omega\psi) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \psi + V\psi$$

Calcoliamo le derivate di una ipotetica soluzione del tipo $\psi \propto$

$$\psi(x, t) = A \cdot e^{-i\omega t} \cdot e^{(-i k \cdot x)}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i\omega \psi \quad \Rightarrow \quad \omega \psi = i \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -k^2 \psi \quad \Rightarrow \quad k^2 \psi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$$

Sostituendo in quello precedente

$$\hbar i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi$$

EQ SCHRÖDINGER DEP. TEMPO

Se vogliamo trovare quelle con gli stati stazionari,

assumiamo che $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = E\Psi$

$$\Rightarrow E\Psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi$$

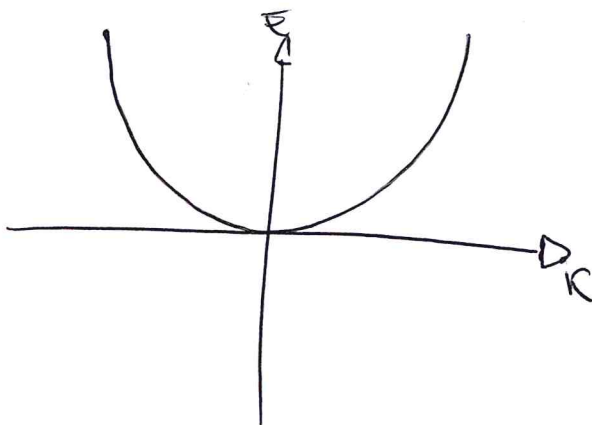
$|\Psi|^2$ = probabilità di trovare l'elettrone.

L'elettrone è delocalizzato nello spazio. È definito solo in termini di ~~energia~~ e ~~proprietà~~

Quella prova è soluzione per l'elettrone libero.

~~...~~ ~~...~~

$$\frac{2mE}{\hbar^2} = k^2 \Rightarrow E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$



Un'altro modo per esprimere l'eq. di Schrödinger è attraverso l'hamiltoniano

$$E\psi = H\psi$$

$$E\psi = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi$$

negliando

$$E\psi = \left(\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V \right) \psi$$

H operatore hamiltoniano

$$E\psi = H\psi$$

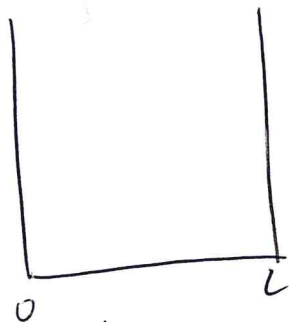
$$E = \frac{1}{2}mv^2 + V = \frac{p^2}{2m} + V$$

$$p^2 = -\hbar^2 \nabla^2$$

$$p = i\hbar \nabla$$

operatore momento

SCATOLA DALLE PARETI IMPENETRABILI



$$\psi = A e^{ikx} + B e^{-ikx}$$

$$\psi(0) = 0$$

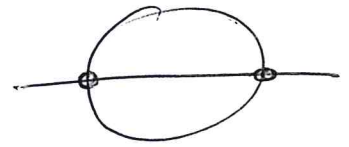
$$\psi(L) = 0$$

$$\psi \quad A+B=0 \quad A=-B \quad \Rightarrow \quad \psi = A (e^{ikx} - e^{-ikx}) = C \sin(kx)$$

$$\Psi(L) = 0$$

$$C \sin(kL) = 0$$

$$\sin(kL) = 0$$



$$kL = n\pi$$

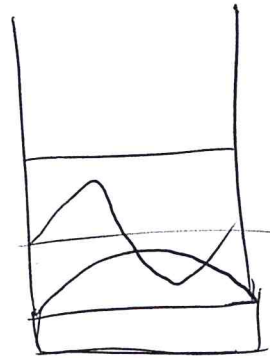
$$k = \frac{n\pi}{L}$$

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2m L^2}$$

Energia è discretizzata dentro la buca

$$\Psi = C \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right) \quad n = 1, 2, \dots$$



Si può dimostrare che k è un vettore d'onda

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

~~$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$~~

$$k\hbar =$$

$$E = \hbar\omega$$

~~$$E = mc^2$$~~

$$E = mc^2$$

$$E = pc$$

~~$$E = \frac{p^2}{2m}$$~~

$$pc = \hbar k c$$

$$p = \hbar \frac{\omega}{c} = \frac{\hbar}{\lambda}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} p$$

~~$$k^2 = \frac{p^2}{\hbar^2}$$~~

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$I = \frac{V}{R}$$

$$\underline{J} = \underline{\sigma} \underline{E}$$

$$\underline{J} = nqV = nq\mu E$$

$$\sigma = nq\mu$$

$$\mu = \frac{\sigma}{nq}$$

La geometria

$$G = f_1(T)$$

La ricombinazione

$$R = f_2(T) pn$$

Si può scrivere allora

$$\cancel{R} = f_1(T) = f_2(T) np$$

$$np = \frac{f_1(T)}{f_2(T)} = f_3(T)$$

np è solo funzione della temperatura in un semiconduttore all'eq.

Escome in uno intrinseco $n = n_i$ e $p = n_i$

$$np = n_i^2$$

Legge azione di massa

Questa vale anche se non è intrinseco ma all'equilibrio.

Valendo $f_1(T) = f_2(T) np = f_2 n_i^2 \Rightarrow G = n_i^2 f_2$

Entrambi R e G possono essere funzione di f_2 .

Si definisce poi la funzione $U(p, n, T)$ Questa è zero all'equilibrio

$$U(p, n, T) = R - G = f_2 (pn - n_i^2)$$

Un'altra cosa importante all'equilibrio, ~~se~~ se drogato con tutti gli stati eccitati, un drogaggio N lascia come positivo, la carica sia neutra.

$$N_D - n = N_A - p$$

$$\Rightarrow N_D - n - N_A + p = 0$$

$$\text{anche } N_D - N_A = n - p$$

Però presso anche $np = n_i^2$

$$p = \frac{n_i^2}{n}$$

$$N_D - N_A = n - \frac{n_i^2}{n}$$

Si può trovare n

$$n^2 - n(N_D - N_A) - \frac{n_i^2}{n}$$

$$\Rightarrow n = \frac{N_D - N_A \pm \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}}{2}$$

solto + perché un n negativo non può essere se drogato

$$n = \frac{N_D - N_A}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_D - N_A}{2}\right)^2 + n_i^2}$$

Ora si fanno ipotesi semplificative: se il drogaggio dominante è $\gg n_i$ o $\ll n_i$

$$n \sim \frac{N_D - N_A}{2} + \frac{N_D - N_A}{2} = N_D - N_A$$

Dice che quello che conta è la differenza dei droganti.

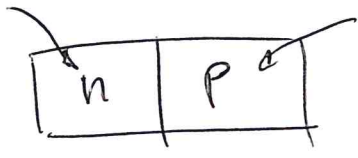
Si può trovare $p = \frac{n_i^2}{n}$

$$p \sim \frac{n_i^2}{N_D - N_A}$$

(con drogaggio N) (non può essere negativo)

Quindi se un drogaggio è sufficientemente prevalente sull'altro

$n = N_D$
 $p = \frac{n_i^2}{N_D}$



$p = N_A$
 $n = \frac{n_i^2}{N_A}$

Se il drogaggio è sufficientemente pesante nella zona

$n = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}$

$N_C =$ numero degli stati efficaci $\propto m_e^*$

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

$N_V \propto m_v^*$

$pn = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kT}}$

Si può anche imporre $n_i = p_i$ per trovare E_{Fi}

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

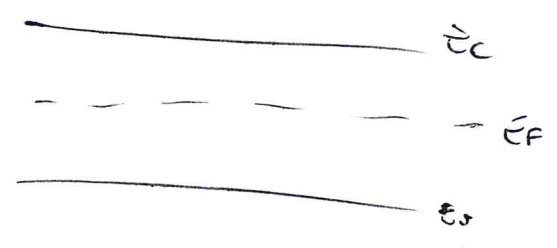
$\frac{N_C}{N_V} = e^{-\frac{E_V - E_F}{kT}} e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} = e^{-\frac{E_V + E_C}{kT}} e^{-\frac{-2E_F}{kT}}$

$\ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) = \frac{E_V + E_C - 2E_F}{kT}$

$-\frac{E_V + E_C}{2} + \frac{E_F}{1} = -2kT \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right)$

$E_{Fi} = \frac{E_V + E_C}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{m_v^*}{m_e^*}\right)$

il termine fra parentesi è $\frac{E_g}{2}$ se $E_F = 0$ come riferimento



$$n = N_D$$

$$n = N_D = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}$$

$$\frac{N_D}{N_C} = e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}$$

$$kT \ln\left(\frac{N_D}{N_C}\right) = -E_C + E_F$$

$$E_F = E_C - kT \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right)$$

Se $N_C = N_D$ il semiconduttore è intrinseco, cioè si trova E_C e il livello di Fermi E_F si comporta da metallo.

Si vede che il drogante sposta il livello di Fermi.

Guardiamo cosa succede se appoggiamo due materiali con diverse livelli di Fermi e cerchiamo all'equilibrio

	div. stati	elettronica stati vuoti in valenza	
MAT 1	$g_1(E)$	$v_1(E)$	$f_{01}(E, E_F)$
MAT 2	$g_2(E)$	$v_2(E)$	$f_{02}(E, E_F)$

Qualunque flusso dal materiale 1 al materiale 2 deve essere uguale all'opposto.

~~$$g_1 f_{01} = g_2 f_{02}$$~~

$$n_1 v_1 = n_2 v_2$$

$$g_1 f_{01} g_2 (1 - f_{02}) = g_2 f_{02} g_1 (1 - f_{01})$$

$$\boxed{f_{01} - f_{02}}$$

~~$$f_{01} - f_{02} f_{02} = f_{02} - f_{01} f_{02}$$~~

$$\psi_C = \frac{E_C - E_{F0}}{-q}$$

Equazione Shockley

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$$

calcoliamo

$$n_i = N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}}$$

quindi si ricorre

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_F + E_{Fi} - E_{Fi}}{kT}}$$

$$= \underbrace{N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}}}_{n_i} e^{\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}}$$

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

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

$$pn = n_i^2$$

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{n_i^2}{n_i} e^{-\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}}$$

$$\varphi = \frac{E_F - E_{Fi}}{q}$$

$$n = n_i e^{\frac{\varphi}{V_T}}$$

$$p = n_i e^{-\frac{\varphi}{V_T}}$$

$$V_T \sim 26 \text{ mV} @ 300K$$

$$V_T = \frac{kT}{q}$$

Si può anche scrivere

~~$$+ E_{Fi} + kT \ln\left(\frac{n}{N_c}\right) = E_F = E_{Fi}$$~~

~~$$+ E_{Fi} + kT \ln\left(\frac{p}{N_v}\right) = E_F = E_{Fi}$$~~

~~$$kT \ln\left(\frac{n}{N_c}\right) = kT \ln\left(\frac{p}{N_v}\right) = E_F - E_{Fi}$$~~

~~$$+ E_{Fi} + kT \ln\left(\frac{p}{N_v}\right) = E_F = E_{Fi}$$~~

etc

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

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



$$kT \ln \frac{n}{n_i} = E_F - E_{Fi}$$

$$kT \ln \frac{p}{n_i} = E_{Fi} - E_F$$

All'equilibrio E_F sono uguali

$$E_F = E_{Fi} + kT \ln \frac{n}{n_i}$$

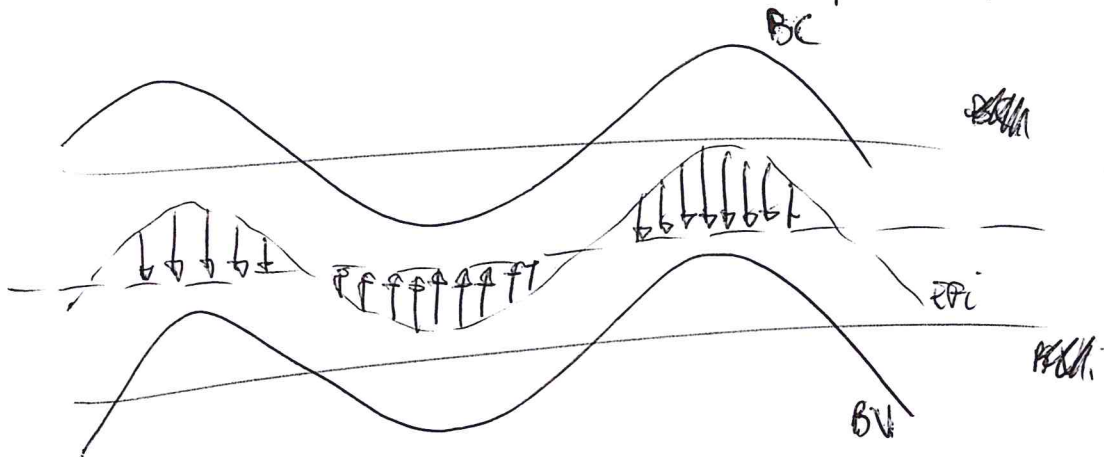
$$E_F = E_{Fi} - kT \ln \frac{p}{n_i}$$

Da ~~sono~~ ~~collegati~~ ϕ sono

$$E_F = E_{Fi} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{n}{n_i} - \frac{1}{2} kT \ln \frac{p}{n_i} = E_{Fi} + \frac{1}{2} kT \ln \left(\frac{n}{p} \right)$$

ϕ
livello
intrinseco

parte che dipende dai "perturbati"



~~il~~ il potenziale ϕ e il livello di Fermi sono lo stesso cosa

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\rho}{\epsilon_s}$$

$$-\nabla \varphi = \underline{\underline{\epsilon}}$$

Nel caso più specifico

$$\nabla^2 \varphi = + \frac{q}{\epsilon_s} (N_A + n - N_D - p)$$

Poi la velocità di drift, cioè con il campo elettrico.
Il modo più semplice è con l'impulso

$$\frac{F}{m} = -qE = m v_d$$

$$v_d = \left(\frac{-q \tau_s c}{m} \right) \underline{\underline{\epsilon}}$$

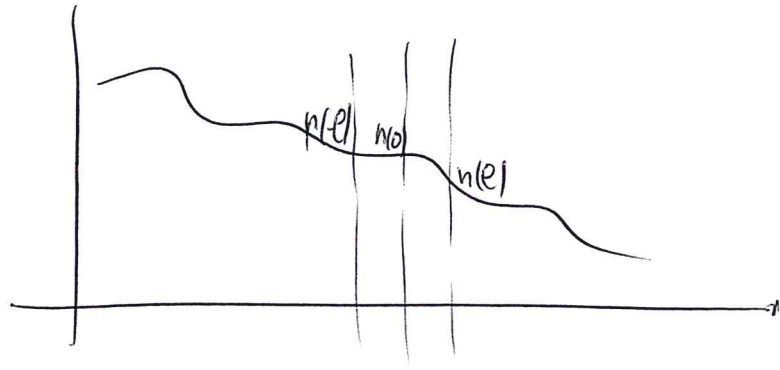
μ = mobilità dei portatori

$$\underline{J}_n = -q n v_{dn} = q n \mu_n \underline{\underline{\epsilon}}$$

$$\underline{J}_p = q p v_{dp} = q p \mu_p \underline{\underline{\epsilon}}$$

$$\underline{J} = \underline{\underline{\epsilon}} \left(q n \mu_n + q p \mu_p \right)$$

Ora prendiamo un profilo con n diverso (Tour Ming p 54)



l è il mean free path, cioè il percorso tra due urti

$$l = \mu_{sc} \cdot V_{TH}$$

Il flusso di particelle in 0 è quello che arriva da sx
meno quello che va verso dx. Si considerano trippolsei

$$F = \frac{1}{2} V_{TH} \left[\overline{(n(-l) - n_0)} - \overline{(n(l) - n_0)} \right]$$

$$= \frac{1}{2} V_{TH} \left[\overline{n(-l)} - \overline{n(l)} \right]$$

Si può considerare l infinitesimo

$$= \frac{1}{2} V_{TH} \left[\overline{n_0} - \frac{dn}{dx} \cdot l \right] - \left[\overline{n_0} + \frac{dn}{dx} \cdot l \right]$$

$$= -\frac{2}{2} V_{TH} \left[l \frac{dn}{dx} \right] = -V_{TH} l \frac{dn}{dx}$$

Ora, spendo il flusso e moltiplicando per la carica ho

$$J_n = -qF = q l V_{TH} \frac{dn}{dx}$$

Bisogna ora trovare il valore di V_{TH} . In una dimensione
Penny

$$\frac{1}{2} kT = \frac{1}{2} m v_{TH}^2 \quad kT = m v_{TH}^2$$

Ora uno dei v_{TH} è dato da $l = \tau_{sc} v_{TH} \Rightarrow v_{TH} = \frac{l}{\tau_{sc}}$

$$kT = \frac{m l}{\tau_{sc}} v_{TH} \Rightarrow l v_{TH} = \frac{\tau_{sc} kT}{m}$$

$$J_n = q l v_{TH} \frac{dn}{dx} = \frac{q \tau_{sc} kT}{m} \frac{dn}{dx}$$

ma anche

$$l v_{TH} = \left(\frac{\tau_{sc} q}{m} \right) \cdot \frac{kT}{q} = \mu \frac{kT}{q} = D_n$$

Coefficiente di diffusione

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx}$$

$\frac{dn}{dx}$ è il gradiente delle specie

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx}$$

$$D_n = \frac{\tau_{sc} q}{m} \cdot \frac{kT}{q} = \mu \frac{kT}{q} = \mu V_{TH}$$

↑
potenziale
è non
velocità

Per la corrente

$$J_p = -q D_p \frac{dp}{dx}$$

La relazione di Einstein è la relazione tra coefficiente di diffusione e mobilità.

MOD. DRIFT DIFFUSION

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \nabla n$$

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \nabla p$$

$$\mu_n = \frac{qV_{sc}}{m}$$

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n = \frac{kT}{q} \frac{qV_{sc}}{m} = \frac{kT V_{sc}}{m}$$

Rel. Einstein

Verrà bene quando J_n e J_p sono piccoli, quasi all'eq.
 All'eq. $J_n=0$ $J_p=0$ anche se drift e diffusion
 molto grandi semplicemente.

~~Il punto dell'equilibrio~~

Se siamo all'equilibrio servono 3 equazioni
 le variabili $p, n, \varphi \Rightarrow$ 2 Shockley e 1 Poisson
 con il mod drift diff.

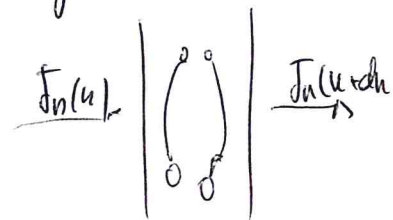
se non eq. 5 eq

$p, n, \varphi, J_n, J_p \Rightarrow$ si appaiono quelle delle correnti

La carica sia $\rho = -q(N_A + n - N_D - p)$

Le eq. di Shockley non valgono più fuori dall'equilibrio.
 Ho però una corrente. La carica deve conservarsi. Quindi la variazione
 nel tempo della popolazione deve essere pari al flusso netto
 meno le ricombinazioni e più le generazione:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} - U$$



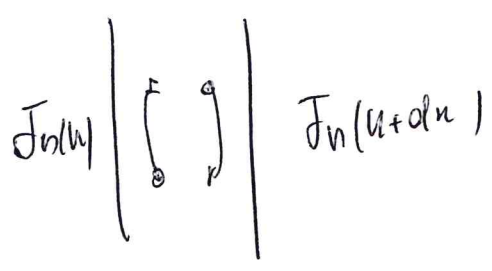
$$\int_V \frac{dn}{dt} dV = \left(+\frac{1}{q} \right) \int_{\partial V} \underline{J}_n \cdot d\mathbf{S} + \int_V (G-R) dV$$

source negative

$$\int_V \nabla \cdot \underline{J}_n dV$$

$$\frac{dn}{dt} = +\frac{1}{q} \nabla \cdot \underline{J}_n + (G-R) - U$$

$$\left(\frac{dn}{dt} = +\frac{1}{q} \nabla \cdot \underline{J}_n - U \right)$$



~~$$FA = \frac{J}{q} A$$~~

minimale
Tendenz

$$FA = F_{int} - F_{ext} + G - R = \frac{J_n(n)}{-q} A - \frac{J_n(n+dn)}{-q} A + (G-R) A dn$$

$$J_n(n) + \frac{dJ_n}{dn} dn A$$

$$FA = \frac{dJ_n}{dn} dn A + (G-R) A dn \Rightarrow \left(\frac{F}{dn} \right) = \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dn} - U$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dJ_n}{dn} - U$$

Se prendiamo una bilancia stazionaria

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\nabla \cdot J_n}{+q} - U$$

$$\frac{\nabla \cdot J_n}{+q} = +U$$

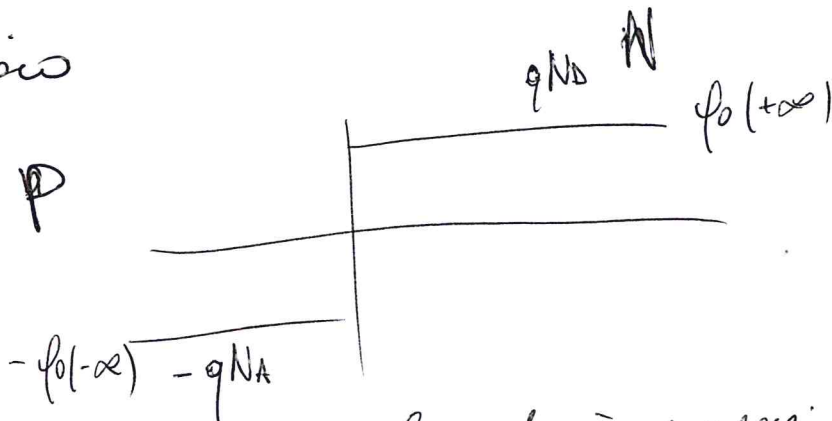
GIUNZIONI PN

Giunzione bilancia.

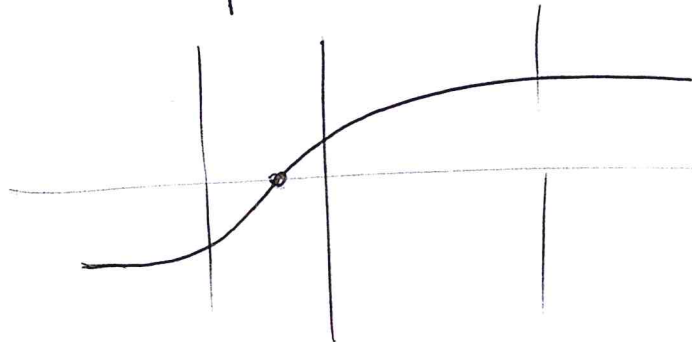
Il livello di Fermi dell'eq. deve diventare costante.

Approssimazioni:

Ingegno bilancia



Dopo il contatto il potenziale deve peggiorare



ma a $+\infty$ e $-\infty$ le zone sono elettricamente distribuite
 che diventano ~~bilancia~~ neutre. Il punto in cui è zero
 non è ~~da~~ solitamente contatto se $N_A \neq N_D$

Nelle giunzioni, occorre il potenziale varia, ci sarà un campo. Quindi ci dovrà essere delle cariche.

Il campo è $-V\phi$ perciò qui tiene verso sinistra.

Siamo occorre all'equilibrio, perciò volgiamo le eq. di Shockley in tutti i punti. Conoscendo il potenziale si trovano gli elettroni e le lacune in ogni punto. Dove $\phi=0$, il numero di elettroni e lacune è quello del semiconduttore intrinseco

Appox. le zone: neutra, smaltite, neutra

Stesso in eq. con Poisson e Shockley ho fatto. Nelle zone smaltite l'unica carica è quella fissa

Per zone N

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon_s}$$

Per zone P

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = +\frac{qN_A}{\epsilon_s}$$

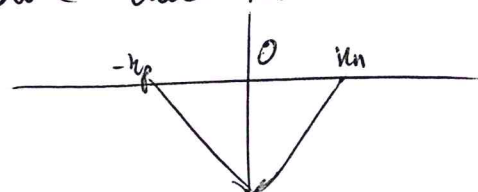
Se integro una volta ho il campo elettrico, due volte e ho ϕ

$$E = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (x + x_p)$$

$$E = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} (x_n - x)$$

$$0 \leq x \leq x_n$$

(dove $x=0$ è x_n)



Sotto 0 ϕ costante

è dunque dipendente dal doping

Ora integriamo di nuovo, si ottiene

Intanto che ϵ

$$E_{MAX} = \frac{-qN_A}{\epsilon_s} w_p = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} w_n$$

Integrando

$$\psi(x) = \int \frac{d\epsilon}{dx} = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} (w_n - x)$$

$$\psi(x) = \psi(-\infty) + \int_{-\infty}^x \frac{-qN_D}{\epsilon_s} (w_n - x) dx \quad \text{a dx}$$

$$\psi(x) = \psi(+\infty) + \frac{qN_A}{2\epsilon_s} (x + w_p)^2 \quad \text{a dx}$$

$$\psi = \frac{E_F - E_{Fi}}{q} = E_{Fi} \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right)$$

$$N_D = n_i e^{\frac{E_F - E_{Fi}}{KT}} \quad \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right) = \frac{E_F - E_{Fi}}{q}$$

$$\psi(+\infty) = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad \psi(-\infty) = -\frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right)$$

l'altezza della barriera è

$$\psi_B = \psi(+\infty) - \psi(-\infty) = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

Se drogato molto si avvicina al gap

ora voglio scrivere tutto il potenziale in funzione di N_A e N_D
 Prendiamo

$$W = W_n + W_p$$

Ricordiamo che la carica deve essere uguale da entrambe le parti.

$$N_A W_p = N_D W_n \quad \Rightarrow \quad W_n = \frac{N_A}{N_D} W_p$$

$$W = \left(\frac{N_A}{N_D} + 1 \right) W_p = \frac{N_A + N_D}{N_D} W_p$$

$$\Rightarrow W_p = \frac{N_D}{N_A + N_D} W \quad \text{e indipendentemente} \quad W_n = \frac{N_A}{N_A + N_D} W$$

A questo punto $\psi(0) = \psi_n - \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} W^2 \left(\frac{N_A}{N_A + N_D} \right)^2 = \psi_p + \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} W^2 \left(\frac{N_D}{N_A + N_D} \right)^2$

$$\psi_B = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) = \psi_n - \psi_p$$

$$\frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) = \frac{q}{2 \epsilon_s} W^2 \left(+ N_D \left(\frac{N_A}{N_A + N_D} \right)^2 + N_A \left(\frac{N_D}{N_A + N_D} \right)^2 \right)$$

$$= \frac{q}{2 \epsilon_s} W^2 \left(\frac{N_D N_A}{N_A + N_D} \cdot \frac{N_A}{N_A + N_D} + \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \cdot \frac{N_D}{N_A + N_D} \right)$$

$$= \frac{q}{2 \epsilon_s} W^2 \frac{N_D N_A}{N_A + N_D} = \psi_B$$

$$W^2 = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \psi_B}$$

Per il campo max

$$N_A W_p \frac{q}{\epsilon_s} = N_A W \left(\frac{N_D}{N_A + N_D} \right) \frac{q}{\epsilon_s}$$

GIUNTI ONDE FIORI EQUILIBRIO

Modello drift diffusion

$$\begin{aligned} J_n &= q n \mu_n E + q D_n \nabla n \\ J_p &= q \mu_p p E - q D_p \nabla p \end{aligned}$$

Proviamo a raccogliere i termini

$$\begin{aligned} J_n &= q \left(n \mu_n E + \frac{kT}{q} \mu_n \nabla n \right) = q \mu_n \left(n E + \frac{kT}{q} \nabla n \right) \\ &= q \mu_n n \left(-\nabla \varphi + V_T \frac{\nabla n}{n} \right) \end{aligned}$$

$$\frac{\nabla n}{n} = \nabla \ln n \quad \text{ovvero} \quad \frac{\nabla n}{n} = \frac{n_i \nabla n / n_i}{n_i} = \ln \left(\frac{n}{n_i} \right)$$

$$= q \mu_n n \left(-\nabla \varphi + V_T \nabla \ln \frac{n}{n_i} \right) = -q \mu_n n \nabla \left(\varphi - V_T \ln \frac{n}{n_i} \right)$$

φ_n
quasi livello di Fermi

Quindi si possono usare ancora le equazioni di Shockley, ma con il φ_n o φ_p anche fissati dall'equilibrio ($\varphi_n = 0$, stesso meg)

$$n = n_i e^{\frac{\varphi - \varphi_n}{V_T}}$$

$$p = n_i e^{\frac{-\varphi + \varphi_p}{V_T}}$$

$$\varphi - V_T \ln \left(\frac{n}{n_i} \right) = \varphi_n$$

$$\varphi = \varphi_n + V_T \ln \frac{n}{n_i}$$

$$\varphi - \varphi_n = V_T \ln \frac{n}{n_i}$$

$$np = n_i^2 e^{\frac{-\varphi_n + \varphi_p}{V_T}}$$

$$n = n_i e^{\frac{\varphi - \varphi_n}{V_T}}$$

Dato calcolare la corrente in equilibrio

$$n = n_i e^{\frac{\psi - \psi_n}{V_T}}$$

$$p = n_i e^{\frac{-\psi + \psi_p}{V_T}}$$

$$np = n_i^2 e^{\psi_p - \psi_n}$$

Quindi per calcolare n e p devo sapere come vanno nelle zone
svuotate. Vanno dritti perché si suppone che i minoritari non siano
influenti.

Perché la corrente drift-diffusione

$$J_p = \cancel{\mu_p q p E} \quad q \mu_p p E - q D_p \nabla p$$

Ricomincio scrivendo $J_p - J_{p0}$
dove $J_{p0} = 0$ all'eq.

$$J_p = q \mu_p (p E - p_0 E_0) - q D_p (\nabla p - \nabla p_0)$$

$$\uparrow \nabla(p - p_0) = \frac{dS_p}{dx}$$

$$J_p = q \mu_p (p E - p_0 E_0) - q D_p S_p$$

Ora guardo nelle zone n

$$q \mu_p ((p_0 + \delta p)(E_0 + \delta E) - p_0 E_0) = \underbrace{p_0 E_0 - p_0 E_0}_{\sim 0} + \underbrace{p_0 \delta E}_{\sim 0} + \underbrace{\delta p E_0}_{\sim 0} + \underbrace{\delta p \delta E}_{\text{piccolo}}$$

nelle zone n

$$J_p = -q D_p \frac{dS_p}{dx}$$

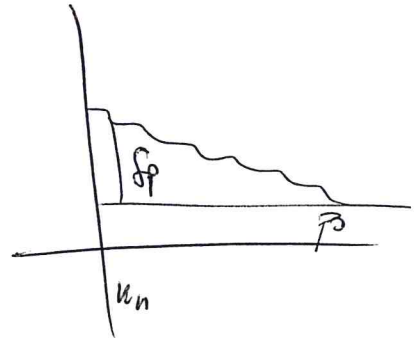
nelle zone p

$$J_n = q D_n \frac{dS_n}{dx}$$

Bisogna risolverla. Meccanicamente mi devei fare tutto il modello dei dipendenti, le eq corrente, Poisson, ~~Stokes~~ eq. continuità.

In questo caso però J_p , non serve J_n , quindi non serve Poisson perché sono in regime stazionario e la continuità solo di J_p .
 Quindi 2 eq. Continuità stazionaria

$$\begin{cases} J_p = -q D_p \frac{d\delta p}{dn} \\ \frac{dJ_p}{dn} = -qU \end{cases}$$



La corrente è solo p perché con piccoli incrementi la zero è quasi neutra
 Risolto

$$-qD_p \frac{d^2 \delta p}{dn^2} = -qU \quad D_p \frac{d^2 \delta p}{dn^2} = U$$

All'incirca avevo detto

$$U = f_1(n_p - n_i^2)$$

Usavamo $n_0 + \delta n$ e $p_0 + \delta p$

$$\begin{aligned} U &= f_1((n_0 + \delta n)(p_0 + \delta p) - n_i^2) = f_1(n_0 p_0 - n_i^2 + n_0 \delta p + p_0 \delta n + \delta n \delta p) \\ &= f_1(n_0 \delta p) = K \delta p \end{aligned}$$

$$\Delta p \frac{d^2 \delta p}{dn^2} = k \delta p = \frac{\delta p}{\tau_p} \quad \tau_p = s$$

$$\Delta p \frac{d^2 \delta p}{dk^2} = \frac{\delta p}{\tau_p}$$

Bisogna risolvere questa tra n_0 e ∞
 Servono poi due equazioni al contorno, spaziali, nella n e nel tempo. È indifferente se si risolve

$$\frac{d^2 \delta p}{dn^2} = \frac{\delta p}{\Delta p \tau_p} = \frac{\delta p}{L_p^2} \quad \Delta p \tau_p = L_p^2$$

lunghezza di diffusione

La soluzione è

$$\delta p(n) = A e^{-\frac{n}{L_p}} + B e^{\frac{n}{L_p}}$$

Subito $n \rightarrow \infty \Rightarrow = 0 \quad B = 0$

$$\delta p(n) = A e^{-\frac{n}{L_p}}$$

ora dobbiamo trovare una seconda condizione al contorno
 la troviamo dicendo che

$$\delta p(n_0) = A e^{-\frac{n_0}{L_p}}$$

$$\delta p(n) = \delta p(n_0) e^{\frac{n_0}{L_p}} e^{-\frac{n}{L_p}}$$

Ho δp , posso cercare la corrente

~~$$\frac{d \delta p(n)}{dn}$$~~

$$J_p = -q \Delta p \frac{d \delta p}{dn}$$

$$= -q \Delta p \delta p(n_0) e^{\frac{n_0}{L_p}} \left(-\frac{1}{L_p}\right) e^{-\frac{n}{L_p}}$$

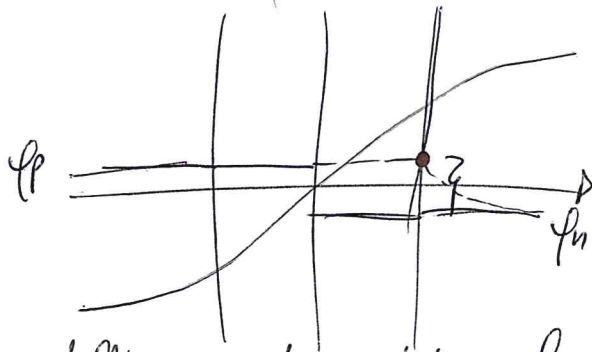
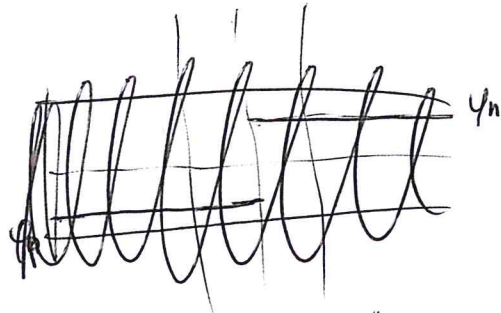
$$J_p = \frac{q \Delta p}{L_p} \delta p(n_0) e^{\frac{n_0 - n}{L_p}}$$

$$= \frac{q \Delta p}{L_p} \delta p(n_0) e^{-\frac{n - n_0}{L_p}}$$

Abbiamo ottenuto l'espressione della corrente di diffusione
 Ora devo trovare $I_p(u_n)$.

Su u_n , ricordo che

$$n_p = n_i^2 e^{\frac{\phi_n - \phi_p}{V_T}} = n_i^2 e^{\frac{\Delta\phi}{V_T}}$$



Si può pensare. È prop. alla densità dell'ecce di portatori, per
 corrente. Si può in quasi equilibrio, può essere
 In zona smistata ~~non è~~, può essere costante. Abbiamo $\Delta\phi$, cioè V .

$$n_p = n_i^2 e^{\frac{V}{V_T}} \quad \text{in } u_n$$

Questa funziona anche dell'altra parte. Per il punto ell $\phi_n = \phi_p$
 Il gradiente dello pseudo potenziale da la corrente, che è piccolo, può essere
 poco praticamente costante.

$$p(u_n) n(u_n) = n_i^2 e^{\frac{V}{V_T}}$$

$n(u_n) = n_0 = N_A$, perché zona quasi neutra

$$p(u_n) = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{V}{V_T}} \quad \text{mi serve } I_p(u_n)$$

$$I_p = I - I_0$$

$$I_p = \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{V}{V_T}} - \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{n_i^2}{N_D} (e^{\frac{V}{V_T}} - 1)$$

$$\text{Ripetendo } I_p(u) = \frac{q D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{V}{V_T}} (e^{\frac{V}{V_T}} - 1)$$

Attenzione
 che se velocità V
 Ad esempio
 volte di più
 che V_T

Siamo a metà opera, abbiamo una corrente, dovremmo calcolare anche $J_n(n)$ e per velocità nello stesso n e sommarle.

Impossibile calcolarle in n_n , perché campo ~~grande~~ piccolo e n grande. Allora si lavora, alla fine. Finisce si dice

$$J = J_p(n_n) + J_n(n_n)$$

Sommiamo invece quello che sono calcolate facilmente e sommo e sottraggo $J_n(n_n)$

$$J_p(n_n) + J_n(n_p) + J_n(n_n) - J_n(n_n)$$

vedo che da $J_p(n_n) + J_n(n_n)$, cioè J , ma ho ancora quello che non capisco e calcolo

$$\underbrace{J_p(n_n) + J_n(n_n) + J_n(n_p)}_{\cancel{J_n(n_n)}} - J_n(n_p) = J_n(n_n) + J_p(n_n)$$

$$J_n = J_n(n_n) + J_p(n_n) \neq J_n(n_n) + J_n(n_p)$$

Qui ci sono due parti. Una al bordo e poi quella di ricombinazione

$$J = J_n(n_n) + J_p(n_p) + \int_{n_p}^{n_n} qU(n) dn$$

Le formule delle correnti sono ^{in ricombinazione} più complicate, identiche per la prima due. $n = n_n$ e $n = n_p$, come sopra

$J \sim qn_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) \left(e^{-\frac{V}{V_T}} - 1 \right)$

Corrente di sot J_s

J si vede V cresce e^{V/V_T}

In un caso si spingono via anche quelli pochi f_0 . Al meno $sp = 0$ e Co diventa e J_s .

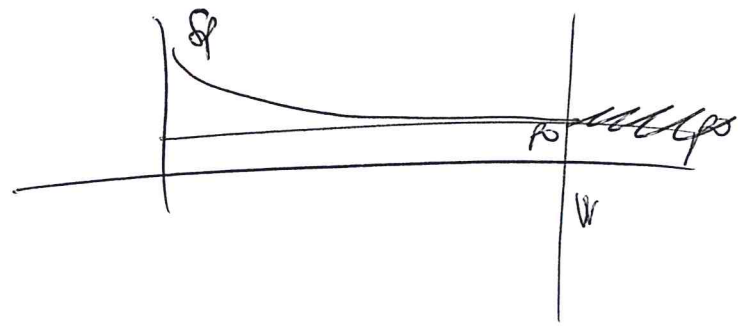
In realtà in un caso di più corrente, pochi di quelli

$$q \int qU dV$$

che diventa rilevante $e \gg J_s$.

Limitare la lunghezza della gamma con un W si può avere sempre la formula precedente dove per W ^{nel grafico}

~~$q \int qU dV$~~



$$sp = 0 \text{ in } W.$$

Valori intermedi e' una legge parabolica.

Con W molto notevole, quell'espansione di sp e' praticamente una retta.

In un caso corrente anche la dimensione delle sue strutture che sono più grande anche il corpo.

~~Handwritten scribbles~~

One case succede con una termone variabile

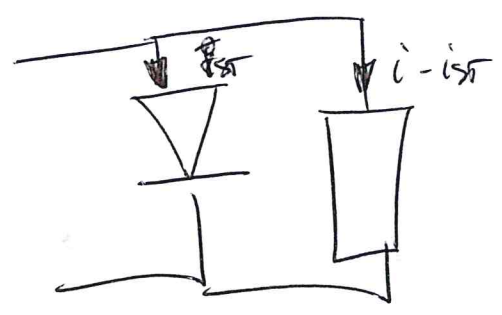
$$\underline{J}(t) = J_p(t, u) + J_n(t, u) + \epsilon_s \frac{dE}{dt}$$

Supponiamo che sia diviso in due parti e togliere

$$J_{ST}$$

$$J - J_s = i_p + i_n + \epsilon_s \frac{dE}{dt}$$

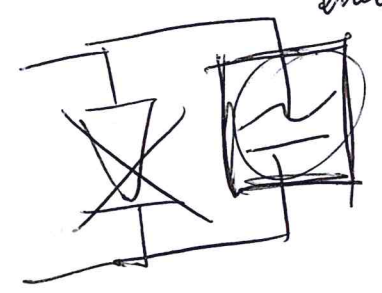
Se applico un impulso, non è detto che le cariche si muovano immediatamente. Le portatrici ha un'inerzia e quello in cui la stessa termone è indotta. ~~Spinto e da un'ora il corpo lo porta. E' quasi istantaneo~~



Guardiamo la polarizzazione inversa. Più semplice perché si conoscono le cariche fisse. si vedono nell'u c

$$J - J_s = \frac{\epsilon_s dE}{dt} + \cancel{i_p + i_n}$$

piccolo



$$J = \epsilon_s \frac{dE}{dt}$$

Si ipotizza ora che il corpo dipende solo dalle termone e quindi se istantaneo

$$E(t) \sim E(V(t))$$

$$J = \epsilon_s \frac{dE}{dt} \cdot \frac{dV}{dV} = \left(\epsilon_s \frac{dE}{dV} \right) \cdot \frac{dV}{dt}$$

$$C_j = \frac{F}{\text{cm}^2} \quad \text{è su cm}^2$$

$$J = C_j \frac{dV}{dt}$$

Attenzione solo il campo elettrico è quasi stat. non lo corrente.
 Perché la corrente non cambia istantaneamente. Sarebbe come dire
 che quando la tensione gli elettroni accelerano istantaneamente.
 Ora bisogna trovare la capacità di pannello.

$$E_j = E_{j0} \sqrt{1 - \frac{V_R}{\phi_{B0}}} \quad \leftarrow \text{tensione in inversa}$$

da qualche la distanza

$$\frac{dE_j}{dV} = \frac{E_{j0}}{2} \cdot \frac{-\frac{1}{\phi_{B0}}}{\sqrt{1 - \frac{V_R}{\phi_{B0}}}} = - \frac{E_{j0}}{2\phi_{B0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V_R}{\phi_{B0}}}}$$

La capacità dipende da V_R (negativa) e da ϕ_{B0} .

Il secondo componente è perciò un coefficiente variabile.

Quindi è l'effetto di una curva non lineare. ~~Non esiste una~~ $Q(V)$
 e non una costante
 Però farlo però in pezzi separati

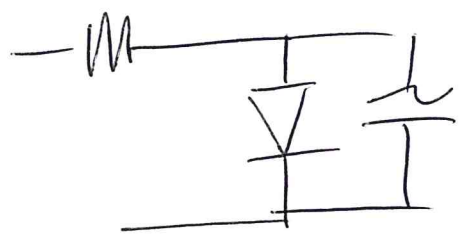
$$C_j = \frac{\epsilon_s}{W(V_R)} = \frac{\epsilon_s}{W} \cdot \frac{1}{V_R}$$

$$C_j = \frac{\epsilon_s}{W(V_R)}$$

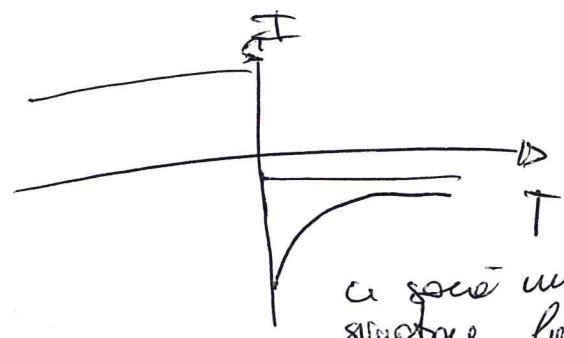
$$W(V_R) = \frac{2(\phi_{B0} + V_R)}{|\epsilon_{j0}|}$$

Ora in diretta. \cong differenziale, perché userei sono componenti trascendentali.

In diretta la capacità sarà di differenza, collegate alle corse e perciò elle tensioni attraverso cui esprimibili, perciò molto poco controllabile

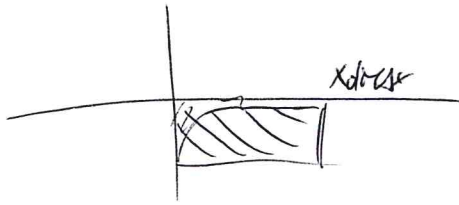


Anche qui' analogo.



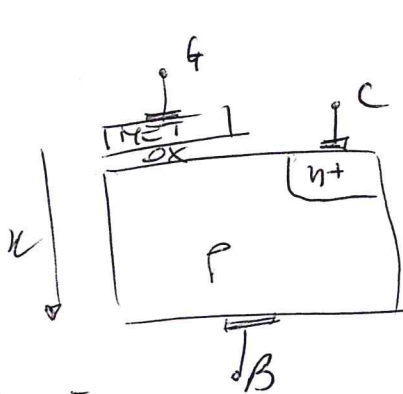
ci sarà un picco per svuotare la capacità, tanto più grande, quanto più grande è la corrente.

Sul campo trasmissivo si possono fare errori grossolani sulle giunzioni. Questo perché se due zone sono diverse in dopaggio, entrando in una zona poco dopata, la carica mobile dell'altra porterà due cariche affluenti: cioè il p della P può essere ancora più affluente del +Nd. Invece di essere ~~svuotata~~ svuotata completamente ha abbastanza p del P. C'è quindi più carica in entrambe le parti e campo più alto. Il campo essere grosso, potenziale essendo integrale è v or. Il campo per in diretta non è più lineare a caso della curva non lineare.



$$Q_{TOT} = x_{dmax} \cdot (-qN_A) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s |2\psi_p|}{qN_A}} \cdot (-qN_A) = \sqrt{-2\epsilon_s q N_A |2\psi_p|} \cdot \frac{Q}{\text{cm}^2}$$

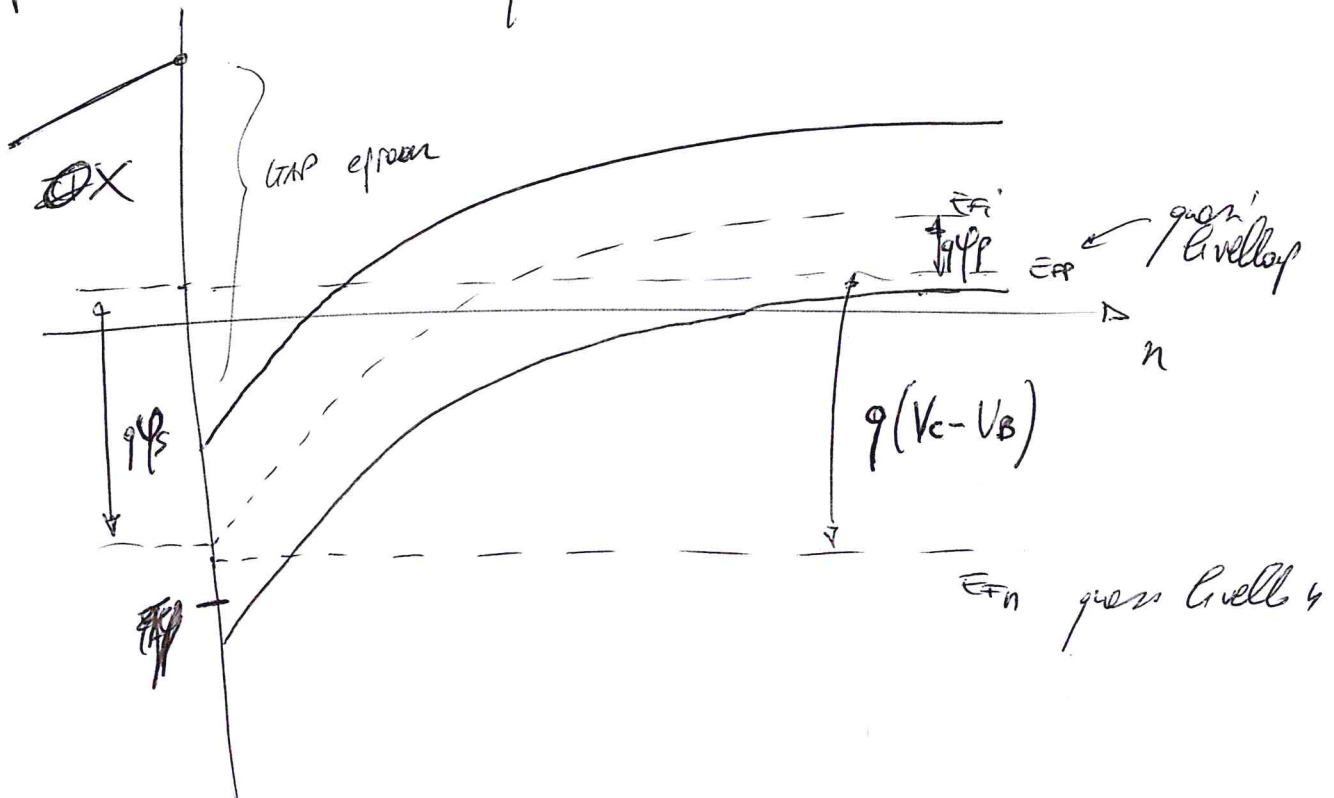
Ora introduciamo un terzo termine



$V_C > V_B$
 movimento elettroni in diretta



① Non è più in eq. Carica: quasi liv. Fermi.



Come la regola. la funzione pu che si è creata sotto il canale. la distanza non è più quella del livello di Fermi nel Bulk, ma con E_{Fn} . Quindi, non è più

$$\psi_s = -\psi_p$$

Ma $\psi_s = -\psi_p + (V_c - V_b)$

Si fanno le condotte di potenziale sul semiconduttore.

↑ V_T , diventa un po' più $2\psi_p$, ma $\frac{2\psi_p + V_c - V_b}{}$ la carica nel semic. cambia, e' condotte più tenuose.

$$x_{0max} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s (2\psi_p + V_c - V_b)}{qN_a}}$$

$$Q_{max} = \sqrt{2\epsilon_s q N_a (2\psi_p + V_c - V_b)}$$

setto soglia, l' V_T non tocca il canale, perché il canale in realtà non c'è. la funzione pu non è nel ~~semiconduttore~~ deos. sotto soglia quindi la V_c non influenza. V_B non è influenzata.

Non essendo applicata una tensione $\psi_p = \psi_s$ e il substrato è di nuovo p.

la distanza da V_{gs} a V_T , dipende da $V_c - V_b$, perché si speche V_T .

la tensione su V_{FB} ~~semiconduttore~~ parte con V_0 zero a $V_{FB} = V_T - \psi_s$, che è la condotte interna, come nell'ox e sem c

$$V_{ox} = (V_G - V_B + V_{FB}) - (\psi_s - \psi_p)$$

Termine
totale
applicata

Termine
nel semic. con bulk riferimento

$$\underline{E_{ox}} = \frac{V_{ox}}{t_{ox}} = \frac{(V_G - V_B + V_{FB}) - (\psi_s - \psi_p)}{t_{ox}}$$

Per che otteniamo $\underline{E_{ox}}$, possiamo pensare $\underline{E_{si}}$ all'interfaccia. Dove

$$E_{ox} \underline{E_{ox}} = E_{si} \underline{E_{si}}$$

$$E_{ox} \underline{E_{ox}} = \frac{E_{ox}}{t_{ox}} (V_G - V_B + V_{FB}) - (\psi_s - \psi_p) = C_{ox} (V_G - V_B + V_{FB}) - (\psi_s - \psi_p)$$

$$= \cancel{Q_{ox}} E_{si} \underline{E_{si}} = -Q_n - Q_D$$

\swarrow carica mobile n
 \nearrow carica depletion

cioè la carica totale.

Per V_{tr} e V_T . Abbiamo detto $|Q_n| \ll |Q_D|$

Quindi @ V_T

$$Q_D \sim -C_{ox} (V_G - V_B + V_{FB}) - (\psi_s - \psi_p)$$

Però si può anche scrivere, per ~~l'altro~~ senso opposto

$$Q_n = -C_{ox} (V_G - V_B + V_{FB}) - (\psi_s - \psi_p) + Q_D$$

$$e \quad Q_D = \sqrt{2 \epsilon_s q N_A (2\psi_p + V_c - V_B)}$$

con carica body dovuta alla carica mobile sull'ox carica smaltita

$$Q_n = -C_{ox} (V_{FB} + V_G - V_B - 2\psi_p) + \sqrt{2 \epsilon_s q N_A (2\psi_p)}$$

con body

$$Q_n = -C_{ox} (V_G - V_B + V_{FB} - \psi_p - V_c + V_B - \psi_p) + \sqrt{2 \epsilon_s q N_A (2\psi_p + V_c - V_B)}$$

Questo è valido sopra V_T

Pommo invece V_T , un caso il fatto $Q_n \approx 0$

$$C_{ox} (V_G - V_{FB} - V_C - 2|\phi_p|) = \sqrt{2qNAE_s (2|\phi_p| + V_C - V_B)}$$

$$V_G - V_{FB} - V_C - 2|\phi_p| = \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2qNAE_s (2|\phi_p| + V_C - V_B)}$$

$$V_G = V_{FB} + V_C + 2|\phi_p| + \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2qNAE_s (2|\phi_p| + V_C - V_B)}$$

$$V_{GS} = V_{FB} + V_C - V_B + 2|\phi_p| + \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2qNAE_s (2|\phi_p| + V_C - V_B)}$$

È neg.

Dipende da drogaggio, anche tramite V_{FB} e ϕ_p , dipende la soglia. V_T è definita con ϕ_p , quindi con il drogaggio.

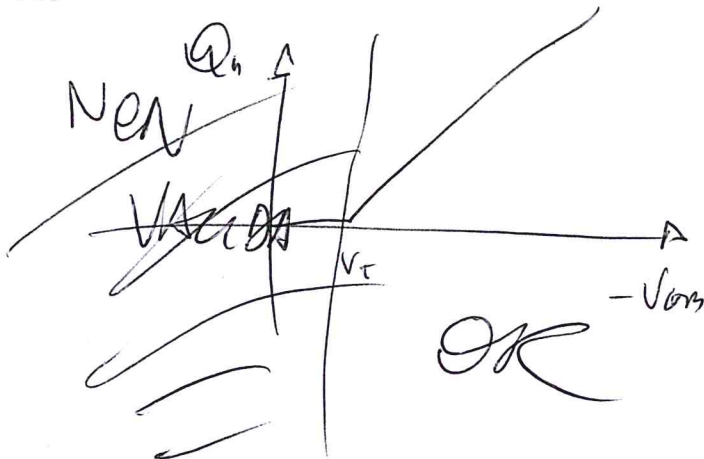
Altro fenomeno è C_{ox} . Più grande $\Rightarrow V_T$ minore

Sopra soglia

$$Q_n = -C_{ox} (V_{GS} - V_T)$$

come cond. pice e non parallela con zero corrente

Anche V_T non varia e non cresce termale sul semic, perché anche di var molto rilevante.



Il V_T tende a crescere elettricamente con il canale

Pericolo di un'insurrezione di capacità:

Non è una capacità, perché non linear
Cap. differenziale

Divisa in tre zone

Accumulo (V_{DS} < V_{FB})

$$Cap. \sim \frac{E_{ox}}{t_{ox}}$$

Inversione deboli

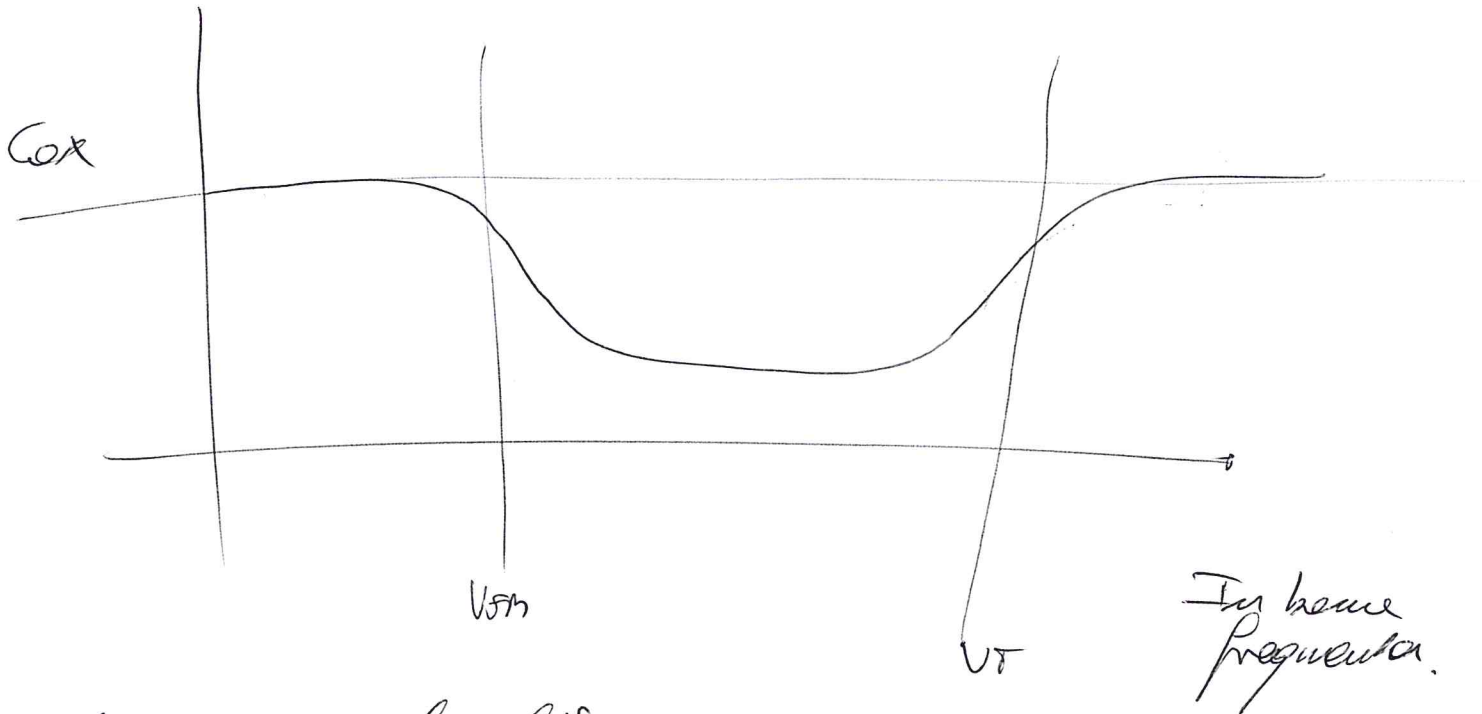
$$cap \sim \frac{1}{\frac{t_{ox}}{E_{ox}} + \frac{K_{ox}}{E_s}}$$

crea la distorsione nell'oscillogr.

$$\frac{1}{C_{velocim.}}$$

Forte inversione

$$cap \sim \frac{E_{ox}}{t_{ox}}$$



Sostanzamento sul poli d'

Si può anche scrivere la V_T

$$V_{T0} = V_{FB} + \frac{q}{C_{ox}} \sqrt{2\epsilon_s q N_A} \sqrt{2|\phi_p|} + \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2\epsilon_s q N_A} \sqrt{2|\phi_p|}$$

Senza $\gamma = \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2\epsilon_s q N_A}$

$$\Rightarrow V_{T0} = V_{FB} + 2|\phi_p| + \gamma \sqrt{2|\phi_p|}$$

Ora quello che V_B (V_T è riferita a $V_G - V_B$)

$$V_T = V_{FB} + 2|\phi_p| + \gamma \sqrt{2|\phi_p| + V_G - V_B} + \gamma \sqrt{2|\phi_p|} - \gamma \sqrt{2|\phi_p|}$$

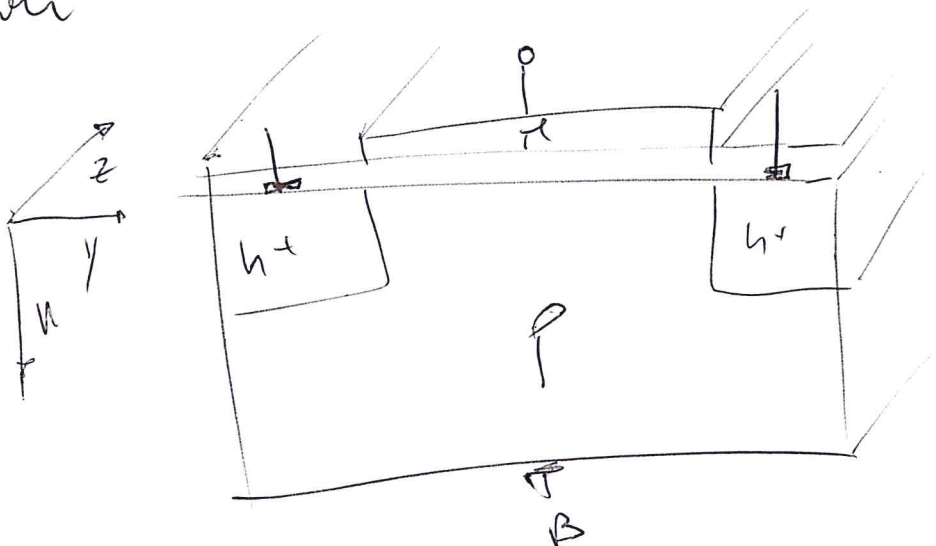
senza e sottogruppo $\gamma \sqrt{2|\phi_p|}$

vedo V_{T0}

$$V_T = V_{T0} + \gamma \sqrt{2|\phi_p| + V_G - V_B} - \gamma \sqrt{2|\phi_p|}$$

$$= V_{T0} + \gamma \left(\sqrt{2|\phi_p| + V_G - V_B} - \sqrt{2|\phi_p|} \right)$$

TRANSISTORS, cond. + source e drain, attraverso elettrodi laterali



n-channel
con canale
di tipo n

Horizonto V_{DS}

il livello: sempre il canale costante sotto il gate

è valido se $V_{DS} < V_{GS} - V_{T}$, cioè V_{DS} infinitesimo. con V_{DS} non induce campo elettrico.

Quello che si muove è la Q_n

$$Q_n = -C_{ox} (V_{GS} - V_T)$$

La corrente sarà

$$I_D = \frac{-Q_n v}{L}$$

tutte le cariche che drift, perché canale costante. No differenza per definizione.

Caricamento tr

$$L = v_d tr$$

$$L = \mu_n E_d tr$$

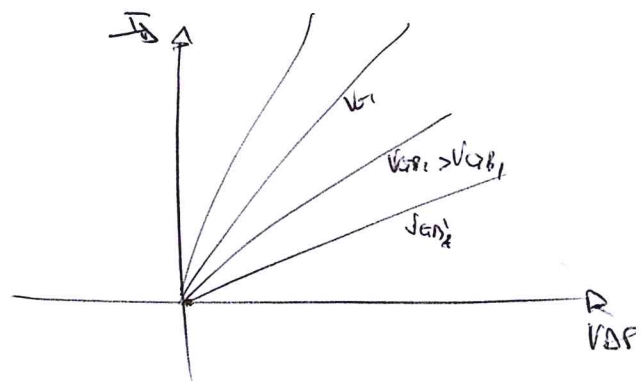
$$tr = \frac{L}{\mu_n E_d}$$

Il campo ds infinitesimo, è comunque lineare

$$tr = \frac{L}{\mu_n \frac{V_{DS}}{L}} = \frac{L^2}{\mu_n V_{DS}}$$

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

Si comporta come un resistore



WL è la superficie del canale, voglio tutte le cariche

Si vede $\frac{\mu}{L}$, μC_{ox} (accoppiamento), $V_{GS} - V_T$ (comanda la resistenza).

Campo laterale penetra nel canale e toglie carica.

Se dividiamo il canale in fette, ognuna è diversa dall'altra. Ogni fetta è una linea: \Rightarrow Gradual channel approximation
 usare l'1D, per andare in 2D.

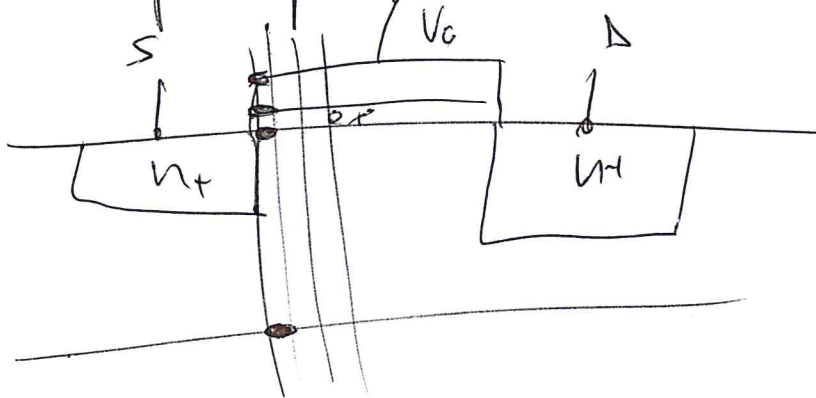
Come influenzate da V_{GS} . Il campo ora è 2D, verticale e lungo y . Però se laterale poco importante, non influenza molto.

$$\left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right| \gg \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right|$$

Ogni fetta ha un diverso valore del bulk. ~~Stessa ψ_s stessa ϕ_s~~

Allora, ci sono V_G, V_B e ψ_s . $V_G = V_B$ sono uguali per tutti.

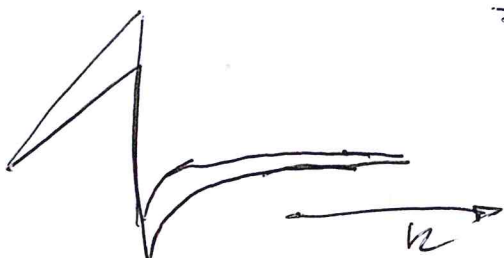
ψ_s come fare fetta, nasce da V_B .



ψ_s cambia perché c'è il $\frac{\partial \psi}{\partial y}$, che cresce verso il drain. Due fette, sono due conduttori con diverse tensioni V_B , c'è effetto body.

Nelle seconde c'è più o meno carica, perché $V_G >$

Ad esempio,

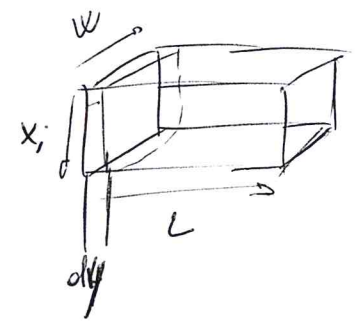


meno caduta sull'angolo \Rightarrow meno carica.
 Le curve di canale che da sx a dx \Rightarrow un trasporto nel canale

Partiamo dalla legge di Ohm

$$dV_c = I_D dR$$

$$dR = \frac{\rho dy}{n_i w} = \rho \frac{dy}{n_i w}$$



Ora $\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q \mu_n n(y)}$

può non essere ~~per questo~~
 $n_i n(y)$

$$dR = \frac{dy}{n_i w q \mu_n n(y)}$$

$$n_i n(y) = \int_0^\infty n(n, y) dn \Rightarrow$$

Assumi per ora che $q n_i n(y) = -Q_n$

$$dR = \frac{dy}{-Q_n \mu_n w}$$

Per ora solo
conoscenza della
corrente in funzione
di Q_n

$$dV_c = -I_D \frac{dy}{Q_n \mu_n w}$$

$$I_D dy = -Q_n \mu_n w dV_c$$

Ora integriamo

$$I_D L = - \mu_n w \int_{V_S}^{V_D} Q_n dV_c$$

Q_n dipende da V_c ,
cioè dalla posizione.
un po'.

$$I_D = -\frac{W}{L} \frac{1}{\mu_n} \cdot \int_{V_S}^{V_D} Q_n(V_C) dV_C$$

One serve $Q_n(V_C)$. Abbiamo quello del condensatore MOS con bulk e canale.

$$Q_n = -C_{ox} (V_{GT} - V_{FB} - 2|\phi_p| - V_C) + \sqrt{2qNAE_s / 2|\phi_p| + V_C - V_D}$$

Ci sono due termini e interpretando si ottiene il modello che $\frac{3}{2}$. Interpretiamo che poter trascinare l'incremento della zona svuotata, fa vedere di no più come e picco più corrente del modello che $\frac{3}{2}$. ~~non guardi~~

~~$$Q_n = -C_{ox} (V_{GT} - V_{FB} - 2|\phi_p| - V_C)$$~~

~~Interpretando in altro modo~~

~~$$C_{ox} \cdot$$~~

Così ~~metto~~ invece di V_C , metto V_S , cioè quello più basso.

$$Q_n = -C_{ox} (V_{GT} - V_{FB} - 2|\phi_p| - V_C) + \sqrt{2qNAE_s (2|\phi_p| + V_S - V_D)}$$

Così V_{GT} era V_{GT} , nella sezione con $V_C = V_S$ e con $V_C = V_D$ in $\sqrt{\quad}$

$$V_{GT} = V_{FB} + 2|\phi_p| + V_C + \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2qNAE_s (2|\phi_p| + V_C - V_D)}$$

$$V_{GT} = V_{FB} + 2|\phi_p| + V_S + \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2qNAE_s (2|\phi_p| + V_S - V_D)}$$

Guardando nella Q_n ~~possa interpretare~~

$$Q_n = -C_{ox} (V_G - V_{T0} + V_S - V_C)$$

Si può riscrivere con

$$Q_n = -C_{ox} (V_G - V_{T0} - (V_C - V_S)) = -C_{ox} (V_G - V_{T0} - V_{DS})$$

Riprendendo l'integrale

$$I_D = \frac{W}{L} \frac{1}{\mu_n} C_{ox} \int_{V_S}^{V_D} (V_G - V_{T0} - V_{DS}) dV_C$$

↑
non dipende da V_C

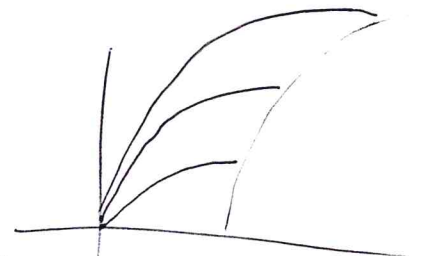
$$= \frac{W}{L} \frac{1}{\mu_n} C_{ox} \left[(V_G - V_{T0}) V_{DS} - \int_{V_S}^{V_D} V_{DS} dV_C \right]$$

Risoluzione dell'integrale

$$\int_{V_S}^{V_D} (V_C - V_S) dV_C = \left[\frac{V_C^2}{2} \right]_{V_S}^{V_D} = \left[\frac{V_S V_C}{2} \right]_{V_S}^{V_D} = \frac{V_D^2}{2} - \frac{V_S^2}{2} + V_S V_S - V_S^2$$

$$= \frac{V_D^2}{2} + \frac{V_C^2}{2} - V_S V_D = \frac{V_{DS}^2}{2}$$

$$I_D = \frac{W}{L} \frac{1}{\mu_n} C_{ox} \left((V_G - V_{T0}) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right)$$



~~Ho scritto bene~~ $V_G - V_{T0} + V_S - V_S = V_{GS} - V_{T0} = V_{GS} - V_T$

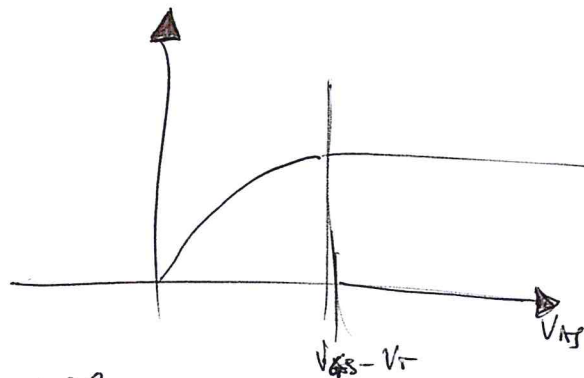
$$I_D = \frac{W}{L} \frac{1}{\mu_n} C_{ox} \left((V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right)$$

Ha un minimo in $V_{GS} = V_T = V_{DS}$

⇒ In quel punto

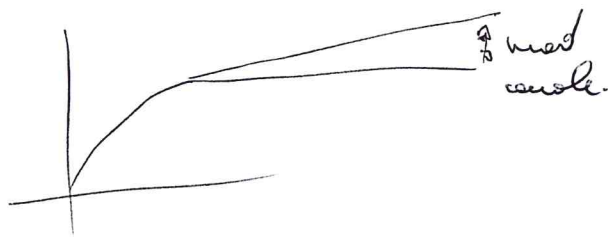
$$I_D = \frac{W}{L} \frac{1}{\mu n} C_{ox} \left(V_{DS}^2 - \frac{V_{DS}^2}{2} \right)$$

$$\frac{I_D}{I_D^{sat}} = \frac{W}{L} \frac{1}{\mu n} C_{ox} \frac{V_{DS}^2}{2}$$



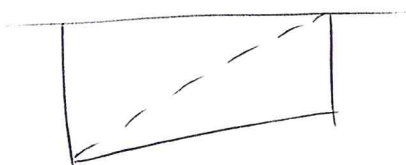
La crescita cede perché il calo della sezione è in compensazione con la corrente.

Al $V_{DS} \geq V_{GS} - V_T$, il campo è comparabile con la tensione di soglia e la corrente non cresce più. In realtà il punto di pinch-off vale a canale corto e $L \ll \lambda$ cioè (al corso) si può considerare in sat.

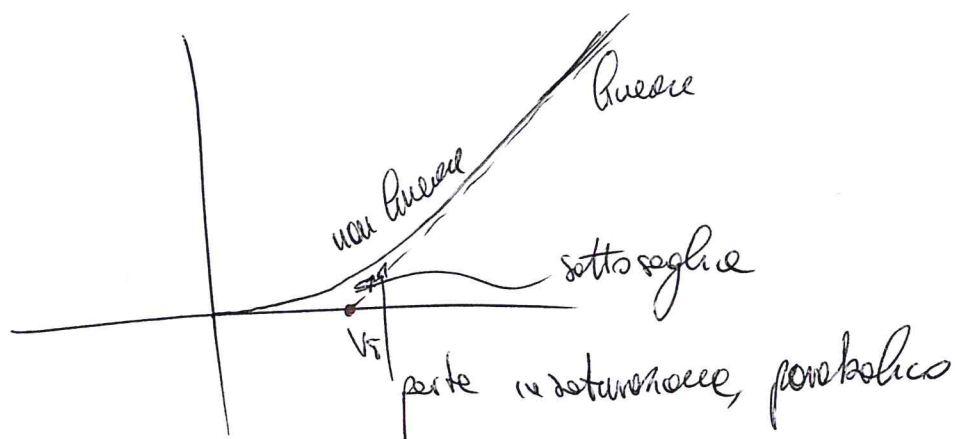


Ciò, la prima fetta è molto ociosa, l'altra se $V_{DS} = V_{GS} - V_T$ è appena alle soglie. Se superiamo V_T superiamo. La sua V_{GS} è infatti pari a $V_{DS} + V_T$, considerando che V_G è al max.

Il canale diventa un triangolo, da un trapezio



Come la sottosoglia: per avere stessa corrente con pendenza più bassa, devo poter più potenza in OFF. voglio alta pendenza.
 Il transistore transiene V_{DS} , ho una rete. V_{DS} anche piccolo una parte mobile in retroazione lo faccio sempre, comunque, quindi non lineare.



Sabendo poi con V_{DS} poco corrente anche a regime delle forte opposte, perché durante rilevanti le variazioni del source e drain.

Il sottosoglia si vede bene su un semilog.

Qui la conduttanza cambia: non è più per drift, ma per diffusione che è la parte principale, ed è esponenziale (lineare su semilog).

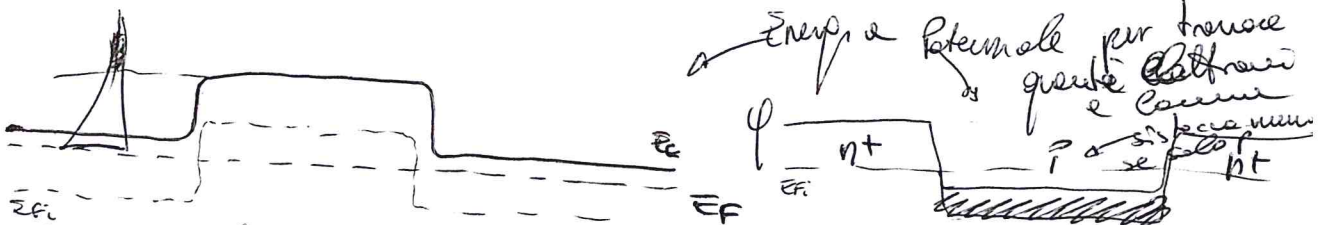
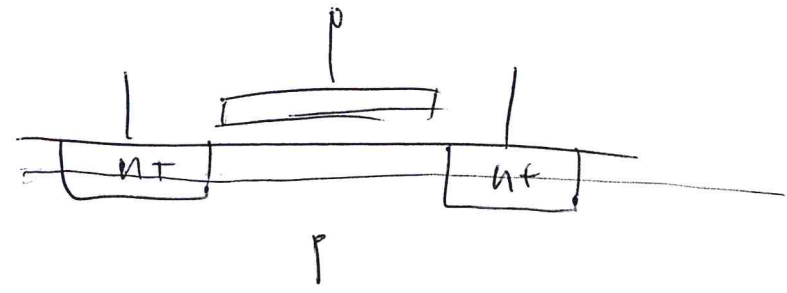
La pendenza deve essere più alta possibile, così da avere poco corrente con lo stesso gate e corrente poco.

Si identifica un nuovo fattore di merito

$$\frac{I_{ON}}{I_{OFF}} \sim 10^6 \sim 10^7$$

Più è grande, migliore è il dispositivo, e la tecnologia

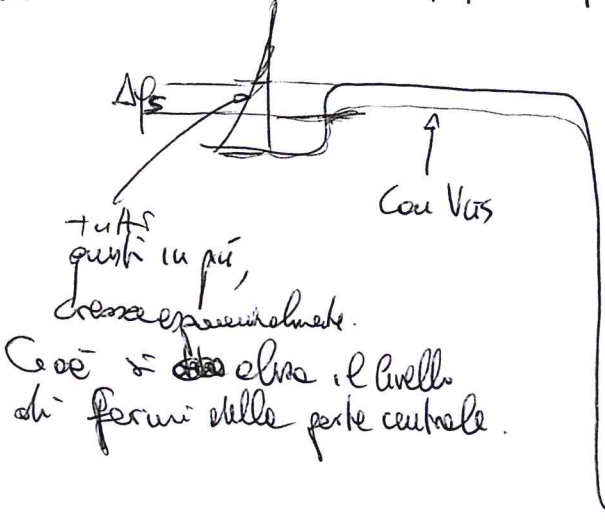
Perché sotto soglia è exp?



l'esperienza che la corrente termica. Tutte le porte sopra il pop
 può fornire. la corrente sottogate cresce con la temperatura. Poi
 anche con la tensione.

~~gate~~

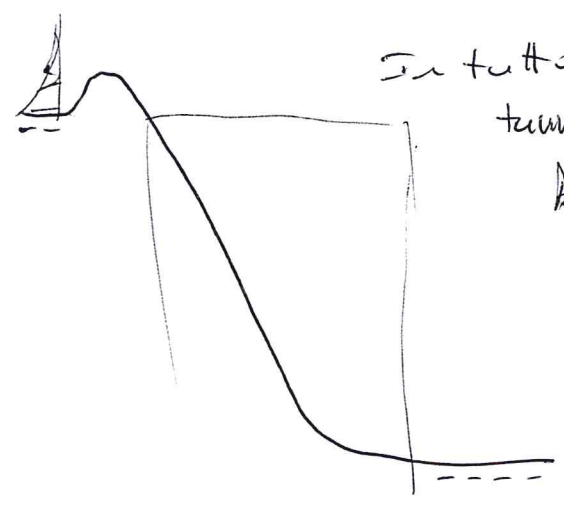
Cresce come esperimentale applicando una tensione la parte di gate
 da superiore. Se non c'è modulazione di ~~gate~~ lunghezza di canale, o effetto
 di canale corto, con $V_{GS} \neq 0$ si ottiene sempre drain, ma gli elettroni
 arrivano sotto lo stesso pop. Dipende la loro energia dalla temperatura e
 quindi sub. Se applico V_{GS} ottengo
 pop, \Rightarrow più elettroni, in termini
 di esperienza.



Rispetto a prima, ho
 gli stessi per il rapporto tra
 le due code di
 $\frac{qA\phi_s}{eKT}$ In realtà ϕ_s
 per ogni slice
 in direzione x .

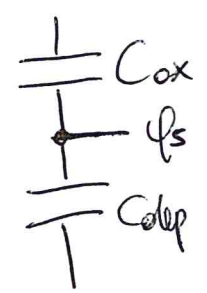
Aumentano i soliti 26meV ~~gate~~ \Rightarrow $\frac{qA\phi_s}{eKT}$ Poi dovremo avere,
 perché c'è di netto l'effetto, e quindi, 26meV del gate non aumenta in
 ϕ_s . Anzi a V_G , la struttura cambia e diventa probabile per drift

nelle realtà un po' dipende, con canale corto



In tutto questo spazio si oltre la prob. tunnel. Poi anche il pop può essere influenzato

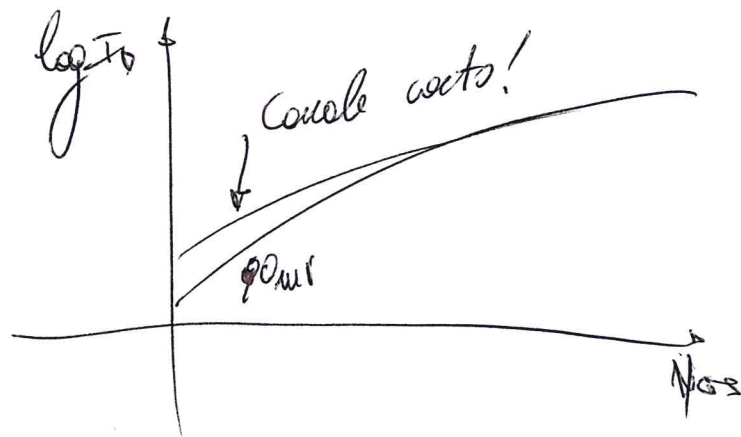
Per ripetere $i < 26 \text{ mV}$ corso su f_s , poi nel servic per ogni slice colt acciaio. Sulla superficie di pannello dello spessore dell'ox e E_{ox} . [Però il rapporto tra le due slices è altrettanto importante?] Quindi non saranno i 60mV decise, ma di più. Di più per l'ombro. Futuro per le due linee e perciò di sempre il fattore empirico $\frac{E_{ox}}{E_{Si}}$. Quindi in che sia l'ox che la non idiosincrasia. In realtà il conduttore e anche sul bulk



Quindi la ρ_s sarà dovuta ad un partitore. Molto drog e ox sottile, \Rightarrow più condutt, ma a 90 in termini di spessori

$$m = 1 + \frac{C_{dm}}{C_{ox}}$$

Sottosoglia, per togliere 5 ordini di grandezza di corrente, serve $\frac{1}{2} V_0$ Pressione anche da spicciotto!



Il canale corto elimina che solo ha bande, senza variazioni troppo le V_{AS} . Questo perché non dipende più solo dal gate, ma il campo di drain entra nel canale. Eff. Canale corto

l'effetto di canale corto è molto negativo. Perché pone più molte corrente, con un dipendente non scelto bene.

Delta Short Channel V_t -roll-off.

Come fare bene allora lo scaling?

FIGURA 2

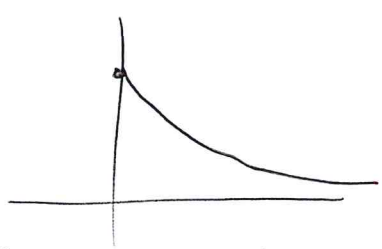
- Numero fotonic $F(n)$
- Coefficiente di assorbimento $\alpha(n)$
- Il rate di penetrazione ottico $G_{opt} = \alpha(n)/F(n)$

Se entra un certo piano e uspo' viene accorciato, la variazione del piano $\frac{dF(n)}{dn} = -\alpha(n)/F(n)$

$$dF(u) = -\alpha(u)F(u) du$$

Se $\alpha(u) = \alpha$ costante

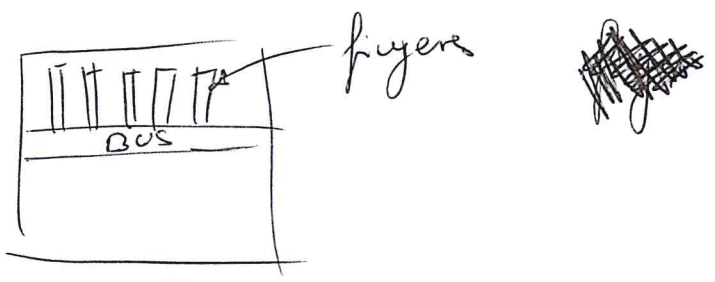
$$F(u) = F(u_0) e^{-(u-u_0)\alpha}$$



Però una cella di lunghezza limitata avrà parte dei fotoni che la attraversano da parte a parte.

- Si può misurare e discutere della cella. Servire:
- Che ci sia permeazione \Rightarrow può competere con le radiazioni solari
 - Un campo built-in per separare le cariche \Rightarrow pn
 - Basso tasso di ricombinazione e perciò pochi difetti. Per il fotov. serve meno purezza della microelettronica.

La cella è composta dal semiconduttore e dall'collegamento.



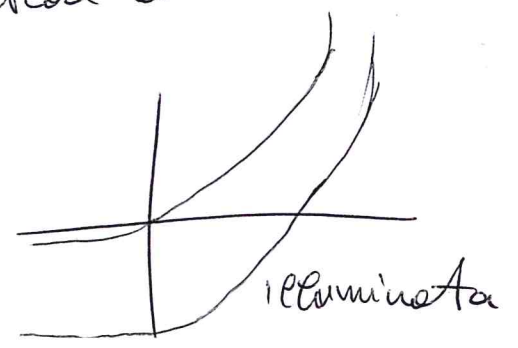
I contatti limitano l'efficienza e area. ITO.

Nella caso dell'esperto dipendete con parte e costo per esposizione il silicio.

Per migliorare l'incorporamento si possono creare anche celle multi-junzione.

Loggicamente pu averi una costante $1/\lambda$

L'illuminazione costante una corrente inverte.



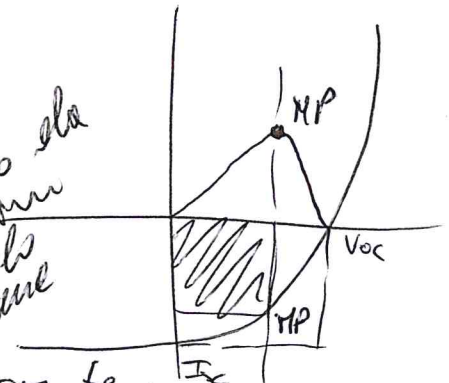
Il rendimento si tratta la raccolta verso il bene.
 $I_E - I_C$ è dovuto alla conversione per la dritta.

$$P_{max} = I_{max} \cdot V_{max} = FF \cdot I_{sc} \cdot V_{oc}$$

$$FF = \frac{I_{max} V_{max}}{V_{oc} I_{sc}}$$

$$FF_{max} = 1$$

Influenza da
effetti resistivi
paralleli e serie



MP = Maximum point, ~~FF~~ cambia con temp...

$$\frac{d^2 S_p}{dn^2} = \frac{S_p}{L_n^2} \left[-\frac{G}{D_n n} \right]$$

Rate di generazione \rightarrow
 Corrente approssimativa

Si ottiene una corrente rispetto al dritto, se illuminato, nelle zone neutre

$$J_p(n) \sim -q D_n \frac{dn}{dx} \quad S_p = p - p_0$$

La fotogenerazione è + importante nella zona neutra, non solo nelle zone neutre.

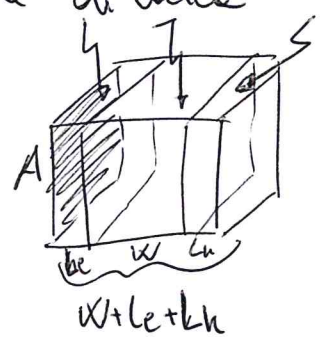
$$|S_{Fe}| = |S_{Fn}| = q G W$$

Le L per la ricombinazione devono essere il più grandi possibili, nelle zone quasi neutre. Devono infatti essere capaci di ripulire le zone senza ricombinazione. Si ottiene se i difetti sono pochi.

Se è generato più in la di L_n , non riesce a ripulire la zona neutra N e perciò non sopravvive della parte opposta, spunt del campo. La corrente

$$I = I_0 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) - I_L \quad \text{dove } I_L = qAG(L_n + W + L_p)$$

Si sommano perciò tutte le cariche generate nelle 3 zone in cui è presente forte spinta del campo elettrico. qG è la quantità generata di carica e A la superficie di generazione in retinale



In l_h e le diffusion verso la zona a concentrazione più bassa, che è la ~~più bassa~~ zona sottile, dove c'è il campo del retinale

Come in tutte le primarie per cui piccole dimensioni, la carica diffusa e il drift è molto piccolo.

Dalla eq. delle correnti

$$I = I_0 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) - I_L$$

con $I=0$ si ottiene la ~~la~~ V_{sc}

$$I_0 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) = I_L \Rightarrow e^{\frac{qV}{kT}} = \frac{I_L}{I_0} + 1$$

$$\frac{qV}{kT} = \ln \left(\frac{I_L}{I_0} + 1 \right)$$

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \left(\frac{I_L}{I_0} + 1 \right)$$

Se diminuisce la l_b e l_h la I_L cala, perciò cala V_{oc} .
 Le misure di efficienza devono essere fatte in condizioni standard $P_{in} = \frac{1kW}{m^2}$ uniforme. Per elevate efficienze, servono V_{oc} grande, perciò I_0 piccola, e I_{sc} grande.

~~per~~ ~~per~~ $ni^2 \propto e^{\frac{E_g}{E_0}}$

$I_0 \propto ni^2 \Rightarrow$ Cresce E_g , cala I_0 .

Pero prende meno sole. \Rightarrow ci vorrà un po' di tempo per un'eff. \rightarrow 1.1 ~ 1.2 mgha. efficienza teorica ~ 37%

E_g grande, poco sole, poche perdite. (I_0 e soli con $E > E_g$)

E_g piccolo, molto sole, molte perdite. ($I_0 >$ e soli con $E < E_g$, meno poi perdite).

Ripetiamo le perdite

- Non assorbimento $E < E_g$
- Trasmissione $E > E_g$
- Hot carrier generation \downarrow
- Perdite ottiche (riflessione)
- Perdite di ricombinazione (ricombinazione)
 - Nel bulk
 - Nelle superficie
 - Ricombinazione per stati intermedi (Dangling bonds)

I dangling bonds sono evitabili nel film sottile.

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_i} = \frac{FF \cdot V_{OC} \cdot I_{sc}}{P_i}$$

I limiti superiori possono essere in funzione del bandgap e della spessore delle celle. Si considerano solo i meccanismi più influenti: • Ricombinazione Auger (no fotone, ma per hot carrier e fotoni) ~~per~~ ~~per~~ ~~per~~ ~~per~~ ~~per~~ importante

con drop elevato e alte temperature. Più presente nei
 gap indiretti, poiché se viene fatto il salto diretto poi deve
 comunque emettere fotone ed è più probabile che sia solo
 fotone.

2) ricombinazione Shockley-Read-Hall. Non si emettono
 fotoni ed invece per ricombinazioni a step diretto ~~tra~~ il
~~banda~~ gap. Sono creati dalla impurezza, dangling bonds,...

Si considerano l'emissione attraverso diversi modelli per la cella,
 ad esempio step function $E \rightarrow E_g \Rightarrow$ assorbito con $E = E_g$.

La I_{sc} cresce con gap più piccolo, infatti:

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

$$I_0 \propto n_i^2$$

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_L}{I_0} - 1 \right)$$

$$I_L = I_0 G A (W + L_e + L_h)$$

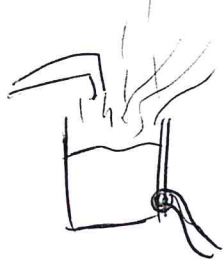
Il gap più grande aumenta la V_{oc} .

Si può poi considerare lo spettro della radiazione per aumentare
 l'efficienza, e si scopre eme a Silicio, con luce 1.2 eV
 con 33% massimo teorico.

Per il c-Si si sono cercate solo le reditive e Auger,
 poiché le altre sono buone.

Con spesse troppo grande anche la resistenza serie diventa influenza

Simbolici discreti.

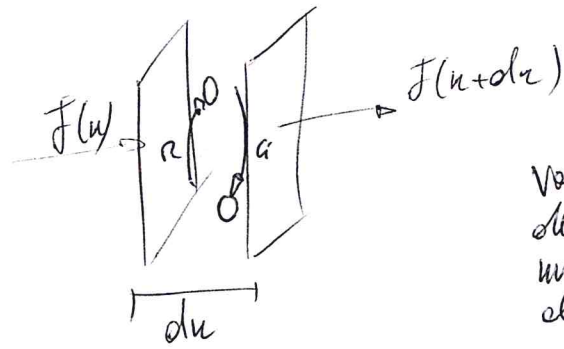


EQ. CONTINUITÀ

Ottenibile dall'integrale per th. divergenza

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{\nabla \cdot \underline{J}_n}{q} - U \leftarrow (R-G)$$

È fondamentalmente un bilancio di massa



Semplificato con costante numerica.

Variabile del numero all'interno

$$\left(\frac{dn}{dt} A du \right) =$$

$$= (qF(u) - qF(u+du)) A + R(u)(G-R) A du$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{qF(u) - qF(u+du)}{du} + (G-R)$$

se $du \rightarrow 0$, nel punto

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{dF(u)}{du} + G-R$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{d\underline{J}_n(u)}{du} + G-R \Rightarrow \frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \underline{J}_n + (G-R)$$

le soluzioni per \vec{E} e \vec{D} si ottengono risolvendo le equazioni di Maxwell e Poisson.
La soluzione di conservazione

le vere equazioni

$$\nabla \cdot \underline{D} = \rho$$

$$\nabla \cdot \underline{J}_n = (G-R) - U$$

$$\nabla \cdot \underline{J}_p = (G-R) - U$$

PARLAMO ORA DI LED

- COS'E, STORIA
- MATERIALI: ~~BANDGAP~~ \Rightarrow InGaN
- SFC
- 1° SCHOTTKY
- FUNZIONAMENTO DIRETTA E INVERSA

• GAP

Principio indeterminate

• GaN: Cool Blue, Nobel Nakamura

• Ricombinazioni: radiative e non radiative

Prendiamo la conservazione della carica, se la corrente \vec{E} nulla (il suo flusso, più precisamente).

$$+ \frac{dn}{dt} = -U = -R + \overset{\sim \text{zero gain}}{G} \Rightarrow - \frac{dn}{dt} = R = pn B$$

B funzione del temperature

$$\Rightarrow - \frac{dn}{dt} = Bnp = - \frac{dp}{dt}$$

Il rate di ricombinazione è proporzionale al rapporto np
Se calcoliamo gli elettroni calcoliamo anche i buchi. se abbiamo un buco...

B = coefficiente di ricombinazione bimolecolare, n e p sono le concentrazioni in cm^{-3} . Quindi il rate di ricombinazione è proporzionale a np .

L'equazione precedente dovrebbe prescindere dal discorso appena fatto; senza fornire da U , ma arrivando alla fine, a una situazione opposta.

Si dice che la variazione di n è possibile solo per ricombinazione, nessun corrente. La variazione è perciò un qualche coefficiente per np . La concentrazione dei portatori è importante: più n e p aumentano le probabilità: $1e1$, certe prob, $1e2$ altre, $2e1$ steme, $2e2$ è quadrupla, ecc... Poi questa è appunto la ricombinazione.

Il tempo di decadimento $\tau = \frac{1}{B(n_0 + p_0)}$ da origine ad un esponenziale decrescente.

Preso $n = n_0 + \Delta n$ e $p = p_0 + \Delta p$

$$\frac{dn}{dt} = Bnp \quad \Rightarrow \quad \frac{d\Delta n}{dt} = B(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p)$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = B \left(\underbrace{n_0 p_0}_{\text{cert}} + \underbrace{\Delta n p_0 + \Delta p n_0}_{\substack{\text{piccoli} \\ \Delta n = \Delta p}} + \underbrace{\Delta n \Delta p}_{\text{piccoli}} \right)$$

~~$$\frac{d\Delta n}{dt} = B n_0 p_0$$~~

~~$$\frac{d\Delta n}{dt} = B n_0 p_0 dt$$~~

~~$$\Delta n = B n_0 p_0 t$$~~

$$\frac{d\Delta n}{\Delta n} = B(p_0 + n_0) dt$$

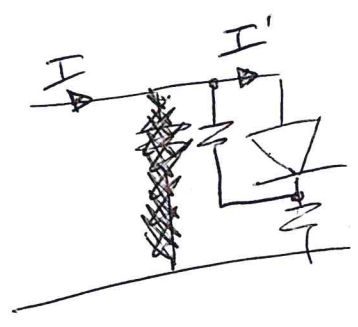
$$\ln(\Delta n) = B(p_0 + n_0)t \quad \Rightarrow \quad \Delta n = \Delta n(0) e^{B(p_0 + n_0)t}$$

Ci sono poi delle dimensioni dei parametri ideali, e sulle caratteristiche del diodo

$$I = I_s e^{\frac{eV}{nkT}}$$

Se consideriamo delle resistenze serie e parallele poste

$$I' = I - \frac{V - IR_s}{R_p} = I_s e^{\frac{e(V - IR_s)}{nkT}}$$



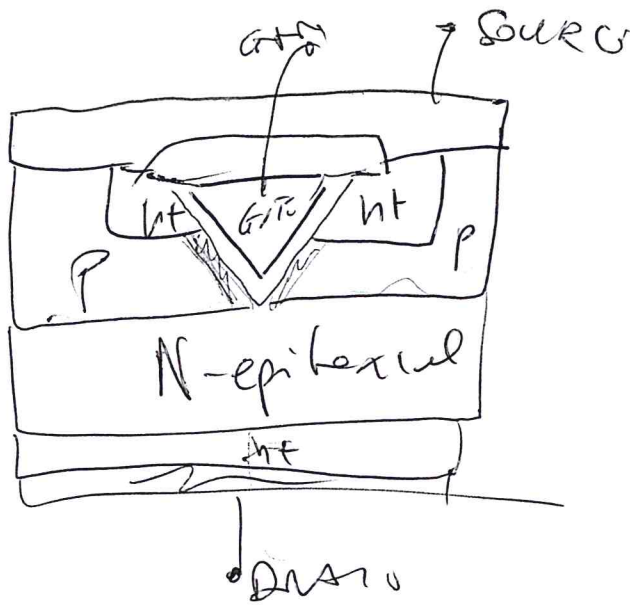
L'efficienza del led si misura con la quantum efficiency

$$\eta_{int} = \frac{N. fot. emessi al sec}{n \text{ elettroni iniettati nel led al sec}} = \frac{P_{int} / h\nu}{I/e}$$

Più il bandgap è piccolo e più è influente la temperatura. Il drogante P introduce meno difetti dell'N. I dangling bonds creano molte ricombinazioni non radiative, perciò si mettono dei buffer layers.

MOS POTENZA

Alte correnti, devono sottoporre in maniera efficiente. Le strutture del mos di potenza è diversa da quelle classiche, cambia lo schema. La source è ~~collegata~~, dopo, il drain sotto.



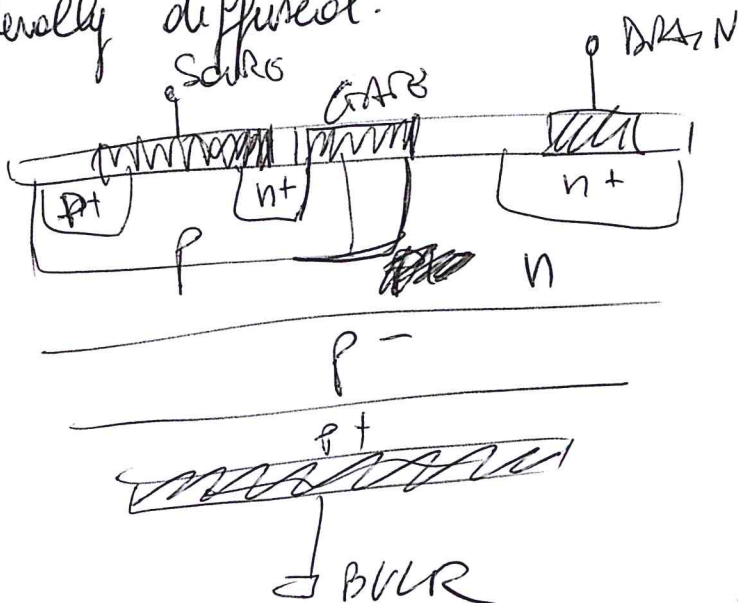
Silicio pes dopato per avere alte tensioni di breakdown

MOS di potenza sono progettati per avere una buona RON. Inizialmente cresce con T, poi la RON prende il sopravvento sulle perdite, ottenendo la massima Utilità ma in parallelo, non divergono come BJT.

La tensione di breakdown è nel modo in inversa come Bulk (source) e può essere anche dopato.

Quando aumentando la temperatura cresce la popolazione e quindi cede la perdite sottogate e poco più correnti peromite. Quando è in diretta ho più RON. la temperatura è meglio che sia bene!

Ci sono anche i MOS di potenza per gli IC eletti liberally diffusori.



Questo evita di usare BiCMOS, con parte di potenza BJT, ma tutto MOSFET!

I SiC mosfett sono disponibili competitivi con gli IGBT perché hanno GAP alto e perciò alte temperature di breakdown e conducono bene il calore.

Si cerca di usare il MOS sempre più per il discorso che non divergono. Con potenza più alta si può usare il GaN (stesso dei diodi blu).

IGBT.

Fondamentalmente si tratta di un dispositivo di potenza costituito da 2 BJT circondati da 2 MOS.

