



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 896

DATA: 12/03/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Marengo

MATERIA: Dispositivi Elettronici

Prof. Piccinini

Il presente lavoro nasce dall'impegno dell'autore ed è distribuito in accordo con il Centro Appunti.

Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica o rete telematica, senza previa autorizzazione scritta dell'autore.

**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

LIBRI DI TESTO

- libro esercizi in PDF sul portale
- dispositivi e semiconduttore
- ha un libro suo

ESAME

- ORALE + SCRITTO (2 ED) ⇒ orale conta molto!
- DEVI dare il primo appello

LEZIONE 1

PROPRIETÀ ELETTRONICHE DEI SOLIDI

La proprietà che più ci interessa è la CORRENTE ELETTRICA

- nei metalli → alluminio, tungsteno, rame
- semiconduttori → silicio, germanio
- isolanti → SiO_2 , Si_3N_4

CONSIDERO

- SOLIDI ⇒ BANDE ENERGETICHE

- ATOMI / MOLECOLE ⇒ LIVELLI ENERGETICI → facilmente verificabili con lo spettrometro che ci dà la quantizzazione dei livelli

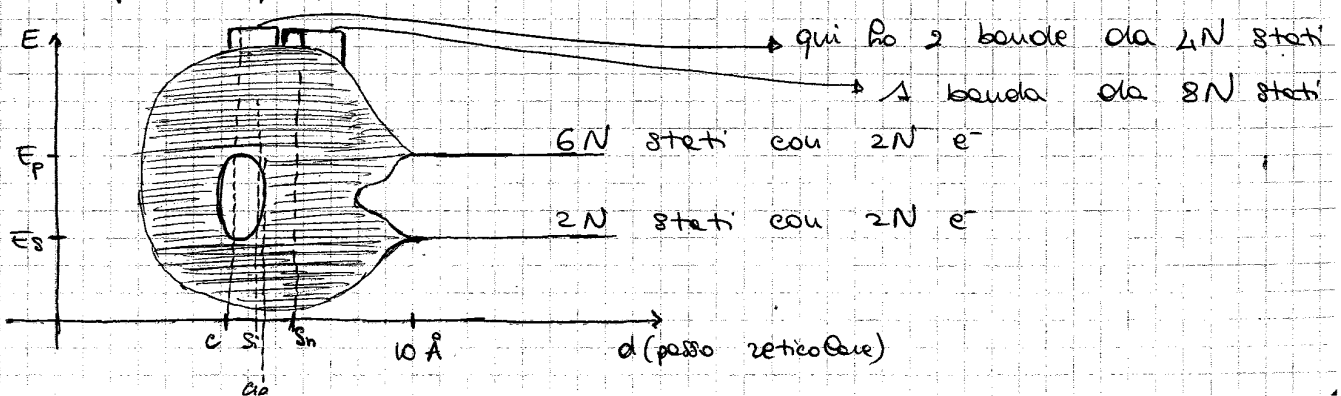
mettiamo in relazione le due cose!



Analizzo elementi del IV gruppo → 4 eln in banda di valenza

- Carbonio₆ C → $1s^2, 2s^2, 2p^2$ → ISOLANTE, 3,57 Å
- Silicio₁₄ Si → $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^2$ → SEMICOND., 5,43 Å
- Germanio₃₂ Ge → ... $3p^6, 3d^{10}, 4s^2, 4p^2$ → SEMICOND., 5,64 Å
- Stagno₅₀ Sn → ... $5s^2, 5p^2$ → CONDUTTORE, 6,49 Å

- cristallizzano tutti allo stesso modo (come il diamante) e sono al IV gruppo, però fanno prop diverse!
- Prendiamo N- atomi di elementi del IV gruppo e li condensiamo in un unico cristallo ma con passo reticolare arbitrario e otteniamo il seguente grafico

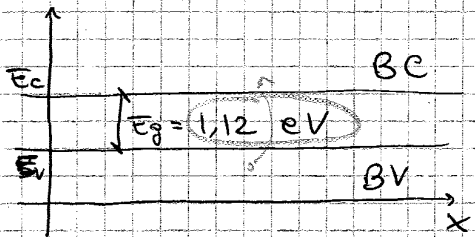


Diunque capiamo perché in condotte e C mo.

Lo per condurre o per spostare delle cariche, quindi generare una corrente applicando una ddp

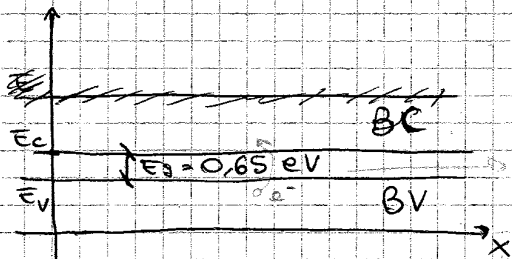
Se applico una ddp di 1 Volt allo stesso gli e⁻ trovano stati energetici immediatamente superiori in cui spostarsi. Questo nel è non è possibile perché $E_g = 5,5 \text{ eV}$

SILICIO $\Rightarrow 5,43 \text{ \AA}$



\rightarrow a 0 K si comporta come il diamante, ma basta un po' e lo k che gli e⁻ saltano in BC

GERMANIO $\Rightarrow 5,66 \text{ \AA}$



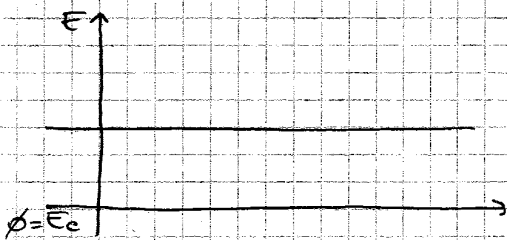
\rightarrow Ho la avvicina del silicio

DENSITA' DEGLI STATI

Chiamiamo la densità di stati N (numero / volume) ed è funzione dell'energia

Prendi una banda ipotizzo che N sia costante (ma non è così)

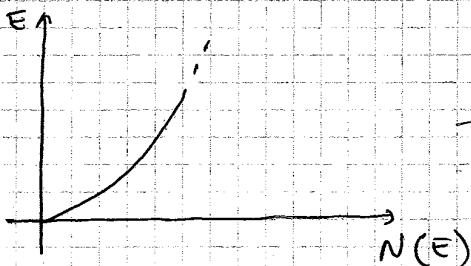
METALLO



$$N(E) = \gamma_n \cdot (E - E_c)^{\frac{1}{2}} = \gamma_n \cdot E^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{dove } \gamma_n = \frac{4\pi}{R^3} \cdot (2m_n^*)^{\frac{3}{2}}$$

- dato un materiale $\gamma_n = \text{cost}$ perché dipende solo da m_n^*
- m_n^* è la MASSA EFFICACE dell'e⁻ in un cristallo ed è minore della sua massa nel vuoto $\Rightarrow m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

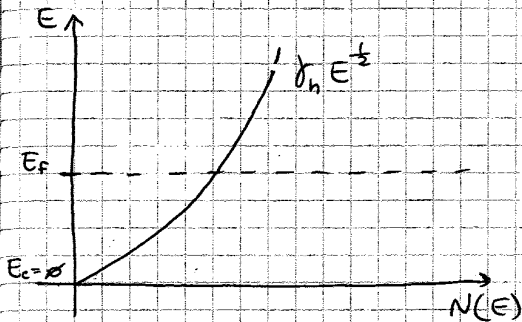


\rightarrow Ho + stati quando $E \uparrow$

LEZIONE 3

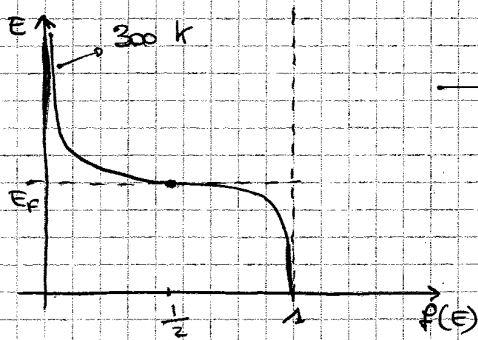
CALCOLO DELLE DENSITÀ DI e^-

METALLO



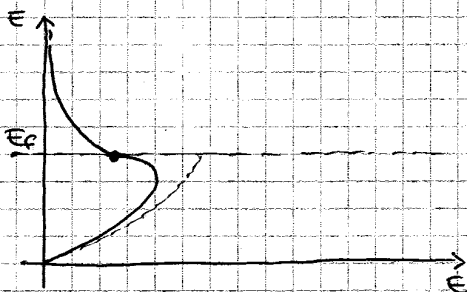
- VT la BC dei metalli è parzialmente piena
- a 0 K la funzione di Fermi è un gradino

⇒ E_f deve cadere nella BC altrimenti a 0 K non saprei dove mettere gli elettroni



→ gli stati pochi meV sotto E_f sono quasi completamente occupati. Quelli pochi meV sopra E_f sono quasi vuoti

$p_n(E) = N(E) \cdot f(E)$ → distribuzione della densità di e^- in BC



se supponiamo di essere a 0 K allora la funzione di Fermi è un gradino

↳ $p_n(E)$ diventa quella trapezoidale

→ integrando $p_n(E)$ rispetto a E ci dà un numero di e^-/cm^3

$$\int_{E_1}^{E_2} p_n(E) dE = (m) \rightarrow \text{DENSITÀ DI } e^- \text{ IN BC}$$

$\int_{E_0=0}^{\infty} p_n(E) dE = m \rightarrow$ nei metalli è noto per che posso ricavarmelo con il numero di atomo

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{2} \sqrt{E} \cdot \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}} dE \rightarrow \text{MA } E_f \text{ NON È NOTA!}$$

quindi non posso calcolare questo integrale

Se mi metto a 0 K (è inutile andare all'∞ perché sopra E_f è nullo!)

$$m = \int_0^{E_f} \frac{1}{2} \sqrt{E} \cdot 1 dE = \frac{2}{3} \sqrt{E_f}^{\frac{3}{2}} \rightarrow E_f = \left(\frac{3n}{2} \right)^{\frac{2}{3}}$$

↳ perché la funzione di Fermi a 0 K tra 0 e E_f vale 1!

$k \cdot T$ per $T = 300 \text{ K}$ vale $26 \text{ meV} = 0,026 \text{ eV}$

↳ quindi se $E - E_F$ vale pochi eV $\Rightarrow \frac{E - E_F}{kT}$ è grande

Per trovare la distribuzione degli stati in BV uso la complementare della funzione di Fermi

$[1 - f(E)] \cdot N_{BV}(E) \rightarrow$ trovo $p_{300 \text{ K}}$

$p = \int p_p(E) dE \rightarrow$ DENSITA' DI LACUNE IN BV

RAGIONIAMO SULLA POSIZIONE DI E_F CHE ABBIAMO ARBITRARIAMENTE MESSO IN MEZZO

- se $T \uparrow \Rightarrow$ la curva $f(E)$ si "addolcisce", cioè crescono il n° di stati occupati in BC (e viceversa in BV)

- $p \approx n \rightarrow$ SI SONO PROPRIO UGUALI VT perché per e^- che scendono in BC cascano delle lacune in BV

↳ GENERAZIONE TERMICA DELLE COPPIE e^- - lacuna

- DUNQUE $E_F \approx \frac{E_C + E_V}{2}$

↳ perché

↳ conservazione degli eln $\rightarrow a$
meno che non vengano ionizzati gli eln si conservano

$p = \int p_p(E) dE \approx n = \int p_n(E) dE$

$E_F \approx \left(\frac{3N_A}{2CP} \right)^{\frac{2}{3}} = \left(\frac{3N_A}{2CN} \right)^{\frac{2}{3}}$

\rightarrow Se le 2 ρ sono \approx uguali

\rightarrow l'energia di Fermi sta a metà dell' E_g

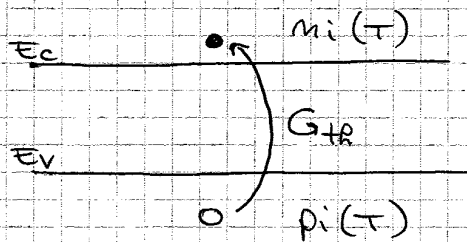
$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} \quad p = N_v \cdot e^{-\frac{E_f - E_v}{kT}}$$

DEFINIZIONE

Quando un semiconduttore è puro (senza dopanti) si dice intrinseco; inoltre se è puro scivolo:

$$n_0, p_0, E_{f0}$$

CALCOLO DI E_{fi} , n_i , p_i



in un semiconduttore puro a temperatura fa passare un e⁻ in sc e in BV resta una lacuna, però si mantiene la neutralità over custode

$$\hookrightarrow n_i(T) = p_i(T)$$

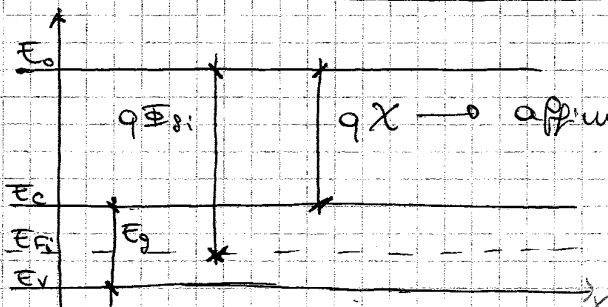
$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_{fi}}{kT}} = N_v \cdot e^{-\frac{E_{fi} - E_v}{kT}}$$

$$e^{-\frac{+E_c - E_{fi}}{kT}} \cdot e^{\frac{E_{fi} - E_v}{kT}} = \frac{N_v}{N_c}$$

$$e^{\frac{2E_{fi}}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_c + E_v}{kT}} = \frac{N_v}{N_c}$$

$$E_{fi} = \frac{kT}{2} \cdot \ln \frac{N_v}{N_c} + \frac{E_c + E_v}{2} = \underbrace{\frac{E_c + E_v}{2}}_{\text{posizione a metà fra } E_c \text{ e } E_v} + \underbrace{\frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right)}_{\text{fattore correttivo}}$$

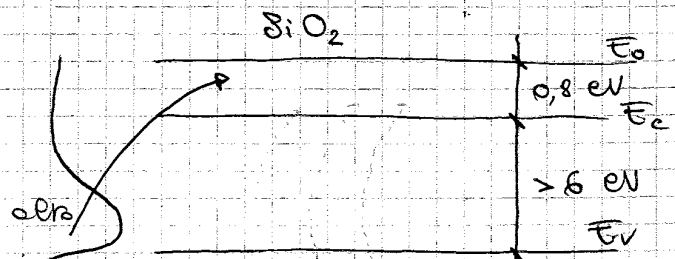
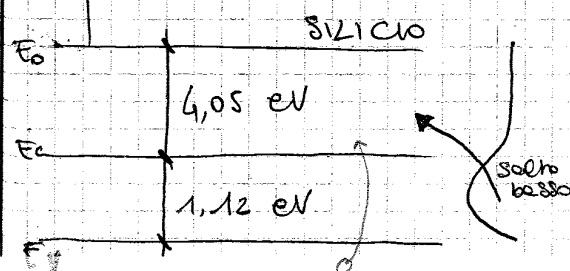
DIAGRAMMA A BANDE DEI SEMICONDUCTORI



$$E_g \approx 1,05 \text{ eV}$$

appunto elettronica → tendenza ad acquistare e⁻

i semiconduttori si caratterizzano in base all'appunto elettronica e all'energy gap



in un metallo vale tra $10^{21} - 10^{22} \frac{e^-}{\text{cm}^3}$, quindi il valore $n_i (300) |_{\text{Si}}$ è BASSO!

Quanti reticoli di base ci sono in 1 cm^3 di silicio, sapendo che sono cubi con lato $5,43 \text{ \AA}$?

$$\frac{1}{(5,43 \cdot 10^{-8})^3} \left(\frac{1}{8} \cdot 8 + \frac{1}{2} \cdot 6 + 4 \right) = \frac{8}{(5,43 \cdot 10^{-8})^3} = 5 \cdot 10^{22} \frac{\text{atomi}}{\text{cm}^3}$$

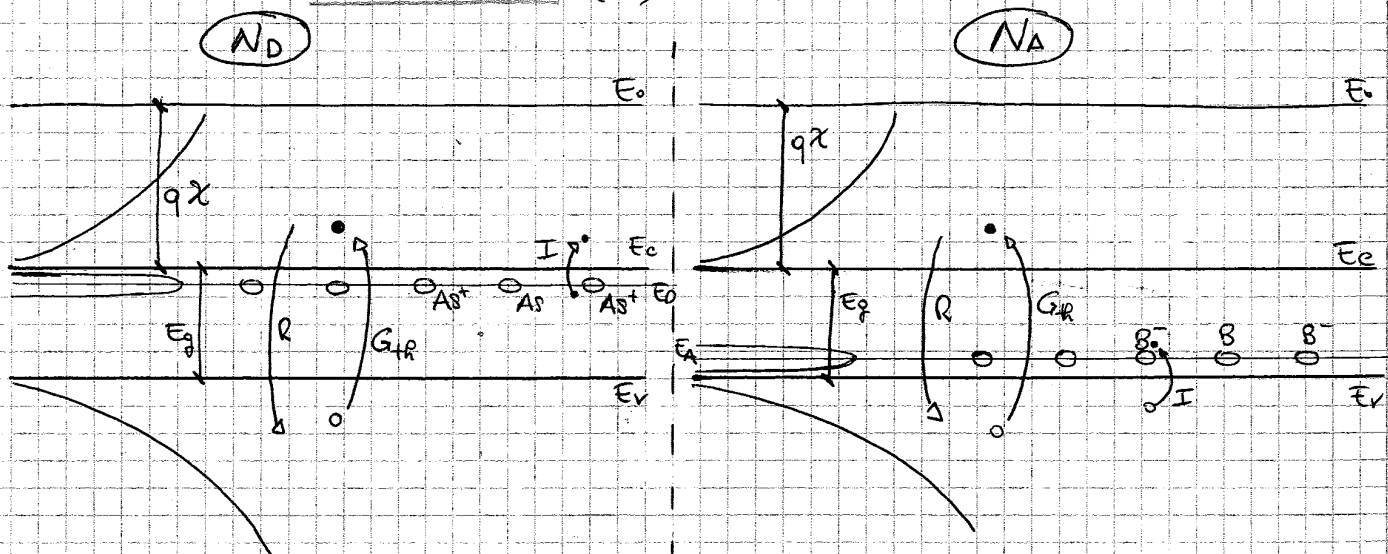
Lo sono molti più atomi che e⁻ liberi → SCARSA CONDUCEBILITÀ!

COME AUMENTO LA CONDUZIONE?

- aumento molto la temperatura → non basta
- effetto fotoelettrico → difficile da mettere in pratica
- **DROGGAGGIO!!**

LEZIONE 6 SEMICONDUCTORI DROGATI

- IMPURITÀ DONATRICI (V) → N_D → tra 10^{15} e 10^{19} atomi/cm³
- IMPURITÀ ACCETTRICI (III) → N_A



Drogante superficiale se i livelli impuritari E_D nella banda proibita sono vicini a E_C

$$E_C - E_D = E_a \text{ (energia attivazione)}$$

a 0K gli effetti del drogante sono nulli e $G_{IR} = R = 0$

Se $T > 0$ gli e⁻ in più dell'As saltano perché hanno energia (E_a) sufficiente a passare in BC

La IONIZZAZIONE produce un'attivazione elettrica delle impurità

Lo e⁻ saltando, As diventa catione (+) ma come una carica circoscritta all'atomo donatore

$$E_A - E_V = E_a$$

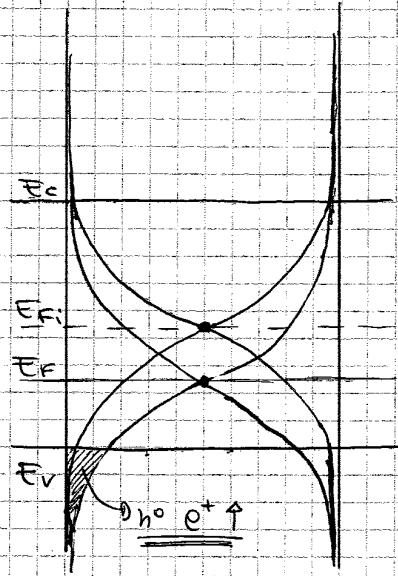
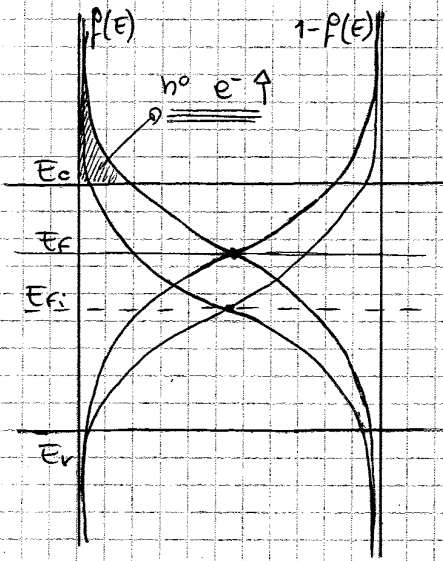
Anche qui a 0K non cambia niente

Se $T > 0$ allora gli e⁻ saltano ma solo nel Boro (che si carica ⊖) e in Bv si pensano come

Quindi i pochi e⁻ che saltano in BC hanno meno probabilità di ricombinarsi con le lacune

[Sufficiente una $T < 100 \text{ K}$ perché E_a è dell'ordine di poche decine di meV]

ORA DISEGNO LA FUNZIONE DI FERMI PERCHÉ ABBIAM
 DEVO CHE m e p dipendono solo da E_{ci} !!



Per capire il piede devo far
 salire la funzione di Fermi!!
 La temperatura linearmente

IDEM!

$$n_{n0} = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$$

$$p_{p0} = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}}$$

$$n_{n0} p_{p0} = N_c N_v \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

$$n_{p0} = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$$

$$p_{p0} = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}}$$

$$n_{p0} p_{p0} = N_c N_v \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

$(n_{n0})(p_{p0}) = n_i^2(T)$
 Comunitari

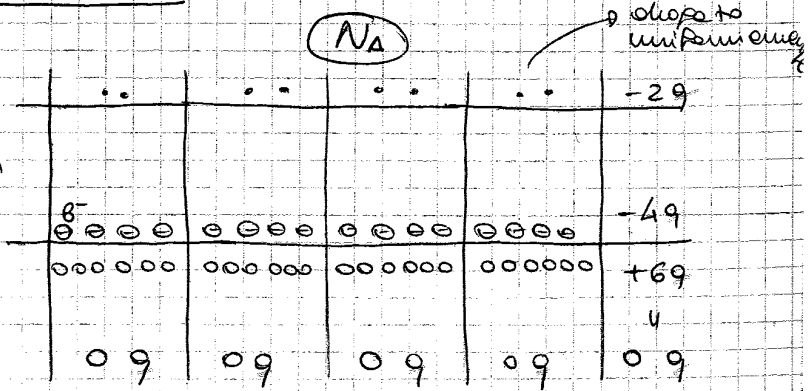
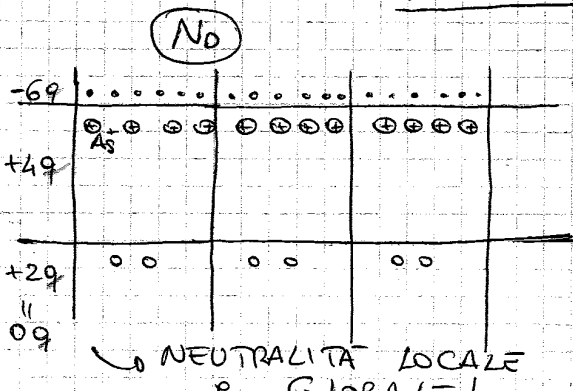
$(n_{p0})(p_{p0}) = n_i^2(T)$
 Comunitari

LEGGE DELL'AZIONE DI MASSA

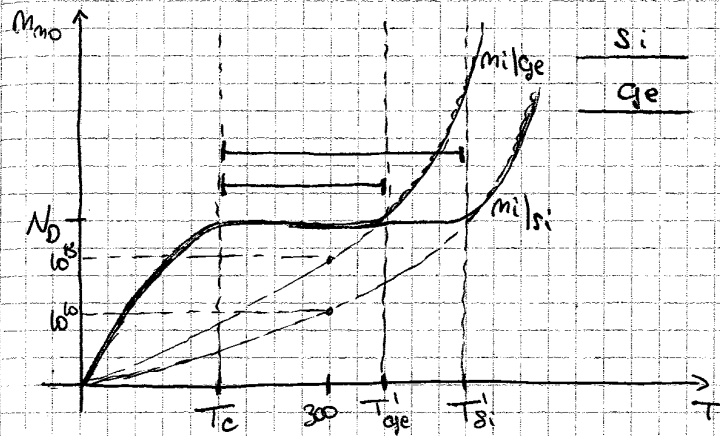
Anche sotto shock non posso aumentare contemporaneamente
 la conc. delle due popolazioni, in quanto il prodotto è
 una costante! $\Rightarrow n_i^2(300) = 10^{20}$

NEUTRALITÀ

in ogni fetto
 stesso num. $\times k_e \times p_0$
 o distribuito
 uniformemente



COME ESTENDERE LA ZONA ESTRINSECA

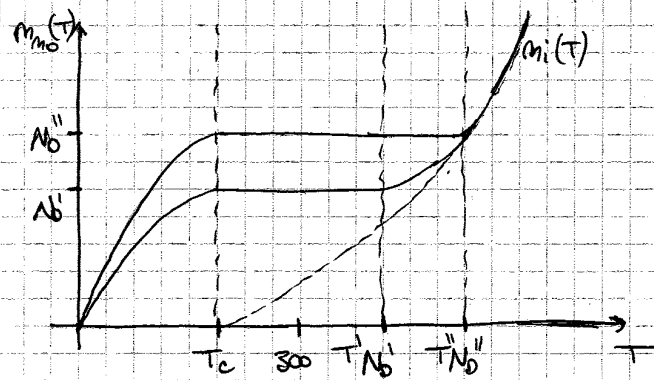


Si
Ge

$$n_i |_{Si} (300) = 10^{10}$$

$$n_i |_{Ge} (300) = 10^{13}$$

$E_g \uparrow \Rightarrow$ ZONA ESTRINSECA \uparrow



$$T_{N0}^I = 250 \text{ K} \quad T_{N0}^{II} = 600 \text{ K}$$

$$N_D^I = 10^{15} \quad N_D^{II} = 10^{18}$$

↳ Vario la percentuale di drogante tipo n nel silicio e vedo come varia n_{mo}

↳ Se $N_D \uparrow \Rightarrow$ Z. EST. \uparrow

DIAGRAMMA A BANDE, SEMICONDUCTORI DROGATI

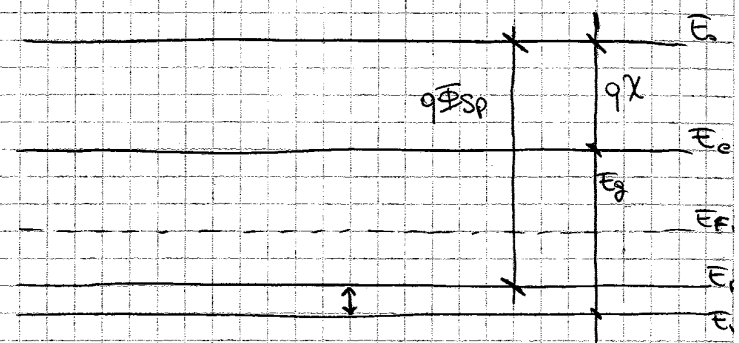
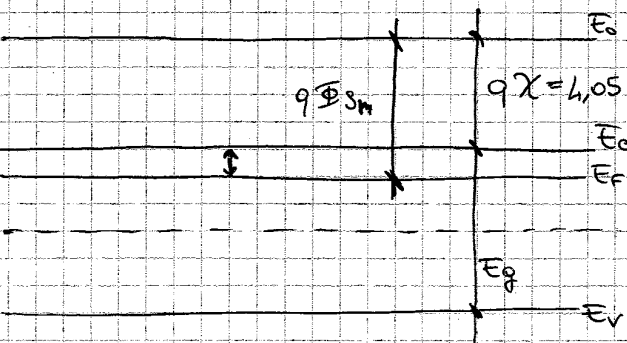
$T \approx 300 \text{ K}$ $n_{no} \approx N_D$ $p_{po} \approx N_A$

TIRO n
 $n_{no} = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$
 $N_D = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$

TIRO p
 $p_{po} = N_A = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}}$

$E_c - E_F = kT \ln \left(\frac{N_c}{N_D} \right)$

$E_F - E_v = kT \ln \left(\frac{N_v}{N_A} \right)$



LAV DI ESTRAZIONE

$q\Phi_{sm} = E_0 - E_F =$
 $= q\chi + E_c - E_F =$
 $= q\chi + kT \ln \left(\frac{N_c}{N_D} \right)$

$q\Phi_{sp} = E_0 - E_F = q\chi + E_g - (E_F - E_v) =$
 $= q\chi + E_g - kT \ln \left(\frac{N_v}{N_A} \right)$

EQUAZIONI DI SHOCKLEY

$n_0 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}}$
 $N_c = n_i \cdot e^{-\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}} \rightarrow \textcircled{3}$
 $n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} \rightarrow \textcircled{5}$

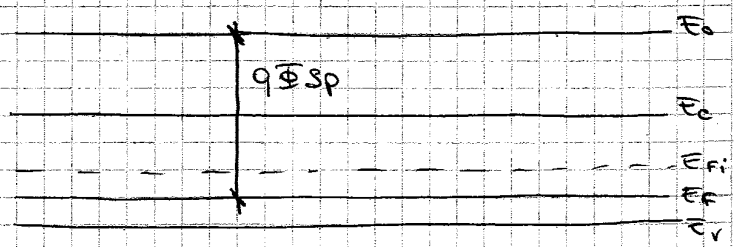
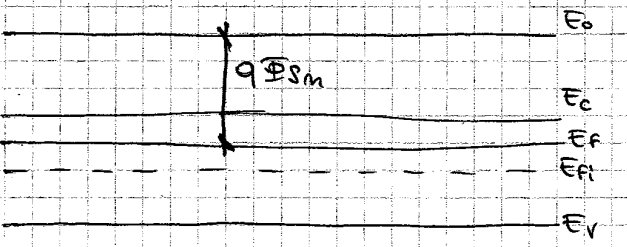
$p_0 = N_v \cdot e^{-\frac{E_{Fi} - E_v}{kT}}$
 $N_v = p_i \cdot e^{-\frac{E_{Fi} - E_v}{kT}} = n_i \cdot e^{-\frac{E_{Fi} - E_v}{kT}} \rightarrow \textcircled{4}$
 $p = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}} \rightarrow \textcircled{6}$

SOST 3 → 5

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

SOST 4 → 6

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

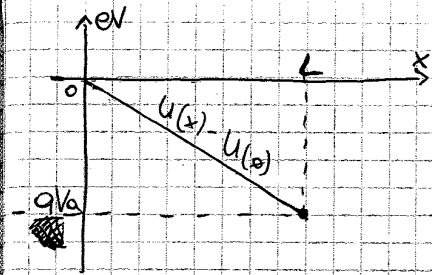


$q\Phi_{sm} = q\chi + \frac{E_g}{2} - (E_F - E_{Fi})$
 $N_D = n_i \cdot e^{-\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}}$

$q\Phi_{sp} = q\chi + \frac{E_g}{2} + (E_{Fi} - E_F)$
 $N_A = n_i \cdot e^{-\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}}$

$q\Phi_{sm} = q\chi + \frac{E_g}{2} - kT \ln \frac{N_D}{n_i}$

$q\Phi_{sp} = q\chi + \frac{E_g}{2} + kT \ln \frac{N_A}{n_i}$



energia potenziale dell'e in funzione di x

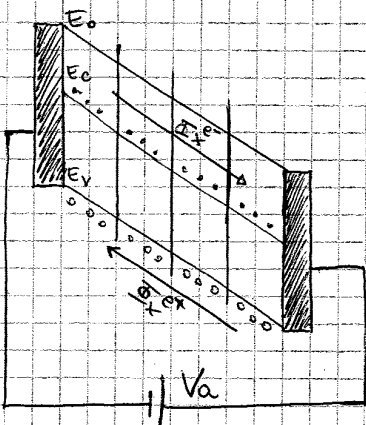
$$q \cdot V_0 = 1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

se $q = e^-$ e $V_0 = 1 \text{ V}$

OSSERVAZIONE \rightarrow l'andamento della tensione e dell'eu. potenziale sono simmetriche rispetto alle x, cambia la scala (V e eV) ma di fatto coincidono

Lo se R_0 è tensione e R_0 rispetto all'eu. pot.

PONIAMO ORA $V_0 > 0$



L'armatura di dx è V_0 eV più in basso di quella di S_2 perché e^- che sta a S_2 ha un'energia qV_0 eV più alta di cui e^- che sta a dx

Il flusso deve essere uniforme in ogni sezione per evitare accumulo!

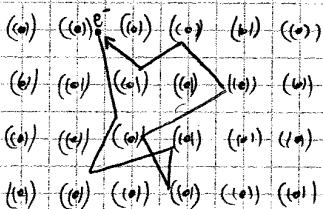
q_0 e^- vengono raccolti dalla S_2 a tensione più alta (dx) (cioè ad eu. potenziale più bassa) e iniettati su quella di S_1

In sostanza $m \approx m_0$ e per le lacune invece nel metallo non esistono le lacune!

Le lacune si formano perché l'elettrodo di dx prende e^- dalla banda di valenza mentre quella di S_2 di carica $\rightarrow p \approx p_0$

Si generano quindi due flussi (il flusso è una densità per una velocità): uno di e^- verso dx e uno di lacune verso S_2

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Phi_x}{x} e^- &= n \cdot \bar{v}_{drift}^- \\ \frac{\Phi_x}{x} e^+ &= p \cdot \bar{v}_{drift}^+ \end{aligned} \right\} \text{DENSITÀ DI FLUSSO}$$



Partiamo dal comportamento del singolo e^- in un cristallo puro per poi dedurre il comportamento dell'intera popolazione

\rightarrow Atomi di silicio all'equilibrio con $T \neq 0$ (R_0 delle vibrazioni reticolari) $\rightarrow E = 0$

Presso un e^- si muove a causa della velocità termica v_{th} e rischia di collisione con n atomi, però prima o poi torna alla posizione di partenza

Ogni tratto è caratterizzato da una velocità termica e da una lunghezza λ definita λ come CAMMINO LIBERO MEDIO

$$\tau_i = \frac{\lambda_i}{v_{th}} \rightarrow \langle \tau \rangle = \frac{\lambda}{v_{th}} \rightarrow \text{La popolazione media NON si sposta!}$$

\hookrightarrow temp medio tra due urti

PER LE LACUNE (USO TI IMPULSO)

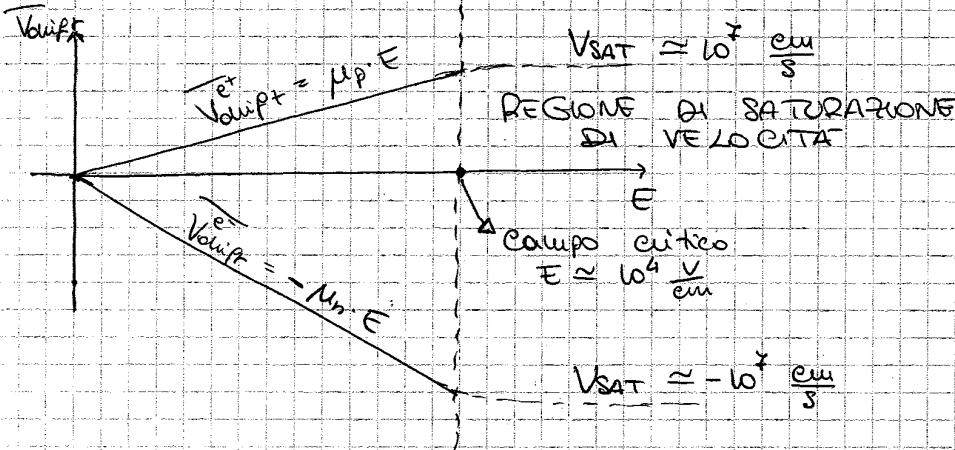
$$q \cdot E \cdot \tau_p = m_p^* \cdot \overline{V_{drift}^{e+}}$$

$$\overline{V_{drift}^{e+}} = \left(\frac{q \tau_p}{m_p^*} \right) \cdot E = \mu_p \cdot E$$

MOBILITÀ

$$\mu_n > \mu_p$$

- Dunque essendo $\mu_p^* > \mu_n^*$ \rightarrow a parità di E gli e^- acquisiscono una velocità di deriva maggiore
- Se in un reticolo zicco ad aumentare λ (diminuisce il doppiaggio o zicco i difetti) allora gli e^- avranno vel. maggiore



Per il silicio (più di difetti e impurità)

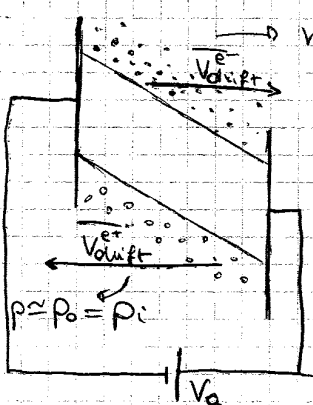
$$\mu_n (300 K) = 1450 \frac{cm^2}{V \cdot s}$$

$$\mu_p (300 K) = 480 \frac{cm^2}{V \cdot s}$$

SPIEGO LA REGIONE DI SATURAZIONE DI VELOCITÀ

- A un certo punto (CAMPO CRITICO) la velocità di deriva di e^- ed e^+ smette di crescere anche se $E \uparrow$
- Lo perché la vel. di deriva diventa confrontabile con V_{te} , quindi per urti iniziano ad essere più frequenti $\rightarrow \tau \downarrow$
- Lo cadono le ipotesi fatte

CORRENTI DI TRASCINAMENTO



$n \approx n_0 - n_i \rightarrow$ tutta la popolazione va verso dx! (con $V = V_{drift}$)

• Si INTRINSECO (PURO)

$$\Phi_x^{e-} = n \cdot \overline{V_{drift}^{e-}} = n_i \cdot \overline{V_{drift}^{e-}}$$

$$\boxed{\Phi_x^{e-} = -n_i \cdot \mu_n \cdot E} \rightarrow \text{COSTANTE!}$$

$$\Phi_x^{e+} = p \cdot \overline{V_{drift}^{e+}} = p_i \cdot \overline{V_{drift}^{e+}}$$

$$\boxed{\Phi_x^{e+} = \mu_p \cdot E \cdot p_i} \rightarrow \text{COSTANTE!}$$

LEZIONE 11

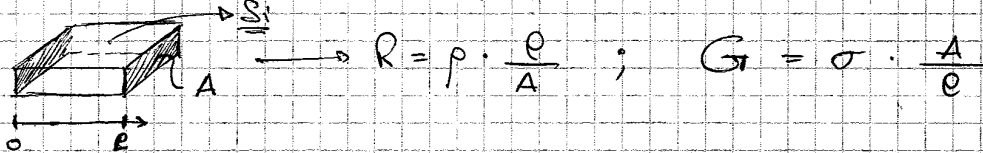
CONDUCEBILITÀ / RESISTIVITÀ

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p$$

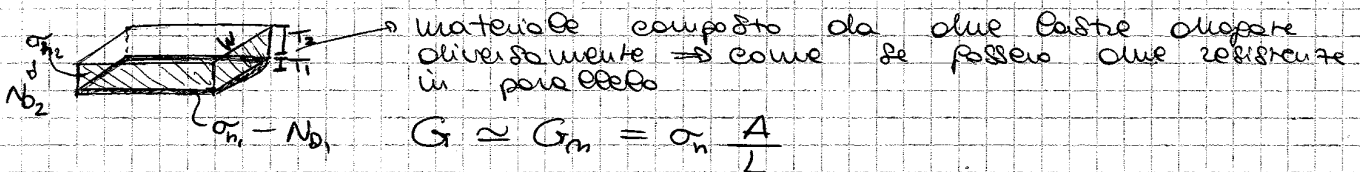
$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p}$$

σ è una GRANDEZZA DIREZIONALE! (come MOBILITÀ e MASSA EFF!)

Nota σ calcola le proprietà macroscopiche del materiale



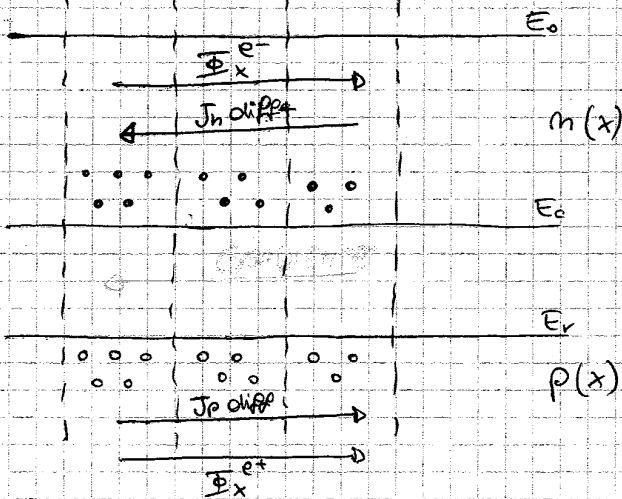
$$G = \sigma_n \frac{A}{L} + \sigma_p \frac{A}{L} = G_n + G_p$$



$$G \approx \sigma_{n1} \frac{N_{D1} \cdot W}{L} + \sigma_{n2} \frac{N_{D2} \cdot W}{L} = q \mu_{n1} N_{D1} \cdot \frac{N_{D1} W}{L} + q \mu_{n2} N_{D2} \cdot \frac{N_{D2} W}{L}$$

dove $\begin{cases} \mu_{n1} = \mu_n(N_{D1}) \\ \mu_{n2} = \mu_n(N_{D2}) \end{cases}$

CORRENTI DI DIFFUSIONE



Semiconduttore è neutro in ogni sezione, però non è uniforme

\hookrightarrow Ho una $n(x)$ e una $p(x)$

Ho un gradiente di concentrazione che genera un flusso in direzione opposta al gradiente

\hookrightarrow FLUSSI DI DIFFUSIONE

IN GENERALE $\left. \begin{aligned} \Phi_x &= -D \cdot \frac{\partial c}{\partial x} \end{aligned} \right\}$

$$\begin{cases} \Phi_x^e = -D_n \frac{\partial n(x)}{\partial x} \\ \Phi_x^{et} = -D_p \frac{\partial p(x)}{\partial x} \end{cases}$$

RELAZ. DI EINSTEIN $\Rightarrow D_n = \frac{kT}{q} \cdot \mu_n$

\hookrightarrow Un materiale ad alta mobilità ha anche un'alta diffusività

$$\begin{cases} \Phi_x^e (-q) = J_{n,diff} \\ \Phi_x^{et} (+q) = J_{p,diff} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} J_{n,diff} = +q \cdot D_n \frac{\partial n}{\partial x} \\ J_{p,diff} = -q \cdot D_p \frac{\partial p}{\partial x} \end{cases} \Rightarrow \text{LE CORRENTI DI DIFFUSIONE SONO DISCORDI!}$$

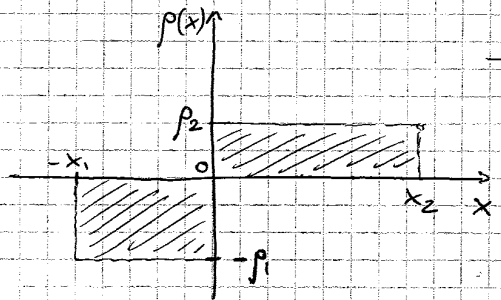
LEZIONE 12

CARICA - CAMPO - POTENZIALE

Continuando il discorso delle pagine e fianco, nei semicond. possiamo mettere non neutralità $\Rightarrow \rho(x) \neq 0$

↳ Quali sono le conseguenze?

- Supponiamo di avere neutralità totale globale, ma non localmente globale



essendo neutralità totale, le due aree sono uguali

$$\rho_1 x_1 = \rho_2 x_2$$

EQUAZIONE DI POISSON

$$\underbrace{\frac{\partial^2 \Phi(x)}{\partial x^2}}_{\text{derivato seconda}} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}$$

cost. dielettrica del materiale (ϵ_s)

dove $\rho(x)$ è la distribuzione di carica spaziale

$\Phi(x)$ è la tensione

↳ indica la capacità di POLARIZZAZIONE della materia

$$\epsilon_s = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{si}$$

$\epsilon_{si} \approx 11,7$

Sappiamo già che $\frac{\partial \Phi(x)}{\partial x} = -E(x)$ ← campo elettrico

$$E(x) = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx \quad \Phi(x) = \int -E(x) dx$$

↳ noi faremo sempre così, prima integro la carica sulle ϵ_s e poi integro di nuovo per trovare la tensione

formalizzo $\rho(x)$ che abbiamo definito come una funzione a tratti

$$\rho(x) = \begin{cases} -\infty < x < -x_1 & 0 \\ -x_1 < x < 0 & -\rho_1 \\ 0 < x < x_2 & +\rho_2 \\ x_2 < x < +\infty & 0 \end{cases}$$

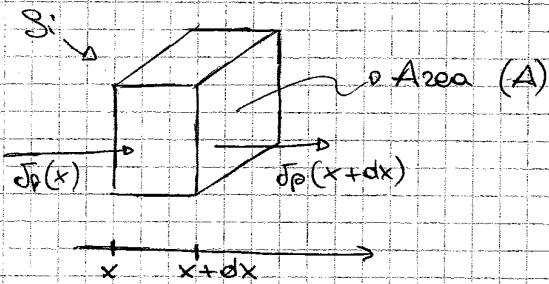
Ora calcolo il campo elettrico (sempre a tratti!) integrando

$$E(x) = \begin{cases} -\infty < x < -x_1 & = E(-\infty) + \int_{-\infty}^x \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx \\ -x_1 < x < 0 & = E(-x_1) + \int_{-x_1}^x \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = \int_{-x_1}^x \frac{-\rho_1}{\epsilon_s} dx = -\frac{\rho_1}{\epsilon_s} (x + x_1) \\ 0 < x < x_2 & = E(0) + \int_0^x \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = -\frac{\rho_1}{\epsilon_s} x_1 + \frac{\rho_2}{\epsilon_s} x \\ x_2 < x < +\infty & = 0 \end{cases}$$

avendo la neutralità totale, allora il campo fuori da $-x_1$ e x_2 è nullo!

LEZIONE 13

EQUAZIONI DI CONTINUITÀ



Prendo un cubetto di semiconduttore ipotizziamo un sistema unidimensionale (asse x) del flusso

RAGIONO PER LE LACUNE \Rightarrow ho una $J_p(x)$ in B.V.

\rightarrow variazione nel tempo di lacune nel cubo

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} \cdot A dx = \underbrace{\frac{J_p(x) \cdot A}{+q}}_{\text{lacune che entrano in } x} - \underbrace{\frac{J_p(x+dx) \cdot A}{+q}}_{\text{lacune che escono in } x+dx} + \underbrace{(G_{th} - R) A dx}_{\text{generazione e ricombinazione cambiata da conc nel cubetto}}$$

$G_{th} - R \neq 0$ perché non sono all'equilibrio termodinamico in quanto ho un flusso entrante e uno uscente!

$$J_p(x+dx) \approx J_p(x) + \frac{\partial J_p}{\partial x} dx + \dots$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} A dx = \frac{J_p(x) A}{q} - \frac{J_p(x) A}{q} - \frac{\partial J_p}{\partial x} \frac{A dx}{q} + (G_{th} - R) A dx$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + (G_{th} - R)$$

↳ TASSO NETTO DI RICOMBINAZIONE $\Rightarrow -U_p$

$$\boxed{\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - U_p}$$

ORA FA CIO UGUALE CON GLI e^- $\Rightarrow J_n(x)$ in BC

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} A dx = \frac{J_n(x) A}{-q} - \frac{J_n(x+dx) A}{-q} + (G_{th} - R) A dx$$

$$J_n(x+dx) = J_n(x) + \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} dx + \dots$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} A dx = \frac{J_n(x) A}{-q} + \frac{J_n(x) A}{-q} - \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} \frac{A dx}{-q} + (G_{th} - R) A dx$$

$$\boxed{\frac{\partial n}{\partial t} = +\frac{1}{q} \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} + U_n}$$

ANALIZZO IL BASSO LIVELLO DI INIEZIONE

$R = \alpha \cdot n \cdot p \rightarrow$ ricombinazione diretta che però non vale per il silicio

Effettivo un drogaggio di tipo p

all' EQ $\begin{cases} R_0 = G_{tr} \\ \alpha p_{p0} \cdot n_p = G_{tr} \\ U = 0 \end{cases}$

⚠ Se solo vuoi fuori eq, G_{tr} non cambia perché dipende dalla temperatura!

nel caso FUORI EQUILIBRIO

$p_{p0} \approx p_p$ però $n_{p0} \neq n_p$

$$\begin{cases} R = \alpha \cdot p_p \cdot n_p \approx \alpha \cdot p_{p0} \cdot n_p \\ U_n = R - G_{tr} = \alpha p_{p0} \cdot n_p - \alpha p_{p0} n_{p0} = \alpha p_{p0} (n_p - n_{p0}) \end{cases}$$

Lo degli e⁻ perché essendo $p_{p0} \approx p_p \rightarrow U_p$ non cambia!

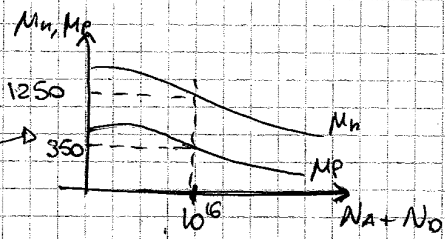
CHIARO $\alpha \cdot p_{p0} = \frac{1}{\tau_n}$ \rightarrow tempo di vita medio degli e⁻
 $\tau_n = \frac{1}{\alpha N_A} \Rightarrow + \text{drogaggio} + \tau_n \downarrow$
 τ_n e $\tau_p \approx 100 \text{ ns}$

$$\left. \begin{aligned} U_n &= \frac{n_p'}{\tau_n} \\ U_p &= \frac{p_n'}{\tau_p} \end{aligned} \right\} \text{FONOMEVIA}$$

CALCOLO LA RESISTENZA

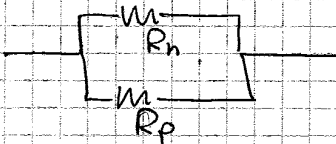
$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q M_n M_{p_0} + q M_p P_{p_0}$$

$$\left. \begin{aligned} M_n(T, N_A + N_D) &= M_n(300, 10^{16}) \\ M_p(T, N_A + N_D) &= M_p(300, 10^{16}) \end{aligned} \right\}$$



non si sa calcolare, te ci da lui

POTREI RAPPRE. COSTI



ma $\sigma_n \ll \sigma_p$ perché $M_{p_0} \ll P_{p_0}$
quindi $R \approx R_p$

$$R_p = \frac{1}{\sigma_p} \cdot \frac{L}{A} \Rightarrow \text{dove } \sigma_p = 0,56 \frac{S}{cm} \text{ e } \rho_p = \frac{1}{\sigma_p} \frac{\Omega \cdot cm}{\text{La resistività}}$$

$$R = 18 \Omega$$

1.2 Utilizzando il seguente modello empirico per le mobilità:

$$\left. \begin{aligned} M_n(T) &= M_n(300) \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{-2,4} \\ M_p(T) &= M_p(300) \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{-2,2} \end{aligned} \right\} \text{deduco che se } T \uparrow \text{ peggiora la mobilità!}$$

si ripete e' 1.1 a 600 k

A 600 k continua a valere la COPPLETA IONIZZAZIONE, però $n_i(600) \gg n_i(300)$ quindi

$$P_{p_0}(600) = \frac{N_A}{2} \cdot \left[\sqrt{1 + \left(\frac{2n_i(600)}{N_A}\right)^2} + 1 \right]$$

ma non so se e' trascurabile!

QUINDI CALCOLO $n_i(T)$

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

ipotizziamo E_g costante (quindi tempo e' indipendente da T)

[FINE LEZIONE 14 - INIZIO 15]

$$n_i(T) = \sqrt{N_c N_v} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} \rightarrow \begin{cases} N_c = \frac{2}{\pi^3} (2\pi kT m_n^*)^{3/2} \\ N_v = \frac{2}{\pi^3} (2\pi kT m_p^*)^{3/2} \end{cases}$$

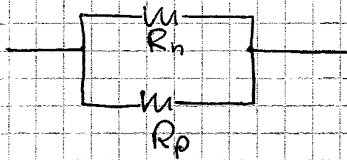
$$n_i(300) = \sqrt{N_c(300) N_v(300)} \left(\frac{300}{300}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{1,12}{0,025}} \rightarrow \text{densità efficace degli stati di valenza}$$

cost. chiamo k_{cv}

$$1,45 \cdot 10^{10} = k_{cv} \cdot e^{-21,5} \rightarrow k_{cv} = 3,28 \cdot 10^{19}$$

$$n_i(600) = k_{cv} \left(\frac{600}{300}\right)^{3/2} \cdot e^{-21,5} \rightarrow \boxed{n_i(600) = 1,95 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}}$$

CALCOLO LA RESISTENZA (ORA HO 2 CONTRIBUTI)



$$\begin{cases} R_n = \frac{1}{G_n} \rightarrow \text{conduttanza} \\ R_p = \frac{1}{G_p} \end{cases}$$

$$G_n = \sigma_n \cdot \frac{A}{L}$$

$$G_p = \sigma_p \cdot \frac{A}{L}$$

$$\sigma_n = q \mu_n (600) n_{p0}(600) = 0,014 \frac{S}{cm}$$

$$\sigma_p = q \mu_p (600) p_{p0}(600) = 0,126 \frac{S}{cm}$$

$$\mu_n(600) = \mu_n(300) \left(\frac{T}{300}\right)^{-2,4} = 236,9$$

$$\mu_p(600) = \mu_p(300) \left(\frac{T}{300}\right)^{-2,2} = 76,2$$

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = 0,14 \frac{S}{cm}$$

$$G_n = 1,4 \mu S$$

$$G_p = 12,6 \mu S$$

$$R_n = 714 \Omega$$

$$R_p = 79 \Omega$$

$$R = R_n \parallel R_p = 71,9 \Omega$$

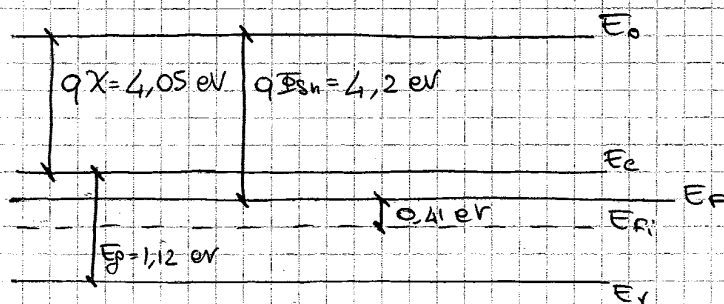
1.3 Si effettui un successivo dopaggio con Arsenico
 $N_D = 10^{17} \frac{atomi}{cm^3}$ e si ripetano i punti 1.1 e 1.2.

A 300 K avrò completa ionizzazione e compensazione impurità
 $\hookrightarrow N_D^+ = N_D - N_A = 9 \cdot 10^{16} cm^{-3} \Rightarrow$ DIVENTA TIPO n!

$$n_{n0}(300) = \frac{N_D^+}{2} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{2 n_i(300)}{N_D^+} \right)^2} + 1 \right\} = 9 \cdot 10^{16} cm^{-3}$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2(300)}{n_{n0}(300)} = 2,3 \cdot 10^3 cm^{-3} \quad \hookrightarrow \phi = 0$$

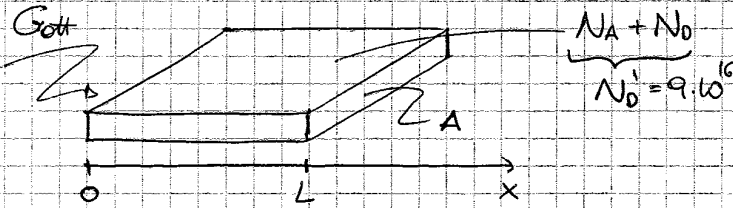
DISEGNO IL DIAGRAMMA A BANDE



$$E_F = E_{F|300} = kT \ln \frac{n_{n0}}{n_i} = 0,41 eV$$

$$q\Phi_{Sn} = qX + \frac{E_g}{2} - (E_F - E_{F_i}) = 4,20 eV$$

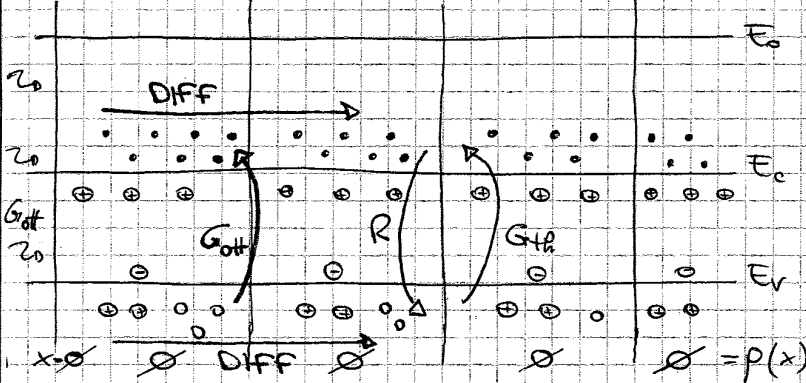
1.4) Si consideri il campione del punto 1.3 e si proceda ad illuminare la faccia posta in $x=0$



I fotoni vengono completamente assorbiti in $x=0$ determinando una generazione ottica di coppie e^- - lacune $G_0 = 10^{13}$ coppie $cm^{-3} s^{-1}$

CALCOLA p_0 e m_p fuori equilibrio $\sim p(x)$!!

Sono nella condizione dell' 1.3 $\Rightarrow N_0' = N_0 - N_A \Rightarrow$ TIPO n



- in ogni sezione R_0 e R stesso disappio
- prima che io accenda la luce è neutro!
- ora avendo la luce, ma visto che tutti i fotoni vengono assorbiti nella prima fetta in infinitesime \rightarrow mi trovo una conc \neq di e^- e lacune ($+ 10^{13}$) \Rightarrow ROSSI

- Ora osservo cosa è successo \Rightarrow nella prima fetta R_0 ancora $p(x) = 0$ perché G_0 crea nuove coppie che si bilanciano
- Ora però R_0 un GRADIENTE DI CONC \Rightarrow DIFFUSIONE! (da $x \rightarrow dx$)
- Ora però R_0 un flusso sia di e^- che di lacune verso dx !
- Però ora che sono cambiate le concentrazioni rispetto all'equilibrio, la RICOMBINAZIONE AUMENTA!
- Ora mentre c'è eccesso di portatori va verso dx (diffonde) si ricombina!
- Ora se vado sufficientemente verso dx non trovo più tracce degli effetti della generazione ottica!
- Ora pensiamo cosa rimane quando sono a regime (dopo un Δt lungo quando la situazione si è stabilizzata)
- Ora la concentrazione dipende verso dx fino a tornare allo stato iniziale dove la G_0 non è emilata $\Rightarrow p(x) = 0$
- se prendo sezione per sezione avrò sempre $p(x) \approx 0$

IPOTESI QUASI NEUTRALITÀ LOCALE E GLOBALE

- inoltre la caduta di tensione tra la faccia in $x=0$ e in $x=L$ sono nulle! $\Rightarrow V_a \approx 0$
- $p(x) \approx 0$
- $\Rightarrow \underline{E(x) \approx 0}$!

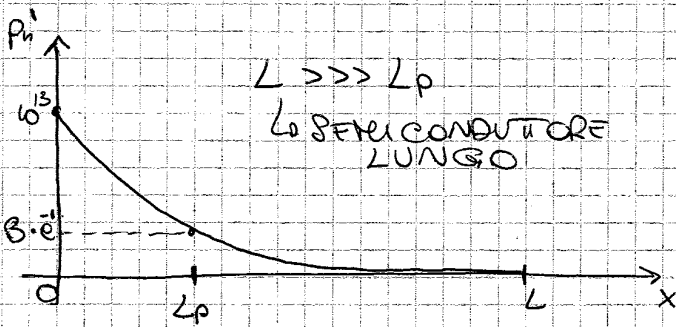
ORA USO IL MODELLO MATEMATICO PER RISOLVERE

- mi concentro sulle lacune perché passano da 10^3 a 10^{13} , quindi cambia molto con la G_0
- tanto non devo usare l'eq della $p(x)$ [che comprende p e e^-] perché so già che il campo $E(x) = 0$ e dunque NON HO DRIFT!

Dunque da z_0 L_p e z_0 che x varia da 0 a $L=1$ mm, ma 1 mm = 10^3 μ m quindi $e^{-x/L}$ dell'eq differenziale vale al max $\frac{10^3}{23} \approx 40$

↳ Come visto prima però in un aspetto che ce lo dice diffusione fino a L_p , poi avrò $p_n(x)=0$!

Allora $p_0 \rightarrow \begin{cases} p_n(0) = 10^{13} \text{ cm}^{-3} \\ p_n(L) = 0 \end{cases}$



$L \gg L_p$
↳ PER CONDOTTORE LUNGO

Essendo $p_n(x) = A \cdot e^{\frac{x}{L_p}} + B \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}$

$\rightarrow p_n(0) = A + B = B$

$\rightarrow p_n(L) = 0 = A e^{\frac{L}{L_p}} \Rightarrow A = 0!$

$\rightarrow p_n(L_p) = A e + B \cdot e^{-1} = B \cdot e^{-1}$

QUINDI $p_n(x) = p_n(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}$

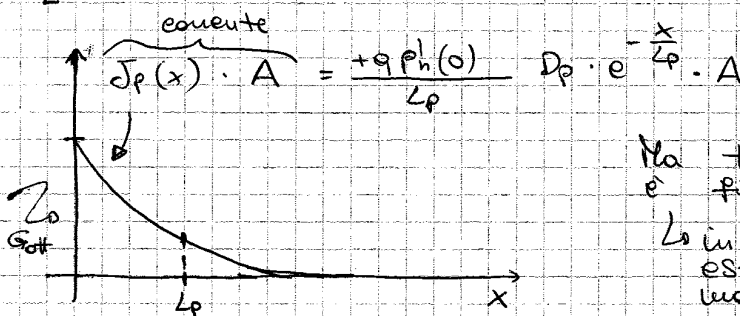
VALUTARE QUINDI IL RISULTATO OTTENUTO

• Essendo una $p_n(x)$ avrò anche una corrente $J_p(x)$ di diffusione

↳ $J_p = -q D_p \frac{\partial p_n(x)}{\partial x} = +q D_p \cdot p_n(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}$

↳ La corrente sarà a sua volta decrescente in maniera esponenziale

[FINE LEZIONE 16 - INIZIO LEZIONE 17]



corrente $J_p(x) \cdot A = \frac{+q p_n(0)}{L_p} D_p \cdot e^{-\frac{x}{L_p}} \cdot A$

Ma tutto ciò che stiamo dicendo non è fisicamente sostenibile!

↳ in un materiale isolato dal mondo esterno le correnti ci possono essere, ma la corrente totale deve essere zero per il principio di cons. della carica

Dunque ora facciamo anche per e^-

$n_n(x) = n_n(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_n}}$ dove $L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \Rightarrow L_n > L_p$

perché $D_n > D_p$

perché $\tau_n > \tau_p$

↳ aumento dei maggioritari

Dunque la corrente sarà $J_n = +q D_n \frac{\partial n_n}{\partial x} = -q \frac{D_n}{L_n} n_n(0) e^{-\frac{x}{L_n}}$

↳ **NEGATIVA!**

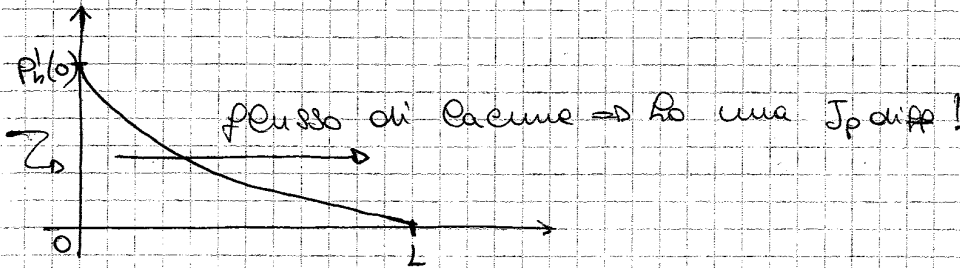
↓
da S_x verso D_x

essendo $L_n > L_p$ ho bisogno di x maggiori per annullarla

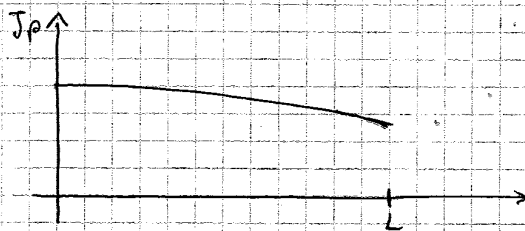
$$p'_n(x) = p'_n(0) \left(\frac{e^{-\frac{L-x}{L_p}} - e^{-\frac{L+x}{L_p}}}{e^{\frac{L}{L_p}} - e^{-\frac{L}{L_p}}} \right)$$

$$p'_n(x) = p'_n(0) \frac{2 \operatorname{sech} \left(\frac{L-x}{L_p} \right)}{2 \operatorname{sech} \left(\frac{L}{L_p} \right)}$$

$$p'_n(x) = p'_n(0) \frac{\operatorname{sech} \left(\frac{L-x}{L_p} \right)}{\operatorname{sech} \left(\frac{L}{L_p} \right)}$$



$$J_{p \text{ diff}}(x) = -q D_p \frac{\partial p'_n}{\partial x} = +q \frac{D_p}{L_p} \frac{\cosh \left(\frac{L-x}{L_p} \right)}{\operatorname{sech} \left(\frac{L}{L_p} \right)} \Rightarrow \text{per } x=L \text{ trovo un numero}$$



⇒ la corrente è + costante all'inizio quando $L \gg L_p$ perché ora nel tratto non tutte le lacune hanno tempo di ricombinarsi!

Lo si ricombinano solo alla fine sul metallo

1.6 Si ripeta 1.4 con $L = 5 \mu\text{m}$

Lo non ho SEMICOND. LUNGO!

La forma generale da considerare sarà:

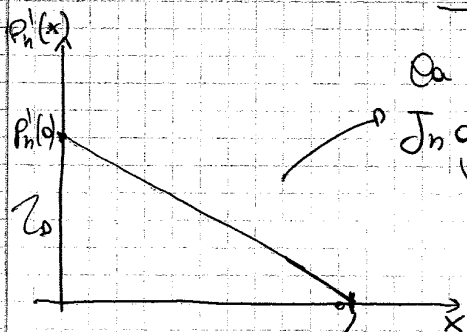
$$p'_n(x) = p'_n(0) \frac{\operatorname{sech} \left(\frac{L-x}{L_p} \right)}{\operatorname{sech} \left(\frac{L}{L_p} \right)}$$

Però ora posso approssimare $\operatorname{sech} \left(\frac{L}{L_p} \right) \approx \frac{L}{L_p}$ perché $L < L_p$

$$p'_n(x) = p'_n(0) \frac{\frac{L-x}{L_p}}{\frac{L}{L_p}} = p'_n(0) \frac{L-x}{L} = p'_n(0) \left(1 - \frac{x}{L} \right)$$

SEMICONDUZIONE CORTA!

è LINEARE!

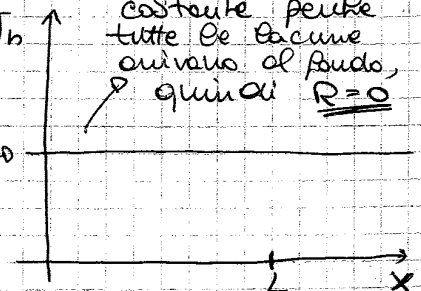


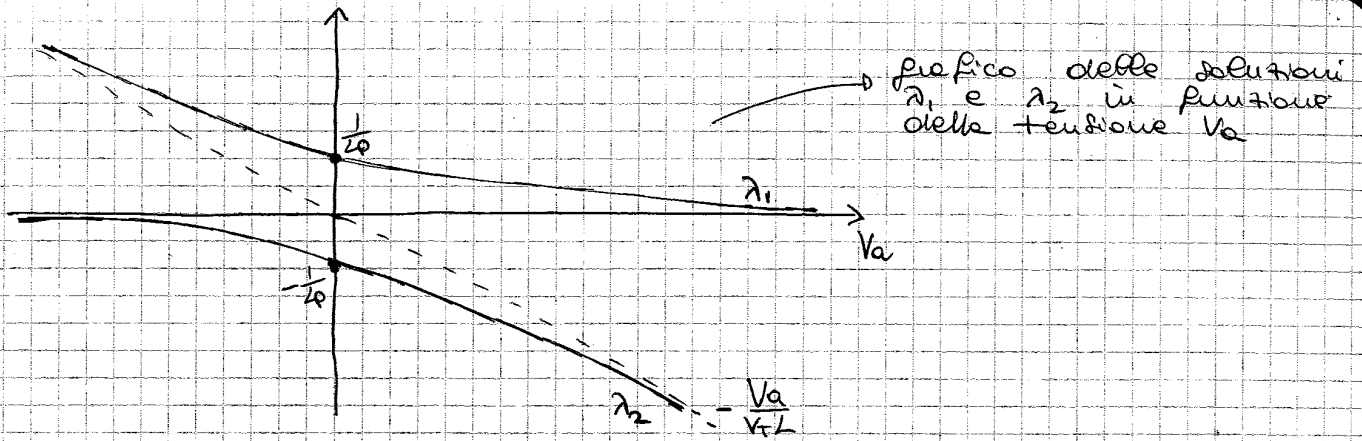
La corrente sarà

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

$$J_{n \text{ diff}} = +q \frac{D_p}{L} p'_n(0) \rightarrow \text{COSTANTE!}$$

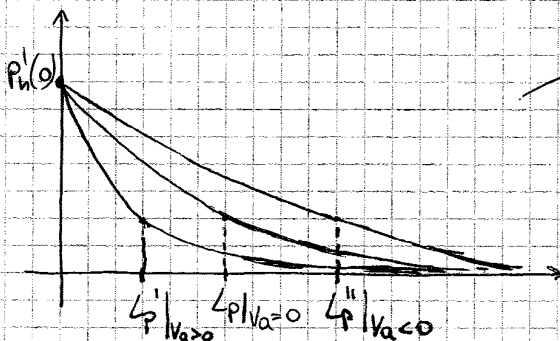
costante perché tutte le lacune arrivano al fondo, quindi $R=0$





Dalla consegna avevo $L = 1 \text{ mm} \Rightarrow$ SETTECOND. LUNGO quindi $p_h(x) \approx p_h(0) e^{\lambda_2 x} \Rightarrow$ SIGNIFICATO FISICO?

- parametro α distribuzione con α tensione applicata
- so di per certo che per $x=0$, indipendentemente da λ , α conc. vale $p_h(0)$ (per α pannello che hai scritto)
- per $V_a = 0 \Rightarrow \lambda_2 = -\frac{1}{L_p} \Rightarrow p_h(x) = p_h(0) e^{-\frac{x}{L_p}} \rightarrow$ α disegno in BLU
- poi provo ad applicare tensioni positive o negative (tenendo presente che sto guardando $e^{\lambda_2 x}$)
 - $\rightarrow V_a > 0 \Rightarrow \lambda_2$ cresce in modulo \rightarrow come se α nuova lunghezza di diffusione fosse più piccola \rightarrow rosso
 - $\rightarrow V_a < 0 \Rightarrow \lambda_2$ diminuisce in modulo \rightarrow VERDE



SIGNIFICATO FISICO

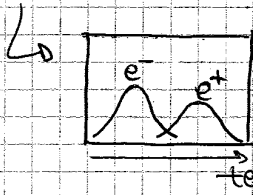
Se metto $V_a > 0$ α lacune subiscono una forza che α spinge da $dx \rightarrow dx$
 \rightarrow α lacune vengono confinate nella faccia di S_x e qui si ricombinano \rightarrow α conc. di lacune che decresce più "rapidamente" sulle facce poste in $x=0$

[FINE ESERCIZIO !!]

se $V_a > 0$ le lacune si ricombinano più velocemente
 se $V_a < 0$ le lacune durano di più e si mettono di più a ricombinarsi

Le lacune e gli e^- fluiscono nel metallo (in Bc) e derivano quindi a una corrente che passa nella resistenza $R_s \rightarrow$ vedo una caduta di tensione

Lo vedo visto che R_s comporta un ΔV degli impulsi periodici, e l'oscilloscopio visualizza una forma d'onda periodica con 2 picchi! (uno $\times e^-$ e uno \times lacune)



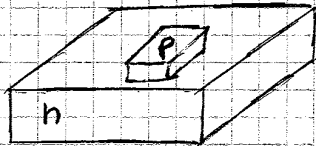
\rightarrow il picco degli e^- essendo stato + veloce è un po' più alto

$$\begin{aligned} V_d^{e^-} &= -M_p \frac{V_a}{L} \\ V_d^{e^+} &= M_n \frac{V_a}{L} \end{aligned}$$

conoscendo V_a , L e il tempo che ci impiega a trovare

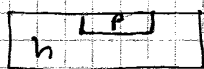
L e tempi di vita!

GIUNZIONE P-N



\rightarrow diffondo del Bc dentro un semiconduttore drogato di tipo n

Lo sotto si determinerà una zona che, \times compensazione, diventa tipo p



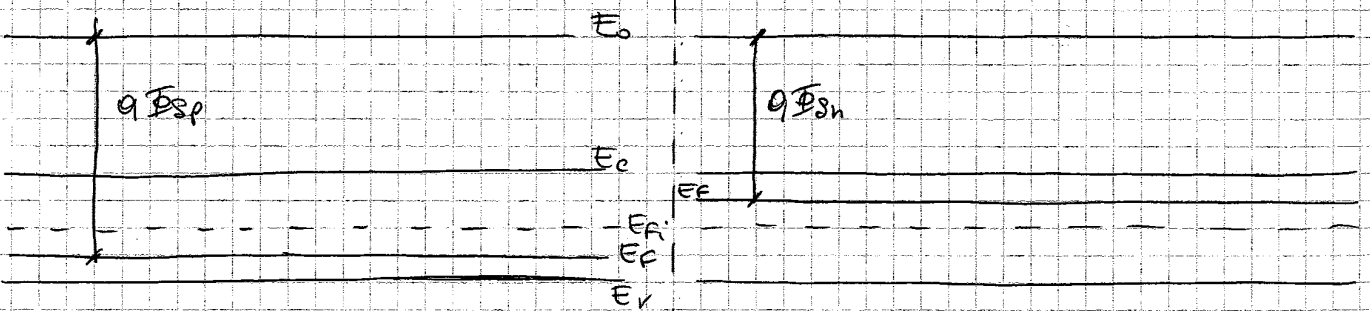
\rightarrow cosa succede all'interfaccia?

(considereremo sempre una funzione unidimensionale di 2 facce affiancate)

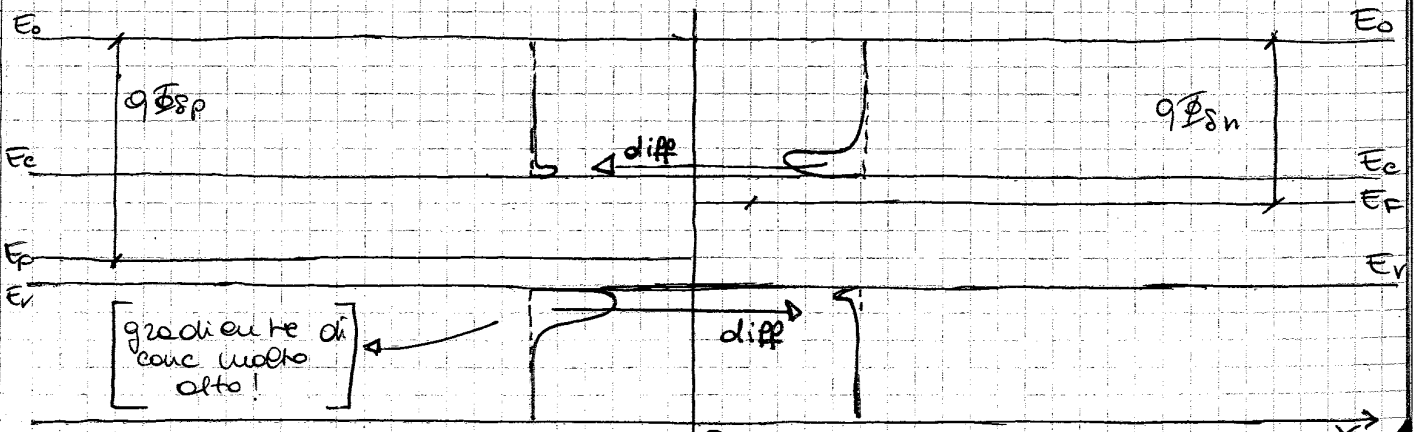
USARE IL DIAGRAMMA A BANDE X CARICHE

TIPO P

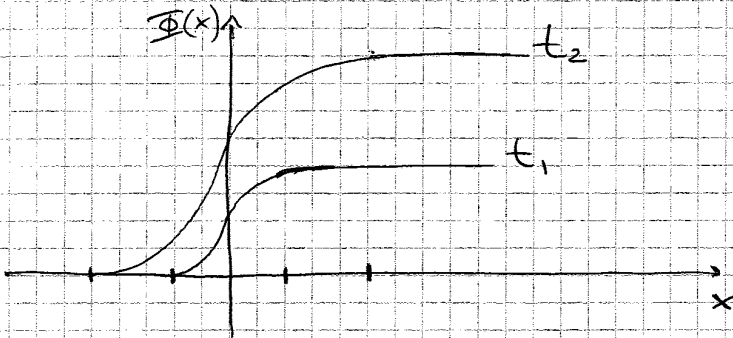
TIPO n



Quando prendo i due blocchi il potenziale di superficie è lo stesso \rightarrow vediamo cosa succede a $t=0^+$ (dopo contatto)



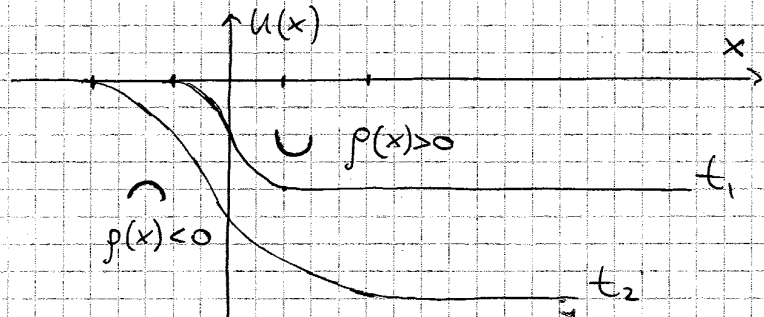
Dunque ora vediamo come cambiano $\Phi(x)$ e $U(x)$
temperatura



Pongo $\Phi(-\infty) = 0$ e poi calcolo

$$\Phi(x) = \int -E(x) dx$$

Per passare a $U(x)$ ribalta e mette in ev



il potenziale si è deformato quindi tutti i livelli energetici del materiale subiscono questa deformazione

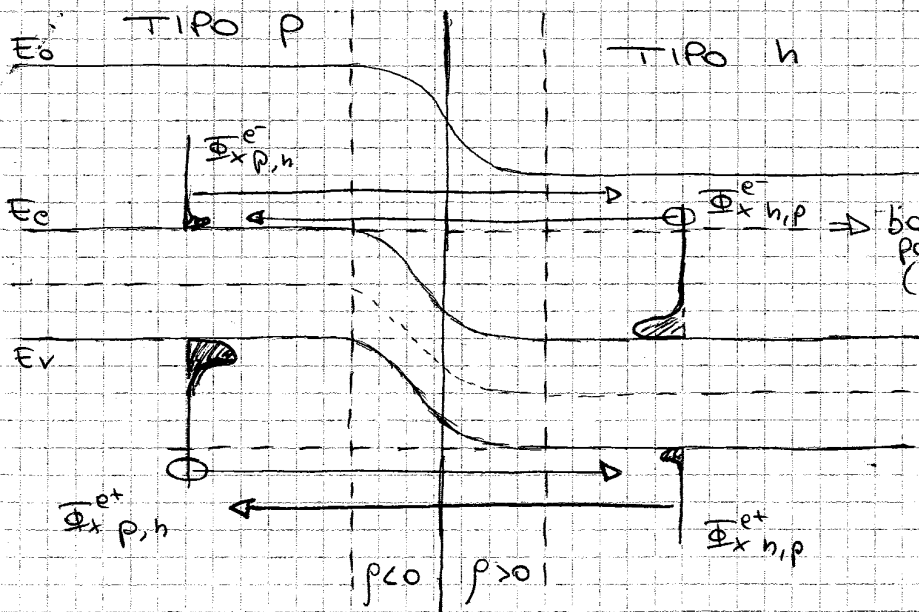
non lo più neutrale e attente di campo

"REGOLA DEL POLLICE" → ho una curvatura verso e' alto quando $p(x) > 0$ e viceversa

↓ RIDE dove c'è carica ⊕ ed è TRISTE dove c'è ⊖

- Quindi non meno che sposta per e' il diaframma a bande si deforma ma mantiene costante le distanze! perché sono proprietà del materiale (E_p, ρ, \dots)

La sua scelta si pensa una barriera di potenziale che rallentere il flusso di e' (vedi pagine sotto)



barriera, solo e' sopra possono andare di E_c (idem x lacune)

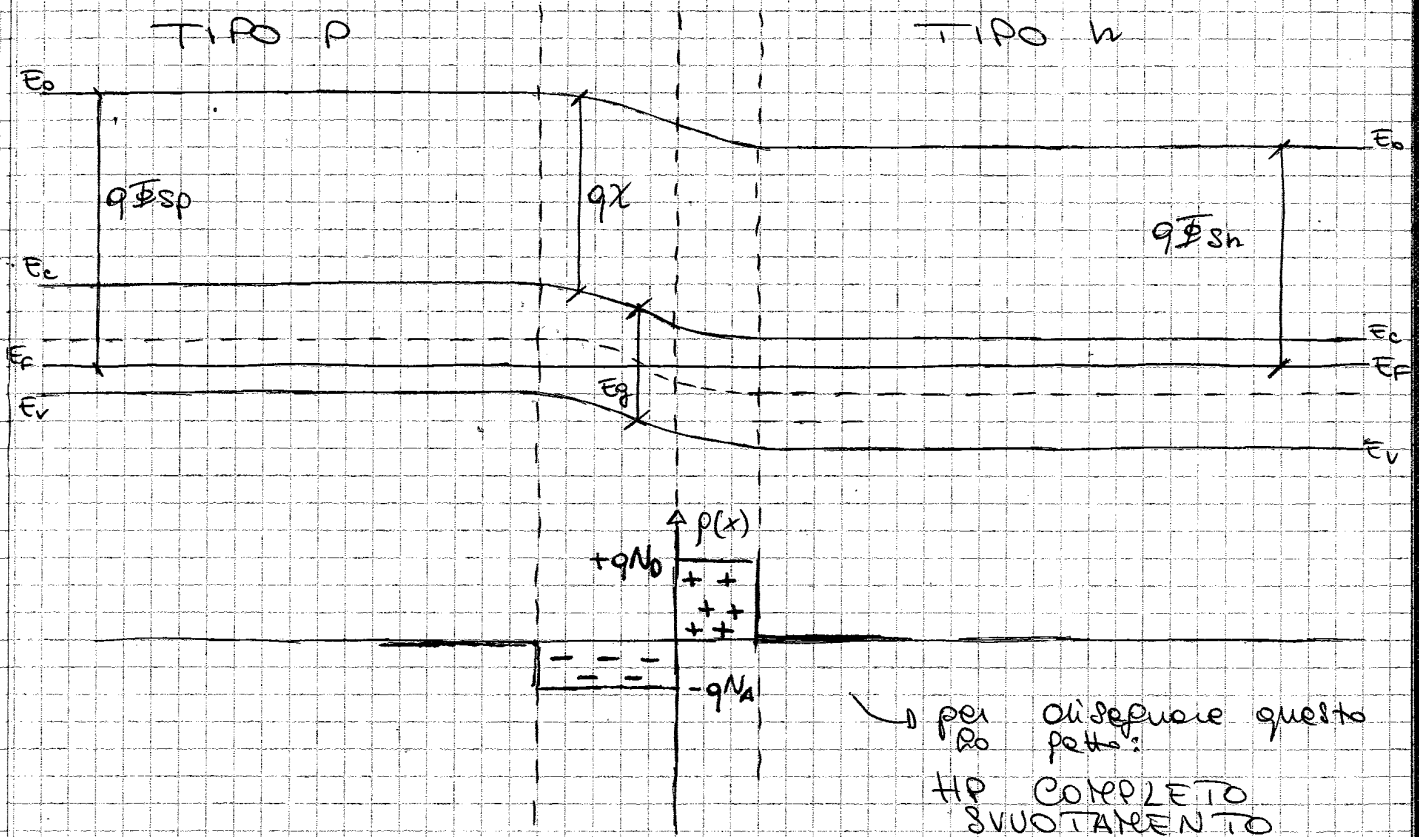
invece per e' a E_v non hanno nessuna barriera da superare x andare a E_v !!

QUINDI all' equilibrio termodynamico, dato che deve essere fermo all' ∞ , si deve conservare la carica → i flussi di e' nei due versi devono eguagliarsi! ⇒ (idem x lacune)

REGOLE X TRACCIARE IL DIAGRAMMA A BANDE ALL'EQUILIBRIO

- 1) $E_F(x) = \text{COSTANTE}$
- 2) LONTANO DALLE ZONE DI INTERFACCIA I DIAGRAMMI A BANDE TORNANO AD ESSERE QUELLI DEL MATERIALE PRESO DA SOLO
- 3) NEI METALLI I LIVELLI SONO SEMPRE COSTANTI
- 4) $E_0(x)$ DEVE ESSERE CONTINUA
- 5) NEI SEMICONDUCTORI E NEGLI ISOLANTI E_g e $q\chi$ sono cost.

CONSTRUIAMO ORA IL DIAGRAMMA DELLA GIUNZIONE P-N



Se ho HP completo svuotamento e immagino che l'equilibrio sia stato raggiunto con quella distribuzione di cariche disegnano

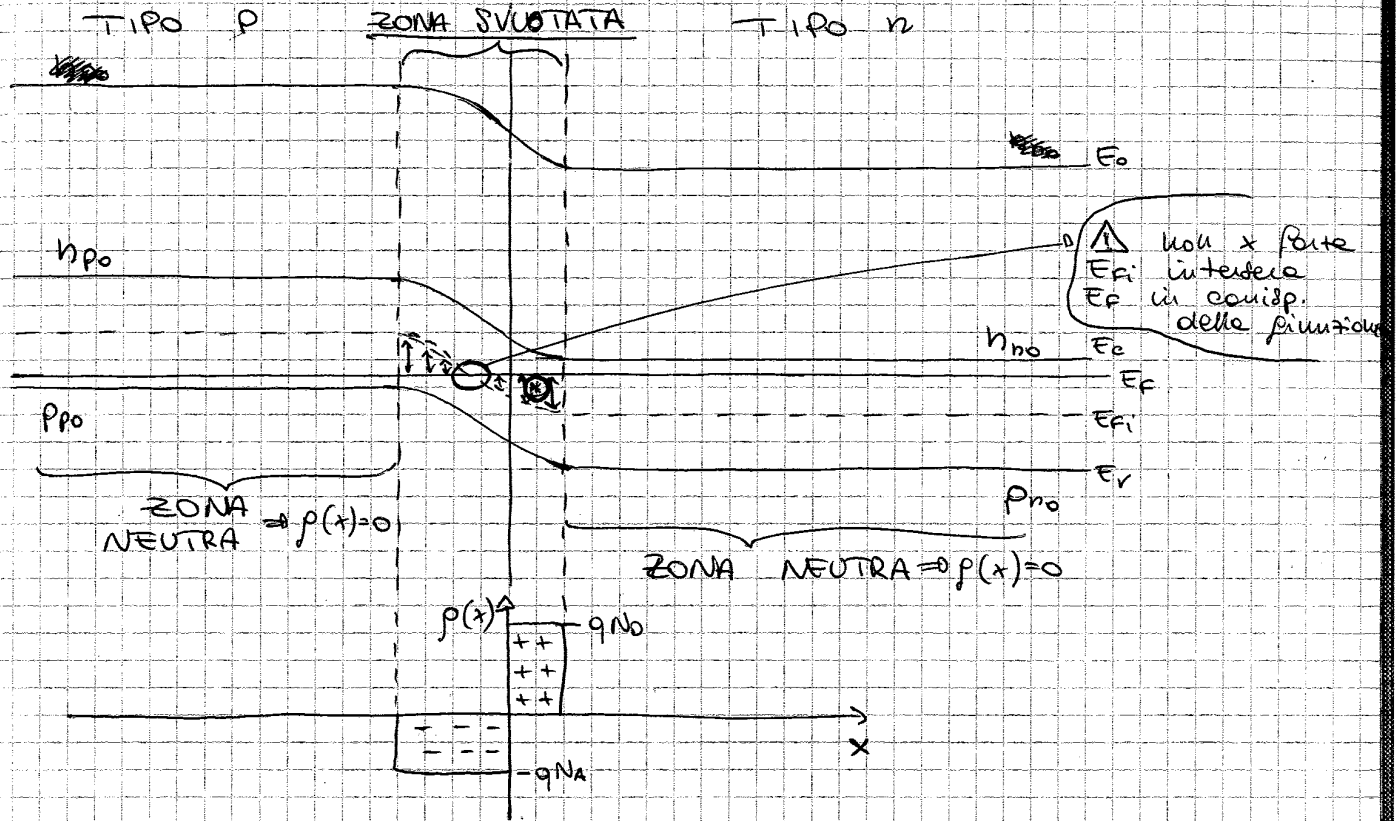
So disegnare in modo unico il diagramma a bande perché resto piatto più dove non c'è carica (perché dove non c'è carica non c'è campo, quindi non c'è potenziale quindi non c'è deformazione)

↳ dove è piatto è NEUTRO!

→ nella zona centrale, per POISSON, so che "zide" a dx è piatte a dx

→ $q\chi$ e E_g restano costanti!

CALCOLO DELLE APPIETTE DELLE REGIONI SVUOTATE

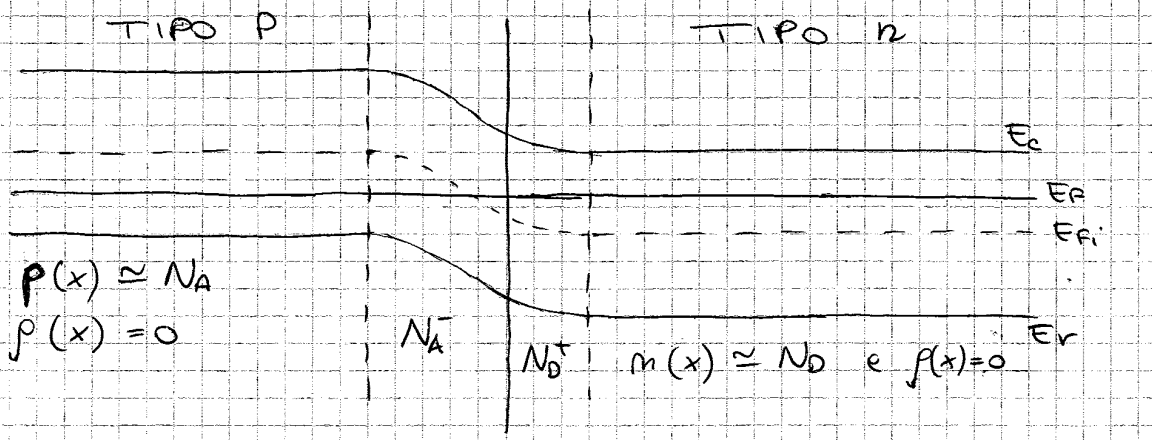


Noi fino ad ora abbiamo ragionato con questo tipo di distribuzione di $p(x)$ con HP COMPLETO SVUOTAMENTO
 Ma queste HP vanno bene?

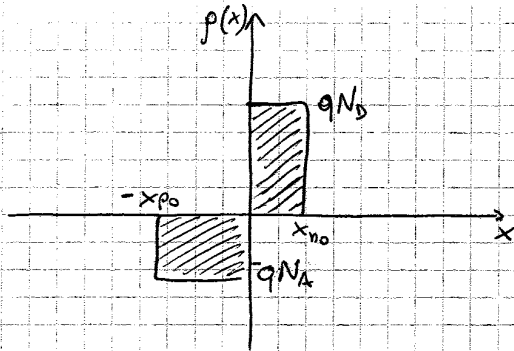
USO LE EQ. DI STOCKLEY nella zona svuotata usando le distanze separate con le pice

$$\begin{cases} m(x) = n_i e^{\frac{E_f - E_{fi}(x)}{kT}} \\ p(x) = n_i e^{\frac{E_{fi}(x) - E_f}{kT}} \end{cases}$$

FACCO LA FIGURA IN GRANDE VICINO ALLA GIUNZIONE



~~Se sono nella zona svuotata allora la neutralità~~
 Se ottengo usando le eq di Stockley finite sopra $m(x)$ e $p(x)$ che non tengono conto del fatto di trovarsi nella zona di tipo n o tipo p; ma ce devo sostituire in una eq di $p(x)$ che cambia!
 perché ora una parte N_0 \Rightarrow LE SCRIVO \rightarrow
 N_A^- e dell'altra N_D^+

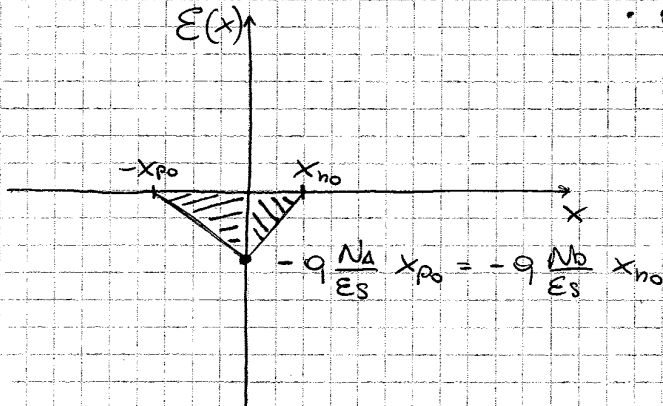


X NEUTRALITÀ
 $q x_{p0} N_A = q x_{n0} N_D$

DEFINIAMO $\rho(x)$ A TRATTI CON HP
 COMPLET SVUOTAMENTO

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & -\infty < x < -x_{p0} \\ -qN_A & -x_{p0} < x < 0 \\ +qN_D & 0 < x < x_{n0} \\ 0 & x_{n0} < x < +\infty \end{cases}$$

$E(x) = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx$

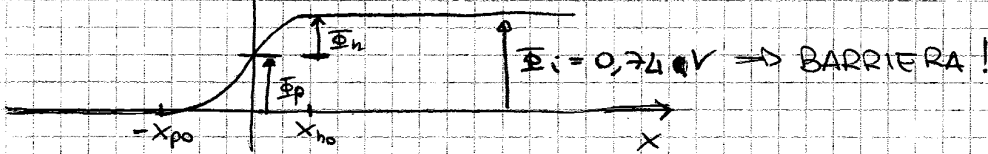


$$\Phi_p = \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_{p0}^2$$

$$\Phi_n = \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_{n0}^2$$

TENSIONE

$\Phi(x) - \Phi(x_0)$ —————> posto come sempre $\Phi(-\infty) = \phi$



$$\Phi_n = \Phi_p + \phi = \frac{q N_A x_{p0}^2}{2 \epsilon_s} + \frac{q N_D x_{n0}^2}{2 \epsilon_s}$$

$\Phi(x)$

$$\frac{q N_A}{\epsilon_s} x = \frac{q N_A}{\epsilon_s} x_{p0} - \frac{q N_D}{\epsilon_s} x_{n0}$$

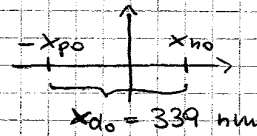
$$\frac{q N_D}{\epsilon_s} x_{n0} = \frac{q N_A}{\epsilon_s} x_{p0}$$

ESEMPLO $\Rightarrow N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

caso $x_{n0} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,7 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{16}} \cdot \left(\frac{10^{16}}{10^{16} + 5 \cdot 10^{16}}\right) \cdot 0,74} = 5,65 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$

$x_{n0} = 56,5 \text{ nm}$

$x_{p0} = 282,5 \text{ nm}$



$x_{d0} = x_{p0} + x_{n0} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \cdot \Phi_i} \Rightarrow \left[N_{eq} \cong \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right]$

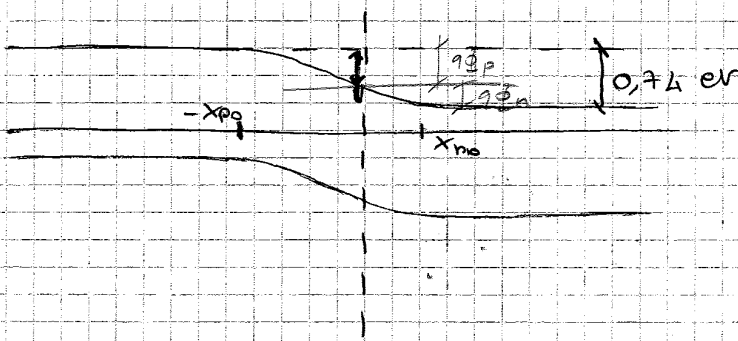
$x_{d0} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q \cdot N_{eq}} \cdot \Phi_i} \Rightarrow \text{utile}$

La MEDIA ARMONICA dei due dopaggi!

Φ_p (calcolo tensione lato p) = $\frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_{p0}^2$

$\Phi_n = \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_{n0}^2$

ORA FACCO IL DIAGRAMMA A BANDE

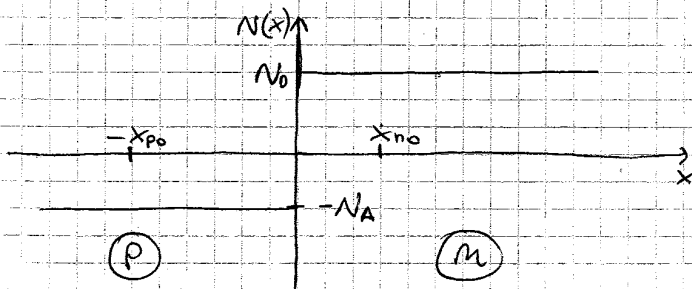


$q\Phi_p \rightarrow$ barriera lato p
 $q\Phi_n \rightarrow$ " " n

TIPOLOGIE DI GIUNZIONE

BRUSCA

introduco una variabile ausiliaria $N(x) = N_D(x) - N_A(x)$



Nella zona svuotata $p(x) = q N(x)$

queste tipologia è detta GIUNZIONE BRUSCA SIMMETRICA perché il livello dei dopaggi nei 2 lati è confrontabile ($N_A \approx N_D$)

Potrebbe anche essere BRUSCA ASIMMETRICA (2 tipologie)

$\begin{cases} n^+ p & N_D \gg N_A \\ p^+ n & N_A \gg N_D \end{cases}$

$n^+ p$

$p^+ n$

$N_{eq} \approx N_D$

$N_{eq} \approx N_A$

$x_{d0} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q N_D} \Phi_i}$

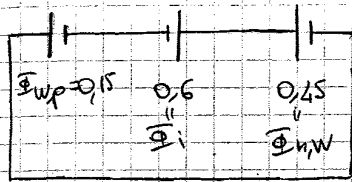
$x_{d0} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q N_A} \Phi_i}$

$x_{d0} \approx x_{n0} \rightarrow$ zona svuotata tutta dall' n lato

$x_{d0} \approx x_{p0} \rightarrow$ zona svuotata tutta nel lato opposto!

LEZIONE 22

DISEGNO IL CIRCUITO DELLE TENSIONI INTERNE DEL DIAGRAMMA A BANDE DELLA PAG PRIMA



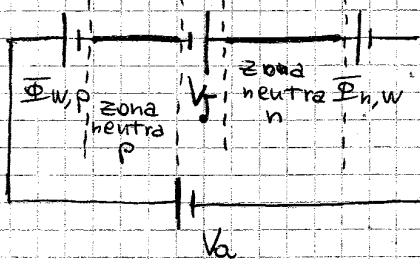
$$\Rightarrow \begin{cases} 0,15 - 0,6 + 0,45 = 0 \\ \Phi_{w,p} + \Phi_i + \Phi_{n,w} = 0 \end{cases}$$

Quindi all'eq. termodinamica ce 3 tensioni si bilanciano

POTENZIALI DI CONTATTO E TENSIONI ESTERNE
PERCHÉ NON SI PUÒ MISURARE Φ_i DIRETTAMENTE?

- riprendo il circuito equivalente sopra ma trafo il cavo
 - non cambia nulla! Comunque E_F è costante, ma allora se non ho differenza nei livelli energetici non posso misurare una tensione anche se metto un voltmetro
 - ↳ Φ_i c'è ma non posso misurarla direttamente!

ORA METTO AL POSTO DELL'APERTO UNA BATERIA ESTERNA (con verso convenzionale \oplus verso il p)



→ HP che $\Phi_{w,p}$ e $\Phi_{n,w}$ sono buoni contatti, cioè la tensione ai capi del contatto è stabile rispetto alle tensioni esterne applicate

↳ $\Phi_{w,p}$ e $\Phi_{n,w}$ NON CAMBIANO

→ HP metto dei fili ideali dove non cade tensione perché hanno resistenza nulla

→ HP il filo tra $\Phi_{w,p}$ e Φ_i (idem dell'altro) c'è la differenza $\Phi_{w,p} - \Phi_i$ perché considero la resistenza delle due condutture neutre trascurabile!

↳ zona neutra = metallo (è un' approssimazione che funziona bene quando ho poca corrente che passa)

FACCIO KVL MAGLIA

$$V_J = \Phi_{w,p} + \Phi_{n,w} - V_0$$

$$V_J = \Phi_i - V_0$$

↳ ora devo vedere come c'è tensione V_0 cambia il che rimane e bande

ALL' EQUILIBRIO

$$\Phi_i = \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_{p0}^2 + \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_{n0}^2$$

CON $V_a = 0,5 V$

$$\Phi_i - V_a = \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_p'^2 + \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_n'^2$$

CON $V_a = -0,5 V$

$$\Phi_i - V_a = \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_p''^2 + \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_n''^2$$

⇒ cambia solo l'ampiezza delle zone svuotate!

↓
 posso riferire le stesse eq dell'equilibrio sostituendo l'ampiezza all'eq con quelle fuori eq. e a Φ_i ($\Phi_i - V_a$)

FUORI EQ VALE

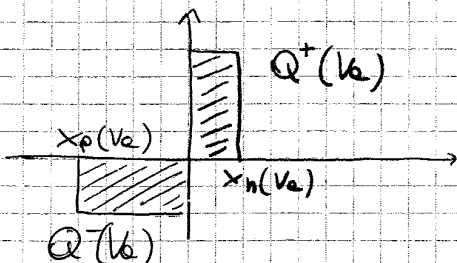
$$x_d(V_a) = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q N_{eq}} (\Phi_i - V_a)}$$

$x_n(V_a), x_p(V_a)$ facilmente ricavabili con neutralità

QUINDI la tensione applicata (tramite due buoni contatti metallo-semiconduttore) ha come effetto quello di cambiare la zona di svuotamento

La cosa che cambiando la tensione cambia la carica è un CONDENSATORE!

La nella funzione c'è un effetto capacitivo



⇒ la tensione V_a modifica $Q^+(V_a)$ e $Q^-(V_a)$

CAPACITÀ DI SVUOTAMENTO

$$C_{\text{depletion}} = \left| \frac{\partial Q^+(V_a)}{\partial V_a} \right| \Rightarrow \text{derivative } Q^+(V_a) \Rightarrow Q^+(V_a) = q N_D x_n(V_a)$$

$$\Rightarrow [Q^+] = \left[\frac{\text{Coulomb}}{\text{cm}^2} \right]; [C_D] = \left[\frac{F}{\text{cm}^2} \right]$$

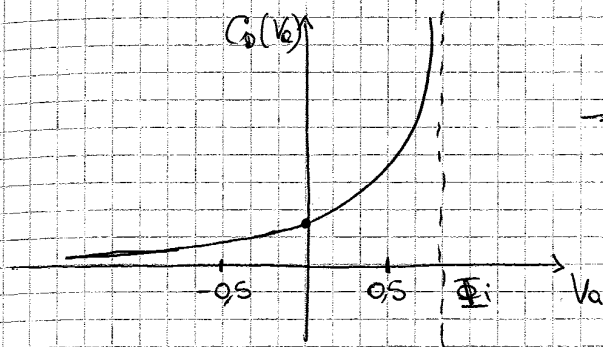
↳ in realtà tutto dipende di carica

$$\begin{cases} x_p N_A = x_n N_D \text{ (neutralità)} \\ x_d = x_n + x_p \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} x_n(V_a) = x_d(V_a) \cdot \frac{N_A}{N_A + N_D} \\ x_d(V_a) = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q N_{eq}} (\Phi_i - V_a)} \end{cases}$$

$$x_n(V_a) = \sqrt{\frac{N_A^2}{(N_A + N_D)^2} \cdot \frac{2 \epsilon_s}{q N_{eq}} \cdot (\Phi_i - V_a)} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s N_A}{q N_D (N_A + N_D)^2} \cdot (\Phi_i - V_a)}$$

LEZIONE 23 CAPACITÀ DI SVUOTAMENTO

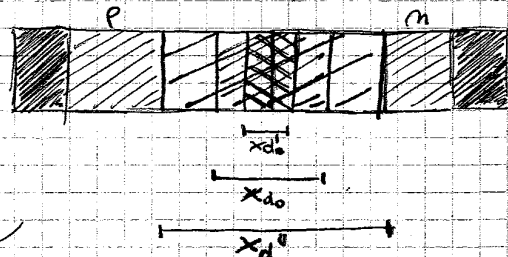
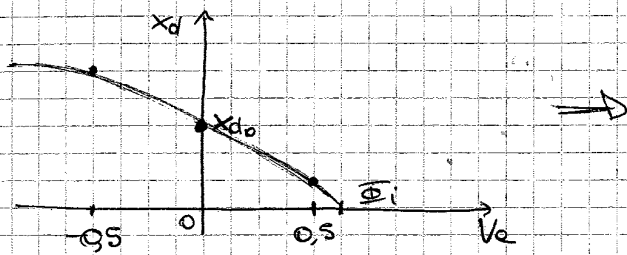


osservo che la capacità aumenta in polarizzazione diretta e diminuisce in inversa

$$C_0(V_a) = \sqrt{\frac{q E_s N_{eq}}{2(\Phi_i - V_a)}}$$

- Sappiamo già che l'effetto della tensione sulla funzione è quello di modulare l'ampiezza della zona di svuotamento
 - $V_a > 0 \Rightarrow x_d \downarrow, C_0 \uparrow$
 - $V_a < 0 \Rightarrow x_d \uparrow, C_0 \downarrow$
- Sto parlando di capacità, quindi posso vedere la funzione come un condensatore

DISEGNO x_d IN FUNZIONE DI V_a



- nella parte neutra si comporta come un metallo, quindi la considero come l'estensione elettrica del contatto \Rightarrow metallica

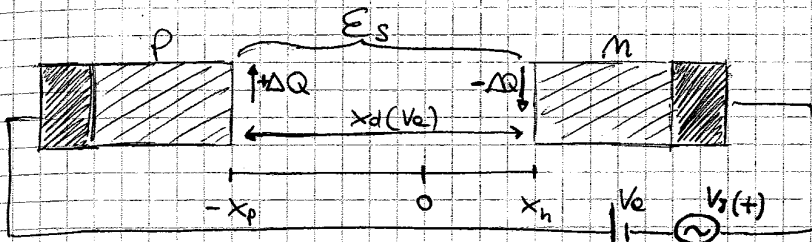
$$x_d = \sqrt{\frac{2 E_s}{q N_{eq}} (\Phi_i - V_a)} \Rightarrow x_d \rightarrow 0 \text{ per } V_a \rightarrow \Phi_i$$

- x_d è modulato da una tensione che può anche essere continua, ma la capacità non può essere ottenibile in condizioni di regime continuo!

CONTRADDIZIONE! \rightarrow sto ricavando un'espressione della capacità di svuotamento che contiene una tensione che può essere continua, ma allo stesso tempo la tensione continua non rende osservabile la capacità

Vado in laboratorio e metto una batteria V_a che modula x_d e ci metto anche un GENERATORE DI SEGNALE in corrente alternata!

DISSEGNO CONDENSATORE PER $V_a = -0,5 V$



Di fatto è come se avessi due armature perché fino a $-x_p$ e x_n ho del metallo, in corrispondenza di $-x_p$ e x_n il segnale va a modificare la curva

Lo è due armature sono poste a distanza $x_d(V_a)$ e in mezzo è come se avessi un dielettrico di tipo suolato con E_s come costante dielettrica

Lo il silicio si comporta da metallo (p, n) e dielettrico!

QUINDI CALCOLO LA CAPACITÀ IN MANIERA DIRETTA

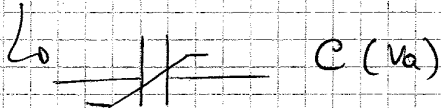
$$C_D(V_a) = \frac{E_s}{x_d(V_a)} = \frac{E_s}{\sqrt{\frac{2E_s}{qN_A}(\Phi_i - V_a)}} = \sqrt{\frac{qE_s N_A}{2(\Phi_i - V_a)}}$$

Lo è una densità di capacità

$C_D(0) \rightarrow$ non è il valore nominale del condensatore

$C_D(V_a) \rightarrow$ NON LINEARE

La giunzione p-n può essere usata come diodo (capacità controllata in tensione)



Se $V_a = \text{cost} \Rightarrow$ avrò un valore di capacità costante, quindi posso sostituire con un condensatore con $C = \text{cost}$.

\rightarrow linearizzazione degli elementi del circuito

2) Trovare il valore max del campo elettrico all'equilibrio

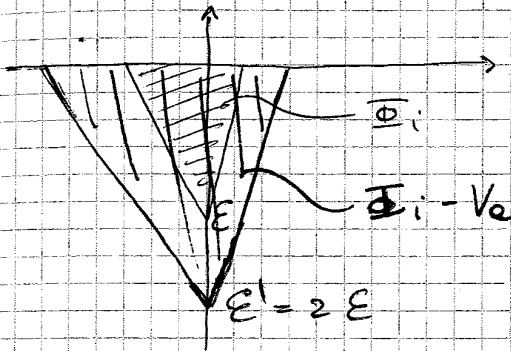
$$E(0) = - \frac{q N_A}{\epsilon_s} x_{p0} = - \frac{q N_D}{\epsilon_s} x_{n0}$$

ma più semplicemente lo abbiamo visto che

$$\Phi_i = \frac{x_{d0}}{2} (-E_{max}) \Rightarrow E_{max} = - \frac{2 \Phi_i}{x_{d0}} = - 4,36 \cdot 10^4 \frac{V}{cm}$$

3) Trovare il valore di V_a per raddoppiare il valore del campo rispetto all'equilibrio

Per raddoppiare il campo devo applicare una polarizzazione inversa ($V_a < 0$)



⇒ La pendenza non cambia perché dipende dal dopaggio!

⇒ per proprietà geometriche $E' = 2E$

$$\begin{cases} x_n' = 2x_{n0} \\ x_p' = 2x_{p0} \end{cases} \Rightarrow x_{d0}' = 678 \text{ nm}$$

so che $\Phi_i - V_a = \frac{- (2 E_{max}) \cdot (2 x_{d0})}{2}$ ma $\Phi_i = \frac{x_{d0}}{2} (-E_{max})$

$$\Phi_i - V_a = 4 \Phi_i \Rightarrow V_a = -2,22 \text{ V}$$

4) Si calcoli il valore della capacità di svuotamento per la tensione V_a calcolata al punto 3)

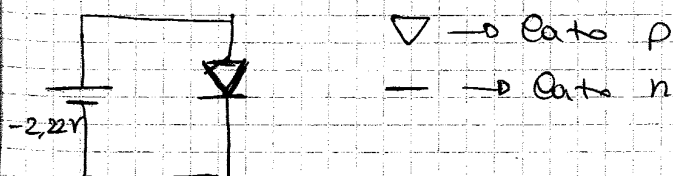
$$C_0(-2,22 \text{ V}) = ?$$

$$C_0(V_a) = \sqrt{\frac{q \epsilon_s N_{eq}}{2 (\Phi_i - V_a)}} = \frac{\epsilon_s}{x_{d0}'(V_a)}$$

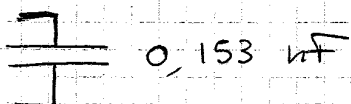
$$C_0(V_a) \cdot A_j = \frac{\epsilon_s \cdot A_j}{2 x_{d0}'} = 0,153 \text{ nF}$$

con tutto la capacità vera

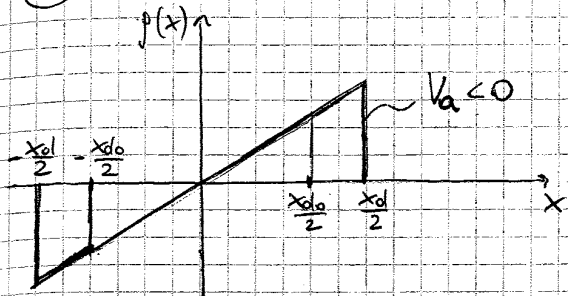
QUINDI POSSO VEDERE LA GIUNZIONE COME UN DIODO



||| è equivalente ad un condensatore

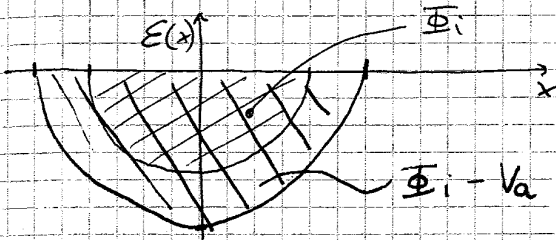


② POISSON (trovo campo e potenziale integrando)



→ Se integro $\rho(x) = qa x$ trovo un campo quadratico! e poi trovo un potenziale cubico

→ Se oppongo una polarizzazione inversa Φ_a come di solito succede ($x_d > x_{d0}$)



$$\Rightarrow E(x) = E\left(-\frac{x_d}{2}\right) + \int_{-\frac{x_d}{2}}^x \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx \quad \left(-\frac{x_d}{2} < x < \frac{x_d}{2}\right)$$

$$E(x) = \int_{-\frac{x_d}{2}}^x \frac{qa x}{\epsilon_s} dx$$

$$E(x) = \frac{qa}{2\epsilon_s} \left(x^2 - \frac{x_d^2}{4}\right)$$

$$E_{max} = -\frac{qa}{8\epsilon_s} x_d^2$$

Il potenziale sarà cubico \Rightarrow simile alla funzione solita!

$$\Phi(x) = \Phi\left(-\frac{x_d}{2}\right) + \int_{-\frac{x_d}{2}}^x -\frac{qa}{2\epsilon_s} \left(x^2 - \frac{x_d^2}{4}\right) dx$$

$$\Phi(x) = -\frac{qa}{2\epsilon_s} \left[\frac{x^3}{3} + \frac{x_d^3}{24} - \frac{x_d^2 x}{4} - \frac{x_d^3}{8} \right]$$

$$\Phi\left(\frac{x_d}{2}\right) = -\frac{qa}{2\epsilon_s} \left[\frac{x_d^3}{24} + \frac{x_d^3}{24} - \frac{x_d^3}{8} - \frac{x_d^3}{8} \right] =$$

$$= -\frac{qa}{2\epsilon_s} \left[\frac{x_d^3}{12} - \frac{x_d^3}{4} \right] = -\frac{qa}{2\epsilon_s} \left[-\frac{1}{6} x_d^3 \right] =$$

$$= \frac{qa}{2\epsilon_s} \cdot \frac{1}{6} x_d^3 = \frac{qa}{12\epsilon_s} x_d^3 = \Phi_i$$

③ POTENZIALE DI CONTATTO

$$\Phi_i = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A(-x_{p0}) N_D(x_{n0})}{n_i^2}\right) \Rightarrow \text{può funzionare bene!}$$

$$\Phi_i = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{a \frac{x_{d0}}{2} \cdot a \frac{x_{d0}}{2}}{n_i^2}\right) = 2V_T \ln\left(\frac{a x_{d0}}{2n_i}\right)$$

Ma mi chiedono di trovare a affinché $C_0(-2, 22) = 0,153 \text{ nF}$

Ho le incognite $\Rightarrow a, x_{d0}, \Phi_i$

Le equazioni sono

$$\textcircled{1} \Phi_i = 2V_T \ln\left(\frac{a x_{d0}}{2n_i}\right)$$

$$\textcircled{2} \Phi_i = \frac{qa}{12\epsilon_s} x_{d0}^3$$

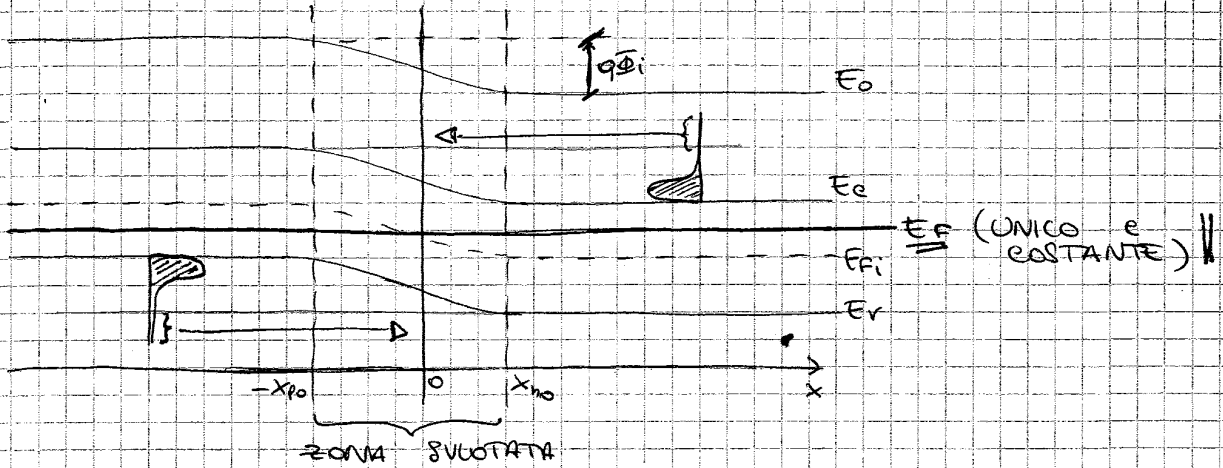
$$\textcircled{3} \Phi_i - V_a' = \frac{qa}{12\epsilon_s} (x_{d0}')^3$$

\Rightarrow lo si risolve in forma numerica!

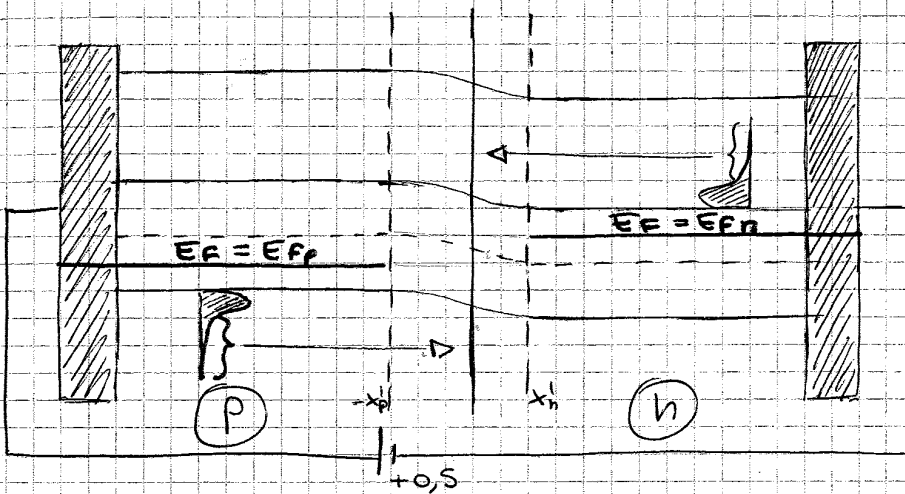
con $x_d' = 678 \text{ nm}$

perché $C_0 = \frac{\epsilon_s}{x_d}$ ma in posto ϵ_0 e ϵ_r cost, quindi x_d cost

PRENDO UNA GIUNZIONE p-n all' EQUILIBRIO



ORA PRENDO LA GIUNZIONE e APPLICO $V_a = +0,5V$



come se alzassi la
barriera di metallo
a dx
 $V_j = \phi_i - V_a < \phi_i$
gli e⁻ vanno verso
sx + facilmente
(e le lacune verso
dx) perché ho
abbassato la barriera

- So più che con $V_a > 0 \Rightarrow$ stringo zona svuotata!
- il semiconduttore continua dalla giunzione non si crea di niente \Rightarrow ridiscuo E_F uguale a prima!

$$\begin{aligned}
 & \left. \begin{aligned}
 n_p(x) &= n_i e^{\frac{E_{Fp} - E_v(x)}{kT}} \approx n_{p0} \\
 p_p(x) &= n_i e^{\frac{E_v(x) - E_{Fp}}{kT}} \approx p_{p0}
 \end{aligned} \right\} \text{P} \quad \rightarrow \text{per le zone lontano dalla giunzione} \\
 & \left. \begin{aligned}
 n_n(x) &= n_i e^{\frac{E_{Fn} - E_v(x)}{kT}} \approx n_{n0} \\
 p_n(x) &= n_i e^{\frac{E_v(x) - E_{Fn}}{kT}} \approx p_{n0}
 \end{aligned} \right\} \text{n} \quad \rightarrow \text{=}
 \end{aligned}$$

- avendo ribassato la barriera ho un maggior numero di e⁻ che riescono ad andare a sx! \rightarrow perché esistono stati accettatori e questi e⁻ alla stessa energia (IDR x LACUNE)

↳ nella zona di svuotamento posso ancora usare le equazioni di Shockley.

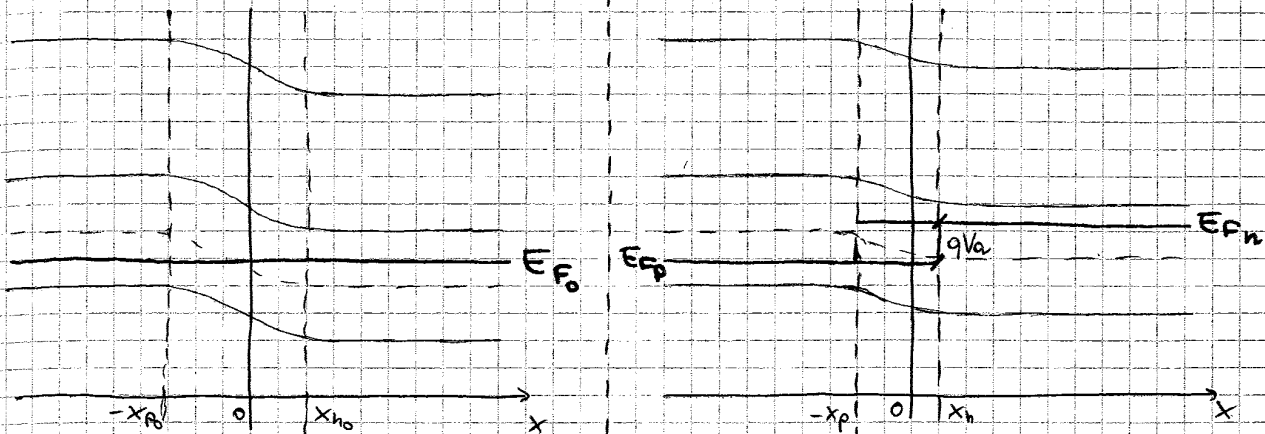
\rightarrow però gli e⁻ quando provano a entrare nella zona mentre p vanno fuori equilibrio, quindi non passano più agevolmente!

↳ gli e⁻ si spostano verso sx solo fino a $-x_{p0}$

LEZIONE 27 LEGGI DELLA GIUNZIONE

ALL' EQUILIBRIO

$V_a = +0,5 V$



Siamo interessati ai minoritari. Anche qui quando i minoritari

$$m_p(-x_p) = m_{p0} = n_i \exp\left(\frac{E_{F0} - E_{Fi}(-x_p)}{kT}\right) \quad (1) \quad m_p(-x_p) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}(-x_p)}{kT}\right)$$

$$(3) \quad m_{p0} = n_i \exp\left(\frac{E_{Fp} - E_{Fi}(-x_{p0})}{kT}\right)$$

$$p_n(x_n) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi}(x_n) - E_{Fp}}{kT}\right)$$

$$p_n(x_{n0}) = p_{n0} = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi}(x_{n0}) - E_{Fp}}{kT}\right) \quad (2)$$

$$(4) \quad p_{n0} = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi}(x_{n0}) - E_{Fn}}{kT}\right)$$

[G_A e n_p vanno da $0x$ verso $3x$ e fino a $-x_p$ non si esauriscono di meno, anche se ovviamente diminuiscono perché diminuisce $E_{Fn} - E_{Fi}$]

DALLA (3) $\Rightarrow n_i = m_{p0} \cdot \exp\left(-\frac{(E_{Fp} - E_{Fi}(-x_{p0}))}{kT}\right) \Rightarrow$ sost nella (1)

$$m_p(-x_p) = m_{p0} \exp\left(\frac{E_{Fi}(-x_{p0}) - E_{Fp}}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}(-x_p)}{kT}\right)$$

$$m_p(-x_p) = m_{p0} \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}\right) = m_{p0} \cdot \exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right) \Rightarrow V_T = \frac{kT}{q}$$

DALLA (4) $\Rightarrow n_i = p_{n0} \cdot \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}(x_{n0})}{kT}\right) \Rightarrow$ sost nella (2)

$$p_n(x_n) = p_{n0} \cdot \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}(x_{n0})}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_{Fi}(x_n) - E_{Fp}}{kT}\right)$$

$$p_n(x_n) = p_{n0} \cdot \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}\right) = p_{n0} \cdot \exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right)$$

LEGGI DELLA GIUNZIONE \Rightarrow

$$\begin{cases} p_n(x_n) = p_{n0} \cdot e^{\frac{V_a}{V_T}} \\ m_p(-x_p) = m_{p0} \cdot e^{\frac{V_a}{V_T}} \end{cases}$$

Ora vediamo come veno a finire gli elettroni e le lacune in effetti usando le eq. del modello matematico avendo come condizioni al contorno il livello di iniezione

EQ CONTINUITA' e⁻

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - U_n$$

DRIFT & DIFF per e⁻

$$J_n = q n_p \mu_p E + q D_n \frac{\partial n_p}{\partial x}$$

TASSO NETTO DI RICORS e⁻

$$U_n = \frac{n_p}{\tau_n}$$

HP ⇒ condizioni stazionarie

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = 0$$

⇒ quasi neutralità

$$q n_p \mu_p E = 0$$

$$0 = \frac{1}{q} \cdot q D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} = \frac{n_p}{D_n \tau_n}$$

$$[L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \Rightarrow \text{lung. diffusione}]$$

$$n_p(x) = A e^{\frac{x}{L_n}} + B e^{-\frac{x}{L_n}}$$

HP ⇒ DIODO LUNGO ⇒ $W_p \gg L_n$

Quindi qui (nel lato p) so che per $x \rightarrow -\infty$ (contorno della pinnazione) la concentrazione deve tendere a zero, quindi annulla $B = 0$ e mi resta

$$n_p(x) = A \cdot e^{\frac{x}{L_n}}$$

Ora ricavo la costante A (in x_p) Ricavo D (in x_n)!!

$$A = n_p(-x_p) \cdot e^{x_p/L_n}$$

$$n_p(x) = n_p(-x_p) \cdot e^{\frac{x+x_p}{L_n}}$$

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \cdot e^{\frac{V_0}{V_T}}$$

$$n_p(-x_p) = n_p(-x_p) - n_{p0}$$

eccesso!! di carica

EQ CONTINUITA' LACUNE

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - U_p$$

DRIFT & DIFF lacune

$$J_p = q p_n \mu_p E - q D_p \frac{\partial p_n}{\partial x}$$

TASSO NETTO DI RICORS lacune

$$U_p = \frac{p_n}{\tau_p}$$

= stazionarie

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0$$

= quasi neutralità

$$q p_n \mu_p E = 0$$

$$0 = -\frac{1}{q} (-q) D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = \frac{p_n}{D_p \tau_p}$$

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

$$p_n(x) = C e^{\frac{x}{L_p}} + D e^{-\frac{x}{L_p}}$$

= ⇒ $W_n \gg L_p$

Stesso discorso un po' a dire che $A = 0$ perché qui lo $x \rightarrow +\infty \Rightarrow C = 0$

$$p_n(x) = D \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}$$

$$D = p_n(x_n) \cdot e^{\frac{x_n}{L_p}}$$

$$p_n(x) = p_n(x_n) \cdot e^{-\frac{x-x_n}{L_p}}$$

iniezione elettrica nota dalla legge della pinnazione!

$$p_n(+x_n) = p_{n0} \cdot e^{\frac{V_0}{V_T}}$$

$$p_n(x_n) = p_n(x_n) - p_{n0}$$

LEZIONE 28

CORRENTI NELLA GIUNZIONE

• nel lato p abbiamo un gradiente di conc. degli e⁻
 ↳ corrente di diffusione

lato n

$J_{p\text{diff}}(x)$ tra $x_n < x < W_n$

$J_{n\text{diff}}(x) \rightarrow$ tra $-W_p$ e $-x_p$

$J_n(x) = +q D_n \frac{dn_p(x)}{dx}$

$J_p(x) = -q D_p \frac{dp_n(x)}{dx}$

solvo eq. delle conc.

solvo eq. delle conc.

$n_p(x) = \frac{m_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V_a}{V_T}} - 1 \right) e^{\frac{x+x_p}{L_n}}$

$p_n(x) = \frac{m_i^2}{N_B} \left(e^{\frac{V_a}{V_T}} - 1 \right) e^{\frac{-(x-x_n)}{L_p}}$

derivo

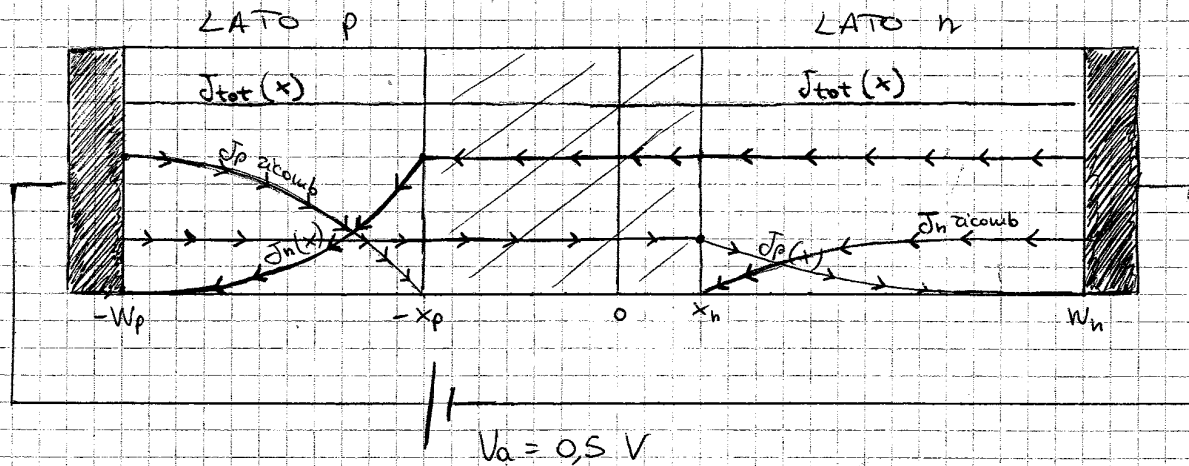
derivo

$J_{n\text{diff}}(x) = q \frac{D_n m_i^2}{N_A L_n} \left(e^{\frac{V_a}{V_T}} - 1 \right) e^{\frac{x+x_p}{L_n}}$

$J_{p\text{diff}}(x) = +q \frac{D_p m_i^2}{N_B L_p} \left(e^{\frac{V_a}{V_T}} - 1 \right) e^{\frac{-(x-x_n)}{L_p}}$

queste sono le due correnti all'interno della giunzione. Sono entrambe positive e questo è giusto perché le correnti di diffusione degli e⁻ vanno da $-x_p$ verso dx (flusso negativo ma corrente positiva) e per le lacune vale lo stesso: vanno da x_n verso dx (flusso positivo e corrente positiva)

le due contributi si sommano!! (ricorda che siamo a $V_a > 0$)



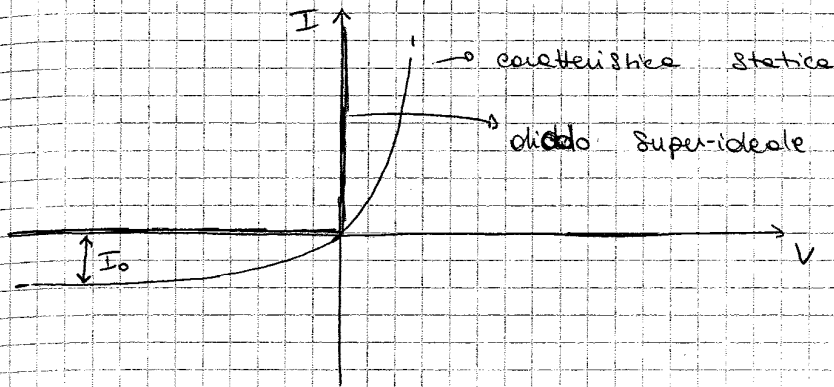
Dalle espressioni delle correnti so già che quello che pesa di più è il termine $\frac{m_i^2}{N_A}$ e $\frac{m_i}{N_B}$. Quindi si capisce perennemente nella differenza N_A fra le N_B correnti la differenza che si crea nella distribuzione dei portatori. Noi iniettiamo più e⁻ che lacune, quindi la corrente di diffusione degli e⁻ è più grande della corrente di diff. delle lacune

Se ce disepuo vedo che la corrente $J_n(x)$ quando x è $-W_p$ è nulla, ma questo non è vero perché nel metallo passa corrente! Inoltre le correnti non possono spuntare dalle zone di svuotamento dal nulla! → gli e⁻ arrivano dal lato n! quindi disepuo il punto anche a dx (degli e⁻)

Ma gli e⁻ che arrivano dal lato n si devono muovere per le e un campo elettrico, però abbiamo detto che è nullo. In realtà non è proprio nullo, è bellissimo, ma basta a spostare gli e⁻ che nel lato n sono i maggioritari! → trasinamento!
 Questi e⁻ del lato n sono e loro nella parte del metallo.

Però ora devo ancora cambiare qualcosa perché in situazione stazionaria la corrente deve essere costante in ogni sezione!

5) Disegno della caratteristica (MODELLO STATICO perché il diodo è in condizioni stazionarie)

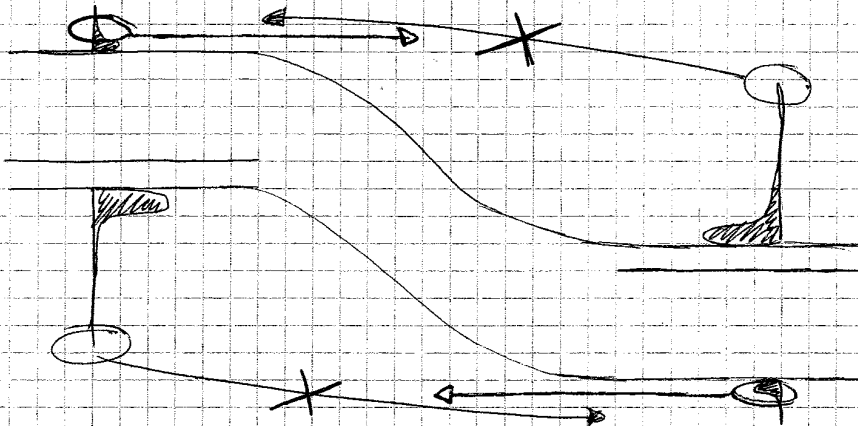


6) Ora esaminiamo un po' per $V_a < 0$

È corretto che le equazioni ci diano una corrente costante negativa per $V_a < 0$?? SI

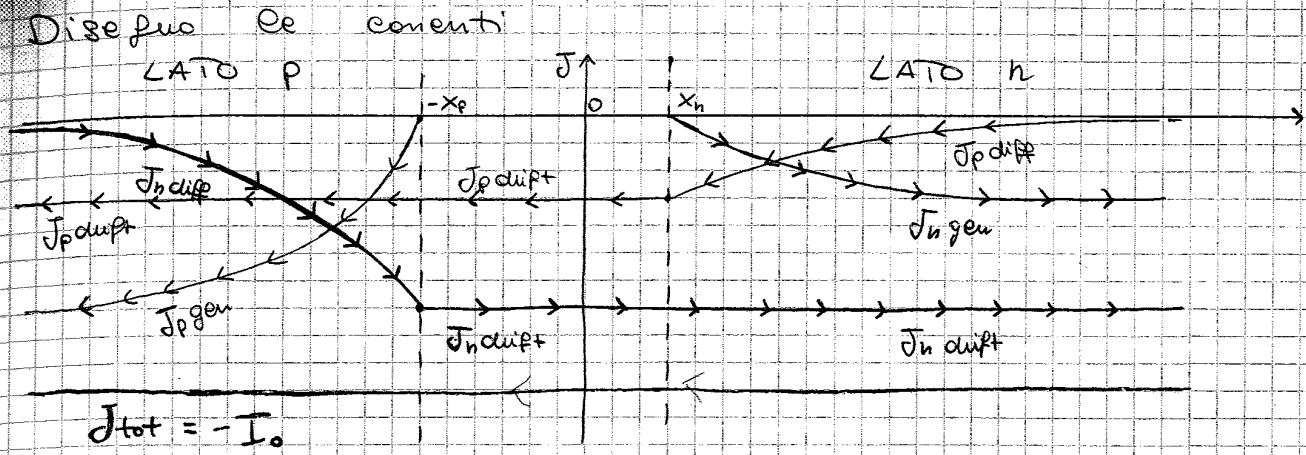
Però la caratteristica del diodo che vorremmo è quella che per $V_a > 0$ si comporta come un corto e per $V_a < 0$ come un aperto. Quindi I_0 è un limite, una corrente che dipende essenzialmente da n^2 perché varia molto dalla temperatura! \Rightarrow quindi τ influenza moltissimo I_0 (è uno svantaggio).

Vediamo di capire perché $I_0 < 0 \Rightarrow$ disegno di corrente costante per $V_a < 0$



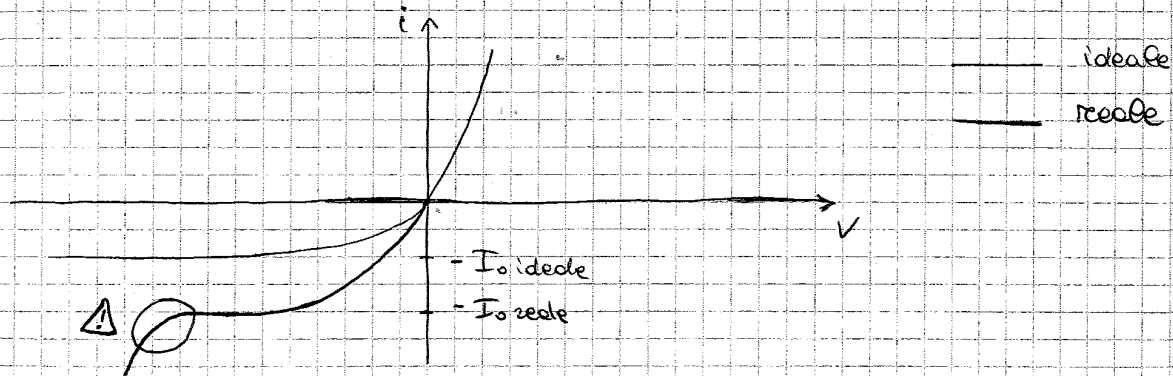
Ora la barriera con $V_a < 0$ è davvero grande quindi gli e^- non passano più verso il lato p (idem per lacune verso n).

Però i minoritari riescono a spostarsi, ma il caso fisico non è più bilanciato e il numero di quelli che passano è lo stesso di prima \Rightarrow la corrente è costante ed è negativa!



Le correnti complementari nelle zone neutre sono ora CORRENTI DI GENERAZIONE, cioè dovute al fatto che dalla periferia si penetrano coppie e⁻ lacune, ma in p gli e⁻ vanno via quindi mi restano le lacune che generano una corrente J_{p gen}.
L'outflow della giunzione lo di nuovo solo trasferimento

Faccio caratteristica questo per la c₀



Abbiamo visto che I₀ è funzione di T perché n_i² è funzione di T

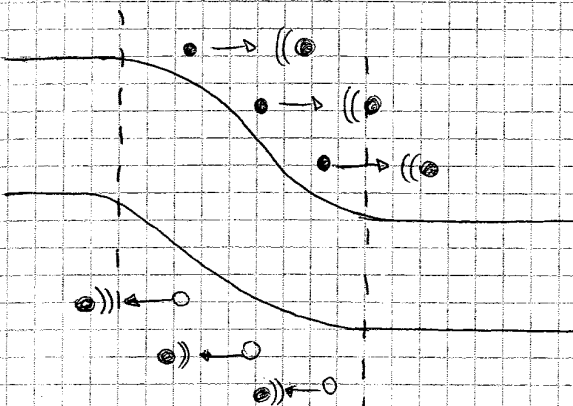
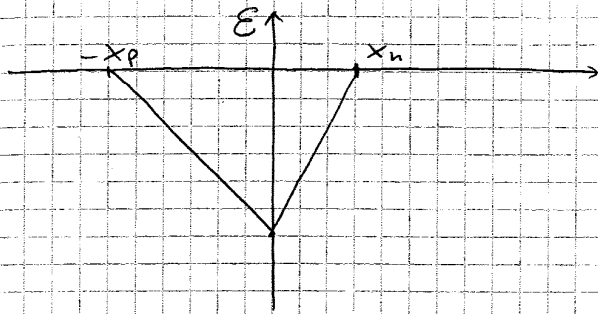
↳ si dimostra empiricamente che la corrente inversa di saturazione di un diodo nell'intervallo di 300 K raddoppia ogni 10 K

Inoltre sperimentalmente trova I_{0 reale} >>> I_{0 ideale}

QUINDI NOTO 2 COSE

- 1) Differenza tra I_{0 reale} e I_{0 ideale}
- 2) quella reale non è illimitatamente costante, a un certo punto ricomincia a crescere

① ROTURA PER WILANGA

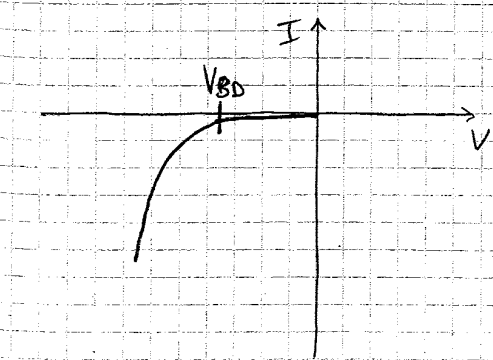
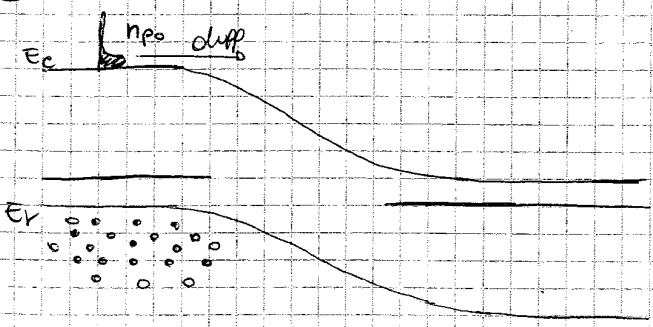


- causa primaria della rottura è G_{th}
- \bar{E} è talmente forte che (a causa $V_a \ll \phi$) dopo poco e^- sbatte contro un atomo di Si con un URTO GENERATIVO
- ↳ Si genera una nuova coppia e^- - lacune
- idem x q_p lacune
- ⇒ questo processo genera un effetto a cascata che genera una corrente forte
- ⇒ se il drogaggio aumenta, allora E aumenta quindi V_{BD} si sposta verso tensioni meno negative
- ⇒ se lo il drogaggio tra V_{BD}

⚠️ Meccanismo di rottura dipende solo dal lato meno drogato

- ↳ se e^- minore di 10^{17} ⇒ rottura
- ↳ se e^- maggiore di 10^{18} ⇒ tunnel
- ↳ altrimenti R_0 entrambi

② ROTURA PER TUNNEL



- ⇒ di e^- nel lato p ne ho pochi e quei pochi già di loro diffondono dando vite a una corrente molto piccola
- ↳ se la corrente deve aumentare molto (perché sono nel caso di breakdown) vuol dire che devono passare molti più e^- del lato p al lato n
- ↳ nella BV ho molti e^- che riescono a passare sugli stati ibridi del lato n!! (superando la barriera)
- ↳ BAND TO BAND TUNNELING

- ⇒ $V_{BD} \text{ tunnel} < V_{BD} \text{ wilanga}$
- ⇒ se $N_A, D \uparrow \Rightarrow V_{BD} \text{ verso dx}$

Come tengo conto delle resistenze serie nel punto di vista circuitali?

- o sostituisco nel circuito un diodo ideale con I_0 due resistenze serie
- o uso una eq. che tenga conto delle resistenze serie (che però non sono facile da calcolare)

$$I_D = I_0 \left(e^{\frac{V_A - (R_{sp} + R_{em}) I_D}{V_T}} - 1 \right)$$

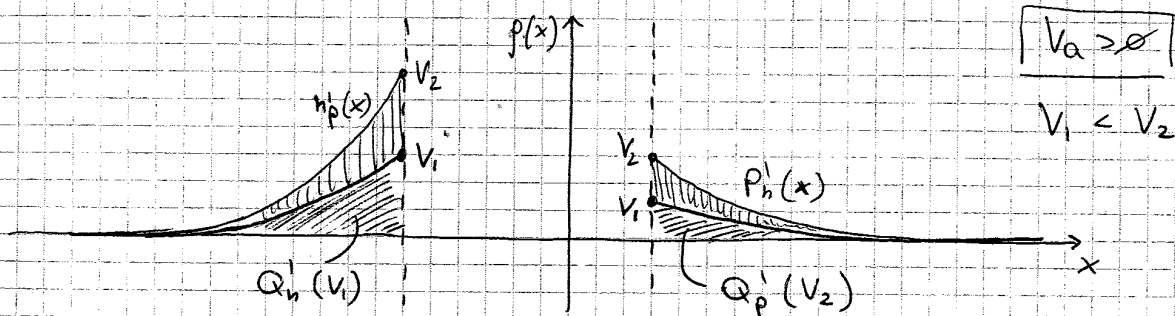
Le resistenze serie però iniziano a dar fastidio solo quando il diodo è molto acceso (cioè per correnti I)

MODELLO DI AREA SEGNALE

Questi modelli sono corretti generali validi per tutti i dispositivi a semiconduttore

Nel modello di ampio segnale abbiamo oltre il problema di comprendere tutti i meccanismi che concorrono (dopo alcuni di cui come avanti alle revisioni (quelli da copiare di supplemento)).

Un meccanismo importante (soprattutto in polarizzazione diretta) che fino ad ora abbiamo trascurato è la CAPACITÀ DI DIFFUSIONE



Se vario V_A (sono nel transitorio) vedo e fare il "solletto" a cui caratteristica di tipo esponenziale \Rightarrow le curve si spostano molto

Cambio $V_A \Rightarrow$ cambio il livello di iniezione e cambio la corrispondente distribuzione dei portatori minoritari

Ma iniettare dopo è un'altra iniezione della carica, quindi ora un effetto di carica modulata da V_A (visibile dall'integrale delle curve sopra)

Questo fisicamente è molto \neq da un condensatore perché non c'è bilanciamento di carica su due cariche

$$C_{DIFF} = \left| \frac{\partial Q_n}{\partial V_A} \right| + \left| \frac{\partial Q_p}{\partial V_A} \right|$$

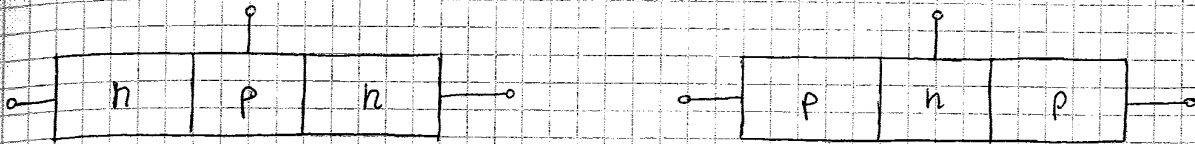
$$Q_n(V_A) = -q \int_{-\infty}^{-x_p} n_p(x) dx = -q \frac{m_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V_A}{V_T}} - 1 \right) \int_{-\infty}^{-x_p} e^{\frac{x+x_p}{L_n}} dx =$$

carica in eccesso dovuta agli e- iniettati nel lato p

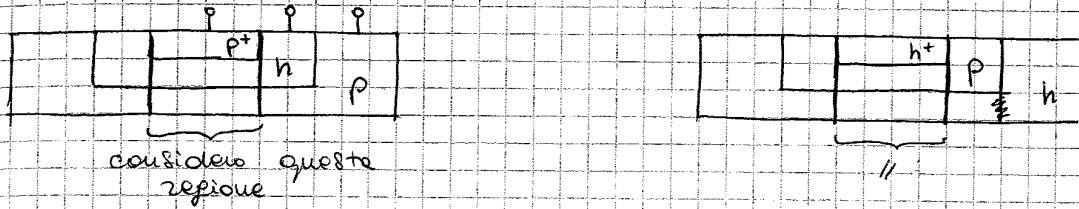
$$= -q \frac{m_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V_A}{V_T}} - 1 \right) \left[L_n e^{\frac{x-x_p}{L_n}} \right]_{-\infty}^{-x_p} =$$

$$= -q \frac{m_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V_A}{V_T}} - 1 \right) \cdot L_n$$

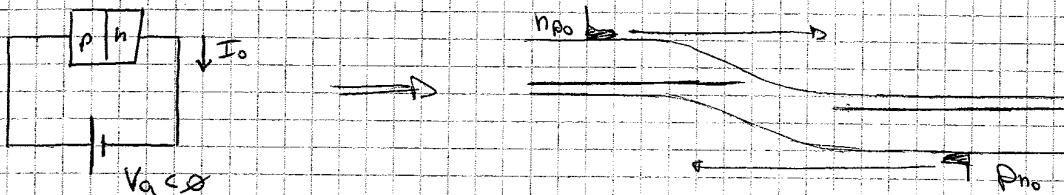
TRANSISTOR BIPOLARE



In realtà si costruisce con un meccanismo di diffusione

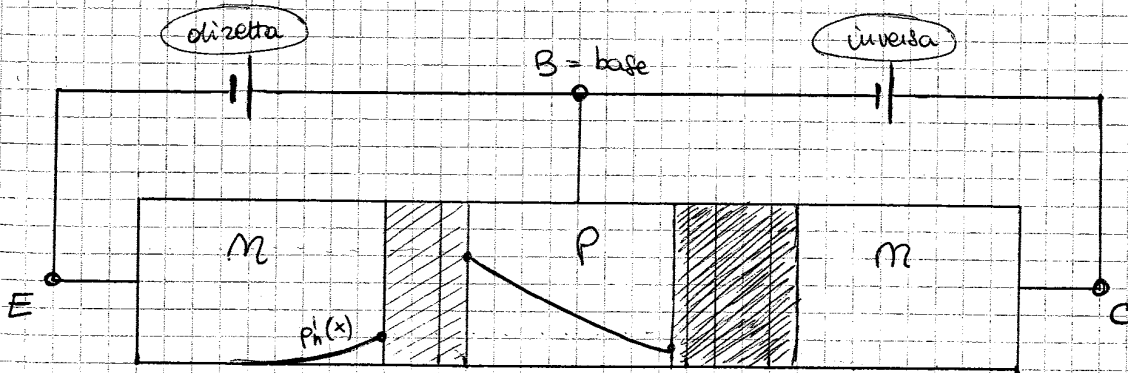


Considero una giunzione pn e la polarizzo inversamente



Se sono lontano da V_{00} la corrente inversa superficiale è essenzialmente data dai portatori minoritari; io la vorrei controllare e variarla

- 1 - Scelto il diodo (per controllare il funzionamento della giunzione con e senza)
- 2 - Uso dei fotoni (con $\lambda_{\text{diff}} / E = h\nu > E_g$) che mi generano otticamente coppie e- lacune. So che il campo le separa e aumenterà $I_0 \Rightarrow I_0$ è funt. di Φ_L (flusso luminoso)
- 3 - In modo elettrico posso creare n_{p0} posso prendere e^- da un semiconduttore drogato n polarizzato direttamente



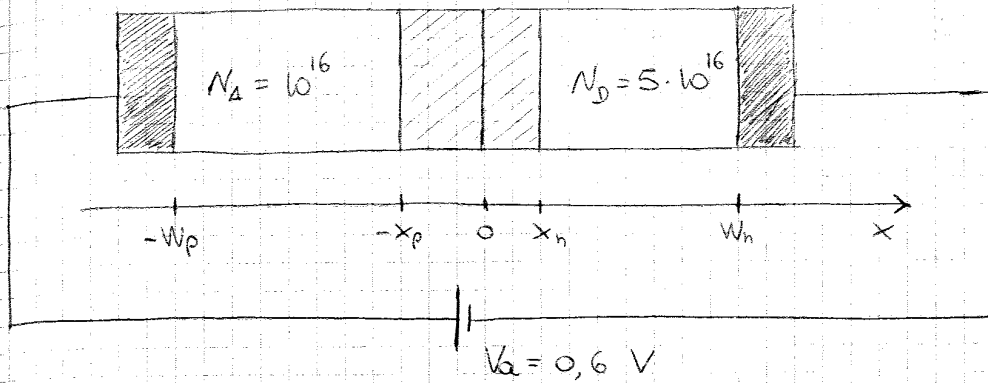
E = emettitore, perché è il wafer che polarizzo direttamente per iniettare e^- dal lato n e e^+ dal lato p

C = collettore, ricavo gli e^-

B = base

LEZIONE 33

ESERCITAZIONE 3



DATI

$A_J = 1 \text{ mm}^2$ $W_n, W_p = 1 \text{ mm}$ $\tau_n(N_A) = 500 \text{ ns}$ $\tau_p(N_D) = 300 \text{ ns}$
 $\mu_n(N_A) = 1250 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ $\mu_n(N_D) = 1150 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
 $\mu_p(N_A) = 350$ $\mu_p(N_D) = 300$

① Fare il diagramma a bande per $V_a = 0,6 \text{ V}$ utilizzando i questi valori di Fermi.

$$\Phi_i = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) = 0,74 \text{ V}$$

$$V_J = \Phi_i - V_a = 0,14 \text{ V} \quad (\text{sotto HP } R_{sh} = R_{sp} \approx \emptyset)$$

Sono in polarizzazione diretta quindi x_d si è ristretto

$$x_d = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q N_{eq}} (\Phi_i - V_a)} = 147 \text{ mm}$$

calcolo x_p e x_n sapendo che sono proporzionali a N_A e N_D

$$-x_p = \frac{5}{6} \cdot 147 = -123 \text{ mm}$$

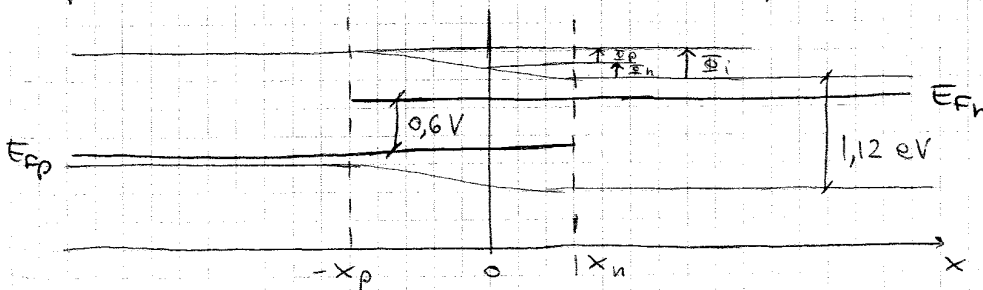
$$x_n = \frac{1}{6} \cdot 147 = 24 \text{ mm}$$

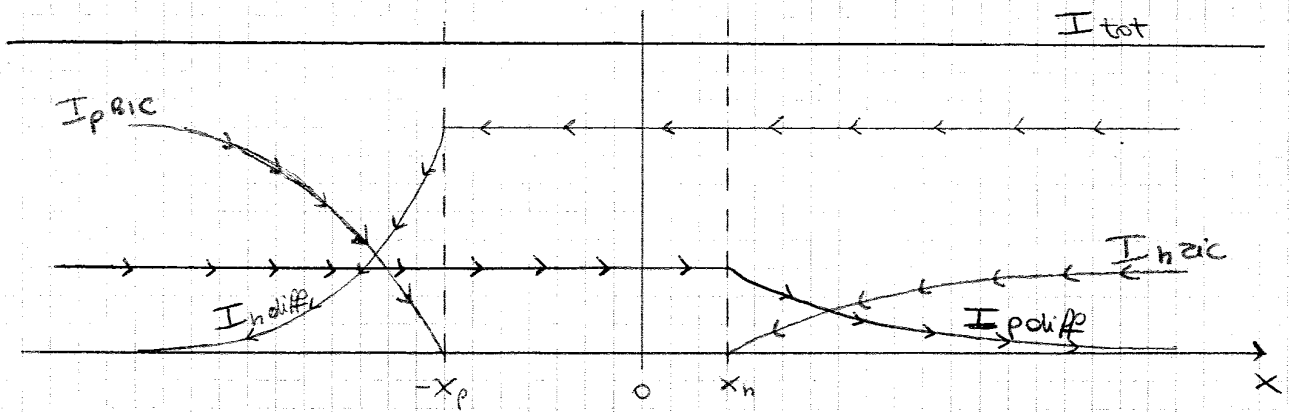
calcolo Φ_p e Φ_n sapendo che sono anch'essi in proporzione

$$\Phi_p = \frac{5}{6} \cdot 0,74 = 117 \text{ meV}$$

$$\Phi_n = \frac{1}{6} \cdot 0,74 = 23 \text{ meV}$$

Ho applicato il dato n di $0,6 \Rightarrow E_{Fn} - E_{Fp} = 0,6 \text{ V}$





④ Calcolare R_{sh} , R_{sp} e gli effetti su I

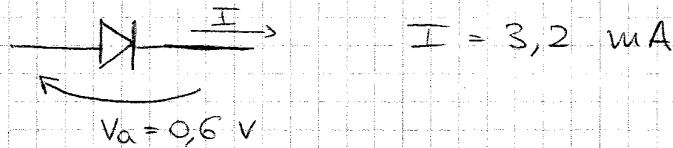
Posso considerare come lunghezza delle resistenze W_p e W_n perché x_p e x_n sono trascurabili al confronto

$$R_{sp} = \frac{1}{q \mu_p N_A} \cdot \frac{W_p}{A_J} = \rho \cdot \frac{\rho}{S} = 17,8 \Omega$$

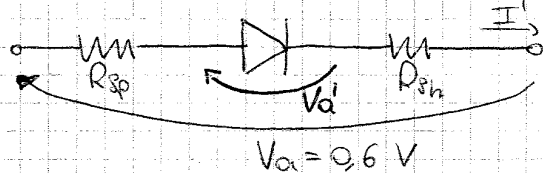
$$R_{sh} = \frac{1}{q \mu_n N_D} \cdot \frac{W_n}{A_J} = 1,1 \Omega$$

$$R_{tot} = 18,9 \Omega$$

Ora devo analizzare gli effetti sulla corrente I .
Nel caso di circuito ideale avevo



Ora considero anche le resistenze serie



Ora quanto vale $I' = ?$

Di sicuro avrò $I' < I$ perché $V_a' < V_a$ però devo capire se la differenza è sostanziale o trascurabile

Faccio una stima ipotizzando il caso peggiore, cioè con la corrente massima di 3,2 mA, quale sarebbe la caduta sulle due resistenze serie?

Viene una caduta $\Delta V \approx 18,9 \cdot 3,2 \text{ (mA)} \approx 60 \text{ mV}$ che è confrontabile con $V_a \Rightarrow$ devo ricalcolare I' !

[CONTINUA NELLA LEZIONE 34]

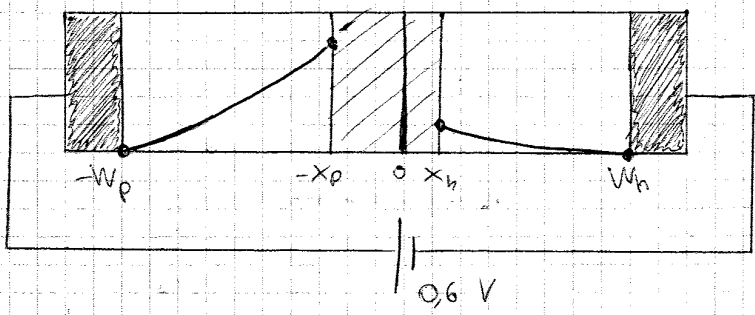
$$R_D (V_{op}) \approx \frac{V_T}{I_{op}} = \frac{26 \cdot 10^{-3}}{1,26 \cdot 10^{-3}} = 20,63 \ \Omega$$

$$C_{DEF} (V_{op}) \approx A_J \cdot \frac{\epsilon_s}{x_d(V_{op})} = 0,63 \text{ nF}$$

da ricalcolare $(x_d = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s (\phi_i - V_{op})}{q N_D}}$)

$$C_{DIFF} (V_{op}) \approx \frac{q m_i^2 A_J}{V_T} \left(\frac{L_n}{N_A} + \frac{L_p}{N_D} \right) e^{\frac{V_{op}}{V_T}} = 24 \text{ nF}$$

⑥ Si ripete 1-5 con $W_n = W_p = 50 \ \mu\text{m}$



$W_p \approx L_n$
 $W_n \approx L_p$ } DIODO CORTO

Cade H_p diodo lungo \Rightarrow non ho più un'esponenziale decrescente per le concentrazioni, ma un andamento di tipo SEU!!

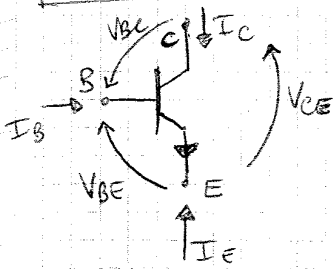
\Downarrow
ci aiuto imponendo le 4 cond. al contorno nobile, cioè so che n_p a contatto con il metallo = 0, in $-x_p$ è un numero, p_n in x_n è un numero e in $W_p = 0$

NON POSSO PIÙ USARE LE STESSA EQUAZIONI, cambia anche le caratteristiche e le correnti saranno altre cost.

Lo calcoli la nuova I_0 , le correnti, C_{DIFF} , ecc. -

Lo però le resistenze serie saranno molto più piccole, quindi l'effetto sulla caratteristica sarà debole

Net positive se entranti transistori bipolari e' la convenzione delle convenzioni



⇒ simbolo del transistor npn

⇒ $I_E < 0$; $I_C > 0$ (per regione attiva)

Vale in generale $N_{DE} \gg N_{AB} \gg N_{DC}$

NELLA REGIONE ATTIVA INVERSA

Ora R_0 un livello di carica un po' più alto e dx perché R_0 polarizzato anodicamente e il rapporto collettore < base per cui è ~~caricato poco~~ e un po' più basso perché è meno drogato

Ora però R_0 offre una corrente di carica nel collettore funziona come un transistor un po' "apatico"

$I_C < 0$

NELLA REGIONE DI INTERDIZIONE

Ora il livello di iniezione ai bordi delle zone di svuotamento è basso in tutti i punti

Le correnti sono praticamente nulle quindi il transistor è spento!

NELLA REGIONE DI SATURAZIONE

Considero due zone separate perché la distribuzione dei portatori nelle base cambia facilmente

SE $V_{BE} > V_{BC}$

→ per la legge della continuità il livello di iniezione di elettroni sul bordo verso l'emettitore è + alto

→ siamo in polarizzazione diretta quindi essendo il livello di drogaggio del collettore + basso delle base, avrò una conc. di carica più grande a dx che a sx

→ la corrente di e' dall'emettitore al collettore sarà bassa ma comunque $I_C > 0$

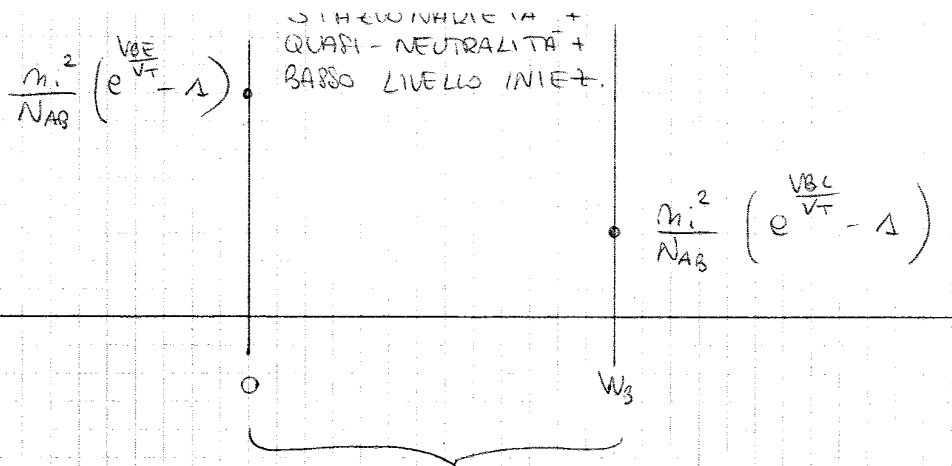
SE $V_{BC} > V_{BE}$

→ si ribaltano le conc. di e' nella base ⇒ $I_C < 0$

Si chiama regione di saturazione perché vediamo che hanno un comportamento particolare e le correnti di ricombinazione nelle base

In questa zona il transistor di fatto funziona male perché R_0 una corrente di e' bassa e R_0 una corrente di carica nel collettore

Lo per queste proprietà viene usato come interruttore



in questa zona vengono HP stabilizzate
e quasi neutralità quindi sullo eq. diff.
per trovare m'_{PB}

$$\frac{\partial^2 m'_{PB}}{\partial x^2} = \frac{m'_{PB}}{D_{nB} \tau_{nB}} \rightarrow \lambda_{nB}^2$$

La soluzione dell'eq. differenziale è

$$m'_{PB}(x) = A e^{x/\lambda_{nB}} + B e^{-x/\lambda_{nB}}$$

Le condizioni al contorno sono

$$\begin{cases} m'_{PB}(0) = A + B \\ m'_{PB}(W_B) = A e^{W_B/\lambda_{nB}} + B e^{-W_B/\lambda_{nB}} \end{cases}$$

Risolvevo per trovare A e B

$$\begin{cases} B = m'_{PB}(0) - A \\ m'_{PB}(W_B) = A e^{W_B/\lambda_{nB}} + (m'_{PB}(0) - A) e^{-W_B/\lambda_{nB}} \end{cases}$$

$$A = \frac{m'_{PB}(W_B) - m'_{PB}(0) e^{-W_B/\lambda_{nB}}}{e^{W_B/\lambda_{nB}} - e^{-W_B/\lambda_{nB}}}$$

$$B = \frac{m'_{PB}(0) e^{W_B/\lambda_{nB}} - m'_{PB}(0) e^{-W_B/\lambda_{nB}} + m'_{PB}(0) e^{-W_B/\lambda_{nB}} - m'_{PB}(W_B)}{e^{W_B/\lambda_{nB}} - e^{-W_B/\lambda_{nB}}}$$

Sostituisco A e B nella soluzione dell'eq. differenziale

$$m'_{PB}(x) = \frac{m'_{PB}(W_B) e^{x/\lambda_{nB}} - m'_{PB}(0) e^{x-W_B/\lambda_{nB}}}{e^{W_B/\lambda_{nB}} - e^{-W_B/\lambda_{nB}}} + \frac{m'_{PB}(0) e^{W_B-x/\lambda_{nB}} - m'_{PB}(W_B) e^{-x/\lambda_{nB}}}{e^{W_B/\lambda_{nB}} - e^{-W_B/\lambda_{nB}}}$$

$$m'_{PB}(x) = \frac{2 m'_{PB}(W_B) \operatorname{sech}^2\left(\frac{x}{\lambda_{nB}}\right) + 2 m'_{PB}(0) \operatorname{sech}^2\left(\frac{W_B-x}{\lambda_{nB}}\right)}{2 \operatorname{sech}^2\left(\frac{W_B}{\lambda_{nB}}\right)}$$

LEZIONE 36

MODELLO STATICO BJT: EQUAZIONI DI EBERS-MOLL

$$I_E = a_{11} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + a_{12} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_C = a_{21} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + a_{22} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$a_{11} = \frac{-q A_J D_{PE}}{L_{PE}} \cdot \frac{n_i^2}{N_{DE}} - \frac{q A_J D_{nB}}{L_{nB}} \cdot \frac{n_i^2}{N_{AB}} \coth R \left(\frac{W_B}{L_{nB}} \right)$$

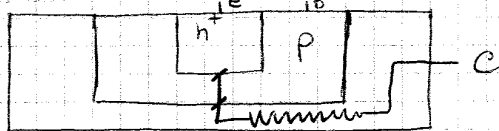
$$a_{12} = a_{21} = + \frac{q A_J D_{nB}}{L_{nB}} \cdot \frac{1}{\sinh R \left(\frac{W_B}{L_{nB}} \right)} \cdot \frac{n_i^2}{N_{AB}}$$

$$a_{22} = - \frac{q D_{pE} A_J}{L_{pE}} \cdot \frac{n_i^2}{N_{DE}} - \frac{q D_{nB} A_J}{L_{nB}} \cdot \frac{n_i^2}{N_{AB}} \coth R \left(\frac{W_B}{L_{nB}} \right)$$

Dunque note le costanti a_{11}, a_{12}, a_{22} descrivo bene il modello statico del transistor bipolare

Pero' con queste equazioni non tengo conto di:

1) RESISTENZA SERIE

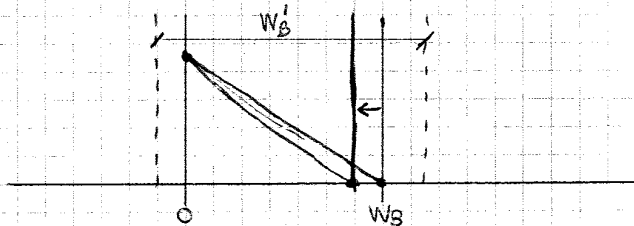


Di solito emettitore e base sono corti, quindi e' unica vera resist. serie che puo' dar problemi e' quella del collettore

2) MECCANISMI DI ROTURA DELLE GIUNZIONI (BREAKDOWN)

Giunzione B-C in regione attiva diretta e polarizzata inversamente \Rightarrow puo' andare in rottura!

3) MODULAZIONE DELLA LARGHEZZA DI BASE (EFFETTO EARLY)



in regione attiva diretta

$$V_{BE} \approx 0,6 \text{ V}$$

$$V_{BE} \in (-10, -0,1) \text{ V}$$

Difetto del modello e' dovuto al fatto che abbiamo attribuito le coordinate 0 e W_B a due punti che non sono fisicamente i punti in cui inizia e finisce la base

Ma soprattutto in regione attiva diretta la giunzione B-E e polarizzata direttamente ($V_{BE} = 0,6 \text{ V}$) mentre V_{BE} puo' variare

Lo mettere a zero fisso e' abbastanza giusto perche' V_{BE} e' sempre $\approx 0,6 \text{ V}$

Lo ma se V_{CE} cambia $\Rightarrow W_B$ cambia! \Rightarrow se $V_{BC} \downarrow$ allora $W_B \leftarrow$

MA cambiare la V_{BE} non cambia la corrente perche' il n° di elettroni iniettati dall' emettitore e' sempre lo stesso

Pero' la zona di svuotamento oltre la zona neutra della base \Rightarrow le cariche cospicue e- sono +, quella piu' ripida ($V_{BC} \downarrow$) avra' una densita' maggiore \Rightarrow corrente cresce!! $I_C \uparrow$