



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

**Appunti universitari**

**Tesi di laurea**

**Cartoleria e cancelleria**

**Stampa file e fotocopie**

**Print on demand**

**Rilegature**

NUMERO: 1481A -

ANNO: 2015

# A P P U N T I

STUDENTE: Lingardo

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.**

# DISPOSITIVI ELETTRONICI

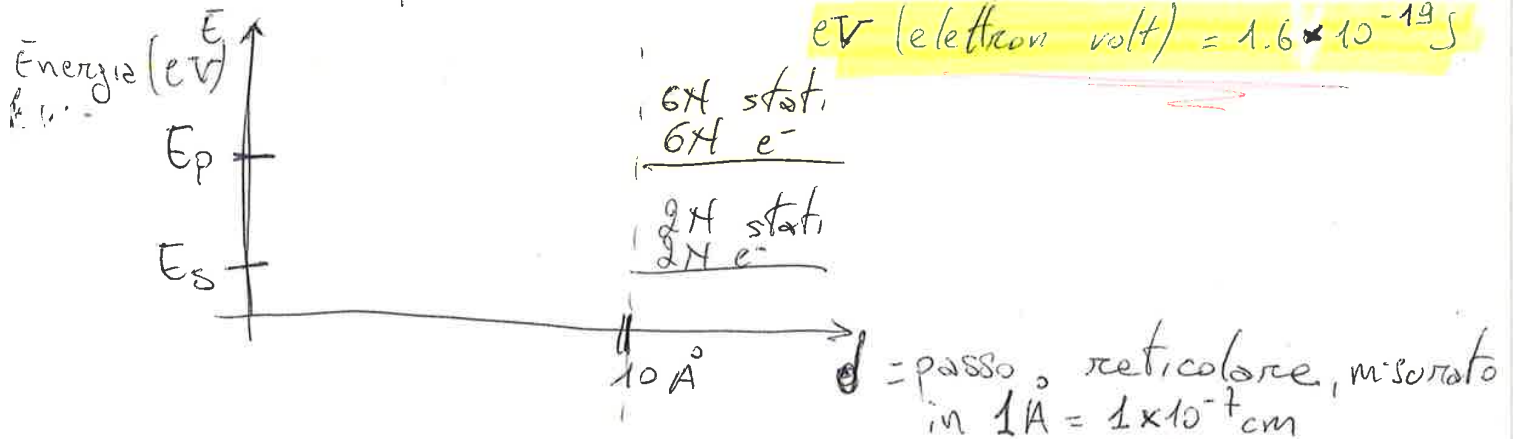
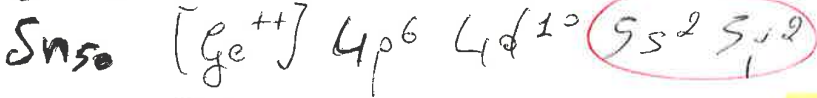
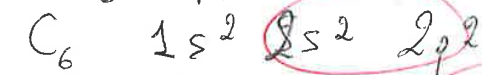
①

Materiali in elettrotecnica:

1. CONDUTTORI (Al, Au, Cu, Sn)
2. SEMI-CONDUTTORI (Si, Ge, GaAs) *più isolanti che conduttori!!!*
3. ISOLANTI (SiO<sub>2</sub>, Polimeri, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, HfO<sub>2</sub>)  
*quarzo, in forma cristallina*

Per conoscere la tipologia di materiale non è sufficiente conoscere la conf. elettronica.

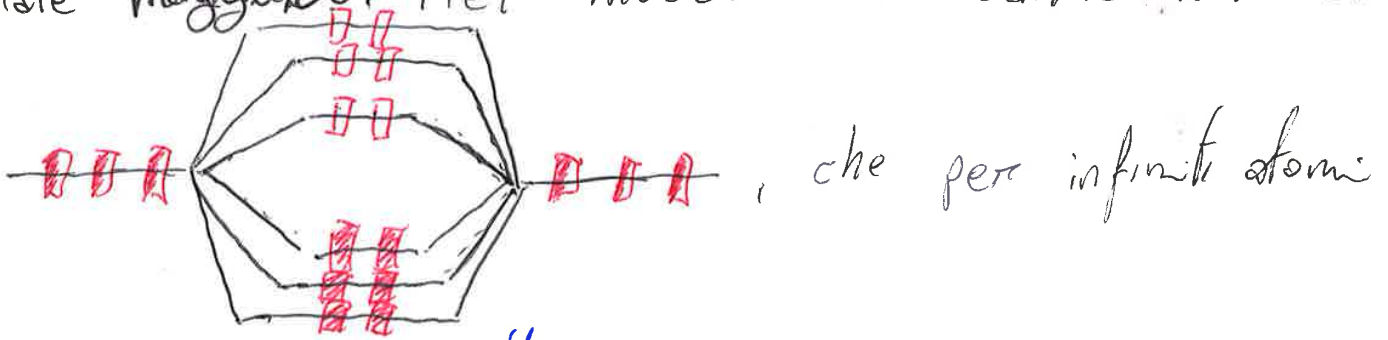
Es:  
 IV gruppo (molecole che cristallizzano come il diamante)



suppongo di prendere N atomi appartenenti al IV gruppo, poi ne varco il passo reticolare  $d \rightarrow \infty \Rightarrow$  struttura rarefatta

• Stati: posizione ammissibile all'interno di un sistema

La conduzione elettrica è il risultato del <sup>(3)</sup> flusso di elettroni che si spostano da una zona a potenziale minore verso una zona a potenziale maggiore. Nel modello a bande noto che:



gli elettroni occupano gli stati più stabili del reticolo (Banda di valenza).

gli elettroni che si trovano nella parte bassa della banda non possono essere accelerati da un campo elettrico perché i livelli sup. sono tutti pieni e non avrebbero dove collocarsi (principio di Pauli). Nella parte superiore della banda vi sono i livelli a più alta energia, chiamati **LIVELLI FERMI**. Gli elettroni che si trovano in prossimità di questo livello, sono quelli a più alta energia cinetica tra tutti gli elettroni di valenza del cristallo e sono liberi di migrare, andando ad occupare la banda di conduzione, in risposta di un campo elettrico, per cui conducono la corrente elettrica.

- **Bande di valenza:** formate dagli orbitali di valenza;
- **Banda di conduzione:** le bande energetiche subito superiori a quelle di valenza dei livelli superiori, vicine al livello Fermi

(5)

**RICORDO:**

- **STATI:** Livelli occupabili dagli elettroni
- **CONDUTTORI:** materiali in cui gli elettroni migrano dalla  $B_v$  alla  $B_c$  a seguito di minime sollecitazioni.

**COSTANTI IMPORTANTI:**

$q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

$m_0 = \text{massa dell'elettrone a riposo} = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

$h = \text{cost. di Planck} = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

$\epsilon_0 = \text{coste. dielettrica} = 8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 / (\text{Vm}^2)$

$1\text{C} = 6.24 \cdot 10^{18} \text{ elettroni}$

• **DISTRIBUZIONE DELLA DENSITA' DEGLI STATI:**

$N(E) =$  Distr. della densita' degli stati

Nei metalli:  $N(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \cdot E^{1/2}$

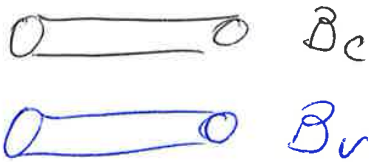
$N(E) = g_n E^{1/2}$

$E_c = 0$  nei metalli

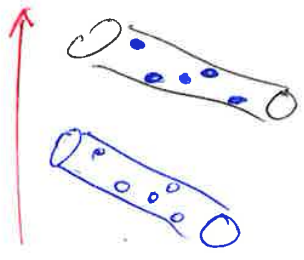
**H.3:** la densita' degli stati cresce ~~proporzionalmente~~ con l'energia



Nei solidi ci riferiamo sempre alla massa efficace ( $m_n^*$ ) dell'elettrone (NON a riposo), che varia con la distribuzione del reticolo e dipende dalla posizione dell'elettrone.



Proviamo ad applicare  $\textcircled{1}$   
una ddp ad un cristallo



*in potenziale*  
 $T < 0$ , perché innalzo il pot.  
a sinistra per cui in  $B_v$   
ho il moto delle lacune, mentre  
in  $B_c$  il moto degli elettroni

Ricordo:  $E \uparrow \quad T \downarrow$  ;  $E \downarrow \quad T \uparrow$

• DISTR. Di PROBABILITÀ Di OCCUPAZIONE  
DEGLI STATI (FUNZIONE di Fermi)

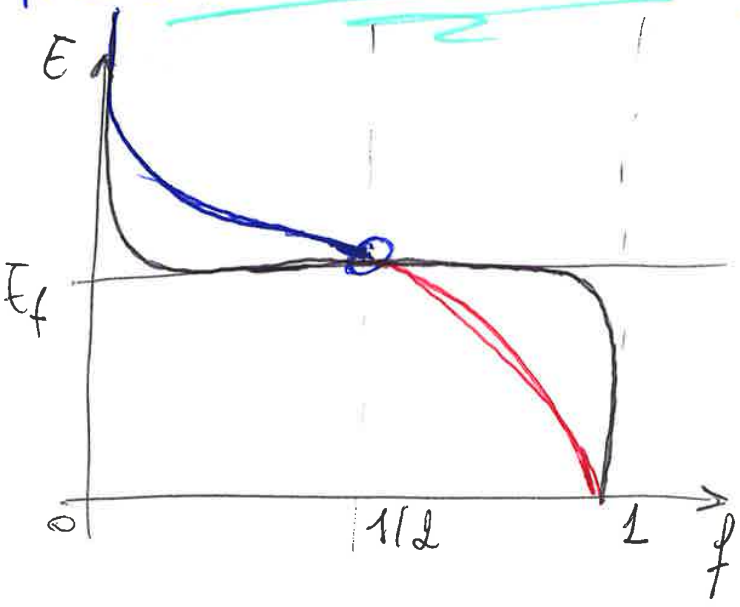
$$f_{E,T}(E) = \left( 1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}} \right)^{-1}$$

*Distribuzione di Fermi*

Tale distr. è nota se noti  $E_f =$  livello Fermi  
~~costante di Boltzmann~~  $T =$  temp. del cristallo

la funz. di Fermi è utile a capire la  
proprietà di distribuzione degli elettroni

$k =$  cost. di Boltzmann  $= R/N_A = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$



- se  $E > E_f$  —
- se  $E < E_f$  —
- se  $T \rightarrow 0$  —

A  $0 \leq k$ , se calcolo l'integrale della  $f_k(E)$  da  $E=0$  all'energia di Fermi ( $E_f$ ), ottengo il numero di elettroni presenti in BANDA DI VALENZA (BV) ⑨

**FB:** Nei metalli il livello Fermi va sempre posto in corrispondenza della Bc

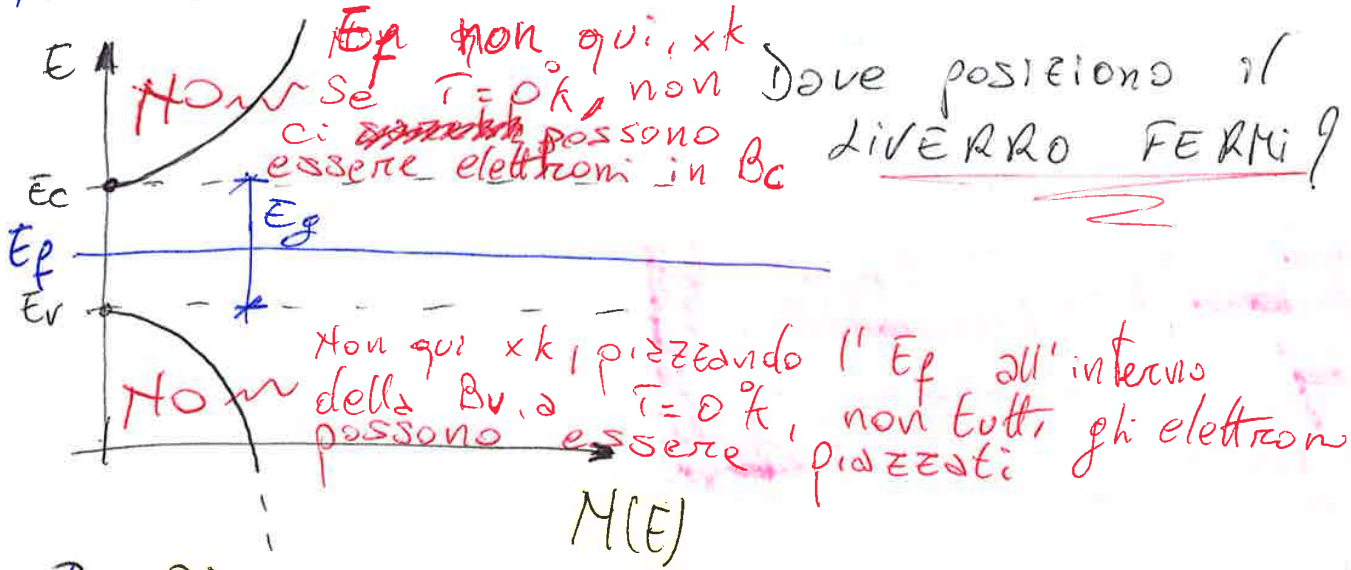
## EFFETTO FOTOELETTRICO

Un raggio di luce incidente su una superficie metallica (chiamata **fotocathodo**) può provocare l'emissione di elettroni (chiamati **fotoelettroni**) e generare una corrente elettrica (chiamata **fotocorrente**). La fotocorrente prodotta mostra ~~una~~ un'interessante dipendenza dalla intensità e dalla frequenza della luce incidente. Infatti, indipendentemente dall'intensità della radiazione, non si osserva alcun fenomeno elettrico sino a quando la frequenza della luce utilizzata non supera un determinato valore soglia  $(f_0)$ , tipico per ogni metallo. Apparentemente, è la frequenza della radiazione il parametro chiave a cui è legata l'energia sufficiente per espellere elettroni dal metallo. Nessun elettrone, infatti, viene emesso quando la superficie è illuminata con luce a frequenza inferiore a quella di soglia, ma elettroni vengono immediatamente espulsi dal metallo con qualsiasi radiazione di frequenza maggiore. ⑩

Secondo la ~~teoria~~ ~~teoria~~ teoria classica dell'elettromagnetismo, ~~però~~, l'energia associata alla radiazione elettromagnetica dipende solo dalla intensità della radiazione e non dalla sua frequenza.

# DENSITA' di ELETTRONI E LACUNE

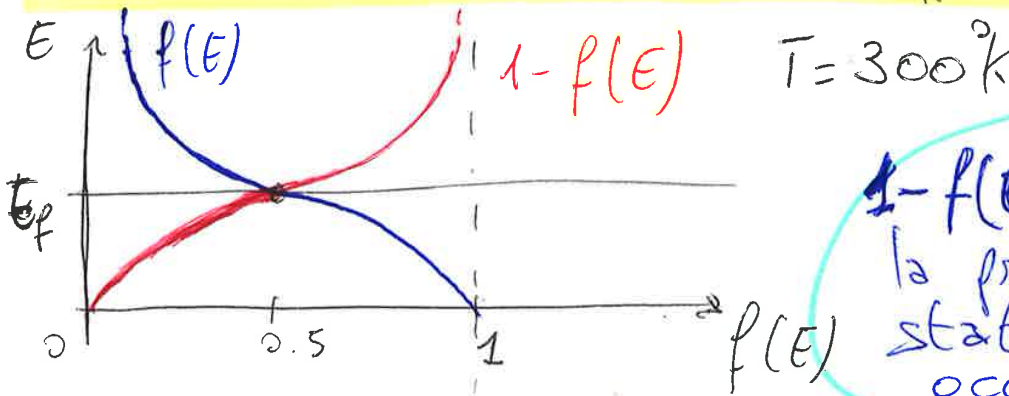
## NEI SEMI-CONDUTTORI



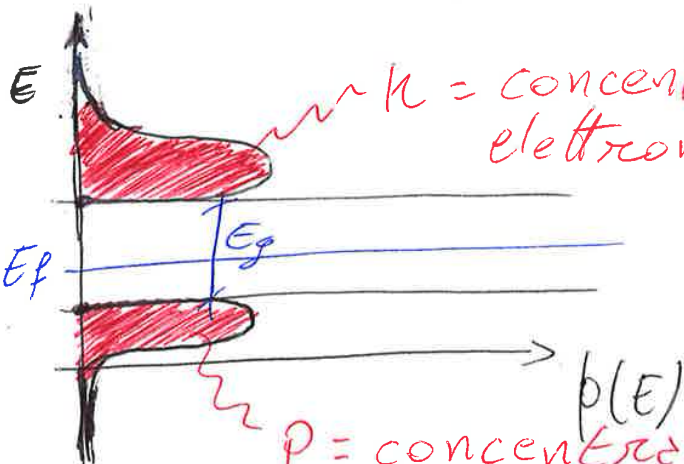
RICORDO:

$$1. N_{Bc} = \int_m (E - E_c)^{1/2} = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}$$

$$2. N_{Bv} = \int_p (E_v - E)^{1/2} = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} (E_v - E)^{1/2}$$



$1-f(E)$  rappresenta la proprietà che uno stato non sia occupato



$n$  = concentrazione di elettroni in  $B_c$  ( $e^-/cm^3$ )

$$n(E) = N_{Bc}(E) \cdot f(E)$$

$$p(E) = N_{Bv}(E) \cdot (1-f(E))$$

$p$  = concentrazione di lacune in  $B_v$  ( $e^+/cm^3$ )

**RICORDA:**  $n = p$  sempre, perché il meccanismo elettrone-lacuna è perfettamente bilanciato



(13)

Con le approssimazioni fatte

$$n = \int_{E_c}^{\infty} g_n(E - E_c)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E - E_F}{kT}} dE$$

$\bar{E} - E_c = E_1$  ;  $E = E_1 + E_c$   
 $\Rightarrow dE = dE_1$

Cambio gli estremi

$E = E_c \Rightarrow E_1 = 0$

$E = \infty \Rightarrow E_1 = \infty$

Allora

$$n = \int_0^{\infty} g_n E_1^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_1 + E_c - E_F}{kT}} dE_1$$

$$n = g_n e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} \int_0^{\infty} E_1^{1/2} e^{-\frac{E_1}{kT}} dE_1$$

$$n = g_n e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2 (1/kT)^{3/2}}$$

Ricordo:

$$g_n = \frac{4\pi}{h^3} (2 m_n^*)^{3/2}$$

~~Definisco~~ Allora:

$$n = \frac{4}{h^3} (\pi kT m_n^*)^{3/2} e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$$

Definisco

$N_c$  = Densità efficace degli stati in  $B_c$

$$N_c = \frac{4}{h^3} (\pi kT m_n^*)^{3/2}$$

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

$p$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} g_p (E_v - E)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E - E_F}{kT}} dE$$

$E_v - E = E_1$  ;  $E = E_v - E_1$   
 $\Rightarrow dE = dE_1$

Cambio gli estremi

$E = E_v \Rightarrow E_1 = 0$

$E = -\infty \Rightarrow E_1 = \infty$

Allora

$$p = \int_0^{\infty} g_p E_1^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_v - E_1 - E_F}{kT}} dE_1$$

$$p = g_p e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}} \int_0^{\infty} E_1^{1/2} e^{-\frac{E_1}{kT}} dE_1$$

$$p = g_p e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2 (1/kT)^{3/2}}$$

Ricordo

$$g_p = \frac{4\pi}{h^3} (2 m_p^*)^{3/2}$$

Allora

$$p = \frac{4}{h^3} (\pi kT m_p^*)^{3/2} e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}}$$

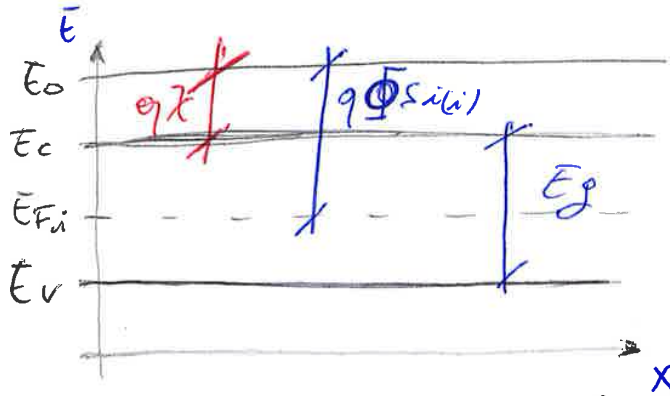
Definisco

$N_v$  = Densità efficace degli stati in  $B_v$

$$N_v = \frac{4}{h^3} (\pi kT m_p^*)^{3/2}$$

$$\Rightarrow p = N_v e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}}$$

# DIAGRAMMA A BANDE DI UN SEMI-CONDUTTORE (15)



Preso come esempio il Silicio (Si), definisco

•  $q\Phi_{Si(i)} = \text{LAVORO DI ESTRAZIONE DEL SILICIO INTRINSECO}$

•  $q\chi = E_0 - E_c = \text{AFFINITÀ ELETTRONICA}$

Il lavoro di estrazione ( $q\Phi_{Si(i)} = E_0 - E_{Fi}$ ) nei semi-conduttori, non ha lo stesso significato che assume nei metalli.

•  $q\chi$  (nel silicio) = 4.05 eV

•  $E_g$  (nel silicio) = 1.12 eV

$\Rightarrow$  •  $q\Phi_{Si(i)} = q\chi + \frac{E_g}{2} = 4.61 \text{ eV}$

## L'AFFINITÀ ELETTRONICA

Per quanto riguarda la trattazione atomica, è definita AFFINITÀ ELETTRONICA la quantità di energia emessa quando un elettrone viene acquistato da un atomo neutro. Per cui:



Tale reazione di CATTURA ELETTRONICA è seguita dall'emissione di energia ( $\Delta E$ ), chiamata ENERGIA DI CATTURA ELETTRONICA.

Questo è valido a livello atomico, ma come mi comporta se voglio calcolare l'affinità elettronica ( $q\chi$ ) di un cristallo?

Per farlo metto a contatto 2 cristalli con un metallo. Descrivo tale fenomeno con un esempio.



# Calcolo di $n_i$

Ricordo:

$$G_{th}(T) = R(T) \Rightarrow n_i = p_i, \forall T$$

$$\Rightarrow n_i \cdot p_i = n_i^2 \Rightarrow n_i^2 = N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}} \cdot N_v e^{-\frac{E_v - E_{Fi}}{kT}}$$

$$\Rightarrow n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_c - E_{Fi} - E_v + E_{Fi}}{kT}}$$

$$\Rightarrow n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_c - E_v}{kT}}$$

$$E_c - E_v = E_g$$

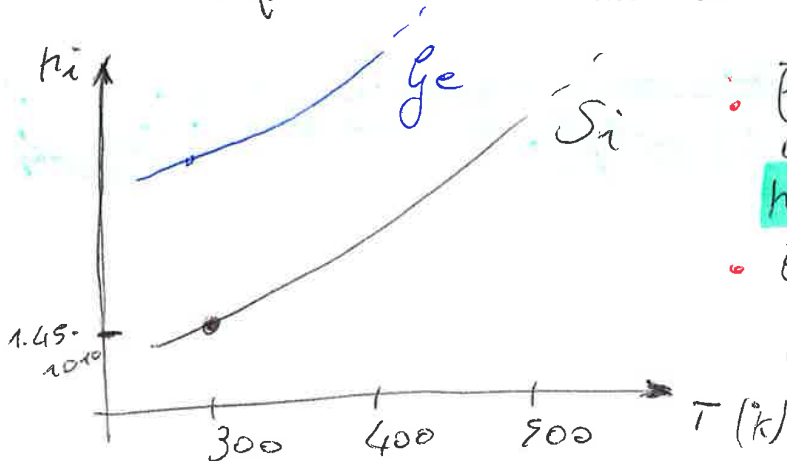
$$\Rightarrow n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

$$\Rightarrow n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

tale eq. ci dà info sul comportamento dei materiali.

- $n_i = p_i$  = concentraz. dei portatori intrinseci, generati termicamente in un cristallo.

**N.B.:**  $n_i = p_i$  ~~de~~ ~~cre~~ ~~sc~~ ~~e~~ ~~sce~~ esponenzialmente con l'aumentare dell' $E_g$  e cresce esponenzialmente con l'aumentare della temp. (T).



•  $E_g(Si) = 1.12 \text{ eV}$  RICORDARE QUESTO VALORE

$$n_i(300K) = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ e}^{-}/\text{cm}^3$$

•  $E_g(Ge) = 0.66 \text{ eV}$

$$n_i(300K) = 10^{13} \text{ e}^{-}/\text{cm}^3$$

## CALCOLO DI $n_i(T)$

(19)

Assumo  $E_g(T=300K) \approx 1.12 eV$ , ma tale ip è falsa perché  $E_g$  diminuisce al crescere della temperatura  $\Rightarrow$

$$\underline{E_g \downarrow T \uparrow} \quad ; \quad \underline{E_g \uparrow T \downarrow}$$

Ricordo:

$$N_c = \frac{4}{h^3} (\pi m_n^* kT)^{3/2} \quad ; \quad N_v = \frac{4}{h^3} (\pi m_p^* kT)^{3/2}$$

$$\Rightarrow n_i(T) = \left( N_c(300K) \cdot N_v(300K) \right)^{1/2} \left( \frac{T}{300K} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

## CONSIDERAZIONI

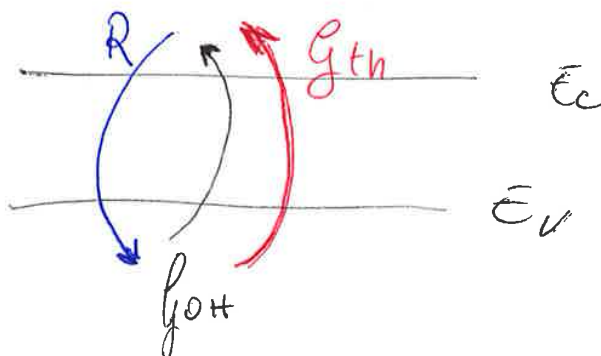
$$n_i |_{Si} (T=300K) = 1.45 \cdot 10^{10} e^- / cm^3$$

$$n_i(\text{metalli}) \approx 1.45 \cdot 10^{10} e^- / cm^3$$

$$n_i(\text{metalli}) \approx 10^{21} \div 10^{22} e^- / cm^3$$

Allora deduco che il silicio ~~non~~ ha un comportamento <sup>molto</sup> più vicino a quello di un isolante che a quello di un ~~conduttore~~ conduttore!

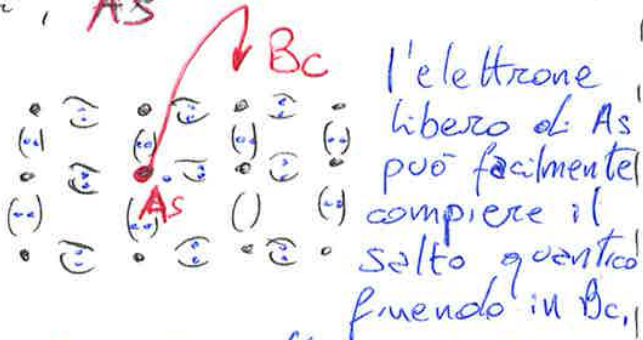
Accanto al fenomeno di generazione termica ( $g_{th}(T)$ ) c'è quello di generazione ottica ( $g_{oh}$ ) che sfrutta l'effetto fotoelettrico.



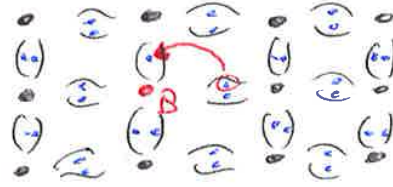
Esempio:

Dato come elemento il Silicio, inserisco nel suo reticolo dell' Arsenico (As) e del Boro (B)

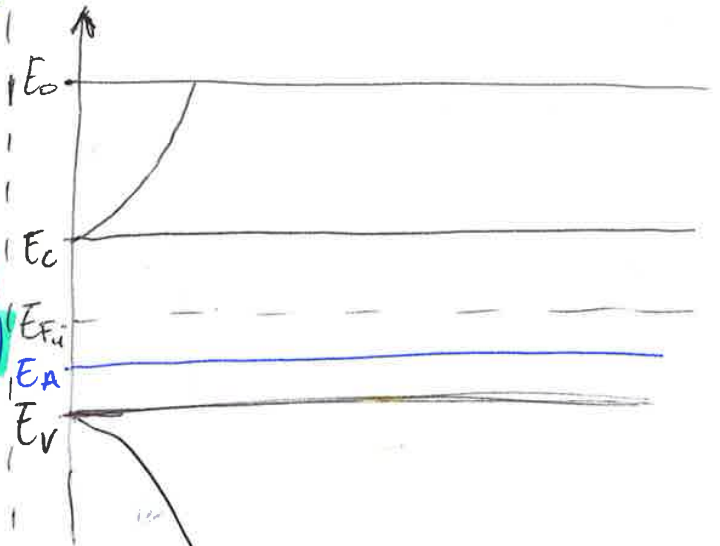
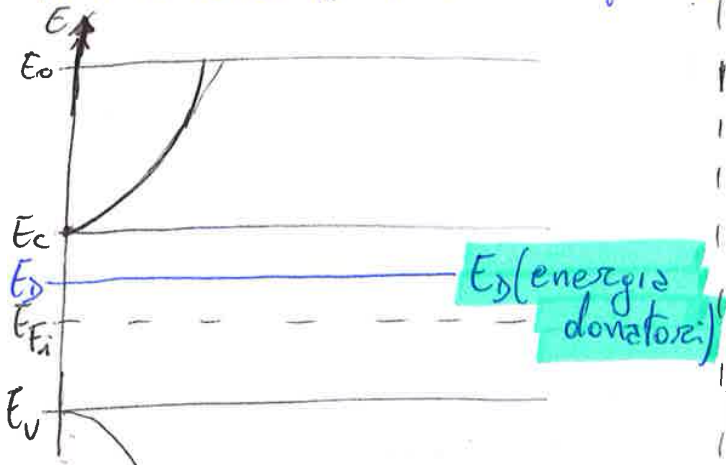
Si, As



Si, B



perché è molto energetico e non vincolato (molti stati disponibili)



Definisco:

1.  $E_D$  = energia corrispondente agli stati in cui i donatori contengono l'elettrone da donare
2.  $N_D$  = numero di atomi droganti (DONATORI  $\Rightarrow$  forniscono elettroni) per volume immersi nel semi-conduttore (atomi/cm<sup>3</sup>)

$10^{15} \leq N_D \leq 10^{19}$

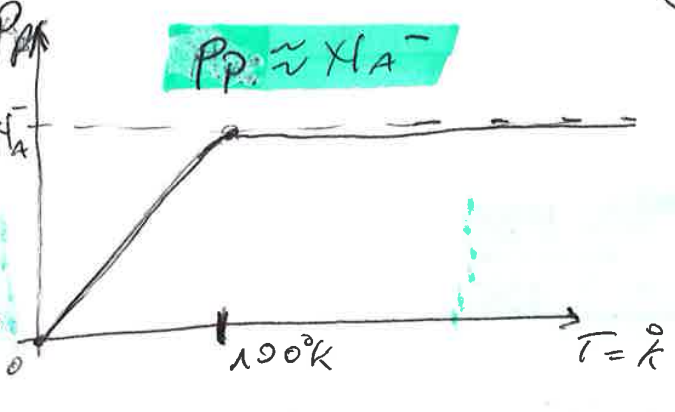
Definisco:

1.  $N_A$  = numero di atomi droganti (ACCETTORI  $\Rightarrow$  accettano elettroni) per volume immerso nel semi-conduttore (atomi/cm<sup>3</sup>)

$10^{15} \leq N_A \leq 10^{19}$

# FUNZIONE DI IONIZZAZIONE

23

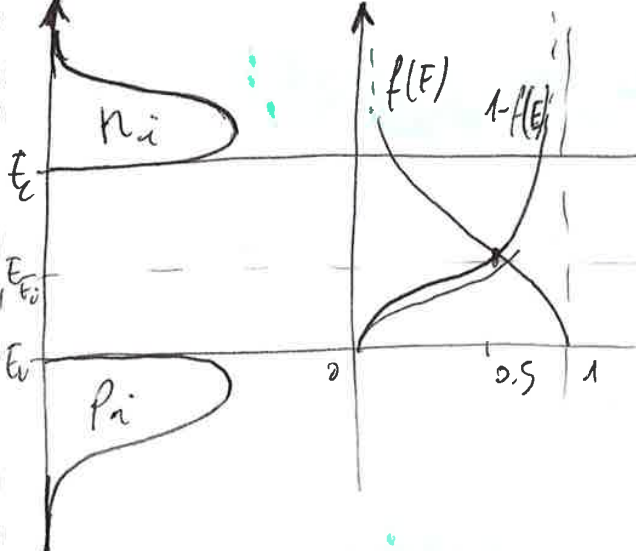
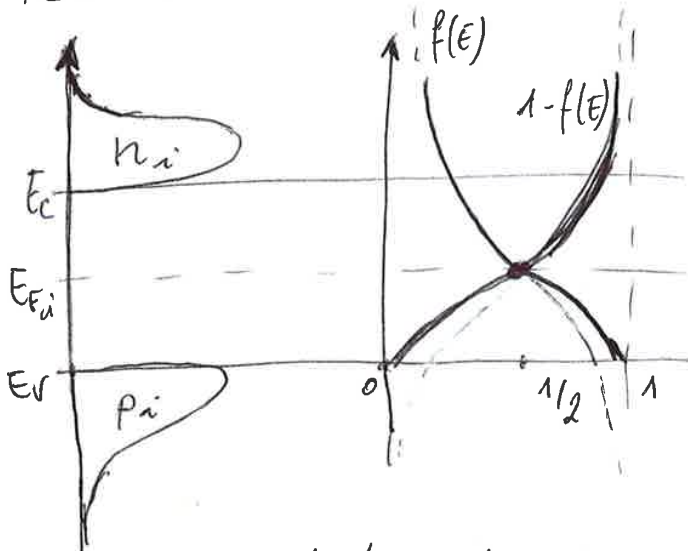


A  $T = 100^{\circ}K$  raggiungo la ionizzazione completa ( $N_{D}^+$ )

A  $T = 100^{\circ}K$  raggiungo la ionizzazione completa ( $N_{A}^-$ )

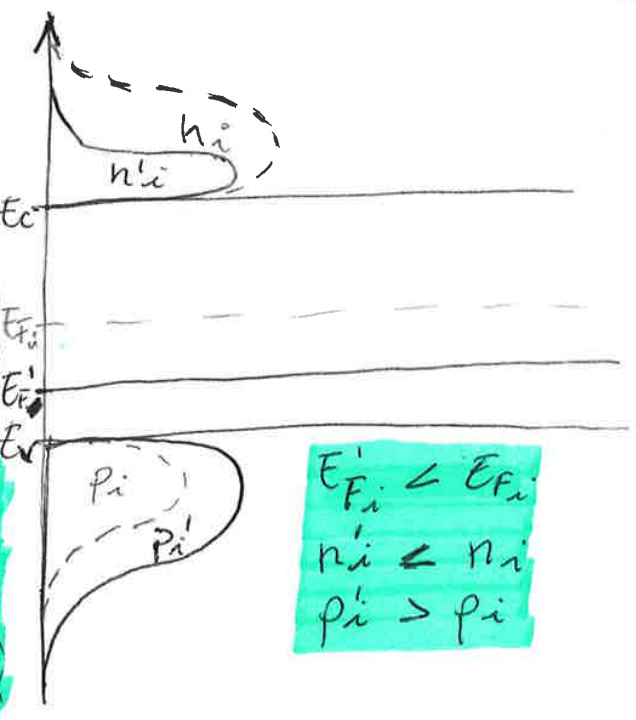
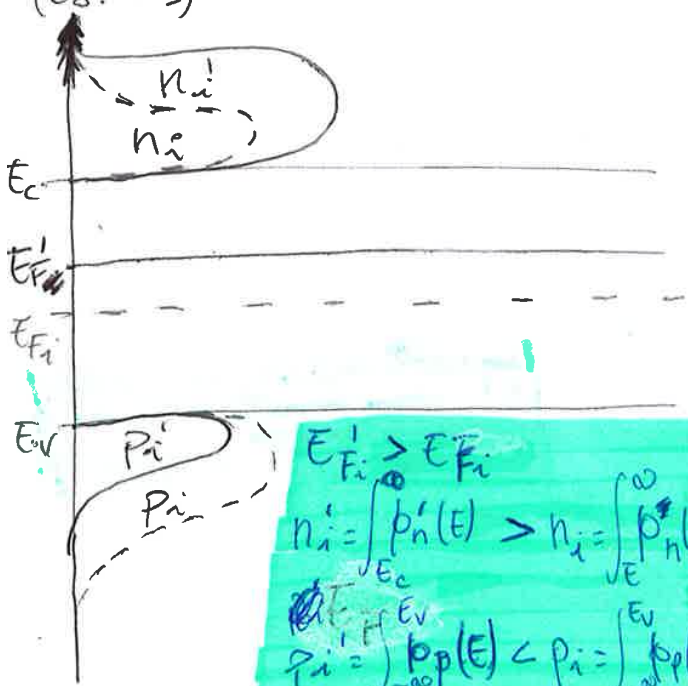
Per il materiale intrinseco

Per il materiale intrinseco



Aggiungo l'elemento drogante ( $E_s: A_s$ )

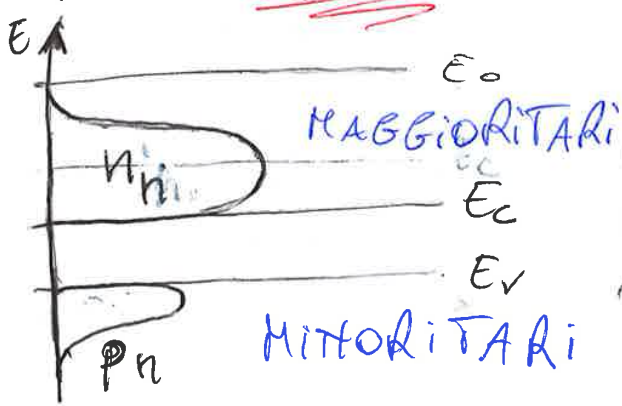
Aggiungo l'elemento drogante



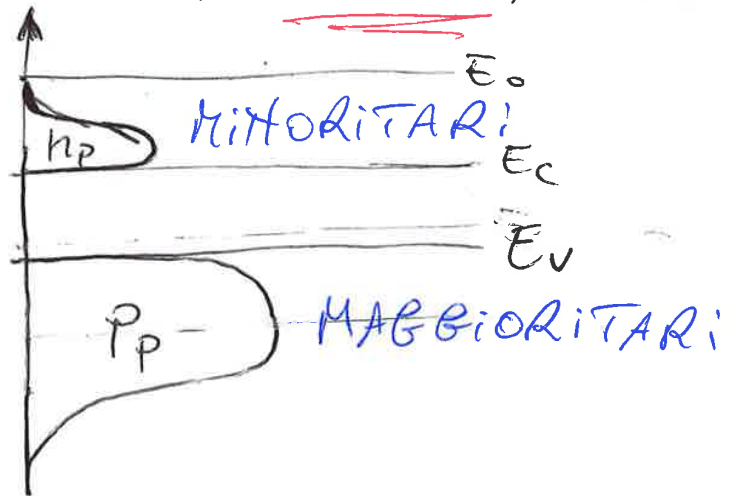
I semi-conduttori drogati, sono caratterizzati (25) dalla presenza di portatori MAGGIORITARI [MINORITARI] e accettori MINORITARI [MAGGIORITARI]. Allora:

1. Nei semi-conduttori di tipo n, la conduzione è affidata quasi esclusivamente agli elettroni in  $B_c$ .
2. Nei semi-conduttori di tipo p, la conduzione è affidata quasi esclusivamente alle lacune in  $B_v$ .

tipo n (portatori)



tipo p (accettori)



# EQUAZIONE DI NEUTRALITÀ

(27)

Tale eq. è sempre verificata per un semi-conduttore drogato

1. tipo n

$$p_n(x) = +q [p_{n0}(x) + N_D^+(x) - n_{n0}(x)] = 0$$

2. tipo p

$$p_p(x) = +q [p_{p0}(x) - N_A^-(x) - n_{p0}(x)] = 0$$

## CALCOLO DELLE CONCENTRAZIONI

1. tipo n (calcolo  $n_{n0}$ )

$$\begin{cases} n_{n0} p_{n0} = n_i^2(T) \Rightarrow p_{n0} = \frac{n_i^2(T)}{n_{n0}} \\ p_{n0}(x) = +q [p_{n0} + N_D^+(T) - n_{n0}] = 0 \end{cases}$$

~~$$p_{n0}(x) = +q [p_{n0} + N_D^+(T) - n_{n0}] = 0$$~~

$$\frac{n_i^2(T)}{n_{n0}} + N_D^+(T) - n_{n0} = 0$$

$$n_{n0}^2 - N_D^+(T) n_{n0} - n_i^2(T) = 0$$

$$\Rightarrow n_{n0} = \frac{N_D^+(T)}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_D^+(T)}{2}\right)^2 + n_i^2(T)}$$

Non posso avere conc. negative

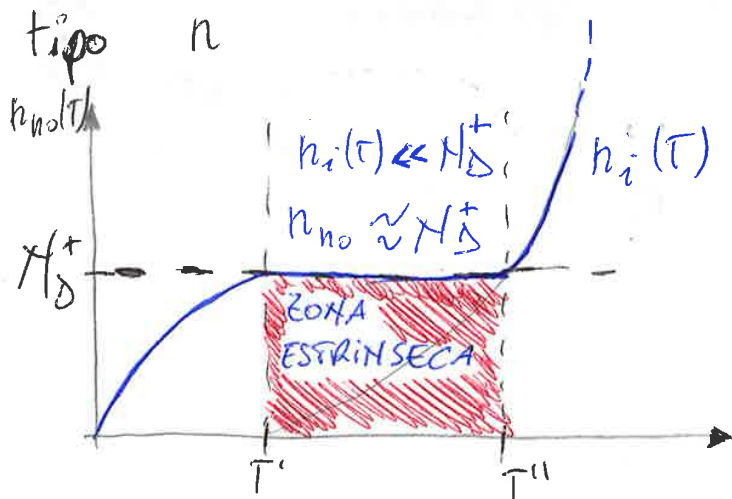
2. tipo p (calcolo  $p_{p0}$ )

$$\begin{cases} n_{p0} = \frac{n_i^2(T)}{p_{p0}} \\ p_{p0} + N_A^-(T) - n_{p0} = 0 \end{cases}$$

$$p_{p0} - N_A^-(T) - \frac{n_i^2(T)}{p_{p0}} = 0; \quad p_{p0}^2 - N_A^-(T) p_{p0} - n_i^2(T) = 0$$

$$\Rightarrow p_{p0} = \frac{N_A^-(T)}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_A^-(T)}{2}\right)^2 + n_i^2(T)}$$





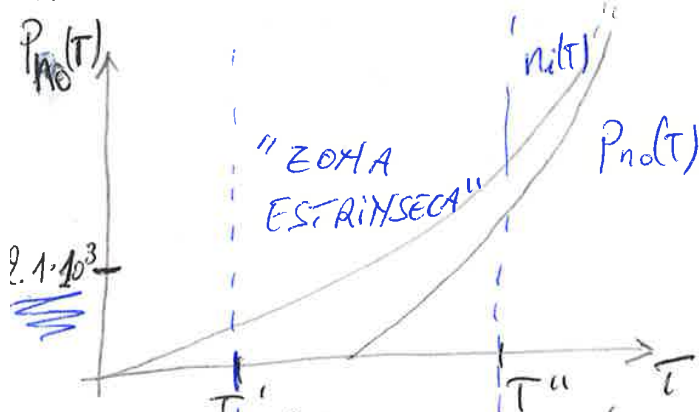
• AUMENTO DEI PORTATORI MAGGIORITARI DI TIPO n

Se  $T'$  tende a  $300K$ , Allora il drogante usato non ~~esercita~~ esercita un buon effetto drogante, il che vuol dire che non è superficiale  $\Rightarrow E_D \gg 40meV$ . La condizione  $n_i(T) \ll N_A^+$  può essere non rispettata se:

1. scelgo un materiale con un basso valore di  $E_g$   
 $\Rightarrow$  ZONA ESTRINSECA RIDOTTA (Es: Germanio);
2. ~~utilizzo~~ utilizzo poco drogante  
 $\Rightarrow N_A^+ \ll 10^{15}$

$E_g \uparrow$  ZONA ESTR.  $\uparrow$   
 $N_A^+ \uparrow$  ZONA ESTR.  $\uparrow$

Provo ad analizzare l'andamento dei conduttori MINORITARI.



$$p_{no}(T) = \frac{n_i^2(T)}{n_{no}(T)} = \frac{(1.45 \times 10^{10})^2}{10^{17}}$$

$$p_{no}(T) \approx 2.1 \cdot 10^3$$

Per i portatori minoritari, anche nella "zona estrinseca" (impropriamente chiamati così), questi assumono valori non cost. che variano con la temperatura (T) secondo una legge esponenziale. Per cui, a differenza dei maggioritari, i minoritari non assumono valori costanti, neppure in zona estrinseca.

Caso 2  $\Rightarrow N_A^- > N_D^+$

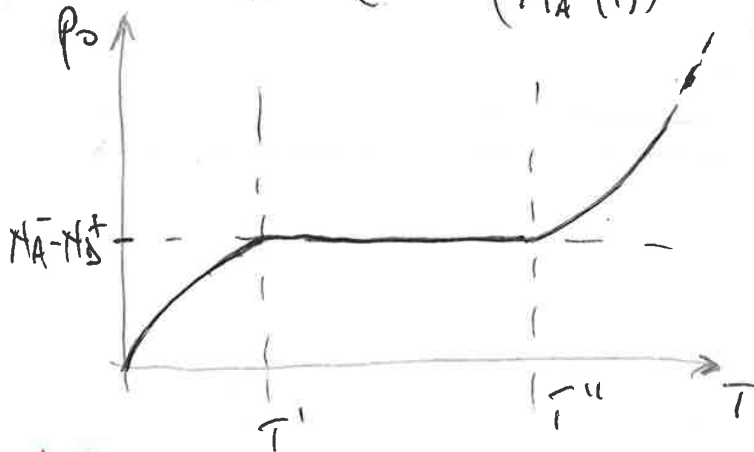
(31)

Allora ottengo l'equazione:

$$p - N_A^-(\tau) - n = 0$$

$$N_A^-(\tau) = N_A^- - N_D^+$$

$$\Rightarrow p_0 = \frac{N_A^-}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{2n_i(T)}{N_A^-(\tau)} \right)^2} + 1 \right]$$



In maniera analoga al caso 1, prevale il drogaggio di tipo accettore!

**M.B.:**

Procedendo all'infinito, il principio di compensazione mostra i suoi limiti. Il reticolo del materiale semi-conduttore puro viene "sporco" troppo e vengono perse alcune proprietà conduttive del materiale.

Ricordo:

tipo n

AFFINITÀ  
ELETTRONICA

tipo p

$$q\Phi_{Sn} = q\chi + (E_c - E_F) + E_g$$

$$q\Phi_{Sp} = q\chi - (E_F - E_v) + E_g$$

$$q\Phi_{Sn} = q\chi + kT \ln\left(\frac{N_c}{N_s}\right) + E_g$$

$$q\Phi_{Sp} = q\chi - kT \ln\left(\frac{N_v}{N_s}\right) + E_g$$

$$q\Phi_{Sn} \approx 4.05 \div 4.60 \text{ eV}$$

$$q\Phi_{Sp} \approx 4.61 \div 5.17 \text{ eV}$$

↑  
LAVORO DI  
ESTRAZIONE

EQUAZIONI DI SHOKLEI

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

2)  $p = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}}$

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

4)  $p_i = N_v e^{-\frac{E_{Fi} - E_v}{kT}} = n_i$

Dalla 3)  $\Rightarrow N_c = n_i e^{\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}}$  (5)

Dalla 4)  $\Rightarrow N_v = p_i e^{\frac{E_{Fi} - E_v}{kT}}$  (6)

Sostituisco 5 in 1 e 6 in 2:

•  $n = n_i e^{\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}}$  I eq. di Shoklei

•  $p = n_i e^{\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}}$  II eq. di Shoklei

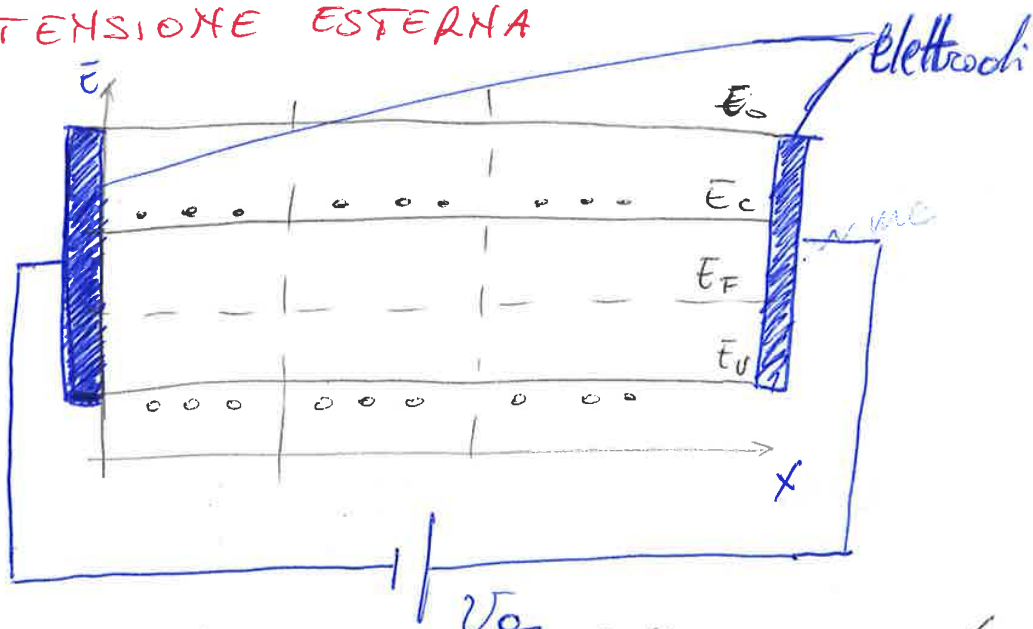
I vantaggi dati da tali equazioni sono:

1. Uso  $E_{Fi}$  come riferimento;
2. Sono in funzione di un parametro costante noto:

$n_i = 1.45 \cdot 10^{10}$

# EFFETTO TENSIONE ESTERNA

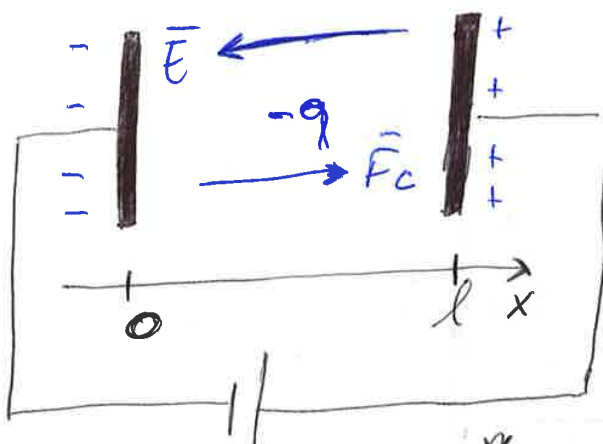
35



Dato un materiale semi-conduttore non drogato e in condizione di equilibrio, se collego 2 elettrodi di metallo al reticolo, tra i due, dal punto di vista delle cariche, c'è neutralità elettrica, per il principio di neutralità:

$$\Delta V = - \int_0^x \bar{E}(x) dx \Rightarrow V(x) = V_0 + \frac{V_0}{l} \cdot x$$

Se  $x \rightarrow l \Rightarrow \Delta V = \underline{V(x) - V_0 = V_0}$



Da ora in poi, ~~parlando~~ parlando di  $E_p$ , mi riferisco all'  $E_p$  posseduta da un' elettrone

$$\Delta E_p = \Delta \mu = - \int_A^B \text{div} w = - \int_0^x \bar{F} \cdot d\bar{x} = - \bar{F} \cdot \bar{x} = -q \frac{V_0}{l} x$$

$$\Rightarrow \mu(x) = \mu(0) - q \frac{V_0}{l} x, \text{ se } x \rightarrow l$$

$$\Rightarrow \mu(x) - \mu_0 = \Delta \mu = -q V_0$$

Perché nei metalli non esiste  $B_v$ , all'interno (37) di essi non può entrare alcuna lacuna. Le lacune vengono perciò annichilate andando ad impattare l'elettrodo e vengono regenerate espellendo un elettrone dalla  $B_c$  (processo automatico).

CONCLUSIONE:

A patto che i contatti siano buoni e il semi-conduttore è drogato uniformemente o esso è intrinseco, il campo  $E$  generato all'interno è costante e non viene alterato alcun meccanismo.

CORRENTE DI TRASCINAMENTO (Drift current)

$$j = \text{dens. di corrente} = i/s \quad (\text{A/cm}^2)$$

$j_n$  = dens. di corrente dovuta agli elettroni

$$j_n = -q \Phi_x^{e^-} = -q n \bar{v}_d$$

$j_p$  = dens. di corrente dovuta alle lacune

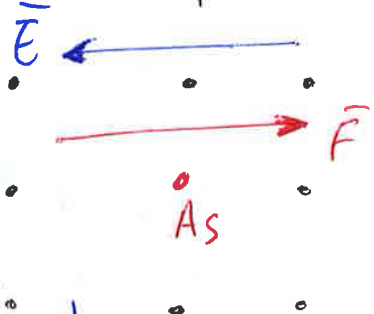
$$j_p = +q \Phi_x^{e^+} = +q p \bar{v}_d$$

$\Phi = p \langle v_d \rangle$ , tale grandezza è definita flusso di carica e rappresenta il numero di cariche al secondo che passano in un'area unitaria ( $1 \text{ cm}^2$ )

$$\Phi_x^{e^-} = \text{flusso di elettroni in } B_c$$

$$\Phi_x^{e^+} = \text{flusso di lacune in } B_v$$

Se ~~il~~ il cristallo, considerato drogato, fosse immerso in un campo  $\bar{E} = \text{cost.}$ , dovremmo considerare, oltre al contributo della  $v_{th}$  dovuta all'interazione termica del materiale, anche la  $v_{drift}$  causata dalla presenza del campo  $\bar{E}$ .



$\bar{v}_d \ll \bar{v}_{th}$ , Allora:

$\bar{v}_d = \frac{\lambda}{v_d + v_{th}} \approx \frac{\lambda}{v_{th}}$

(elettroni)

Definisco la quantità di moto:  $\bar{p} = m\bar{v}$ , Allora, considerando che, in media, l'unica velocità che fornisce un contributo è la  $\bar{v}_d$  (ricordo  $\langle v_{th} \rangle = 0$ ):

$\bar{F} \cdot \bar{\tau}_n = m_n^* \bar{v}_d^e$ ;  $-q\bar{E} \bar{\tau}_n = m_n^* \bar{v}_d^e$

$\Rightarrow \bar{v}_d^e = - \frac{q\bar{\tau}_n \cdot \bar{E}}{m_n^*} \Rightarrow \bar{v}_d^e = - \mu_n \bar{E}$

mobilità degli elettroni  
( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )

Dimensionalmente abbiamo che:

$\bar{v}_d = \text{m/s}$ ;  $\mu_n = \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$ ;  $\bar{E} = \frac{\text{V}}{\text{m}}$

La mobilità elettrica è definita come  $\mu_n = e \frac{\bar{v}_d}{\bar{E}}$  ed è proporzionale alla carica netta dell'elettrone.

Nel caso studiato:

•  $\mu_n = \text{cost.}$ , perché  $\bar{\tau}_n$  non dipende, in buona approssimazione, dalla presenza o meno del campo  $\bar{E}$

•  $\bar{E} = \text{cost.}$ , Allora anche  $\langle \bar{v}_d \rangle = \text{cost.}$ , perché è una velocità media del

N.B:  $\mu_n \uparrow$   $m_n^* \downarrow$   
 $\mu_n \downarrow$  ( $\tau_n, N_A + N_D^+, N_{drift}$ )  $\uparrow$   
 flusso di particelle cariche (flusso di corrente).

CORRENTI DI TRASCINAMENTO (È piccolo)

(41)

Mei Semiconduttori sono possibili;

- in  $B_c$  una densità di corrente di trascinamento dovuta al moto degli elettroni  $J_{drift}$
- in  $B_r$  una densità di corrente di trascinamento dovuta al moto delle lacune  $J_p$

$$\bar{J}_n = -qn\bar{v}_d = +q\mu_n n \bar{E}$$

$$\bar{J}_p = +qp\bar{v}_d = +q\mu_p p \bar{E}$$

Per un semiconduttore intrinseco

$$\bar{J}_{tot} = \bar{E} (q\mu_p p + q\mu_n n)$$

σ (conduttività)

$$\bar{J}_{tot} = \sigma \bar{E}$$

la conduttività  $\sigma = \frac{Nq^2\tau}{m^*} = q\mu n$  è cost. definita: posto che sull'elettrone, la cui accelerazione istantanea è  $a$ , agiscono sia una forza elettrica esterna  $F_c$  che una forza  $F_a$  dovuta all'interazione col reticolo. In generale  $m^*$  dipende dall'energia dell'elettrone ( $m^* = \frac{F_c}{a}$ ), ma di norma viene calcolata all'en. di Fermi ( $E_f$ ), poiché gli elettroni di conduzione hanno all'incirca questa energia. In un buon conduttore come il rame,  $m^* \approx 10m$ , per cui  $\sigma$  ha valori alti; nel ferro, invece, l'interazione col reticolo è tale che  $m^* \approx 10m$ , per cui  $\sigma$  ha valori bassi. Nello studio affrontato:

$$\sigma_i = q\mu_n n + q\mu_p p$$

## CORRENTI DI DIFFUSIONE

(43)

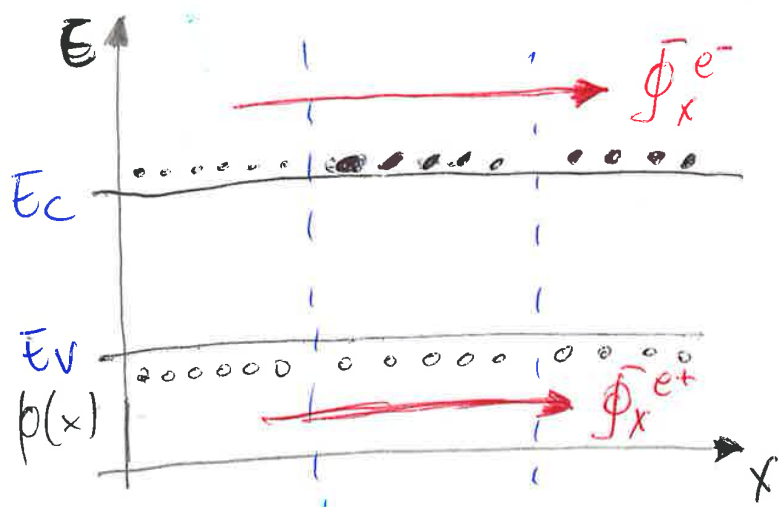
La cond. di equilibrio termodinamico corrisponde all'assenza di qualunque scambio energetico con l'esterno. Poiché, qualunque dispositivo elettronico deve dar luogo a trasformazioni di energia elettrica, questo opera in condizioni di non equilibrio. Fuori dall'equilibrio termodinamico, le concentrazioni differiscono dal valore di equilibrio e sono funzione della posizione e del tempo:

$$n = n(x, t) ; p = p(x, t)$$

Le loro variazioni dipendono da:

1. moto di cariche per diffusione: CORRENTI DI DIFFUSIONE.
2. moto di cariche per trascinarsi (effetto di  $\vec{E}$ ).
3. fenomeni di GENERAZIONE e RICOMBINAZIONE.

Le correnti di diffusione (corrispondono al moto di diffusione delle cariche in un semiconduttore) sono tipiche dei semiconduttori, mentre non sono calcolabili nei metalli. Se la distr. di elettroni e lacune non è uniforme, ottengo:



$$J_x^{e^-} = -D_n \frac{dn(x)}{dx}$$

$$J_x^{e^+} = -D_p \frac{dp(x)}{dx}$$

N.B.:  
Nei metalli:  $\frac{dn(x)}{dx} = 0$



Dalle eq. di Einstein ricavo:

(49)

$$D_n = \text{cost. di diff. di elettroni} = \frac{kT}{q} \mu_n$$

$$D_p = \text{cost. di diff. di lacune} = \frac{kT}{q} \mu_p$$

Che posso riscrivere come :

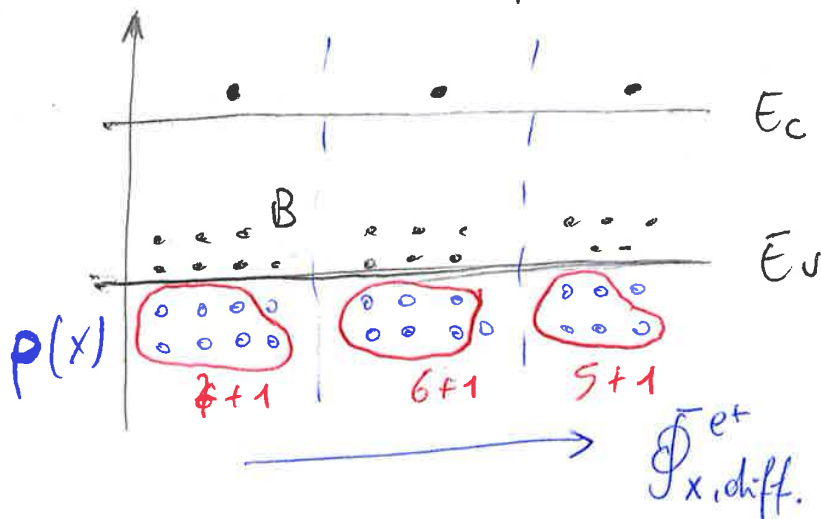
- $D_n = \frac{kT}{q} \mu_n = V_T \mu_n$
- $D_p = \frac{kT}{q} \mu_p = V_T \mu_p$

Dove  $V_T$  rappresenta l'eq. elettrico della temperatura ed è misurato in Volt. Se  $T = 300K$

$$V_T = \frac{k \cdot 300K}{q} = 26mV$$

### NON UNIFORMITÀ e DISTA. DI CARICHE

Suppongo di drogare un semiconduttore con del Boro in maniera non uniforme



$$N_A(x) = \text{cost.}$$

Il flusso ( $J_{x, \text{diff.}}^{e+}$ ) tende a bilanciare il sistema dato, portandolo in una situazione di uniformità di lacune ( $p(x) = \text{cost.}$ ). Però, bilanciando le lacune, viene persa la proprietà di neutralità locale del cristallo in esame, ma non quella di neutralità globale.

# EQ. DI POISSON

(47)

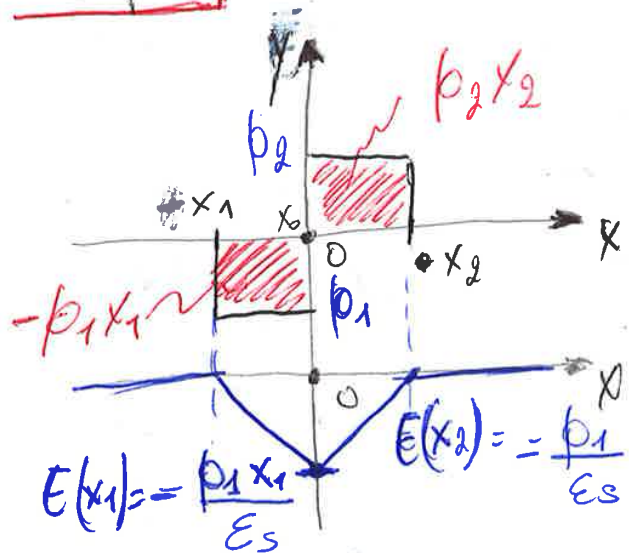
$$\frac{d^2 \Phi(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}, \text{ dove:}$$

- $\Phi(x)$  = tensione;
- $\rho(x)$  = distr. di cariche;
- $\epsilon_s$  = cost. dielettrica del materiale oggetto di calcolo.

$$\epsilon_{SiO_2} = \frac{3.9 \cdot 10^{-12}}{8.85 \cdot 10^{-12}} = \epsilon_{r(SiO_2)} \cdot \epsilon_0 \quad \text{cost. dielettrica relativa}$$

$$\epsilon_{SiO_2} = 3.9 \frac{10^{-12}}{8.85 \cdot 10^{-12}} = \epsilon_{r(SiO_2)} \cdot \epsilon_0$$

Esempio:



Per la Neutralità  
Ricordo =  $\rho_2 x_2 - \rho_1 x_1 = 0$

$$\Rightarrow \int_0^x \rho^+ dx = \int_0^{x'} \rho^- dx'$$

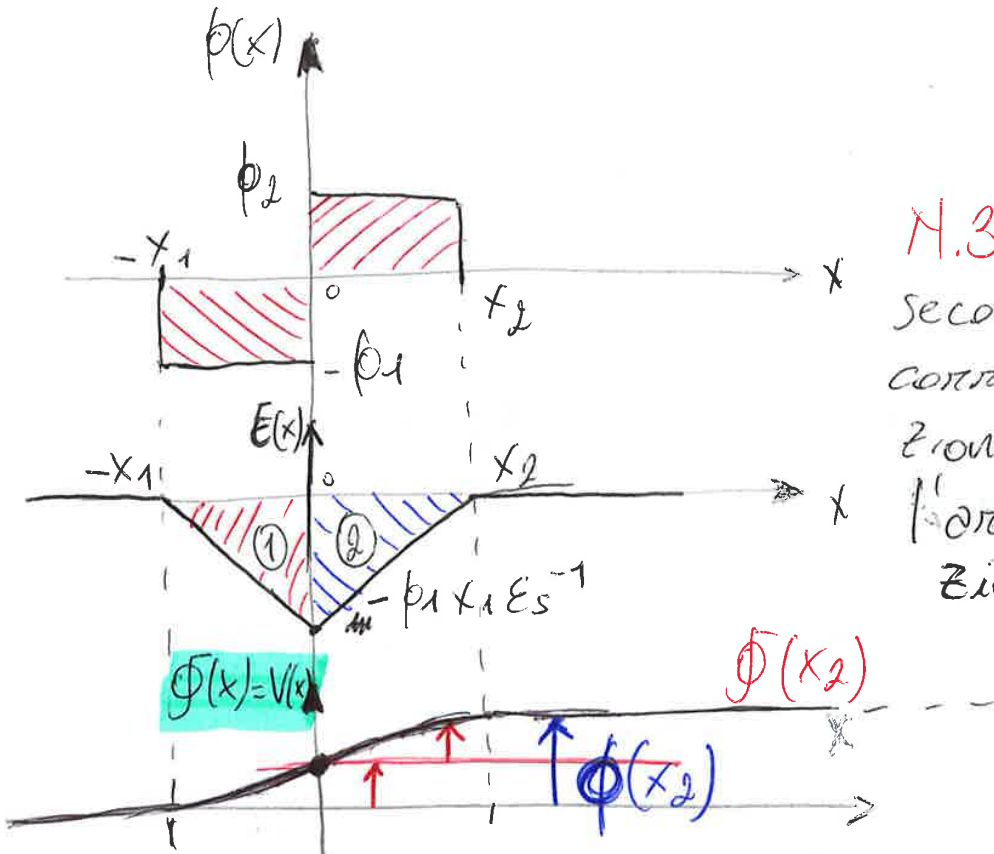
$$E(x_1) = \frac{\rho_1 x_1}{\epsilon_s} \quad E(x_2) = -\frac{\rho_1 x_1}{\epsilon_s} + \frac{\rho_2 x_2}{\epsilon_s} = 0$$

So che:  $\frac{d\Phi(x)}{dx} = -\bar{E} \Rightarrow \Phi(x) = -\int \bar{E}(x) dx$  *campo elettrico*

Allora:  $-\frac{d\bar{E}(x)}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \Rightarrow \bar{E}(x) = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx$

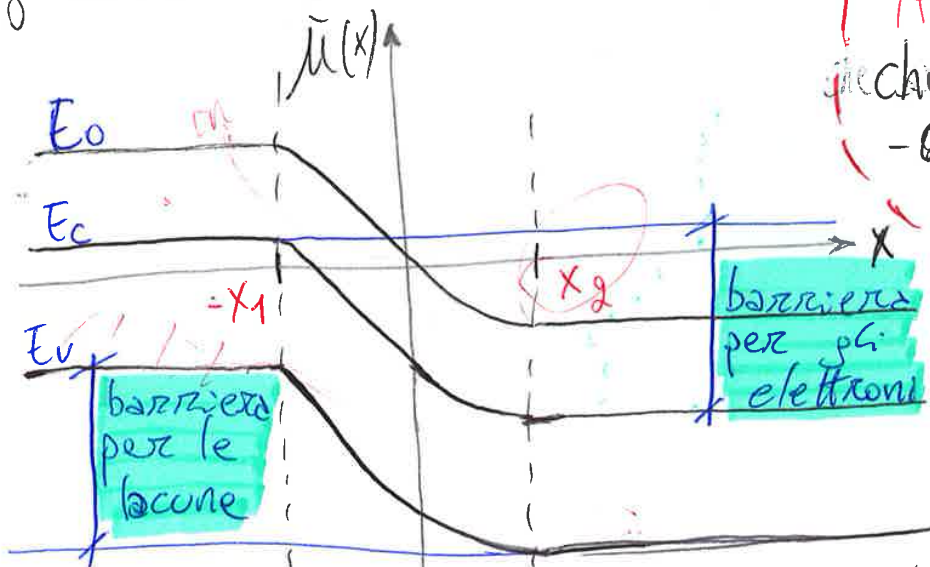
Dal grafico:

$$\rho(x) = \begin{cases} \textcircled{1}: x \in (-\infty, -x_1) = \emptyset \\ \textcircled{2}: x \in (-x_1, 0) = -\rho_1 \\ \textcircled{3}: x \in (0, x_2) = +\rho_2 \\ \textcircled{4}: x \in (x_2, +\infty) = \emptyset \end{cases}$$



N.3: l'area ① del secondo grafico, ~~corrisponde~~ corrisponde alla situazione  $\phi(x) = v(x) = \phi(x_0)$   
 l'area ② della situazione  $v(x) = \phi(x) - \phi(x_0)$

~~Il~~ i flussi di cariche ( $\phi(x)$ ) deformano il diagramma a bande, che diventano una cosa del genere:



N.3: gli elettroni e le lacune che si trovano tra  $-\infty, -x_1$  e quelli che si trovano tra  $x_2, +\infty$ , non risentono della deformazione del diagramma a bande.

~~da nascita di un potenziale interno, genera una barriera interna che confina elettroni e lacune che si trovano in valori maggiori di  $x_2$  e "fatti" il passaggio di quelli che si trovano in valori minori di  $x_1$  verso valori maggiori di  $x_2$  ?~~

Sviluppando in serie con Taylor:

(51)

$$J_p(x+dx) \approx J_p(x) + \frac{\partial J_p}{\partial x} dx, \text{ Allora:}$$

~~$$\frac{\partial P}{\partial x} A dx = \frac{J_p(x)A}{+q} - \frac{J_p(x)A}{+q} - \frac{\partial J_p}{\partial x} dx \cdot \frac{A}{q} = U_p A dx$$~~

dove  $U_p$  rappresenta il tasso netto di ricombinazione:

$$U = R - G_{th}$$

Dopo aver proceduto con le dovute semplificazioni otteniamo l'eq. di continuità per le lacune:

!!!IMPORTANTE!!!

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - U_p$$

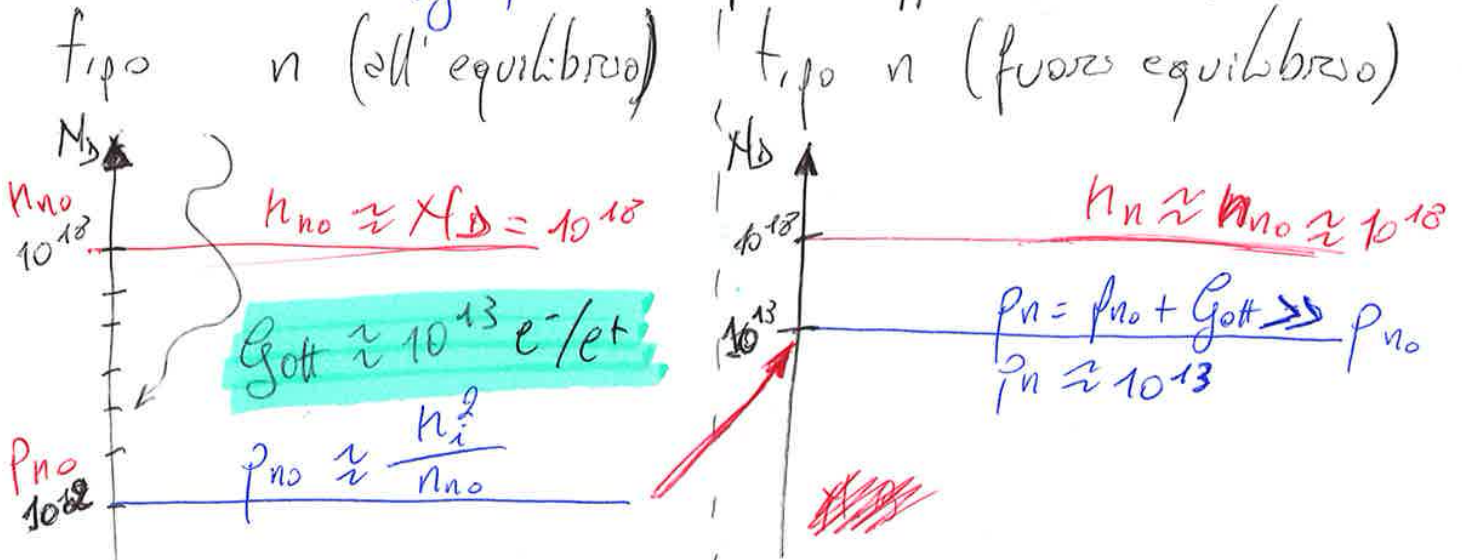
Dall'eq. si evince che, se c'è un gradiente di corrente in una sezione del semiconduttore allora, in quella stessa sezione, c'è una variazione nel tempo della quantità di carica.

A.3: se:  $\frac{\partial J_p}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = 0$  (con  $U_p \approx 0$ )

Il ragionamento può essere fatto anche nel caso degli elettroni, l'unica differenza è che:

$$\oint e^- = \frac{J_n(x)A}{-q}$$

Usando un grafico in scala logaritmica, rappresentiamo l'aumento delle concentrazioni all'interno di un semiconduttore drogato in zona estrinseca. Se il materiale è all'equilibrio, posso illuminarlo, portandolo fuori equilibrio e generando il fenomeno di generazione ottica (Gott) che, in prima approssimazione, è additivo.



dal grafico si nota che, successivamente ad avere illuminato il semiconduttore, questo risulta fuori dalla condizione di equilibrio ma, l'unico contributo che risente di questo nuovo stato è quello dei portatori minoritari ( $p_n$ ) che, fuori eq., aumentano esponenzialmente. Tale fenomeno si definisce **BASSO LIVELLO DI INIEZIONE**, in cui, fuori eq.,  $n_n \approx n_{n0}$ ,  $p_n \gg p_{n0}$ . Si parla, invece, di **ALTO LIVELLO DI INIEZIONE**, quando, fuori equilibrio  $(n_n \gg n_{n0}) \approx (p_n \gg p_{n0})$ . Tale situazione si ha se, per esempio, illumino il materiale in modo tale che  $G_{ott} \gg n_{n0}$ . Affronteremo soprattutto la situazione di basso livello di iniezione.

Da quanto detto ne segue:

(99)

$$U_p = \alpha n_{n0} (p_n - p_{n0})$$

$$\rightarrow U_p = \alpha n_{n0} p'_n = \alpha M_D p'_n$$

ipotesi di ~~completamento~~ completa ionizzazione

Sapendo che:

$$\frac{1}{\alpha M_D} = \tau_p$$

tempo di vita delle lacune (100ns  $\div$  1μs)

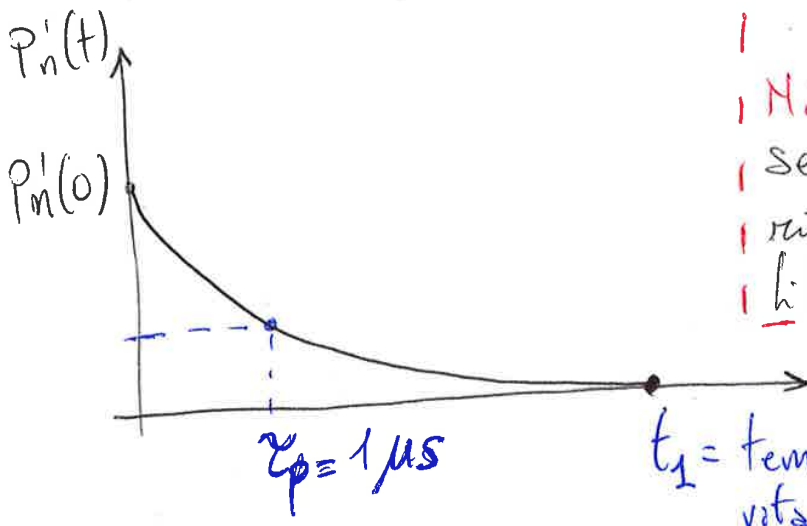
Allora:

$$U_p = \frac{p'_n}{\tau_p}$$

$$U_n = \frac{n'_p}{\tau_n}$$

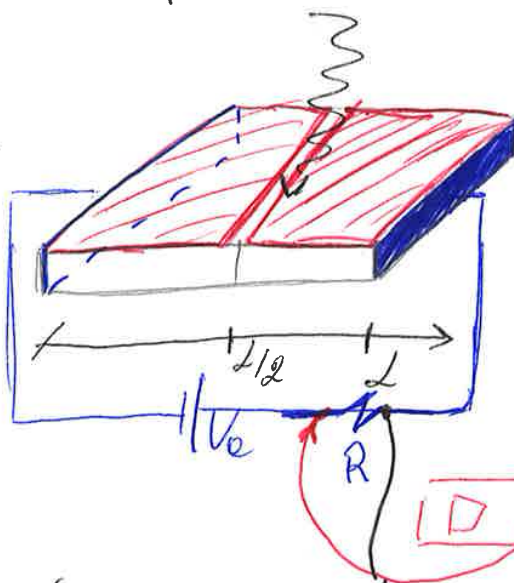
$\tau_p$  tasso di ricombinazione delle lacune

$\tau_n$  tasso di ricombinazione degli elettroni



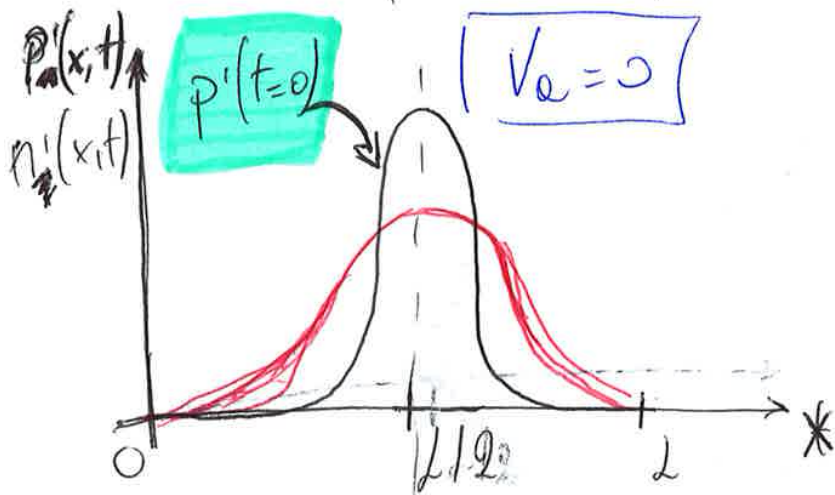
N.B.: constatiamo che il 97  
 semi-conduttore tende a  
 ritornare in condizione di equi-  
 librio.

Descriviamo l'esperienza, dopo questa prima introduzione:



il semi-conduttore ha i  
 bordi metallizzati ed è  
 rivestito da un film oscu-  
 rante sulla faccia superio-  
 re, con una piccola fenditura  
 in ~~l/2~~  $L/2$ .

illuminando il semi-conduttore con un flash, i foto-  
 ni ~~attraversano~~ colpiscono il semi-conduttore, ~~o~~  
 soltanto attraverso la fenditura. Il lampo di luce genera  
 un eccesso di portatori nella zona di semi-conduttore  
 investita dai fotoni. Graficamente ho che:



la distribuzione è di tipo  
 Gaussiana. Se mi porto ad  
 un tempo  $t \neq 0$ , la distr.  
 si allarga, ma allo stesso  
 tempo l'area sottesa si  
 riduce (in rosso)

avanti detto è giustificato dal fatto che, i portatori, entrando a contatto con la superf. metallica, si trasformano in un'equivalente corrente di trasciamen-  
to, passando da una superf. metallica all'altra. Tale corrente, passando per la resistenza, determina una variazione di voltaggio, proporzionale alla quantità di elettroni che, nell'unità di tempo, stanno passando (la corrente), per cui ~~il galvanometro~~ l'oscilloscopio visualizza una tensione che è l'inviluppo della distribuzione degli elettroni che si "scontrano" col contatto metallico (vengono assorbiti dal contatto metallico).

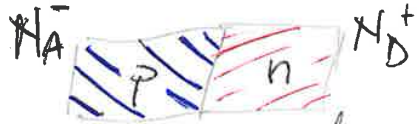
Allora sincronizzando alla base tempi dell'oscilloscopio con il flash, misuro il tempo che ci ha impiegato il picco di concentrazioni di elettroni ad involuppare, e di conseguenza posso conoscere la vel. media di propagazione degli elettroni e la mobilità. Le lacune, invece, "sbottando" col contatto metallico, si annichiliscono e contribuiscono alla mobilità degli elettroni.

Abbiamo così descritto l'esperienza.

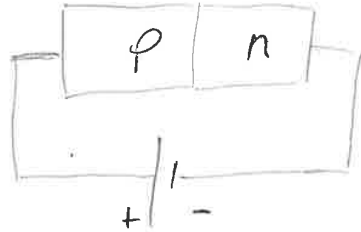


elettrica globale nulla.

Dato una giunzione p-n del tipo (di silicio)

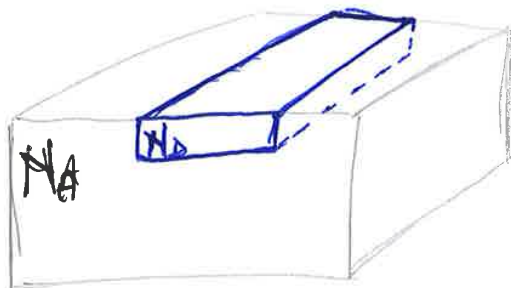


possiamo collegarla ad una batteria. Allora:



Se si connette il polo **negativo** della batteria al silicio di tipo n e il polo **positivo** al silicio di tipo p, passa una corrente permanente, perché gli elettroni e le lacune si muovono in direzioni opposte, ricombinandosi alla giunzione n-p. In effetti, gli elettroni migrano attraverso la giunzione n-p nel materiale di tipo n e le lacune in quello di tipo p, e la giunzione agisce come un "pozzo" dove gli elettroni riempiono le buche della banda di valenza e i due tipi di trasportatori si neutralizzano a vicenda.

Da un punto di vista tecnologico, partendo da un drogato di tipo p, vengono inserite delle impurità di tipo n solo su una sottoparte del blocchetto (meccanismo di mascheraatura)



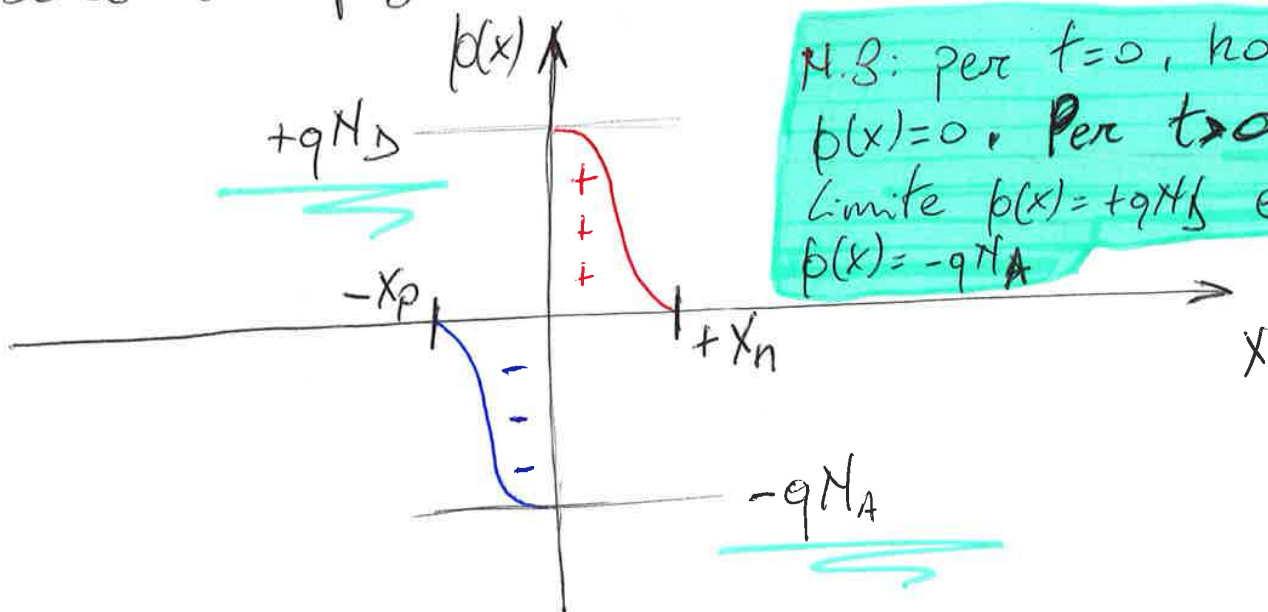
!!! immaginiamo che le due zone drogate, sono drogate uniformemente. !!!



~~Perché~~ Perché il livello di Fermi non è costante, (63) il sistema non è all'equilibrio.

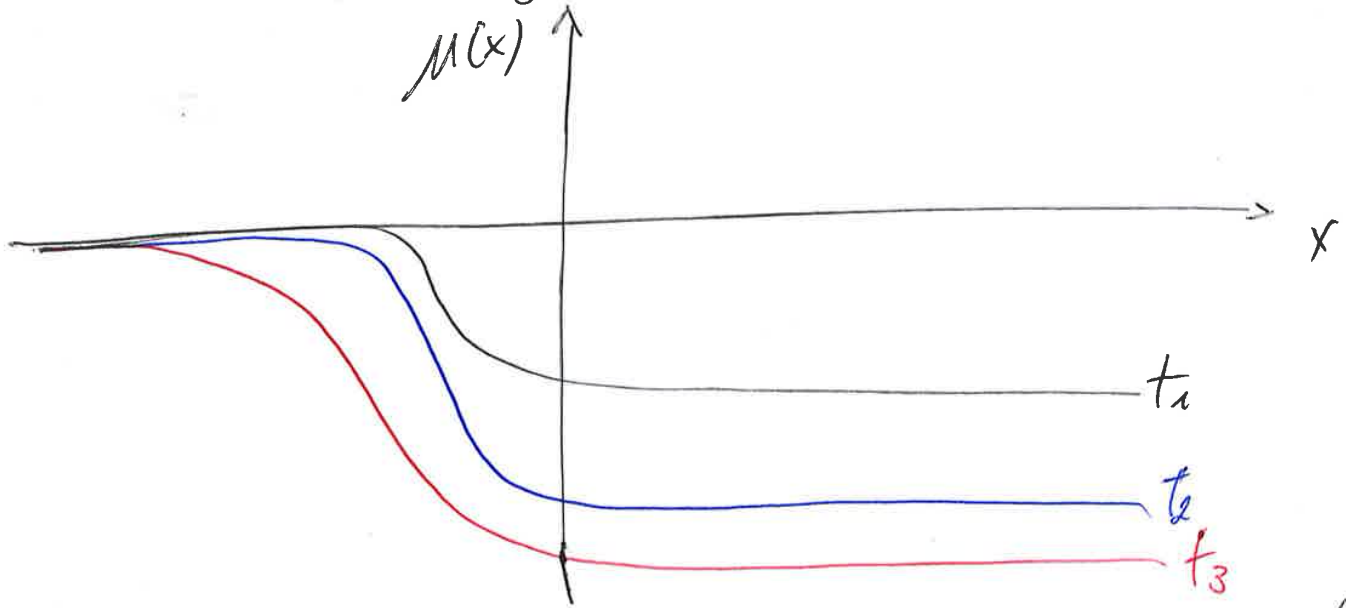
A destra della giunzione avremo molti elettroni in banda di conduzione (maggioritari) e poche lacune in banda di valenza (minoritari), e viceversa nella giunzione di sinistra. Di fatto, vi saranno accumuli di carica, che provocheranno flussi di portatori maggioritari: dal lato p al lato n, di lacune, dal lato n al lato p, di elettroni, per un  $t > t_0 = 0$ . Questi flussi di cariche sussisteranno, fino a quando sussisteranno le discontinuità nei livelli energetici, e nella fattispecie, la discontinuità del livello di Fermi. L'equilibrio sarà raggiunto quando il flusso netto sarà nullo!

Se per un certo intervallo di tempo si ha uno spostamento di portatori di carica, capiterà che, venendo a mancare elettroni di banda di conduzione nel lato n, e le lacune in banda di valenza nel lato p, si perderà la condizione di neutralità locale. Tale fenomeno avverrà in prossimità della giunzione e sarà accompagnato dalla nascita di carica spaziale.



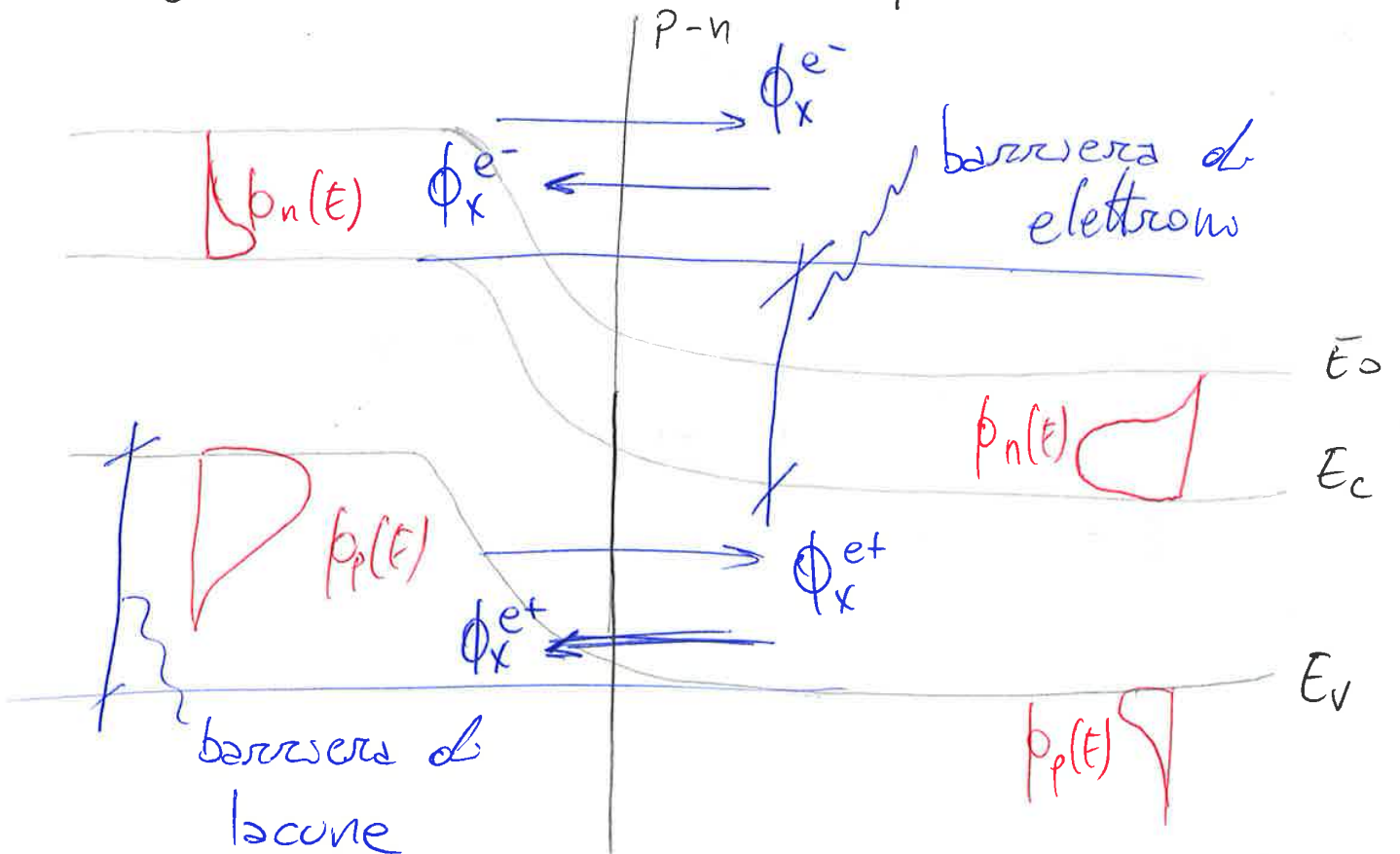
N.B.: per  $t=0$ , ho  $p(x)=0$ . Per  $t>0$ , al limite  $p(x)=+qN_D$  e  $p(x)=-qN_A$

Ribalutando il grafico del potenziale rispetto all'asse  $x$ , ottengo il grafico dell'En. potenziale:



Il grafico dell'en. pot. può essere paragonato al diagramma a bande dell'elettrone, ossia è il suo diagramma a bande.

Supponendo che il tempo  $t_3 > 0$  sia il tempo in cui si raggiunge la condizione di equilibrio, allora:



(67)

$$\phi_x^{1,2}(\bar{E}') = k \underbrace{N_1(\bar{E}') f_1(\bar{E}')}_{\text{conc. elettroni (stati occupati)}} \cdot \underbrace{[1 - f_2(\bar{E}')] N_2(\bar{E}')}_{\text{conc. di lacune (stati liberi)}}$$

conc. elettroni (stati occupati)    conc. di lacune (stati liberi)

il flusso  $e^-$  è proporzionato, al variare di una cost.  $k$ , al prodotto delle conc. di lacune ed elettroni.

All'equilibrio:

$$\phi_x^{1,2}(\bar{E}') = \phi_x^{2,1}(\bar{E}')$$

$$\Rightarrow k N_1(\bar{E}') f_1(\bar{E}') \cdot N_2(\bar{E}') [1 - f_2(\bar{E}')] = k N_2(\bar{E}') f_2(\bar{E}') \cdot N_1(\bar{E}') [1 - f_1(\bar{E}')]$$

$$\Rightarrow N_1(\bar{E}') f_1(\bar{E}') N_2(\bar{E}') - N_1(\bar{E}') f_1(\bar{E}') N_2(\bar{E}') f_2(\bar{E}') = N_2(\bar{E}') f_2(\bar{E}') \cdot N_1(\bar{E}') - N_2(\bar{E}') f_2(\bar{E}') N_1(\bar{E}') f_1(\bar{E}')$$

$$N_2(\bar{E}') f_2(\bar{E}') \cdot N_1(\bar{E}') - N_2(\bar{E}') f_2(\bar{E}') N_1(\bar{E}') f_1(\bar{E}') = N_1(\bar{E}') f_1(\bar{E}') N_2(\bar{E}') - N_1(\bar{E}') f_1(\bar{E}') N_2(\bar{E}') f_2(\bar{E}')$$

$$\Rightarrow N_1(\bar{E}') N_2(\bar{E}') f_1(\bar{E}') = N_1(\bar{E}') N_2(\bar{E}') f_2(\bar{E}')$$

$$\Rightarrow f_1(\bar{E}') = f_2(\bar{E}')$$

È stato così dimostrato che, indipendentemente dalla struttura, la giunzione p-n deve garantire che il livello Fermi sia costante, per condizione di equilibrio.

Potremmo applicare, al livello di Fermi intrinseco, anch'esso variante a causa della giunzione, e quindi funzione della posizione ( $E_{F_i}(x)$ ), e su  $E_F$ , le eq. di Shockley; considerando un punto molto distante dalla giunzione come  $-\infty$  nel lato p,  $+\infty$  nel lato n:

$$p_{p_0}(-\infty) = n_i e^{\frac{E_{F_i}(-\infty) - E_F}{kT}}$$

$$n_{n_0}(+\infty) = n_i e^{\frac{E_F - E_{F_i}(+\infty)}{kT}}$$

Le eq. di Shockley sono utili in quanto, mediante la loro applicazione, si potrebbe cercare immediatamente il numero di elettroni e lacune in funzione della posizione, in ogni punto della giunzione.

### ANALISI DELLA BARRIERA DI POTENZIALE

La barriera di potenziale ( $q\phi_i$ ) possiamo pensarla come differenza dei lavori di estrazione del lato p e del lato n:

$$q\phi_i = q\phi_{sp} - q\phi_{sn}$$

$$\Rightarrow q\phi_i = q\chi + E_g/2 + (E_{F_i}(-\infty) - E_F) + q\chi + E_g/2 + (E_F - E_{F_i}(+\infty))$$

$$\Rightarrow q\phi_i = \underline{E_{F_i}(-\infty) - E_{F_i}(+\infty)}$$

dalle eq. di Shockley per il calcolo delle concentrazioni ho che:

$$(P) \quad E_{F_i}(-\infty) - E_F = kT \ln \left( \frac{p_{p_0}(-\infty)}{n_i} \right) = kT \ln \left( \frac{N_A^-}{n_i} \right)$$

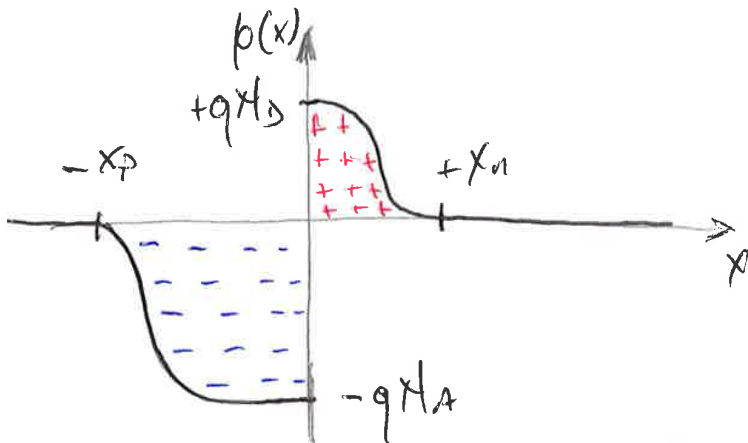
$$(n) \quad E_F - E_{F_i}(+\infty) = kT \ln \left( \frac{n_{n_0}(+\infty)}{n_i} \right) = kT \ln \left( \frac{N_D^+}{n_i} \right)$$

H.3: ipotesi di massima ~~ionizzazione~~ ionizzazione

(71)

## ZONA DI SVUOTAMENTO

Analizzando graficamente ciò che avviene in una giunzione p-n, dal punto di vista della neutralità, ho che:



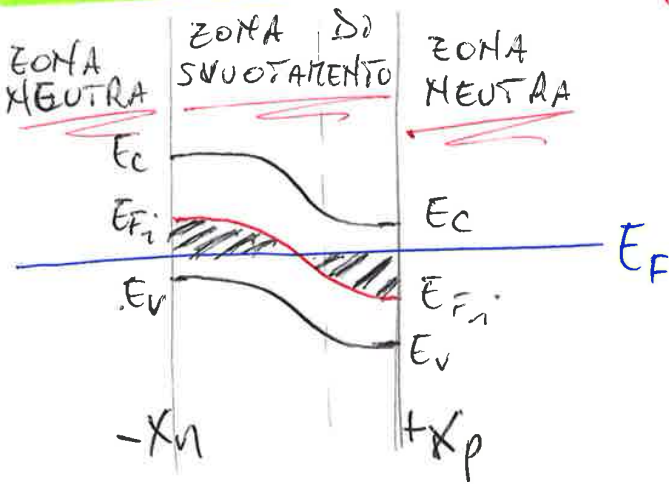
in questa prima rappr. grafica non faccio alcuna ipotesi e analizzo, qualitativamente, l'andamento della carica per  $-x_p \rightarrow 0^-$ ,  $+x_n \rightarrow 0^+$

Pero, considerando che, le concentrazioni  $p_p$  e  $n_n$  diminuiscono drasticamente per  $x > -x_p$  e  $x < +x_n$  rispettivamente (da  $\div 10^{17}$  si passa a  $\div 10^{13}$ ), posso supporre il completo svuotamento, cioè considero  $p_p = n_n = 0$ , per cui il grafico diventa:



ip:  $p_p = n_n = 0$  nella ZONA DI SVUOTAMENTO, per cui il valore di carica ~~non~~ schizza drasticamente a  $+qNa$  e  $-qNa$ , rispettivamente a  $+x_n$  e  $-x_p$ !!!  
 Per  $x < -x_p \cup x > +x_n$  è garantita la neutralità, poiché  $p_p \approx Na$ ,  $n_n \approx Nd$

**H.B:** Tale ipotesi è valida soltanto se si considera il calcolo della neutralità



**H.B:**  $\lim_{x \rightarrow 0^+} n_n(x) = n_i = 1.45 \cdot 10^{10}$   
 $\lim_{x \rightarrow 0^-} p_p(x) = n_i = 1.45 \cdot 10^{10}$

# ANALISI ELETTROSTATICA DELLA GIUNZIONE

## ALL'EQUILIBRIO

Le 3 incognite da considerare per una corretta analisi elettrostatica della giunzione sono:

1.  $x_{p0}$  = zona completamente svuotata della parte p;
2.  $x_{n0}$  = zona completamente svuotata della parte n;
3.  $\phi_i$  = potenziale della giunzione p-n;

Le equazioni sulle quali facciamo affidamento sono:

1. NEUTRALITÀ: 
$$-\int_{-x_{p0}}^0 \rho(x) dx = + \int_0^{x_{n0}} \rho(x) dx$$

per cui, se il drogaggio è uniforme:  $qN_A x_{p0} = qN_D x_{n0}$

2. POISSON:  $\phi_i = f(x_{p0}, x_{n0})$ , not, i drogaggi. Poisson ci permette di legare il potenziale di contatto (interno) all'estensione della regione svuotata;

Analizziamo il significato di POTENZIALE DI CONTATTO  
Sapendo che, graficamente:

$\mu(x) \uparrow eV$

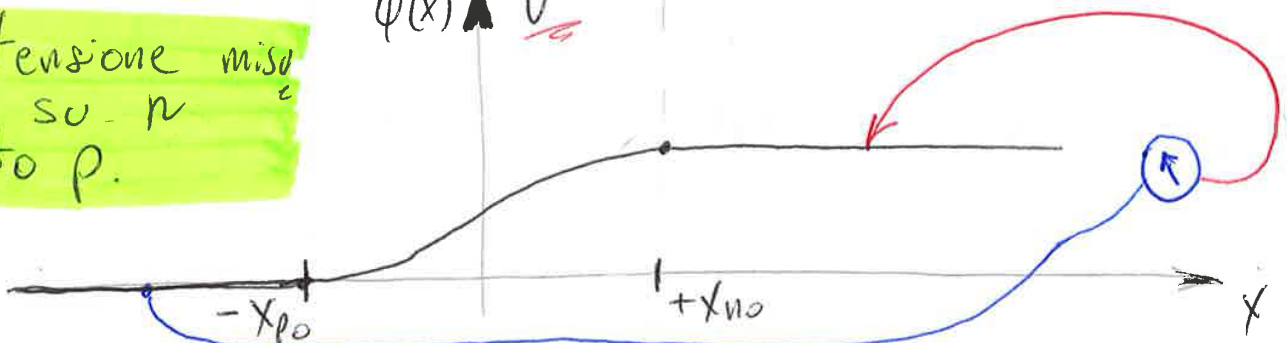
N.B:  $q\phi_i$  rappresenta la barriera che l'elettrone, rispetto ad  $n_i$ , vede guardando p

$q\phi_i = kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$

$q\phi_i = q\phi_{sp} - q\phi_{sn}$

$\phi(x) \uparrow V$

N.B: tensione misurata su n rispetto p.



Tornando all'analisi elettrostatica, posso ora completare la lista di equazioni:

*ip*: completo svuotamento

1. Neutralità:  $qN_A x_{p0} = qN_D x_{n0}$

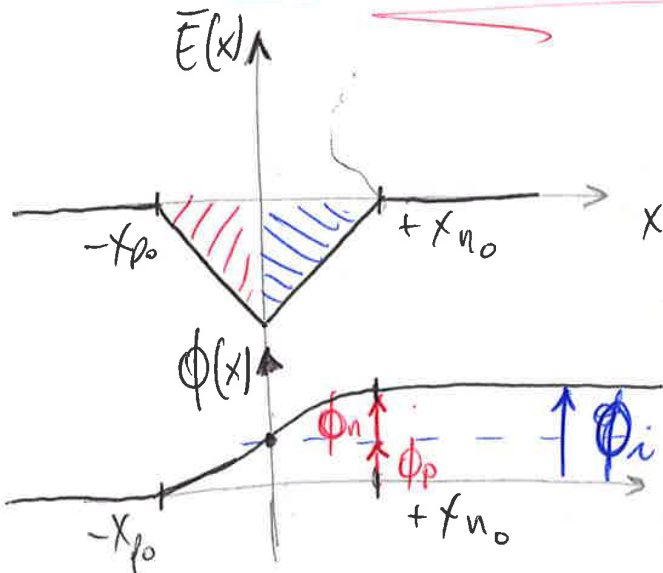
2. Poisson:  ~~$\Phi_i = \Phi_p + \Phi_n$~~   $\Phi_i = \Phi_p + \Phi_n$

so che:  $\Phi_p = \bar{\Phi}(\phi) - \bar{\Phi}(-\infty)$ ;

$\Phi_n = \bar{\Phi}(x_{n0}) - \bar{\Phi}(\phi)$ ;

$\Rightarrow \Phi_i = \bar{\Phi}(x_{n0}) - \bar{\Phi}(-\infty)$

Rivedere calcolo integrale dell'eq. di Poisson



$\Phi_i = \Phi_p + \Phi_n = \frac{qN_A}{2\epsilon_s} x_{p0}^2 + \frac{qN_D}{2\epsilon_s} x_{n0}^2$

3. Pot. di contatto:  $V_{bi} = \Phi_i = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)$

Allora:

Sostituisco (1) in (2):

$x_{p0} = x_{n0} \frac{N_D}{N_A} \longrightarrow \Phi_i = \frac{qN_D}{2\epsilon_s} \left( \frac{1 + \frac{N_D}{N_A}}{\frac{N_D}{N_A}} \right) x_{n0}^2$

$\Phi_i = \frac{qN_D}{2\epsilon_s} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A} \right) x_{n0}^2$

$\Rightarrow x_{n0} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left( \frac{N_A}{N_D + N_A} \right) \Phi_i}$



$$\frac{1}{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}} = \frac{1}{\frac{N_D + N_A}{N_A \cdot N_D}} = \frac{N_A \cdot N_D}{N_D + N_A} = N_{eq} \quad (77)$$

e' la media armonica dei due drogaggi, la quale presenta la proprietà:

$$N_{eq} = \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} < \min \{ N_A, N_D \}$$

$\Rightarrow X_{do} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q} N_{eq}^{-1} \Phi_i}$  **DA RICORDARE!!!**

Sapendo che  $X_{do}$  è l'ampiezza complessiva della zona di svuotamento, abbiamo ora un metodo analitico per calcolarlo.

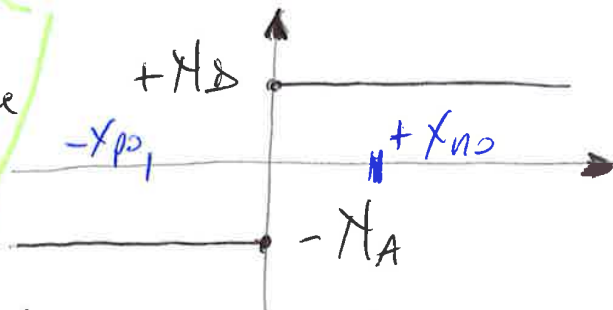
### TIPOLOGIE DI GIUNZIONE

#### 1. Giunzione Brusca - Simmetrica (tipica giunzione p-n)

È la giunzione nella quale si ha un passaggio repentino dal valore di  $N_A$  al valore di  $N_D$ . Per studiarla solitamente una funzione ausiliaria, definita come:

$$N(x) = N_D(x) - N_A(x)$$

**N.B:** Livelli di drogaggio uniforme o, almeno, confrontabili



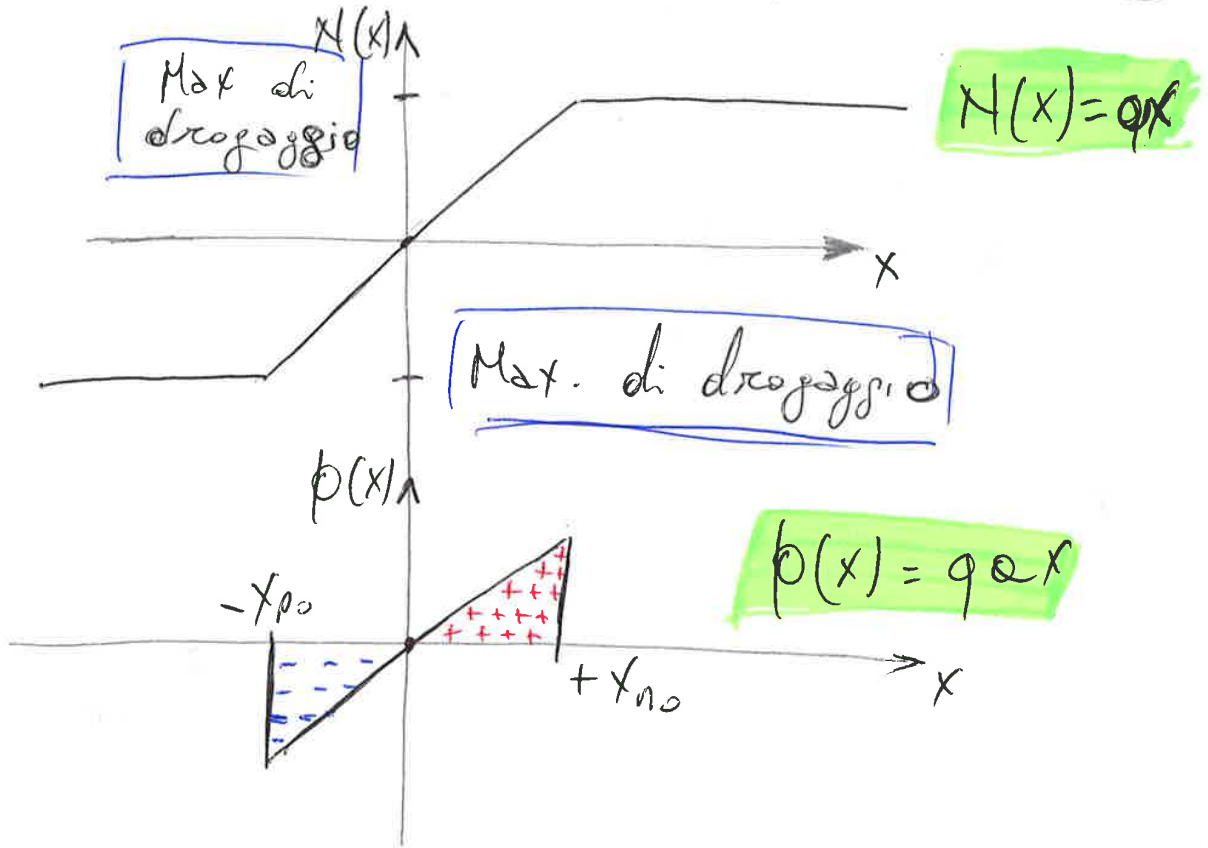
Questo andamento solo nei profili bruschi

È importante definire questa funzione ausiliaria, perché ci consente di calcolare immediatamente la distr. di carica  $\rho(x)$

$$\rho(x) = \begin{cases} qN_D, & x > 0 \\ -qN_A, & x < 0 \end{cases}$$

### 3. Giunzione Lineare

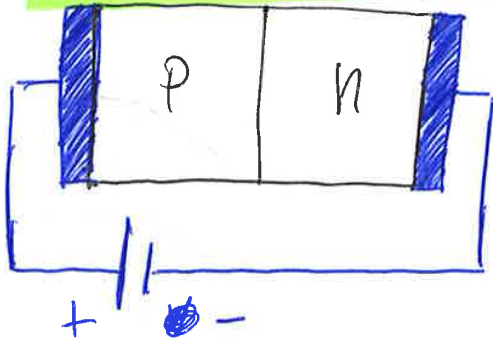
(79)



### POLARIZZAZIONE DELLA GIUNZIONE P-N

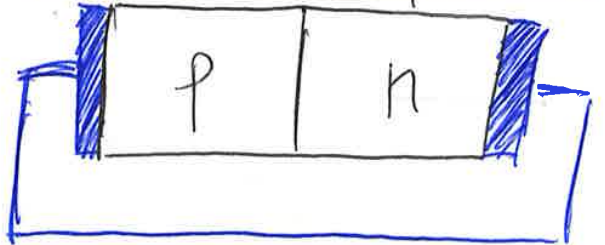
Potremmo ora pensare a casi in cui non vi è equilibrio, poiché la giunzione p-n viene ~~potenzialmente~~ perturbata dall'esterno, mediante l'applicazione di una batteria di tensione  $V_0$ .

Sistema Perturbato



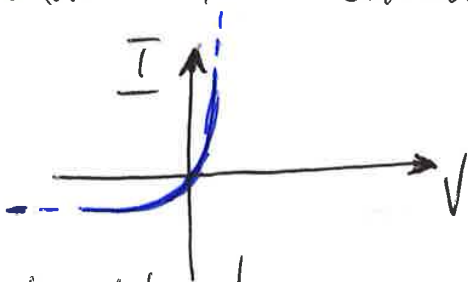
per convenzione considero il polo positivo della batteria collegato al lato p.

Sistema in equilibrio



considero  $V_0 = 0$   
 $\Rightarrow$  corto circuito

Solitamente, nei contatti a giunzione di un semiconduttore, il contatto è rettificante: (31)

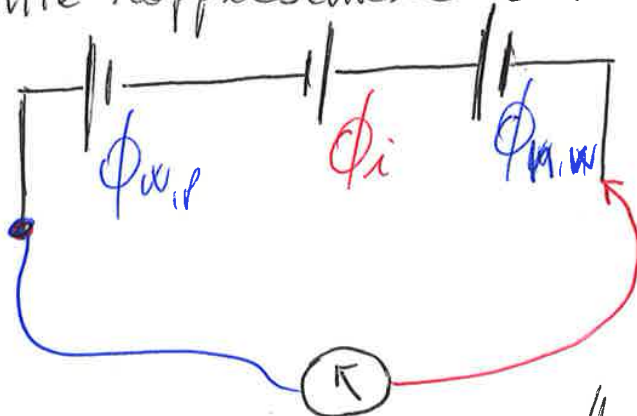


il Voltmetro misurerà le tensioni  $\Phi_{wp}$ ,  $\Phi_{wn}$  definite come differenza tra i lavori di estrazione delle due zone collegate al voltmetro, divisa per  $-q$ :

$$\Phi_{w,p} = \frac{q\Phi_n - q\Phi_{sp}}{-q} = +0.21V$$

$$\Phi_{w,n} = \frac{q\Phi_n - q\Phi_{sn}}{-q} = -0.55V$$

Allora, oltre alla barriera  $\phi_i$ , avremo altre due barriere di potenziale, causate dalle differenze tra i lavori di estrazione. Ogni tensione di contatto si può concettualmente rappresentare con una batteria



Attenzione: i potenziali interni sono nulli, per cui il voltmetro indica un voltaggio  $V_e = \phi$

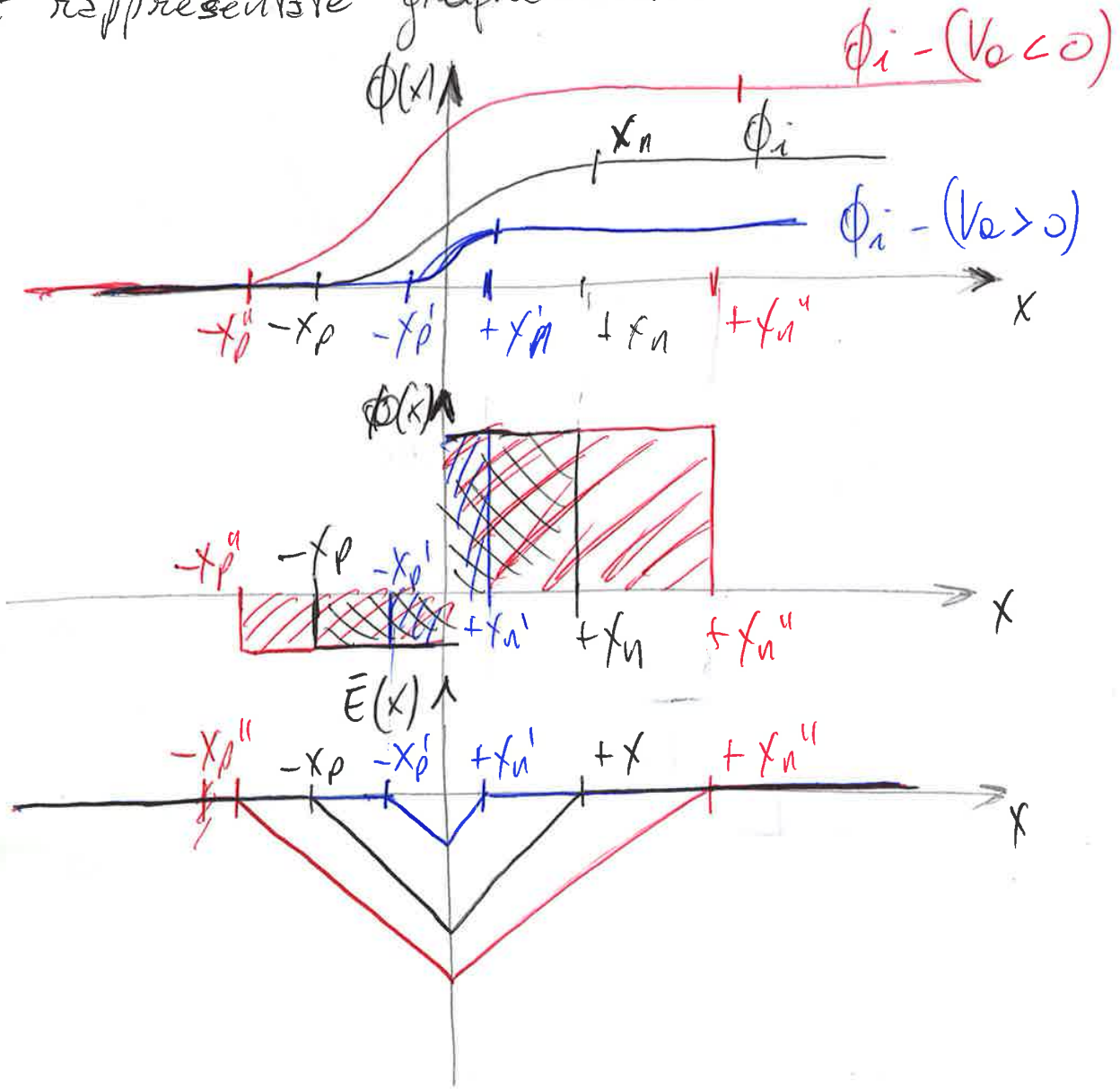
Perché la KVL fra i morsetti sia verificata, va soddisfatta la relazione:

$$\Phi_{w,p} - \Phi_i + \Phi_{w,n} = 0$$

$$\Rightarrow \Phi_i = \Phi_{w,p} + \Phi_{w,n}$$

Nella realtà non posso calcolare direttamente il valore di  $\Phi_i$

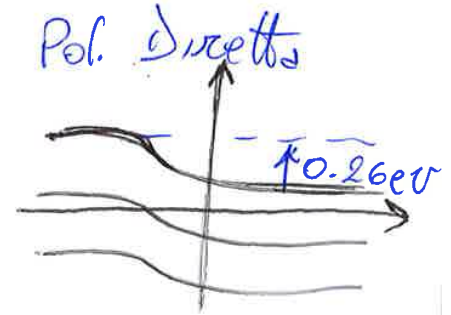
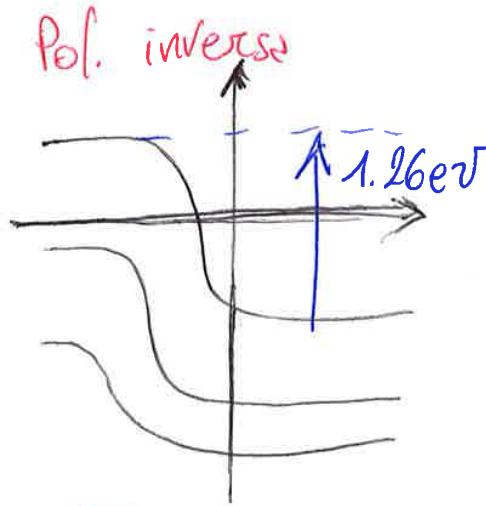
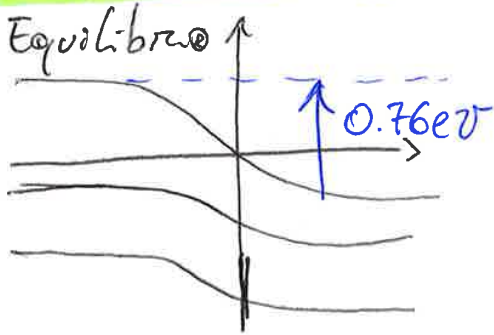
La tensione provoca alcune interessanti conseguenze, così rappresentate graficamente: (83)



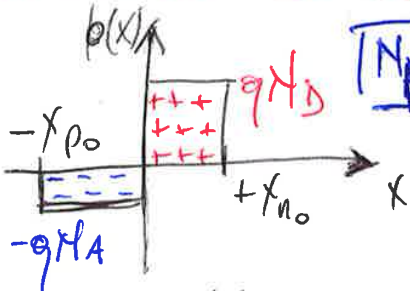
Ricordo:

$$X_{do} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_{eq}} \phi_i} \quad ; \quad X_d(V_o) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_{eq}} (\phi_i - V_o)}$$

N.B. la tensione modula le barriere di potenziale



CAPACITÀ DI SVUOTAMENTO



$N_A > N_D$

$$Q_o^- = -qN_A x_{p0}$$

$$Q_o^+ = qN_D x_{n0}$$

densità di carica = C/cm<sup>2</sup> !!!

- All'equilibrio, per la neutralità:
- Fuori equilibrio:

$-Q_o^- = Q_o^+$

anche in questo caso vale:

$$-Q^-(V_o) = +Q^+(V_o)$$

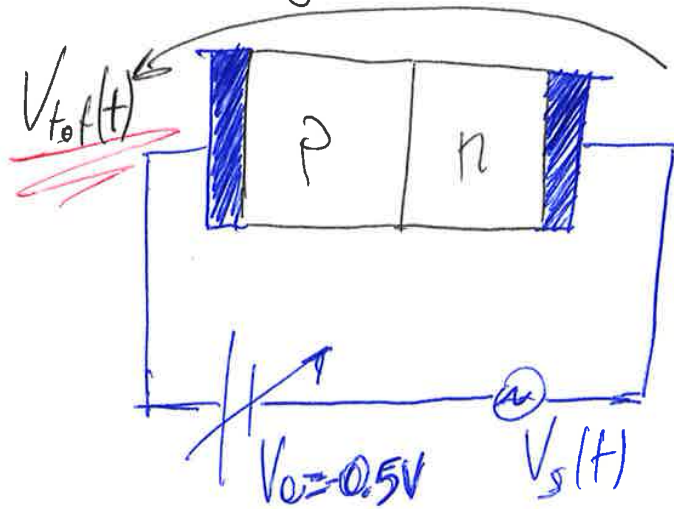
$$Q^+(V_o) = qN_D x_n(V_o)$$

$$Q^-(V_o) = -qN_A x_p(V_o)$$

Ricordando che la tensione fa variare in proporzionalità lineare la carica (Q), definisco una nuova grandezza, detta CAPACITÀ DI SVUOTAMENTO!

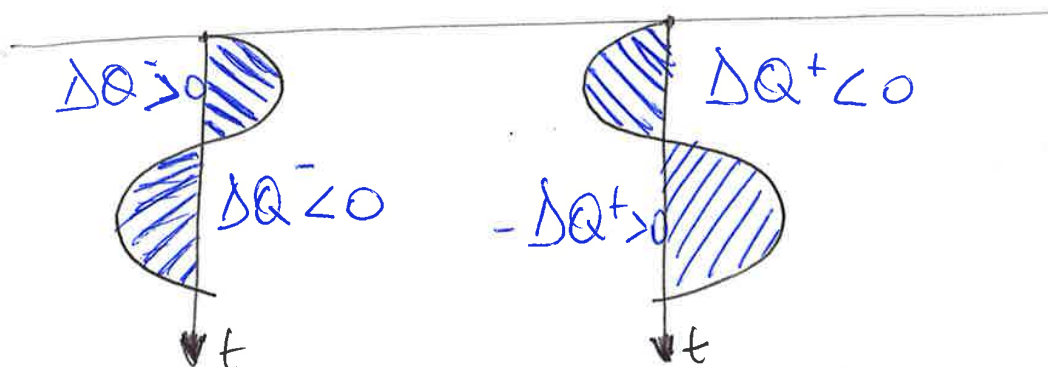
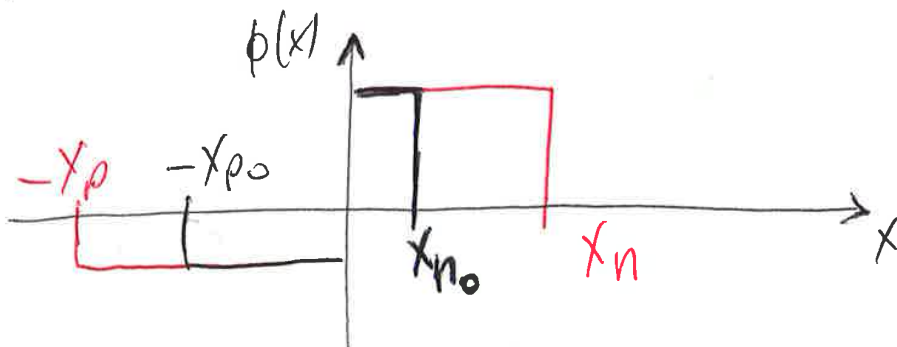
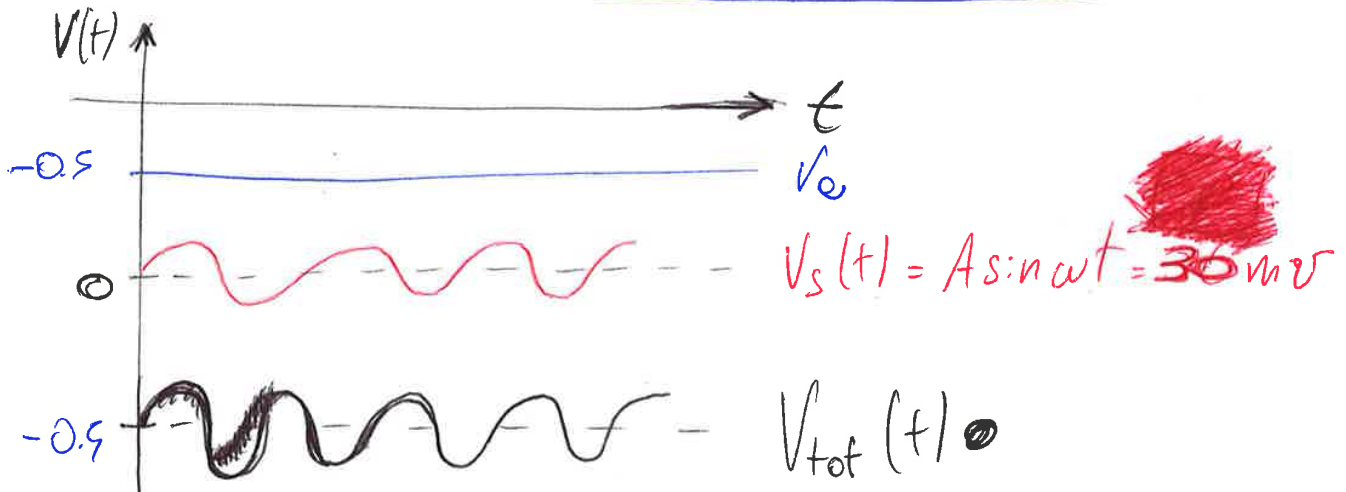
$$C_{dep} = \left| \frac{\partial Q^+(V_o)}{\partial V_o} \right|$$

Prendiamo una giunzione p-n supponendo di realizzare i contatti metallici e connetterla la giunzione all'esterno mediante una p.e.m., in serie con un generatore di segnale.



$V_0 = \text{continua!}$   
 $V_s(t) = \text{variabile nel tempo!}$

Suppongo si abbia POLARIZZAZIONE INVERSA



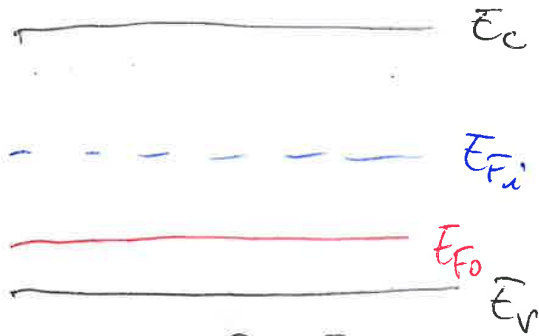
**QUASI LIVELLI DI FERMI**

(89)

Suppongo di considerare prima un semiconduttore drogato all'equilibrio e poi fuori equilibrio, con basso livello di iniezione.

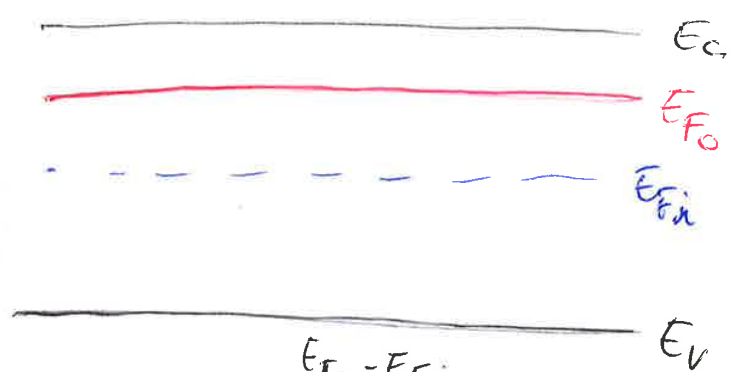
CASO 1: EQUILIBRIO

**NA**



- $n_{po} = n_i e^{\frac{E_{FO} - E_{Fi}}{kT}}$
- $p_{po} = n_i e^{\frac{E_{Fi} - E_{FO}}{kT}}$
- $n_{po} p_{po} = n_i^2$

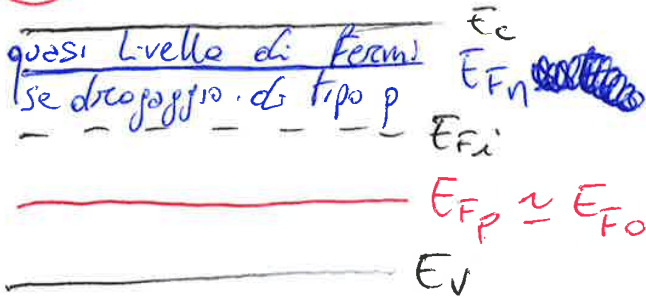
**ND**



- $n_{no} = n_i e^{\frac{E_{FO} - E_{Fi}}{kT}}$
- $p_{no} = n_i e^{\frac{E_{Fi} - E_{FO}}{kT}}$
- $n_{no} p_{no} = n_i^2$

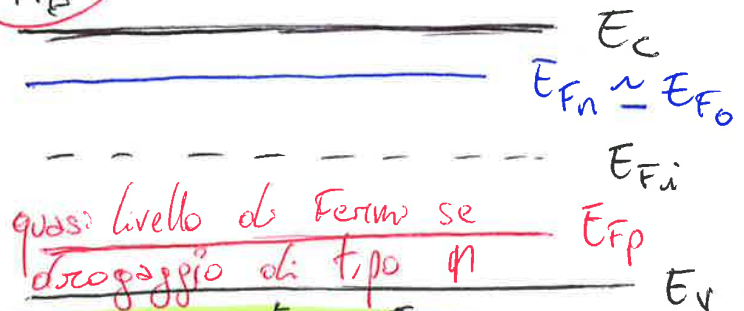
CASO 2: FUORI EQUILIBRIO (basso livello di iniezione)

**NA**



- $n_p = n_i e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{kT}} \gg n_{no}$
- $p_p = n_i e^{\frac{E_{Fi} - E_{FP}}{kT}} \approx p_{no}$
- $n_p p_p = n_i^2 e^{\frac{E_{Fn} - E_{FP}}{kT}}$

**NA**



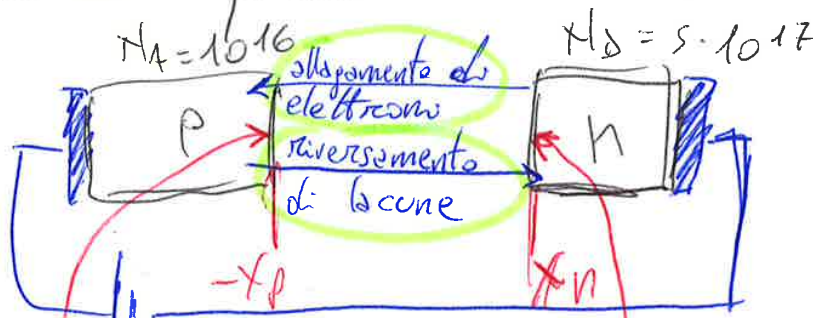
- $n_n = n_i e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{kT}} \approx n_{no}$
- $p_n = n_i e^{\frac{E_{Fi} - E_{FP}}{kT}} \gg p_{no}$
- $n_n p_n = n_i^2 e^{\frac{E_{Fn} - E_{FP}}{kT}}$

Il ragionamento per le lacune è analogo, allora, poiché (91) le lacune devono essere all'equilibrio col reticolo, addentrandoci nella zona di svuotamento, da sinistra verso destra ( $x > x_p$ ), si noterà una diminuzione della concentrazione di lacune. Allora:

$$p_p = n_i e^{\frac{E_{Fi}(x) - E_F}{kT}}$$

$$n_n = n_i e^{\frac{E_F - E_{Fi}(x)}{kT}}$$

Risulta chiaro che, per  $x \in (-x_p, x_n)$ , cioè nella zona di svuotamento, non vale la legge dell'azione di massa, perché il prodotto delle concentrazioni è maggiore che nella condizione di equilibrio. In conclusione:



$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} ; n_p(-x_p) \gg n_{p0}$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} ; p_n(+x_n) \gg p_{n0}$$

A seguito del riversamento di elettroni dalla zona n fino a  $-x_p$  e delle lacune della zona p fino ad  $+x_n$ , ~~inversamente proporzionale~~ direttamente proporzionale all'abbassamento della barriera di potenziale, avremo una nuova quantità di elettroni e lacune, definita da:

$$n_p(-x_p) \gg n_{p0} ; p_n(+x_n) \gg p_{n0}$$



LEGGI DELLA GIUNZIONE

1)  $n_{p0}(-x_p) = n_{p0} = n_i e^{\frac{E_{Fp} - E_{Fi}(-x_p)}{kT}}$

2)  $p_{n0}(+x_n) = p_{n0} = n_i e^{\frac{E_{Fi}(+x_n) - E_{Fn}}{kT}}$

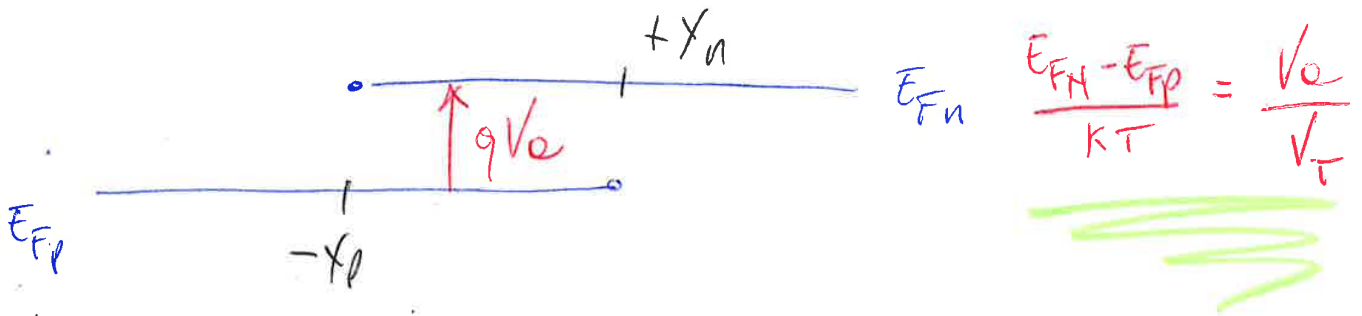
3)  $n_p(-x_p) = n_i e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}(-x_p)}{kT}}$

4)  $p_n(+x_n) = n_i e^{\frac{E_{Fi}(+x_n) - E_{Fp}}{kT}}$

Dalla 1:  $n_i = n_{p0}$  e  $\frac{E_{Fi}(-x_p) - E_{Fp}}{kT} \rightarrow$  3)  $n_p(-x_p) = n_{p0} e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}}$

Dalla 2:  $n_i = p_{n0}$  e  $\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{kT} \rightarrow$  4)  $p_n(+x_n) = p_{n0} e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}}$

Ricordo dall'esempio:



Allora:

3)  $n_p(-x_p) = n_{p0} e^{V_0/V_T}$

4)  $p_n(+x_n) = p_{n0} e^{V_0/V_T}$

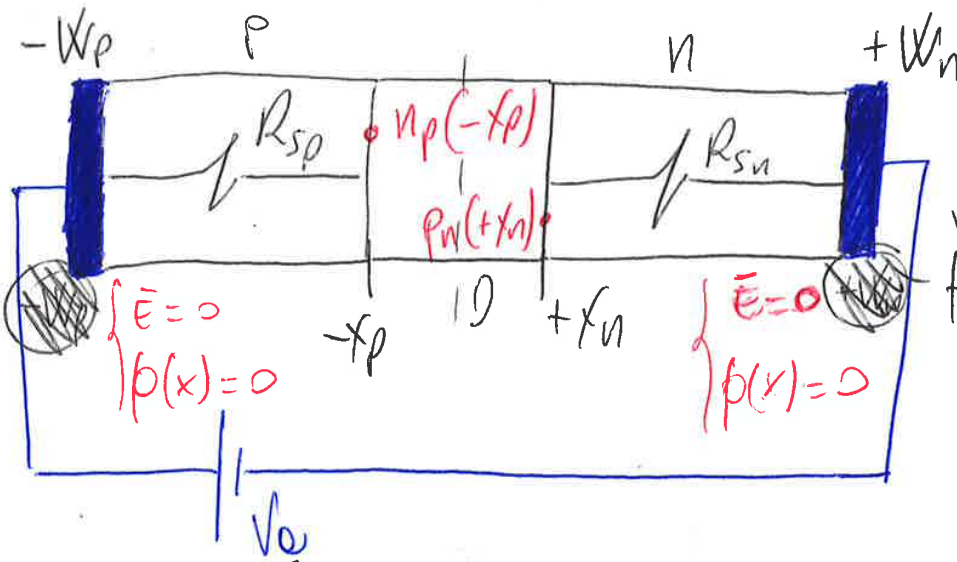
Leggi della Giunzione

Deduco che se ~~si~~ aumento la tensione rispetto all'equilibrio, allora la concentrazione degli elettroni che riescono ad arrivare a  $-x_p$  cresce esponenzialmente rispetto al valore di equilibrio, e analogamente succede per le lacune. Allora **IMPORTANTE!!!**

•  $n_p(-x_p) = n_{p0} e^{V_0/V_T}$  ;  $n'_p(-x_p) = n_p(-x_p) - n_{p0} = n_{p0} (e^{V_0/V_T} - 1) = \frac{n_i^2}{N_A} (e^{V_0/V_T} - 1)$

•  $p_n(+x_n) = p_{n0} e^{V_0/V_T}$  ;  $p'_n(+x_n) = p_n(+x_n) - p_{n0} = p_{n0} (e^{V_0/V_T} - 1) = \frac{n_i^2}{N_D} (e^{V_0/V_T} - 1)$

Eccessi



fino ad ora abbiamo considerato soltanto casi in cui:  $R_{sp} \approx R_{sn} \approx 0$

Con l'ipotesi  $R_{sp} = R_{sn} \approx 0 \Rightarrow V_e = R_i = 0$   
 Allora all'interno della giunzione non si instaura un campo elettrico ( $E=0$ ). Adopero l'ipotesi di quasi neutralità ( $\rho(x)=0$ ) nella zona p, n senza considerare la zona di svuotamento. Usando il modello matematico:

<p><b>p</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\frac{\partial n_p(x)}{\partial t} = + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} - U_n</math></li> <li>• <math>J_n = + q \mu_n n_p E + q D_n \frac{\partial n_p(x)}{\partial x}</math></li> <li>• <math>U_n = \frac{n'_p}{\epsilon_n} = \frac{n_p - n_{p0}}{\epsilon_n}</math></li> </ul> <p><math>\Rightarrow \frac{1}{q} \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} = \frac{n'_p}{\epsilon_n}</math></p> <p><math>\Rightarrow \frac{1}{q} \frac{\partial (q D_n \frac{\partial n_p(x)}{\partial x})}{\partial x} = \frac{n'_p}{\epsilon_n}</math></p> <p><math>\Rightarrow \frac{\partial^2 n_p(x)}{\partial x^2} = \frac{n'_p}{D_n \epsilon_n}</math></p>	<p><b>n</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\frac{\partial p_n(x)}{\partial t} = - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x)}{\partial x} - U_p</math></li> <li>• <math>J_p = + q \mu_p p_n E - q D_p \frac{\partial p_n(x)}{\partial x}</math></li> <li>• <math>U_p = \frac{p'_n}{\epsilon_p} = \frac{p_n - p_{n0}}{\epsilon_p}</math></li> </ul> <p><math>\Rightarrow - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = \frac{p'_n}{\epsilon_p}</math></p> <p><math>\Rightarrow \frac{1}{q} \frac{\partial (q D_p \frac{\partial p_n(x)}{\partial x})}{\partial x} = \frac{p'_n}{\epsilon_p}</math></p> <p><math>\Rightarrow \frac{\partial^2 p_n(x)}{\partial x^2} = \frac{p'_n}{D_p \epsilon_p}</math></p>
--	--