



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1411A -

ANNO: 2015

A P P U N T I

STUDENTE: Stopwatch

MATERIA: Dispositivi Elettronici + Eserc. 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

PROF. PICCININI

CONVULENZA: GIOVEDÌ 11.30 - 13.00

ESAME: SCRITTO DI 2 ORE (2 ESERCIZI)

- 1 ESERCIZIO PIÙ TEORICO - 1 ESERCIZIO PIÙ PRATICO

• ORALE OBBLIGATORIO

(si trova in PDF)

LIBRI: TEORIA → DISPOSITIVI A SEMICONDUZIONE di Simon Sze, Haeupl

ESERCIZI → INTRODUZIONE ALL'ANALISI DEI DISPOSITIVI A SEMICONDUZIONE, Haeupl (-in PDF sul portale)

LEZIONE 29 SBS 16

• MATERIALI USATI IN ELETTRONICA

*² potrebbe

1) CONDUTTORI: Al, Cu, Au, Sn

2) SEMICONDUZIONE: Si, Ge, GaAs (ARSENICO DI GALIO)

3) ISOLANTI: SiO₂ (OSSIDO DI SILICIO), Si₃N₄, HfO₂

Come capire se un materiale sia conduttore, semic. o isolante? In teoria, si *² dedurre dalla configurazione elettronica *³.

Nella pratica, però, non si può fare. Vediamo un esempio:

IV GRUPPO → CRISTALLIZZANO COME IL DIAMANTE

C₆ 1s² 2s² 2p²

Si₁₄ 1s² 2s² 2p⁶ 3s² 3p²

Ge₃₂ 1s² 2s² 2p⁶ 3s² 3p⁶ 3d¹⁰ 4s² 4p²

Sn₅₀ ... 5s² 5p²

*³ del gruppo più esterno

È chiaro che, per esempio i quattro elementi nello stesso gruppo, hanno caratteristiche completamente diverse

ess

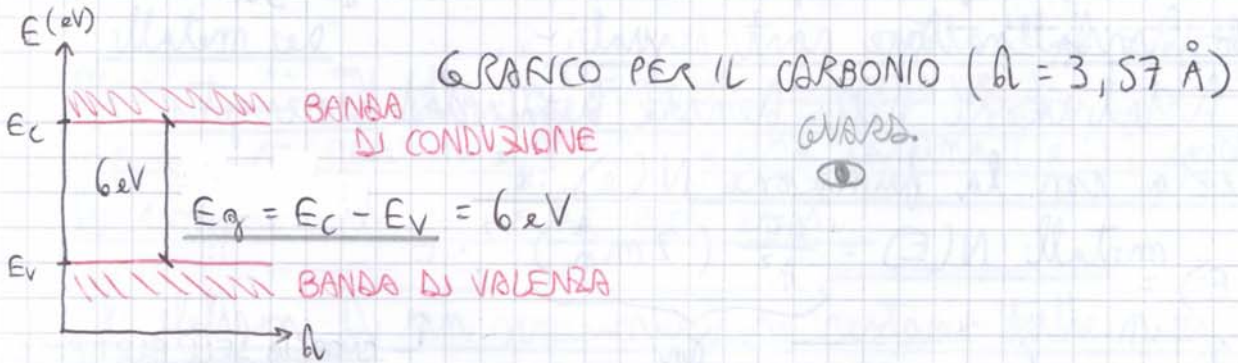


LEZIONE 30 SET 14

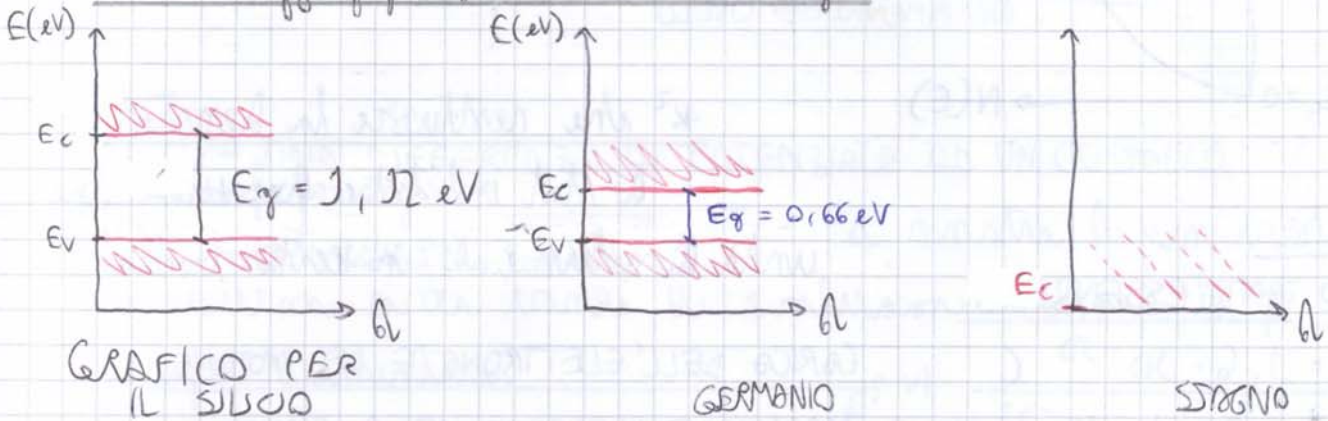
• STRUTTURA A BANDE DEI SOLIDI

Ricorda che la variabile dipendente sia SEMPRE il passo reticolare. *² Chiamiamo il

*² bordo superiore della banda di valenza " E_V ", e il bordo inferiore della banda di conduzione " E_C ".



L'energy gap si indica con E_g .

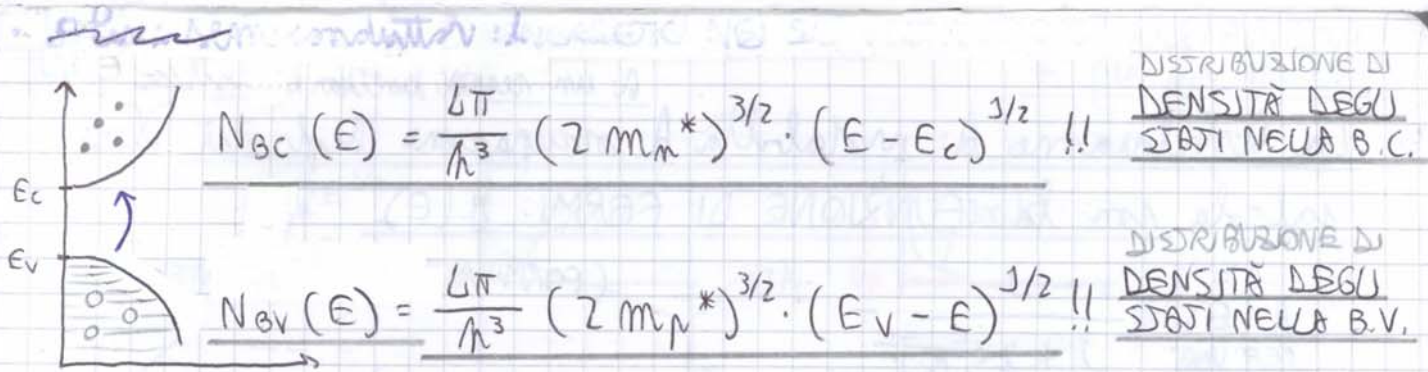


Se un cristallo non ha energy gap (vedi il cristallo di Sn), si usa E_C per indicare l'unica banda energetica.

LGQ | Lo stagno conduce perché sono disponibili livelli energetici poco più alti e occupabili (ossia vuoti).

Un metallo conduce perché c'è un'unica banda parzialmente occupata, che offre quindi livelli energetici immediatamente superiori.

Un isolante ha la banda di due bande: quella di valenza, piena, e quella di conduzione, vuota e separata da un grosso energy gap.



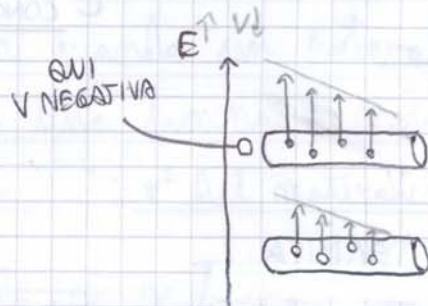
m_m^* è la massa efficace di un elettrone (e^-).

m_p^* è la massa efficace di una lacuna (e^+), entità di comodo che in realtà non esiste.

Gli elettroni di un semiconduttore restano tutti nella banda di valenza solo a 0 K.

- APPLICARE UNA DIFFERENZA DI POTENZIALE AD UN CRISTALLO

Applicando una tensione negativa a sinistra di un cristallo, gli elettroni nella banda di conduzione vedono la propria energia aumentare.



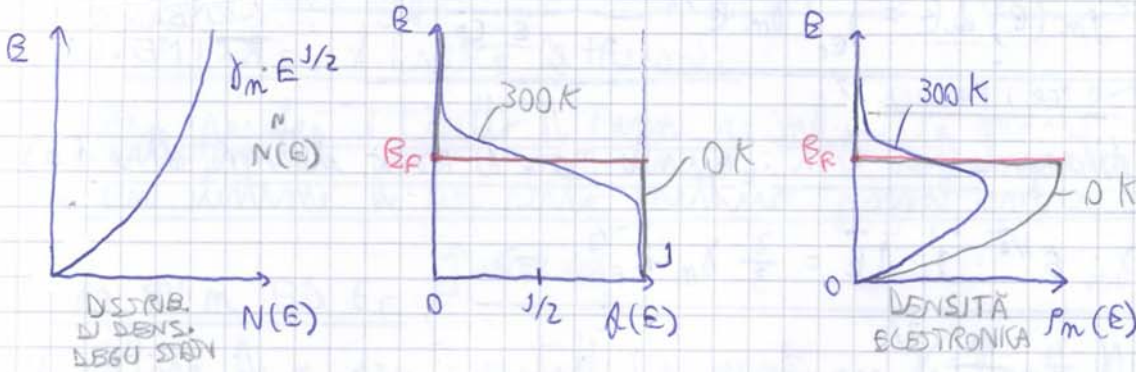
○ = LACUNA • = ELETTRONE

Se la tensione sale, il potenziale scende.

Se la tensione scende, il potenziale sale.

X DENSITÀ DEGLI ELETTRONI NEL METALLO

*⁴ per un metallo



All'aumentare della temperatura la formula $P_n(E)$ resterà valida per i livelli oltre E_F , "appartenendo" la comparsa.

A 0 K, se calcolo l'integrale da 0 a E_F ottengo il valore n , che



(e^-/m^3) n è la concentrazione degli elettroni in banda di conduzione.

ossia il numero di elettroni al m^3 in banda di conduzione. *³

per i metalli che per i semiconduttori. A 0 K posso calcolarlo integrando $P_n(E)$ da 0 a E_F . *³ Questa quantità è definita con

X L'EFFETTO FOTOELETTRICO (o EMISSIONE DA CATODO FREDDO)

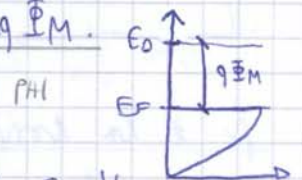
L'effetto fotoelettrico si realizza quando un fotone di frequenza sufficientemente elevata colpisce una lamina di metallo e fa emettere ad essa un elettrone

*² del materiale in cui si trova

Def. Un elettrone che possiede si trova ad un'energia pari o superiore all'ENERGIA DEL VUOTO (E_0) *² è considerato non più parte del reticolo cristallino del solido

Def. Il LAVORO DI ESTRAZIONE (o WORKING FUNCTION) è la minima energia che a 0 K devo fornire ad un cristallo per estrarre un mio elettrone, e si indica con ϕ_M .

$\phi_M = E_0 - E_F$



In metalli come Pt, Cu, Al il L.D. BSR è di circa 6-5 eV.

LEZIONE 6 OTT 21

N.B. A 0K in un metallo l'elettrone più energetico si trova nel livello E_F , il Livello di Fermi.

In altre parole, il Livello di Fermi indica la massima energia che un elettrone di un certo metallo possa avere a 0 K.

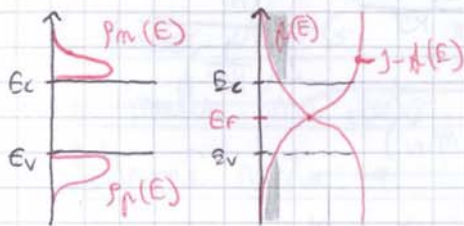
× EXTRA SU m ED E_F ↑ ANCHE QUESTO

Il valore di m per i metalli (e quindi per la banda di conduzione) non cambia al variare della temperatura.

Anche il valore di E_F per i vari metalli non cambia al variare della temperatura.

(X PROSEGUENDO IL PARAGRAFO PRECEDENTE)

Calcoliamo n in BC e p in BV (Misiamo Si a 300 K come esempio):



$$n = \int_{E_c}^{\infty} \gamma_m (E - E_c)^{3/2} \cdot f(E) \cdot dE$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} \gamma_p (E_v - E)^{3/2} \cdot f(E) \cdot dE$$

(M)

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

0,56

ENERGY GAP

SILICIO A 300K

$E > E_c \Rightarrow E - E_F \gg \frac{E_g}{2}$

$\frac{E - E_F}{kT} > 20$ con $T = 300 K$
 $E_g = 1,12 eV$

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

$kT |_{300K} = 26 meV$ è circa 2,5

(N)

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

INFATTI È NEGATIVO

$E < E_v \Rightarrow E - E_F \ll -\frac{E_g}{2}$

$\frac{E - E_F}{kT} < -20$ con $T = 300 K$
 $E_g = 1,12 eV$

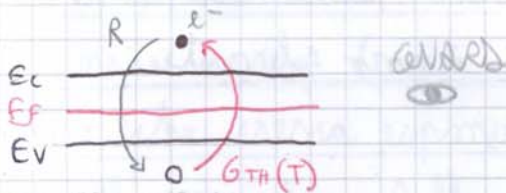
$$1 - f(E) \approx e^{\frac{E - E_F}{kT}}$$

$$\frac{1}{e^{20}} / \left(1 + \frac{1}{e^{20}} \right) = \frac{1}{e^{20} + 1} \approx \frac{1}{e^{20}} \approx 0$$

X SEMICONDUCTORI INTRINSECO

I semiconduttori puri, o "Non drogati" sono detti INTRINSECO.
Tutte le grandezze ed i valori relativi a semiconduttori intrinseci
prendono il pedice i .

Es: $n \rightarrow n_i$ $p \rightarrow p_i$ $E_f \rightarrow E_{f_i}$ | U_{EB}



PER TUTTI I TIPI DI
SEMIC, PURCHI, $n_i =$
L'EQUAZIONE

(la parentesi indica la dipendenza dalla T)

G_{TH} è la generazione termica, R è la ricombinazione (il ritorno del e^- in BV).

A qualsiasi temperatura la G_{TH} e la R sono perfettamente bilanciati.

Il fatto che $G_{TH}(T) = R$ non significa che la densità di e^- in BV sia nulla, ma solo che sia costante. In altre parole il singolo elettrone resta in banda di conduzione per pochi nanosecondi, per poi vedere il posto ad un altro elettrone in arrivo dalla BV.

In simboli: $R = G_{TH}(T) \rightarrow n_i, p_i(T)$ costanti

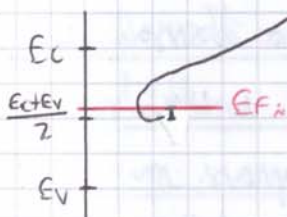
$\rightarrow n_i(T) = p_i(T) = \text{costante}$ *²:

$$n_i(T) = p_i(T) \Rightarrow N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_{f_i}}{kT}} = N_v \cdot e^{-\frac{E_{f_i} - E_v}{kT}} \Rightarrow$$

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

$$E_{f_i} = \frac{E_v + E_c}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right)^{3/2} = \frac{E_v + E_c}{2} + \frac{3}{4} kT \cdot \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right)$$

Il $\frac{3}{4}$ ecc sposta E_{f_i} leggermente oltre la metà:



Tuttavia approssimiamo comunque:

$$E_{f_i} \approx \frac{E_v + E_c}{2}$$

ENERGIA DI
RIFERIMENTO

x CALCOLO DI n_i E p_i

Nei semiconduttori intrinseci vale: $n_i(T) = p_i(T)$

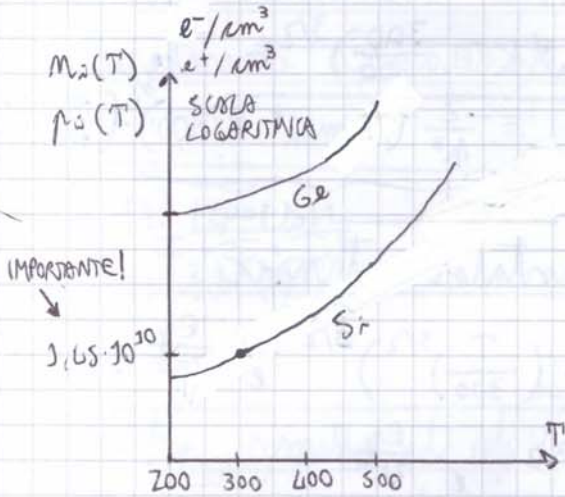
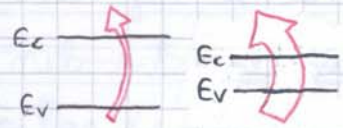
$$n_i \cdot p_i = n_i^2 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_{F_i}}{kT}} \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_{F_i} - E_v}{kT}}$$

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

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

CONCENTRAZIONE DEI PORTATORI INTRINSECI

L'esponente di e dice che n_i sia inversamente proporzionale a E_g (più E_g è grande, più la G_{TH} sarà ridotta) e che cresce esponenzialmente all'aumentare della temperatura T .

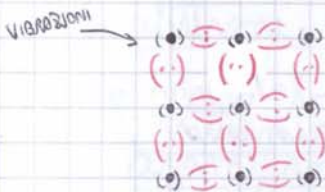


n_i per alcuni s.c. intrin:

$$Si \begin{cases} E_g = 1,12 \text{ eV} \\ n_i(300) = 1,65 \cdot 10^{10} \text{ e}^-/\text{cm}^3 \end{cases}$$

$$Ge \begin{cases} E_g = 0,66 \text{ eV} \\ n_i(300) = 10^{23} \text{ e}^-/\text{cm}^3 \end{cases}$$

Come avviene la generazione termica a livello di reticolo?



~~Quando un elettrone attraversa un legame covalente, esso si sposta in BC.~~

L'energia vibratoria di un atomo può indurre la liberazione di un elettrone, il quale si sposta in BC.

L'incompletezza del legame covalente dà origine all'elettrone si è allontanato

Il reticolo cristallino del silicio è:

La densità atomica del reticolo cristallino è:

$$D = \frac{8 \cdot \frac{1}{8} + 6 \cdot \frac{1}{2} + 6}{(5,63 \cdot 10^{-8})^3} = 6,9 \cdot 10^{22} \text{ atomi/cm}^3$$



costituisce una base

X SEMICONDUCTORI DROGATI

Il drogaggio avviene in due modi:

- 1) inserendo impurità che aumentano il numero di elettroni in BC;
- 2) inserendo impurità che aumentano il numero di lacune in BV.

PIÙ e^- IN BC

PIÙ e^+ IN BV

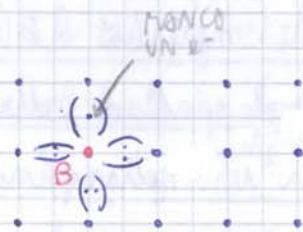
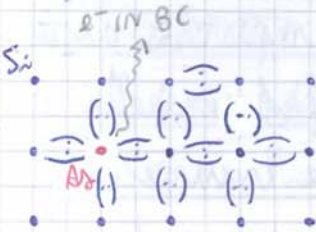
Droganti per il Silicio che aumentano il numero di e^- in BC sono:

As, P

Droganti per il Silicio che aumentano il numero di lacune in BV sono:

B, In.

Gli atomi di tali elementi vengono inseriti nel reticolo di silicio con un meccanismo sostituzionale: gli atomi di silicio vengono letteralmente rimpiazzati da quelli di impurità.



*³ energetico richiesto per raggiungere il livello più appropriato da elemento dell'e = energia richiesta.

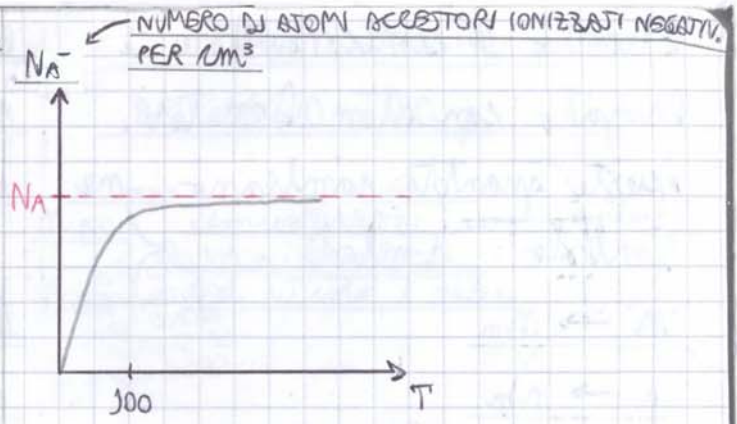
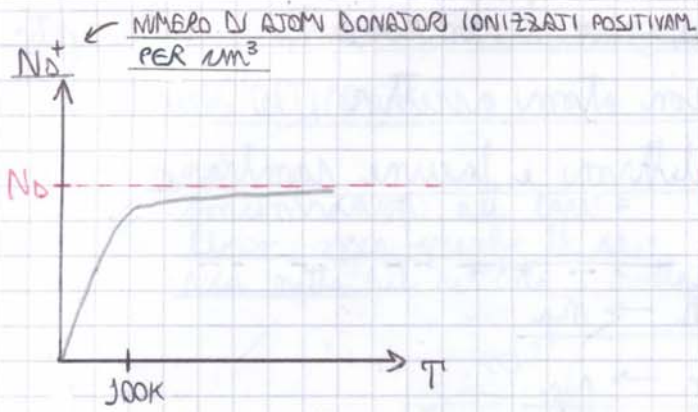
L'As ha, rispetto al silicio, un elettrone in più che non condivide in un legame covalente. Tale elettrone, quindi, è molto meno vincolato rispetto a quelli nei legami covalenti, e può per tanto passare in BC con un salto energetico molto piccolo, realizzando la cosiddetta "ionizzazione delle impurità".

*² elettrone da parte del Boro è anch'essa

Il B ha, rispetto al silicio, un elettrone in meno e quindi uno dei legami covalenti è incompleto. Questa incompletanza richiama un elettrone vicino a completare il legame, provocando così la formazione di una lacuna nel reticolo di silicio.

La natura di un *² detto "ionizzazione delle impurità".

Il Boro ha ^{infatti} uno stato libero e questo viene occupato da un elettrone di Silicio perché il salto *³

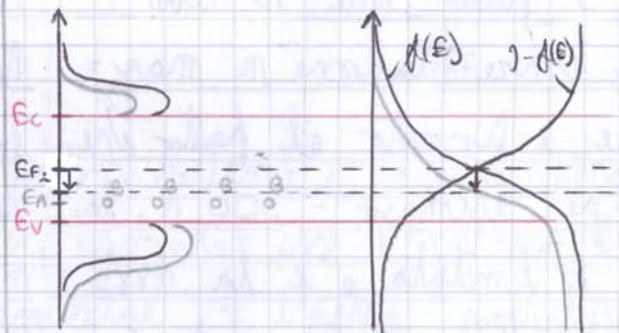
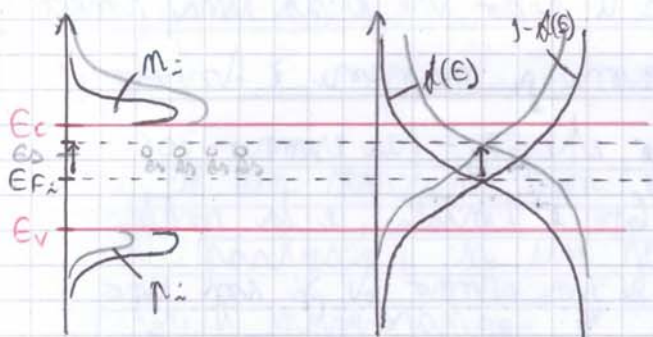


*⁵ A causa di tale spostamento il livello di Fermi in un semiconduttore drogato con atomi accettori è più basso rispetto al semiconduttore intrinseco.

Se il drogante è buono ($E_a =$ ordine di meV) oltre $\approx 300 K$ si ha una completa ionizzazione (ossia $N_D^+ \approx N_D$ e $N_A^- \approx N_A$).

Come viene influenzato il livello di Fermi dal drogaggio?

Prendiamo il caso intrinseco.



*⁴ La lacuna in BV risulta più bassa. Queste alterazioni trovano dimostrazione se si sposta verso l'alto la distribuzione di Fermi. A causa di tale spostamento il livello di Fermi in un conduttore drogato con atomi donatori è più alto rispetto al semiconduttore intrinseco.

*³ rispetto al semiconduttore intrinseco

Gli atomi di arsenico forniscono elettroni extra, ma quando sono ionizzati non sostituiscono lacune, quindi

*³ la concentrazione di elettroni in BC risulta più alta e la concentrazione *⁴

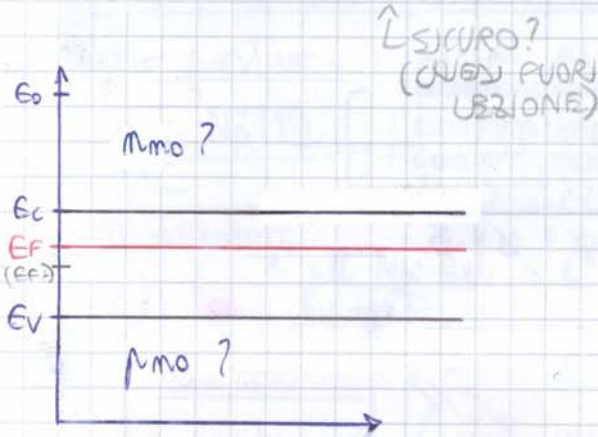
Gli atomi di Boro producono lacune extra, ma quando sono ionizzati non sostituiscono equivalenti di elettroni, quindi rispetto al semiconduttore intrinseco la

concentrazione di elettroni in BC risulta più bassa e la concentrazione di lacune in BV risulta più alta. Queste alterazioni trovano dimostrazione se si sposta verso il basso la distribuzione di Fermi. *⁵

LEZIONE 13 OTT II

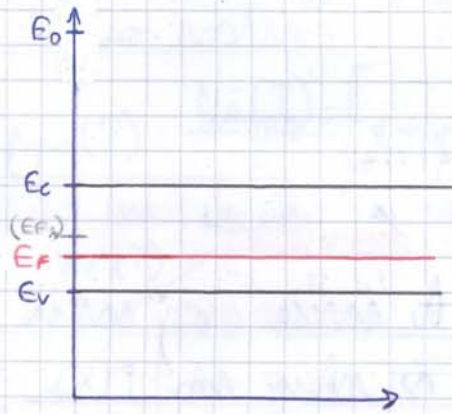
DROGGGIO TIPO n

n_{mo} } concentrazione all'equilibrio, ossia quando la carica netta del reticolo è nulla.
 p_{mo} }



DROGGGIO TIPO p

n_{po} } concentrazione all'equilibrio, ossia quando la carica netta del reticolo è nulla.
 p_{po} }



Mentre in un semiconduttore non drogato elettroni e lacune sono in rapporto paritario, in un semic. drogato essi diventano l'uno "portatori di maggioranza" o "majoritari" e l'altro "portatori di minoranza" o "minoritari", o viceversa.

Col drogaggio, infatti, non è possibile aumentare entrambe le concentrazioni allo stesso tempo.

Questo è confermato dalla Legge di Azione di Massa, che ^{*3}:

$$n_{mo} \cdot p_{mo} = n_i^2(T) = (1,65 \cdot 10^{10})^2 \quad n_{po} \cdot p_{po} = n_i^2(T) = (1,65 \cdot 10^{10})^2$$

^{*3} ne vede in relazione di proporzionalità inversa

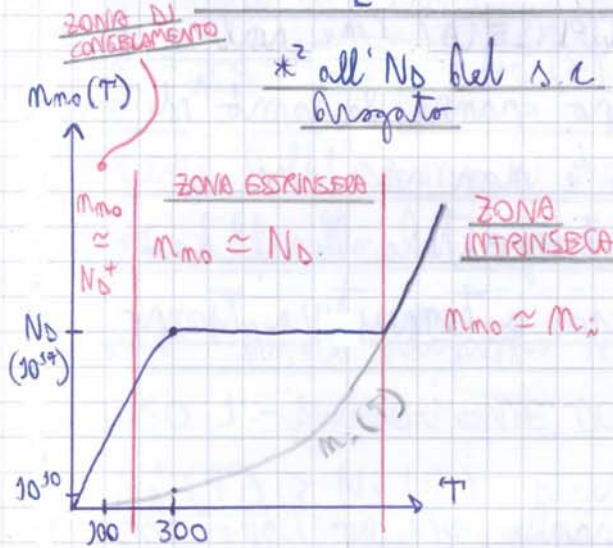
le concentrazioni

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

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

Le concentrazioni sono sempre positive, quindi consideriamo solo il caso positivo:

$$n_{mo}(T) = \frac{N_D^+(T)}{2} \cdot \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2n_i(T)}{N_D^+(T)}\right)^2} \right]$$

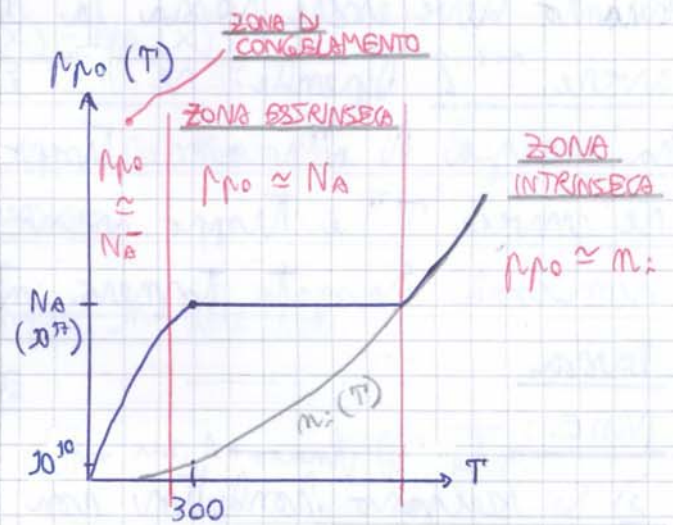


$$p_{po}^2 - N_A^-(T) \cdot p_{po} - n_i^2(T) = 0$$

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

Le concentrazioni sono sempre positive, quindi consideriamo solo il caso positivo:

$$p_{po}(T) = \frac{N_A^-(T)}{2} \cdot \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2n_i(T)}{N_A^-(T)}\right)^2} \right]$$



Mentre la concentrazione di elettroni

è: nel s.c. intrinseco è molto

piccola rispetto n_i^2 a 300 K,

a temperature molto alte è

invece molto grande e il

s.c. drogato è approssimabile

per comportamento al s.c.

intrinseco.

A temperature molto basse sia N_D^+

che n_i sono molto piccole, ma

N_D^+ è la più grande delle due a

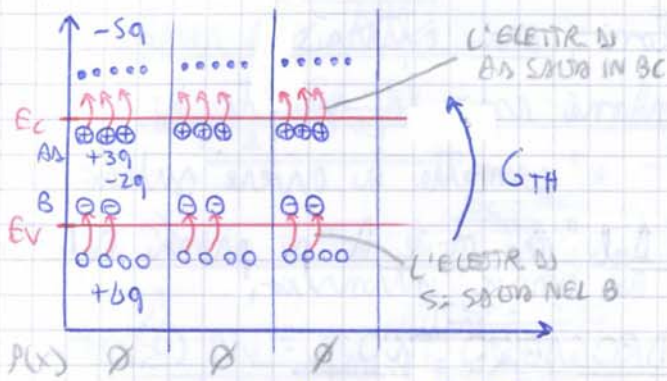
causa del minore salto energetico.

La "zona estrinseca" è quella in cui il semiconduttore risulta utile per n_i !

← ANALOGO CON CACCINZE,
NA E NA

mostri utliss

X COMPENSAZIONE IMPURITÀ DROGANTI



Disegniamo un semiconduttore con impurità donatrici ed m = impurità accettrici.

N_D^+ e N_A^- sono cariche fisse.
 p e n sono concentrazioni mobili.

L'equazione di neutralità è:

$$p(x) = +q \cdot (p(x) + N_D^+(x) - n(x) - N_A^-(x)) = 0$$

La Legge dell'azione di massa è: $p \cdot n = n_i^2$
 perché il Livello di Fermi resta unico.

Questo "doppio drogaggio" si distingue in due casi:

□ CASO 1 - MAGGIORMENTE DONATORE

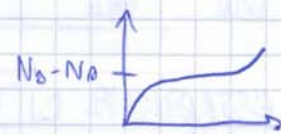
$N_D^+(T) > N_A^-(T)$ perché ci sono più droganti donatori

Posto $N_D'(T) = N_D^+(T) - N_A^-(T)$, vale:

$$p_{no} + N_D'(T) - n_{no} = 0$$

Resta invariata $p_{no} \cdot n_{no} = n_i^2(T)$.

Es Se $N_D = 10^{17} / \text{cm}^{-3}$ e $N_A = 10^{16} / \text{cm}^{-3}$ è come se
 $N_D' = 9 \cdot 10^{16} / \text{cm}^{-3}$



GUARDA

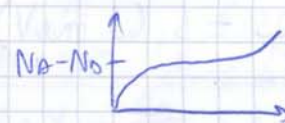
□ CASO 2 - MAGGIORMENTE ACCETTORE

$N_A^-(T) > N_D^+(T)$ perché ci sono più droganti accettori

Posto $N_A'(T) = N_A^-(T) - N_D^+(T)$, vale:

$$p_{po} - n_{po} - N_A'(T) = 0$$

Resta invariata $p_{po} \cdot n_{po} = n_i^2(T)$



GUARDA

↘

X EQUAZIONI DI SHOCKLEY

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

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

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

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

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

Dalla 4) $N_v = n_i \cdot e^{\frac{E_{Fi} - E_v}{kT}} \quad (6)$

Sostituisco la (5) nella (1):

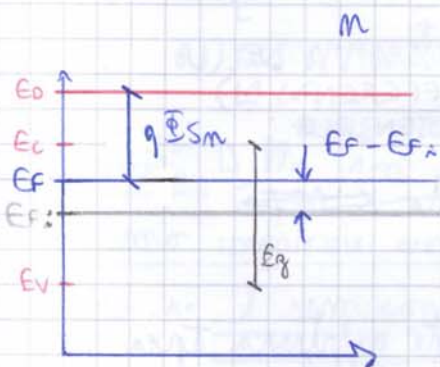
$$n = n_i \cdot e^{\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} = n_i \cdot e^{\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}} \quad \text{1° EQ. DI SHOCKLEY !!!}$$

Sostituisco la (6) nella (2):

$$p = n_i \cdot e^{\frac{E_{Fi} - E_v}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}} = n_i \cdot e^{\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}} \quad \text{2° EQ. DI SHOCKLEY !!!}$$

Le due equazioni hanno i seguenti vantaggi:

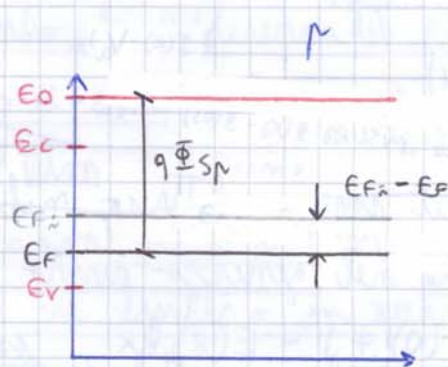
- i) c'è una sola costante da ricordare ($n_i = 1,65 \cdot 10^{10}$), invece di due (N_c ed N_v);
- ii) l'unico livello energetico di riferimento è E_{Fi} ;
- iii) le equazioni hanno lo stesso esponente (salvo un segno), per un'espressione simmetrica.



$$n_{no} \approx N_D = n_i \cdot e^{\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}}$$

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

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



$$p_{po} \approx N_A = n_i \cdot e^{\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}}$$

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

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

N.B. Quando parliamo di differenza di potenziale, ci riferiamo alla differenza di potenziale sul singolo elettrone

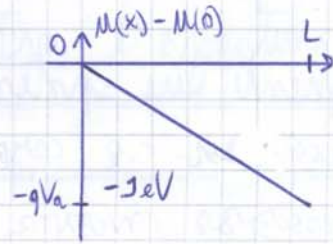
Che valore ha la forza elettrica esercitata sull'elettrone? vale:

$$F = -q \cdot E = +q \cdot \frac{V_a}{L}$$

L'energia potenziale dell'elettrone è:

$$U(x) = U(0) + \int_0^x -F dx$$

$$U(x) - U(0) = -q \frac{V_a}{L} \cdot x$$

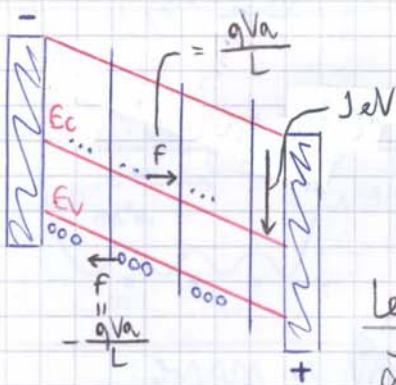


$$V = \frac{E_p}{-q} \leftarrow V.A$$

SECONDO PERCORRIBO ELETTRONICA

È chiaro che il diagramma dell'energia potenziale dell'elettrone è sia solo dilatato rispetto a quello della differenza di potenziale a cui è sottoposto, con la misurazione in eV sostituita da quella in Volt

Questa è una rappresentazione del diagramma a bande per gli elettroni: questi sono indotti a "scivolare" lungo la differenza di potenziale; entrano nel metallo, sono trasportati lungo il cavo e "riappaiono" a sinistra nel semiconduttore.



Le lacune "galleggiano" da destra verso sinistra risalendo la differenza di potenziale (in realtà per loro è una discesa).

In virtù della coesistenza fra elettroni e lacune entranti e fra n^s possiamo supporre che le concentrazioni n e p restino costanti anche se il semiconduttore non è in equilibrio in quanto sottoposto a una d.c. p. n^s elettroni e lacune uscenti

→ ma quando arrivano al metallo si annichilano, perché un elettrone ne ha occupato il vuoto rientrando da sinistra.


A questo punto come "far riapparire" le lacune spente?

Quando osserviamo le densità di corrente come:

$$j_n = -q \cdot n \cdot \overline{v_{DRIFT, n}}$$

$$j_p = +q \cdot p \cdot \overline{v_{DRIFT, p}}$$

$$\frac{e^-}{\vec{E} \times \vec{OC}}$$

N.B. Quando la tensione applicata è positiva l'armatura /- polo positivo "scendono". 

LEZIONE 20 OTT 12

X MOBILITÀ DEI PORTATORI

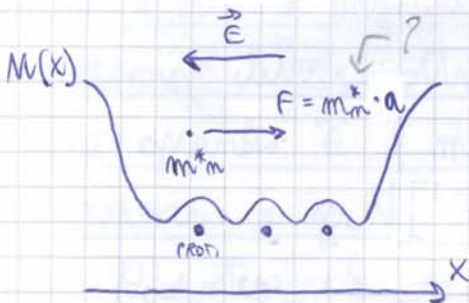
Il nostro obiettivo è trovare le $\overline{v_{DRIFT, n}}$ e $\overline{v_{DRIFT, p}}$.

Prima il reticolo del cristallo è periodico

Affinché gli elettroni del cristallo restino confinati in esso è necessario che esso possieda una funzione di ENERGIA POTENZ =

$U(x)$

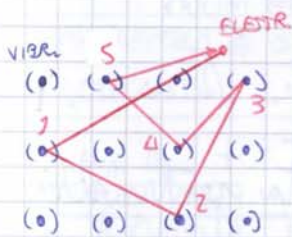
Prima inoltre il reticolo è periodico e contiene cariche positive, $U(x)$ nel cristallo sarà anch'essa periodica



$U(x)$ è positivo?

PER L'ELETTRONE IL POTENZIALE SAREBBE PIU' BASSO VICINO AL PROTONE. DISEGNAMO IL POT. SENZA RIFERIRLO ALL' e^- , OK, MA ALLORA I MURI DI POTENZIALE, ALRE, IN AVANTO SAREBANO POSITIVI, DOVREBBERO ESSERE BUCHE PER L'ELETTRONE... (PAG 1 LEZIONE)

Se il reticolo è molto grande ~~il elettrone~~ è come se l'elettrone = me si muovesse nel vuoto, per cui ne consideriamo la massa in movimento: la massa efficace m^* .



Il moto termico dell'elettrone può tranquillamente spostare il elettrone al punto di partenza dopo una serie di collisioni.

Definiamo il CAMMINO LIBERO MESSO λ come la distanza percorsa dall'elettrone fra due urti successivi.

LL

Per le lacune valgono relazioni analoghi:

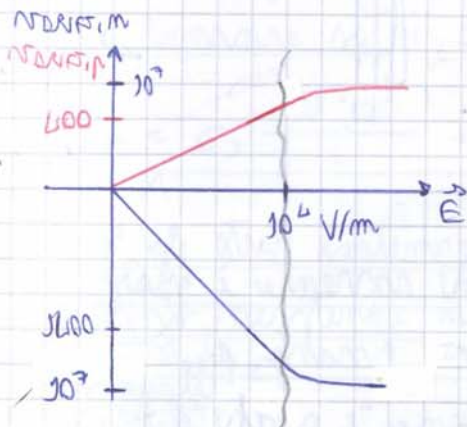
$$F \tau_p = m_p^* \bar{v}_{DRIFT,p}$$

$$qE \cdot \tau_p = m_p^* \bar{v}_{DRIFT,p}$$

$$\bar{v}_{DRIFT,p} = + \frac{q \tau_p}{m_p^*} \cdot E$$

$\mu_p =$ MOBILITÀ DELLE LACUNE

Per il Si poco drogato e con un buon reticolo $\bar{v}_{DRIFT,n}$ vale circa 1600 cm/s, mentre $\bar{v}_{DRIFT,p}$ vale 600. A 300K



Il valore limite del campo elettrico, oltre il quale le \bar{v}_{DRIFT} non crescono, è di 10^4 V/m.

Elettroni e lacune infatti, a quel valore, a "saturare" la propria velocità.

Si dice quindi che a 10^4 V/m il semiconduttore entra in "saturazione di velocità".

Perché il nostro modello non è più corretto oltre 10^4 V/m per campi elettrici oltre 10^4 V/m?

Perché quando E è molto alto il tempo medio fra due urti diminuisce, e quindi il ipotesi che il resti costante, e con essa il ipotesi che $\bar{v}_{DRIFT} \ll v_{TH}$ vale, e la \bar{v}_{DRIFT} assume tutti altro valore rispetto al previsto.

X CORRENTI DI TRASPORTAMENTO $- \mu_n \cdot E = \bar{v}_{DRIFT,n}$

$$j_{n,DRIFT} = -q n \bar{v}_{DRIFT,n} = +q \mu_n \cdot n \cdot E$$

$$j_{p,DRIFT} = +q p \bar{v}_{DRIFT,p} = +q \mu_p \cdot p \cdot E$$

Nel semiconduttore intrinseco: $j_{TOT,DRIFT} = j_{n,DRIFT} + j_{p,DRIFT} =$

$$= (q \mu_n n_i + q \mu_p \cdot p_i) \cdot E$$

σ SOMMA, LA CONDUCEVITÀ ELETTRICA

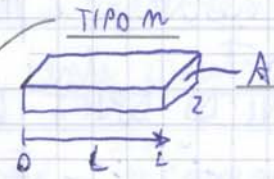
Questa formula è proprio: $j = \sigma \cdot E$



Quindi in un materiale si possono avere più valori per la resistenza = R_{12} , ad esempio calcolata sulla lunghezza L :

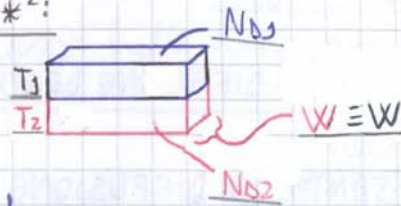
$$R_{12} = \rho_m \frac{L}{A} = \frac{\rho}{\sigma_m} \cdot \frac{L}{A}$$

$$G_{12} = \sigma_m \frac{A}{L}$$



La conduttanza è preferibile perché un semiconduttore può non essere drogato in modo uniforme, e la conduttanza è più facile da ricavare se la corrente attraversa $*^2$:

$$G_{12} = \sigma_1 \frac{W \cdot T_1}{L} + \sigma_2 \frac{W \cdot T_2}{L}$$



$*^2$ gli strati contemporaneamente (perché sono resistenze in parallelo):

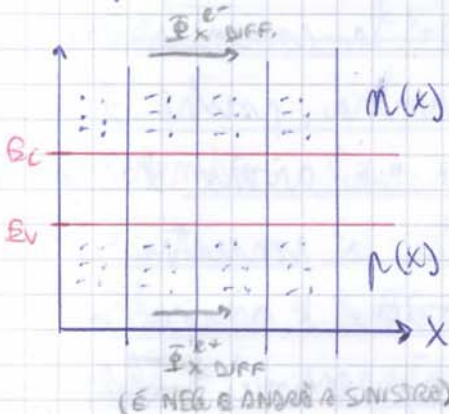
$*^2$ situazioni in cui le concentrazioni dei portatori sono tali da permettere di calcolare le correnti, ricavando.

X CORRENTI DI DIFFUSIONE

Nei metalli le variazioni di concentrazione non sono tali

da permettere di calcolare correnti di diffusione. Invece in un semi-

conduttore tali correnti sono sempre calcolabili poiché si sono in pratica un infinito di $*^2$



$$\Phi_{x \text{ DIFF}}^{e-} = -D_n \frac{\delta n(x)}{\delta x}$$

$$\Phi_{x \text{ DIFF}}^{e+} = -D_p \frac{\delta p(x)}{\delta x}$$

D_n e D_p sono le COSTANTI DI DIFFUSIONE degli elettroni e delle lacune.

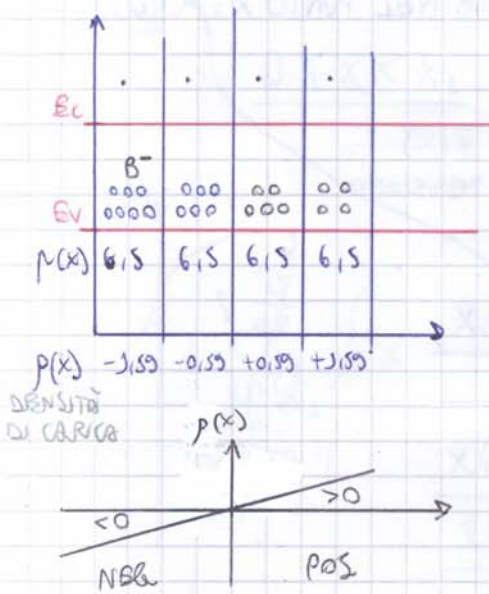
$$j_{m \text{ DIFF}} = -q \Phi_{x \text{ DIFF}}^{e-} = +q D_n \frac{\delta n(x)}{\delta x}$$

$$j_{p \text{ DIFF}} = +q \Phi_{x \text{ DIFF}}^{e+} = -q D_p \frac{\delta p(x)}{\delta x}$$

In un semi. abbiamo quindi 4 correnti possibili: due di tra-
scinamento e due di diffusione.

È chiaro quindi che nei metalli non ci sono correnti di diffusione perché ci sono talmente tanti elettroni in BC (tutti) che la con-

Al tempo $t = \infty$, ossia quando le concentrazioni n sono re = equilibrate, varie sezioni del semiconduttore (il quale è drogato non uniformemente) non sono più elettricamente neutre.



La non uniformità di drogaggio $p_{no} =$ ovvero non-uniformità dei portatori; questa genera una corrente di diffusione dei portatori (si mostra nella carica), e nascono così delle zone non neutre.

↑ GIÀ STUDIATO POCO SOPRA E POCO PRIMA

//

X EQUAZIONE DI POISSON

$$\frac{\partial^2 \Phi(x)}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}$$

$\delta =$ "DE PERBIMUS"

$\Phi(x)$ è la Tensione "TENSIONE IN X"

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

ϵ_s è la costante dielettrica del semic.

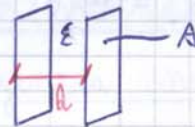
Ad esempio: $\epsilon_s \epsilon_{Si} = \epsilon_r \epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0$ COSTANTE DIELETTRICA RELATIVA (PER ϵ_{Si} È 11,7)

$\epsilon_s \epsilon_{SiO_2} = \epsilon_r \epsilon_{SiO_2} \cdot \epsilon_0$ (PER ϵ_{SiO_2} È 3,9)

Risulta: $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$ | LEGG.

Risulta: la capacità di un condensatore a piastre piane e parallele

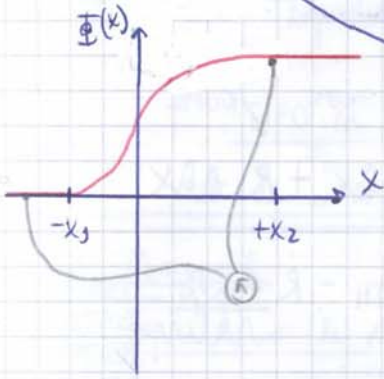
è $C_T = A \cdot \frac{\epsilon}{d}$



N.B. In un semiconduttore drogato per i maggioritari conta soprattutto = tutta la corrente di trasciamamento e per i minoritari conta soprattutto = tutta la corrente di diffusione

Calcoliamo ora $\Phi(x)$.

$$\Phi(x) \begin{cases} -\infty < x \leq -x_1 & \Phi(x) = \Phi(-\infty) + \int_{-\infty}^x -0 dx = 0 \\ -x_1 < x \leq 0 & \Phi(x) = \Phi(-x_1) + \int_{-x_1}^x + \frac{\rho_1}{\epsilon_s} (x+x_1) dx = \\ & = 0 + \frac{\rho_1}{\epsilon_s} \frac{(x+x_1)^2}{2} \\ 0 < x < x_2 & \Phi(x) = \Phi(0) + \int_0^x \left(\frac{\rho_1}{\epsilon_s} x_1 - \frac{\rho_2}{\epsilon_s} x \right) dx = \\ & = \frac{\rho_1}{\epsilon_s} \cdot \frac{x_1^2}{2} + \frac{\rho_1}{\epsilon_s} x_1 x - \frac{\rho_2}{\epsilon_s} \frac{x^2}{2} \\ x_2 < x < +\infty & \Phi(x) = \Phi(x_2) + \int_{x_2}^x 0 dx = \Phi(x_2) \end{cases}$$

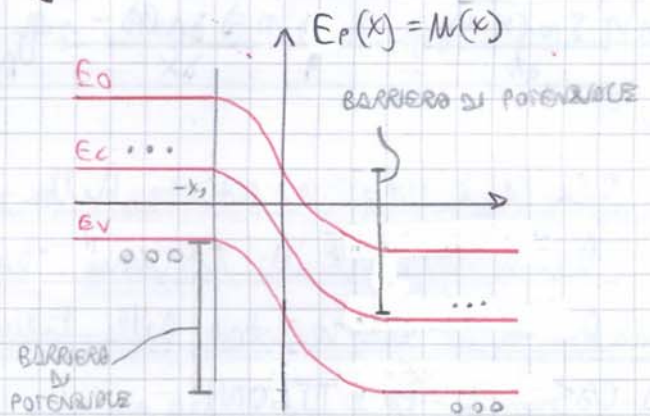
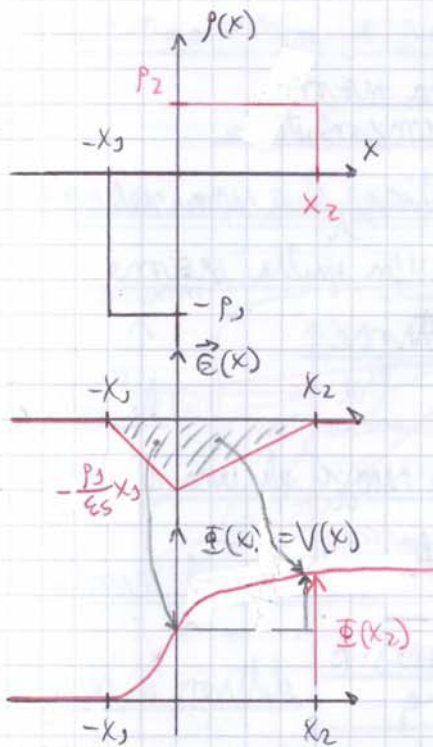


$$\Phi(0) = \frac{\rho_1}{\epsilon_s} \cdot \frac{x_1^2}{2}$$

$$\Phi(x_2) = \frac{\rho_1}{\epsilon_s} \frac{x_1^2}{2} + \frac{\rho_2}{\epsilon_s} \frac{x_2^2}{2}$$

LEZIONE 22 OTT 12

X BARRIERA DI POTENZIALE DERIVANTE DA DROGGAGGIO NON-UNIFORME



La presenza di un potenziale interno genera una barriera di potenziale che impedisce agli elettroni che si trovano oltre x_2 di spostarsi nel verso di x_1 .

(Vedi) SPIEGAZIONI

La formula per gli elettroni è:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = + \frac{j}{q} \cdot \frac{\partial j_n(x)}{\partial x} - \nabla n \quad !!!$$

X MODELLO DI RICOMBINAZIONE

Perché all'equilibrio $G_{TH} = R$, allora all'equilibrio $V_m = V_p = 0$.

E fuori equilibrio? Valiamo:

TIPO n

All'equilibrio le concentrazioni

sono n_{mo} e p_{mo} .

Fuori equilibrio le concentrazioni

sono n_m e p_m .

Quindi fuori equilibrio definiamo

gli eccessi di portatori rispetto
all'equilibrio come:

$n_m - n_{mo} = n'_m$ e $p_m - p_{mo} = p'_m$

TIPO p

All'equilibrio le concentrazioni

sono n_{po} e p_{po} .

Fuori equilibrio le concentrazioni

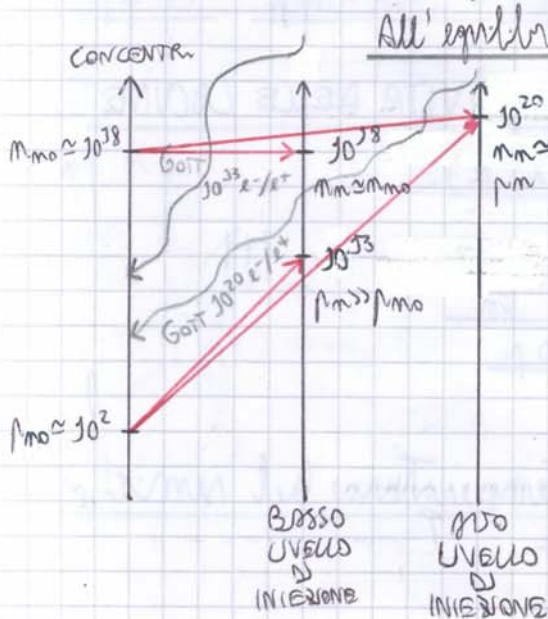
sono n_p e p_p .

Quindi fuori equilibrio definiamo

gli eccessi di portatori rispetto
all'equilibrio come:

$n_p - n_{po} = n'_p$ e $p_p - p_{po} = p'_p$

Consideriamo un semiconduttore di tipo n, con $N_D = 10^{18}$ droganti/cm³.



All'equilibrio: $n_{mo} \approx N_D$ $p_{mo} = \frac{n_i^2}{n_{mo}} \approx 10^2$

Immettiamo il semic. con una radiazione
che genera per G_01T 10^{23} coppie e⁻/e⁺.
Abbiamo trovato un BASSO LIVELLO DI
INIEZIONE del semic.

n_m resta quasi identico ad n_{mo} , mentre
 p_m cresce molto rispetto a p_{mo} , raggiun-
gendo il valore 10^{20} .

Questo nuovo stato delle concentrazioni
è detto BASSO LIVELLO DI INIEZIONE del
semiconduttore.

LEZIONE 27 OTT 14

DI COPERTINA

X MODELLO MATEMATICO DEI SEMICONDUCTORI (FOTOCOPIA E ATTACCA IN FRONTE)

$$\left. \begin{aligned} j_m &= +q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E + q D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \\ j_p &= +q \cdot \mu_p \cdot p \cdot E - q D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \right\} \text{EQUAZIONI DI DRIFT-DIFFUSION}$$

$$\left. \begin{aligned} D_n &= V_T \mu_n \\ D_p &= V_T \mu_p \end{aligned} \right\} \text{EQUAZIONI DI EINSTEIN}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} &= +\frac{j}{q} \cdot \frac{\partial j_m}{\partial x} - U_n \\ \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} &= -\frac{j}{q} \cdot \frac{\partial j_p}{\partial x} - U_p \end{aligned} \right\} \text{EQUAZIONI DI CONTINUITÀ}$$

$$\left. \begin{aligned} U_n &= \frac{n'}{\tau_n} \\ U_p &= \frac{p'}{\tau_p} \end{aligned} \right\} \text{MODELLO DI RICOMBINAZIONE}$$

Dalla sostituzione delle eq. di drift-diffusion nelle eq. di continuità ricaviamo $n(x,t)$ e $p(x,t)$. LE METTO QUI

$$\rho(x,t) = +q \cdot (p(x,t) - n(x,t) + N_D^+(x) - N_A^-(x)) \quad \text{DENSITÀ DI CARICA}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x,t)}{\epsilon_s} \quad \text{EQUAZIONE DI POISSON}$$

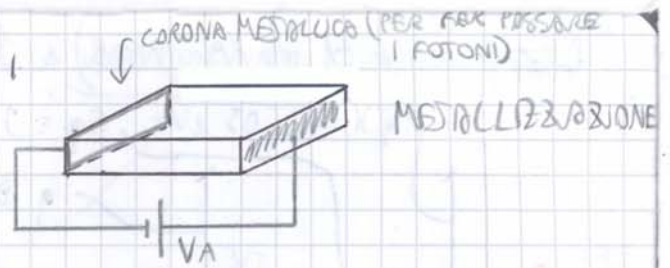
LA USO NELL'EQ. DI POISSON

Dall'equazione di Poisson:

- con una integrazione si trova $E(x,t)$;
- con due integrazioni si trova $\Phi(x,t)$.



3) Dovremo considerare, a causa di V_A , anche correnti di trasinamento] al varare di V_A (in range positivo e negativo)



Svolgimento:

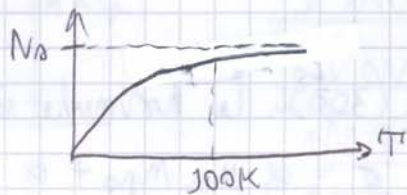
1) Dobbiamo ricavare: $p_{po}(300)$, $n_{po}(300)$, D.B., $R(300)$
 Calcoliamo n_{po} e p_{po} usando il Principio di Neutralità e la legge di Azione di Massa

$$p_{po}(T) = \frac{N_A^-(T)}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{2m_i(T)}{N_A^-(T)} \right)^2} + 1 \right]$$

N.B. Non sempre l'approssimazione $p_{po} = N_A$ è corretta
 In questo caso non lo è.

B: $N_A = 10^{16}$ atomi/cm³ $E_a \approx 30$ meV

$N_A^-(300) = N_A$ ergo sono in completa ionizzazione.



$N_A^- = N_A$ con buona approssimazione sopra i 300K.

$$p_{po}(300) = \frac{N_A}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{2m_i(300)}{N_A} \right)^2} + 1 \right]$$

$$m_i(300) = 1,65 \cdot 10^{10} / \text{cm}^3 \quad \frac{10^{10}}{10^{16}} \approx 0$$

*2 Usa la legge dell'azione di massa

$$p_{po}(300) = \frac{N_A}{2} \left[\sqrt{1 + 0} + 1 \right] = N_A = 10^{16} / \text{cm}^3$$

$$*2: m_{po}(300) = \frac{m_i^2(300)}{p_{po}(300)} \approx \frac{(1,65 \cdot 10^{10})^2}{10^{16}} = 2,7 \cdot 10^4 / \text{cm}^3$$

Calcolo extra di resistività: $\frac{\mu_{po}(300)}{m_{po}(300)} = 4,76 \cdot 10^{11}$ quindi i portatori sono molto pochi.

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

$$N_c(T) = \frac{2}{\pi^3} (2k\pi m_n^* T)^{3/2}$$

$$N_v(T) = \frac{2}{\pi^3} (2k\pi m_p^* T)^{3/2}$$

$$n_i(300) = K_{cv} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

$$K_{cv} = 1,95 \cdot 10^{30} \cdot e^{\frac{1,12}{0,052}} = 3,28 \cdot 10^{39}$$

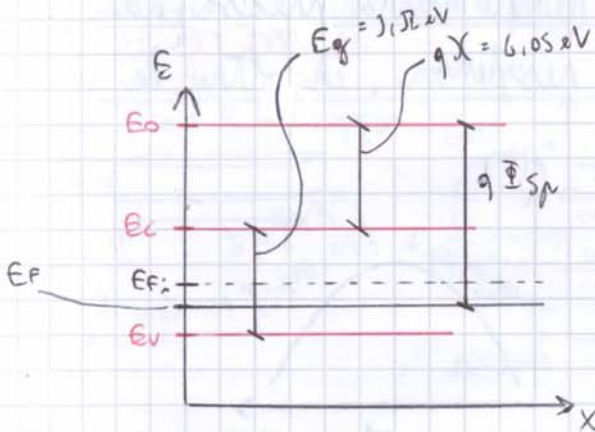
Ipotesi: $E_g(600) \approx E_g(300) = 1,12 \text{ eV}$ (IN REALTÀ NON È COSÌ)

$$n_i(600) = K_{cv} \left(\frac{600}{300} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{1,12}{0,052}} = 1,95 \cdot 10^{35} \text{ e}^{-}/\text{cm}^3$$

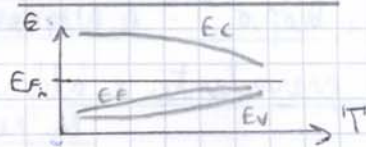
$$\mu_{po}(600) = \frac{10^{16}}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{2 \cdot 1,95 \cdot 10^{35}}{10^{16}} \right)^2} + 1 \right] = 1,03 \cdot 10^{16}$$

$$n_{po}(600) = \frac{n_i^2(600)}{\mu_{po}(600)} = \frac{(1,95 \cdot 10^{35})^2}{1,03 \cdot 10^{16}} = 3,69 \cdot 10^{16}$$

Calcolo esterno di resistenza: $\frac{\mu_{po}(600)}{n_{po}(600)} = 27,9$ Ora i transistori sono confrontabili.



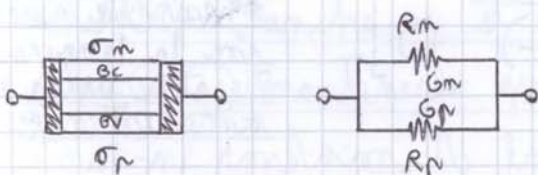
All' aumentare della temperatura il livello di Fermi tende ad avvicinarsi al valore intrinseco E_{Fi} .



Membrò - l'Equazione di Shockley per il TIPO p:

$$E_{Fi} - E_F \Big|_{600K} = kT \ln \frac{\mu_{po}(600)}{n_i(600)} = 0,052 \cdot \ln \frac{1,03 \cdot 10^{16}}{1,95 \cdot 10^{35}} = 0,086 \text{ eV}$$

$$q\Phi_{sp} = qX + \frac{E_g}{2} + (E_{Fi} - E_F) = 6,05 + 0,56 + 0,086 = 6,69 \text{ eV}$$



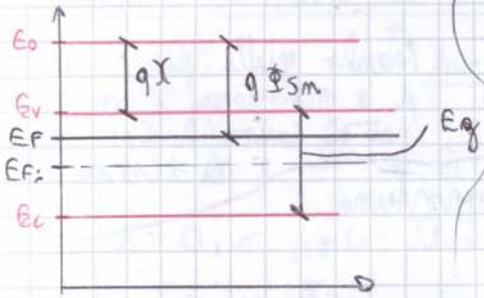
$$G = G_m + G_p$$

$$\sigma_m(600) = q \mu_n(600) n_{po}(600)$$

$$\sigma_p(600) = q \mu_p(600) p_{po}(600)$$

σm non è più così piccolo da essere approssimabile a zero!

Diagramma a bande:



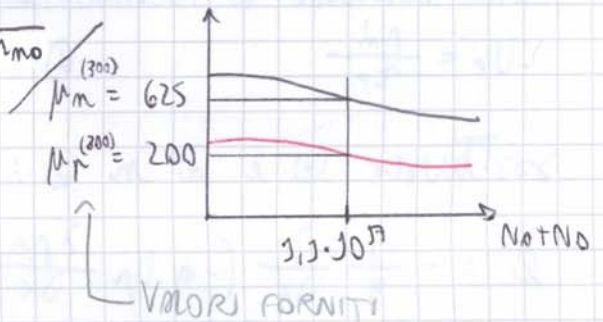
Eq. di Shockley
 Dall' $m = m_i \cdot e \frac{E - E_{F2}}{kT} = m_{m0} = 9 \cdot 10^{16}$ Neovo:
 $E_F - E_{F2} \Big|_{300} = kT \ln \frac{m_{m0}(300)}{m_i(300)} = 0,61 \text{ eV}$
 $q\Phi_{sm} = qX + \frac{E_g}{2} - (E_F - E_{F2}) =$
 $= 4,05 + 0,56 - 0,61 = 4,00 \text{ eV}$

La resistenza è attribuita ai soli elettroni: $\sigma_p \ll \sigma_n$:

$$R = \rho \frac{l}{A}$$

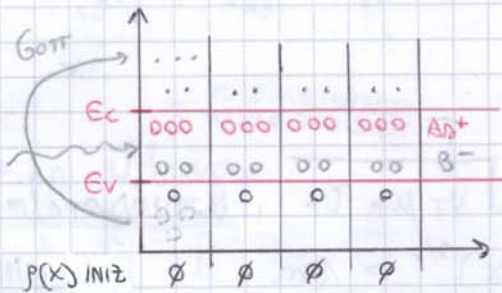
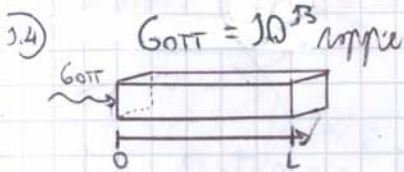
$$\rho = \frac{1}{\sigma_n} = \frac{1}{q \mu_n(300) \cdot n_{m0}}$$

$$R = \frac{1}{q \cdot 625 \cdot 9 \cdot 10^{16}} \cdot \frac{10^{-1}}{10^{-2}} = 1,12 \Omega$$



SEMBRA CHE IL 1.3.2) NON SIA STATO SVOLTO DAL PROFESSORE

LEZIONE 30 OTT 14



N.B. La luce è sempre accesa

XIPOTESI DI QUASI-NEUTRALITÀ

Se $p(x) \approx 0$ e $V_a = 0$ allora il semiconduttore è in condizioni di quasi-neutralità. Da questo deriva che $E(x) = 0$.

Im caso di GOTT, la $p(x)$ si può supporre quasi nulla se gli elettroni e le lacune che si formano diffondono in modo quasi simmetrico (anche se in realtà gli elettroni si muovono più rapidamente) mantenendo quindi sempre la neutralità locale.

Siamo in condizioni di basso livello di iniezione.

Quanto vale $p_n(x) = ?$

X IPOTESI DI SEMICONDUOTTORE LUNGO

Supponiamo che $L \gg L_p$. Allora $\lim_{x \rightarrow \infty} p'_m(x) = 0$, ossia allontanam-
 DOBBIAMO ANNULLARE LA COSTANTE A
 ne molto da $x=0$ non ci sono più lacune quindi $e =$
 equilibrio.

lunghezza del semiconduttore

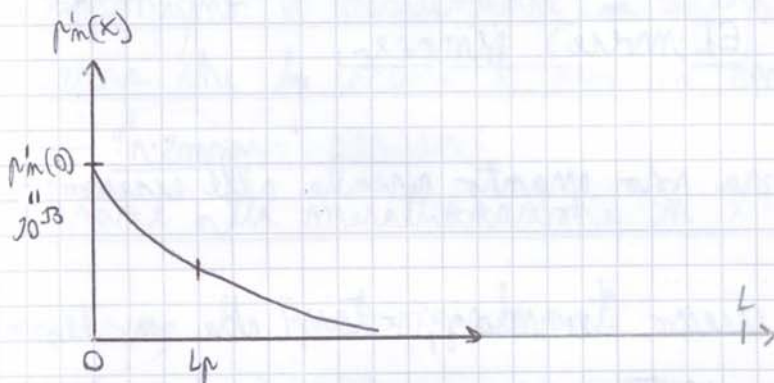
Im $p'_m(x) = A \cdot e^{+\frac{x}{L_p}} + B \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}$ dobbiamo quindi
 porre $A=0$, o $p'_m(x)$ tenderebbe all'infinito.

Otteniamo quindi:

$$p'_m(x) = B e^{-\frac{x}{L_p}}$$

— $p'_m(0)$ è noto ed è $p'_m(0) = 10^{13} = B \cdot e^0 = B$

quindi: $p'_m(x) = p'_m(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}$



μ_p È FUNZIONE DI $N_A + N_D$

Alla distanza $x = L_p$ abbiamo:

$$p'_m(L_p) = p'_m(0) \cdot e^{-\frac{L_p}{L_p}} = p'_m(0) \cdot \frac{1}{e} = 0,37 \cdot p'_m(0)$$

Calcoliamo L_p : $L_p = \sqrt{V_T \mu_p (N_A + N_D) \tau_p} = \sqrt{0,026 \cdot 200 \cdot 10^{-6}} = 2,28 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \approx 22,8 \text{ } \mu\text{m}$ (MICRON)

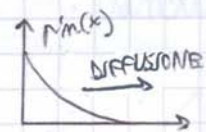
Dato che $1 \text{ mm} = 1000 \text{ } \mu\text{m}$, è verificato che $L \gg L_p$.

Quindi i nostri valori su $p'_m(x)$ sono validi. Cosa facciamo con questo valore? Esso significa che ci sono correnti di diffusione =
 come
 ES
 ES

$$j_{p \text{ DIFF}}(x) = -q D_p \frac{\partial p'_m(x)}{\partial x}$$

$$p'_m(x) = p'_m(0) \cdot e^{-x/L_p}$$

$$\frac{\partial p'_m(x)}{\partial x} = -\frac{1}{L_p} p'_m(0) \cdot e^{-x/L_p}$$

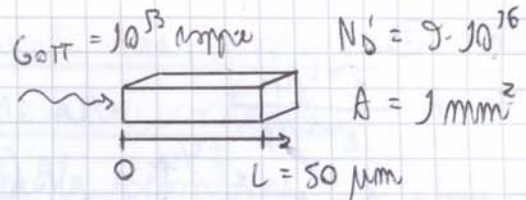


quindi:

$$j_{p \text{ DIFF}}(x) = + \frac{q D_p p'_m(0)}{L_p} \cdot e^{-x/L_p}$$

LEZIONE 3 NOV 14

1.5



Dal Modello Matematico consentiamo:

1) regime stazionario: $\frac{\partial p'_m}{\partial t} = 0$

2) ipotesi di quasi neutralità: $E(x) = 0$

Cambiamo invece le condizioni al contorno: anche se

$p'_m(0) = 10^{13} / \text{cm}^2$, si ha $L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = 22,8 \mu\text{m} < L = 50 \mu\text{m}$.

Come evitare di dover risolvere l'eq. diff. completa?

Supponiamo di metallizzare la faccia opposta del semic.: me
desidero che le lacune li abbiano tantissimi elettroni con cui

"riempirsi", per cui:

grazie alla metallizzazione in $x=L$ si ha $p'_m(L) = 0$.

Riscriviamo le equazioni rilevanti:

$$\frac{\partial p'_m}{\partial t} = -\frac{j}{q} \cdot \frac{\partial j_p(x)}{\partial x} - v_p$$

CONTINUITÀ

$$j_p = q \mu_p p'_m E - q D_p \frac{\partial p'_m}{\partial x}$$

DRIFT-DIFFUSION

$$v_p = -\frac{p'_m}{\tau_p}$$

Le equazioni differenziali sono identiche alle precedenti:

$$\frac{\partial^2 p'_m}{\partial x^2} = \frac{p'_m}{L_p^2} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow p'_m(x) = A e^{x/L_p} + B e^{-x/L_p}$$

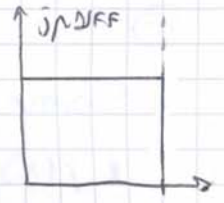
Le nuove condizioni al contorno sono:

$$p'_m(0) = \text{NOTO} \rightarrow \begin{cases} p'_m(0) = A + B \end{cases} \quad (1)$$

$$p'_m(L) = 0 \rightarrow \begin{cases} p'_m(L) = A e^{L/L_p} + B e^{-L/L_p} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

A = ~ MANGIATE, PENSO NON SIA IMPORTANTE

Se L_p crescesse avremmo una corrente quasi costante:
 *² poiché il flusso $\overset{*3}{\Gamma}$ non decade ma è una costante,
 questa significa \rightarrow deduce che la ricombinazione =



come sia insufficiente ad assorbirlo.

$$j_p \text{ DIFF} = +q \Phi_x^{p+} \text{ DIFF}$$

Quindi: più il semiconduttore è corto, più la ricombinazione tende a diventare nulla e il flusso di corrente lo attraversa inalterato.

*² In questo scenario

*³ di corrente

3.6) $L = 5 \mu\text{m}$

X DEFINIZIONE DI SEMICONDUZIONE CORTA

Quando $L \ll L_p$ si parla di SEMICONDUZIONE CORTA

Il modello matematico è lo stesso del caso generale e le condizioni al contorno sono quelle di prima:

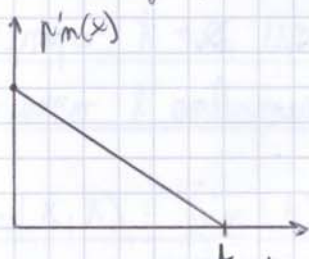
$p'(0)$ NOTO, $p'(L) = 0$

$$p'(x) = p'(0) \frac{\sinh \frac{L-x}{L_p}}{\sinh \frac{L}{L_p}}$$

ma $L \ll L_p$, per un approssimiamo:

$$p'(x) \approx p'(0) \frac{\frac{L-x}{L_p}}{\frac{L}{L_p}} = p'(0) \cdot \left(1 - \frac{x}{L}\right) \quad (\text{che è una retta})$$

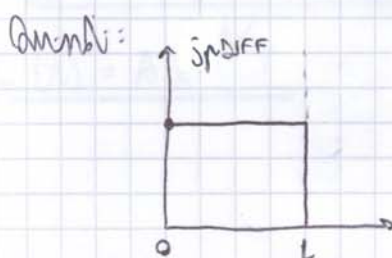
Il suo grafico è:



Dell' eccesso
 Il fatto che la distribuzione sia lineare significa che il flusso di corrente Φ_x^{p+} è costante e che la ricombinazione è nulla.

Infatti $\Phi_x^{p+} = -D_p \frac{\partial p'}{\partial x} = \text{cost}$

\rightarrow COSTANTE PERCHÉ p' È UNA RETTA



Perché $\Delta p = V_T \mu_p$ sostituiamo:

$$\frac{\partial^2 p_m}{\partial x^2} + \frac{V_a}{V_T \cdot L} \cdot \frac{\partial p_m}{\partial x} - \frac{p_m}{L_p^2} = 0$$

Polinomio caratteristico:

$$\lambda^2 + \frac{V_a}{V_T L} \lambda - \frac{1}{L_p^2} = 0$$

$$\lambda_{1/2} = -\frac{V_a}{2V_T L} \pm \sqrt{\left(-\frac{V_a}{2V_T L}\right)^2 + \frac{1}{L_p^2}}$$

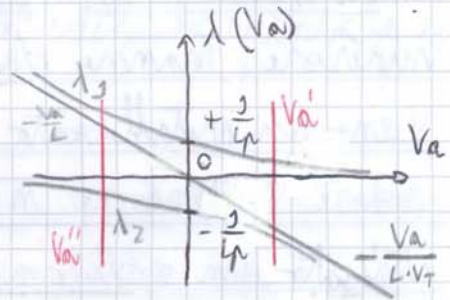
λ_1 è positivo, λ_2 è negativo.

$L = 1 \text{ mm} \gg L_p$ quindi $p_m(x) = B e^{\lambda_2 x}$

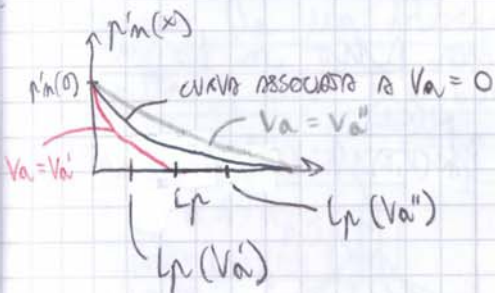
(ossia $A = 0$ perché siamo nel caso

di SEMICONDUOTTORE LUNGO)

$$p_m(x) = p_m(0) \cdot e^{\lambda_2(V_a) x} \quad \lambda_2 \text{ è dipendente da } V_a$$



Consideriamo una tensione positiva V_a' e una negativa V_a'' .

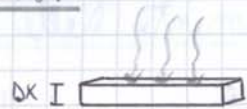


La luce viene assorbita uniformemente dal semic. e cessa in $t = 0$.

X ESPERIENZA DI HAYNES - SHOCKLEY

Al tempo $t = 0$ un semiconduttore è illuminato da un lampo. Studiamo l'andamento nel tempo delle concentrazioni.

$$p_m(x, t) = p_m(t) \quad (\text{l'assorb. è uniforme})$$



$$\frac{\partial p_m}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_p} \frac{\partial p_m(x)}{\partial x} - \frac{p_m}{\tau_p} \quad \text{che ha soluzione:}$$

$$p_m(t) = A e^{-t/\tau_p} \quad p_m(0) = A$$

Passando poco dopo — nella resistenza, gli elettroni provocano di una caduta di tensione visibile all'oscilloscopio. CURVA? FORMA?

Misurando l'intervallo di tempo fra il lampo e la comparsa della curva nell'oscilloscopio si scopre la durata del "raggio" degli elettroni nel semic. Conoscendo anche lo spazio percorso, si arriva facilmente alla mobilità.

$$V_{DRIFT} = -\mu_n \cdot E$$

*³ valida la velocità e v

LEZIONE 6 NOV 19

X GIUNZIONE p-n

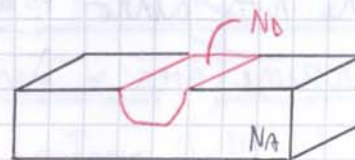
La giunzione p-n — si realizza mettendo a contatto un pezzo di semic.-p e uno di semic.-n, ma non si tratta banalmente di due blocchetti appiccicati.

↳ DROGGING

Una giunzione p-n si realizza con il meccanismo della compensazione.

Partiamo da un blocco di semiconduttore drogato di tipo n, e vi aggiungiamo dei droganti di tipo p a formare una "vaschetta" di tipo p. I due drogaggi devono *

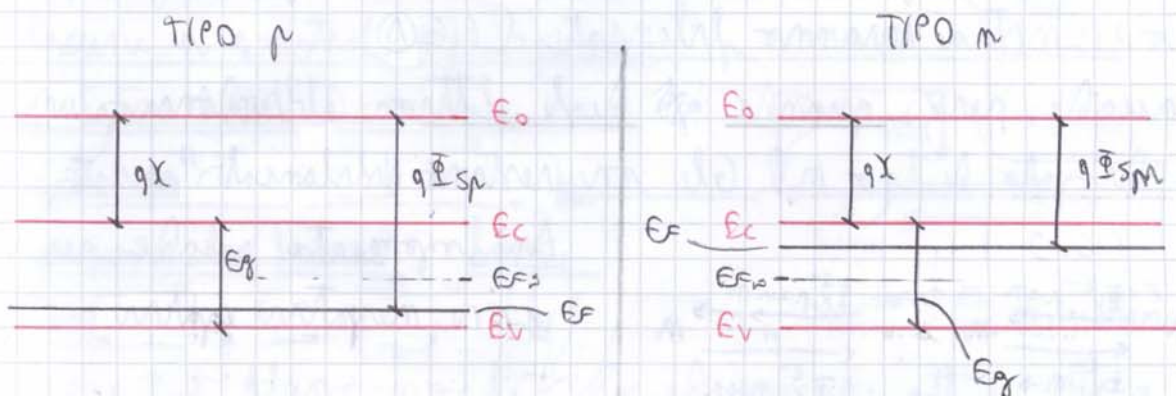
↑
OVAMENTE
PIÙ DROGANTI
DI QUELLO CHE
PRESENTI DELL'ALTRO TIPO



*² essere sempre uniformi.

Tradizionalmente etichiamo la giunzione p-n con il blocco p a sinistra e quello n a destra.

Prepariamo ora il suo diagramma a bande.



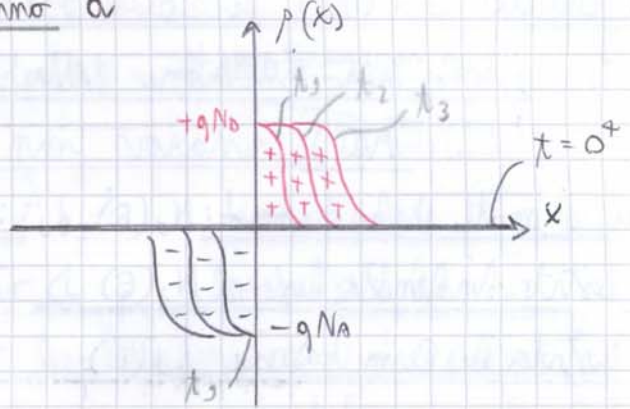
Al trascorrere del tempo cominceranno a manifestarsi zone non bilanciate: positive a destra e negative a sinistra, *².

Tuttavia questo processo di "trasloco" dei portatori raggiunge rapidamente l'equilibrio.

*² con conseguente formazione di un campo elettrico e di una differenza di potenziale elettrico.

Nel trascorrere il programma a bande dell'energia potenziale, dove c'è della carica positiva il semiconduttore è "allegro" (∪), mentre dove c'è della carica negativa il semiconduttore è "triste" (∩).

a causa dell'accumulo dei portatori la nascita delle barriere di potenziale per gli elettroni a destra e per le lacune a sinistra impediranno ai portatori portati di energia minore di quella della barriera di oltrepassare la barriera stessa, portando così ad una graduale riduzione del flusso iniziale, fino ad arrivare all'equilibrio del flusso.



*⁴ GLI IONI POSITIVI COSTITUISCONO UNA "BUCA" DI ENERGIA POTENZIALE PER GLI ELETTRONI CHE TRATTIENE MEGLIO

QUELLI CHE SONO NEL BLOCCO IN (L'OPPOSTO)

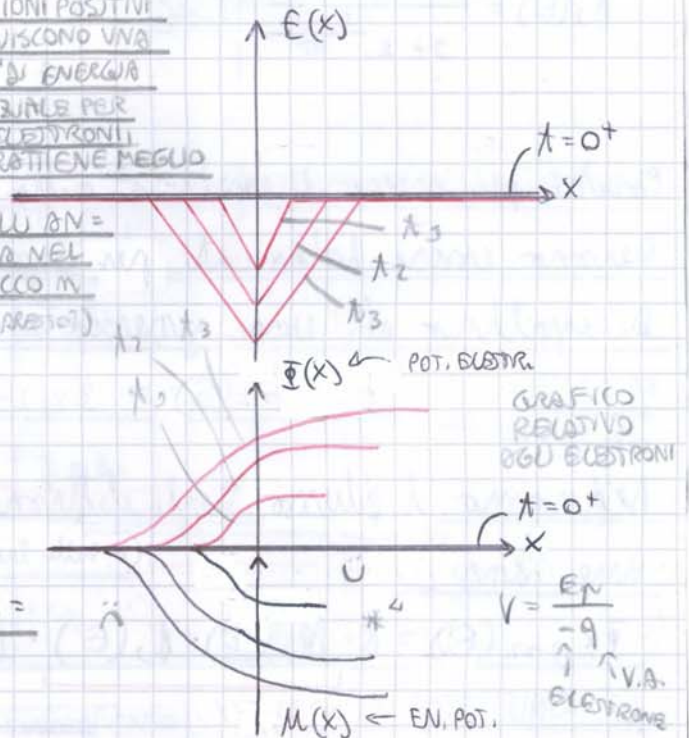


GRAFICO RELATIVO AGLI ELETTRONI

$$V = \frac{E_p}{-q} \quad \text{V.A. ELETTRONE}$$

Lontano dall'interfaccia le densità restano pressoché quelle

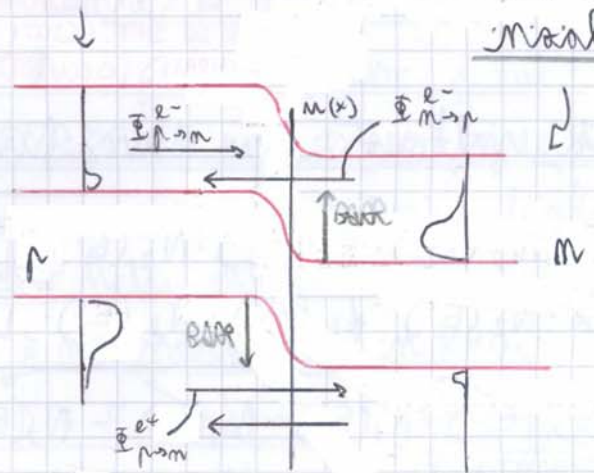


GRAFICO AL TEMPO t=3 (NON NECESSARI ALL'EQUILIBRIO)

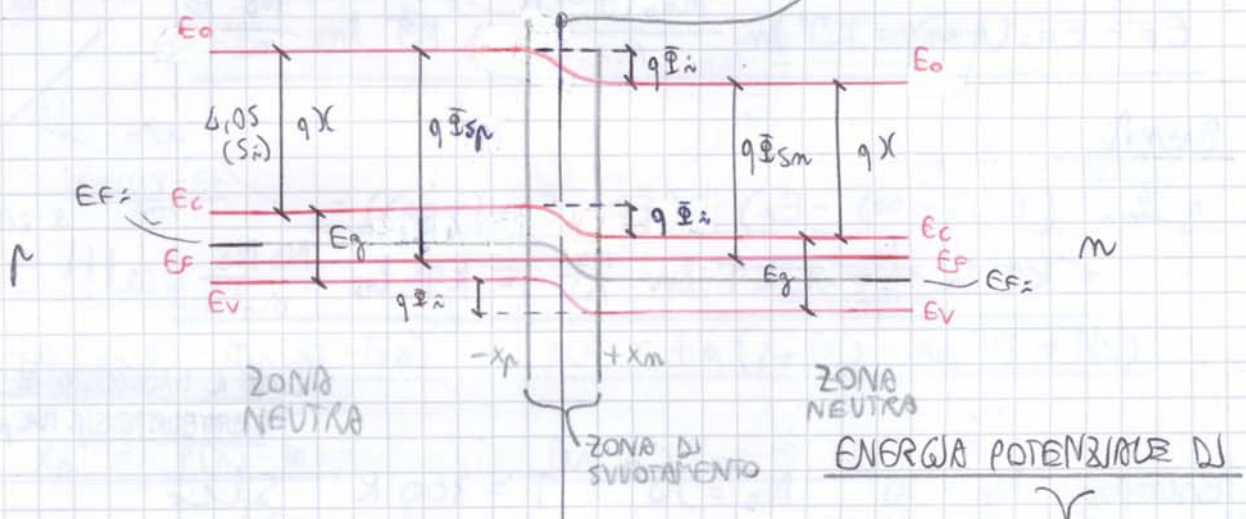
X REGOLE PER TRACCIARE IL DIAGRAMMA A BANDE ALL' EQUILIBRIO

- 1) $E_F(x)$ è costante lungo i due blocchi \leftarrow UNA GIUNZIONE P-N
- 2) Nei semiconduttori $q\chi$ ed E_g non variano NON VALE CONTINUA DELL'INTERFACCIA
- 3) $E_0(x)$ deve essere una funzione continua lungo i due blocchi
- 4) Lontano dalla zona di contatto (l'interfaccia) il diagramma a bande torna ad essere quello dei due materiali "separati".
- 5) In un metallo il diagramma a bande è approssimabile a quello del materiale separato.

LEZIONE 10 NOV 14

X DIAGRAMMA A BANDE DI UNA GIUNZIONE P-N

"INTERFACCIA" DELLA GIUNZIONE



La barriera di potenziale si indica con $q\Phi_i$ ed è detta CONTATTO.
 La zona centrale del diagramma a bande, in cui il semiconduttore non è localmente neutro e in cui il diagramma stesso si deforma, è chiamata ZONA DI SVUOTAMENTO e ha estremi x_p e x_m .
 Le due zone a destra e a sinistra, in cui i diagrammi a bande sono quelli dei due blocchi separati, sono dette ZONE NEUTRE.

N.B. L'intersezione fra E_f ed E_{f_i} non è necessariamente in $x=0$.

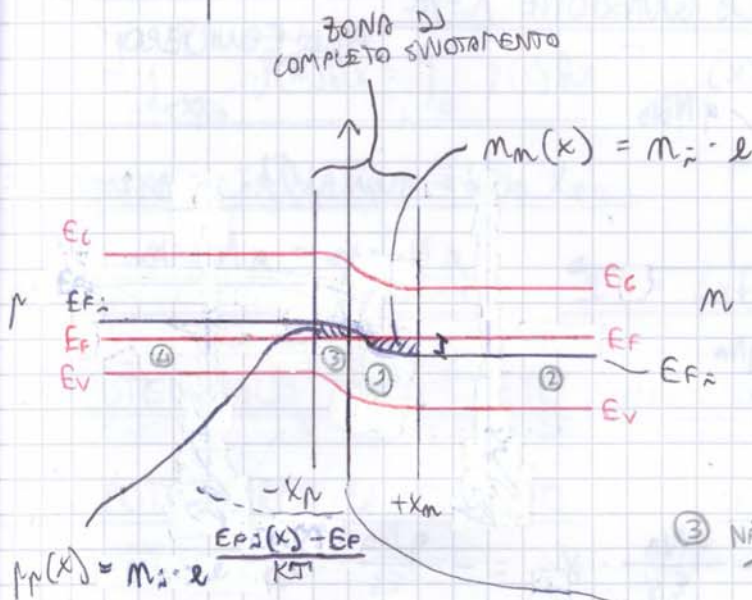
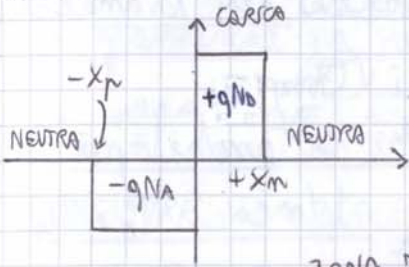
Calcoliamo $q\Phi_i$: $q\Phi_i = E_{f_i}(-\infty) + E_{f_i}(+\infty)$ FUORI DELLA ZONA DI SVUOTAMENTO

Ma vale anche: $q\Phi_i = q\Phi_{sp} - q\Phi_{sm}$

Sappiamo che: $q\Phi_{sp} = q\chi + \frac{E_g}{2} + (E_{f_i}(-\infty) - E_f)$

$q\Phi_{sm} = q\chi + \frac{E_g}{2} - (E_f - E_{f_i}(+\infty))$

Prova l'ipotesi di completo svuotamento, possiamo dimostrare facilmente la neutralità locale: $qN_A \cdot x_p = qN_D \cdot x_m$



$$\frac{E_f - E_{fz}(x)}{kT}$$

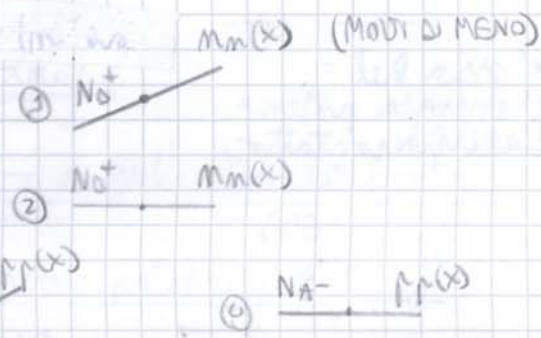
$$n_p(x) = n_i \cdot e^{-\frac{E_{fz}(x) - E_f}{kT}}$$

$$\phi_p(x) = n_i \cdot e^{-\frac{E_{fz}(x) - E_f}{kT}}$$

LATO p

$$\rho(x) = +q (p_p(x) - n_p(x) - N_A)$$

Per $x < -x_p \Rightarrow \rho(x) = 0$
 perché $p_p \approx N_A$
 n_p è trascurabile



LATO n

$$\rho(x) = +q (p_n(x) - n_n(x) + N_D)$$

Per $x > x_m \Rightarrow \rho(x) = 0$
 perché $n_n \approx N_D$

Le cariche positive e negative sono bilocate per ciascun blocco —
 — solo dove ai bordi esterni della zona di svuotamento.

Appena entro in zona di svuotamento le cariche non sono più bilocate: — questo — si comprende dalle — delle cariche —

Equazioni di Shockley per le concentrazioni di portatori: $n_n(x) = n_i \cdot e^{-\frac{E_f - E_{fz}(x)}{kT}}$ Chiamamente i maggioritari
di ciascun lato sono troppo pochi per bilanciare gli ioni.
 Per i minoritari: $p_p(x) = n_i \cdot e^{-\frac{E_{fz}(x) - E_f}{kT}}$

LEZIONE 11 NOV 14 FORMOLE

X ANALISI ELETTROSTATICA DELLA GIUNZIONE p-n ALL'EQUILIBRIO

Le grandezze da determinare sono $-x_{po}$, $+x_{mo}$, Φ_i .

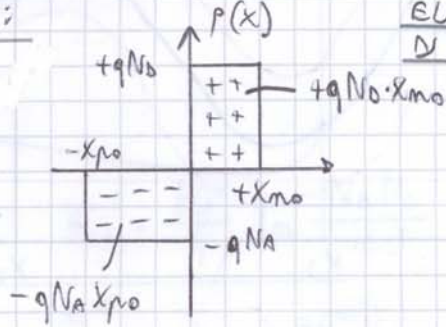
Le equazioni di cui faremo uso sono:

POTENZIALE ELETTRICO DI CONTATTO

1) NEUTRALITÀ LOCALE:

$$-\int_{-x_{po}}^0 \rho(x) dx = \int_0^{+x_{mo}} \rho(x) dx$$

ossia $q N_A x_{po} = q N_D x_{mo}$

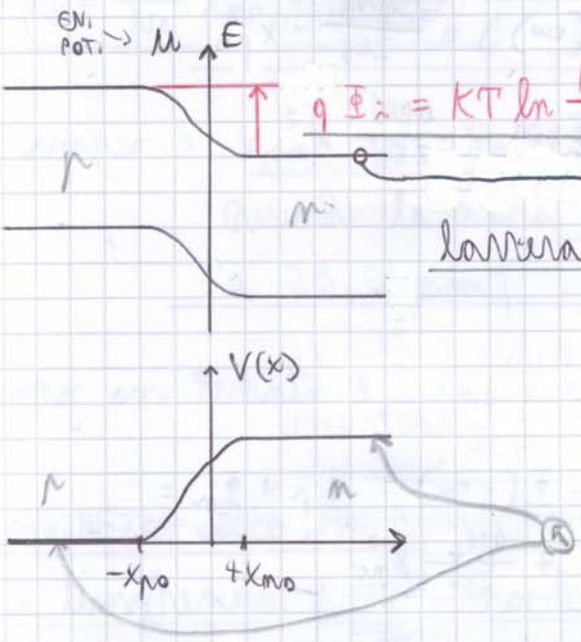


2) EQUAZIONE DI POISSON: $\Phi_i = f(x_{po}, x_{mo})$

3) POTENZIALE DI CONTATTO, quasi identica a quella dell'cn. pot. di contatto

X IL POTENZIALE DI CONTATTO

*³ L'energia potenziale nulla di



$$q \Phi_i = kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = q \Phi_{sp} - q \Phi_{sm}$$

*³ riferimento nel solido della barriera di energia potenziale è nel lato n.

Il potenziale elettrico nullo di riferimento è però in p.

$$\Phi_i \text{ (POT. DI CONTATTO)} = \frac{q \Phi_{sm} - q \Phi_{sp}}{-q} = \frac{-kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}}{-q}$$

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

Es: $N_A = 10^{16} / \text{cm}^3$ $N_D = 10^{17} / \text{cm}^3$ $T = 300K \Rightarrow \Phi_i = 0,76 \text{ V}$ | LEGGE

Il risultato è uguale perché $eV \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = V$

Dalla 1) ottengo $X_{po} = X_{mo} \frac{N_D}{N_A}$ e sostituisco nella 2):

$$\Phi_i = q \frac{N_A}{2\epsilon_s} \frac{N_D^2}{N_A^2} X_{mo}^2 + \frac{q N_D}{2\epsilon_s} X_{mo}^2 = \frac{q N_D}{2\epsilon_s} \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right) X_{mo}^2 =$$

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

$$X_{mo} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q N_D} \left(\frac{N_A}{N_D + N_A} \right) \Phi_i}$$

Esempio: $N_A = 10^{16} / \text{cm}^3$ $N_D = 10^{17} / \text{cm}^3$ $\Phi_i = \frac{q N_D}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = 0,76 \text{ V}$

$$X_{mo} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,7 \cdot 8,856 \cdot 10^{-14}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{17}} \cdot \left(\frac{10^{16}}{10^{17} + 10^{16}} \right) \cdot 0,76} =$$

$$= 2,99 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 29,9 \text{ nm} \quad \begin{matrix} 1 \text{ mm} = 10^{-9} \text{ m} = \\ = 10^{-7} \text{ cm} \end{matrix}$$

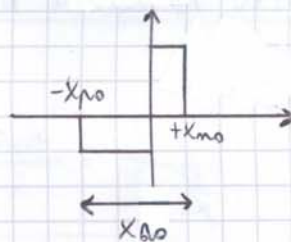
Scriviamo l'espressione per X_{po} :

$$X_{po} = \frac{N_D}{N_A} X_{mo} = \sqrt{\frac{N_D^2}{N_A^2} \cdot \frac{2 \cdot \epsilon_s}{q N_D} \cdot \left(\frac{N_A}{N_A + N_D} \right) \cdot \Phi_i} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q N_A} \left(\frac{N_D}{N_A + N_D} \right) \cdot \Phi_i}$$

Esempio: $X_{po} = \frac{N_D}{N_A} \cdot X_{mo} = 10 \cdot 29,9 \text{ nm} = 299 \text{ nm}$

Quindi la zona di svuotamento va da -299 nm a $29,9 \text{ nm}$.

Abbiamo così trovato Φ_i , X_{mo} e X_{po} .



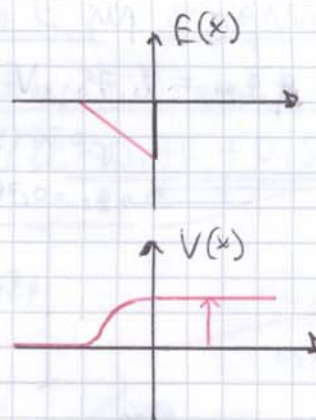
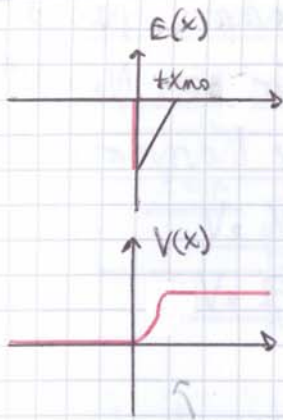
X LUNGHEZZA DELLA ZONA DI SVUOTAMENTO

La lunghezza della zona di svuotamento, si indica con X_{do} e si calcola come:

$$X_{do} = X_{mo} - (-X_{po}) = X_{mo} + X_{po} = X_{mo} + \frac{N_D}{N_A} X_{mo} = \left(\frac{N_A + N_D}{N_A} \right) X_{mo} =$$

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

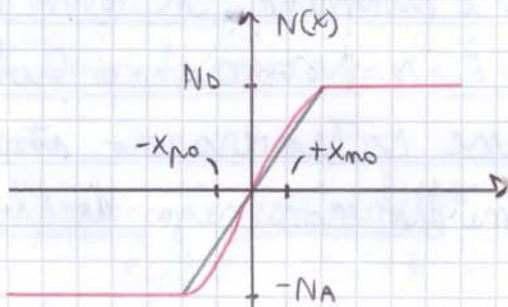
*⁶ ossia la lunghezza della zona di svuotamento dei due drogaggi;



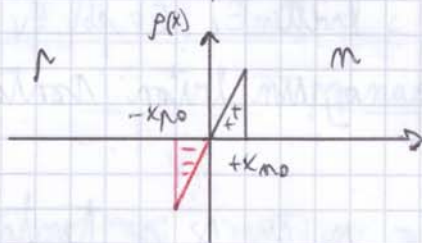
LA TENSIONE È TUTTA QUI PERCHÉ NON C'È UN SETTORE SVUOTATO NEL LATO n.

3) GIUNZIONE LINEARE

per una giunzione lineare la $N(x)$ vale:



$$N(x) = ax \quad \text{in zona di svuotamento}$$



$$E(x) = qax$$

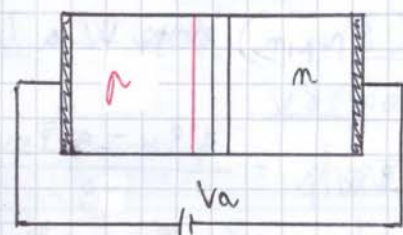
LEZIONE 13 NOV 74

* POLARIZZAZIONE DELLA GIUNZIONE p-n

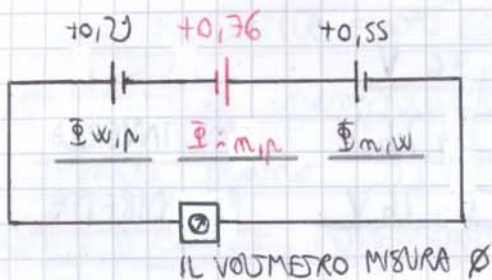
Metallizziamo i due lati della giunzione p-n ed applichiamo una tensione. Convenzionalmente la tensione si applica POSITIVA sul lato p.

Studiamo innanzitutto il caso in cui $V_a = 0$. In tale situazione il sistema è sicuramente all'equilibrio.

Come metallizzante usiamo il tungsteno W.



Il circuito equivalente a tal potenziale elettrico di contatto è:



$$+ \Phi_{w,p} - \Phi_{i,m,p} + \Phi_{m,w} = \phi \quad \text{KVL}$$

$$0,2 - 0,76 + 0,55 = \phi$$

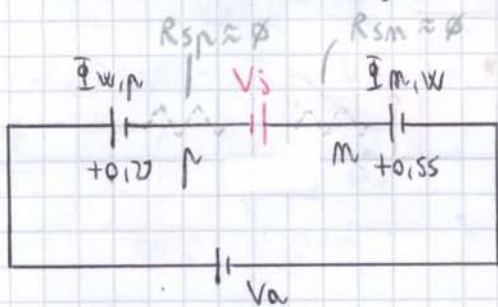
Indipendentemente dal metallo scelto, avverrà sempre il bilancio energetico.

Comprendiamo quindi che, proprio perché il potenziale interno $\Phi_{i,m,p}$ viene bilanciato dal potenziale di contatto sul metallo, sia impossibile misurarlo direttamente.

Riprendiamo l'equazione alla maglia: $\Phi_{i,m,p} = \Phi_{w,p} + \Phi_{m,w}$

*² di tensione

Applichiamo ora un generatore non nullo di tensione:



I due valori *² $\Phi_{w,p}$ e $\Phi_{m,w}$, essendo per ipotesi su buoni contatti, non cambieranno anche se sottoposti ad una polarizzazione esterna.

Come rispettare allora l'equazione alla maglia in questo caso? Ignoriamo le resistenze offerte da ciascun blocco di semiconduttore ($R_{sp} \approx \phi$, $R_{sm} \approx \phi$), che sarebbero altrimenti una soluzione. A cambiare sarà il potenziale elettrico di contatto della giunzione p-n.

← ALL'INTERFACCIA p-n

$$-V_a + \Phi_{w,m} - V_s + \Phi_{w,p} = \phi$$

$$V_s = (\Phi_{w,p} + \Phi_{m,w}) - V_a = \Phi_{i,m,p} - V_a$$

Se, quindi, applico dall'esterno una tensione positiva, il potenziale elettrico all'interfaccia p-n diminuirà. Se applico una tensione negativa, il potenziale elettrico all'interfaccia p-n aumenterà.

LEZIONE 17 NOV 14

X ANALISI ELETTROSTATICA FUORI EQUILIBRIO

All' equilibrio le incognite sono x_{po}, x_{no}, Φ_i , e le equazioni per trovare sono 1) CONDIZIONE DI NEUTRALITÀ LOCALE, 2) EQ. DI POISSON, 3) EQ. DEL POTENZIALE EL. DI CONTATTO m-p.

$\rightarrow \Phi_{i.m.p} - V_a$

Fuori equilibrio le incognite sono x_p, x_m, V_j , e le equazioni per trovare sono 1) COND. DI NEUTRALITÀ LOCALE, 2) EQ. DI POISSON, 3) EQ. DEL POT. EL. DI CONTATTO m-p.

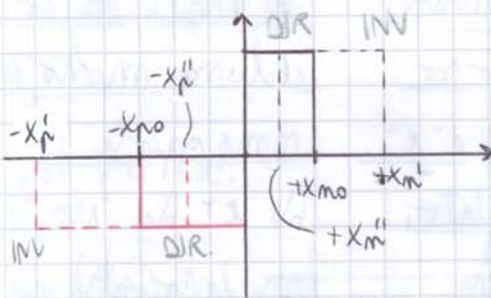
Scriviamo per esteso:

1) NEUTRALITÀ $q N_A x_p = q N_D x_m$

$\frac{p}{n} = \frac{1}{1}$

2) POISSON $V_j = \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_p^2 + \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_m^2$

3) POT. EL. DI CONT. $V_j = \Phi_i - V_a$ $\Phi_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$



~~Vediamo i casi di polarizzazione~~

Vediamo l'Eq. di Poisson nei vari casi di polarizzazione:

EQ) $V_j = \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_{po}^2 + \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_{mo}^2 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = 0,76 V$

POL. INV.) $V_j = \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_p'^2 + \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_m'^2 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} - V_a = 1,26 V$

POL. DIR.) $V_j = \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} x_p''^2 + \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} x_m''^2 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} - V_a = 0,26 V$
 (-0,5)
 -(+0,5)



Se esiste una relazione fra carica e tensione, allora indipendentemente dalla geometria del materiale possiamo definire una capacità "di svuotamento": per esso

CAPACITÀ DI SVUOTAMENTO $C_{DEF} = \left| \frac{\partial Q^+(V_a)}{\partial V_a} \right|$ CAPACITÀ (DELLA ZONA) DI SVUOTAMENTO

Poniamo:

$Q^+(V_a) = +q N_D X_m(V_a)$

$X_D(V_a) = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q N_D}} (\Phi_i - V_a)$

SIMILE AD UN CAPACITORE, MA N_A E N_D SI "SCAMBIANO" DI VARIABILE

$X_m(V_a) = \frac{N_A}{N_A + N_D} X_D(V_a)$

$X_p(V_a) = \frac{N_D}{N_A + N_D} X_D(V_a)$

In fatti: $\left\{ \begin{array}{l} X_D = X_m + X_p \\ N_D X_m = N_A X_p \\ X_p = X_m \frac{N_D}{N_A} \\ X_D = X_m + \frac{N_D}{N_A} X_m \end{array} \right.$ L
R
G
G

Vale allora:

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

Da cui:

$Q^+(V_a) = +q N_D X_m(V_a) = \sqrt{2 q \epsilon_s N_D} (\Phi_i - V_a)$

$C_{DEF}(V_a) = \left| \frac{\partial Q^+(V_a)}{\partial V_a} \right| = \frac{2 q \epsilon_s N_D}{2 \sqrt{2 q \epsilon_s N_D} (\Phi_i - V_a)} =$
 $= \sqrt{\frac{q \epsilon_s N_D}{2 (\Phi_i - V_a)}}$

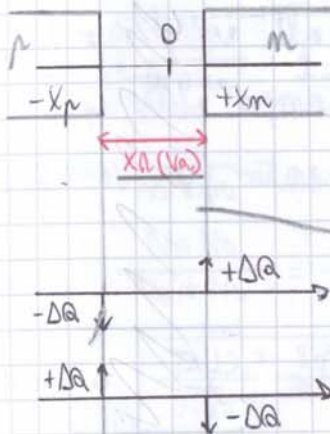
Notiamo che non sia esattamente una capacità, ma una densità di capacità, per la precisione una capacità per unità di superficie: F/cm^2 .

Posso calcolare la derivata, rendendo tali variazioni Δa^+ e Δa^- infinitesime.

$$a^+ \approx a^+(V_a)$$

al subbottolo limite la giunzione p-n metallizzata

fisicamente, il nostro (quasi-) condensatore equivalente sarà:



questo il nostro sistema equivale a un cm^2 condensatore a facce piane e parallele avente la zona metallizzata come dielettrico.

(COSÌ NON DOBBIAMO CALCOLARE LA DERIVATA E USIAMO LA FORMULA DEL CONDENSATORE A FACCE PIANE E PARALLELE!)

DIELETTRICO

Calcoliamo dunque C_{DEF} usando la formula $\frac{C}{A} = \frac{\epsilon_s}{l}$:

$$C_{DEF} = \frac{\epsilon_s}{x_b(V_a)} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_{eq}} (\Phi_i - V_a)}} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_{eq}}{2(\Phi_i - V_a)}}$$

RICORDA, È UNA CAPACITÀ PER UNITÀ DI SUPERFICIE

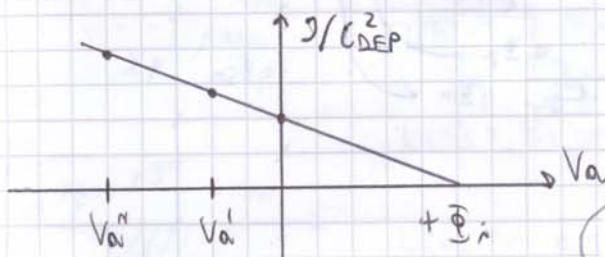
Quindi in polarizzazione inversa la capacità diminuisce perché le "armature" sono più lontane, mentre in polarizzazione diretta la capacità aumenta perché le "armature" sono più vicine.

I semiconduttori dimostrano di poter fare anche \approx dielettrici. | LEGGE

*⁶ perché i flussi di portatori sono estremamente ridotti e non influiscono un corrente di diffusione

Costruiamo una funzione ausiliaria legata alla C_{DEF} :

$$\frac{1}{C_{DEF}^2(V_a)} = \frac{2(\Phi_i - V_a)}{q\epsilon_s N_{eq}}$$



Perché il secondo membro si annulla in $V_a = \Phi_i$, con questa funzione possiamo ricavare indirettamente Φ_i disegnando la retta di $\frac{1}{C_{DEF}^2}$ a partire da due valori di tensione esterna (meglio se negativi per *³).

*³ avere una polarizzazione inversa, che è più semplice *⁴).

$$q\Phi_{sp} = q\chi + \frac{Eq}{2} + kT \ln \frac{N_A}{n_i} = 6,05 + 0,56 + 0,026 \ln \frac{10^{16}}{1,45 \cdot 10^{10}} = 6,96 \text{ eV}$$

$$q\Phi_{sm} = q\chi + \frac{Eq}{2} - kT \ln \frac{N_D}{n_i} = 6,05 + 0,56 - 0,026 \ln \frac{5 \cdot 10^{16}}{1,45 \cdot 10^{10}} = 4,22 \text{ eV}$$

$$q\Phi_s = q\Phi_{sp} - q\Phi_{sm} = 0,76 \text{ eV}$$

$$q\Phi_i = kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = 0,76 \text{ eV}$$

METODI EQUIVALENTI

$$X_{D0} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_{eq}} \cdot \Phi_i} \quad \epsilon_s = \epsilon_r \epsilon_0$$

$$X_{p0} = \frac{N_D}{N_A + N_D} \cdot X_{D0} \quad X_{m0} = \frac{N_A}{N_A + N_D} \cdot X_{D0}$$

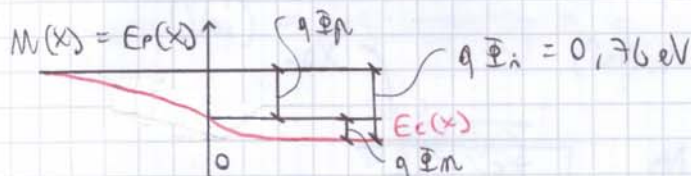
$$N_{eq} = \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} = \frac{5 \cdot 10^{32}}{6 \cdot 10^{16}} = 8,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$X_{D0} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,7 \cdot 8,856 \cdot 10^{-14}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 8,3 \cdot 10^{15}} \cdot 0,74} = 339 \text{ nm}$$

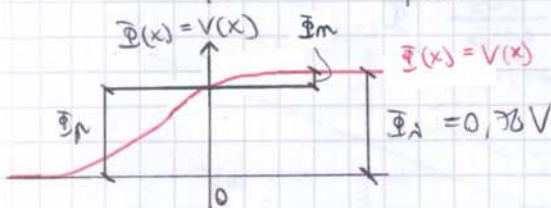
$$\Phi_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = 0,76 \text{ V}$$

Caratteristiche: $X_{m0} = \frac{1}{6} X_{D0} = 56,5 \text{ nm}$ $q\Phi_{m0}$

$$X_{p0} = \frac{5}{6} X_{D0} = 282 \text{ nm}$$



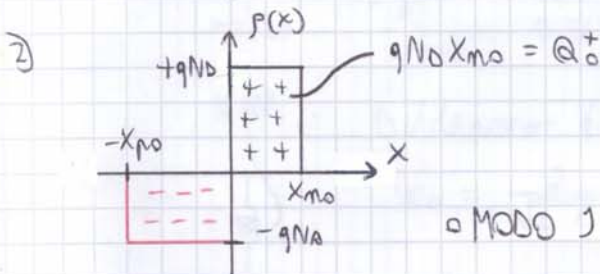
$$q\Phi_p = 0,616 \text{ eV}$$



$$\Phi_p = \frac{qN_A}{2\epsilon_s} X_{p0}^2 = 0,616 \text{ V}$$

$$\Phi_m = \frac{qN_D}{2\epsilon_s} X_{m0}^2 = 0,126 \text{ V}$$

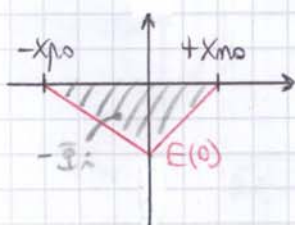
$$q\Phi_m = 0,126 \text{ eV}$$



MODO 1 PER CALCOLARE E(0) POISSON

$$E(x) = E(-X_{p0}) + \int_{-X_{p0}}^x -\frac{qN_A}{\epsilon_s} dx = -\frac{qN_A}{\epsilon_s} (x + X_{p0})$$

$$E(0) = -q \frac{N_A}{\epsilon_s} X_{p0}$$



5-1)

(/m)



RIPETIZIONE DI UN PUNTO
PRECEDENTE PER CUI
NON LO AVEVA CAPITO

$V_a = 0$

4) $C_{DEP}(0)$, $C_{DEP}(V_a')$ sono i valori da trovare

$$C_{DEP}(V_a) = A_j \cdot \sqrt{\frac{q \epsilon_s N_{eq}}{2(\Phi_i - V_a)}} \quad (\text{questa è la formula generica})$$

$$C_{DEP}(0) = A_j \cdot \sqrt{\frac{q \epsilon_s N_{eq}}{2 \Phi_i}}$$

$$C_{DEP}(V_a') = A_j \cdot \sqrt{\frac{q \epsilon_s N_{eq}}{2(\Phi_i - V_a')}}$$

SEGUO??

(RELATIVO
A UNA
SIST. IN cm)

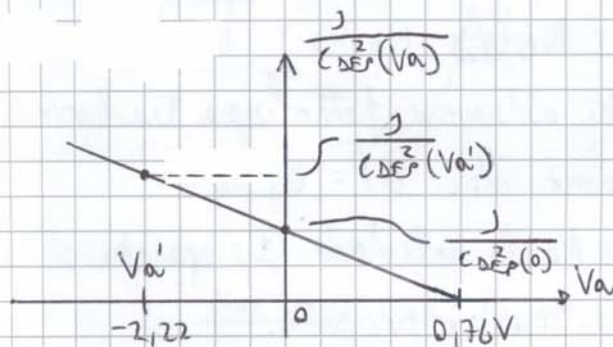
Oppure: $C_{DEP}(0) = A_j \cdot \frac{\epsilon_s}{X_{AO}} = 10^{-2} \cdot \frac{11,7 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14}}{339 \cdot 10^{-7}} = 30,5 \cdot 10^{-9} \text{ F}$

0,305 mF

(RELATIVO
A UNA
SIST. IN cm)

$$C_{DEP}(V_a') = A_j \cdot \frac{\epsilon_s}{X_{AO}(V_a')} = A_j \cdot \frac{\epsilon_s}{2 X_{AO}} = \frac{C_{DEP}(0)}{2} = 0,152 \text{ mF}$$

3)

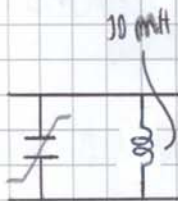


$$C_{DEP} = C_{DEP} \cdot A_j$$

↑
CAPACITÀ

↑
DENSITÀ DI CAPACITÀ,
OSSIA CAPACITÀ PER
UNITÀ DI SUPERFICIE

6)



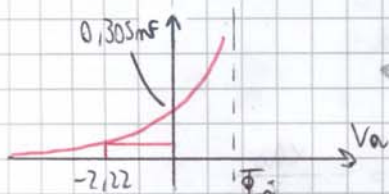
Dobbiamo dare ω che $f_{res} = f_0 = 98,2 \text{ MHz}$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$$

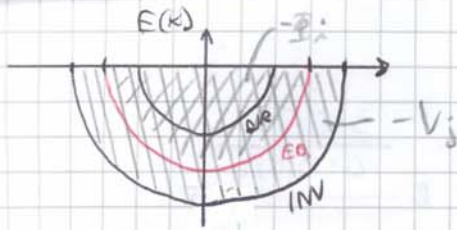
$$\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi \cdot 98,2 \cdot 10^6 = 6,17 \cdot 10^8 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$$

$$\text{quindi } C = \frac{1}{\omega_0^2 \cdot L} = \frac{1}{(6,17 \cdot 10^8)^2 \cdot 10^{-8}} = 0,262 \text{ mF}$$

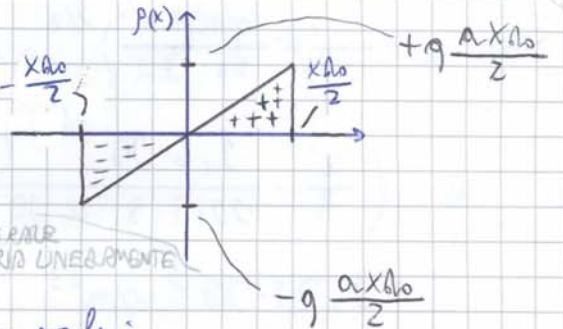
Da C ricaviamo V_a a ritroso.



← (RICOPIA)



$E(x)$ è qui l'integrale di una funzione $\rho =$ costante, quindi è una parabola.



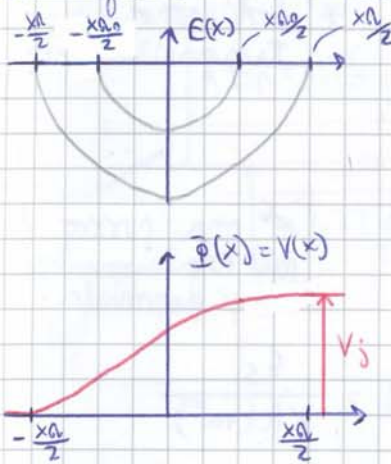
POSSO FARE UN INTEGRALE UNICO PERCHE ρ VARIA LINEARMENTE

Per $-\frac{x_{A0}}{2} < x < \frac{x_{A0}}{2}$ il campo elettrico vale:

$$E(x) = E\left(-\frac{x_{A0}}{2}\right) + \int_{-\frac{x_{A0}}{2}}^x \frac{qax}{\epsilon_s} dx = \frac{qax^2}{2\epsilon_s} - \frac{qa \cdot x_{A0}^2}{4\epsilon_s}$$

$$= \frac{qa}{2\epsilon_s} \left(x^2 - \frac{x_{A0}^2}{4}\right) \quad \text{all'equilibrio}$$

funz equilibrio invece: $E(x) = \frac{qa}{2\epsilon_s} \left(x^2 - \frac{x_{A0}^2}{4}\right)$



Integrando il campo elettrico ricaviamo il potenziale elettrico:

$$\Phi(x) = \Phi\left(-\frac{x_{A0}}{2}\right) - \frac{qa}{2\epsilon_s} \int_{-\frac{x_{A0}}{2}}^x \left(x^2 - \frac{x_{A0}^2}{4}\right) dx =$$

$$= -\frac{qa}{2\epsilon_s} \left[\frac{x^3}{3} + \frac{x_{A0}^3}{24} - \frac{x_{A0}^2 \cdot x}{4} - \frac{x_{A0}^3}{8} \right]$$

$$\Phi\left(\frac{x_{A0}}{2}\right) = -\frac{qa}{2\epsilon_s} \left[\frac{x_{A0}^3}{24} + \frac{x_{A0}^3}{24} - \frac{x_{A0}^3}{8} - \frac{x_{A0}^3}{8} \right] =$$

$$= \frac{qa}{12\epsilon_s} x_{A0}^3 = V_j$$

All'equilibrio: $\Phi_i = \frac{qa}{12\epsilon_s} x_{A0}^3$ ①

NON CONOSCIAMO ANCORA IL NUOVO VALORE DI x_{A0} PER LA GIUNTA LINEARE!

Per una giunzione brusca avremo $\Phi_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} =$
 $= V_T \cdot \ln \frac{N_A(-x_{po}) \cdot N_D(x_{no})}{n_i^2}$ ← " N_D IN x_{no} "

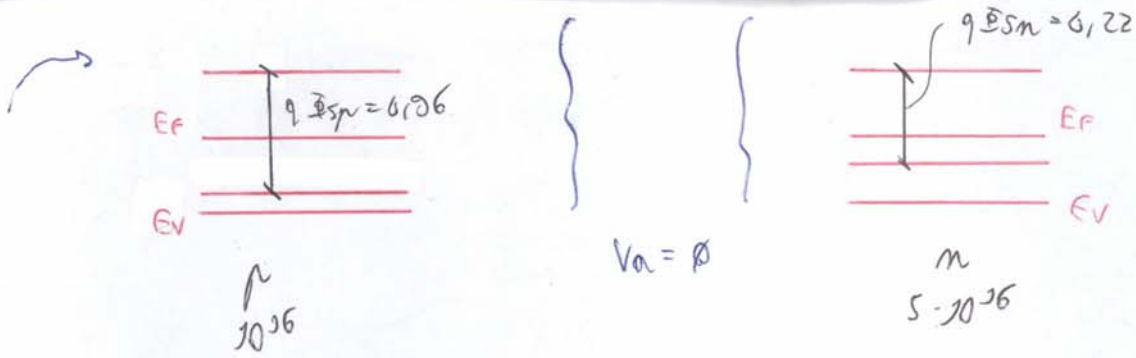
Per una giunzione lineare avremo invece:

N.B. I dopaggi sono sempre numeri positivi!

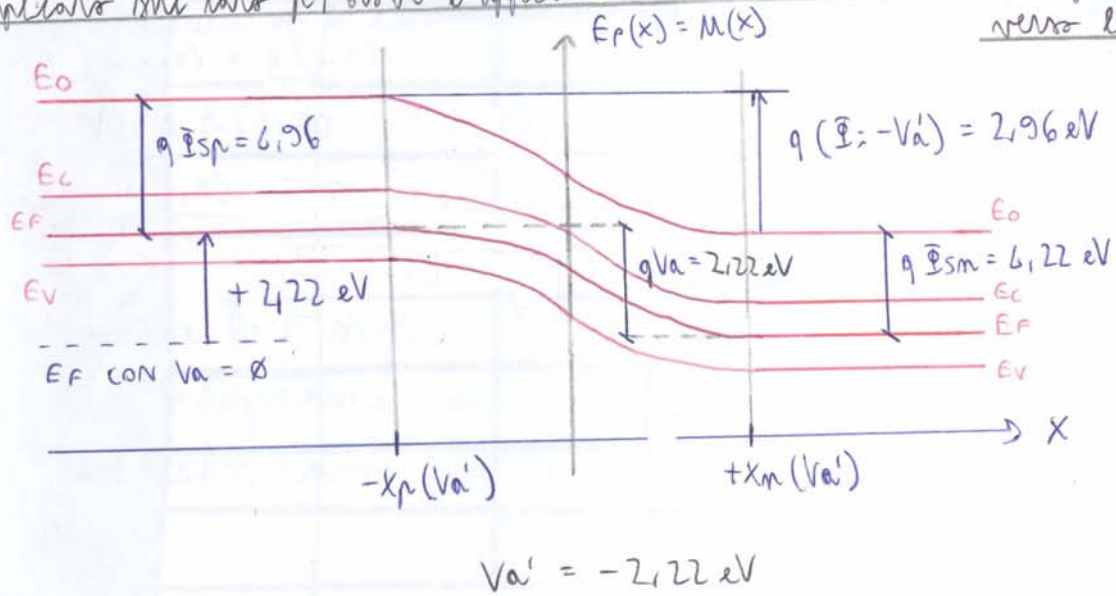
$$\Phi_i = V_T \ln \frac{a \frac{x_{A0}}{2} \cdot a \frac{x_{A0}}{2}}{n_i^2} = 2V_T \ln \frac{a \cdot x_{A0}}{2n_i} \quad \text{②}$$

Dalla ②: $e^{\frac{\Phi_i}{2V_T}} = \frac{a \cdot x_{A0}}{2n_i} \Rightarrow x_{A0} = \frac{2n_i}{a} e^{\frac{\Phi_i}{2V_T}}$

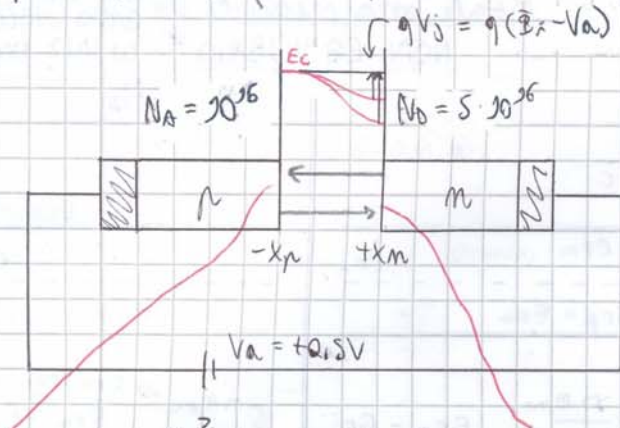
Sostituisco in ①: $\Phi_i = \frac{qa}{12\epsilon_s} \left(\frac{2n_i}{a}\right)^3 \cdot e^{\frac{3\Phi_i}{2V_T}} = \frac{qa}{12\epsilon_s} \frac{8n_i^3}{a^3} \cdot e^{\frac{3\Phi_i}{2V_T}} =$
 $= \frac{2}{3} \frac{q n_i^3}{\epsilon_s a^2} \cdot e^{\frac{3\Phi_i}{2V_T}} \Rightarrow$



L'effetto dei contatti ohmici sui livelli energetici lontano dal punto di contatto centrale consiste in uno spostamento aggiuntivo di 2,22 eV fra i due estremi del semiconduttore, che per convenzione è tutto applicato sul lato p, dove è applicata la stessa tensione V_a , il quale trasla verso l'alto



A causa della barriera di energia potenziale il numero di elettroni che si può spostare in p (lo stesso per le lacune) è limitato.



GUARD

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} \approx 10^6$$

MA $n_p(-x_p) \gg n_{p0}$

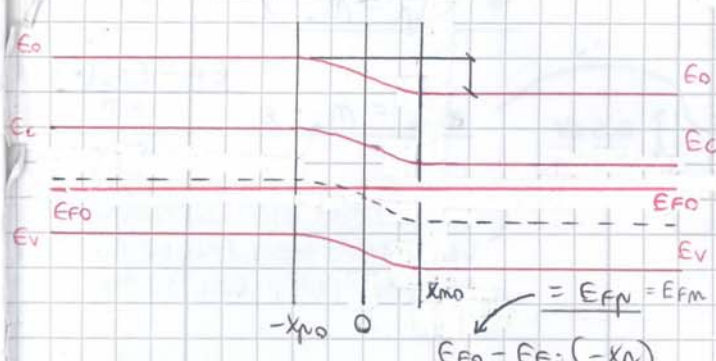
$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \approx 10^3$$

MA $p_n(x_n) \gg p_{n0}$

La pol. diretta è grande un metro — diverso dalla GOST per mettere portatori minoritari, e lo fa tramite la tensione esterna V_a . La barriera di energia potenziale è infatti modulata linearmente dalla tensione esterna V_a . (PROPORZ. INVERSA LINEARE)

→ Così come l'acqua, gli elettroni e le lacune si adattano al contenitore (il livello) e restano in equilibrio dopo l'allargamento del recipiente.

EQUILIBRIO

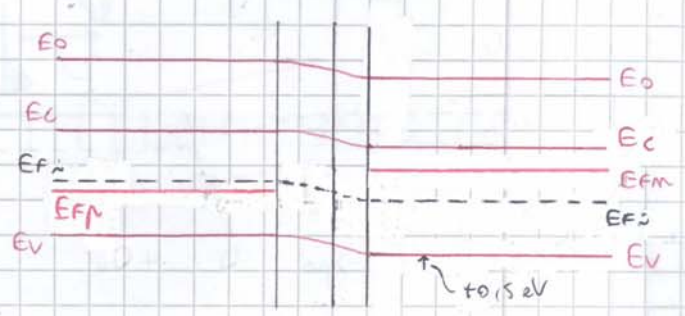


$$n_p(-x_p) = n_{p0} = n_i \cdot e^{\frac{E_{F0} - E_{F2}(-x_p)}{kT}}$$

$$p_n(+x_n) = p_{n0} = n_i \cdot e^{\frac{E_{F2}(+x_n) - E_{F0}}{kT}}$$

$E_{FM} = E_{FP}$

POL. DIRETTA $V_a = +0.15V$ FUORI EQUILIBRIO

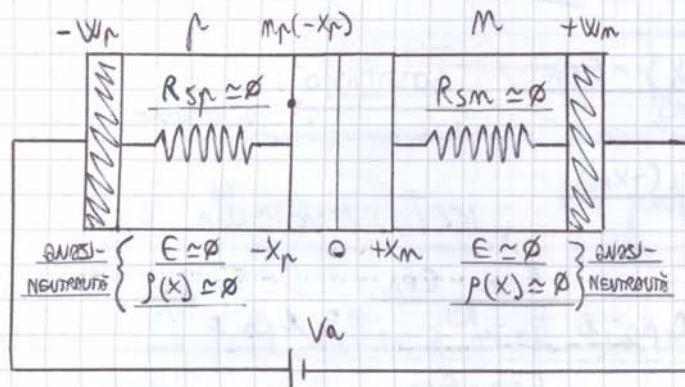


$$n_p(-x_p) = n_i \cdot e^{\frac{E_{FM} - E_{F2}(-x_p)}{kT}}$$

$$p_n(+x_n) = n_i \cdot e^{\frac{E_{F2}(+x_n) - E_{FP}}{kT}}$$

Nota bene: se un lato è n volte più largato dell'altro, la concentrazione di minoritari \propto^2 n volte più piccola rispetto all'altro.

Il fatto che i portatori si invertano dall'altro lato, ~~compariam~~ ~~oss~~ come minoritari, ~~solamente~~ ~~combinazione~~ ~~mescheranno~~ ~~una~~ ~~parte~~ ~~come~~ ~~un~~ ~~parte~~ ~~tra~~ ~~metto~~ ~~di~~ ~~combinazione~~.



P
MODELLO MATEMATICO

NON SUU =
DIAMO PER
ORA LA
Z.D.S.V.

N
MODELLO MATEMATICO

Condizioni stazionarie:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = + \frac{j}{q} \frac{\partial j_m}{\partial x} - U_m = 0$$

$$j_m = + q \mu_n n_p E + q D_n \frac{\partial n_p}{\partial x}$$

$$U_m = \frac{n' p}{\tau_m}$$

Quando:

$$0 = + \frac{j}{q} \frac{\partial}{\partial x} \left(+ q D_n \frac{\partial n_p}{\partial x} \right) - \frac{n' p}{\tau_m}$$

$$0 = D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n' p}{\tau_m}$$

CAMBIO DI VAR. FACILE PERCHÉ A NETTO DI UNA COSTANTE CHE SI SEMPLIFICA

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} = \frac{n' p}{D_n \tau_m}$$

$$L_m = \sqrt{D_n \tau_m} \quad W_p \gg L_m$$

Condizioni stazionarie:

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = - \frac{j}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - U_p = 0$$

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

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

Quando:

$$0 = - \frac{j}{q} \frac{\partial}{\partial x} \left(- q D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \right) - \frac{p' n}{\tau_p}$$

$$0 = D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p' n}{\tau_p}$$

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

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad W_n \gg L_p$$

\propto^2 n quel lato, sia al =
l'equilibrio che due
equilibrio, sarà

Applichiamo alla equazione sotto tensione V_a il modello matematico.

Questo flusso di elettroni spinto dal campo elettrico è una j_n , DRIFT
 Dal momento in cui si genera in n al momento in cui entra in
 $-x_p$ che sono disponibili

La ricombinazione dei minoritari neltati richiede anche da anni =
 allora, essa una corrente di maggioritari complementare alla
 corrente di diffusione dei minoritari.

Deviamo che, molto lontano dalla "linea gialla", gli elettroni
 spostati dalla tensione esterna

*³ di minoritari

(qualche lunghezza di diffusione)

Se ci troviamo molto lontano dall'interfaccia le correnti sono
 solo di trasporto di maggioritari.

Arrivando all'interfaccia esse si spiltano: una parte va
 a ricambiarsi dall'altro lato, mentre l'altra parte va a ricom=
 binarsi con la corrente di diffusione ^{*3} arrivata dal lato opposto.
 Questa altra parte è esattamente pari alla corrente di diffusione in
 entrata

ANALOGIA DELLA GUERRA CONTINUA

Nella zona di giustamento (che è una "zona bianca") le
 due correnti di trasporto non si ricombinano e arrivano
 intatte dall'altra parte, dove poi diventano di diffusione

Se sommo le due correnti di trasporto in A e in B ottengo
 la corrente totale che passa nella zona di giustamento.

• CORRENTE IN A

AREA DELL'INTERFACCIA

$$j_{n, DRIFT}(-x_p) \cdot A_j = \frac{q D_n n_i^2 A_j}{N_A L_n} \left(e^{\frac{V_a}{V_T}} - 1 \right) \cdot j$$

$$e^0 = e^{\frac{1}{m}(-x_p + x_n)}$$

• CORRENTE IN B

$$j_{p, DRIFT}(+x_n) \cdot A_j = \frac{q D_p p_i^2 A_j}{N_D L_p} \left(e^{\frac{V_a}{V_T}} - 1 \right) \cdot j$$

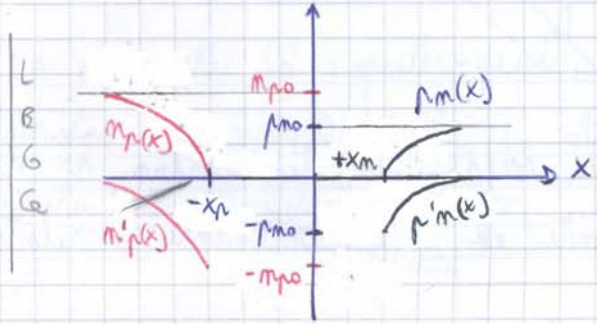
X GIUNZIONE p-m POLARIZZATA INVERSAMENTE

Sia la Tensione esterna $V_a < 0$.

Gli eccessi di concentrazione sono:

$$m'_p(x) = m_{p0} \left(e^{\frac{V_a}{V_T} - 1} \right) \cdot e^{-\frac{x+x_p}{L_n}}$$

$$p'_m(x) = p_{m0} \left(e^{\frac{V_a}{V_T} - 1} \right) \cdot e^{-\frac{x-x_m}{L_p}}$$



Le concentrazioni invece sono:

$$m_p(x) = m'_p(x) + m_{p0}$$

$$p_m(x) = p'_m(x) + p_{m0}$$

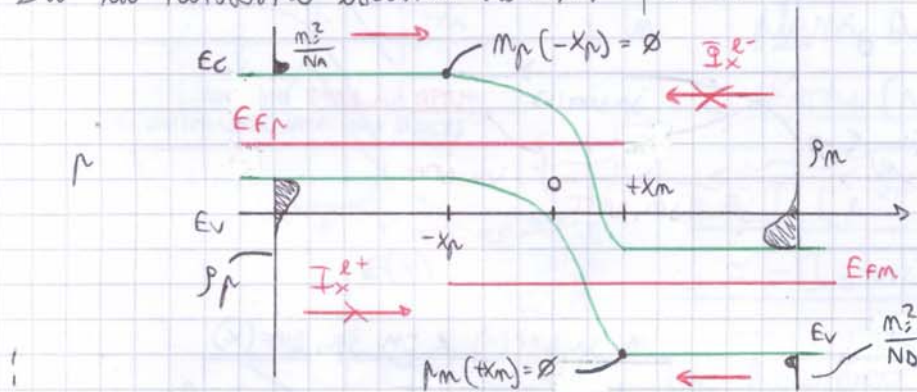
dei minoritari:

Avvicinandoci alla zona di svuotamento le concentrazioni vanno a zero perché le formule degli eccessi di minoritari danno risultati sempre più negativi. Eppure le correnti di diffusione dei minoritari non vanno a zero. (infatti?)

LEZIONE 1 DIC 92

X GIUNZIONE p-m POLARIZZATA INVERSAMENTE (PROSEGUIO)

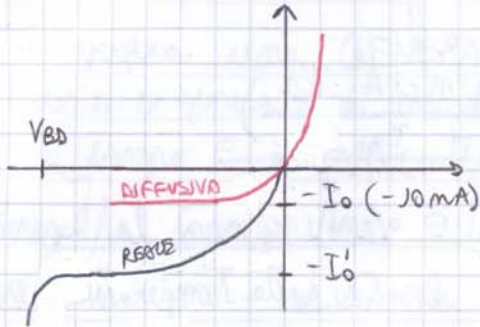
Sia la Tensione esterna $V_a < 0$.



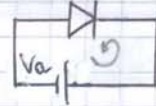
gli elettroni (pochi) nel lato p, se si avvicinano al "barriera" che c'è in $-x_p$, scivolano nel lato n. Analogamente le lacune, se si avvicinano al "barriera" che c'è in $+x_m$, scivolano nel lato p. Le equazioni delle concentrazioni, viste sopra, dicono che le concentrazioni di minoritari sono 0 in $-x_p$ e in $+x_m$ perché in quei punti quei punti sono punti di tipo "scassata" per cui non c'è nulla di "permesso" che esistesse una concentrazione. Questo vale per tutta la zona di svuotamento.

SICURO

X CARATTERISTICA STATICA DEL DIODO [cosa non considero i fenomeni di transitorio]



La corrente I_0' , quella reale, è molto più grande della I_0 attesa = muta nel modello diffusivo.



I problemi che abbiamo da risolvere in polarizzazione inversa sono:

1) $I_0' \gg I_0$
REALE TEORICO

2) $I_0(T)$ per il Silicio, partendo da 300K, raddoppia ogni +10K

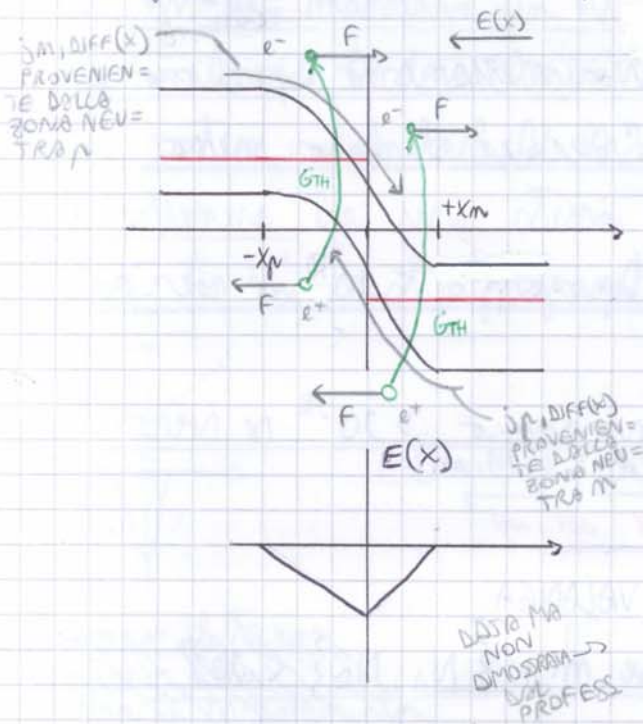
BREAKDOWN

3) Per $V < V_{BD}$ si ha $I \ll I_0$

* nella zona di instamento e spinti dal campo elet = truce

Resolviamoli:

1) Diagramma a bande in pol. inversa:



I flussi di portatori generati termicamente saranno abbinati alle flussi delle correnti di diffusione (raccolte in I_{TOT}):

$$I = I_{TOT} \left(e^{\frac{V_a}{V_T}} - 1 \right) - I_{GTH} \quad I_0'$$

$$I \approx -I_0 - I_{GTH} = -(I_0 + I_{GTH})$$

La formula della I_{GTH} è:

$$I_{GTH} = \frac{q \cdot n_i \cdot X_d(V_a) \cdot A_j}{\tau_g}$$

PORTATORI
TEMPO DI VITA DEI
GENSBODY TEAM.

In polarizzazione diretta la I_{GTH} è praticamente impercettibile, ma in polarizzazione inversa conta molto: infatti - la I_{GTH} è il fattore abbinato che rende $I_0' \gg I_0$.

In altre parole I_0' è composto dalla I_0 teorica più la I_{GTH} .

