



**Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino**

**Appunti universitari**

**Tesi di laurea**

**Cartoleria e cancelleria**

**Stampa file e fotocopie**

**Print on demand**

**Rilegature**

**NUMERO: 890**

**DATA: 12/03/2014**

# **A P P U N T I**

**STUDENTE: Bodini**

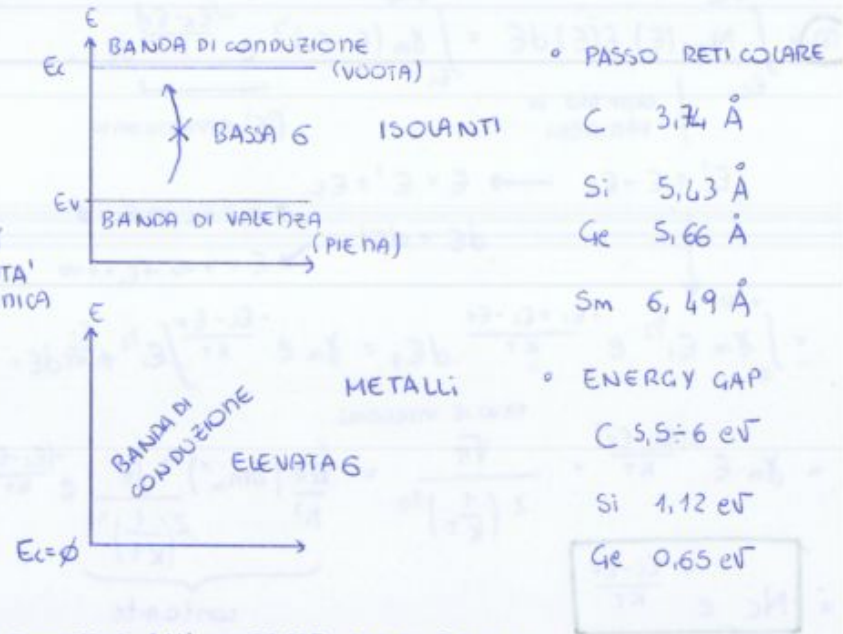
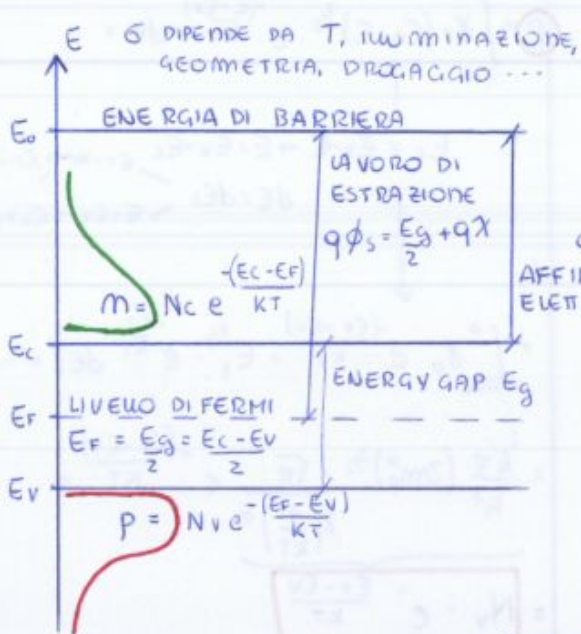
**MATERIA: Dispositivi Elettronici a Semiconduttori + Eserc.**

**Prof. Piccinini**

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

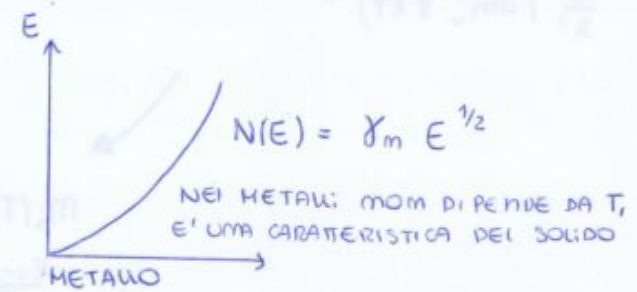
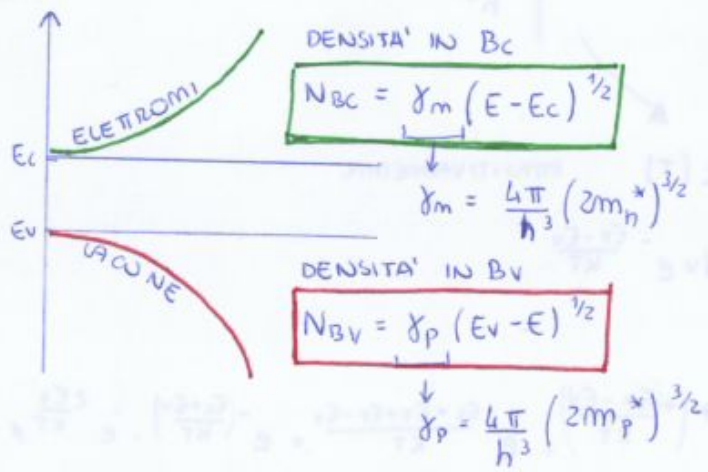
Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica 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.**

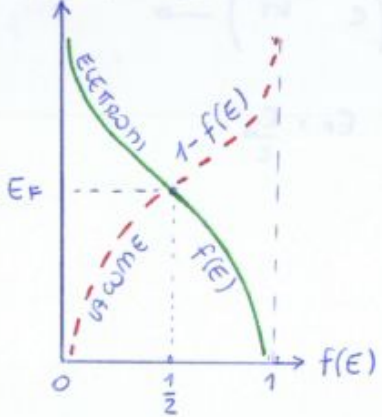


mom e' costante all'interno delle bande

FUNZIONE DI DENSITA' DEGLI STATI



PROBABILITA' DI OCCUPAZIONE DELLE BANDE: DISTRIBUZIONE DI FERMI-DIRAC



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

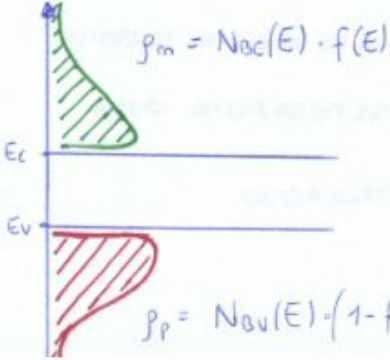
$\rho(E) = N(E) f(E)$  FUNZIONE DI DENSITA' ELETTRONICA

$$m = \int \rho(E) dE = \int_{E_c - \phi}^{+\infty} N(E) f(E) dE =$$

$$= \int_0^{+\infty} (\gamma_m E^{1/2}) \left( \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \right) dE \approx \int_0^{+\infty} \gamma_m E^{1/2} \cdot 1 \cdot dE = \frac{2}{3} E_F^{3/2} \gamma_m$$

APPROSSIMAZIONE VALIDA DA A T=0K

DA QUI RIGIARO  $E_F = \left( \frac{3}{2} m \gamma_m \right)^{2/3}$



# PROPRIETA' ELETTRONICHE DEI MATERIALI

01/10/2013

$e^-$   
SPOSTAMENTO DI CARICA / CONDIZIONI ESTERNE  
 / AMBIENTE  
 idealmente, poi praticamente

II  
 QUINDI: LE CORRENTI (ELETTRICHE)

MATERIALI {  
 NEI METALLI A) Al (W, Cu, Au...)  
 NEI SEMICONDUTTORI B) Si, Ge...  
 NEGLI ISOLANTI C) SiO<sub>2</sub> DISSIDO DI SILICIO  
 Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> NITRURO DI SILICIO

TEORIA DELLE BANDE ENERGETICHE (solidi cristallini) vs LIVELLI ENERGETICI (atomi e molecole) → SPETTROGRAFIA

IV GRUPPO:  $6 \text{ C}$   $1s^2 2s^2 2p^2$   
 4 elettroni nel guscio esterno

$14 \text{ Si}$   $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$

$32 \text{ Ge}$   $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^2$

$50 \text{ Sn}$   $1s^2 \dots 5s^2 5p^2$

HANNO STESSA STRUTTURA ELETTRONICA, STESSA CRISTALLIZZAZIONE ED APPARTENGONO ALLO STESSO GRUPPO  
 MA

LE PROPRIETA' ELETTRICHE SONO MOLTO DIVERSE

QUINDI

NESSUNA DELLE PRECEDENTI CARATTERISTICHE E' SUFFICIENTE PER DEFINIRE LE PROPRIETA' ELETTRICHE

03/10/2013

## DIAGRAMMI A BANDE

CARBONIO 3,57 Å



nell'asse y si rappresenta sempre l'energia, qui espressa in **ELETRONVOLT eV**



1 eV E' L'ENERGIA POTENZIALE DI UN ELETTRONE SOTTOPOSTO AD UNA DIFFERENZA DI TENSIONE DI 1V

$|e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$  QUINDI

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

nell'asse x, la POSIZIONE DEL CRISTALLO NON PIU' IL PASSO RETICOLARE, CHE QUI E' UNIVOCO

LA DISTANZA TRA LE DUE BANDE E' CIRCA 5,5 o 6 eV, E' QUI MASSIMA: DA ENTRAMBE LE PARTI CI SONO 4N STATI POSSIBILI:

A OK, TUTTI GLI ELETTRONI OCCUPANO LA BANDA INFERIORE, RIEMPIENDOLA



E' UN ISOLANTE, NON CONDUCE

E' DATO UN NOME ALL'ULTIMA ED ALLA PENULTIMA BANDA:

$E_v$  E' IL MARGINE SUPERIORE DELLA BANDA DI VALENZA

$E_c$  E' IL MARGINE INFERIORE DELLA BANDA DI CONDUZIONE

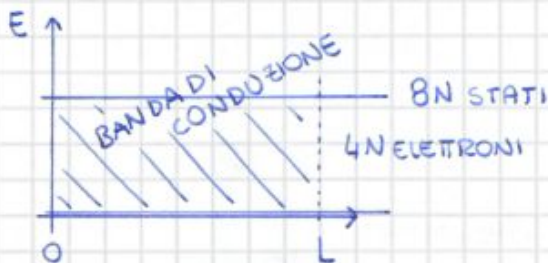
$E_g$  E' L'ENERGY GAP (BANDA PROIBITA):

nessun elettrone si trova qui, non e' un livello energetico



$E_c - E_v = E_g$  ED E' 5,5 o 6 CIRCA PER IL DIAMANTE

STAGNO 6,49 Å



gli elettroni si spostano applicando una differenza di potenziale, cioè tramite una tensione (tra 0 ed L)



l'energia potenziale degli elettroni sui due lati e' diversa, e' come inclinare la banda.

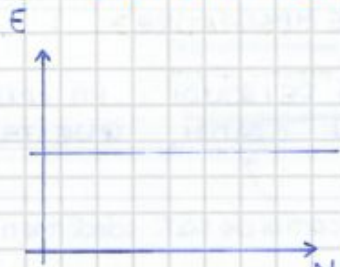
nei METALLI, la banda e' PARZIALMENTE OCCUPATA, gli elettroni si muovono con facilità.



ne fosse pieno (come nel diamante) non ci sarebbero stati ad energie accennabili; nello stagno, invece, a parità di elettroni, ci sono molti livelli accennabili: gli elettroni si spostano, c'è conduzione

E' UN CONDUTTORE ⇐

## DENSITA' DEGLI STATI



ALL' INTERNO DI UNA BANDA, LA DENSITA' DEGLI STATI NON E' COSTANTE: TALI DENSITA' SONO DESCRITTE DA FUNZIONI RICAVABILI

$N(E)$  DENSITA' DEGLI STATI, E' IN FUNZIONE DELL'ENERGIA

$$N(E) = \gamma_m \sqrt{E} = \gamma_m E^{1/2}$$

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

DATO UN MATERIALE,  $\gamma_m = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2}$  E' COSTANTE

$h$  E' LA COSTANTE DI PLANCK

$$h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J/s}$$

$m_n^*$  DIPENDE DAL MATERIALE

L'ELETTRONE HA CARICA NEGATIVA PARI, IN MODULO  
A  $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

$m_0$  E' LA MASSA DELL'ELETTRONE A RIPOSO,  $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$   
NEL VUOTO

ALL' INTERNO DI UN CRISTALLO POTENZIALE PERIODICO  
LA FUNZIONE D'ONDA INTERAGISCE CON IL RETICOLO  
MODIFICANDO LE PROPRIETA' DELL'ELETTRONE

SI PARLA DI MASSA EFFICACE DELL'ELETTRONE  
ALL' INTERNO DI UN CRISTALLO (FATTORE CORRETTIVO)

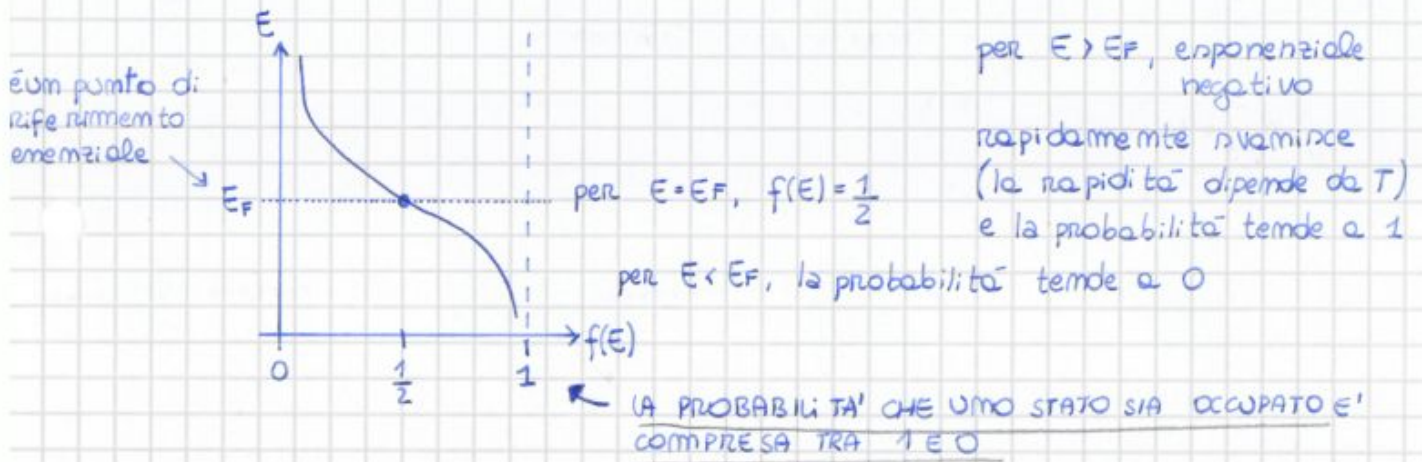
ES. per il silicio  $m_m = 0,89 m_0$   
e' piu' leggero, cioe' serve meno  
campo per accelerare o spostare  
elettroni nel cristallo

## COME SONO OCCUPATI GLI STATI

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

$E_F$  ENERGIA DI FERMI  
 è costante per i materiali  
 $T$  TEMPERATURA ASSOLUTA IN KELVIN  
 $k$  COSTANTE DI BOLTZMANN

tale curva è determinabile solo se sono note  $T$  ed  $E_F$



più alta è la temperatura e più la distribuzione è dolce: più è bassa e più tende a degenerare in spigolo



SI RISCRIVE L'INTEGRALE PER  $T = 0$  KELVIN :

$$m = \int_0^{E_F} \gamma_m E^{1/2} \cdot 1 \cdot dE =$$

SAREBBE TRA 0 E  $\infty$ , MA SOPRA  $E_F$  IL CONTRIBUTO DI ENERGIE E' NULO

E' FACILE DA RISOLVERE: DA' UNA RELAZIONE CHE LEGA DENSITA' DI ELETTRONI IN BANDE CON  $E_F$

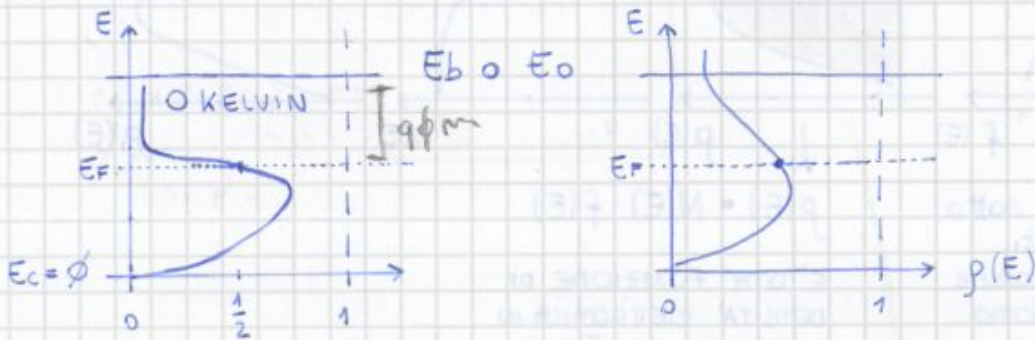
$$= \gamma_m \frac{2}{3} E_F^{3/2}$$

QUINDI  $m = \frac{2}{3} \gamma_m E_F^{3/2}$

DA CUI SI RICA VA  $E_F = \left( \frac{3m}{2\gamma_m} \right)^{2/3}$

$E_F$  E' ORA CALCOLABILE, HA VALORI TIPICI DI QUALCHE eV (~5...)

$E_F$  NON DIPENDE DALLA TEMPERATURA, IN PRIMA APPROSSIMAZIONE



GLI ELETTRONI DI UN SOLIDO SONO CONFINATI, ESISTE UNA BARRIERA DI SUPERFICIE

$E_0$  E' L'ENERGIA DI BARRIERA: un elettrone che arriva a tale energia acquisisce l'energia di un elettrone nel vuoto

E' LA MASSIMA ENERGIA CHE UN ELETTRONE PUO' AVERE ALL'INTERNO DI UN METALLO O SISTEMA



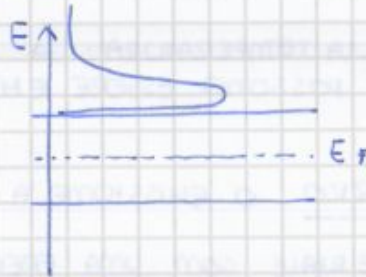
IN BANDA DI CONDUZIONE A 300 K,  $E - E_F \geq \frac{E_g}{2}$  CHE E' 0,56 eV

IN Bc |  $\frac{E - E_F}{kT} \geq 20$

OTENGO

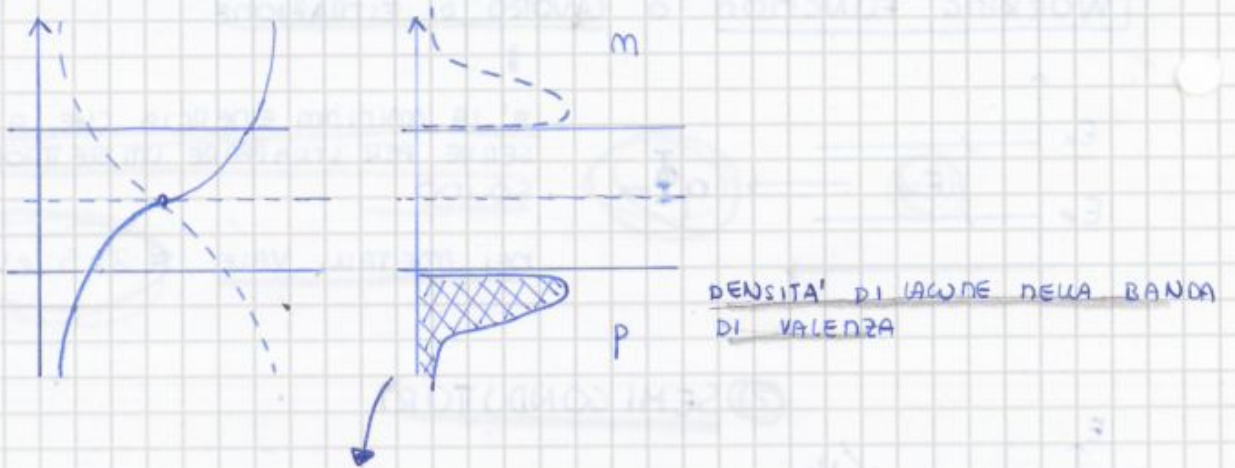
$$p_m = m_{Bc}(E) \cdot f(E)$$

$$\text{o } p_m|_{300K}$$



E' LA DENSITA' DEGLI STATI LIBERI, MA USANDO LA FUNZIONE COMPLEMENTARE:

$$1 - f(E)$$



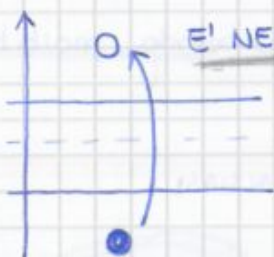
SI POSSONO RICA VARE GLI INTEGRALI DELLE CURVE:

LE DUE AREE n E p SONO UGUALI, SEMPRE  
E SI PARLA DI:

GENERAZIONE TERMICA DELLE COPPIE ELETTRONE-LACUNA

E' UN PROCESSO SIMMETRICO E BILANCIATO.

A 0 K, m E' VUOTO: E' VOTO ANCHE p A 0 K  
generalmente il livello di  $E_F$  e' a meta' dell'energy gap



E' NECESSARIO

bilanciato in un semiconduttore non drogato

$$m_n = m_p \text{ o } E_F \text{ DEVE ESSERE } E_F = \frac{E_c + E_v}{2}$$

$$\begin{aligned}
 m &= \int_{E_c}^{+\infty} \rho_m(E) dE = \\
 &= \int_{E_c}^{+\infty} N_{BC}(E) \cdot f(E) dE = \\
 &\approx \int_{E_c}^{+\infty} \gamma_m (E - E_c)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E - E_F}{kT}} dE
 \end{aligned}$$

↑  
 restituisce gli elettroni in banda di conduzione

$$\begin{aligned}
 p &= \int_{-\infty}^{E_v} \rho_p(E) dE = \\
 &= \int_{-\infty}^{E_v} N_{BV}(E) [1 - f(E)] dE = \\
 &\approx \int_{-\infty}^{E_v} \gamma_p (E_v - E)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E - E_F}{kT}} dE
 \end{aligned}$$

↑  
 restituisce le lacune in banda di valenza

entrambi gli integrali si risolvono, a seguito di un cambio di variabili:

$$E - E_c = E_1 \quad \leftarrow$$

$$\text{da cui } \rightarrow E = E_1 + E_c$$

$$dE = dE_1$$

$$\Downarrow \quad \text{per } \begin{cases} E = E_c \rightarrow E_1 = 0 \\ E = \infty \rightarrow E_1 = \infty \end{cases}$$

$$= \int_0^{+\infty} \gamma_m \cdot E_1^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_1 + E_c - E_F}{kT}} d(E_1)$$

porto fuori tutto ciò che è costante

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

inverte gli estremi e toglie il - a dE, bilanciata

$$\rightarrow E_v - E = E_1$$

$$\text{da cui } \rightarrow E = E_v - E_1$$

$$dE = -dE_1$$

$$\Downarrow \quad \text{per } \begin{cases} E = -\infty \rightarrow E_1 = +\infty \\ E = E_v \rightarrow E_1 = 0 \end{cases}$$

$$= \int_{+\infty}^0 \gamma_p E_1^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_v - E_1 - E_F}{kT}} (-dE_1)$$

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

i due integrali sono identici

SAPENDO CHE  $\int_0^{+\infty} E_1^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_1}{kT}} dE_1 = \frac{\sqrt{\pi}}{2 \cdot \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2}}$  POSSO SOSTITUIRLO NELLE EQ

DALE TAVOLE DEGLI INTEGRALI

$$m = \gamma_m e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2 \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2}}$$

SOSTITUISCO IL VALORE DI:

$$\gamma_m = \frac{4\pi}{h^3} (2m^*_m)^{3/2}$$

↓

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

SOSTITUISCO IL VALORE DI:

$$\gamma_p = \frac{4\pi}{h^3} (2m^*_p)^{3/2}$$

↓

DEFINIZIONI

si alterano completamente le statistiche dei portatori e le proprietà elettriche

• UN SEMI CONDUTTORE PURO, MAI SOTTOPOSTO A DROGGAGGI → INTRINSECO

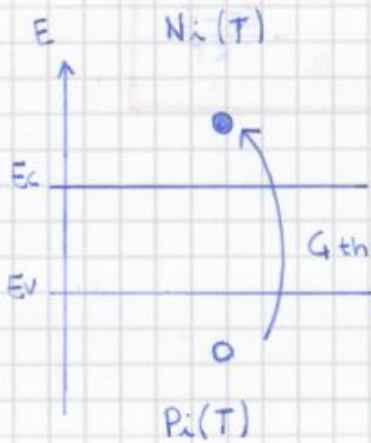
tutto ciò che si riferisce ad esso, prende pedice  $i$

$n \rightarrow n_i$ : CONCENTRAZIONE DI ELETTRONI IN  $B_c$  PER UN SEMI CONDUTTORE INTRINSECO

$p \rightarrow p_i$

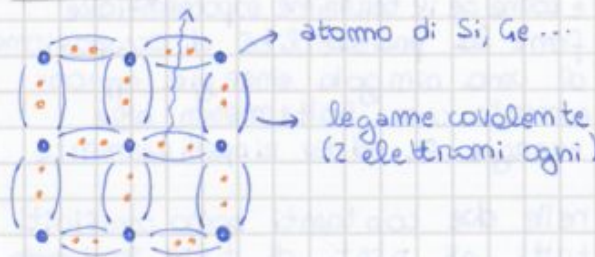
$E_F \rightarrow E_{F_i}$

CALCOLO DI  $E_{F_i}$ ,  $N_i$



GENERAZIONE TERMICA

LE CARICHE SONO SPOLLATE, MA LA CARICA TOTALE NON VARIA



a OK ogni legame ha due elettroni; con l'aumentare di  $T$ , alcuni  $e^-$  salgono in banda di conduzione lasciando lacune

LA NEUTRALITÀ DEL CRISTALLO NON VARIA; AD OGNI  $T$  VALE CHE

si eguagliano le due eq:

$$n_i(T) = p_i(T)$$

$$N_B e^{-\frac{E_c - E_{F_i}}{kT}} = N_V e^{-\frac{E_{F_i} - E_V}{kT}}$$

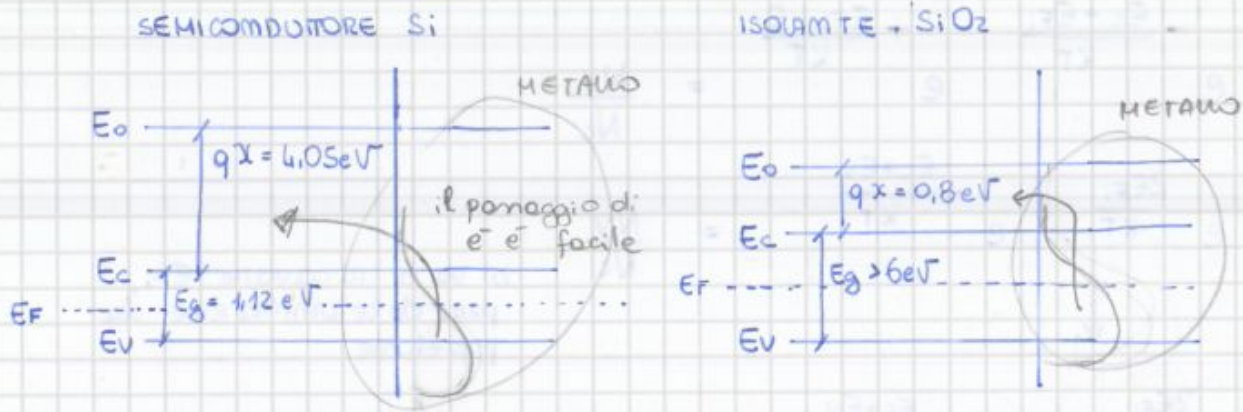
considerando che:

$T$  è uguale per entrambe

e specifici cambio che:

$E_F \rightarrow E_{F_i}$  (no impurità droganti).

STUDIO DELL'AFFINITÀ ELETTRONICA



si prova a mettere a contatto i due materiali con un metallo

FACILITÀ MOLTO GRANDE DEGLI ELETTRONI DI PASSARE ALLA BC DEL METALLO ALLA BC DEL SEMICONDUCTORE



CI SONO LIVELLI EMERGETICI CHE HANNO UN'ENERGIA DI LIVELLO COMPARABILE A QUELLA DI BC DEL SEMICONDUCTORE

I PRIMI STATI OCCUPABILI SONO A PARECCHI eV SOPRA

- ! [ MATERIALI CON BASSA  $q\chi$  HANNO DIFFICOLTÀ AD ASSORBIRE  $e^-$  DA ALTRI SOLIDI
- ! [ MATERIALI CON ALTA  $q\chi$ , AL CONTRARIO

ALTA AFFINITÀ ELETTRONICA



ACQUISIZIONE DI  $e^-$  (DA UN METALLO PER ESEMPIO)

•  $n_i$ : DIPENDE ESPONENZIALMENTE DA  $T$

•  $E_g(T)$ :  $T \uparrow \rightarrow E_g \downarrow$ , ma si considera  $E_g \approx \text{const} |_{T=300}$

IPOTESI SEMPLIFICATIVA, SI TRASCURA TALE EFFETTO

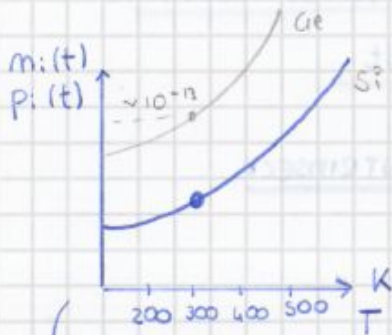
(mb)

$$n_c = \frac{2}{h^3} (2\pi m_m^* kT)^{3/2}$$

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

$$\underbrace{\hspace{10em}}_C$$

$$= \underbrace{C}_{N_c(300)} (300)^{3/2} \cdot \frac{T^{3/2}}{(300)^{3/2}} = N_c(300) \cdot \frac{T^{3/2}}{300^{3/2}}$$



$$n_i(300) |_{Si} = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ elettroni/cm}^3 \quad E_g |_{Si} = 1,12$$

$$n_i(300) |_{Ge} = \quad E_g |_{Ge} = 0,66$$

a 0K  $n_i(T)$  e  $p_i(T)$  sono 0, a prendersene dall' $E_g$   
(non è l'origine sul grafico)

$n_i(300) |_{Si}$  sono un miliardo e mezzo  $\sim$  di elettroni al  $\text{cm}^3$ ; E' grande  
|| dipende da quanto influenza le proprietà di conduzione...

• SI PUO' FARE UN CONFRONTO CON UN METALLO:

$n_i$ : IN UN METALLO E' DELL'ORDINE DI  $10^{21}$ ,  $10^{22}$  elettroni/ $\text{cm}^3$ ;  
LE PROPRIETA' DI CONDUTTORE RISPETTO AI METALLI SONO PIU' SCARSE,  
QUASI PIU' TEMPERATI AD' ISOLANTI CHE A CONDUTTORI

• DI QUESTI, QUANTI SONO "LIBERI"?  $\rightarrow$  SI PUO' FARE UN CONFRONTO  
CON LA DENSITA' ATOMICA IN UN RETICOLO DI SILICIO:



RETICOLO CUBICO (8)  $\rightarrow$  (8 spigoli, ciascuno condiv. da 8  
A FACCE CENTRATE (6)  $\rightarrow$  (condiv. da 2 ret.)  
DEL DIAMANTE  
(SONO DUE COMPENETRATI (4))

$$3,568 \cdot 10^{-8} \rightarrow \frac{1}{(3,568 \cdot 10^{-8})^3} \left( \frac{1}{8} \cdot 8 + \frac{1}{2} \cdot 6 + 1 \cdot 4 \right) \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ ATOMI DI SILICIO IN UN CM}^3$$

DROGGAGGIO → AGGIUNGE LIVELLI ENERGETICI ACCESSIBILI IN BANDA PROIBITA

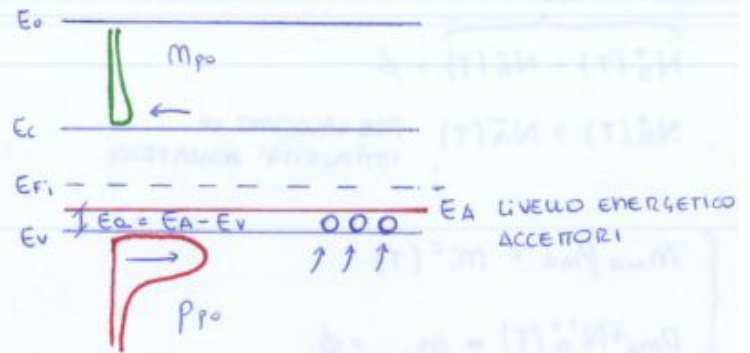
$N_D$  IMPURITA' DONATRICI

drogaggio tipo m



$N_A$  IMPURITA' ACCETTRICI

drogaggio tipo p



$$\begin{cases} M_{mo} = N_c e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} \\ P_{mo} = N_v e^{-\frac{E_f - E_v}{kT}} \end{cases}$$

$$\begin{cases} m_{po} = N_c e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} \\ p_{po} = N_v e^{-\frac{E_f - E_v}{kT}} \end{cases}$$

$$M_{mo} \cdot P_{po} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad \longleftrightarrow \quad m_{po} \cdot p_{po} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

SEGUE LA LEGGE DI AZIONE DI MASSA  
CHE GARANTISCE LA NEUTRALITA' GLOBALE

$$m_p = m_i^2(T)$$

CALCOLO DELLA CONCENTRAZIONE DI MAGGIORITARI IN SEMICONDUTTORI DROGGATI

$$\begin{cases} M_{mo} P_{mo} = m_i^2(T) \\ p(x) = q (P_{mo} - M_{mo} + N_D^+(T)) \end{cases}$$

POICHE' IL SEMI-  
CONDUTTORE E'  
UNIFORME  $\phi$

$$P_{mo} = \frac{m_i^2(T)}{M_{mo}} \rightarrow m_i^2(T) - m_{mo}^2 + N_D^+(T) m_{mo} = \phi$$

$$M_{mo}^2 + N_D^+(T) M_{mo} - m_i^2(T) = 0$$

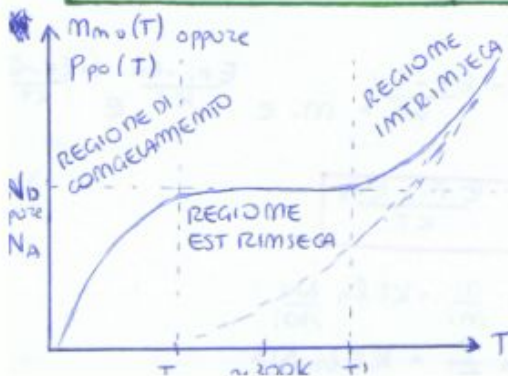
$$M_{mo} = \frac{N_D^+(T)}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{N_D^+(T)}{m_i(T)} \right)^2} + 1 \right)$$

$$\begin{cases} " \\ p(x) = q (P_{po} - m_{po} - N_A^-(T)) \end{cases}$$

$$P_{po} = \frac{m_i^2(T)}{p_{po}} \rightarrow P_{po}^2 - \frac{m_i^2(T)}{P_{po}} - N_A^-(T) P_{po} = \phi$$

$$P_{po}^2 - N_A^-(T) P_{po} - m_i^2(T) = \phi$$

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



$T < T_c$  LA FUNZIONE E' APPROSSIMABILE A QUELLA DI IONIZZAZIONE  
 $M_{mo}(T) \approx N_D^+(T)$

$T > T_i$  A T SUFFICIENTEMENTE ELEVATA, LA FUNZIONE E' APPROSSIMABILE A QUELLA DI SEMICONDUTTORE INTRIMSECO, NON DROGGATO.  $M_{mo}(T) \approx m_i(T)$

MINORITARI

MOM SONO MAI COSTANTI  
NE' GODONO DI PARTI COSTANTI PROPRIETARI  
DIPENDONO STRETTAMENTE DA T

REGIONE ESTRIMSECA: IL VALORE DI ELETTROMI E' QUANTO SI E' AGGIUNTO IN DROGGATI

→ SEMICONDUCTORI DROGATI

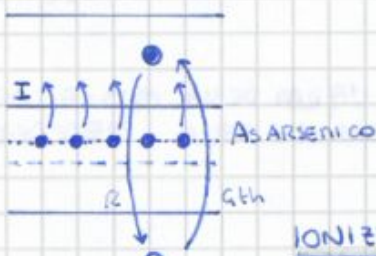
11/10/2013



EA ENERGIA DI ATTIVAZIONE

$E_A = E_C - E_D$   
se è bassa, il drogante agisce bene dal punto di vista elettrico

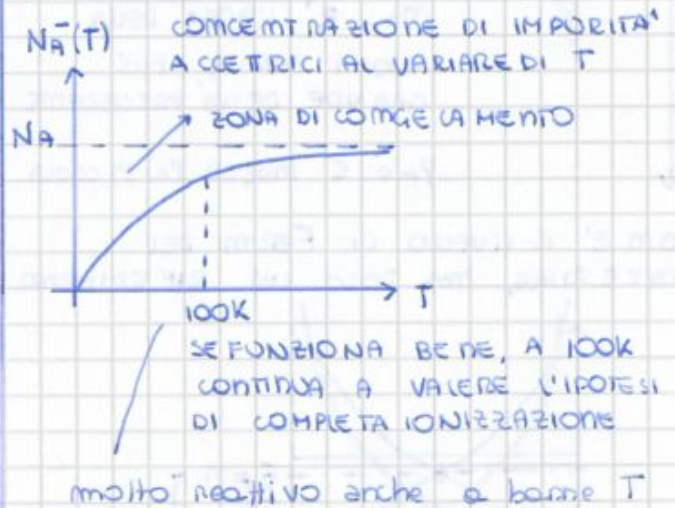
IL DROGANTE AGGIUNGE LIVELLI ACCESSIBILI IN BANDA PROIBITA



$E_a = E_A - E_V$

SI FORMA UNA BANDA CHE CONTIENE STATI ADDIZIONALI. PERCHÉ FUNZIONI BENE,  $E_a$  DEVE ESSERE BASSA

IL BORO CREA UACONE → LA POSSIBILITÀ DI RICOMBINAZIONE SALE → DIMINUISCE LA CONCENTRAZIONE DI  $e^-$



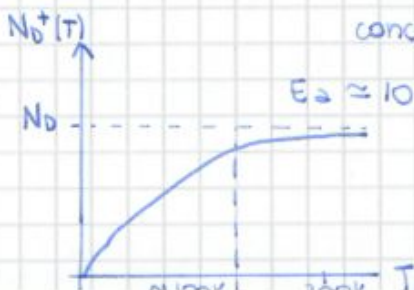
A OK L'EFFETTO DEL DROGANTE E' NUOVO

SCALDANDO: IL SALTO DA COMPRIERE E'  $E_A(As)$  E NON PIU'  $E_g$   
UN PROCESSO DI IONIZZAZIONE FACILITA IL PASSAGGIO DEGLI  $e^-$  IN  $B_C$

E' UN FENOMENO PIU' REATTIVO RISPETTO ALLA TEMPERATURA:  
A BASSE T LA IONIZZAZIONE PRODUCE UN'ATTIVITA' ELETTRICA DI UNITA' DROGANTE:

- 1) GENERAZIONE TERMICA
- 2) IONIZZAZIONE

SI GENERA UNA LAUNA CIRCOSCRITTA ALL'ATOMO DI DROGANTE AS, CHE DIVENTA UNO IONE POSITIVO



LA IONIZZAZIONE COMPLETA TRENDE A  $N_D^+(T) = N_D$   
CIOE'  $N_D^+(T) \rightarrow N_D$

A 100K VALE L'IPOTESI DI COMPLETA IONIZZAZIONE.

N <sub>D</sub>		N <sub>A</sub>
$n_{m0} = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$ $p_{m0} = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}}$ <p style="text-align: center;">↓</p> $n_{m0} \cdot p_{m0} = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$ $n_{m0} \cdot p_{m0} = n_i^2(T)$ <p style="text-align: center;">  PORTATORI MINORITARI   PORTATORI MAGGIORITARI</p>		$n_{p0} = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$ $p_{p0} = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}}$ <p style="text-align: center;">↓</p> $n_{p0} \cdot p_{p0} = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$ $n_{p0} \cdot p_{p0} = n_i^2(T)$ <p style="text-align: center;">  PORTATORI MAGGIORITARI   PORTATORI MINORITARI</p>
⇓		

**LEGGE DELL'AZIONE DI MASSA**

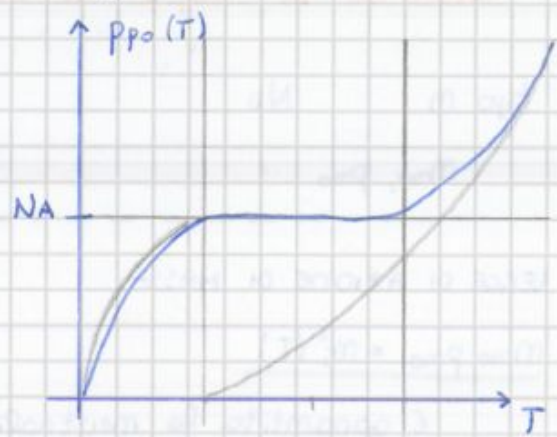
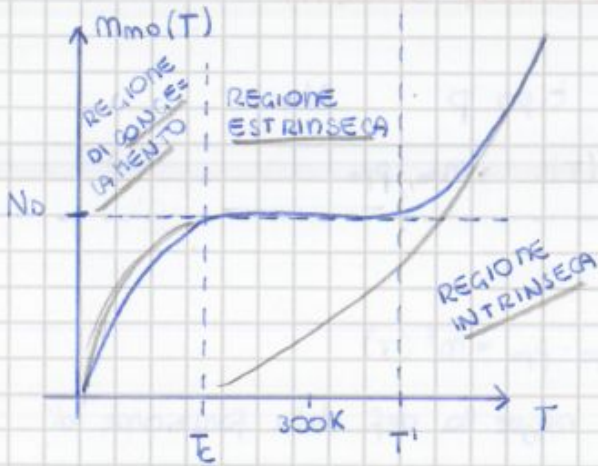
$$n_p = n_i^2(T)$$

- DA CUI:
- $p_{m0} = \frac{n_i^2(T)}{n_{m0}}$
  - $n_{m0} \cdot p_{m0} = n_i^2(T)$
  - GARANTISCE LA NEUTRALITA'

- DA CUI:
- $n_{p0} = \frac{n_i^2(T)}{p_{p0}}$
  - " "
  - " "



GRAFICI DELLE DUE FUNZIONI:



$$n_{mo}(T) = \frac{N_D^+(T)}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{2m_i(T)}{N_D^+(T)} \right)^2} + 1 \right)$$

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

° OK: E' NUOVA

possiamo poi arrivare e- dalla banda di valenza oppure da impurità droganti:  
gli e- derivanti da ionizzazione sono molto reattivi, anche a T relativamente bassa, indicativamente

°  $T < T_{congelamento}$

LA FUNZIONE E' APPROSSIMABILE CON QUELLA DI IONIZZAZIONE

$$\begin{aligned} \text{cioè } \frac{N_D^+(T)}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{2m_i(T)}{N_D^+(T)} \right)^2} + 1 \right) &= \\ &= \frac{N_D^+(T)}{2} \cdot 2 \approx N_D^+(T) \end{aligned}$$

°  $T > T_1$   
cioè a T sufficientemente elevata

LA FUNZIONE E' APPROSSIMABILE A QUELLA DI SEMICONDUCTORE PURO

$$n_{mo}(T) \approx n_i(T)$$

° TRA  $T_c$  E  $T_1$  E' INTERMEDIO, ZONA FONDAMENTALE:

$N_D^+ \approx N_D$  e' GIA' COMPLETA IONIZZAZIONE  
 $m_i \ll N_D$  MA VALE COMUNQUE  $N_D$

III ↙ cioè il valore di e- in tale zona è esattamente quanto è stato aggiunto in drogante

II VALGONO LE STESSSE CONSIDERAZIONI FATTE PER LE IMPURITÀ DONATRICI

° OK, nulla

°  $T < T_c \rightarrow p_{po} \approx N_A^-(T)$

°  $T > T_1 \rightarrow p_{po} \approx m_i(T)$

MB

PER LA CONCENTRAZIONE DI e- O LACUNE IN ZONA ESTRINSECA, LA DIPENDENZA DA T E' TRASCURABILE

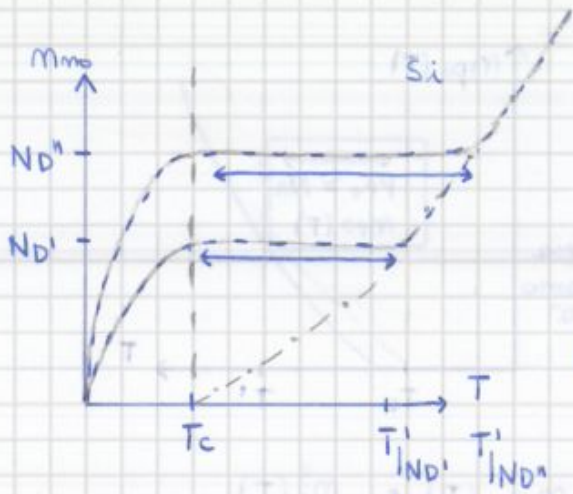
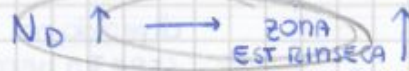


GRAFICO DI SILICIO CON DIFFERENTI QUANTITA' DI DROGANTE  $N_{D'}$  ED  $N_{D''}$   
 (ES. SIA  $N_{D'} = 10^{15}$  E SIA  $N_{D''} = 10^{18}$ )

② AUMENTARE IL DROGAGGIO



$T'$  PER IL SILICIO E' DELL' ORDINE DI  $450 \div 600$  K, DIPENDE DAL DROGAGGIO

SEMI CONDUTTORE

tipo p:

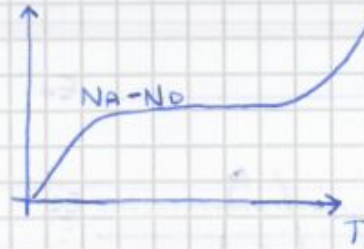
PREVALGONO LE IMPURITÀ ACCETTRICI

CASO 2)  $N_A(T) > N_D^+(T)$

$$N_A^-(T) = N_A(T) - N_D^+(T)$$

QUINDI:

$$\begin{cases} m_{po} p_{po} = n_i^2(T) \\ p_{po} = N_A^-(T) - m_{po} = \phi \end{cases} \implies$$



QUINDI

!!! E' POSSIBILE CAMBIARE IL TIPO DI SEMICONDUCTORE DA tipo n A tipo p

MA

troppa compensazione crea problemi con il trasporto di elettroni

$$N = N_A + N_D$$

↑

N HA EFFETTO SULLA PROPRIETÀ DI TRASPORTO DEI PORTATORI

le due eq. ricavate funzionano, ma usiamo due livelli di riferimento diversi:

$$E_c - E_F \text{ ed } E_F - E_v$$

$E_c$  ed  $E_v$ ; in più ci sono le due costanti:  $N_D$  ed  $N_A$  da ricordare; si può fare di meglio.



### !!! EQUAZIONI DI SHOCKLEY

VALIDE PER QUALSIASI CONCENTRAZIONE E SEMICONDUZIONE

QUI CON PEDICE  $i$ , SEMICONDUZIONE PURA

$$① n_{(i)} = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_{F(i)}}{kT}}$$

RICAVO  
↓

$$③ N_c = n_{(i)} \cdot e^{\frac{E_c - E_{F(i)}}{kT}}$$

POICHE'  $n_{(i)} = p_{(i)}$  SI PUO' RISCRIVERE

$$② p_{(i)} = N_v \cdot e^{-\frac{E_{F(i)} - E_v}{kT}}$$

RICAVO  
↓

$$N_v = p_{(i)} \cdot e^{\frac{E_{F(i)} - E_v}{kT}}$$

$$④ N_v = n_{(i)} \cdot e^{\frac{E_{F(i)} - E_v}{kT}}$$

INVECE CON UN SEMICONDUZIONE NON PURO

$$⑤ n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$$

SOSTITUZIONE 3 → 5

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

↓

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

$N_c$  non c'è, MA LA COST  
E' QUI

$$n_i = 1,45 \cdot 10^{10}$$

→ MEDIANTE LE DUE EQ SI RICAVALA UNA FORMA MENO COMPRESSA DEL LAVORO DI ESTRAZIONE:

$$q\phi_{sm} = q\chi + \frac{E_g}{2} - (E_F - E_{F_i})$$

$$⑥ p = N_v \cdot e^{-\frac{E_{F_i} - E_v}{kT}}$$

SOSTITUZIONE 4 → 6

$$p = p_i \cdot e^{\frac{E_{F_i} - E_v}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_{F_i} - E_v}{kT}}$$

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

← STESSO ESPONENTE IN SEGNO OPPOSTO

$$q\phi_{sm} = q\chi + \frac{E_g}{2} - (E_{F_i} - E_F)$$

MODELLO MATEMATICO PER SEMI CONDUTTORI

MOBILITÀ  $\mu_n$

$$\bar{V}_{drift} = \frac{q \tau_m}{m^* n} \epsilon$$

$$\phi_{e_x} = n \bar{V}_{drift}$$

$$\begin{cases} \phi_{e_x} = -D_m \frac{\partial n(x)}{\partial x} \\ \phi_{e_x} = -D_p \frac{\partial p(x)}{\partial x} \end{cases}$$

$$q \phi = J$$

COSTANTI DI DIFFUSIONE

RELAZIONI DI EINSTEIN

$$D_m = \frac{kT}{q} \mu_m$$

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

DRIFT & DIFFUSION

$$J_m = q \mu_m n \epsilon + q D_m \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_p = q \mu_p p \epsilon - q D_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$J_{DRIFT} = \sigma \epsilon$$

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_p$$

$$n_0 \approx N_D$$

$$\sigma \approx \sigma_n$$

$$p_0 \approx N_A$$

$$\sigma \approx \sigma_p$$

SOST  $J_m, J_p$

$$\rho = \frac{1}{\sigma}$$

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

$$G = \sigma \frac{A}{L}$$

$$\frac{\partial m(x,t)}{\partial x} = \frac{J_m(x)}{-q} - \frac{J_m(x+dx)A}{-q} - (R-G)A dx$$

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

RICAVO  $\epsilon$

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_m}{\partial x} - \mu_m$$

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

TASSI DI RICOMBINAZIONE

$$\mu_m = \frac{n_i^2}{\tau_n}, \mu_p = \frac{p_i^2}{\tau_p}$$

RISOLVO IN  $m(x,t), p(x,t)$

$$\rho(x,t) = +q(p - n + N_D^+ - N_A^-)$$

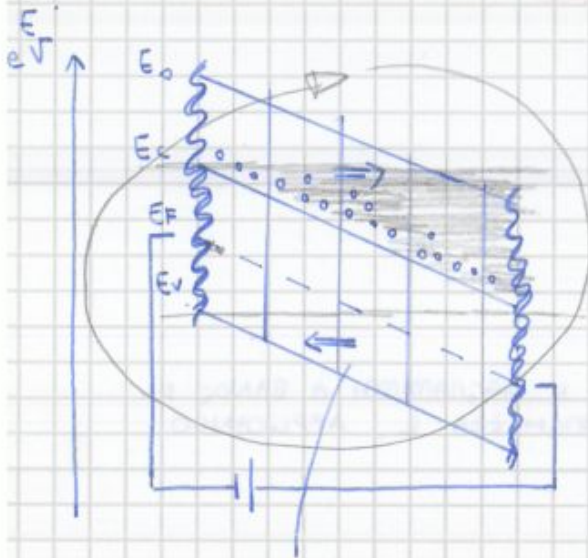
SOST.  $\rho$

EQUAZIONE DI POISSON:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_s} \rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial x} = -\epsilon(x)$$

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

$$\phi(x) = \int -\epsilon(x) dx$$



SI TORNA AL DIAGRAMMA A BANDE "METALLIZZATO"

GLI ELETTRONI IN  $B_c$  AVREBBERO ENERGIE DI LIVELLO PIÙ VICINO A QUELLO DI  $E_c$

L'APPLICAZIONE DI  $V$  PROVOCA UN FLUSSO DI PORTATORI

$$\begin{aligned} \phi_x^{e^-} &\Rightarrow \text{ELETTRONI} \\ \Leftarrow \phi_x^{e^+} &\text{LACUNE} \end{aligned}$$

$\Rightarrow$ ) IL FLUSSO È UNIFORME IN TUTTE LE STAZIONI: GLI  $e^-$  SONO RACCOLTI A  $dx$  DALL'ELETTRODO IN  $V$  MINORE E REINSERITI DALL'ELETTRODO DI  $V$  MAGGIORE



SE  $V$  MOM È ECCESSIVA, IL LIVELLO DI  $e^-$  NON VARIA (TRASCURABILE) CIOÈ

$n \approx n_0$  LA POLARIZZAZIONE MOM VARIA I LIVELLI ELETTRONICI

$\Leftarrow$ ) FLUSSO APPARENTE DI LACUNE, CHE PERO' MOM INTERAGISCONO COME IL METALLO  
IL METALLO ASSORBE  $e^-$  ANCHE DA BANDA DI VALENZA, SI CREANO ULTERIORI LACUNE

$p \approx p_0$  SE LA  $V$  MOM È ECCESSIVA

$$\phi_x^{e^-} = n \cdot v$$

VELOCITÀ MEDIA DELL'INSIEME DI  $e^-$  :  $v_{drift}$

$v_{th}$  VELOCITÀ TERMICA

$\lambda_i$  CAMMINO LIBERO MEDIO ( $\lambda$ )



$$\tau_i = \frac{\lambda_i}{v_{th}} \rightarrow \tau = \frac{\lambda}{v_{th}}$$

TEMPO MEDIO TRA GLI URTI

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau \{V_a = \phi\} \\ m = m^* \end{array} \right.$$

TEOREMA DELL'IMPULSO

$$F \tau_m = m_m^* \overline{V_{drift}^{e-}}$$

$$-qE \tau_m = m_m^* \overline{V_{drift}^{e-}}$$

$$\overline{V_{drift}^{e-}} = \frac{-qE \tau_m}{m_m^*} = - \underbrace{\frac{q \tau_m}{m_m^*}}_{\text{MOBILITA'}} E = -\mu_m E$$

$$\mu_m \left[ \frac{cm^2}{V \cdot s} \right]$$

QUINDI  
la  $V$  con cui l' $e^-$  si sposta nel reticolo di perpendicolare al campo elettrico

UN DISCORSO ANALOGO SI PUO' FARE PER LE LAGUNE

$$\left\{ \begin{array}{l} F = +qE \\ m = m^*_p \\ \tau_p \end{array} \right.$$

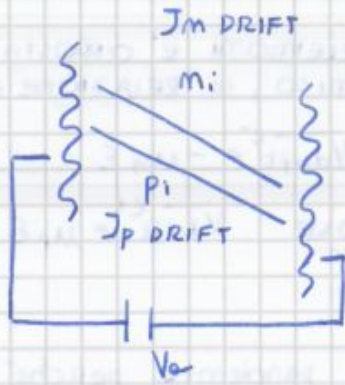
$\Rightarrow$

$$qE \tau_p = m^*_p \overline{V_{drift}^{e+}}$$

$$\overline{V_{drift}^{e+}} = + \underbrace{\frac{q \tau_p}{m^*_p}}_{\text{MOBILITA'} (\mu_p)} E$$

- LA VELOCITA' CRESCE AL DIMINUIRE DELLA MASSA EFFICACE
- AUMENTANDO IL TEMPO MEDIO TRA GLI URTI PUO' CRESCERE IL VANTAGGIO APPLICATIVO





$$J_{tot} = J_{m DRIFT} + J_{p DRIFT} =$$

$$= q \mu_m m_i E + q \mu_p p_i E =$$

$$= (q \mu_m m_i + q \mu_p p_i) E$$

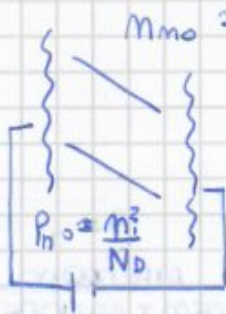
$$J = \sigma E$$

CONDUCEBILITA'  $\left[ \frac{S}{cm} \right]$

$$\rho = \frac{1}{\sigma}$$

RESISTIVITA'  $\left[ \Omega \cdot cm \right]$

SEMICONDUCTORE DROGATO n



$$\sigma \approx \sigma_n = q \mu_n N_D$$

(POCHE LACUNE, MOLTISSIMI ELETTRONI : LA CONDUCEBILITA' E' DOMINATA DAGLI e<sup>-</sup>)

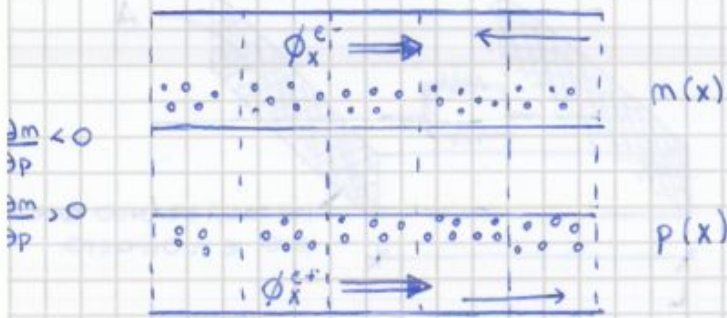


$$\sigma \approx \sigma_p = q \mu_p N_A$$

AL CONTRARIO



### CORRENTI DI DIFFUSIONE



c'è un legame tra flusso e variazioni di diffusione

$$\phi_x = -D \frac{\partial C}{\partial x}$$

è un'EQ. GENERALE, ATTUALIZZABILE PER e<sup>-</sup> E LACUNE:

$$\phi_x^{e-} = -D_m \frac{\partial n(x)}{\partial x}$$

con D<sub>m</sub> COSTANTE DI DIFFUSIONE DI e<sup>-</sup>

$$\phi_x^{e+} = -D_p \frac{\partial p(x)}{\partial x}$$

con D<sub>p</sub> COSTANTE DI DIFFUSIONE DI LACUNE

RELAZIONE DI EINSTEIN

$$D_m = \frac{kT}{q} \mu_m \quad \text{e} \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p$$

dato il flusso dovuto alla variazione di elettroni, si può scrivere la corrente:

$$\phi_x^{e-} \cdot q = J_{m \text{ DIFF}} \quad \text{CORRENTE DI DIFFUSIONE} = +q D_m \frac{\partial n}{\partial x}$$

ANALOGO:  $\phi_x^{e+} \cdot q = J_{p \text{ DIFF}} = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x}$

a parità di gradiente, le correnti di diffusione sono discordi

### DRIFT & DIFFUSION

$$J_m = J_{m \text{ DRIFT}} + J_{m \text{ DIFF}} = q \mu_m n E + q D_m \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_p = J_{p \text{ DRIFT}} + J_{p \text{ DIFF}} = q \mu_p p E - q D_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

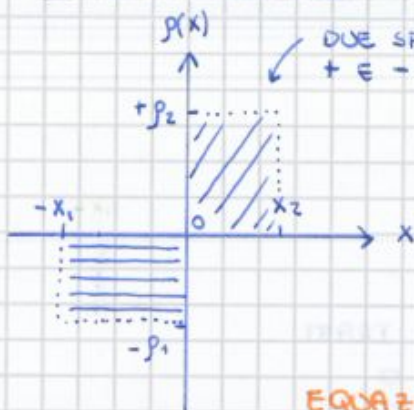
nei metalli non c'è la corrente di diffusione

LA CONDUCEBILITÀ È COSÌ GRANDE (MOLTI PORTATORI, MOLTO MOBILI) CHE NON SI RIESCE A GARANTIRE UN GRADIENTE

25/10/2013

## CARICA - CAMPO - POTENZIALE

NEI SEMI CONDUTTORI POSSONO NASCERE NON-NEUTRALITA',  $\rho(x) \neq 0$



DUE SPAZI RISPETTIVAMENTE + e - CARICHI NEL SEMI CONDUTTORE (la neutralità locale non è più garantita)

DOVENDO RISPETTARE LA NEUTRALITA' TOTALE, LE DUE AREE SONO UGUALI:

$$\rho_1 x_1 = \rho_2 x_2$$

### EQUAZIONE DI POISSON

CASO UNIDIMENSIONALE STAZIONARIO  
 ↓  
 NO DIPENDENZA DA t

C'E' UN' EQ. CHE LEGA CARICA, CAMPO E POTENZIALE:

la derivata II del potenziale (tensione) è proporzionale alla tensione,

$$\frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad \left[ \begin{array}{l} \text{TENSIONE ELETTRICA} \\ \text{DISTRIBUZIONE DI CARICA} \end{array} \right]$$

COSTANTE DIELETRICA:  $\epsilon_s$  per il Si

$$\frac{\partial \phi(x)}{\partial x} = -E(x) \rightarrow E(x) = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx$$

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

$\epsilon_{Si} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{rSi}$   
 COST. DIELETRICA NEL VUOTO      COSTANTE RELATIVA AL Si (11,7)  
 più è grande, per un materiale

E' INDICE DI QUANTO IL MATERIALE E' IN GRADO DI DETERMINARE UNA POLARIZZAZIONE

↳ non di posto carica, ma no otamo i di poli

$$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-14} \text{ Faraday}$$

[?]  $C = A \frac{E}{d}$  quindi le

dimensioni di  $\epsilon$ :  $\left[ \frac{F}{cm} \right]$

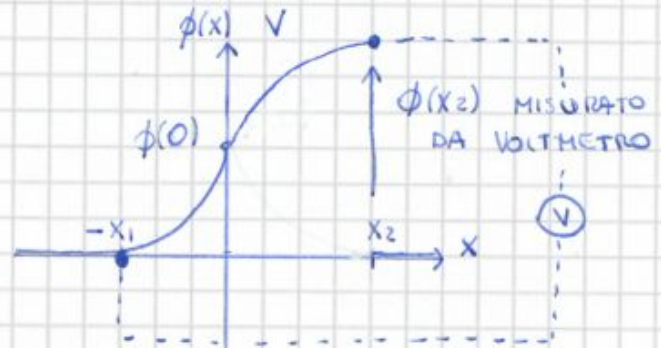
③ INTEGRANDO IL CAMPO ELETTRICO (-E) SI OTTIENE IL POTENZIALE

$$\phi(x) = \begin{cases} -\infty < x < -x_1 & \phi(-\infty) + \int_{-\infty}^x -E(x) dx = 0 \\ -x_1 < x < 0 & \phi(-x_1) + \int_{-x_1}^x -E(x) dx = \\ & = + \int_{-x_1}^x \frac{\rho_1}{\epsilon_s} (x+x_1) dx = \frac{\rho_1}{2\epsilon_s} (x+x_1)^2 \\ 0 < x < x_2 & \phi(0) + \int_0^x \left( \frac{\rho_1}{\epsilon_s} x_1 - \frac{\rho_2}{\epsilon_2} x_2 \right) dx = \\ & = \frac{\rho_1}{2\epsilon_s} x_1^2 + \frac{\rho_1}{\epsilon_2} x_1 x - \frac{\rho_2}{2\epsilon_2} x^2 \\ x_2 < x < +\infty & \phi(x_2) + \int_{x_2}^x 0 dx = \phi(x_2) \end{cases}$$

PER SEMPLICITÀ, VA BENE QUALSIASI VALORE - COST. ARBITRARIA; QUINDI

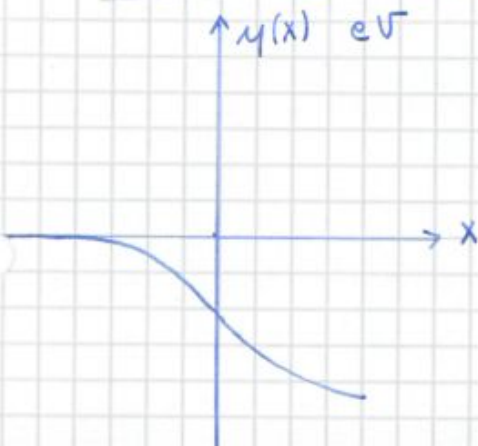
$\phi(0) = \frac{\rho_1 \cdot x_1^2}{2\epsilon_s}$

$$\begin{aligned} \phi(x_2) &= \frac{\rho_1 x_1^2}{2\epsilon_2} + \frac{\rho_1 x_1 x_2}{\epsilon_2} - \frac{\rho_2 x_2^2}{2\epsilon_2} = \\ &= \frac{\rho_1 x_1^2}{2\epsilon_2} + \frac{\rho_2 x_2^2}{2\epsilon_2} \end{aligned}$$



nota la distribuzione delle tensioni, è immediata mente ricavabile il valore della distribuzione di cariche

ENERGIA POTENZIALE CHE L'E<sup>-</sup> AVREBBE MUOVE PROSI NEL SISTEMA:



EFFETTO ELETTROSTATICO DELLE CARICHE ADIACENTI; È L'ENERGIA CHE UN SINGOLO E<sup>-</sup> AUREBBE NELLE COORDINATE: SI GENERANO TENSIONI INTERNE

↓  
DEFORMAZIONE DIAGRAMMA A BANDE

## MODELLO DI RICOMBINAZIONE

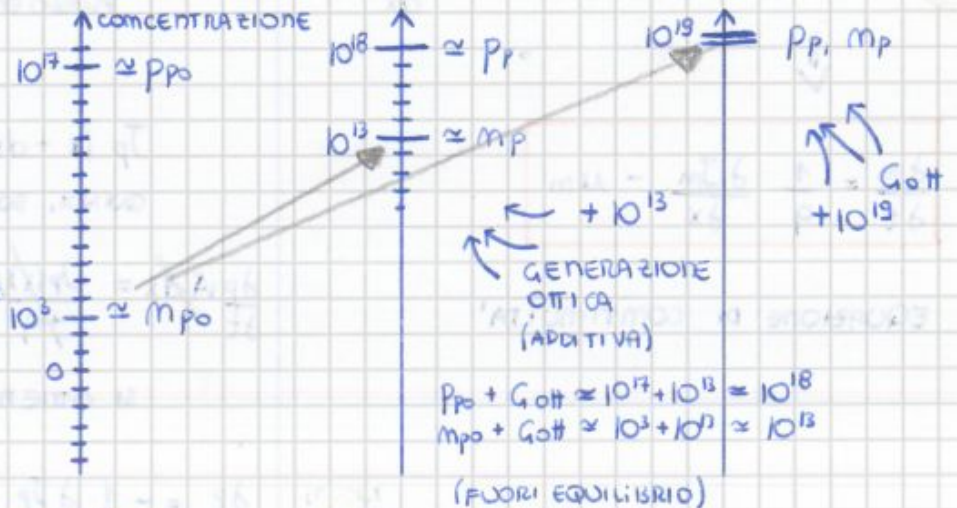
per semi conduttori fuori equilibrio:

	AU' EA	FUORI EA	
DROGGAGGIO TIPO n	$\left. \begin{array}{l} m_{no} \\ p_{no} \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} m_n \\ p_n \end{array} \right\}$	$m'_n = (m_n - m_{no})$ $p'_n = (p_n - p_{no})$
DROGGAGGIO TIPO p	$\left. \begin{array}{l} m_{po} \\ p_{po} \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} m_p \\ p_p \end{array} \right\}$	$m'_p = (m_p - m_{po})$ $p'_p = (p_p - p_{po})$
			$\underbrace{\hspace{10em}}_{\text{ECESSO (di...)}}$

Es. DROGGAGGIO  
 $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$   
 $p_{po} \approx N_A = 10^{17}$

si vorrebbe ricavare un modello di ricombinazione su basso livello di iniezione

$R = \alpha m p$



RICOMBINAZIONE DIRETTA

EQUILIBRIO

BASSO LIVELLO DI INIEZIONE

ALTO LIVELLO DI INIEZIONE

DA NOTARE CHE TANTO PIU' AUMENTA LA CONCENTRAZIONE DI LACUNE (p) O DI e<sup>-</sup> (m), QUANTO PIU' CRESCE R

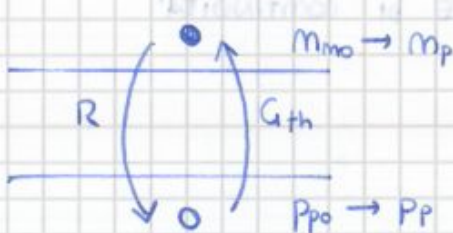
non vale sempre, per es. non per il Si, ma e' possibile considerarla ugualmente valida

AU' EQUILIBRIO:

$$\begin{cases} u = R - G_{th} = 0 & \text{PER DEF} \\ R_0 = G_{th} = \alpha m_{no} p_{po} \end{cases}$$

FUORI EQUILIBRIO:

$$\begin{cases} R = \alpha p_p m_p \approx \alpha p_{po} m_p \\ u_m = \alpha p_{po} m_p - \alpha p_{po} m_{po} = \alpha p_{po} (m_p - m_{po}) \end{cases}$$



si tratta quello degli e<sup>-</sup>, poiché le lacune non variano altrettanto rapidamente

E' 1/tau\_m TEMPO DI VITA DELL' e<sup>-</sup>, MEDIO  
 tau\_m = 1/alpha N\_A DIMINUISCE AL CRESCERE DEL DROGGAGGIO

$\tau_{mp} [100 \mu s \div 1 \mu s]$

$$\begin{aligned} u_m &= \frac{m'_p}{\tau_m} \\ u_p &= \frac{p'_m}{\tau_p} \end{aligned}$$

31/10/2013

### ESERCIZIO 1)

SI CONSIDERI UN CAMPIONE DI SILICIO DROGATO CON BORO,  $N_A = 10^6 \text{ cm}^{-3}$

1.1) SI CALCOLINO LE CONCENTRAZIONI ALL'ENERGIA DI ATTIVAZIONE  $P_{po}(300)$ ,  $n_{po}(300)$ , SI DISEGNI IL DIAGRAMMA A BANDE E SI CALCOLI LA RESISTENZA

1.2) UTILIZZANDO IL SEGUENTE MODELLO EMPIRICO PER LE MOBILITÀ

$$\mu_n(T) = \mu_n(300) \left( \frac{T}{300} \right)^{-2.4}$$

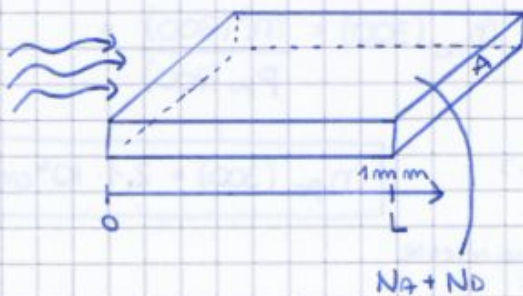
$$\mu_p(T) = \mu_p(300) \left( \frac{T}{300} \right)^{-2.2}$$

TAGISCE IN MODO "PEGGIORATIVO" SULLA MOBILITÀ

SI RIPETA 1.1) A 600 K.

1.3) SI EFFETTI UN SUCCESSIVO DROGAGGIO CON ARSENICO,  $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  E SI RIPETANO 1.1, 1.2.

1.4) SI CONSIDERI IL CAMPIONE DEL PUNTO 1.3, E SI PROCEDA AD ILLUMINARE LA FACCIA POSTA IN  $x=0$



I FOTONI VENGONO COMPLETAMENTE ASSORBITI IN  $x=0$ .

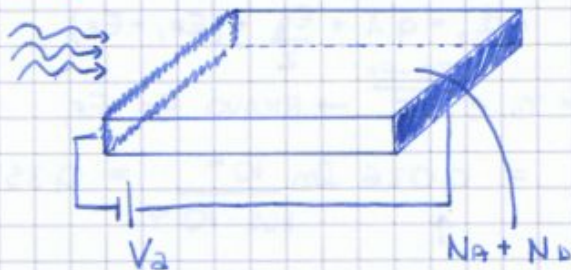
$$G_{ph}(x=0) = 10^3 \text{ e}^-/\text{e}^+ \text{ cm}^{-3}$$

SI CALCOLINO LE CONCENTRAZIONI FUORI EQUILIBRIO DI ELETTRONI E LA CORRE.

1.5) SI RIPETA IL PUNTO 1.4 CON  $L = 50 \mu\text{m}$

1.6) SI RIPETA 1.4 CON  $L = 5 \mu\text{m}$

1.7) SI RIPETA 1.4 MODIFICANDO L'ESPERIMENTO NEL SEGUENTE MODO



AL VARIARE DI  $V_a$

MANCANO I VALORI DELLE MOBILITÀ

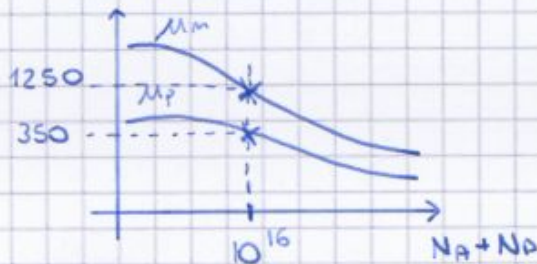


$$\mu_m (T, \text{DIFETTI DEL CRISTALLO}, N_A + N_D)$$

$\downarrow$  300      $\downarrow$  SI SUPPONE IDEALE      $\downarrow$   $10^{16}$       $\mu_m (300, 10^{16})$

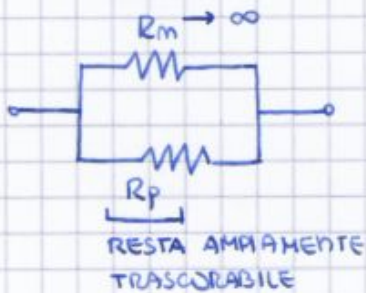
$$\mu_p (300, 10^{16})$$

NON C'E' UN'EQUAZIONE EMPIRICA PER IL CALCOLO DELLA MOBILITÀ; SI RICA VA DA GRAFICI IN FUNZIONE DEL LIVELLO DI DROGGAGGIO (OPPURE E' DATA):



QUINDI  $\mu_m (300, 10^{16}) = 1250$

$\mu_p (300, 10^{16}) = 350$



$$\sigma_m = q \mu_m n_{po} = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 1250 \cdot 2.1 \cdot 10^{16}$$

$$\sigma_p = q \mu_p p_{po} = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 350 \cdot 10^{16} = 0.56 \text{ S cm}^{-1}$$

« ALMENO 12 ORDINI DI GRANDEZZA DI DIFFERENZA, UNA E' 4 VOLTE L'ALTRA »

$\sigma = \frac{S}{\text{cm}}$  CONDUCEBILITÀ

$\rho = \Omega \text{ cm}$  RESISTIVITÀ

$$R = R_p = \frac{1}{\sigma_p} \frac{L}{A} = (0.56)^{-1} \cdot \frac{10^{-1}}{10^{-2}} = 1.78 \Omega$$

$$\rho_p = \frac{1}{\sigma_p} = \frac{1}{0.56} = 1.78 \Omega \text{ cm}$$

$R = 1.78 \Omega$

#

05/11/2013

1.2) 1.1 @ 600K

$$m_i(T) = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2KT}}$$

$$m_i(300) = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$m_i(600)$$

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

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

$$m_i(300) = \sqrt{N_c(300) \cdot N_v(300)} \left(\frac{300}{300}\right)^{3/2} e^{-\frac{1,12}{0,052}}$$

NOTA T, SI PUO' DIRE COSTANTE

Kcv

$$1,45 \cdot 10^{10} = K_{cv} \cdot e^{-\frac{1,12}{0,052}}$$

DA CUI RICOAVO  $K_{cv} = 3,28 \cdot 10^{19} \text{ meV}$

QUINDI SI PUO' DIRE

$$m_i(600) = K_{cv} \left(\frac{600}{300}\right)^{3/2} e^{-\frac{1,12}{0,104}} = 3,28 \cdot 10^{19} (2)^{3/2} e^{-\frac{1,12}{0,104}} = 1,95 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

↑  
SOST

la variazione di T influenza moltissimo

$$P_{po}(600) = \frac{N_A}{2} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{2m_i(600)}{N_A}\right)^2} + 1 \right] = 1,037 \cdot 10^{16}$$

il rapporto è difficilmente approssimabile a 0, cioè Ppo non può più essere approssimato ad NA

$$m_{po}(600) = \frac{m_i^2(600)}{P_{po}(600)} = 3,67 \cdot 10^{14}$$

$$\frac{P_{po}(300)}{m_{po}(300)} = 4,76 \cdot 10^{11}, \quad \frac{P_{po}(600)}{m_{po}(600)} = 27,9$$

1.3)  $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$   
 $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

IL DROGANTE TRASFORMA IL SEMICONDUTTORE DA TIPO P A TIPO N COM UN DROGAGGIO

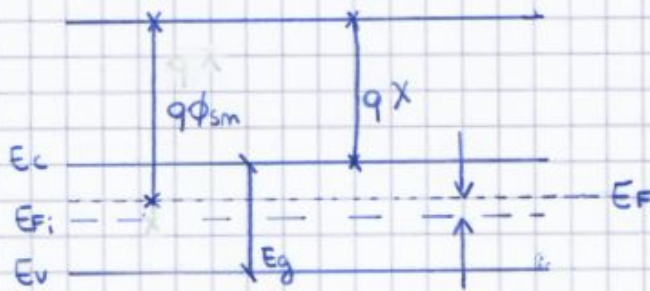
$$N_D^i = N_D - N_A = 10^{17} - 10^{16} = 9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

DROGANTE EFFETTIVO

$$n_{mo}(300) = \frac{N_D^i}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{2m_i(300)}{N_D^i} \right)^2} + 1 \right] = N_D^i = 9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$p_{mo}(300) = \frac{m_i^2(300)}{n_{mo}(300)} = 2,3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$$

DIAGRAMMA A BANDE:



$$E_F - E_{F_i} \Big|_{300} = kT \ln \frac{n_{mo}(300)}{m_i(300)} = 0,26 \ln \frac{9 \cdot 10^{16}}{1,45 \cdot 10^{10}} = 0,41 \text{ eV}$$

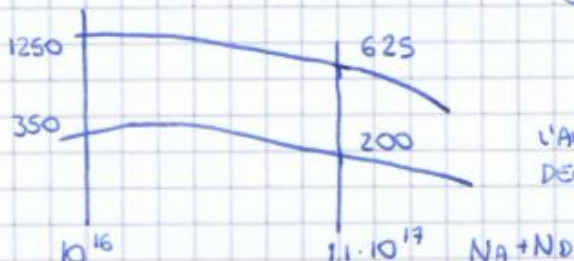
$$q\phi_{sm} = qX + \frac{E_g}{2} - (E_F - E_{F_i}) = 4,05 + 0,56 - 0,41 = 4,20 \text{ eV}$$

R(300)

$$G_m = q \mu_n(300) n_{mo}(300) = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 625 \cdot 9 \cdot 10^{16} = 9 \text{ S cm}^{-1}$$

$$G_p = q \mu_p(300) p_{mo}(300) \approx 0$$

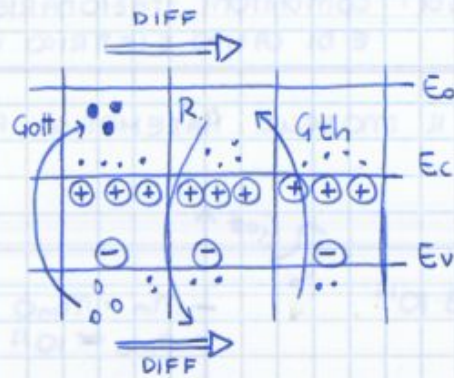
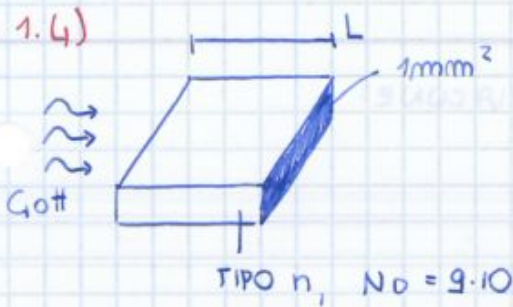
$$G_m = G_m \frac{A}{L} = 0,9 \text{ S} \rightarrow R_m = \frac{1}{G_m} = 1,1 \Omega \approx R$$



L'AUMENTO DI DROGAGGIO CONDIZIONA DECISAMENTE LA MOBILITA'



07/11/2013



QUANDO LE CONCENTRAZIONI NON SONO PIÙ QUELLE ALL'EQUILIBRIO, AUMENTA LA RICOMBINAZIONE

IL TEMPO DI ILLUMINAZIONE È IDEALMENTE  $\infty$ : EQUILIBRIO  
 LA CONCENTRAZIONE DOVUTA ALLA DIFFUSIONE SFUMA, TENDENDO ALL'EQUILIBRIO

- ↳ NELLA SEZIONE PIÙ A D.X.,  $p(x)$  (densità) È  $\phi$  (IDEALMENTE IMMUTATO)
- ↳ IPOTIZZO NEUTRALITÀ LOCALE E GLOBALE (E LA TENSIONE APPLICATA È  $\phi$ )



IPOTESI DI QUASI NEUTRALITÀ

$$\begin{cases} p(x) \approx 0 \\ n_e \approx 0 \end{cases} \Rightarrow \bar{E}(x) \approx 0$$

PRESE SINGOLARMENTE SONO CONDIZIONI NECESSARIE MA NON SUFFICIENTI A GARANTIRE UNO  $\bar{E}$

SI APPLICA IL MODELLO MATEMATICO:

ELETTRONI  $e^-$  DA  $10^{17}$  A  $10^{17} + 10^{13}$

LA W.M.E.  $e^+$  DA  $10^3$  A  $10^{13} + 10^3 \rightarrow$  SUBISCONO LA VARIAZIONE MAGGIORE: SI STUDIANO PER PRIME

DISGIUNGO NEL MODELLO CONTINUITÀ DA POISSON:  
 POSSO STUDIARE SEPARATAMENTE ELETTRONI E LA W.M.E.

DEF. LUNGHEZZA DI DIFFUSIONE (per le lacune):  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$

↓

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \right]$$

SI VEDE QUI CHE  $L_p$  È DIMENSIONALMENTE UNA LUNGHEZZA

A SEGUITO DELLA DEF, LA FORMA DELLA SOLUZIONE È

$$p'_m(x) = A e^{\lambda_1 x} + B e^{\lambda_2 x} \quad \text{con } \lambda_{1,2} = \pm \frac{1}{L_p}$$

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

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p} \quad \text{DATI DEL PROBLEMA, } \tau_p, \tau_n = 1 \mu\text{s}$$

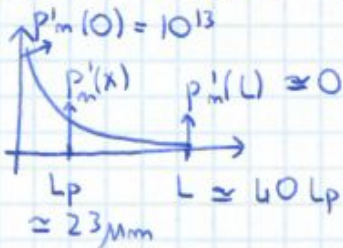
$$D_p = \mu_p (N_A + N_D) \frac{V_T}{q} = 200 \cdot 0,026 = 5,2 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$$

$V_T = \frac{kT}{q}$  È IN DIMENSIONE UNA TENSIONE:

È L'EQ. ELETTRICO DELLA TEMPERATURA

$$L_p = \sqrt{5,2 \cdot 10^{-6}} = 23 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 23 \mu\text{m}$$

per  $x = L_p$ , IL VALORE DI LACUNE VA A 0



$$A \rightarrow 0 \quad (A \approx 0)$$

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

SEMPLIFICATA, RESTA DA DET. UNA COSTANTE

ESSENDO  $L \gg L_p$ , SI DICE "SEMICONDUCTORE LUNGO"

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

CONDIZIONI AL CONFINO:

$$J_{p \text{ DIFE}} = -q D_p \frac{\partial p'_m(x)}{\partial x} = +q \frac{D_p p'_m(0)}{L_p} e^{-x/L_p}$$

↓ ↓ ↓  
L'IPOTESI DI QUASI NEUTRALITÀ È QUASI CORRETTA: DICE CHE  $\bar{E}$  È QUASI NULLO

$E \approx 0$ , MA PROBABILMENTE  $E \neq 0$

↓  
SI FORMANO ZONE DI MOM NEUTRALITÀ LOCALE E PICCOLI CAMPI ELETTRICI

↓  
ABBASTANZA PICCOLI DA NON INFLUENZARE LA SOLUZIONE MA GIUSTIFICA LO SBILANCIAMENTO DELLE CORRENTI

↓  
È LA CORRENTE DI MAGGIORITARI A RISERBARE (ELETTRONI)

$$J_{tot} = 0 \rightarrow J_{p,DIFF} + J_{m,DIFF} + q_{Mm} n_m(x) \cdot E(x) = 0$$

TRASCIAMMENTO MAGGIORITARI:  
A QUESTI BASTA UN CAMPO ELETTRICO PICCOLISSIMO PER GENERARE CORRENTI INGENTI

SVOLGENDO I CALCOLI (IN IPOTESI DI QUASI NEUTRALITÀ), RICOVO  $E(x)$ :  
L'IPOTESI È VERIFICATA ED ACCETTABILE

↓ ↓  
IL TRASCIAMMENTO DEI MAGGIORITARI RIBILANCIAMO LE CORRENTI

QUINDI SOST. A NUOVA PRECEDENTE ESPRESSIONE DI B:

$$B = p'm(0) - A = p'm(0) + p'm(0) \frac{e^{-L/L_p}}{e^{L/L_p} - e^{-L/L_p}}$$

$$\bullet B = p'm(0) \frac{e^{L/L_p}}{e^{L/L_p} - e^{-L/L_p}}$$

$$\bullet A = -p'm(0) \frac{e^{-L/L_p}}{e^{L/L_p} - e^{-L/L_p}}$$

SOST. A E B NEU' EQ. DELLA CONCENTRAZIONE DI LACOME

$$p'm(x) = -p'm(0) \frac{e^{-L/L_p}}{e^{L/L_p} - e^{-L/L_p}} \cdot e^{x/L_p} + p'm(0) \frac{e^{L/L_p}}{e^{L/L_p} - e^{-L/L_p}} e^{-x/L_p} =$$

$$= p'm(0) \left[ \frac{-e^{-L/L_p} \cdot e^{x/L_p} + e^{L/L_p} \cdot e^{-x/L_p}}{e^{L/L_p} - e^{-L/L_p}} \right] =$$

cambio l'ordine degli addendi e raccolgo il - del primo termine di sopra

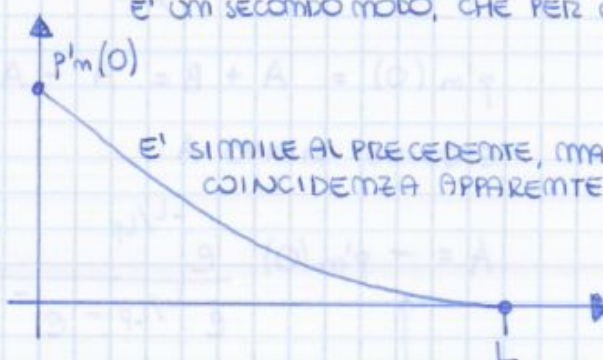
tento di evidenziare funzioni iperboliche

$$= p'm(0) \left[ \frac{e^{L-x/L_p} - e^{-L-x/L_p}}{e^{L/L_p} - e^{-L/L_p}} \right] =$$

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

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

→ SEGUE IL GRAFICO DELLA FUNZIONE RICAVATA E' UN SECONDO MODO, CHE PER CC VA A 0



E' SIMILE AL PRECEDENTE, MA SOLO COINCIDENZA APPARENTE

POSSO CALCOLARE LA CORRENTE DI DIFFUSIONE, ESSENDO UN FLUSSO DI LACOME:

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

$$= +q \frac{D_p}{L_p} \frac{\cosh \left( \frac{L-x}{L_p} \right)}{\operatorname{sinh} \left( \frac{L}{L_p} \right)}$$

per  $x=L$  non è 0  
per  $x=0$  non è 0

in L la funzione HA UN MODO:  $\operatorname{sinh}(0) = 0$ , E L'HO IMPOSTO PER CC

1.6)  $L = 5 \mu m$ , ANCORA PIÙ PICCOLO DI PRIMA:

NON SI PUÒ APPLICARE L'IPOTESI DI SEMI CONDUTTORE LUNGO (1.4)  
 $L \gg L_p$

QUINDI LA FORMA GENERALE È RICONDOTTA ALLA PRECEDENTE

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

SI PUÒ PERO' FARE UN'APPROSSIMAZIONE, AVENDO  $L < L_p$ : È UN'IPOTESI TANTO PIÙ VERA QUANTO PIÙ  $L$  È CORTO:

$L < L_p \rightarrow \frac{L}{L_p} < 1$  tanto più  $L$  piccolo, quanto più il rapporto è  $< 1$   
 SEMI CONDUTTORE CORTO \*  
 $\Downarrow$   
 se  $L$  sufficientemente piccolo, si può approssimare il seno iperbolico all'argomento:

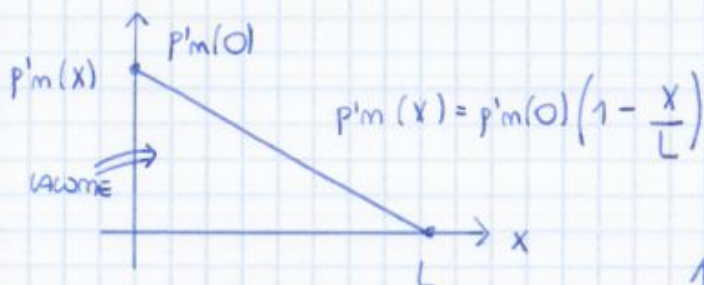
$$p'_m(x) \approx p'_m(0) \left( \frac{L-x}{L_p} \cdot \frac{L_p}{L} \right) = p'_m(0) \frac{L-x}{L}$$

cioè una FUNZIONE LINEARE  
 $\uparrow$

\* CORTO, LUNGO: sempre RIFERITO ALLA LUNGHEZZA DI DIFFUSIONE DEI PORTATORI DI INTERESSE

(NB, È UN'APPROSSIMAZIONE)

SEGUE IL GRAFICO DI  $p'_m(x)$  IN CASO DI SEMI CONDUTTORE CORTO

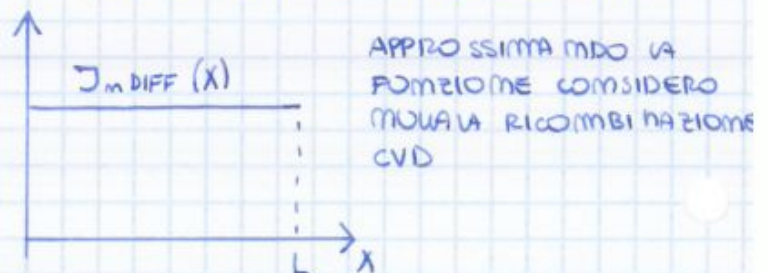


E COME IN 1.4, 1.5:

$$J_{p,DIFF} = -q D_p \frac{\partial p'_m}{\partial x} = +q \frac{D_p}{L} p'_m(0)$$

LA CORRENTE È QUI COSTANTE

CORRENTE COSTANTE ( $\uparrow \downarrow$ )  
 $\downarrow$   
 FLUSSO COSTANTE ( $\uparrow \downarrow$ )  
 $\downarrow$   
 MOMI  $e^+$  ED  $e^-$  CHE TRASMITANO IN OGNI SEZIONE È UGUALE, NON SE NE PERDONO



cioè il SEMI CONDUTTORE È COSÌ CORTO CHE LA PROBABILITÀ CHE LE LACUNE INCONTRO UN ELETTRONE

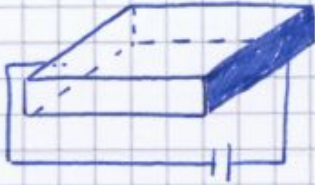
12/11/2023

FIS II LUN 18 8:30 - 10:00  
 DIS. EL. LUN 25 11:30 - 13:00

ESPERIENZA DI HAYNES - SHOCKLEY

ESERCIZIO 1 - 1.7)

DAL MODELLO MATEMATICO:



$$\begin{cases} \frac{\partial p_m}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x)}{\partial x} - u_p \\ J_p = +q \mu_p p_m E - q D_p \frac{\partial p_m}{\partial x} \\ U_p = +\frac{p'_m}{\tau_p} \end{cases}$$

DAL SISTEMA SEGUENTE:

COSTANTI (O CONSIDERATI TALI)

$$\phi = -\frac{1}{q} \left( q \mu_p E \frac{\partial p_m}{\partial x} - q D_p \frac{\partial^2 p_m}{\partial x^2} \right) - \frac{p'_m}{\tau_p}$$

$$D_p \frac{\partial^2 p_m}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p_m}{\partial x} - \frac{p'_m}{\tau_p} = \phi$$

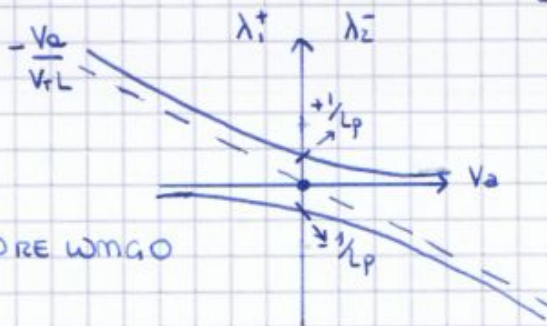
$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\mu_p}{N_T \mu_p} \frac{V_a}{L} \frac{\partial p_m}{\partial x} - \frac{p'_m}{D_p \tau_p} = \phi$$

EQ. DIFFERENZIALE DI POLINOMIO CARATTERISTICO

$$\lambda^2 + \frac{V_a}{V_T L} \lambda - \frac{1}{L^2 \tau_p} = \phi$$

POICHÉ  $\begin{cases} D_p = N_T \cdot \mu_p = \frac{KT}{q} \mu_p \\ E = \frac{V_a}{L} \end{cases}$

DI RADICI  $\lambda_{1,2} = \frac{-V_a \pm \sqrt{(-V_a)^2 + 1}}{2V_T L} \frac{1}{L \tau_p}$



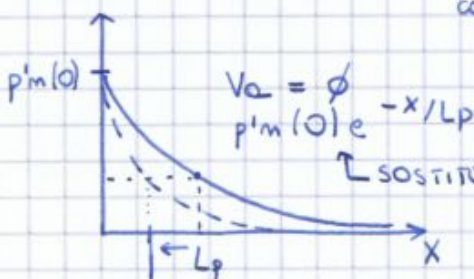
SE  $L \gg L_p$  : IPOTESI DI SEMICONDUCTORE WMG0

$p'_m(x) \approx p'_m(0) e^{\lambda_1 \cdot x}$

RIDISEGNO, PARAMETRIZZANDO CON LA TENSIONE APPLICATA

$\lim_{V_a \rightarrow +\infty} \lambda_1 = 0$

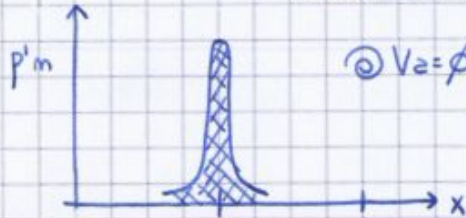
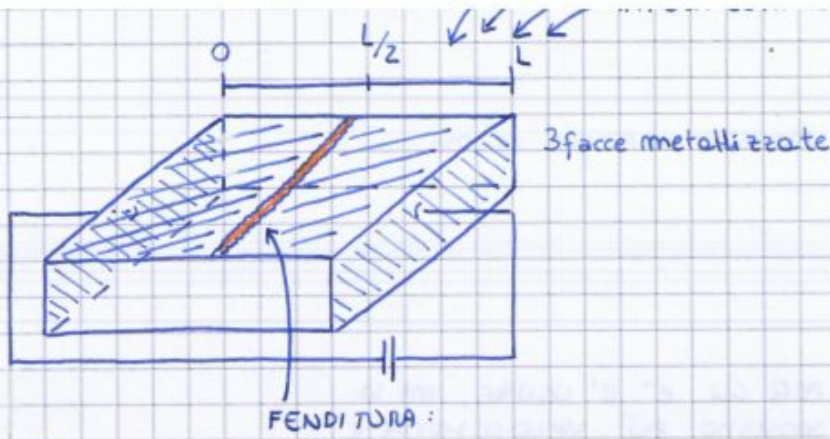
$\lim_{V_a \rightarrow -\infty} \lambda_2 = 0$



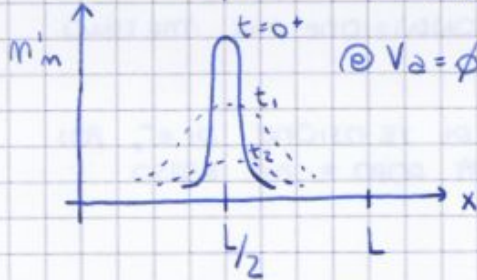
SOSTITUENDO  $\lambda_1$  PER  $V_a = \phi$

$L_p$  CHE OTTIENGO PER  $V_a > 0$

nome più una lunghezza di diffusione, ma si comporta come se di diminuzione



$\odot V_a = \phi$  CONCENTRAZIONE PUNTUALE DI LACUNE AD  $L/2$  AL TEMPO  $t = 0^+$  CIOE' APPENA DOPO IL LAMPO LUMINOSO



$\odot V_a = \phi$  CONCENTRAZIONE PUNTUALE DI  $e^-$  AD  $L/2$ ,  $t = 0^+$

$$\left( \frac{dp'_m}{dt} = -\frac{p'_m}{\tau_p} \right) \quad p'_m(t) = p'_m(0) = e^{-t/\tau_p}$$

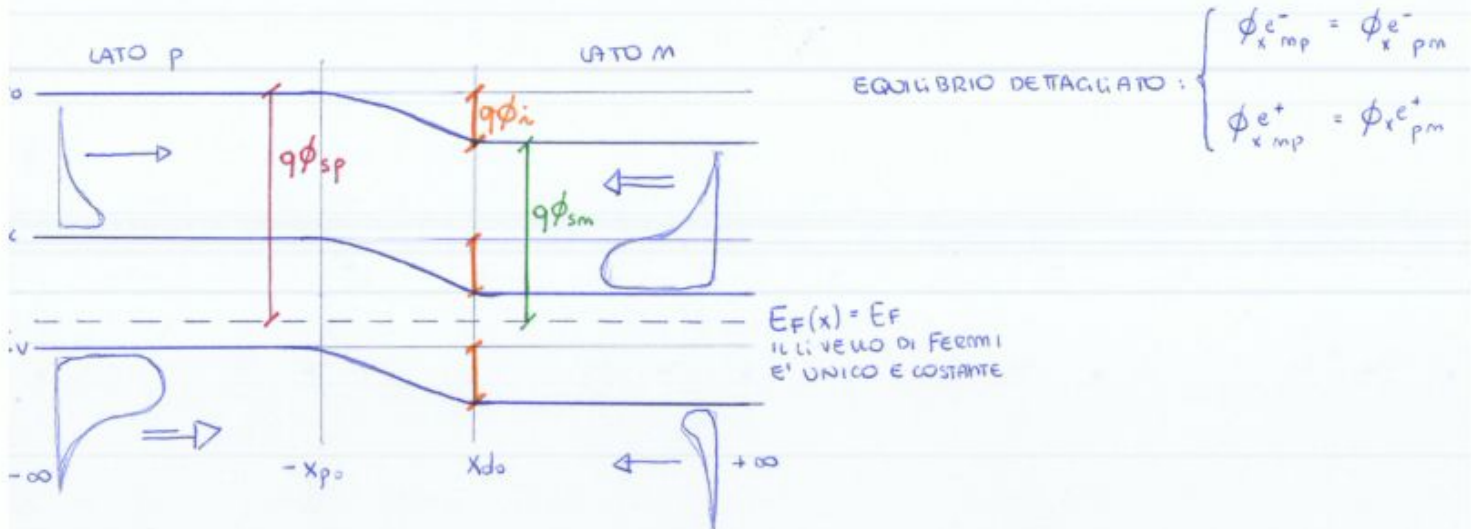
UN ECCESSO DI PORTATORI GENERATO PUNTUALMENTE NEL TEMPO E' RIASSORBITO (PER  $t \rightarrow \infty$ )

- 1) LA LACUNE ED  $e^-$  TENDONO A DIFFONDERE SIA A SX CHE A DX ( $\nabla$ )
- 2) E IN PIU' SI RICOMBINANO

gli  $e^-$  DIFFONDONO IN MANIERA PIU' RAPIDA ESSENDO MAGGIORE LA COSTANTE, MA IL RISULTATO E' IL MEDESIMO

$e^-$  TRASCINATI IN DIREZIONE OPPOSTA AL CAMPO ELETTRICO

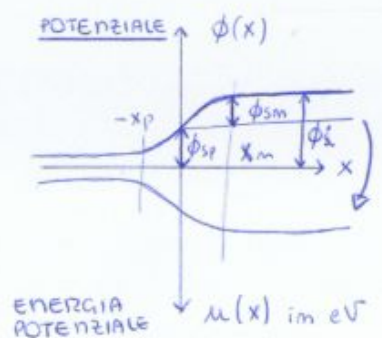
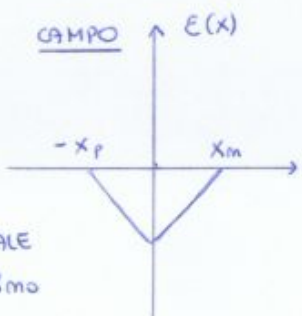
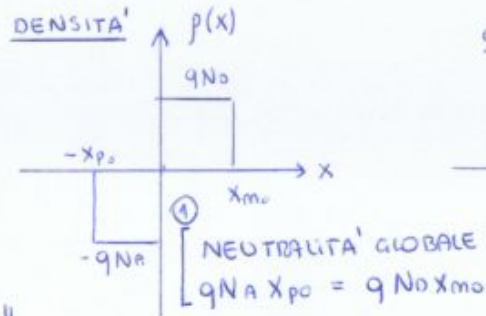
LACUNE IN DIREZIONE UGUALE



EQUILIBRIO DETAGLIATO:

$$\begin{cases} \phi_x e^- = \phi_x e^-_{pm} \\ \phi_x e^+ = \phi_x e^+_{pm} \end{cases}$$

$E_F(x) = E_F$   
IL LIVELLO DI FERMI  
E' UNICO E COSTANTE



IPOTESI DI COMPLETO SVUOTAMENTO  
LE ZONE SVUOTATE NON CONTENGONO I PORTATORI MAGGIORITARI DEI RISPETTIVI LATI: GLI UNICI ELEMENTI DI CARICA SONO  $N_A \approx p_f$  ED  $N_D \approx n_n$  (COMPLETA IONIZZAZIONE)

$$E(x) = E(0) + \int_0^x \frac{p(x)}{\epsilon_s} dx$$

$$p(x) = \begin{cases} 0 & \text{IN } -\infty < x < -x_{po} \\ -qN_A & \text{IN } -x_{po} < x < 0 \\ qN_D & \text{IN } 0 < x < x_{mo} \\ 0 & \text{IN } x_{mo} < x < +\infty \end{cases}$$

$$E(x) = \begin{cases} 0 & \text{IN } -\infty < x < -x_{po} \\ -\frac{qN_A}{2\epsilon_s}(x+x_{po}) - x_{po} < x < 0 \\ -\frac{qN_A}{2\epsilon_s}x_{po} + \frac{qN_D}{\epsilon_s}x & 0 < x < x_{po} \\ 0 & \text{IN } x_m < x < +\infty \end{cases}$$

$$\phi(x) = \begin{cases} 0 & \text{IN } -\infty < x < -x_{po} \\ \frac{qN_A}{\epsilon_s}(x+x_{po})^2 & -x_{po} < x < 0 \\ \frac{qN_A}{2\epsilon_s}x_{po}^2 + \frac{qN_A}{\epsilon_s}x_{po}x - \frac{qN_D}{2\epsilon_s}x^2 & 0 < x < x_{po} \\ \frac{qN_A}{2\epsilon_s}x_{po}^2 + \frac{qN_A}{\epsilon_s}x_{po}x_{mo} - \frac{qN_D}{2\epsilon_s}x_{mo}^2 & x_{mo} < x < +\infty \end{cases}$$

BARRIERA DI POTENZIALE

$$\phi_i = \phi_p + \phi_n = E_{Fi}(-\infty) - E_{Fi}(+\infty) = kT \ln \frac{N_A}{n_i} + kT \ln \frac{N_D}{n_i} = \frac{kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}}{q} \phi_i \quad (3)$$

$$q\chi + \frac{E_g}{2} + (E_F - E_{Fi}(+\infty)) = kT \ln \frac{N_D}{n_i} \rightarrow (E_F - E_{Fi}(+\infty)) = \frac{kT \ln \frac{N_D}{n_i}}{q}$$

$$q\chi + \frac{E_g}{2} + (E_{Fi}(-\infty) - E_F) = kT \ln \frac{N_A}{n_i} \rightarrow (E_{Fi}(-\infty) - E_F) = \frac{kT \ln \frac{N_A}{n_i}}{q}$$

$x_{po}, x_{mo}, \phi_i$ ?

$$\textcircled{1} qN_A x_{po} = qN_D x_{mo} \rightarrow x_{po} = \frac{N_D}{N_A} x_{mo}$$

$$\textcircled{2} \phi_i = \frac{qN_A}{2\epsilon_s} x_{po}^2 + \frac{qN_D}{2\epsilon_s} x_{mo}^2 = \frac{qN_A}{2\epsilon_s} \frac{N_D^2}{N_A^2} x_{mo}^2 + \frac{qN_D}{2\epsilon_s} x_{mo}^2 = \frac{qN_D}{2\epsilon_s} \left( \frac{N_D}{N_A} + 1 \right) x_{mo}^2 = \phi_i$$

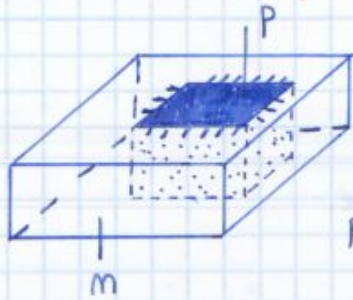
$$\textcircled{3} \phi_i = \frac{kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}}{q}$$

$$x_{mo} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left( \frac{N_A}{N_D + N_A} \right) \phi_i}$$

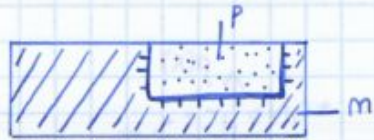
$$x_{do} = x_{mo} + x_{po} = x_{mo} + \frac{N_D}{N_A} x_{mo} = \left( \frac{N_D + N_A}{N_A} \right) x_{mo} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left( \frac{N_A}{N_D + N_A} \right) \left( \frac{N_D + N_A}{N_A} \right)^2 \phi_i} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} \phi_i}$$



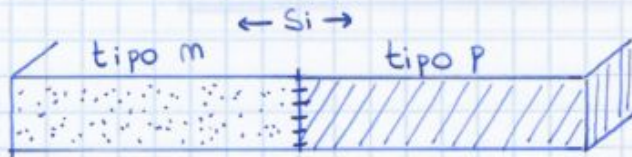
## GIUNZIONE P-M : DIAGRAMMA A BANDE



⇒ SEZIONE :

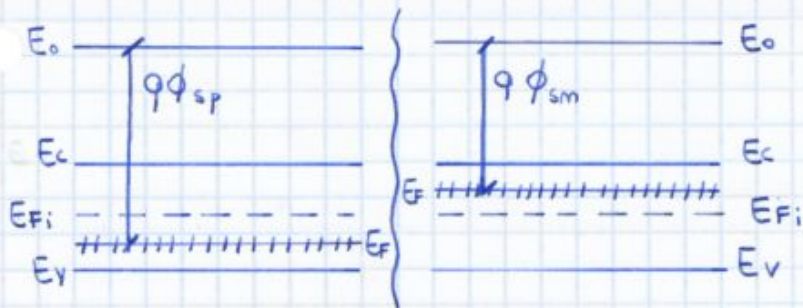


per semplicità, si riduce al caso :

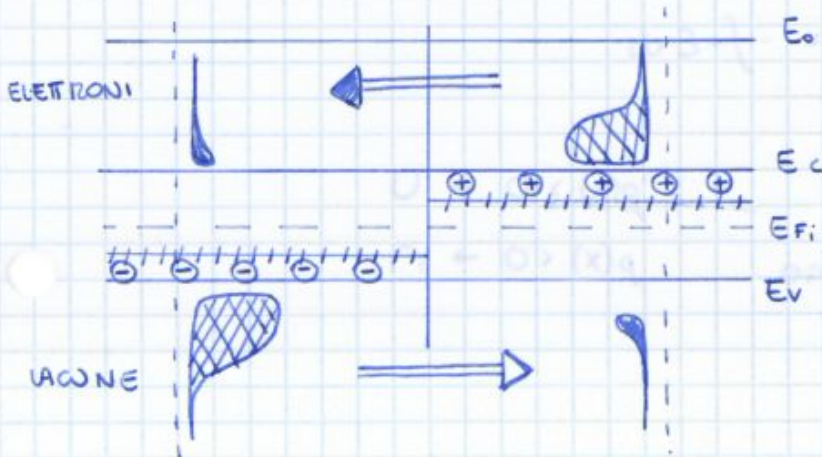


DROGGAGGIO : (B)

(P)



@ t = 0



@ t = 0<sup>+</sup>

UN INFINITESIMO DI TEMPO DOPO IL CONTATTO NON C'E' ANCORA STATA UNA VARIAZIONE CONSISTENTE

$\rho(x)$ : 0 < 0 > 0 0

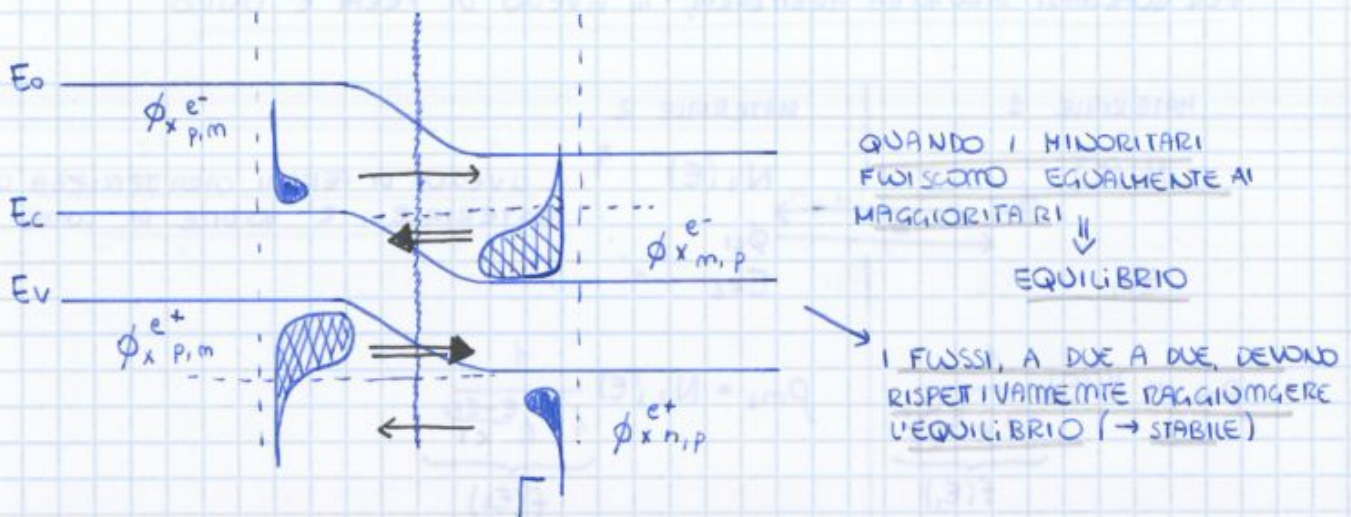
IL GRADIENTE E' ELEVATO :

SI INSTAURANO FLUSSI MOLTO FORTI :

SI CREANO REGIONI DI CARICA :

$\rho(x) > 0$  LATO m

$\rho(x) < 0$  LATO P



I MINORITARI NON HANNO DIFFICOLTA' NEL PASSARE  
DALL'ALTRA PARTE, SIA  $e^-$  CHE  $h^+$  FACILMENTE

CONDIZIONI DI  
EQUILIBRIO "DETTAGLIATO":

banda per banda

$$\left\{ \begin{array}{l} BC \quad \phi_x^{e-} = \phi_x^{e-} \\ BV \quad \phi_x^{e+} = \phi_x^{e+} \end{array} \right.$$

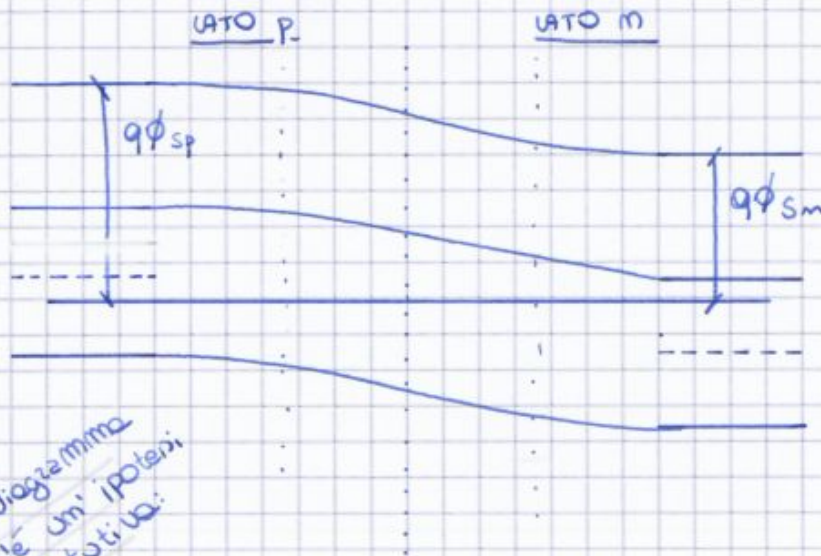
LA DEFORMAZIONE DEL DIAGRAMMA A BANDE NON E' RIASSORBITA,  
MA LA SITUAZIONE CHE SI INSTAURA PROGRESSEDIVAMENTE RAGGIUNGE  
LA STABILITA' (= STATICITA') DELL'EQUILIBRIO

I LIVELLI DI FERMI NON SONO ALLINEATI, PER GIUNGERE ALL'EQUILIBRIO  
SERVE CHE SI SPOSTI DELLA CARICA

## REGOLE PER TRACCIARE IL DIAGRAMMA A BANDE ALL'EQUILIBRIO

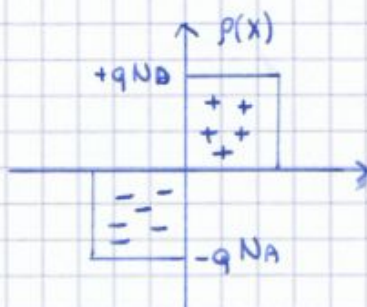
- 1)  $E_F(x)$  E' COSTANTE
- 2) LONTANO DA ZONE DI INTERFACCIA I DIAGRAMMI A BANDE TORNANO AD ESSERE QUELI DEL MATERIALE ISOLATO
- 3) NEI METALLI, I LIVELLI SONO SEMPRE COSTANTI
- 4)  $E_0(x)$  DEVE ESSERE CONTINUA
- 5) NEI SEMICONDUTTORI/ISOLANTI:  $E_g, q\chi$  sono costanti

### DIAGRAMMA A BANDE ALL'EQUILIBRIO DELLA GIUNZIONE P-N



disegno tale diagramma a bande che un'ipotesi costruttiva:

#### IPOTESI DI COMPLETO SVUOTAMENTO



non si considerano punti intermedi per  $p(x)$ :

semplifica e lo fa a fronte di pochi punti perché totale in scala errori

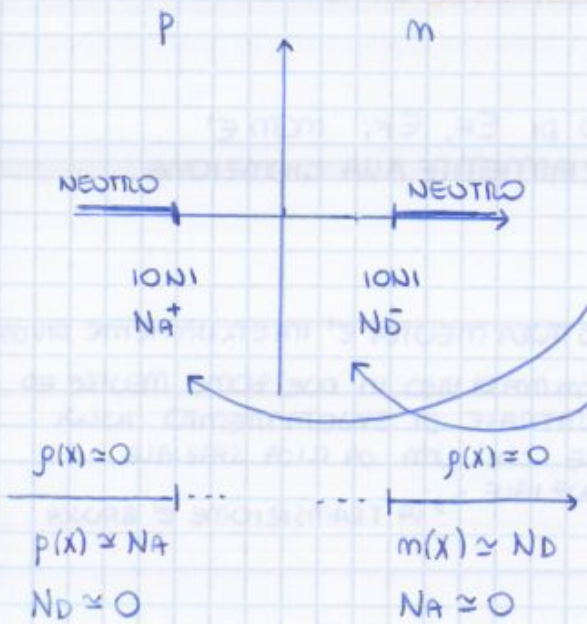
SE IL DROGGAGGIO È UNIFORME, IL POTENZIALE DI CONTATTO È

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

ES, dati  $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

$$q\phi_i = 0,026 \ln \frac{10^{16} \cdot 5 \cdot 10^{16}}{(1,45 \cdot 10^{10})^2} = 0,74 \text{ eV}$$

OSTACOLA GRAN PARTE DEGLI ELETTRONI,  
 POCHI HANNO ENERGIA SUFFICIENTE  
 PER PASSARE (LACUNE, ANALOGAMENTE)  
 E RAGGIUNTO L'EQUILIBRIO, È NORMALE

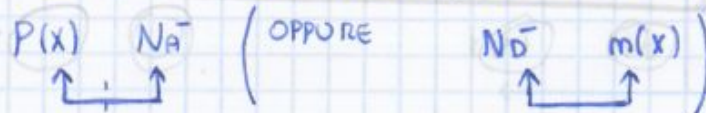


$p(x)$  non può invece essere in comune, PERCHÉ HO IONI POSITIVI NEL LATO P E NEGATIVI NEL LATO n:

$$p(x) = q (p(x) - N_A^- - m(x))$$

$$p(x) = q (p(x) + N_D^- - m(x))$$

LA NEUTRALITÀ È DATA, IN ZONA NEUTRA, DAL BILANCIAMENTO DELLE GRANDEZZE



CIÒÈ I PORTATORI BILANCIAMO GLI IONI

NON È VERO CHE NELLA ZONA SVUOTATA NON CI SIANO PORTATORI LIBERI

MA LE EQ. DI SHOCKLEY DIPENDONO ESPONENZIALMENTE DALLA POSIZIONE: AVVICINANDOSI ANCHE DI POCHI A STRONG, SOBITO LA CONCENTRAZIONE DI  $p(x)$  E  $m(x)$  TENDE SOBITO A DIMINUIRE



LE LA COME SVANIS COMO ESPONENZIALMENTE, E GRAN PARTE DEGLI IONI NON È PIÙ BILANCIATA

IL CONTENUTO IN CARICA POSITIVA È TRASCORRIBILE RISPETTO AL VALORE DI CONCENTRAZIONE IN IONI

||

IPOTESI DI COMPLETO SVUOTAMENTO  
fa riferimento quindi al bilanciamento di ioni con i portatori in regime opposto:  
È UN PUNTO DI VISTA ELETTROSTATICO

19/11/2013

# ANALISI ELETTROSTATICA DELLA GIUNZIONE

↓ vale come prima affermazione:

## IPOTESI DI COMPLETO SVUOTAMENTO

problema def. da tre incognite:

1)  $-X_{po}$

ESTENSIONE ZONA SVUOTATA LATO P

2)  $+X_{mo}$

ESTENSIONE ZONA SVUOTATA LATO N

3)  $\phi_i$

POTENZIALE CHE SI LOCALIZZA SULLA GIUNZIONE (GIÀ CALCOLATO DA POISSON)



3 incognite: servono 3 eq. tra loro indipendenti:

EQ. 1) EQUAZIONE DI NEUTRALITÀ

$$q N_A X_{po} = q N_D X_{mo}$$

↪ la scrittura formale sarebbe  $-\int_{-\infty}^0 \rho(x) dx = \int_0^{\infty} \rho(x) dx$

EQ. 2) EQ. CHE DERIVA DALL'INTEGRAZIONE DELLA DISTRIBUZIONE DI CARICA



POISSON 
$$\phi_i = q \frac{N_A}{2\epsilon_s} X_{po}^2 + q \frac{N_D}{2\epsilon_s} X_{mo}^2$$

EQ. 3) POTENZIALE DI CONTATTO

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



APPROFONDIMENTO SULLA TERZA EQ.:

$E_B$   
 $q\phi_i = q\phi_{sp} - q\phi_{sm}$   
 È UN'ENERGIA!  
 BARRIERA DI POTENZIALE

RICAVATA GEOMETRICAMENTE  
 LA BARRIERA È STATA RICAVATA ⇒

IL RIF. ENERGETICO È PRESO NEL LATO N, "PIEDI APPROCCIATI NEL LATO N", QUINDI

$$q\phi_{sp} - q\phi_{sm}$$

POI UNA SECONDA INFORMAZIONE, LA TENSIONE DI CONTATTO È:

$$V_B \left\{ \phi_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right.$$

DOVREI PASSARE DA UN'ENERGIA AD UNA TEMPERATURA, E LA OTTENGO RIBALTANDO:

IL LATO P, MOM PIÙ M

$$X_{do} = X_{mo} + X_{po} = X_{mo} + \frac{N_D}{N_A} X_{mo} = \frac{N_A + N_D}{N_A} X_{mo} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{9} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \phi_i} =$$

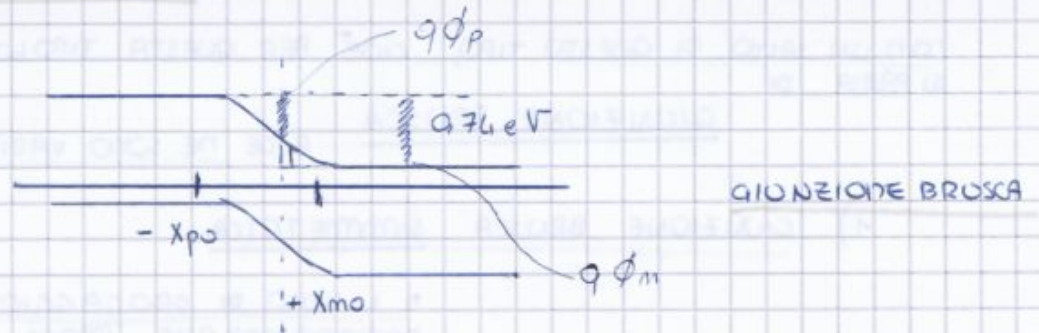
$$X_{do} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{9} \frac{1}{N_{eq}} \phi_i}$$

$$N_{eq} = \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}$$

MEDIA ARMONICA DEI DUE DROGAGGI, PARALLELO

CADUTA DI TENSIONE SUL LATO p:  $\phi_p = q \frac{N_A}{2\epsilon_s} X_{po}^2$   
 " " " " n:  $\phi_n = q \frac{N_D}{2\epsilon_s} X_{no}^2$

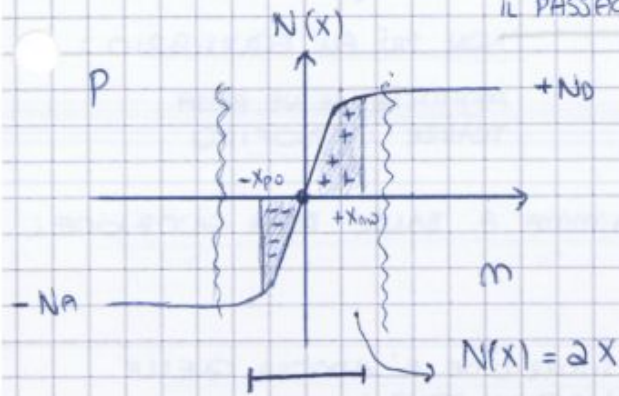
SONO CALCOATE TUTTE LE GRANDEZZE PER DIRE CHE IL DIAGRAMMA A BANDE E' BEN QUOTATO



QUESTA E' SOLO UNA DELLE POSSIBILI GIUNZIONI TECNICAMENTE REALIZZABILI:

## GIUNZIONI GRADUALI

IL PASSAGGIO DAL LATO P AL LATO M È GRADUALE



C'È UNA ZONA DI TRANSIZIONE GRADUALE, IN CUI SPESSE È UTILIZZATO UN TIPO DI APPROSSIMAZIONE LINEARE

SE IL PROFILO È DOLCE (VARIAZIONE LENTA) LA ZONA DI SVUOTAMENTO SARÀ TUTTA CONTENUTA NELLA ZONA IN CUI CAMBIA IL DROGAGGIO

$U(x) = q \cdot a \cdot X \rightarrow$  CAMPO QUADRATICO  $\rightarrow$  POTENZIALE CUBICO  
 ↓  $\int$  ↓  
 COST. DIPENDE DAL PROCESSO TECNOLOGICO

NORMALMENTE SI HA A CHE FARE CON GIUNZIONI GRADUALI, NON BRUSCHE

POSSO DEFINIRE UNA GIUNZIONE GRADUALE QUANDO L'AMPIEZZA DELLA REGIONE SVUOTATA È PIÙ PICCOLA (O COINCIDE) CON LA ZONA IN CUI IL LIVELLO DI DROGAGGIO CAMBIA

↳ ZONA DI SVUOTAMENTO INFINITAMENTE PIÙ PICCOLA DELLA ZONA IN CUI CAMBIA IL LIVELLO DI DROGAGGIO

IL PROFILO DI DROGAGGIO CAMBIA PIÙ REPENTINAMENTE, CIOÈ AUMENTA L'INCLINAZIONE DELLA RETTA

TENDE ALLA GIUNZIONE BRUSCA

↑

A) È UN'OTTIMA APPROSSIMAZIONE

PER GIUNZIONI GRADUALI IN CUI L'AMPIEZZA DELLA REGIONE SVUOTATA È  $\gg$  ALLA ZONA DI TRANSIZIONE DEI DROGAGGI

LE GIUNZIONI REALI SONO APPROSSIMATE

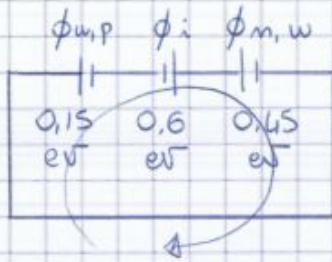
B)

~~INVECE~~ INVECE SI APPROSSIMA A DISTRIBUZIONE LINEARE

SE LA ZONA DI SVUOTAMENTO È CONTENUTA IN QUELLA DI CAMBIO DEL PROFILO DI DROGAGGIO



22/11/2013



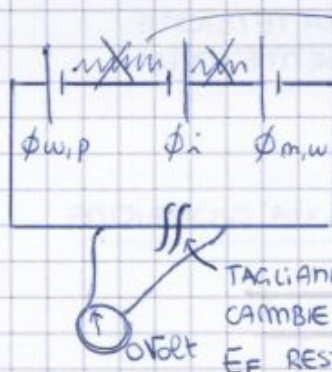
ALL' EQUILIBRIO TERMODINAMICO, LE TRE TENSIONI SI EGUALIANO:

$$0,15 - 0,6 + 0,45 = \phi$$

$$\phi_{wp} + \phi_i + \phi_{mw} = \phi$$

### POTENZIALI DI CONTATTO E TENSIONI ESTERNE

PERCHÉ MOM SI PUÒ MISURARE  $\phi_i$ ?



SERIE DI RESISTENZE:  
MA MOM LE CONSIDERO: IMMAGINO SIA APPROSSIMABILE A METALLO, ZONA NEUTRA, QUINDI UN FILO

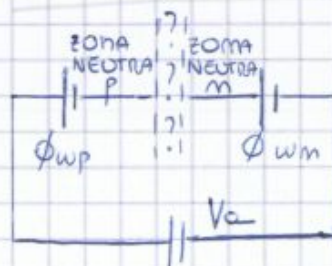
TAGLIANDO IL FILO NON CAMBIEREBBE NULLA, EF RESTEREBBE COSTANTE

⇒ NON C'È DIFFERENZA NELLA POSIZIONE DEI LIVELLI ENERGETICI: MOM POSSO MISURARE UNA TENSIONE!

LA TENSIONE ESISTE, MA MOM È ESPORTABILE ALL' ESTERNO

INDIPENDENTEMENTE DAL METALLO USATO, LE DUE BATTERIE HANNO VALORE UGUALE ED OPPOSTO ALLA TENSIONE DI CONTATTO  $\phi_i$

$\phi_i$  NON È MISURABILE DIRETTAMENTE



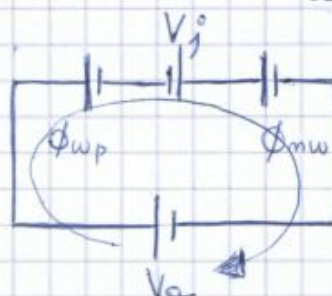
SOSTITUIRE AL TAGLIO UNA BATTERIA ESTERNA: I DUE CONTATTI IN TUNGSTENO SONO "BUONI"

⇒ È INDIPENDENTE DALLA TENSIONE APPLICATA

CONVENZIONE: p = positivo  
TENSIONE APPLICATA È POSITIVA SUL LATO p

UN BUON CONTATTO MOM È UN CONTATTO CHE MOM HA TENSIONE INTERNA, MA SEMPLICEMENTE È STABILE RISPETTO ALE TENSIONI ESTERNE APPLICATE

$\phi_{wp}$  E  $\phi_{mw}$  DEVONO RESTARE COSTANTI



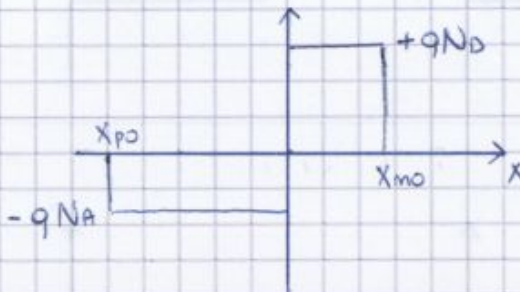
$$\phi_i = \phi_{wp} + \phi_{mw}$$

SE I CONTATTI E I FILI SONO FATTI BENE, SE I SEMI CONDUTTORI HANNO BASSA RESISTENZA E SE APPLICHO UNA BATTERIA ESTERNA, LA TENSIONE MODIFICA LA TENSIONE ALLA GIUNZIONE

## EFFETTI DELLA TENSIONE SUL DIAGRAMMA A BANDE

### [@] EQUILIBRIO

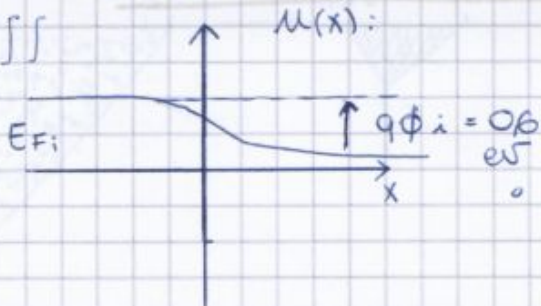
SI È FATTA UN' IPOTESI SULLA DISTRIBUZIONE DI CARICA, CON  $\rho(x)$  ALL'EQUILIBRIO



HA AVUTO COME ESITO LA CURVATURA DEL DIAGRAMMA A BANDE, CHE SI FLETTE TENENDO CONTO DELLA DISTRIBUZIONE DI CARICHE

INTEGRATO  
UN'ALTRA  
VOLTA

E SI È OTTENUTO IL COMPORTAMENTO DI



### FUORI EQUILIBRIO:

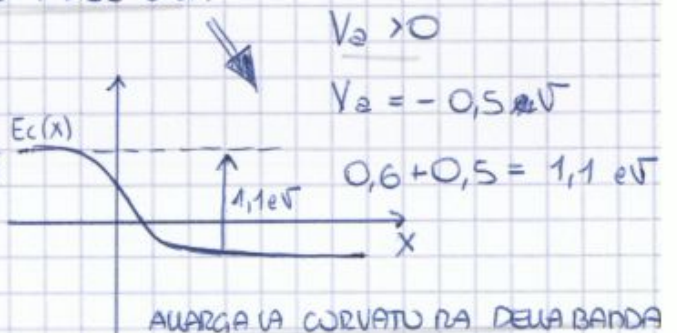
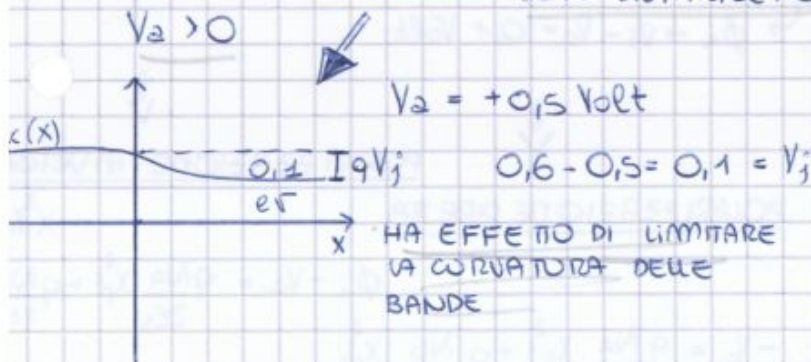
LA TENSIONE APPLICATA CAMBIA LA TENSIONE ALLA GIUNZIONE:

DA  $\phi_i$  A  $V_j$ , MAGGIORE O MINORE

MA MODIFICANDO LA TENSIONE ALLA GIUNZIONE SI MODIFICA LA BARRIERA

### FUORI EQUILIBRIO

DEVO DISTINGUERE I DUE CASI:



CON LE RELATIVE CONSEGUENZE SUI PORTATORI:

AUMENTA IL PASSAGGIO DEI PORTATORI

LA BARRIERA CRESCE; OSTACOLO ULTERIORMENTE IL PASSAGGIO DEI PORTATORI