Elettronica dello Stato Solido Lezione 14: Equazioni del trasporto

Daniele Ielmini

DEIB – Politecnico di Milano

daniele.ielmini@polimi.it

Outline

- Introduzione
- Modello drift – diffusion
- Equazioni di continuità
- Equazioni di diffusione dei minoritari
- Generazione – ricombinazione
- Conclusioni

Introduzione

- Obiettivo: impostare il problema del trasporto in un dispositivo a semiconduttore, in presenza di:
  - Tensioni, quindi campi elettrici
  - Gradienti di concentrazione
  - Effetti di generazione, ricombinazione, iniezione (non equilibrio)

Stato stazionario

- Corrente di elettroni: $j_n = qn\mu_n F + qD_n \dfrac{dn}{dx}$

- Corrente di lacune: $j_p = qp\mu_p F - qD_p \dfrac{dp}{dx}$

- Corrente totale a stato stazionario:

$$j = j_n + j_p = qn\mu_n F + qD_n \frac{dn}{dx} + qp\mu_p F - qD_p \frac{dp}{dx}$$

Stato transitorio

- Corrente di spostamento: $\boldsymbol{j_D} = \dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial \boldsymbol{t}}$
- Non si tratta di corrente di particelle, ma è legata alla variazione della polarizzazione del mezzo → importante nei dielettrici e nella regione svuotata del semiconduttore
- Corrente totale nel transitorio:

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{j_n} + \boldsymbol{j_p} + \boldsymbol{j_D}$$

Livelli di quasi-Fermi

- Livelli di quasi-Fermi = livelli di energia F_n, F_p che soddisfano le condizioni:

$$n = n_i e^{\frac{F_n - E_i}{kT}} \qquad \Rightarrow \qquad F_n = E_i + kT \log \frac{n}{n_i}$$

$$p = n_i e^{-\frac{F_p - E_i}{kT}} \qquad \qquad F_p = E_i - kT \log \frac{p}{n_i}$$

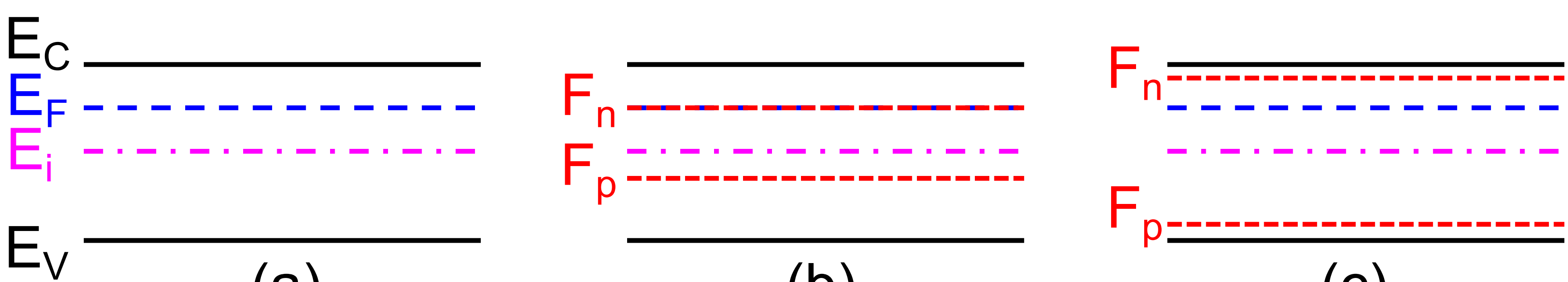
- Nota: il livello di Fermi è a rigore definito solo all'equilibrio, dove i quasi Fermi coincidono con il Fermi $E_F = F_n = F_p$
- In condizioni di fuori equilibrio (fotogenerazione, alti campi, forte iniezione, etc.) il livello di Fermi perde di senso e viene sostituito dal livello di quasi Fermi

Esempio

a) Semiconduttore n con $n = N_D = 10^{16}$ cm^{-3}, equilibrio (e.g. $n_i = 10^{10}$ cm^{-3} → $p = 10^4$ cm^{-3})

b) Lo stesso semiconduttore n a seguito di fotogenerazione con $n' = p' = 10^{14}$ cm^{-3}

c) Lo stesso semiconduttore n a seguito di fotogenerazione con $n' = p' = 10^{18}$ cm^{-3}



(a) (b) (c)

Equazioni di corrente con F_n, F_p

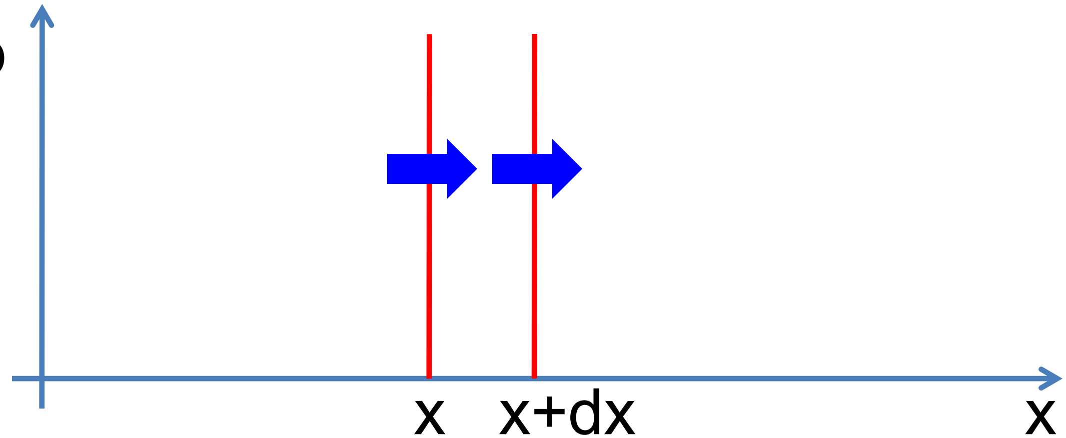
$$\frac{dp}{dx} = \frac{d}{dx} n_i e^{-\frac{F_p - E_i}{kT}} = \frac{n_i}{kT} e^{-\frac{F_p - E_i}{kT}} \left(\frac{dE_i}{dx} - \frac{dF_p}{dx} \right) = \frac{qp}{kT} F - \frac{p}{kT} \frac{dF_p}{dx}$$

$$j_p = qp\mu_p F - qD_p \frac{dp}{dx} = \cancel{qp\mu_p F} - \cancel{qD_p \frac{qp}{kT} F} + qD_p \frac{p}{kT} \frac{dF_p}{dx}$$

$$\boxed{\begin{aligned} j_p &= \mu_p p \frac{dF_p}{dx} \\ j_n &= \mu_n n \frac{dF_n}{dx} \end{aligned}}$$

- F_p, F_n da sostituire con E_F in caso di equilibrio

Equazioni di continuità



$$\frac{\partial p}{\partial t}dx = \frac{1}{q}j_p(x) - \frac{1}{q}j_p(x+dx) = -\frac{1}{q}\frac{\partial j_p}{\partial x}dx \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial j_p}{\partial x}$$

- Con generazione/ricombinazione: $\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial j_p}{\partial x} + g_p - r_p$
- Per gli elettroni:

$$\frac{\partial n}{\partial t}dx = -\frac{1}{q}j_n(x) + \frac{1}{q}j_n(x+dx) = \frac{1}{q}\frac{\partial j_n}{\partial x}dx \Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{\partial j_n}{\partial x} + g_n - r_n$$

Diffusione di minoritari

- Sotto alcune ipotesi aggiuntive, è possibile dare all'equazione di continuità per i minoritari (n_p o p_n) una forma più specifica:
  - $F \approx 0$ nella regione di interesse
  - Concentrazioni minoritari all'equilibrio $n_0(x)$ e $p_0(x)$ sono uniformi (indipendenti da x)
  - Iniezione di basso livello: $n_p' \ll N_A$ e $p_n' \ll N_D$ dove n_p' e p_n' sono le concentrazione di elettroni e lacune minoritari in eccesso rispetto alla concentrazione di equilibrio, e.g. causato da effetti di fotogenerazione

Equazione di diffusione minoritari

- Ipotesi: elettroni minoritari in semiconduttore p
- Trascuriamo la componente di deriva perché n_p piccolo (minoritari) e $F \approx 0$ (nota: lo stesso non si può dire per i maggioritari!)

$$j_n = qn\mu_n F + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \approx qD_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

- Quindi: $$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + g_n - r_n$$

- Inoltre $n=n_0+n'$, con n_0 indipendente da x e t:

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n'}{\partial x^2} + g_n - r_n$$ (II legge di Fick)

Equazione di diffusione minoritari

- Infine scriviamo la ricombinazione come $r_n = n'/\tau_n$, con τ_n = tempo di ricombinazione dei minoritari (da giustificare più avanti), quindi:

$$\frac{\partial n'_p}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n'_p}{\partial x^2} + g_n - \frac{n'_p}{\tau_n}$$

- Idem per le lacune:

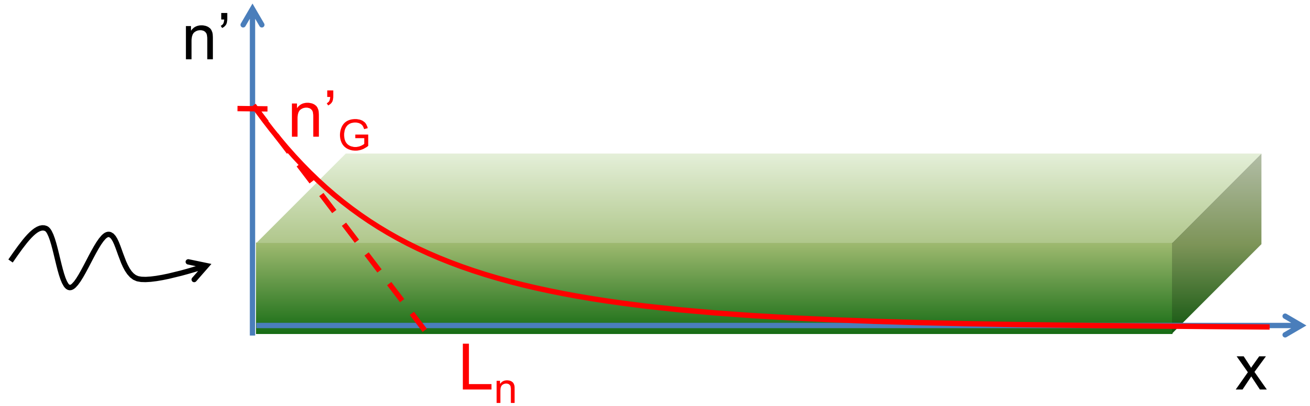
$$\frac{\partial p'_n}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p'_n}{\partial x^2} + g_p - \frac{p'_n}{\tau_p}$$

Esempio 1: stazionario disuniforme

- Barretta di semiconduttore p irraggiato su un lato, in modo che $n'(0) = n'_G$ = costante nel tempo. Qual è il profilo stazionario di minoritari?
- $\partial n' / \partial t = 0$ (stazionario)
- $g_n = 0$ (fotogenerazione solo in superficie)

$$D_n \frac{\partial^2 n'}{\partial x^2} = \frac{n'}{\tau_n} \Rightarrow \frac{\partial^2 n'}{\partial x^2} = \frac{n'}{\tau_n D_n} = \frac{n'}{L_n^2}$$

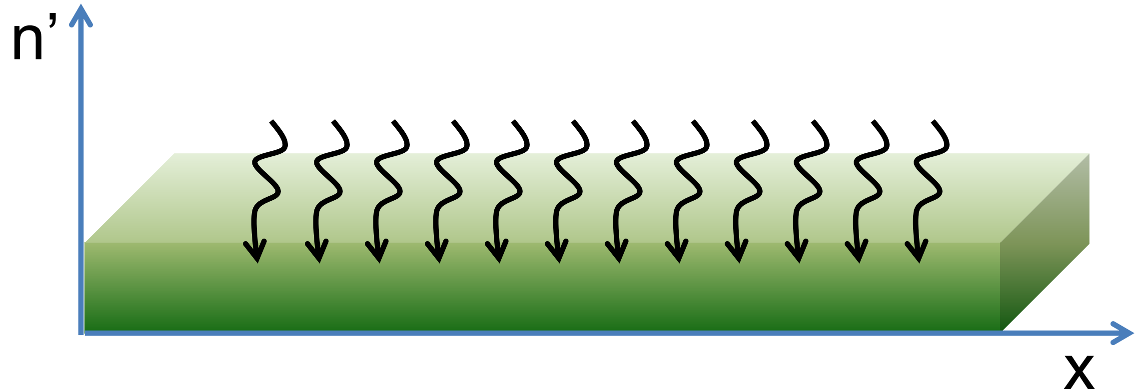
Esempio 1: stazionario disuniforme



- $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$ = distanza di ricombinazione, rappresenta la spazio mediamente percorso dal portatore minoritario prima di ricombinare
- Soluzione: $$n'(x) = A e^{\frac{x}{L_n}} + B e^{-\frac{x}{L_n}}$$
- Condizioni al contorno: $n'(0) = n_G$ e $n'(\infty)$ = finito, pertanto:

$$n'(x) = n'_G e^{-\frac{x}{L_n}}$$

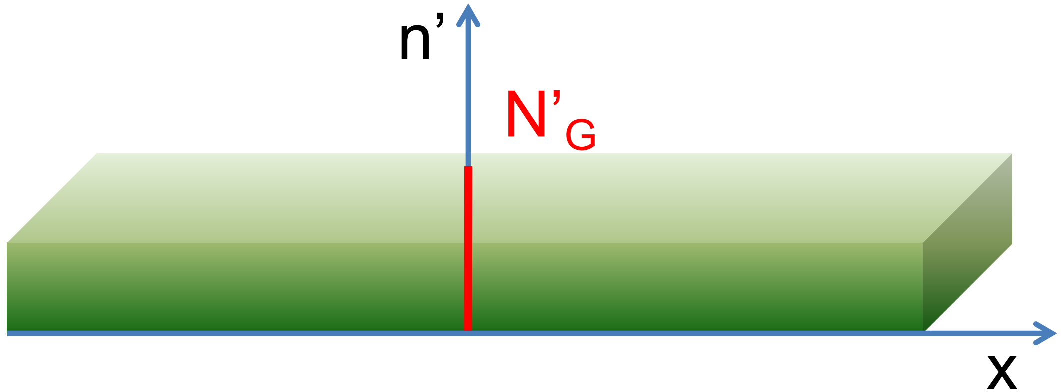
Esempio 2: transitorio uniforme



- Barretta di semiconduttore p irraggiato fino a t=0, caratterizzato da un eccesso uniforme n'_G
- All’istante t=0 la sorgente di generazione viene spenta: qual è l’evoluzione della concentrazione di minoritari?
- $\partial^2 n' / \partial x^2 = 0$ (profilo uniforme)
- $g_n = 0$ (generazione spenta per t>0)

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = -\frac{n'}{\tau_n} \Rightarrow n'(t) = n'_G e^{-\frac{t}{\tau_n}}$$

Esempio 3: transitorio disuniforme



- Barretta di semiconduttore p irraggiata con un impulso in t = 0, x=0 in modo da creare una delta di minoritari in eccesso, numero totale

$$N'_G = \int_{-\infty}^{+\infty} n'(x,0)dx = \int_{-\infty}^{+\infty} N'_G\,\delta(x)dx =$$

- Evoluzione per t>0?
- g_n = 0 (generazione spenta per t>0)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{dj_n}{dx} + g_n - r_n$$

Esempio 3: soluzione

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{dj_n}{dx} + g_n - r_n = \frac{1}{q}\frac{d}{dx}\left(qD_n\frac{\partial n}{\partial x} + q\mu_n nF\right) + g_n - r_n$$

$$= D_n\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n F\frac{\partial n}{\partial x} + \cancel{\mu_n n\frac{\partial F}{\partial x}} + \cancel{g_n} - \frac{n'}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = D_n\frac{\partial^2 n'}{\partial x^2} + \mu_n F\frac{\partial n'}{\partial x} - \frac{n'}{\tau_n}$$

- La soluzione è del tipo: $n'(x,t) = n''(x,t)e^{-\frac{t}{\tau_n}}$
- Sostituendo: $\frac{\partial n''}{\partial t}\cancel{e^{-\frac{t}{\tau_n}}}\cancel{-\frac{n'}{\tau_n}} = D_n\frac{\partial^2 n''}{\partial x^2}\cancel{e^{-\frac{t}{\tau_n}}} + \mu_n F\frac{\partial n''}{\partial x}\cancel{e^{-\frac{t}{\tau_n}}}\cancel{-\frac{n'}{\tau_n}}$

$$\frac{\partial n''}{\partial t} = D_n\frac{\partial^2 n''}{\partial x^2} + \mu_n F\frac{\partial n''}{\partial x}$$

Esempio 3: soluzione

$$\frac{\partial n''}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n''}{\partial x^2} + \mu_n F \frac{\partial n''}{\partial x}$$

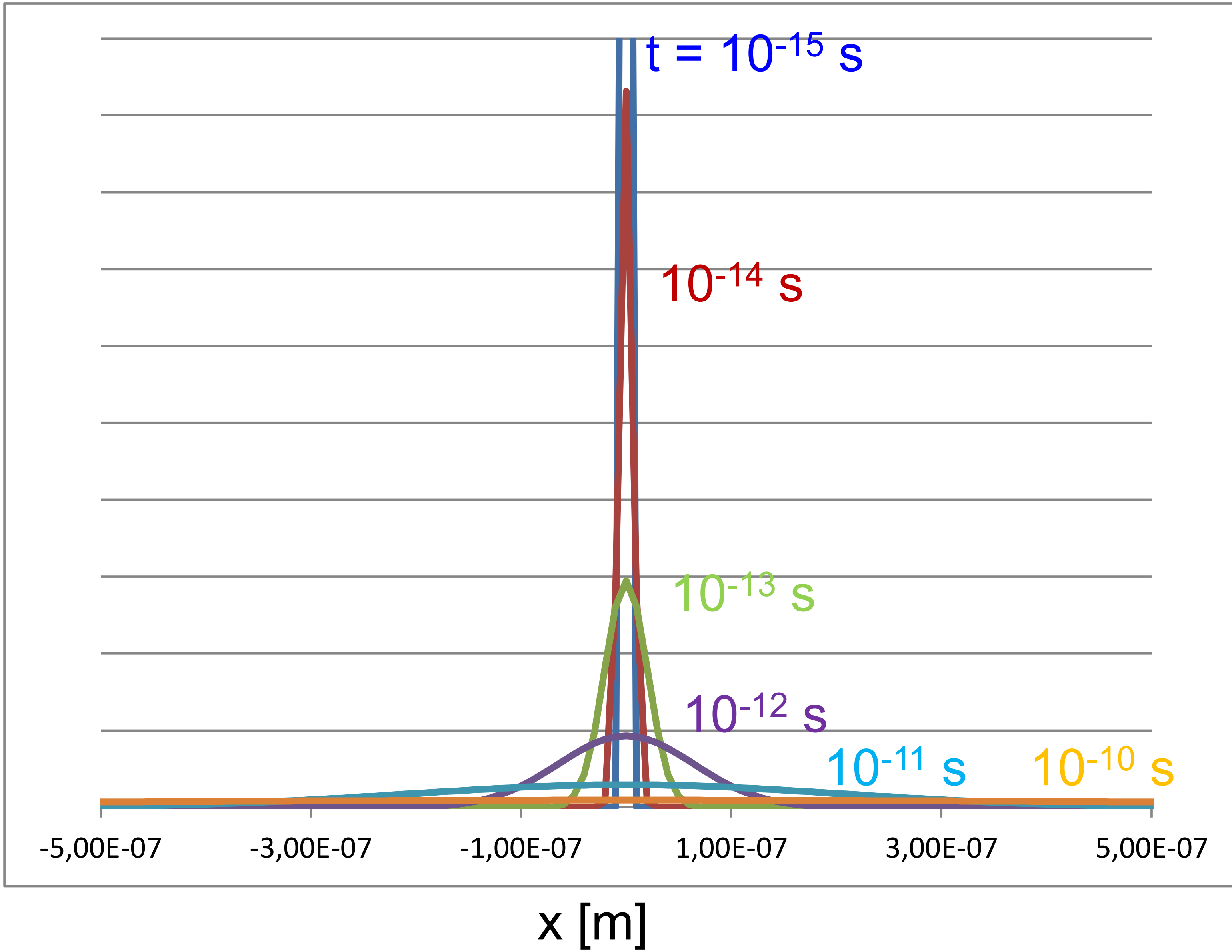
- La soluzione che si ottiene (metodo della trasformata di Laplace) è:

$$n''(x,t) = \frac{N'_G}{\sqrt{4\pi D_n t}} e^{-\frac{(x+\mu_n F t)^2}{4 D_n t}}$$

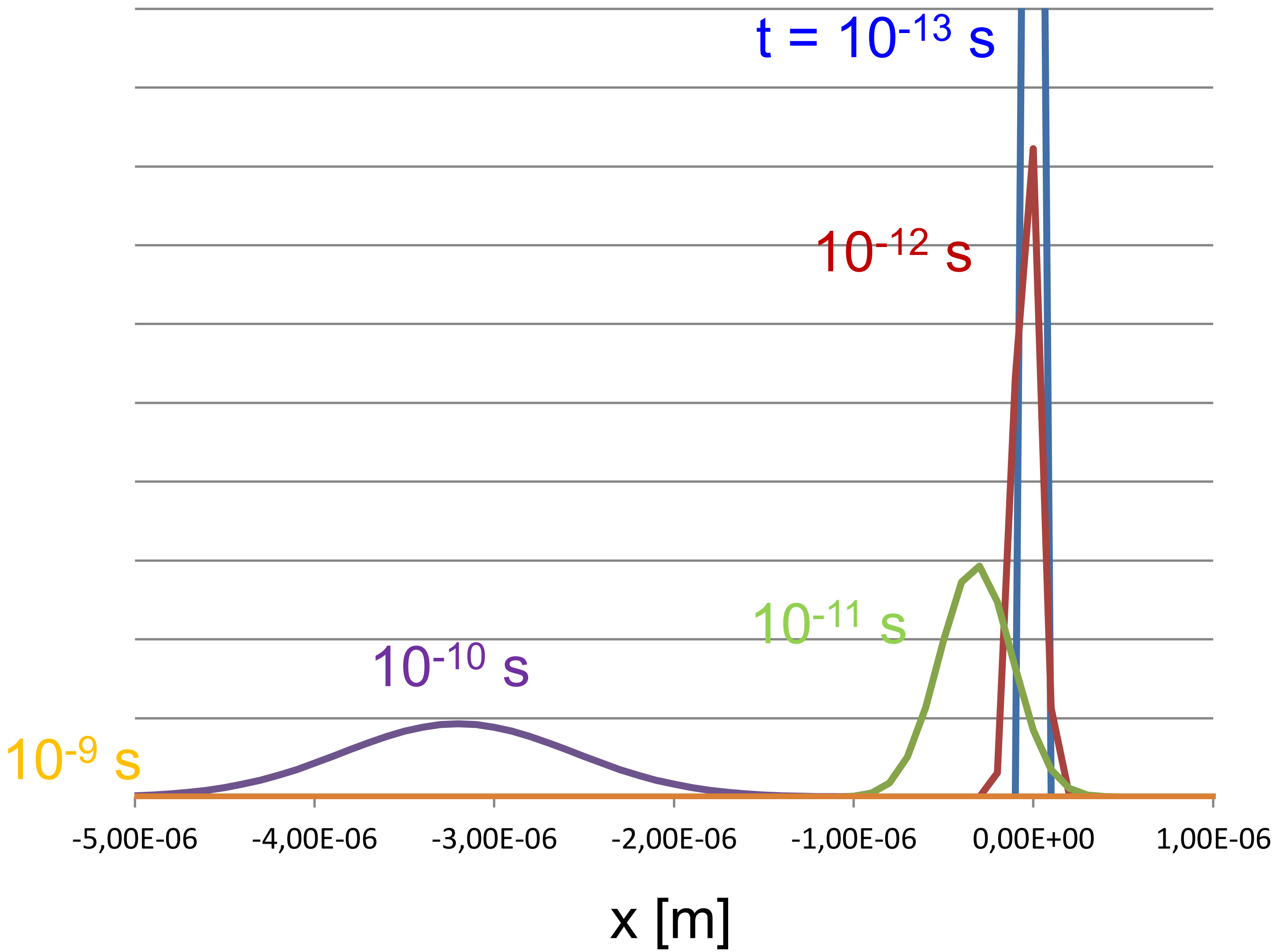
- E quindi:

$$\boxed{n'(x,t) = \frac{N'_G e^{-\frac{t}{\tau_n}}}{\sqrt{4\pi D_n t}} e^{-\frac{(x+\mu_n F t)^2}{4 D_n t}}}$$

Soluzione per F=0



Soluzione per F applicato



Outline

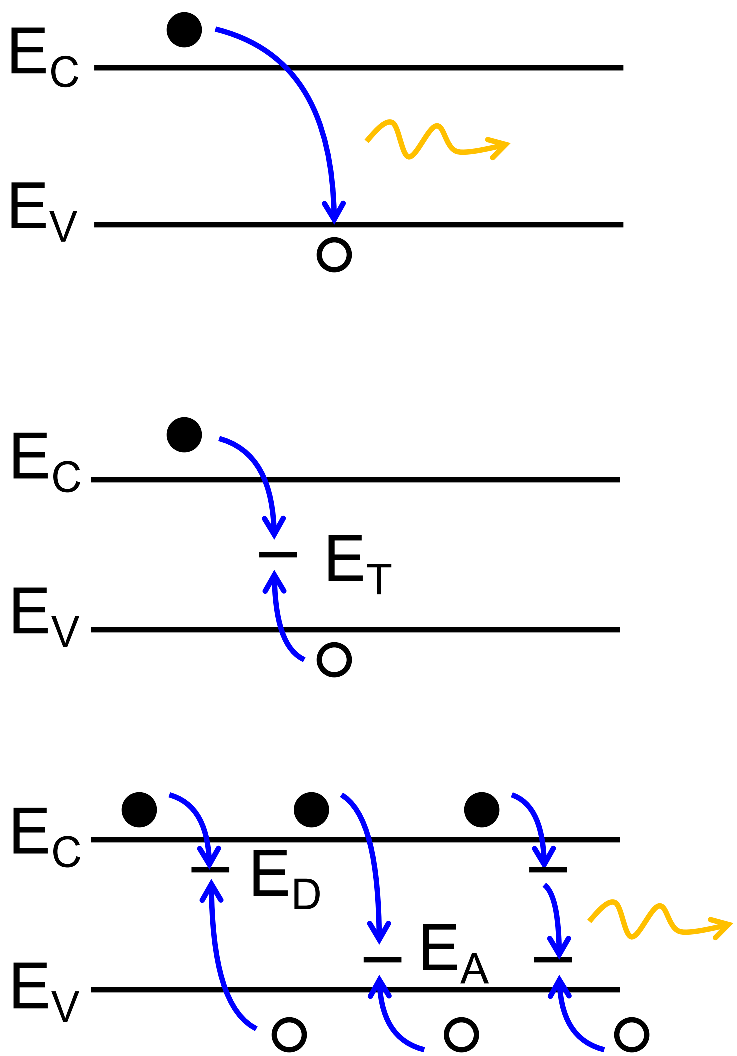
- Introduzione
- Modello drift – diffusion
- Equazioni di continuità
- Equazioni di diffusione dei minoritari
- <u>Generazione – ricombinazione</u>
- Conclusioni

Equazioni di continuità

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{dj_p}{dx} + g_p - r_p \qquad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{dj_n}{dx} + g_n - r_n$$

- Il rate di variazione della concentrazione dall'equazione di continuità include:
  - Divergenza della corrente (drift + diffusione)
  - Tasso di generazione g_n, g_p (generazione termica, fotogenerazione, generazione ad alti campi)
  - Tasso di ricombinazione r_n, r_p (annihilazione elettrone – lacuna)
- Quali sono i meccanismi fisici della G – R?

Meccanismi di ricombinazione – 1

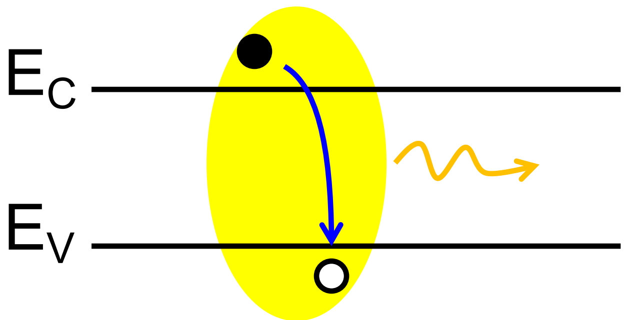


a) Banda – banda (radiativo)

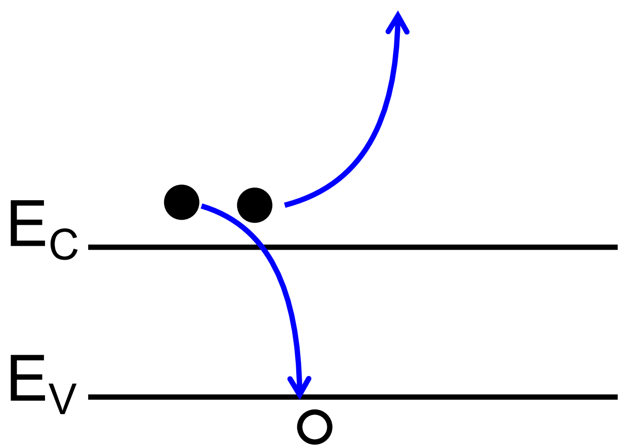
b) Centro di ricombinazione ‘deep’ (non radiativo)

c) Accettore/donore ‘shallow’ (radiativo – improbabile a temperature non troppo basse, alta ionizzazione)

Meccanismi di ricombinazione – 2

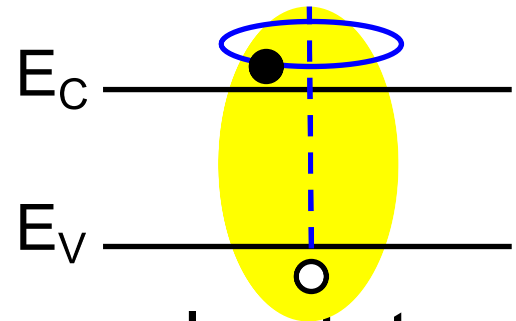


d) Eccitone (libero o legato a sito donore/accettore, radiativo)



e) Ricombinazione Auger (processo a tre corpi, non radiativo)

Eccitone



- Un elettrone in BC ed una lacuna in BV si legano con interazione coulombiana
- Modello dell'idrogeno (come per lo stato donore):

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\boldsymbol{m}q^4}{2\left(4\pi\varepsilon\hbar\right)^2} = \frac{\boldsymbol{m}^*_{ex}/\boldsymbol{m}_0}{\varepsilon^2}\boldsymbol{Ry}$$

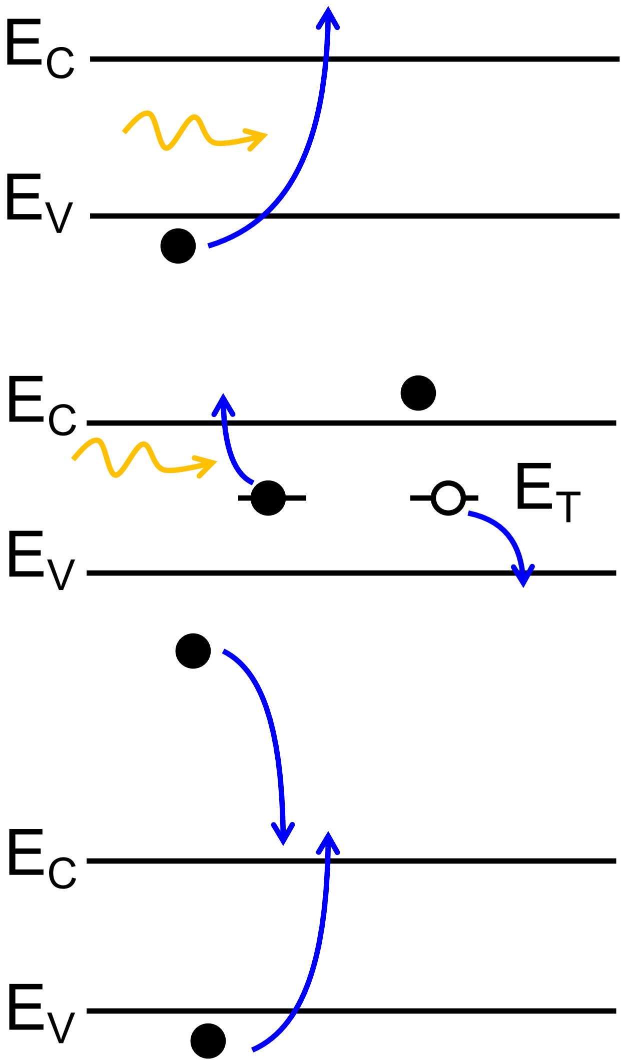
dove m^*_{ex} = massa ridotta della coppia interagente:

$$\frac{1}{\boldsymbol{m}^*_{ex}} = \frac{1}{\boldsymbol{m}^*_e} + \frac{1}{\boldsymbol{m}^*_h}$$

con m^*_e, m^*_h = masse efficaci di conducibilità

- Breve vita media (lifetime = 10^{-9} s) prima di ricombinare

Meccanismi di generazione



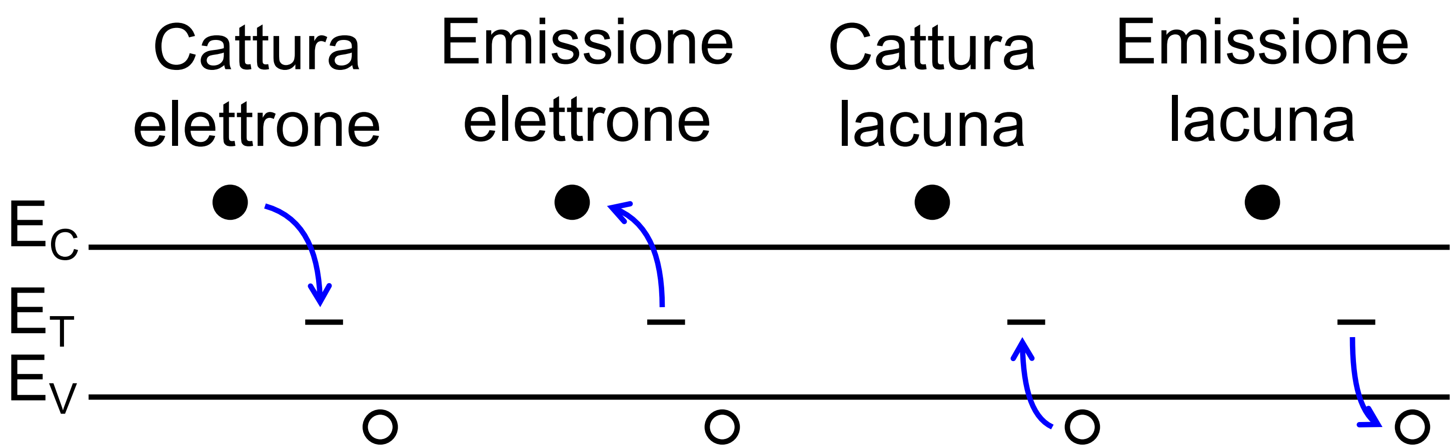
a) Banda – banda (fotogenerazione, generazione termica)

b) Centro di generazione 'deep' (fotoemissione, generazione termica)

c) Ionizzazione ad impatto: elettrone 'caldo' rilassa in banda di conduzione generando coppia e-h

Modello di Shockley-Hall-Read

- Nei dispositivi a semiconduttori il processo dominante di ricombinazione è normalmente quello a singolo centro (e.g. deep)
- Il modello SHR permette di stimare il rate di G – R dal bilancio di quattro processi elementari:



Cattura elettrone

- Il rate di cattura elettrone è dato da:

$$\left.\frac{\partial n}{\partial t}\right|_{ce} = -c_n p_T n \qquad [\mathrm{cm^{-3}s^{-1}}]$$

dove

- c_n [$\mathrm{cm^3s^{-1}}$] = coefficiente di cattura elettroni
- p_T [$\mathrm{cm^{-3}}$] = concentrazione di lacune intrappolate (siti disponibili per l'elettrone)
- n [$\mathrm{cm^{-3}}$] = concentrazione elettroni in banda (particelle disponibili alla cattura)

- Nota: il coefficiente di cattura è dato da $c_n = \sigma_n v_{th}$, prodotto della sezione d'urto di cattura (area efficace della trappola ai fini della cattura [$\mathrm{cm^2}$]) e velocità termica dell'elettrone [$\mathrm{cms^{-1}}$]

Emissione elettrone

- Il rate di emissione elettrone è dato da:

$$\left.\frac{\partial n}{\partial t}\right|_{ee} = e_n n_T N_C \qquad [\mathrm{cm}^{-3}\mathrm{s}^{-1}]$$

dove

- e_n [cm^{3}s^{-1}] = coefficiente di emissione elettroni
- n_T [cm^{-3}] = concentrazione di elettroni intrappolati (siti disponibili per la lacuna)
- N_C [cm^{-3}] = densità di stati effettiva in banda di conduzione (gli stati sono generalmente quasi tutti disponibili)

Cattura/emissione lacuna

- Analogamente otteniamo il rate di cattura lacuna:

$$\left.\frac{\partial p}{\partial t}\right|_{ch} = -c_p n_T p \qquad [\mathrm{cm^{-3}s^{-1}}]$$

dove

- c_p [$\mathrm{cm^3s^{-1}}$] = coefficiente di cattura lacune
- n_T [$\mathrm{cm^{-3}}$] = concentrazione di elettroni intrappolati
- p [$\mathrm{cm^{-3}}$] = concentrazione lacune in banda

- E quello di emissione:

$$\left.\frac{\partial p}{\partial t}\right|_{eh} = e_p p_T N_V \qquad [\mathrm{cm^{-3}s^{-1}}]$$

dove

- e_p [$\mathrm{cm^3s^{-1}}$] = coefficiente emissione lacune
- p_T [$\mathrm{cm^{-3}}$] = concentrazione lacune intrappolate
- N_V [$\mathrm{cm^{-3}}$] = densità effettiva in banda di valenza

Rate complessivi

- Quindi i rate di ricombinazione netti, definiti come il tasso di scomparsa di elettroni dalla banda di conduzione e di lacune dalla banda di valenza, sono:

$$r_n = -\left.\frac{\partial n}{\partial t}\right|_{ce} - \left.\frac{\partial n}{\partial t}\right|_{ee} = c_n p_T n - e_n n_T N_C \qquad [\mathrm{cm^{-3}s^{-1}}]$$

$$r_p = -\left.\frac{\partial p}{\partial t}\right|_{ch} - \left.\frac{\partial p}{\partial t}\right|_{eh} = c_p n_T p - e_p p_T N_V \qquad [\mathrm{cm^{-3}s^{-1}}]$$

- I rate sono positivi se c’è, al netto, ricombinazione – negativi se prevale la generazione

Condizioni di equilibrio

- All’equilibrio (stato del sistema a temperatura costante, non disturbato da forze esterne e.g. campi elettrici e/o magnetici) vale il bilancio dettagliato: ogni processo fondamentale si bilancia perfettamente con il processo opposto, e.g. la cattura e l’emissione di elettroni si devono bilanciare ($r_n = 0$), idem per le lacune ($r_p = 0$)
- È condizione sufficiente (ma non necessaria) per la stazionarietà
- Permette di risalire alla relazione fondamentale che lega i coefficienti di cattura ed emissione

Bilancio dettagliato

- All'equilibrio dunque vale:

$$c_n p_T n = e_n n_T N_C \rightarrow e_n = \frac{p_T n}{n_T N_C} c_n = \alpha_1 c_n$$

$$c_p n_T p = e_p p_T N_V \rightarrow e_p = \frac{n_T p}{p_T N_V} c_p = \beta_1 c_p$$

- Nota: stiamo assumendo che i coefficienti di cattura/emissione rimangano uguali al valore osservato all'equilibrio
- I tassi di ricombinazione allora diventano:

$$r_n = c_n \left(p_T n - \alpha_1 N_C n_T \right)$$

$$r_p = c_p \left(n_T p - \beta_1 N_V p_T \right)$$

Proporzionalità cattura-emissione

- I coefficienti di proporzionalità sono:

$$\alpha_1 = \frac{p_T n}{n_T N_C} = \frac{(N_T - n_T)}{n_T}\frac{n}{N_C} = \left(\frac{N_T}{n_T} - 1\right)\frac{n}{N_C}$$

$$\beta_1 = \frac{n_T p}{p_T N_V} = \frac{n_T}{N_T - n_T}\frac{p}{N_V} = \frac{1}{\left(\frac{N_T}{n_T} - 1\right)}\frac{p}{N_V}$$

- Ricordiamo che:

$$\frac{n_T}{N_T} = \frac{1}{e^{\frac{E_T - E_F}{kT}} + 1}$$

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

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

Proporzionalità e intepretazione

- Quindi:

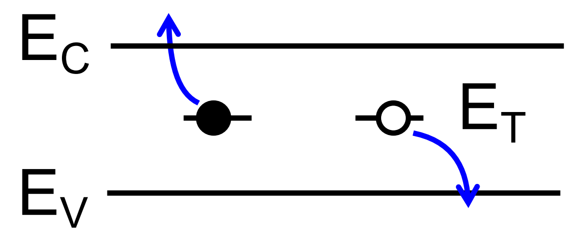
$$\alpha_1 = \left(e^{\frac{E_T - E_F}{kT}} + 1 - 1\right) e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} = e^{-\frac{E_C - E_T}{kT}}$$

$$\beta_1 = \frac{1}{\left(e^{\frac{E_T - E_F}{kT}} + 1 - 1\right)} e^{\frac{E_V - E_F}{kT}} = e^{\frac{E_V - E_T}{kT}}$$

- Le relazioni:

$$e_n = e^{-\frac{E_C - E_T}{kT}} c_n$$

$$e_p = e^{\frac{E_V - E_T}{kT}} c_p$$



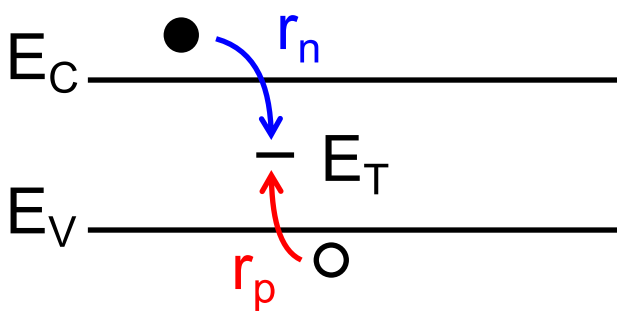
indicano che il coefficiente di emissione è uguale a quello di cattura moltiplicato per la probabilità di eccitazione termica dal livello di trappola E_T a quello di banda, E_C per elettroni e E_V per lacune, indipendente da E_F

Stato stazionario

- È definito come quello stato in cui tutte le grandezze (e.g. temperature, campi, concentrazioni di portatori liberi e intrappolati) sono invarianti nel tempo
- Differisce dallo stato di equilibrio (i.e. non vale il bilancio dettagliato), che è un particolare stato stazionario
- Lo stato (quasi) stazionario è generalmente invocato per la soluzione dei problemi di dispositivi a semiconduttore

Ricombinazione in stato stazionario

- La concentrazione di elettroni intrappolati non può variare nel tempo, quindi:



$$r_n = r_p$$

$$\Downarrow$$

$$c_n\left(p_T n - \alpha_1 N_C n_T\right) = c_p\left(n_T p - \beta_1 N_V p_T\right)$$

- Essendo $p_T = N_T - n_T$:

$$c_n\left(N_T n - n_T n - \alpha_1 N_C n_T\right) = c_p\left(n_T p - \beta_1 N_V N_T + \beta_1 N_V n_T\right)$$

- Esplicitando n_T:

$$n_T = N_T \frac{c_n n + c_p \beta_1 N_V}{c_p p + c_p \beta_1 N_V + c_n n + c_n \alpha_1 N_C}$$

Ricombinazione in stato stazionario

- Definiamo n_1 e p_1 come:

$$n_1 = \alpha_1 N_C = N_C e^{-\frac{E_C - E_T}{kT}}$$

$$p_1 = \beta_1 N_V = N_V e^{\frac{E_V - E_T}{kT}}$$

- Cioè n_1 e p_1 sarebbero le concentrazioni di elettroni e lacune se E_F coincidesse con E_T. Otteniamo la formula semplificata:

$$n_T = N_T \frac{c_n n + c_p p_1}{c_p p + c_p p_1 + c_n n + c_n n_1}$$

- Che sostituiamo in r_n (= r_p) definito come R:

$$R = r_n = c_n \left((N_T - n_T) n - n_1 n_T \right) = \ldots$$

Formula di SHR

- Dopo alcuni passaggi si ottiene:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\frac{n + n_1}{c_p N_T} + \frac{p + p_1}{c_n N_T}}$$

- Possiamo ora definire i tempi di ricombinazione dei minoritari:

$$\tau_n = \frac{1}{c_n N_T} \quad \text{[s]}$$

$$\tau_p = \frac{1}{c_p N_T} \quad \text{[s]}$$

- Per ottenere infine:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p (n + n_1) + \tau_n (p + p_1)}$$

- Significato:
  - $np > n_i^2$ → R>0 (prevale la ricombinazione)
  - $np < n_i^2$ → R<0 (prevale la generazione)

Limite di bassa iniezione

- La formula di SHR dà il tasso di G – R in caso di non-equilibrio ($np \neq n_i^2$), questo può essere dovuto a fotogenerazione (irraggiamento laser) o iniezione di portatori indotta dal campo (e.g. nei pressi della zona svuotata in un diodo, oppure nella base di un transistore bipolare), etc.
- La condizione di bassa iniezione è una sorta di leggero non-equilibrio dove l'eccesso di portatori è trascurabile rispetto alla concentrazione di maggioritari:
  - $n', p' \ll n_0$ in semiconduttore n
  - $n', p' \gg p_0$ in semiconduttore p

SHR – bassa iniezione

- Ipotizzando anche che E_T sia sufficientemente prossimo al livello intrinseco in modo che $n_1 \approx p_1 \approx n_i$, la formula di SHR in condizione di bassa iniezione diventa:

$$R \approx \frac{(n_0 + n')(p_0 + p') - n_i^2}{\tau_p\left(n_0 + n' + n_i\right) + \tau_n\left(p_0 + p' + p_i\right)} = \frac{\cancel{n_0 p_0} + n' p_0 + n_0 p' + \cancel{n' p'} - \cancel{n_i^2}}{\tau_p\left(n_0 + n' + n_i\right) + \tau_n\left(p_0 + p' + p_i\right)}$$

- Assumiamo che si tratti di semiconduttore n:

$$R \approx \frac{\cancel{n' p_0} + n_0 p'}{\tau_p\left(n_0 + \cancel{n'} + \cancel{n_i}\right) + \cancel{\tau_n\left(p_0 + p' + p_i\right)}} \approx \frac{n_0 p'}{\tau_p n_0} = \boxed{\frac{p'}{\tau_p}}$$

- Per semiconduttore p:

$$R \approx \boxed{\frac{n'}{\tau_n}}$$

Nota

- La formula di ricombinazione semplificata (e.g. $r_n = n'/\tau_n$ per semiconduttore p) è quella utilizzata nell'equazione di diffusione dei minoritari
- La cinetica è del primo ordine ($R \propto n'$) perché il processo è ad un corpo (sequenza alternata di catture elettrone e lacuna)
- Nel caso di ricombinazione banda-banda, la cinetica è del secondo ordine $R \propto n'p'$ (meccanismo a due corpi elettrone lacuna)
- Nel caso di ricombinazione Auger la cinetica è del terz'ordine $R \propto n'^2p'$ (meccanismo a tre corpi elettrone-lacuna-elettrone)

Conclusioni

- Le formule analitiche per i flussi di drift e diffusione permettono di ricavare equazioni descrittive del bilancio di portatori nei semiconduttori (equazione di continuità, equazione di diffusione minoritari)
- Modello di SHR permette di dare semplice forma analitica al tasso di ricombinazione