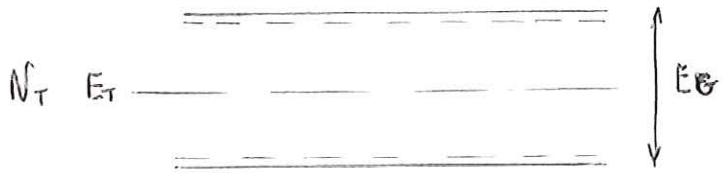
Courant de génération et recombinaison

écart à l'éq : $np \neq n_i^2$

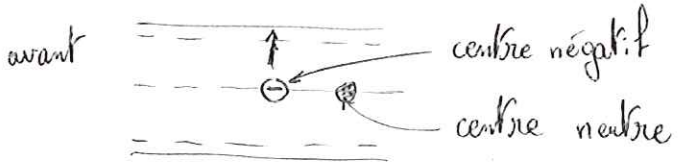


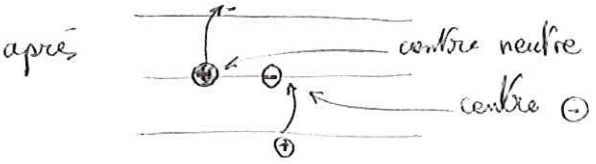
→ Tendance à transiter ($\triangleq f$(distance entre niveaux d'E)).

si $np < n_i^2$: pour retrouver l'éq, il faut des $\bar{e}$ et des t^+ supplémentaires → émission de porteurs.

si $np > n_i^2$: le retour à l'éq se fait par capture de porteurs.

$np < n_i^2$: émission :





en limite de zone, le produit $np = n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$

en polarisation inverse : $np < n_i^2$

→ courant sus qui circule de la jonction (émission).

en polarisation directe : $np > n_i^2$

→ recombinaison des porteurs : appel de porteurs

→ courant sus

Ces courants s'ajoutent au courant de diffusion

→ écart à la théorie : courant idéal < courant mesuré.

Ces courants dépendent de T :

courant de générat° : $\simeq n_i \simeq \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right)$

courant de diffusion : $\simeq n_i^2$

ex : $(Si)_{300K}$: $j_g \gg j_d$ } car n_i petit

$(Si)_{500K}$: $j_g \sim j_d$ }

$(Ge)_{300K}$: $j_g \ll j_d$

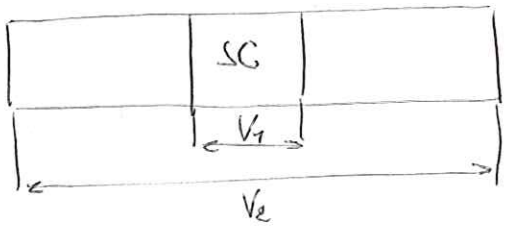
$(Ge)_{300K}$: $j_g \sim j_d$

en polarisat° directe, le j_g négligeable aux fortes tensions devant j_d :

On ne peut plus négliger le V ds les zones neutres (faible injecté)

→ régime de fortes injecté en polarisat° directe :

les j sont ↗ : la j des porteurs mino devient ↗, comparable à celle des majos. Ds ce cas il faut tenir compte du courant de dérive, c à d du champ électrique ds les zones neutres.



$V_2 \neq V_1$ (jonc0)
(bornes) de la diode

$\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$ → $\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$ avec n de l'ordre de 2

jonc0 P⁺N courte :

diode au Si : $n_i = 10^{10}\ cm^{-3}$ $N_D = 10^{15}\ cm^{-3}$ → $p_{no} = 10^5\ cm^{-3}$

si $p_n(0) \simeq N_D$ ⇒ forte injecté.

$p_n(0) = p_{no} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \simeq N_D$

$j_{tot} \simeq j_p$ de P^+N courte en Finj

on suppose encore vrai en Finj.

$$\rightarrow \quad j_p = p\, q\, \mu_p E - q D_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$j_n = n q \mu_n E + q D_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

cette fois-ci : $E \neq 0$, par contre $n \simeq 0$

$$\rightarrow \quad j_n = 0 \quad \rightarrow \quad E = -\frac{D_n}{n \mu_n} \frac{\partial n}{\partial x} = -\frac{1}{n} \frac{kT}{q} \frac{\partial p}{\partial x}$$

neutralité électrique locale : $\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x}$

$$\rightarrow \quad j_p = \left(-\frac{p}{n} q \mu_p \frac{kT}{q} - q D_p\right) \frac{\partial p}{\partial x} = -q\left(\frac{p}{n} + 1\right) D_p \frac{\partial p}{\partial x} = j_p$$

$\rightarrow$ si $p \ll n$: cas des faibles injecté.

Chute de tension ΔV due à ce champ électrique :

$$\Delta V = -\int_0^W E(x)\, dx \qquad \text{avec} \quad E = -\frac{kT}{nq} \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\Delta V = \frac{kT}{q} \int_{p(0)}^{p(W)} \frac{1}{N_D + p}\, dp = \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{N_D + p(W)}{N_D + p(0)}\right]$$

$$= V(W) - V(0) = \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{N_D + p_{n_0}}{N_D + p(0)}\right] \qquad p_{n_0} \ll N_D$$

$$\rightarrow \quad \Delta V = \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{N_D}{N_D + p(0)}\right] \qquad N_D \ll p(0)$$

$$\rightarrow \quad V = V_j - \Delta V$$

$$p(0) = p_{n_0} \exp\left(\frac{q V_j}{kT}\right)$$

$$V = V_j - \frac{kT}{q} \ln\left[p_{n_0} \exp\left(\frac{q V_j}{kT}\right)\right]$$

Augmentat du courant inverse brutal → claquage, par 2 mécanismes :

→ mécanisme : effet Zenner (ou effet Tunnel)
induit par avalanche.

ces 2 mécanismes sont réversibles, mais il peut apparaître des effets thermiques irréversibles.

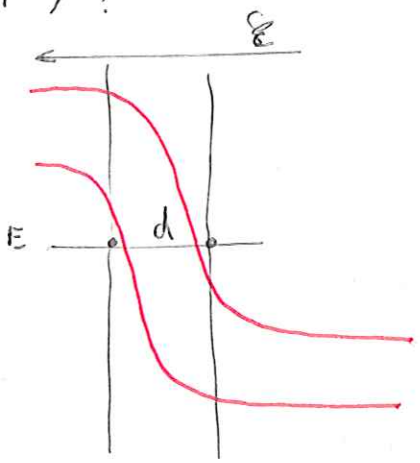
Claquage de la jonction

= effet Tunnel + effet d'avalanche

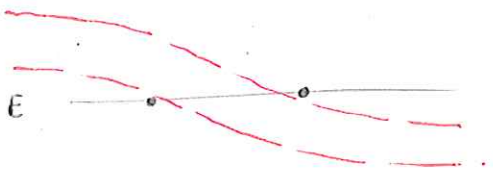
effet Zenner = effet de champ

c'est 1 effet Tunnel par émission de champ.

Qd E suit ↗ :

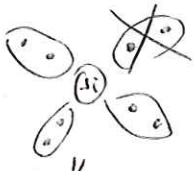


2 états de même E entre p et n sont suff proches : d ↓



à la lim on peut avoir passage d'1 porteur par effet Tunnel de BV → BC.

→ le champ elec $\vec{E}$ sera suff fort pour briser 1 liaison covalente.

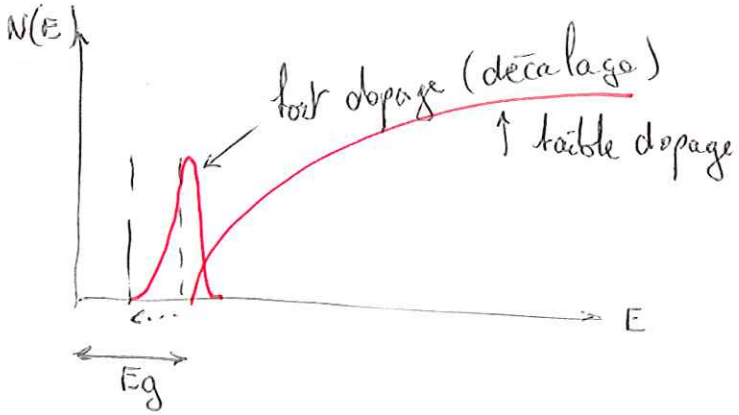


→ "transition horizontale".

La pente raide assez correspond à Eg au maximum.
Si on veut cela, il faut ↓ Eg, il faut donc 1 fort dopage.

alors :

--> rétablissement d'1 bande de d'énergie.



l'effet Zener décroit avec la T ↘, puisque les liaisons sont + fortes.

effet Zener ↗ qd T ↗

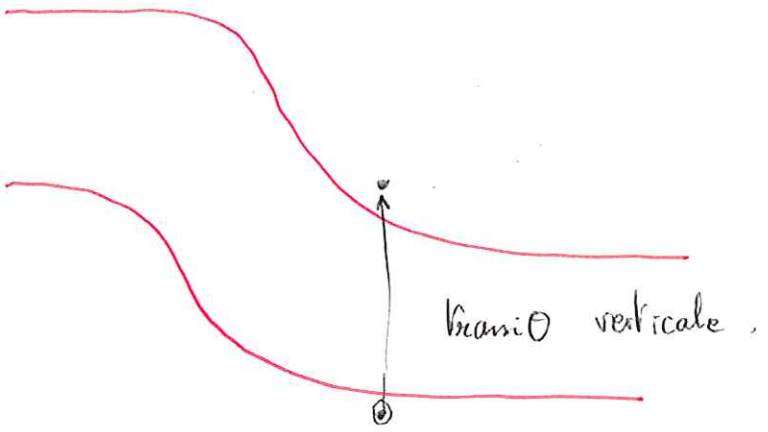
effet d'avalanche

croit quand T ↘.

Mécanisme d'ionisat°.

A partir d'1 certaine V, l'E des e⁻ libre va devenir Vellent ↑, qu'elle va casser 1 liaison covalente, par bombardemt des at de Si, Créat de paire e⁻t, effet d'avalanche sur les autres at.

brisure de liaison --> créat de (e⁻t) --> brisure d'autres liaisons par bombardemt...

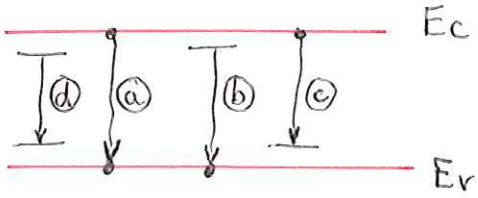


le claquage correspond à 1 courant ∞.

On pose $J = M J_s$

J_s = courant à saturat° inverse

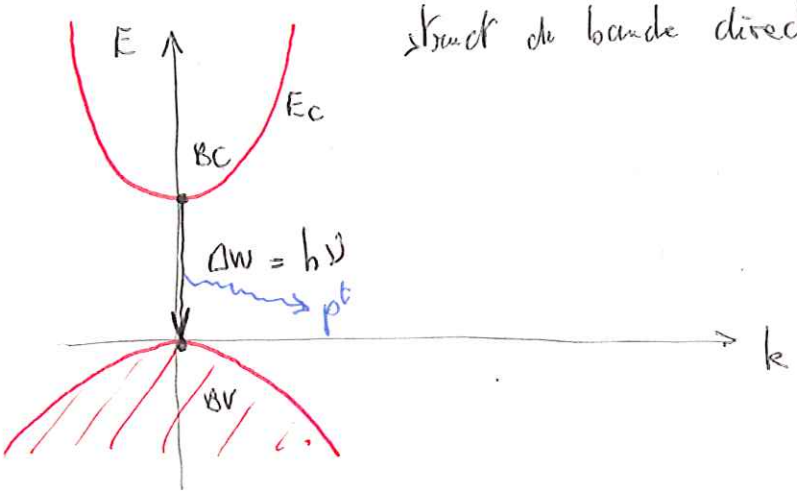
M = multiplicateur en tension inverse.

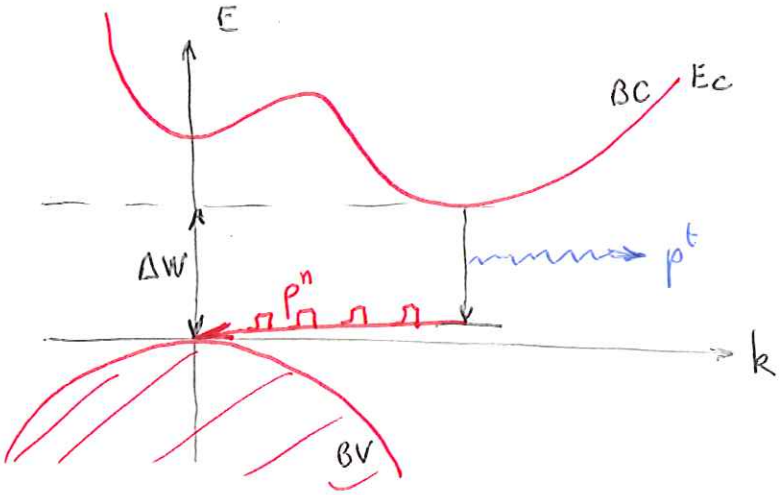


$h\nu = E_i - E_f$

1er type de transiO : transiO inter bande

Ces transiO dépendent du type de struct de bande du sc :



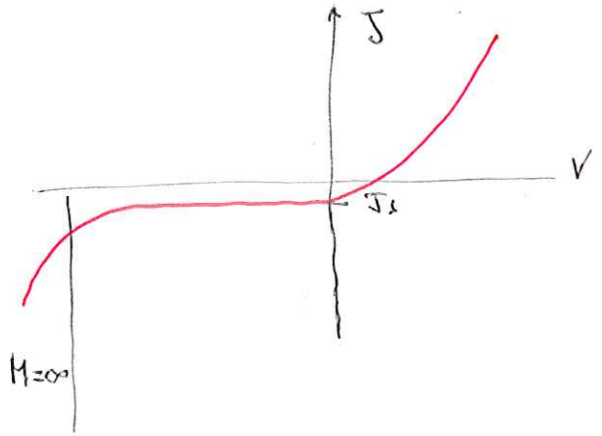


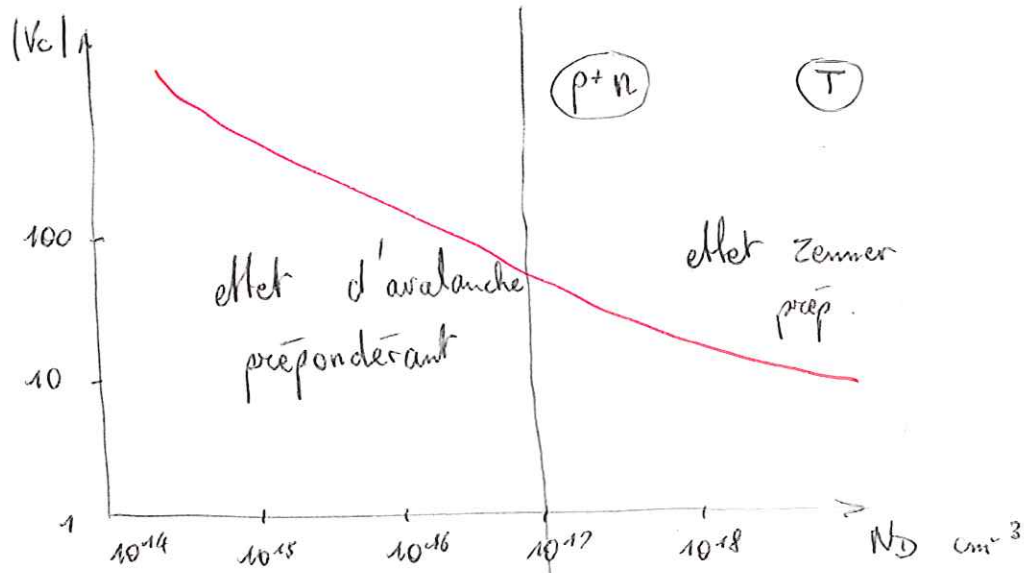
pour conserva° du vecteur d'onde → transiO indirecte en bleue

= 1 pt + 1 pn

→ quantité de mvt de l'é est modifié par le phonon, d'énergie de valeur $\hbar \vec{k}$

→ energie transmise sous forme d'E thermique.





si on se place à 10^{17} :

pour $V > 8V$: effet d'av

$4V < V < 8V$: compétiO entre les 2 effets.

$V < 4V$: effet Zenner.

On peut donc jouer sur N_D ou sur T pour faire jouer les 2 effets.

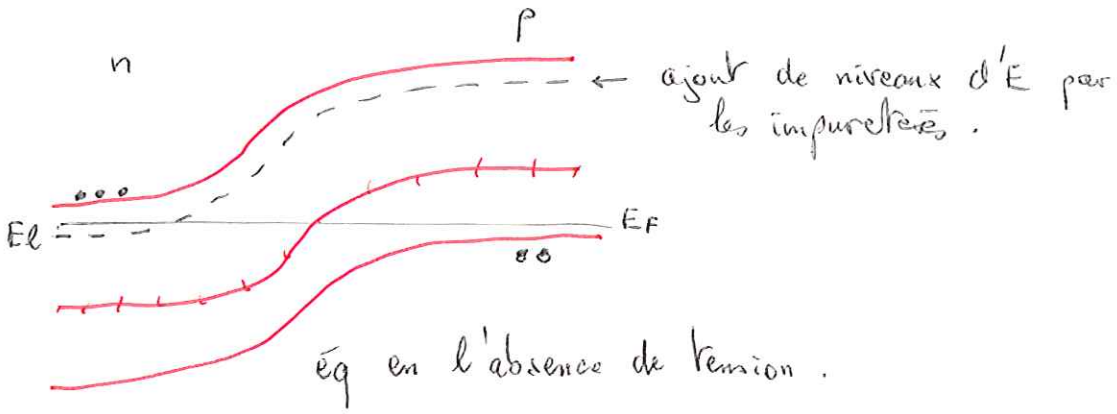
ApplicaO aux ~~phe~~ dispositifs optoelec

diode electroluminescente LED

signal electrique → signal lumineux.

→ il faut créer de transiO, et peupler les niveaux.

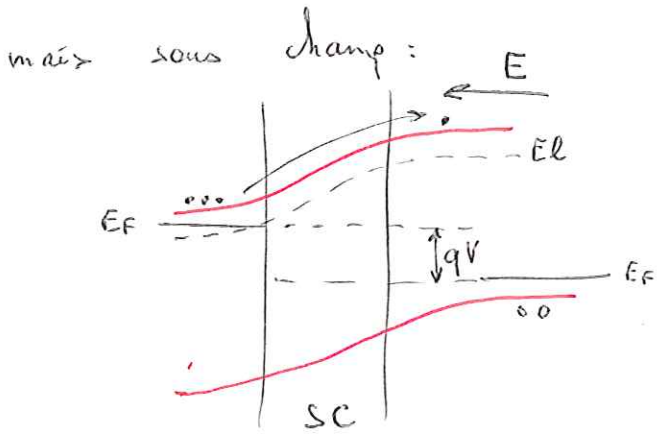
On réalise 1 jonc0 np dopée avec des impuretés isoélectronique, à struct de bande indirecte.



éq en l'absence de tension.

région n : $E_F \sim BC$

région p : El sont dépeuplés car $E_F \neq El$



zone SC : les e⁻ et les t ne sont plus à l'éq, cet éq tend à se rétablir immédiatement.

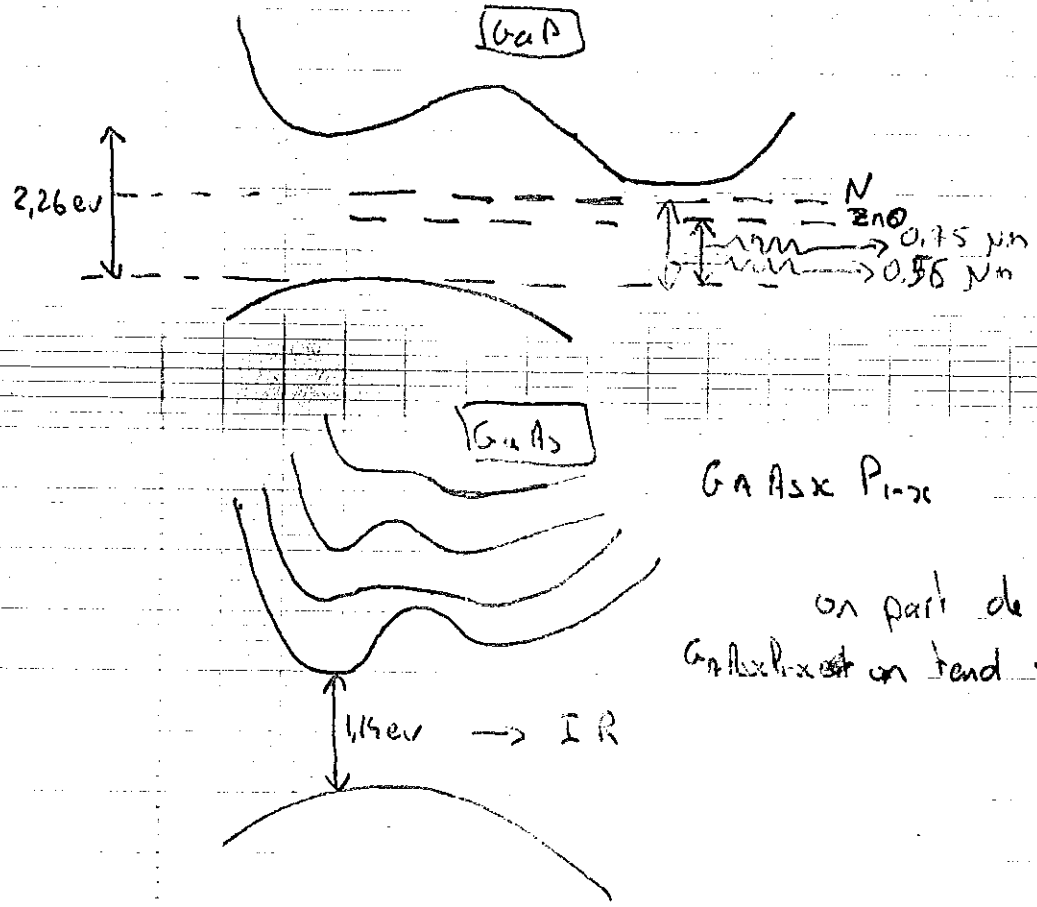
→ les e⁻ passe de p. Ils trouvent V les niveaux El de + basse E, les niveaux El seront peuplés, et les e⁻ auront tendance à se recombiner avec les trous → emission radiative.

les niveaux El ont favorisé le passage des e⁻.

en fait : $E_c(p) \longrightarrow El(p) \Rightarrow$ ⟿

$El(p) \longrightarrow E_v(p) \Rightarrow$ ⟿

GaAs , GaP
structure de bande

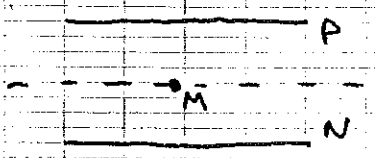


$GaAs_xP_{1-x}$

on part de GaAs
$GaAs_xP_{1-x}$ on tend vers GaP.

$x = 0,4$ → rouge
0,85 → jaune
1 → vert bleu.

ou bien on dope le GaP et en introduisant des niveaux intermediaires on obtient du jaune ou rouge.
Soit on fait des alliages progressifs qui permettent de balayer le spectre.



le photon emis en M a été emis par un e⁻ injecté de N → P où il s'est recombiné avec un trou

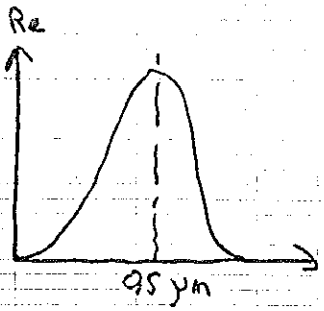
rendement quantique interne $\eta_q = \frac{\text{nbre photons emis}}{\text{nbre d'e}^- \text{ injectés}} = \frac{\text{nbre recombinaisons radiatives}}{\text{nbre de paire de recombinées}}$

rendement de transmission $\eta_t = \frac{\text{nbre photons qui atteints l'interface SC/air}}{\text{nbre de photons emis en M}}$

rendement d'interface $\eta_i = \frac{\text{nbre de photon qui s'echappent du SC}}{\text{nbre de photon qui arrivent à l'interface}}$

rendement quantique externe $\eta_q \eta_t \eta_i = \frac{\text{nbre de photons qui s'echappent}}{\text{nbre d'e}^- \text{ emis}}$

rendement lumineux



$\eta_e = Re\ \eta_e$

Les caractéristiques courant tension sont analogues à celles du Si mais ces diodes par emettant dans le visible doivent avoir un gap beq plus grand que celui du Si.
Or le courant de saturation des diodes I_s est $\propto n_i^2$

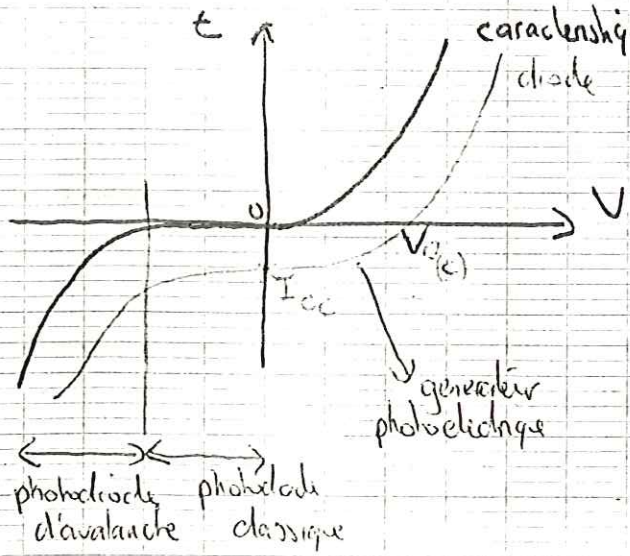
n_i^2 est inversement $\propto \frac{E_g}{KT}$ $\Rightarrow$ I_s tres faible

Les photodiodes

Les photodiodes

Des photons d'E convenables vont créer des porteurs en excès, et la lumière va être détectée par une modulation de la conductivité.
ces photoconducteurs sont peu sensibles car les porteurs créés se recombinent rapidement, et il ne participe à la conduct que pendant très peu de temps.

⇒ on a inventé les photodiodes.
les porteurs sont créés de la ZCE d'une jonction.
les e⁻ - trous créés sont séparés par le champs qui règne dans cette zone ⇒ apparition d'un courant
(la durée de vie est beaucoup plus grande dans la ZCE que dans les zones neutres d'un SC).

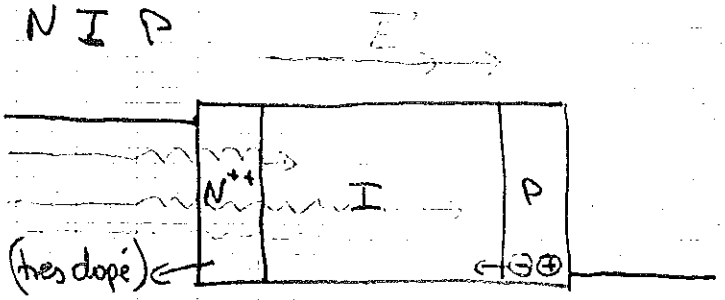


courant de court circuit I_{cc} pour V = 0

différents types de photodiodes :

* jonction P.N
* jonction P I N (zone intrinsèque entre N et P)

N I P



le photon qui arrive (en I) crée une paire e^- - trou séparé par $\vec{E}$ ⇒ circulation du charge q dans le circuit

la paire e^- trou créée dans P, diffusent (e^- diffusent vers I et participent ensuite au courant, tandis que ⊕ diffusent mais n'est pas pris par $\vec{E}$ → il ne participe pas à la conduction

$I_{photocourant} = I_{photoconduction} + I_{photodiffusion}$