



MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE «Abbès LAGHROUR» KHENCHELA  
FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE



Département Sciences de la matière

N° de série :.....

## Mémoire de fin d'études

*Pour l'obtention du diplôme de Master (L.M.D)*

Spécialité : Physique

Option : Physique des matériaux

### *Etude de la dynamique des porteurs de charges dans un semi-conducteur éclairé*

*Dirigé par : Dr. MELLAL Saida*

*Réalisé par :*

- RAHALI Zohir
- LAATI Walid

*Membres de jury :*

- Dr. Khemissi Saadeddine MCB Président
- Dr. Baaouague Khaled MCB Examineur

*Présenté le : /09/2020*

# Remerciements

*Ce travail est l'aboutissement d'un dur labeur et de beaucoup de sacrifices; nos remerciements vont d'abord au Créateur de l'univers qui nous a doté d'intelligence, et nous a maintenu en santé pour mener à bien cette année d'étude.*

*Nos remerciements et notre profonde gratitude s'adressent*

*À notre directeur de mémoire, Madame **Saida Mellal** pour l'aide compétent qu'elle nous a apportée, pour sa patience et son encouragement. Son œil critique nous a été très précieux pour structurer le travail et pour améliorer la qualité des différents chapitres. Nous voulons vraiment vous remercier car nous avons eu beaucoup de chance de vous avoir comme directrice de mémoire.*

*À monsieur le professeur **Khemissi Saadeddine** pour l'honneur qu'il nous fait d'avoir bien voulu présider notre jury de cette mémoire.*

*À monsieur le professeur **Baaouague Khalel** pour avoir accepté de juger ce travail.*

*Nous adressons aussi nos remerciements*

*À tous nos enseignants, l'encadrement et le personnel du Département de Physique, à tous ceux qui nous ont soutenu de près ou de loin et à tous ceux qui ont participé à notre formation du primaire jusqu'à l'université.*

*Nos vifs remerciements aussi et surtout*

*À nos familles qui nous ont beaucoup aidés par leur précieux soutien moral et qui n'ont ménagé aucun effort durant toute notre formation.*

*Merci*

# *Table des matières*

## *Table des matières*

<b>Liste des figures</b> .....	I
<b>Liste des tableaux</b> .....	III
<b>Liste des symboles</b> .....	VI
<b>Introduction générale</b> .....	1

### *Chapitre I : Interaction lumière Semi conducteur*

I-1 Introduction .....	3
I-2 La lumière et ces propriétés.....	3
I.2.1 Dualité onde-particule de la lumière.....	3
a) Modèle ondulatoire de la lumière.....	3
b) Modèle corpusculaire de la lumière.....	5
I.2.2 Les grandeurs photométriques .....	6
I.2.3 Sources de lumière: monochromatique et polychromatique.....	8
a) Définition.....	8
b) Différentes sources de lumière.....	9
I-3 Les semi-conducteurs .....	12
I.3.1 Définition.....	12
I.3.2 Bandes d'énergie.....	12
I.3.3. Gap direct et indirect .....	13
a) Gap direct.....	13
b) Gap indirect .....	13
I.3.4. Les électrons et trous dans un cristal .....	14
I.3.5. Concentration des porteurs dans un semiconducteur en équilibre.....	14
a) Concentration des porteurs dans les bandes d'énergie .....	15
b) Concentration intrinsèque .....	17
c) Position du niveau de Fermi .....	17
I.3.6. Semiconducteur extrinsèque .....	17
a) Semi-conducteur type (n) .....	18
b) Semi-conducteur type (p) .....	18
I.3.7 Influence des niveaux d'impuretés – Pièges .....	20
I- 4. Interaction lumière - semi conducteur.....	20

I.4.1 Conditions d'absorption.....	20
I.4.2 Processus d'interaction lumière - semi conducteur.....	21
a) Le processus d'absorption.....	21
b) Le processus d'émission.....	21
I-5 Phénomènes liés à l'absorption des photons dans un semiconducteur.....	22
I.5.1 Photoconduction.....	22
I.5.2 Photovoltaïque.....	23
I-6 Conclusion.....	23

***Chapitre II: Effets de l'absorption de la lumière dans un semi-conducteur***

II-1 Introduction.....	24
II-2 Absorption de la lumière dans un semi conducteur.....	24
II.2.1 Processus d'absorption.....	24
II.2.2 Evolution du flux de photons à l'arrivée sur un semi-conducteur.....	26
II.2.3 Coefficient d'absorption.....	28
II.2.4 Coefficient d'absorption et profondeur de pénétration.....	29
II-3 Génération optique des porteurs.....	31
II.3. 1 Condition de génération optique.....	31
II.3.2 Taux de génération optique.....	32
II- 4 Recombinaison et durée de vie des porteurs libres.....	34
II.4.1 Recombinaison directe des porteurs.....	35
a) Recombinaisons radiatives.....	36
b) Recombinaisons Auger.....	38
II.4.2 Recombinaison indirecte des porteurs de type Shockley-Read –Hall.....	40
II.4.3 Recombinaison en surface.....	42
II.4.4 Durée de vie effective des porteurs minoritaires.....	44
II.4.5 Longueur de diffusion des porteurs minoritaires.....	45
II-5 Conclusion.....	45

***Chapitre III : Dynamique des porteurs dans un semi conducteur éclairé***

III-1 Introduction.....	46
III-2 Équations fondamentales des matériaux semiconducteurs.....	46
III.2.1 Transport de charges dans un semi-conducteur hors équilibre.....	46

a) Transport sous l'effet d'un champ électrique ( conduction) .....	46
b) Transport sous l'effet d'un gradient de concentration (Diffusion).....	47
III.2.2 Equation de Poisson.....	49
III.2.3 Equation de continuité généralisée.....	50
II-3 Distribution des photoporteurs dans un semiconducteur éclairé.....	53
II.3.1 Equation de continuité .....	53
III.3.2 Distribution des photoporteurs en régime permanent (éclairage continu).....	55
a) Densité des photoélectrons dans un semiconducteur de type P.....	56
b) Densité des phototrous dans un semiconducteur de type N.....	61
c) Densité des photoporteurs dans un semiconducteur intrinsèque .....	63
III.3.3 Distribution des photoporteurs en régime transitoire.....	64
III-4 Simulation .....	65
III.4.1 Paramètres de simulation et organigramme .....	65
III.4.2 Résultats de simulation.....	66
a) Pour une génération homogène en surface .....	66
b) Pour une génération non homogène en volume.....	68
III-5 Conclusion.....	70
<b>Conclusion générale</b> .....	71
<b>Références bibliographiques</b> .....	73
<b>Résumé</b>	

## Liste des figures

Figure I.1 Longueur d'onde dans le vide et fréquence.....	4
Figure I.2 Spectre électromagnétique.....	5
Figure I.3 Energie des Photons en fonction de la longueur d'onde.....	6
Figure I.4 Schéma regroupant les grandeurs photométriques fondamentales.....	7
Figure I.5 Paramètres de calcul de l'intensité lumineuse.....	8
Figure I.6 Photographie du soleil et spectre de la lumière blanche.....	9
Figure I.7 Lampe à incandescence et son profil spectral.....	9
Figure I.8 Lampes à économie d'énergie.....	10
Figure I.9 Lampe à décharge à vapeur de sodium et son spectre d'émission.....	10
Figure I.10 Diodes électroluminescentes (DEL).....	10
Figure I.11 LASER utilisé dans les laboratoires .....	11
Figure I.12 Diagramme énergétique d'un semi-conducteur.....	13
Figure I.13: Transitions électroniques entre extrema des bandes de valence et de conduction (a) semiconducteur à gap direct, (b) semiconducteur à gap indirect.....	14
Figure I.14 Diagramme d'énergie simplifié (a) $T = 0$ et (b) $T \neq 0$ .....	15
Figure I.15: Les trois configurations possibles d'un semiconducteur : a) état intrinsèque; b) dopé n ; c) dopé p. Allure de la densité d'états, distribution de Fermi et nombre de porteurs libres.....	19
Figure I.16: (a) Absorption, (b) émission spontanée et (c) émission stimulée d'un photon par un semi-conducteur.....	22
Figure I.17 Phénomène de photoconduction.....	22
Figure I.18 Phénomène Photovoltaïque.....	23
Figure II.1. Transitions inter-bandes d'électrons dans un semiconducteur. a) correspond à un semiconducteur à gap direct, b) à un gap indirect.....	25
Figure II.2 : Absorption intrinsèque et extrinsèque dans un semi-conducteur.....	25
Figure II.3 : Incidence, réflexion et transmission de la lumière à l'interface air/semiconducteur.....	26
Figure II.4: Profil du flux de photons pénétrant un semi-conducteur.....	27
Figure II.5 : Absorption du flux de porteurs dans le semiconducteur.....	28
Figure II.6: Evolution de $\alpha$ ( $\lambda$ ) pour différents matériaux semi-conducteurs .....	29

Figure II.7 : Variation de $\Phi(x)/\Phi_0$ , pour différentes valeurs de $\alpha$ : $\alpha_1 > \alpha_2 > \alpha_3$ .....	30
Figure II.8: Création de porteurs par énergie lumineuse (par photons).....	32
Figure II.9: Recombinaison directe et indirecte.....	35
Figure II.10 : Schémas représentant les différents processus de recombinaison directe a) Recombinaison radiative ; b) Recombinaison Auger, l'excès d'énergie peut être transféré à un électron (1) ou à un trou (2) ; c) Recombinaison non radiative.....	36
Figure II.11 : Mécanismes de capture et d'émission de porteurs.....	40
Figure II.12: Recombinaisons en surface via les défauts d'interface.....	42
Figure II.13: Evolution de la durée de vie SRH, Auger, radiative et totale en fonction de la concentration de porteurs en excès pour un échantillon de silicium de type p...44	44
Figure III.1 Mouvement des porteurs de charges sous l'effet du champ électrique.....	46
Figure III.2 : Mouvement des porteurs de charges sous l'effet d'un gradient de concentration.....	48
Figure III.3 Courant et processus de génération recombinaison dans un élément de volume du semi-conducteur.....	50
Figure III.4 Variation de la densité de l'excès de porteurs minoritaires lorsqu'il y a création de porteurs en surface. a) pour une longueur de matériau très grande devant la longueur de diffusion. b) pour des longueurs $W$ du matériau diverses.....	59
Figure III.5: Courbe de distribution des photoporteurs dans un semiconducteur. a) Echantillon épais. b) Echantillon mince.....	61
Figure III.6 Organigramme simplifié de simulation de la densité des photoporteurs.....	66
Figure III.7 Variation de la densité de l'excès de porteurs minoritaires lorsqu'il y a création de porteurs à la surface d'un semiconducteur très long.....	67
Figure III.8 Variation de la densité de l'excès de porteurs minoritaires, lorsqu'il y a création de porteurs à la surface d'un semiconducteur pour diverses longueurs $W$ .....	67
Figure III.9 Variation de la densité de l'excès de porteurs minoritaires, lorsqu'il y a création de porteurs à la surface d'un semiconducteur très court.....	68
Figure III.10: Concentration de porteurs en excès en fonction de la profondeur pour trois vitesses de recombinaison en surface (face avant et arrière).....	69
Figure III.11: Variation de la concentration de porteurs en excès en fonction de la profondeur pour différentes valeurs vitesse de recombinaison frontale $S_f$ ....	70

**Liste des tableaux**

Tableau I.1 : Sources monochromatiques et polychromatiques.....	11
Tableau I.2 : L'énergie de gap des semi-conducteurs.....	13
Tableau II.1 : Valeurs du coefficient $C_R$ de quelques semiconducteur.....	37
Tableau II.2 : Coefficients de recombinaison Auger.....	39

## Liste des symboles

<b>Symbole</b>		<b>Unité</b>
$E$	Energie	eV
$h$	Constante de Planck	J . s
$v$	vitesse de la lumière dans le matériau	$m . s^{-1}$
$C$	Vitesse de la lumière dans le vide	$m . s^{-1}$
$\lambda$	Longueur d'onde d'un photon	nm
$E_c$	Energie du bas de la bande de conduction (BC)	eV
$E_v$	Energie du haut de la bande de valence (BV)	eV
$\hbar$	Constante de Planck réduite	J . s
$m_c$	Masse effective de densité d'états dans la BC	kg
$m_v$	Masse effective de densité d'états dans la BV	kg
$N_c$	Densité d'états dans la bande de conduction (BC)	$cm^{-3}$
$N_v$	Densité d'états dans la bande de valence (BV)	$cm^{-3}$
$f(E)$	Probabilité d'occupation d'un état énergétique $E$ par un électron à une température $T$	
$T$	Température absolue	K
$E_F$	Niveau de Fermi	eV
$k$	Constante de Boltzmann	$eV . K^{-1}$
$n$	Densité d'électrons	$cm^{-3}$
$p$	Densité des trous	$cm^{-3}$
$E(k)$	Structure de bandes d'énergie	
$E_g$	Band interdite (Energie de gap)	eV
$n_i$	Concentration intrinsèque	$cm^{-3}$
$N_a$	Concentration d'accepteurs	$cm^{-3}$
$N_d$	Concentration des donneurs	$cm^{-3}$
$q$	Charge élémentaire d'un électron	C
$\mu$	Mobilité des porteurs	$cm^2 . V^{-1} . s^{-1}$
$m_e$	Masse effective des électrons	
$m_h$	Masse effective des trous	
$G$	Taux de génération des porteurs	$cm^{-3} s^{-1}$
$R$	Coefficient de réflexion	
$\alpha$	Le coefficient d'absorption	
$G_{net} \text{ et } G_p$	Taux de génération des électrons et des trous	$cm^{-3} s^{-1}$
$R_{net} \text{ et } R_p$	Taux de recombinaisons des électrons et des trous	$cm^{-3} s^{-1}$
$J_{net} \text{ et } J_p$	Densités de courant d'électrons et de trous	$mA . cm^{-2}$
$v_{net} \text{ et } v_p$	Vitesse des électrons et des trous	$cm . s^{-1}$
$\mu_{net} \text{ et } \mu_p$	Mobilité des électrons et des trous	$cm^2 . V^{-1} . s^{-1}$
$D_{net} \text{ et } D_p$	Coefficient de diffusion des électrons et des trous	$cm^{-2} . s^{-1}$
$\tau_{n} \text{ et } \tau_p$	Durées de vie des porteurs minoritaires	s
$C_{Augn} \text{ et } C_{Augp}$	Coefficients de recombinaison Auger	$cm^6 . s^{-1}$

*Introduction*  
*générale*

## *Introduction générale*

Les interactions lumière-matière dans les semi-conducteurs sont à la base des applications les plus courantes dans le domaine de la génération et de la détection de lumière. Dans notre travail on s'intéresse au processus d'absorption de la lumière et ses effets sur le semiconducteur. Dans ce contexte, L'accent sera évidemment mis sur l'analyse des phénomènes qui interviennent dans un semiconducteur illuminé notamment la dynamique des porteurs de charges qui sera influée par les porteurs excédentaires photogénérés, car leur densité, phénomène de recombinaison et leur durée de vie influe directement sur le fonctionnement des composant optoélectronique.

L'estimation de l'évolution de la densité des photoporteurs (porteurs minoritaires) s'effectue en définissant tous les paramètres nécessaires au calcul des expressions analytique, puis à leur simulation.

Nous avons réalisé ce travail en trois chapitres après avoir présenté l'introduction générale :

- ❖ le premier chapitre nous permettra d'introduire les notions essentielles qui seront utilisées tout au long de ce document, il comprendra trois parties :
  - Une première partie porte sur la lumière, on développe en premier lieu la dualité onde-particule de la lumière tout en exposant les paramètres et grandeurs afférents, suivi d'un aperçu sur les sources lumineuses mono et polychromatique.
  - Une deuxième partie où on expose les principes de base des semiconducteurs, notamment leur structure en bandes d'énergies et la concentration des porteurs de charges à l'état d'équilibre, pour les trois types de semiconducteur, à savoir le semiconducteur intrinsèque, type N et type P.
  - Une troisième partie consacrée à l'interaction de la lumière avec les matériaux semiconducteurs en développant les mécanismes d'émission et d'absorption de lumière dans les matériaux, suivi de quelques phénomènes liés à l'absorption de photons dans un semiconducteur.
- ❖ Dans le deuxième chapitre sont examinés les phénomènes qui interviennent lors de l'absorption de la lumière dans un semi-conducteur et l'évolution du flux de photons à

l'arrivée sur le matériau. La formulation des paramètres, tels que le coefficient d'absorption, repose sur des bases théoriques issues de la bibliographie [1]. La formulation du taux de génération sera également donnée dans ce chapitre, tout en évoquant les mécanismes de recombinaison des porteurs de charge et leur durée de vie, car ils interviennent dans le calcul de la densité des porteurs photogénérés.

- ❖ Dans le dernier chapitre nous présentant les équations fondamentales concernant le transport des charges électriques dans les matériaux semiconducteurs. Puis, l'essentiel du chapitre sera consacré à la résolution analytique de l'équation de continuité pour les trois types de semiconducteurs, en aboutissant aux expressions des densités de porteurs minoritaires (photoporteurs) dans des cas particuliers de génération. Enfin, La simulation numérique de la densité de photoporteurs qui fournit les résultats sous forme de courbes nous permettra de suivre la variation de la densité de porteurs excédentaires en pénétrant dans le semiconducteur tout en évaluant l'influence de la vitesse de recombinaison à la surface.

Nous terminerons finalement par une conclusion générale et quelques perspectives de ce travail.

# Chapitre 1

## *Interaction lumière semi-conducteur*

## ***Chapitre I : Interaction lumière Semi conducteur***

### **I-1 Introduction**

Au début du XX<sup>e</sup> siècle, les physiciens ont opéré une quantification de la lumière mais également de la matière. La matière est composée d'atomes, eux-mêmes formés d'un noyau, chargé positivement, et d'électrons. En fonction des positions occupées dans l'espace par ces électrons, on définit des niveaux d'énergie de l'atome (l'énergie ne peut pas prendre n'importe quelle valeur : ces niveaux sont discrets). Pour passer d'un niveau d'énergie à un autre, un atome a besoin de recevoir exactement la quantité d'énergie qui correspond à l'écart entre ces deux niveaux. La lumière transporte des photons dont l'énergie est déterminée par la fréquence (ou la longueur d'onde). Si cette énergie est égale à l'écart entre deux niveaux atomiques, alors le photon sera absorbé et l'atome sera excité. À l'inverse, si l'énergie du photon est trop petite, mais également si elle est trop grande, le photon ne sera pas absorbé. Cela est la base de l'Interaction Lumière-Semi-conducteur.

Pour pouvoir comprendre cette interaction il faut tout d'abord comprendre la lumière et ces paramètres. Puis nous étudierons les principes de base des semiconducteurs, notamment leur structure en bandes d'énergies Puis nous considérerons les types d'interaction lumière-semiconducteur.

### **I-2 La lumière et ces propriétés**

La lumière est une forme d'énergie, tout comme l'électricité ou la chaleur. Elle est composée de minuscules particules que l'on appelle photons et se déplace sous forme d'onde.

La lumière est en fait générée par les vibrations des électrons dans les atomes. Il s'agit donc d'un mélange d'ondes électriques et magnétiques : on dit que la lumière est une onde électromagnétique. [2]

#### **I.2.1 Dualité onde-particule de la lumière**

##### **a) Modèle ondulatoire de la lumière**

C'est le physicien Huygens en 1690 qui propose d'interpréter la lumière comme une onde électromagnétique issue d'une perturbation locale d'un couple de champs : un champ électrique  $\vec{E}$  et un champ magnétique  $\vec{B}$ . Elle est surtout caractérisée par sa fréquence qui ne change pas. Par contre sa longueur d'onde varie avec le milieu où elle se propage.

- Longueur d'onde dans le vide et fréquence :

Comme toutes les ondes, une onde lumineuse ou radiation lumineuse possèdent une double périodicité : la périodicité du phénomène dans l'espace est mesurée par sa longueur d'onde  $\lambda$  (en m), tandis que la périodicité dans le temps est mesurée par la période  $T$  (en s) ou son inverse, la fréquence  $f$  (en Hz).

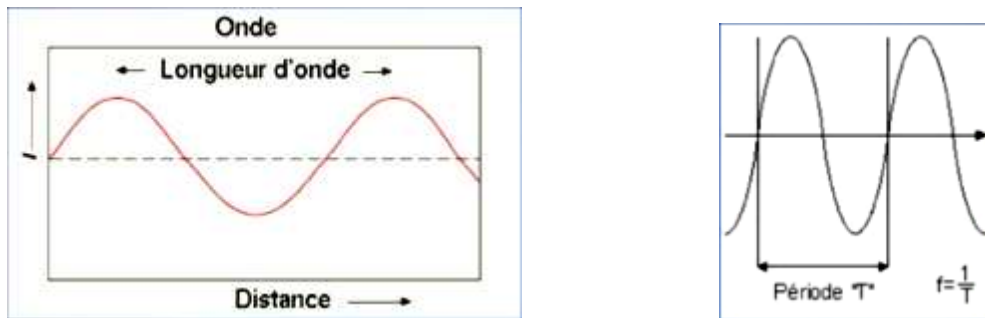


Figure I.1 *Longueur d'onde dans le vide et fréquence*

Ces deux grandeurs sont reliées par la relation fondamentale :

$$\lambda = c \cdot T = \frac{c}{f} \quad (I.1)$$

$\lambda$  : longueur d'onde dans le vide (m)

$T$  : période (s)

$f$  : fréquence (Hz)

$c$  : célérité ou vitesse de la lumière dans le vide (m/s)

Dans le vide et pratiquement dans l'air, toutes les radiations lumineuses se propagent avec la même célérité  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s quelque soit leur fréquence. [3]

- Longueur d'onde dans un matériau :

Selon le milieu dans le quel voyage l'onde lumineuse, la longueur d'onde de la lumière est donnée par:

$$\lambda = \frac{c/n}{f} \quad (I.2)$$

Où  $n$  est l'indice de réfraction de la matière.

- Spectre de la lumière et domaines de radiations [3]:

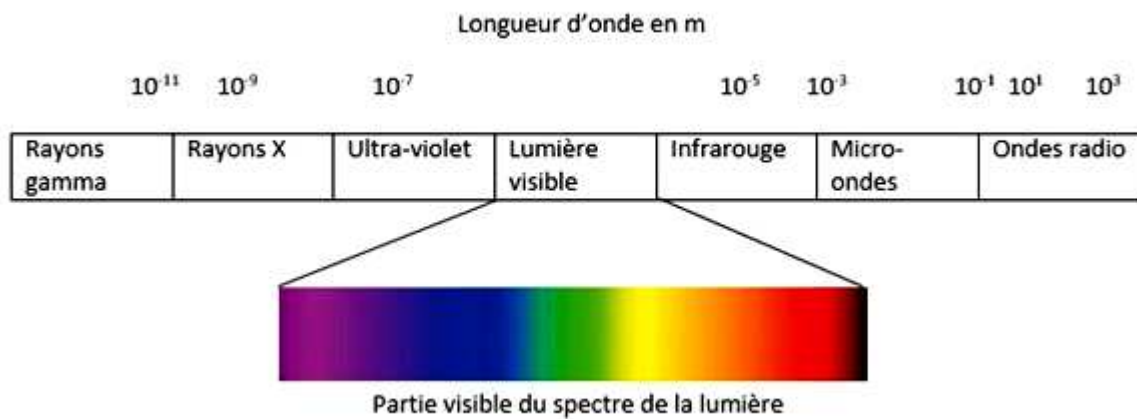
On utilise l'expression « spectre » pour désigner les catégories de lumière selon sa longueur d'onde  $\lambda$ . Le domaine des ondes lumineuses est très petit par rapport aux domaines possibles des ondes électromagnétiques. La lumière peut être visible ou invisible.

Les valeurs des longueurs d'onde  $\lambda$  des radiations lumineuses nous permettent de les classer en différents domaines :

Si  $400 \text{ nm} < \lambda < 800 \text{ nm}$ , la radiation appartient au domaine des radiations visibles.

Si  $\lambda < 400 \text{ nm}$ , la radiation appartient au domaine des ultraviolets.

Si  $\lambda > 800 \text{ nm}$ , la radiation appartient au domaine des infrarouges



**Figure I.2 Spectre électromagnétique**

Contrairement à l'œil humain qui n'est capable de capter un rayonnement que dans une fenêtre très étroite du spectre électromagnétique, celle correspondant au domaine du visible, les dispositifs électroniques (fonctionnant sur la base de l'interaction Lumière-Semi-conducteur) utilisent une fraction beaucoup plus étendue du spectre (proche infrarouge et proche UV).

### **b) Modèle corpusculaire de la lumière**

Initié par Planck en 1900 pour expliquer les propriétés du corps noir, le comportement corpusculaire de la lumière est confirmé par Einstein en 1905 dans son hypothèse qui stipule que la lumière est composée de particules (corpuscules) possédant une masse nulle et une charge nulle, se déplaçant dans le vide et à la vitesse de la lumière appelées photons.

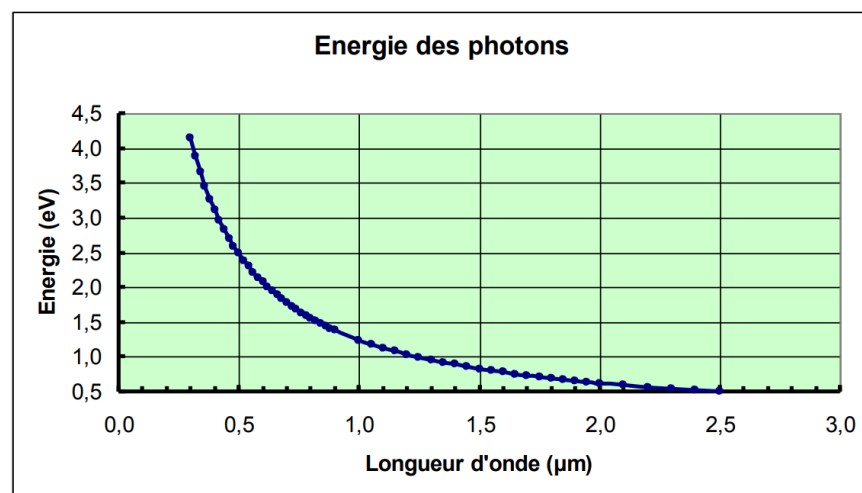
La lumière se présente dans certaines limites comme une onde (avec une fréquence), ou une particule (avec une énergie). Ces deux faces de la lumière sont reliées par la relation de Planck-Einstein [4].

$$E = h.\nu = \frac{h.c}{\lambda} \quad (1.3)$$

$E$  : énergie du photon en joules (j)

$\nu$  : Fréquence en Hertz (Hz)

$h = 6,62.10^{-34} \text{ j. s}$  : constante de Planck

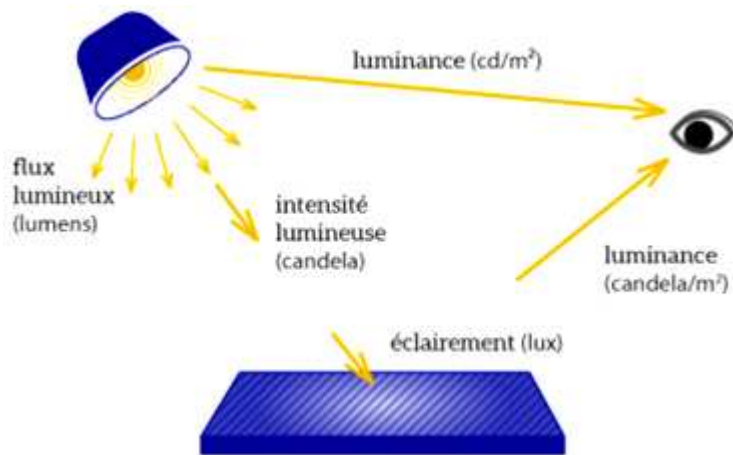


*Figure I.3 Energie des Photons en fonction de la longueur d'onde*

### I.2.2 Les grandeurs photométriques [5]

Les grandeurs photométriques sont à la base de toutes les mesures liées à l'éclairage, il en existe quatre fondamentales :

- le flux lumineux,
- l'intensité lumineuse,
- l'éclairage,
- La luminance.



**Figure I.4 Schéma regroupant les grandeurs photométriques fondamentales**

Ces quatre facteurs sont liés comme ceci : une source lumineuse rayonne dans toutes les directions de l'espace un flux lumineux. Ce flux a, dans une direction donnée une certaine intensité lumineuse. Une surface, placée à une distance donnée de cette source, reçoit un éclairage. Enfin, la surface éclairée renvoie une partie de l'éclairage reçu en direction de l'observateur: c'est la luminance.

- Flux lumineux  $\phi$  :

Le flux lumineux est la grandeur photométrique qui caractérise la puissance lumineuse d'une source, telle qu'elle est perçue par l'œil humain. Le flux lumineux (en Lumen : lm) est le flux énergétique (J/s ou W), c'est-à-dire la puissance électromagnétique total rayonnée par une source lumineuse dans toutes les directions.

- Intensité lumineuse  $I$  :

L'intensité lumineuse exprime la capacité d'une source ponctuelle de lumière à éclairer dans une direction donnée.

L'intensité  $I$  est le flux émis  $\phi$  par unité d'angle solide  $\Omega$ . L'unité est la candela (cd).

$$I = \frac{\phi_{emis}}{\Omega} \quad avec \quad \Omega = \frac{S \cos \alpha}{d^2} \quad (I.4)$$

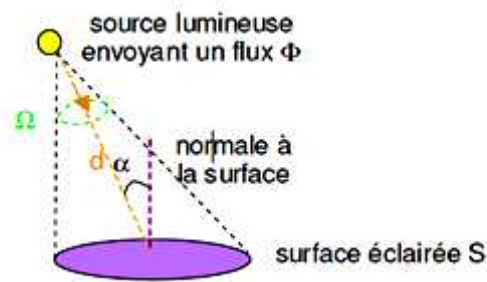
Pour une sphère :  $\Omega = 4\pi$

$I$  : en candela (cd)

$S$  : en  $m^2$

$d$  : distance entre la source et la surface en  $m$

$\alpha$  : angle entre la direction d'émission et la normale à la surface éclairée.



*Figure I.5 Paramètres de calcul de l'intensité lumineuse*

- Éclairement d'une surface

L'éclairement est la quantité de flux lumineux éclairant une surface.

$$E = \frac{\Phi}{S} \quad (I.5)$$

Avec :

E en lumen par  $m^2$  ou lux

$\Phi$  flux lumineux en lumens

S surface en  $m^2$

- Luminance

La luminance est l'intensité lumineuse produite (ou réfléchi) par une surface et vue d'une direction donnée

Elle décrit l'effet de la lumière sur l'œil.

$$L = \frac{I}{S} \quad (I.6)$$

avec :

- L en candelas par  $m^2$  ( $cd/m^2$ )
- I Intensité lumineuse en candelas
- S surface en  $m^2$

### I-2-3 Sources de lumière: monochromatique et polychromatique[6]

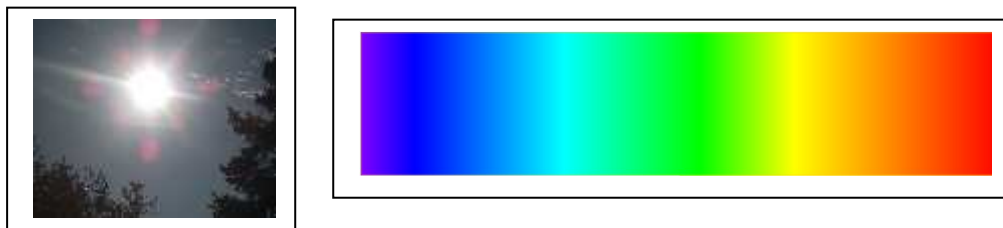
#### a) Définition

On appelle source de lumière un objet qui émet de la lumière. Il est aussi appelé émetteur lumineux. On distingue différentes sources de lumière suivant la nature de la lumière émise, ou suivant le caractère naturel ou artificiel de la source.

**b) Différentes sources de lumière**

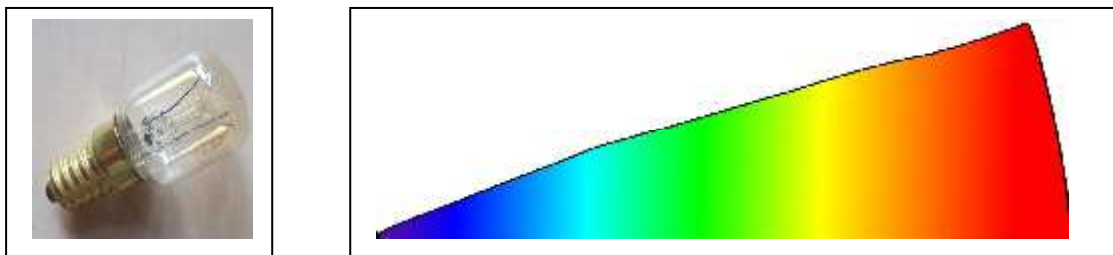
Dans notre environnement existent plusieurs sources de lumière dont les caractéristiques sont différentes :

- la lumière solaire, appelée "lumière blanche" du fait de sa composition : en effet, le spectre de la lumière blanche contient toutes les couleurs visibles, le mélange de ces couleurs donnant du blanc.



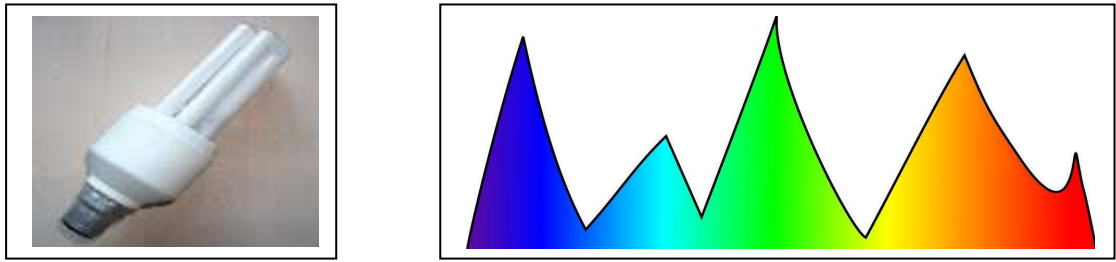
*Figure I.6 Photographie du soleil et spectre de la lumière blanche*

- la lampe à incandescence : un filament de tungstène très fin est parcouru par un courant qui l'échauffe jusqu'à l'incandescence ce qui provoque l'émission de lumière. On peut remarquer que cette lumière est légèrement rougeâtre, ceci vient du profil spectral de cette source, qui montre qu'il y a davantage émission de radiations rouges que de radiations bleues.



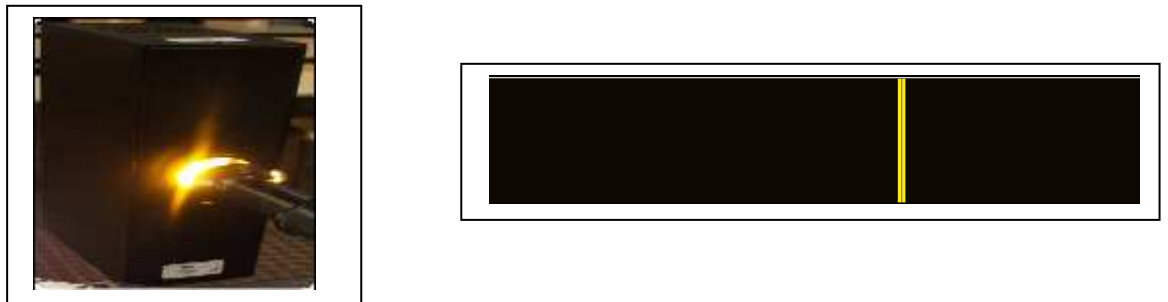
*Figure I.7 Lampe à incandescence et son profil spectral*

- Les lampes à économie d'énergie appelées lampes fluocompacte existent depuis quelques années et remplacent peu à peu les lampes à incandescence. Ces lampes fonctionnent sur le même principe que les tubes fluorescents, la lumière émise paraît blanche pourtant son profil spectral montre qu'il y a des pics d'émission pour certaines radiations.



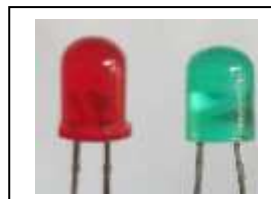
**Figure I.8 Lampes à économie d'énergie et son profil spectral**

- Les lampes à décharge sont les sources lumineuses que l'on trouve dans les éclairages publics qui fournissent une lumière orangée. Ces lampes sont des lampes à vapeur de sodium, elles émettent généralement plusieurs longueurs d'ondes, mais l'émission de la lampe au sodium est quasi monochromatique (son spectre présente un doublet de raies jaune-orangée très rapprochées).



**Figure I.9 Lampe à décharge à vapeur de sodium et son spectre d'émission**

- Les LED (Light Emitting Diode) ou DEL (Diode ElectroLuminescente) sont des petits composants électroniques qui émettent de la lumière en consommant peu d'énergie. Les DEL émettent de la lumière grâce à l'utilisation d'un matériau semiconducteur, la lumière émise est assez blanche (bien qu'un peu bleutée !).



**Figure I.10 Diodes électroluminescentes (DEL)**

- Les LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) : amplificateur de lumière qui fonctionne grâce aux phénomènes d'émission et d'absorption.

Les lasers permettent d'obtenir des faisceaux de lumière étroits, intenses et de grande portée. De nature diverses : laser à azote, laser à colorant, laser hélium-néon. Ils produisent une lumière très intense, très directive et parfaitement monochromatique.



*Figure I.11 LASER utilisé dans les laboratoires*

Les sources de lumières évoquées précédemment peuvent être rangées, suivant la nature de la lumière émise, en deux catégories :

- Source monochromatique : composée d'une seule radiation de longueur d'onde déterminée (donc d'une seule couleur), son spectre est constitué d'une seule raie colorée. La couleur est aussi appelée radiation monochromatique. Ex : Lumière d'un laser.
- Source polychromatique composée de plusieurs radiations de longueurs d'ondes différentes (donc de plusieurs couleurs). Elle possède un spectre constitué de plusieurs raies.  
Ex : Lumière blanche.

Le tableau suivant donne le classement de quelques sources de lumières :

Sources monochromatique	Sources polychromatique
Lampe à décharge au sodium	Soleil
LASER	DEL (Diode Electroluminescente)
	Lampe à incandescence
	Lampe fluocompacte

*Tableau I.1 Sources monochromatiques et polychromatique*

### I-3 Les semi-conducteurs

#### I-3.1 Définition

Les semi conducteurs sont des matériaux intermédiaires entre les métaux et les isolants : à  $T = 0 K$  un semi conducteur se comporte comme un isolant. Néanmoins, sa conductivité électrique varie dans une grande proportion sous l'effet de la température, l'éclairement et la présence d'impuretés (dopage, défauts du réseau). La résistivité des semi conducteurs varie entre  $10^{-3} \Omega\text{cm}$  et  $10^9 \Omega\text{cm}$ , alors que celle des métaux est de l'ordre de  $10^{-6} \Omega\text{cm}$  et celle des isolants peut atteindre  $10^{22} \Omega\text{cm}$ .

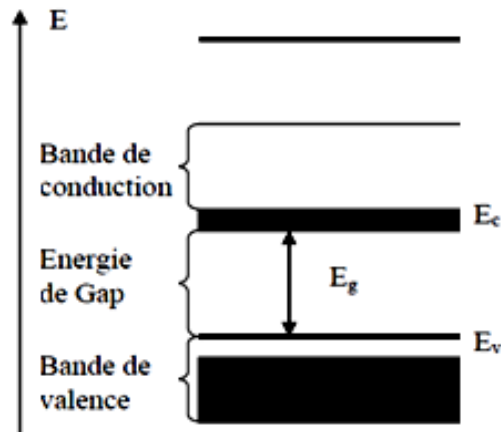
Les semi-conducteurs sont principalement les éléments de la colonne IV du tableau de classification des éléments (Si, Ge) mais aussi des composés III-V (GaAs, GaN) ou II-VI (ZnS, CdTe).

#### I-3-2 Bandes d'énergie[7]

Dans un tome isolé, les électrons occupent des niveaux discrets d'énergie. Lorsque la distance entre deux atomes est de l'ordre atomique, distance interatomique ( $d \approx 1 \text{ \AA}$ ), les niveaux d'énergie sont dédoublés. Dans le cas de plusieurs atomes, cas des cristaux ou des particules à caractère massif, la dégénérescence des niveaux d'énergie forme des bandes d'énergie. Suivant leur niveau d'énergie, les électrons peuvent soit se trouver dans une bande de valence ou dans une bande de conduction. Dans le premier cas, ils contribueront aux liaisons de l'atome, dans l'autre, à la conductibilité du matériau. Entre ces bandes, il existe des bandes dites "interdites", correspondant aux valeurs énergétiques que l'électron ne peut prendre.

Dans ces matériaux, on ne pourra avoir de conduction électrique avec des électrons dits libres, et qui pourront se propager dans le solide, que s'ils franchissent la barrière énergétique constituée par la bande interdite de largeur  $E_g$  et passent dans la bande dite de conduction.

À signaler que la place qu'ils libèrent dans la bande de valence libérera aussi la possibilité d'un mouvement de charge électrique de même valeur que celle de l'électron mais de polarité inversée (de charge positive et non négative). C'est en fait cette absence localisée d'électron qui pourra se propager. On appelle cette charge positive mobile simplement un trou.



**Figure I.12 Diagramme énergétique d'un semi-conducteur**

Chaque matériau présente une hauteur de bande interdite ( $E_g$ ) qui lui est propre, ce gap joue un rôle fondamental dans leurs propriétés physiques et électroniques.

L'énergie de gap des semi-conducteurs est comprise entre 0.5 et 4 eV, elle est surtout voisine de 1 eV. Le tableau ci-dessous donne quelques exemples à 300 K.

<i>Cristaux</i>	<i>Ge</i>	<i>Si</i>	<i>GaP</i>	<i>GaAs</i>	<i>SiC</i>
$E_g(300K)(eV)$	0.67	1.12	1.24	1.43	3.00

**Tableau I.2 Energie de gap des semi-conducteurs**

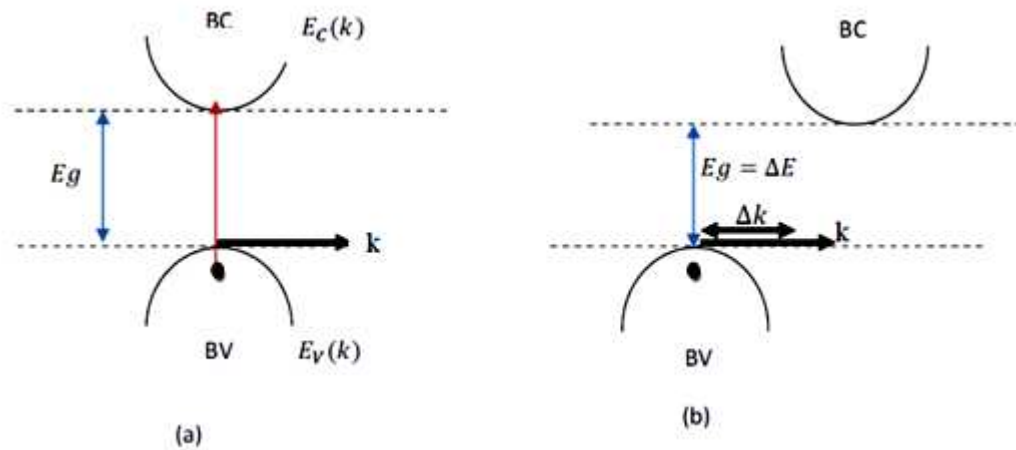
### I.3.3. Gap direct et indirect [8]

#### a) Gap direct:

Un semi-conducteur est à gap direct si le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction peuvent correspondre au même vecteur d'onde  $k$  voir la figure(I.13.a).

#### b) Gap indirect

Un semi conducteur est à gap indirect si le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction ne correspondent pas au même vecteur d'onde  $k$  voir la figure (I.13.b). La distinction entre les semi conducteurs à gap direct et indirect est très importante notamment dans les processus radiatifs. Les processus d'absorption ou d'émission sont considérablement plus importants dans les semi conducteurs à gap direct que dans les semi conducteurs à gap indirect.



**Figure I.13: Transitions électroniques entre extrema des bandes de valence et de conduction**  
**(a) semiconducteur à gap direct, (b) semiconducteur à gap indirect.**

On remarque, que dans un semiconducteur à gap direct un électron du haut de la  $BV$  qui acquière une énergie  $E_g$  passe dans la  $BC$  sans changer de quantité de mouvement ce qui n'est pas le cas dans un semiconducteur à gap indirect.

### I.3.4. Les électrons et trous dans un cristal

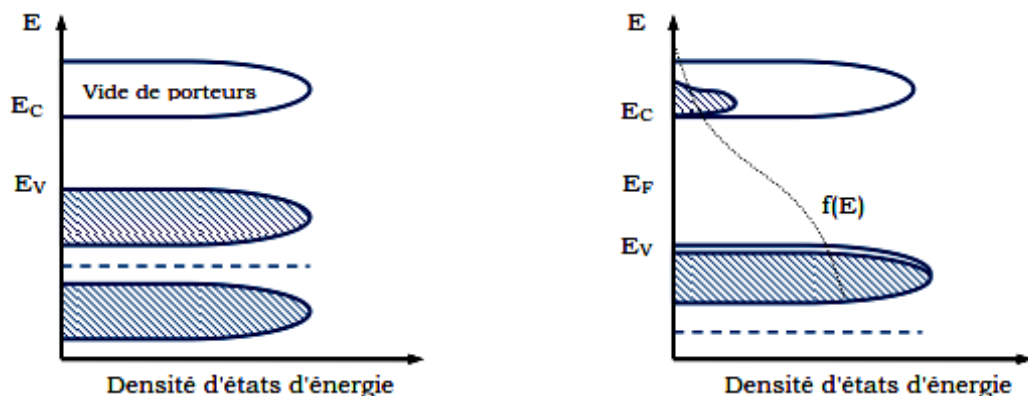
Les niveaux de plus basses énergies correspondent à des électrons fortement liés aux atomes du réseau cristallin et qui s'appellent niveaux du cœur. Par contre, les niveaux de plus hautes énergies, correspondant aux couches externes, permettent un transfert relativement facile des électrons dans le matériau. Ces couches constituent les bandes de valence et de conduction.

Dans la bande de valence, les électrons constituent des liaisons chimiques et dans la bande de conduction ils circulent aisément à travers l'ensemble du réseau. Les électrons les plus susceptibles de passer de la bande de valence vers la bande de conduction sont les électrons de la bande supérieure. Ces électrons occupent la bande de conduction inférieure et donnent naissance à des trous dans la bande de valence. De plus, parmi les états de ces bandes, ceux qui jouent un rôle essentiel sont ceux du sommet de la bande de valence et du minimum de la bande de conduction.

### I.3.5. Concentration des porteurs dans un semiconducteur en équilibre

Nous venons de voir que dans le cas d'un cristal périodique infini, les niveaux d'énergie possibles des électrons sont regroupés en bandes d'énergie. A  $T = 0 K$ , il n'y pas d'apport

d'énergie sous forme thermique permettant à un électron de quitter son état lié. La bande de valence est par conséquent pleine et la bande de conduction est complètement vide, ce cas est schématisé sur la figure I.14(a). Si la distance entre la bande de valence et la bande de conduction n'est pas trop grande, typiquement des énergies inférieures à 2.5 eV, par excitation thermique certains électrons vont gagner une énergie cinétique et pourront quitter la bande de valence pour passer vers la bande de conduction (fig. I.14(b)). Ce départ d'électrons laisse des trous dans la bande de valence qui participent avec les électrons au mécanisme de conduction.



**Figure I.14 Diagramme d'énergie simplifié (a)  $T = 0$  et (b)  $T \neq 0$**

La distribution des électrons dans ces états énergétiques est régie par la statistique de Fermi-Dirac à une température  $T$  donnée. Cette dernière donne la probabilité pour un électron d'occuper un niveau d'énergie  $E$ . Cette probabilité s'écrit :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{KT}\right)} \quad (I.7)$$

avec  $E_F$  est un niveau particulier appelé niveau de Fermi.

#### **a) Concentration des porteurs dans les bandes d'énergie**

Le nombre d'électrons ou de trous d'énergie  $E$  dans le semiconducteur est donné par le produit de la densité d'états par la fonction de distribution. Ainsi, pour la bande de conduction la concentration en électrons est exprimée par (I.8) où la fonction d'occupation à la température  $T$  est celle de Fermi. Concernant les trous dans la bande de valence, leur concentration est donnée par l'équation (I.9) où la fonction d'occupation est la complémentaire de la fonction de Fermi.

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N_C(E) f(E) dE \quad (I.8)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) (1 - f(E)) dE \quad (I.9)$$

avec  $N_C(E)$  et  $N_v(E)$  représentent les densités d'états énergétiques des électrons et trous, respectivement. Les densités d'états énergétiques sont obtenues par des approximations paraboliques au voisinage des extrema des bandes permises. Leurs expressions sont données par (I.10) pour la bande de conduction et (I.11) pour la bande de valence.

$$N_C(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_C} \quad (I.10)$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E} \quad (I.11)$$

Avec :

$m_c$  la masse effective de densité d'états de la bande de conduction.

$m_v$  la masse effective de densité d'états de la bande de valence.

Dans un semiconducteur non dégénéré, le niveau de Fermi est situé dans la bande interdite; ce niveau est séparé des extrema des bandes permises de plusieurs  $kT$  (typiquement  $|E_i - E_F| > 2kT$ ), les fonctions de distribution des électrons et trous sont approximées et se ramènent à des distributions de Boltzmann. Ces fonctions correspondent à un système dilué et s'écrivent :

$$f_n(E) = \exp\left(-\frac{E-E_F}{kT}\right) \quad (I.12)$$

$$f_p(E) = \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right) \quad (I.13)$$

Les densités de porteurs libres, après intégration sur les bandes d'énergie de valence et de conduction, peuvent ainsi s'écrire :

$$n = N_C e^{-(E_C-E_F)/kT} = 2 \left( \frac{2\pi m_c kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(E_C-E_F)/kT} \quad (I.14)$$

$$p = N_v e^{(E_v-E_F)/kT} = 2 \left( \frac{2\pi m_v kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{(E_v-E_F)/kT} \quad (I.15)$$

### b) Concentration intrinsèque

Dans un semiconducteur parfait, pour  $T \neq 0$ , la transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction fait apparaître un trou dans la bande de valence. La concentration des électrons est rigoureusement égale à la concentration des trous et leur concentration commune est appelée concentration intrinsèque  $n_i$ . Le produit des expressions (I.14) et (I.15) est toujours constant à une température donnée et est égale à  $n_i^2$ . La concentration intrinsèque s'exprime donc :

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-E_g/2kT} \quad (\text{I.16})$$

Cette densité intrinsèque dépend très fortement de la température ; c'est une loi exponentielle. Une variation importante de la température provoque un grand changement de comportement électrique de ces matériaux.

### c) Position du niveau de Fermi

Le niveau de Fermi est déterminé en écrivant  $n = p$  et est donné par :

$$E_{Fi} = \frac{E_c - E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_h}{m_e} \quad (\text{I.17})$$

Pour  $T \neq 0$ , le rapport des masses effectives est de l'ordre de **1** dans les semiconducteurs à gap indirect et de l'ordre de **10** dans les semiconducteurs à gap direct. Il en résulte que le niveau de Fermi est très proche du milieu de la bande interdite.

### I.3.6. Semiconducteur extrinsèque

On peut modifier considérablement les propriétés électriques d'un semiconducteur en le dopant de manière contrôlée avec des atomes spécifiques. Ces atomes vont prendre la place des atomes du réseau et vont ramener soit un apport d'électrons (atomes donneurs en concentration  $N_D$ ) ou soit un apport de trous (atomes accepteurs en concentration  $N_A$ ). Le niveau de Fermi des semiconducteurs extrinsèques ( $E_F$ ) n'est plus au milieu du gap du semiconducteur ( $E_{Fi}$ ) mais à une distance  $e\phi_i = E_F - E_{Fi}$  dépendant de la densité et de la nature des atomes ajoutés.

**a) Semi-conducteur type (n) :**

Un élément étranger donneur ; de niveau d'énergie  $E_d$  proche de  $E_c$  fournit des électrons à la bande de conduction du semi-conducteur. Considérons un semi-conducteur dopé avec une densité de donneurs  $N_D$ ,  $n > p$ , on dit alors que le semi-conducteur est de type (n). Les électrons sont appelés porteurs majoritaires, les trous porteurs minoritaires.

Les densités de porteurs s'écrivent :

$$n \approx N_D, \quad p = \frac{n_i^2}{N_D} \quad \text{et} \quad N_D \geq n_i \quad (\text{I.18})$$

Les relations (I.14 et I.15) sont encore applicables dans le cas où le semi-conducteur n'est pas dégénéré, c'est à dire  $E_c - E_F > 3KT$ . Elles permettent de connaître la position du niveau de Fermi :

$$E_F = E_c - kT \ln\left(\frac{N_c}{n}\right) \quad \text{proche de } E_c \quad (\text{I.19})$$

Le niveau de Fermi est proche de  $E_c$ .

**b) Semi-conducteur type (p) :**

Le même type de raisonnement s'applique mais avec élément étranger accepteur de niveau d'énergie  $E_A$  proche de  $E_v$ . Si le dopage est tel que  $N_A > N_D$ , les porteurs majoritaires sont les trous. Le semi-conducteur est de type (p) –voir figure I.15c- les densités de porteurs sont données par :

$$p \approx N_A, \quad n = \frac{n_i^2}{N_A} \quad \text{et} \quad N_A \gg n_i \quad (\text{I.20})$$

$$E_F = E_v - kT \ln\left(\frac{N_v}{p}\right) \quad (\text{I.21})$$

Le niveau de Fermi est proche de  $E_v$ .

La Figure I.15 résume en quatre colonnes : les niveaux d'énergie, la densité d'états, la distribution de Fermi et le nombre de porteurs mobiles pour les trois configurations de semi-conducteur intrinsèque, dopé N et dopé P. [9]

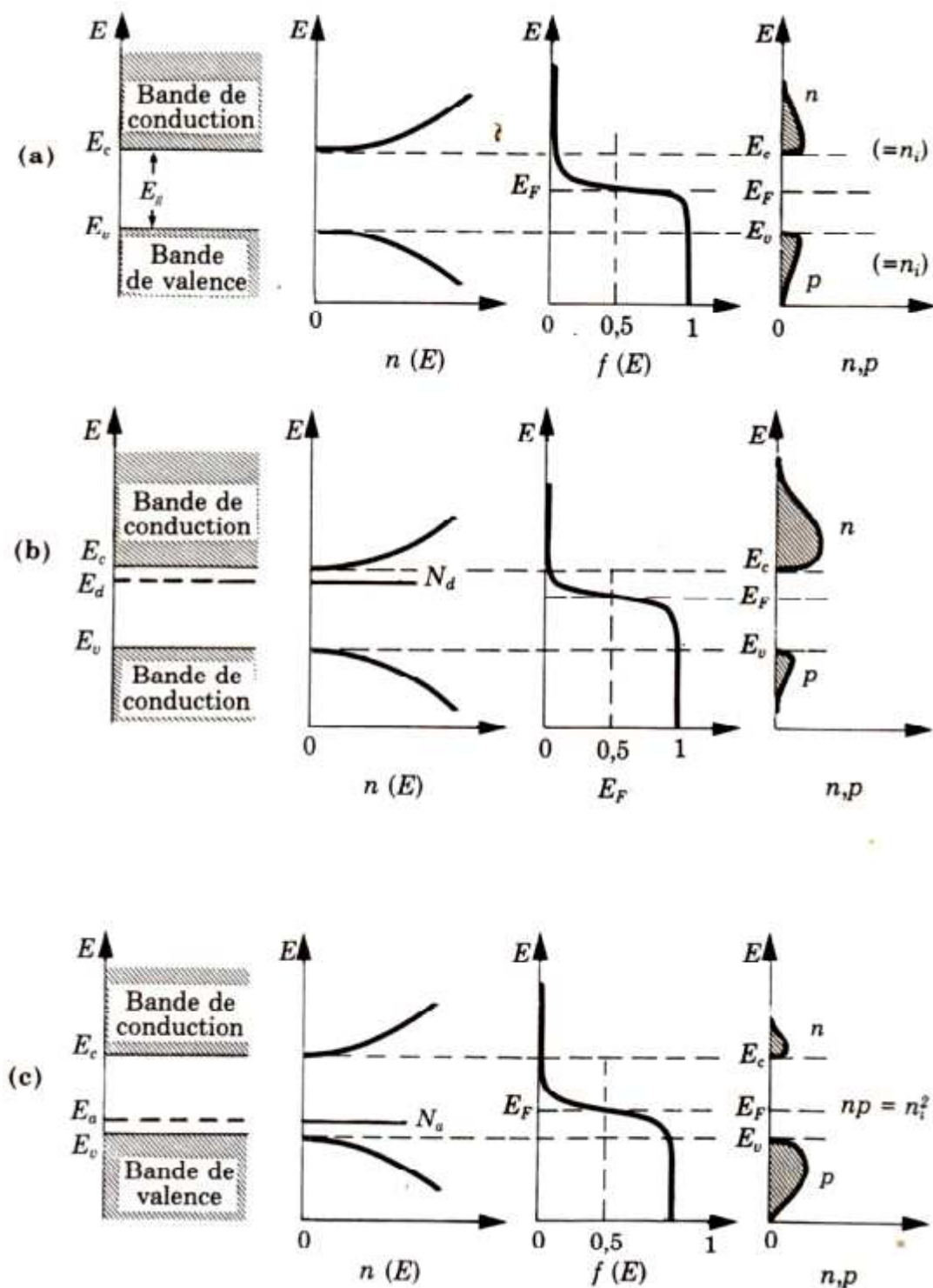


Figure I.15: Les trois configurations possibles d'un semiconducteur :a) état intrinsèque ; b) dopé n ; c) dopé p. Allure de la densité d'états, distribution de Fermi et nombre de porteurs libres [10]

### I.3.7. Influence des niveaux d'impuretés – Pièges

Les semiconducteurs à grande bande interdite, sont sensibles à la présence des atomes d'impuretés ou de défauts (un atome manque en un nœud, en excès à une place normalement vide, etc.) introduisant des niveaux d'énergie situés loin des limites des bandes de valence et de conduction. Ces niveaux sont appelés niveaux profonds (deep level) et peuvent revêtir deux aspects : piégeage ou émission de porteurs en régime hors équilibre; compensation des niveaux de pièges à l'équilibre. Les concentrations des porteurs libres sont modifiées ainsi que le niveau de Fermi. [8]

### I.4. Interaction lumière - semi conducteur

En général, lorsqu'une onde lumineuse arrive sur un matériau, une partie de son énergie  $R$  est réfléchiée en surface, une partie  $T$  est transmise à travers le matériau et une partie  $A$  est absorbée.

$$E_e = R + T + A \quad (1.22)$$

La nature du gap joue un rôle fondamental dans l'interaction du semi-conducteur avec un rayonnement électromagnétique.

Dans cette partie nous exposons les différents phénomènes physiques mis en jeu lors de l'éclairement du semiconducteur.

#### I.4.1 Conditions d'absorption

Si l'on s'attache à l'incidence de la structure de bande électronique sur l'interaction Photon/Matière et en fait Photon/Électrons, on observe que lorsqu'un photon d'énergie  $E_n$  va pénétrer dans un semiconducteur, il va pouvoir céder son énergie à un électron d'énergie  $E_1$ , à condition qu'il existe dans ce matériau un niveau  $E_2 = E_n + E_1$  disponible dans ce solide.

On peut en fonction de ce phénomène, distinguer deux cas :

- Le cas du semi-conducteur où l'énergie du photon est inférieure à  $E_g$ . Comme il n'y a pas de niveau énergétique  $E_2 = E_n + E_1$  disponible pour l'électron, ce photon ne sera pas absorbé par le solide. Il traversera la matière et ressortira sans céder la moindre part d'énergie. Le matériau sera donc transparent pour tous les photons d'énergie comprise entre 0 et  $E_g$ .

Si  $E_g$  est compris entre 1,5 et 3eV (spectre visible) le matériau nous apparaît coloré puisqu'il ne laisse passer qu'une partie du spectre. Si  $E_g$  est inférieur à 1,5 eV il nous apparaît noir et si  $E_g$  est supérieur à 3eV (spectre visible) il nous apparaît totalement transparent ou blanc.

- Le cas du semi-conducteur où l'énergie du photon est supérieure à  $E_g$ . Le photon va en toute probabilité céder son énergie à un électron dont l'énergie peuplera un niveau dans la bande de conduction. Cet électron sera libre de se déplacer et sera aussi ainsi créé un « trou » libre qui pourra aussi participer à la photoconduction. On parlera alors de Photo-génération ou de génération de paires Électron-Trou.

#### I.4.2 Processus d'interaction lumière - semi conducteur [11]

Les photons absorbés par le semi-conducteur peuvent induire des transitions électroniques entre la bande de valence et la bande de conduction. Ces propriétés peuvent être séparées en propriétés d'absorption et propriétés d'émission. (figure I.16) :

##### a) Le processus d'absorption :

L'absorption optique dans les semi-conducteurs est expliquée par un échange d'énergie des photons incidents vers les électrons de la bande de valence, provoquant leur excitation vers les niveaux d'énergie de la bande de conduction.

##### b) Le processus d'émission :

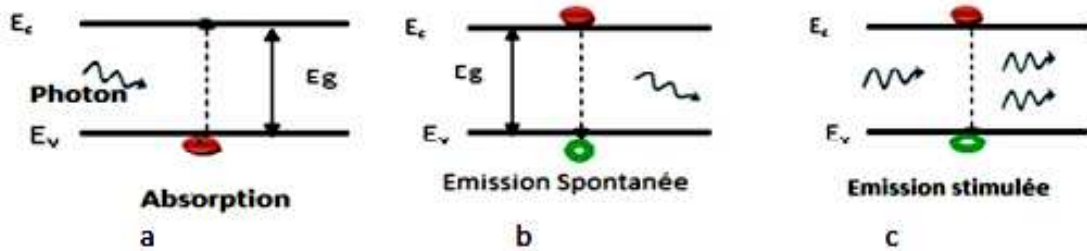
Dans le processus inverse, l'électron dans la bande de conduction se recombine avec un trou dans la bande de valence pour générer un photon.

- Emission spontanée

Lorsqu'un électron de la bande de conduction retombe spontanément sur un état vide de la bande de valence, il y'a émission spontanée.

- Emission stimulée

Le photon absorbé induit la transition d'un électron de la bande de conduction vers un état vide de bande de valence avec émission d'un photon, cela induit à la recombinaison radiative d'une paire électron-trou. Le photon émis a même phase et même direction que le photon incident ; l'émission est dite stimulée. [7]



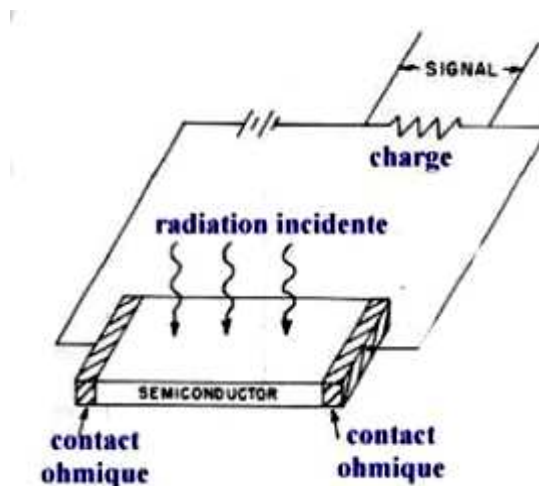
*Figure I.16: Absorption (a), émission spontanée (b) et émission stimulée (c) d'un photon par un semi-conducteur*

### I-5 Phénomènes liés à l'absorption de photons dans un semiconducteur

Les interactions Photon Semiconducteur sont à la base de plusieurs phénomènes utilisées dans le domaine de l'optoélectroniques, on cite principalement deux phénomènes électriques dans le semiconducteur provoqués par l'absorption de la lumière:

#### I-5.1 photoconduction

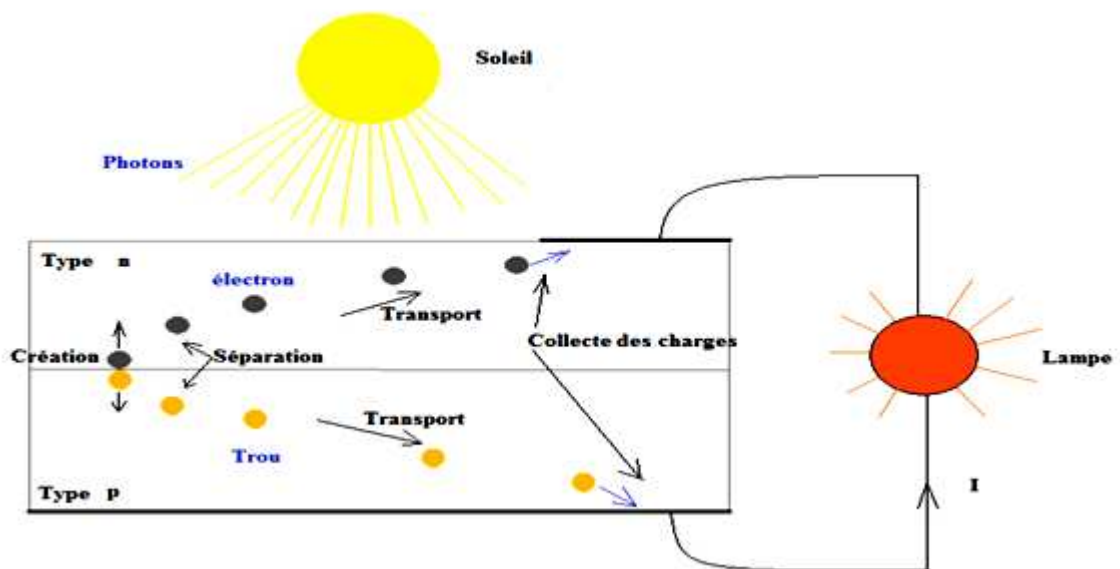
Ce phénomène s'observe sur les matériaux semiconducteurs hautement résistifs. Une lumière avec une fréquence (donc une énergie) suffisante va restituer suffisamment d'énergie aux électrons de la bande de valence pour atteindre la bande de conduction. Les électrons résultants et leurs trous associés vont permettre la conductivité électrique, donc la diminution de la résistance.



*Figure I.17 Phénomène photoconduction*

### I-5.2 Photovoltaïque

Dans un semi-conducteur exposé à la lumière (rayons solaires), un photon d'énergie suffisante cède son énergie à un électron de la bande de valence pour qu'il passe à la bande de conduction et devenir ainsi un électron de conduction, créant au passage un trou. Normalement, l'électron trouve rapidement un trou pour se recombiner (l'un annule l'autre), et l'énergie apportée par le photon est ainsi dissipée dans le matériau (chaleur). Le principe d'une cellule photovoltaïque est de forcer les électrons et les trous ainsi créés à se diriger chacun vers une face opposée du matériau au lieu de se recombiner en son sein : ainsi, il apparaîtra une différence de potentiel et donc une tension entre les deux faces, comme dans une pile.



*Figure I.18 Phénomène photovoltaïque*

### I.6 Conclusion

Ce premier chapitre est consacré dans sa première partie à une étude théorique des propriétés ondulatoires et particulières de la lumière en introduisant la relation traduisant la dualité onde-corpuscule, suivi par une présentation des notions de base sur les semiconducteurs. En particulier, leur définition, leur structure énergétique, leurs types et leurs caractéristiques. La dernière partie décrit les différents mécanismes d'interaction entre une onde lumineuse et un matériau semiconducteur selon l'énergie du rayonnement considéré.

## Chapitre 2

# *Effets de l'absorption de la lumière dans un semi-conducteur*

## Chapitre II: Effets de l'absorption de la lumière dans un semi-conducteur

### II-1 Introduction

L'absorption de la lumière par un semi-conducteur est un processus quantique où des électrons sont amenés à des niveaux d'énergie plus élevés. Cette augmentation d'électrons dans la bande de conduction correspond à un accroissement de la densité de trous dans la bande de valence, on parle dans ce cas de la création de paires électron-trou. Les porteurs de charges excédentaires vont participer au mécanisme de conduction. Cependant, les porteurs en excès n'existeront en moyenne que pour un temps égal à leur durée de vie. Les électrons qui se trouvent dans la bande de conduction se recombinent avec les trous de la bande de valence par différents mécanismes.

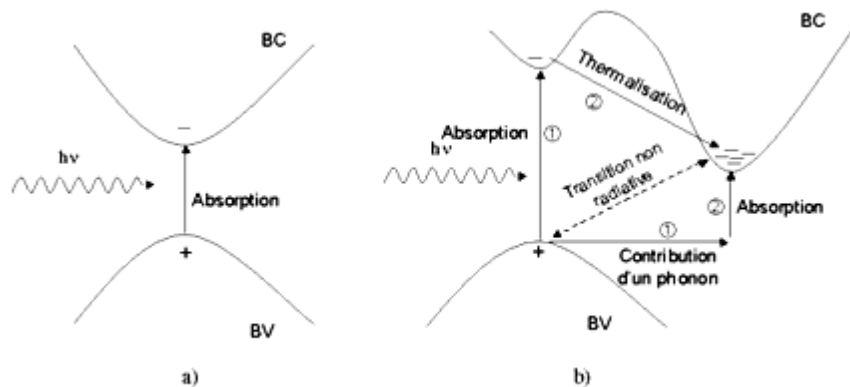
On évoquera donc les phénomènes d'absorption et de génération optiques, les mécanismes de recombinaison des porteurs de charge et leur durée de vie.

### II.2 Absorption de la lumière dans un semi conducteur

#### II-2.1 Processus d'absorption

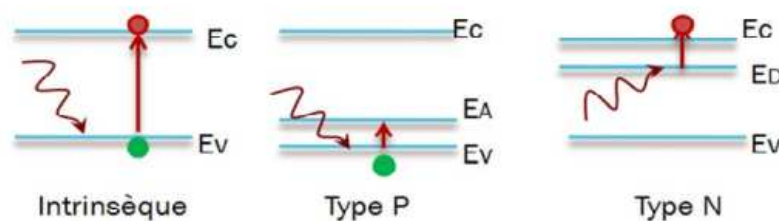
Divers processus d'absorption optiques interviennent dans les semiconducteurs : absorption fondamentale ou bande à bande direct et indirecte, absorption extrinsèque, absorption excitonique, intrabande, par les porteurs libres, par le réseau [12]:

- *L'absorption intrinsèque (ou fondamentale)* de la lumière provoque la transition d'un électron de l'état lié à l'état libre, donc à une transition de la bande de valence à la bande de conduction. Elle n'est possible que lorsque l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de la bande interdite. Différentes transitions sont possibles selon la nature du gap [13]:
  - Quand il s'agit d'un gap direct, les transitions inter-bandes s'effectuent verticalement, et sont donc radiatives (figure II.1 (a)). Ceci illustre le fonctionnement des semi-conducteurs binaires III-V, tels que le GaAs, beaucoup utilisés en optoélectronique.
  - Dans le cas du gap indirect : les transitions électroniques entre les extrema des bandes sont obliques. Pour que la transition s'effectue dans le gap indirect, il faut qu'un phonon soit simultanément absorbé (ou émis), afin que le vecteur d'onde de l'électron soit conservé (figure II.1 (b)).



**Figure II.1. Transitions inter-bandes d'électrons dans un semi-conducteur.**  
*a) correspond à un semi-conducteur à gap direct, b) à un gap indirect*

- *L'absorption extrinsèque* est due à l'ionisation des atomes d'impuretés, donc à une transition d'électrons des atomes d'impuretés (donneurs) dans la bande de conduction ou de la bande de valence sur les niveaux d'impuretés (accepteurs) [12]



**Figure II.2 : Absorption intrinsèque et extrinsèque dans un semi-conducteur**

- *L'absorption excitonique* qui donne lieu à la formation de paires électron-trou en interaction électrostatique, interaction qui se traduit par la présence dans la bande interdite d'états énergétiques discrets (par transitions bande-niveau d'impureté ou accepteur-donneur).
- *L'absorption intra-bande* s'observe dans les semi-conducteurs se caractérisant par une structure de bandes complexe (cas des semi-conducteurs II-VI).
- *L'absorption par le réseau* dans laquelle l'onde lumineuse entre en interaction avec les vibrations thermiques du réseau, ce qui fait varier le nombre de photons optiques.
- *L'absorption par les porteurs libres* des photons incidents est un processus concurrent aux

processus générant des paires électron-trou, ce processus est significatif pour les photons d'énergies inférieures au gap [6]. Dans ce processus les électrons de la bande de conduction absorbent des photons et bougent vers des états supérieurs (même chose avec les trous).

Dans le silicium à température ambiante, les principaux processus d'absorption sont l'absorption fondamentale bande-à-bande et par les porteurs libres.

Dans la suite de notre étude, seule l'absorption fondamentale ou bande à bande sera considérée.

### II-2.2 Evolution du flux de photons à l'arrivée sur un semi-conducteur: [11]

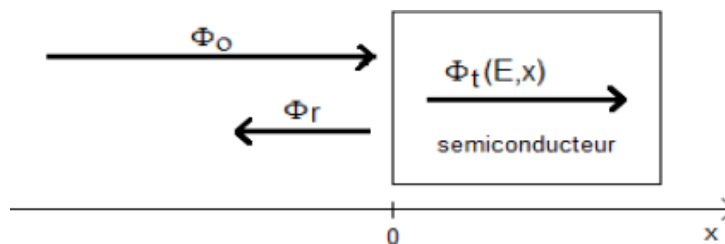
Considérons l'interface air-semi-conducteur, de la figure II.3, qui constitue la face d'entrée du semi-conducteur et injectons un flux de lumière monochromatique d'énergie  $E$ .

Le flux  $\phi_0(E)$  peut s'exprimer en Watts (valeur énergétique) ou en photons par seconde (valeur photonique ou quantique), la relation entre les deux grandeurs étant :

$$\phi_0(\text{watts}) = hv \cdot \phi_0(\text{photons/s}) \quad (\text{II. 1})$$

#### ❖ Réflexion à l'interface air/semi-conducteur

Le flux de photons incident  $\phi_0(E)$  (nombre de photons d'énergie  $E$  qui frappent l'unité de surface de semi-conducteur par unité de temps) va en partie se réfléchir ( $\phi_r(E)$ ) et le reste sera transmis au semi-conducteur ( $\phi_T(E)$ ).



*Figure II.3 : Incidence, réflexion et transmission de la lumière à l'interface air/semi-conducteur*

On appellera  $R(E)$  le coefficient de réflexion des photons d'énergie  $E$ . Le flux transmis à la surface (en  $x=0$ ) peut donc s'exprimer de la façon suivante:

$$\Phi_T(E) = (1 - R(E)) \cdot \Phi_0(E) \quad (\text{II. 2})$$

❖ *Atténuation du flux de photon lors de la propagation*

A l'intérieur du matériau, ce flux transmis va créer un excès de porteurs de charges. En cours de propagation dans le matériau, des photons seront absorbés et le flux va donc décroître. Soit  $\alpha(E)$  le coefficient d'absorption, qui quantifie la variation relative de flux par unité de longueur.

Le flux de lumière transmis subit donc une perte en fonction de la profondeur  $x$  de pénétration, selon la loi de **BEER LAMBERT** (figure II.4) :

$$\phi(E, x) = \phi_t(E, 0) \exp(-\alpha(E)x) = (1 - R(E))\phi_0(E) \exp(-\alpha(E)x) \quad (\text{II. 3})$$

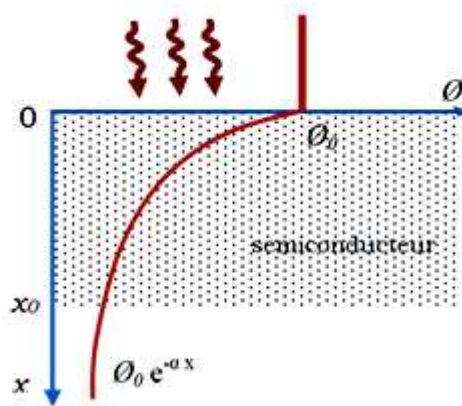
Où  $\phi(E, x)$  le flux de photons transmis à la distance  $x$  de la surface du matériau,  $\phi_0(E)$  est le flux incidents (en  $x=0$ ),  $\alpha(E)$  le coefficient d'absorption ( $m^{-1}$ ) et  $R(E)$  le coefficient de réflexion.

En négligeant la réflexion ( $R(E) = 0$ ) :

$$\phi(E, x) = \phi_0(E) \exp(-\alpha(E)x) \quad (\text{II. 4})$$

L'expression (II. 4) sera considérée dans la suite du chapitre et du mémoire.

Pour résumer, le flux de photons évolue avec l'allure suivante :



**Figure II.4: Profil du flux de photons pénétrant un semi-conducteur**

**Flux de photons absorbé lors de la propagation [15]**

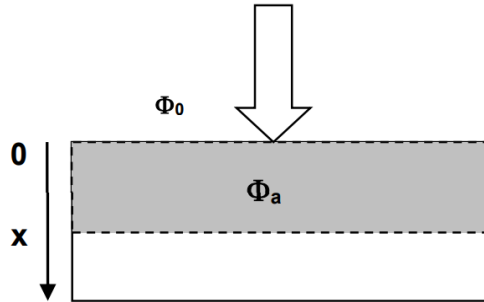
Le Flux de photons absorbé  $\phi_a(E, x)$  après traversée d'une couche  $x$  pour une longueur d'onde donnée (ayant une énergie  $E$ ), figure II.5, s'écrit donc en fonction du flux incident:

$$\phi_a(E, x) = \phi(E, 0) - \phi(E, x) \quad (\text{II. 5})$$

$$\phi_a(E, x) = \phi_0(E) - \phi_0(E)\exp(-\alpha(E)x) \quad (\text{II. 6})$$

Donc :

$$\phi_a(E, x) = \phi_0(E)[1 - \exp(-\alpha(E)x)] \quad (\text{II. 7})$$



*Figure II.5 : Absorption du flux de porteurs dans le semiconducteur*

### II-2.3 Coefficient d'absorption

L'aptitude d'un matériau semiconducteur à absorber la lumière est définie par le coefficient d'absorption  $\alpha$ . Il dépend de l'énergie de la lumière et caractérise la décroissance de l'amplitude de l'onde de longueur d'onde  $\lambda$  dans le matériau :

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad [\mathbf{8}] \quad (\text{II. 8})$$

$k$  est le coefficient d'extinction.

Pour  $h\nu$  proche de  $E_g$ ,  $\alpha$  s'exprime de la façon suivante  $[\mathbf{9}]$  :

$$\alpha \approx \frac{1}{h\nu} (h\nu - E_g)^\gamma \quad (\text{II. 9})$$

tel que  $0.5 < \gamma < 3$  dépendent de la nature du matériau semi-conducteur.

Le détail de la structure de bande influera beaucoup sur  $\alpha(\lambda)$  selon que les transitions seront de type direct ou indirect :

- *Transition directe*

Dans les semiconducteurs à gap direct, le coefficient d'absorption des photons d'énergie supérieur au gap,  $h\nu > E_g$ , est donné par  $[\mathbf{9}]$  :

$$\alpha \approx \frac{1}{h\nu} (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (\text{II. 10})$$

- *Transition indirecte*

Alors que dans les semiconducteurs à gap indirect, où il s'agit d'un problème à trois corps (photon, électron et phonon), on comprend que la probabilité d'absorption soit plus faible que dans les transitions directes. Comme le montre la Figure (II.6) où l'on compare les deux types de transitions dans le cas de matériaux purs à 0°K, le coefficient d'absorption est cette fois beaucoup plus progressif; il varie typiquement en [1]:

$$\alpha \approx \frac{1}{hv} (hv - E_g)^2 \quad (\text{II. 11})$$

Les courbes de la figure II.6 donnent l'évolution du coefficient d'absorption  $\alpha(\lambda)$  pour certains matériaux semi-conducteurs utilisés dans la fabrication de photodétecteurs.

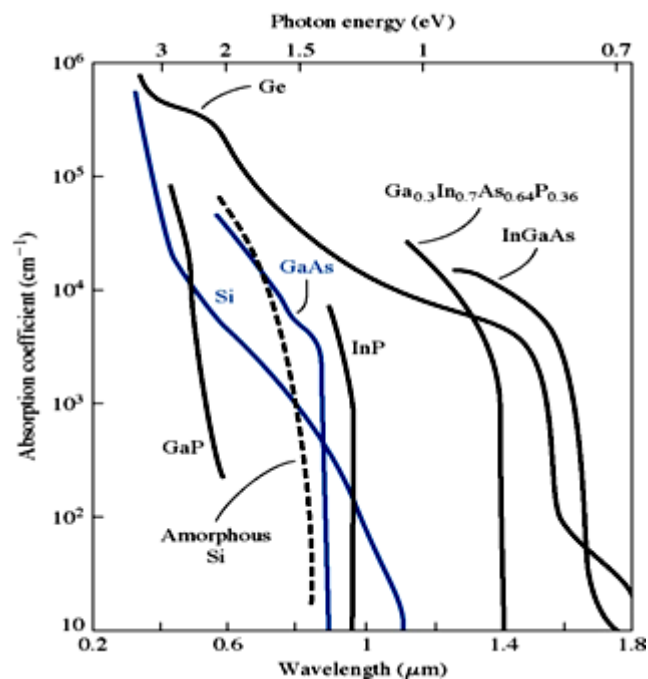


Figure II.6: Evolution de  $\alpha(\lambda)$  pour différents matériaux semi-conducteurs [16]

## II-2.4 Coefficient d'absorption et profondeur de pénétration [17]

La profondeur de pénétration est directement liée au coefficient d'absorption qui est une caractéristique principale du matériau :

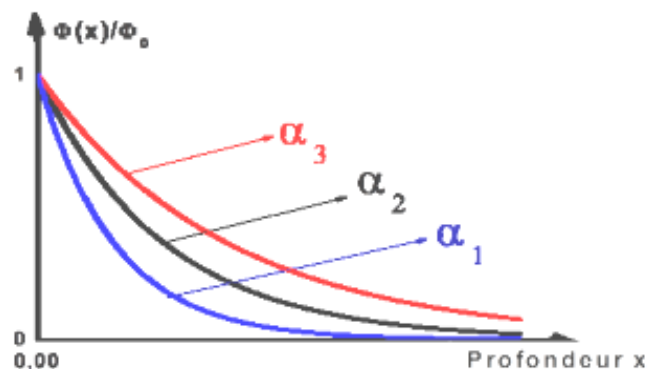
- *Si  $\alpha$  est nul*, le rayonnement d'énergie  $E$  traverse le matériau sans atténuation, le matériau est transparent à ce rayonnement. C'est le cas des semi-conducteurs intrinsèques pour des rayonnements d'énergie  $E$  tels que  $E < E_g$ .

- ***Si par contre  $\alpha$  n'est pas nul***, le matériau absorbe le rayonnement d'énergie  $E$ , qui s'atténue alors exponentiellement au cours de sa propagation dans le volume du semiconducteur.
  - ***$\alpha$  est grand*** le rayonnement est très absorbé, les porteurs sont créés dans un petit volume sous la surface avec un temps de recombinaison très court.
  - ***$\alpha$  est petit***, le rayonnement est peu absorbé, il pénètre alors profondément dans le matériau. Il crée peu de porteurs par unité de volume mais il en crée dans un grand volume.

La profondeur, dans le matériau, d'épaisseur égale à  $1/\alpha$  représente sensiblement l'épaisseur efficace de pénétration du photon dans le matériau: c'est la profondeur pour laquelle le flux restant vaut  $\Phi_0/e$ .

Ainsi, comme le montre la figure II.7, on a :

- ✓ Plus  $\alpha$  est grand  $\Rightarrow$  l'absorption se fait en surface
- ✓ Plus  $\alpha$  est faible  $\Rightarrow$  l'absorption se fait en volume



**Figure II.7 : Variation de  $\Phi(x)/\Phi_0$  pour différentes valeurs de  $\alpha$  :  $\alpha_1 > \alpha_2 > \alpha_3$**

Ainsi, si la longueur d'onde de la radiation incidente tend vers le domaine de l'IR, l'absorption de la radiation se fait en volume,

Et, si la longueur d'onde de la radiation incidente tend vers le domaine de l'UV, l'absorption de la radiation se fait en surface.

### II-3- Génération optique des porteurs [18]

Quand on expose un matériau semi-conducteur à une excitation lumineuse, on génère des paires supplémentaires dans ce matériau : on a un peuplement de plus dans les bandes de conduction et de valence, c'est la création ou génération de porteurs de charges.

La création d'un porteur libre correspond à une transition soit entre bandes (BV - BC) de ce porteur soit entre un niveau d'énergie et une bande :

- Transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction suite à la rupture d'une liaison covalente. Qui correspond à la création d'une paire électron-trou.
- Transition d'un électron d'un niveau donneur  $E_D$  (situé dans la bande interdite) vers la bande de conduction. Il reste une charge fixe positive (atome ionisé) et un électron dans BC.
- Transition d'un électron de la bande de valence vers un niveau accepteur  $E_A$  du gap. Il reste une charge négative fixe et un trou (dans BV).

L'énergie nécessaire pour rendre possible de telles transitions est fournie par des photons (lumière). On introduit un taux de génération (ou de créations) de porteurs  $G_n$  ( $m^3s^{-1}$ ) pour les électrons et  $G_p$  pour les trous.

Quand les transitions se font « bande à bande » ces deux taux sont égaux :  $G_n(x) = G_p(x) = G(x)$ , et la génération se fait par paires, qui seule sera considérée dans la suite.

#### II-3-1 Condition de génération optique

Un photon de fréquence  $\nu$  peut provoquer des transitions d'électrons dans un matériau semiconducteur entre la bande de valence et la bande de conduction. On a ainsi photogénération d'un électron dans la bande de conduction et d'un trou dans la bande de valence. L'énergie du photon doit être supérieure ou égale à la différence des énergies entre ces deux bandes. En termes de longueur d'onde la condition d'absorption est donnée par l'expression (II.12).

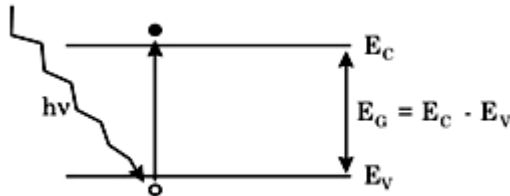
$$E_{ph} = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \geq E_g \quad (\text{II. 12})$$

Avec  $c$  la vitesse de la lumière,  $h$  la constante de Planck,  $E_g$  l'énergie du gap du semiconducteur et  $\lambda$  est la longueur d'onde du photon.

La longueur d'onde maximale susceptible de contribuer à la création de porteurs s'obtient avec l'équation (II. 13) :

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_g} \cong \frac{1,24}{E_g} \quad (\text{II. 13})$$

où  $\lambda$  est donné en  $\mu\text{m}$  et  $E_g$  en  $eV$ .



**Figure II.8: Création de porteurs par énergie lumineuse (par photons)**

Les photons d'énergie supérieure au gap du matériau sont absorbés dans un semiconducteur et génèrent des paires électron-trous (on suppose implicitement la création d'une seule paire par photon).

### II-3-2 Taux de génération optique

Le phénomène de génération est caractérisé par un taux de génération (ou vitesse de génération)  $G(x)$  défini par :

$$G(x) = \frac{\text{nombre de porteurs libres générés}}{(\text{unité de volume}) \cdot (\text{unité de temps})} \dots \dots \dots \text{en } (cm^{-3} s^{-1}) \quad (\text{II. 14})$$

L'expression du taux de génération  $G(x)$  dépend de la forme du faisceau et de la surface éclairée, mais son intégrale sur tout le volume de génération donne le nombre total des photons absorbés par seconde.

*Cas (1)* : Dans le cas de génération homogène, par un éclairage monochromatique, sur toute l'épaisseur  $W$  d'un échantillon (en volume), le taux de génération est constant [13]:

$$G(E, x) = G_0(E) = \frac{\phi_0(E)}{W} \quad (\text{II. 15})$$

$\phi_0(E)$  (*photons/cm<sup>2</sup>/s*) : Flux des photons incidents.

*Cas (2)* : En éclairant une surface d'un semiconducteur d'une façon homogène en surface (mais pas en profondeur) par un flux de photons  $\phi_0(E)$  d'énergie  $E$ , la génération de porteurs n'est plus uniforme.

Le nombre de porteurs créés, par unité de temps, dans une tranche du semi-conducteur de section  $S$  comprise entre deux plans  $x$  et  $x+dx$  est donnée par la vitesse ou taux de génération  $G(E, x)$  multiplié par le volume de la tranche :

$$N(E)_{(x,x+dx)} = S \cdot dx \cdot G(E, x) \quad (\text{II. 16})$$

Et on supposant que chaque photon absorbé crée une paire électron-trou (on dit 'rendement quantique' supposé égal à  $I$ ), le nombre de porteurs créés, par unité de temps, est aussi égale au flux de photons absorbés dans cette tranche multiplié par la surface éclairée [15]

$$\begin{aligned} N(E)_{(x,x+dx)} &= [\Phi_a(E, x + dx) - \Phi_a(E, x)] \\ &= S \cdot [\Phi_0(E) \exp(-\alpha(E)x) - \Phi_0 \exp(-\alpha(E)(x + dx))] \end{aligned} \quad (\text{II. 17})$$

À partir des expressions (II. 16) et (II. 17), le nombre de porteurs créés est donné par :

$$dx \cdot G(E, x) = \Phi_0(E) \{ \exp(-\alpha(E)x) - \exp[-\alpha(E)(x + dx)] \}$$

$$dx \cdot G(E, x) = \Phi_0(E) \{ \exp(-\alpha(E)x) - \exp(-\alpha(E)x) \cdot \exp(-\alpha(E)dx) \} \quad (\text{II. 18})$$

Faisons un développement limité de l'exponentielle :  $\exp(-\alpha dx) = 1 - \alpha dx \dots$

$$\text{Alors : } dx \cdot G(E, x) = \Phi_0(E) \{ \exp(-\alpha(E)x) - (1 - \alpha(E)dx) \cdot \exp(-\alpha(E)x) \} \quad (\text{II. 19})$$

$$dx \cdot G(E, x) = \Phi_0(E) \alpha(E) \exp(-\alpha(E)x) \cdot dx \quad (\text{II. 20})$$

D'où l'expression du taux de création de porteurs par un rayonnement monochromatique d'énergie  $E$  :

$$G(E, x) = \alpha(E) \cdot \Phi_0(E) \cdot \exp(-\alpha(E)x) \quad (\text{II. 21})$$

Si le rayonnement n'est pas monochromatique, le taux global de génération de paires électron-trou au point d'abscisse  $x$  est obtenu en intégrant l'expression précédente sur tout le spectre, soit [19] :

$$G(x) = \int_E G(E, x) dE \quad (\text{II. 22})$$

L'intégration de l'expression (II.21) nécessite la connaissance des lois de variation du coefficient d'absorption  $\alpha(E)$  du semiconducteur avec l'énergie.

Dans la mesure où le coefficient  $\alpha(E)$  est sensiblement constant pour  $E > E_g$  tant que  $E$  n'est pas trop important, on peut écrire  $\alpha(E) = \alpha$  et intégrer l'expression (II. 21).

$$G(x) = \alpha \exp(-\alpha x) \int_{E_g}^{\infty} \Phi_0(E) dE \quad (\text{II. 23})$$

En appelant  $\Phi_0$ , la densité totale de rayonnement d'énergie supérieure au gap du semiconducteur, l'expression (II.23) s'écrit :

$$G(x) = \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{II. 24})$$

Sans excitation extérieure, et par effet thermique, des porteurs de charge libres sont aussi créés. Ce type de génération est caractérisé par un paramètre  $g_{th}$  appelé taux de génération thermique. A l'équilibre thermodynamique, le nombre de paires (électron-trou) ainsi générées se traduit par la constance du produit :  $p \cdot n = n_i^2$ .

#### II.4 Recombinaison et durée de vie des porteurs libres

Lorsqu'un matériau semiconducteur est éclairé, des paires électron-trou sont générées. Une irradiation maintenue constante crée un nouvel état d'équilibre, la concentration des porteurs en excès ne croissant pas indéfiniment. La disparition des porteurs en excès s'effectue par recombinaison qui peut se produire en volume ou en surface. Ce phénomène se manifeste aussi quand on coupe l'excitation extérieure, le semi-conducteur tente de revenir à son état initial d'équilibre.

La recombinaison de porteurs de charges est alors un processus qui ramène des électrons de la bande de conduction à la bande de valence. Les porteurs en excès n'existeront en moyenne que pour un temps égal à la durée de vie  $\tau$ . Elle correspond au temps moyen entre la création d'une paire électron-trou et sa recombinaison.

On distingue différents mécanismes de recombinaison [20] :

- *La recombinaison directe* : l'électron libre retombe directement de la bande de conduction dans la bande de valence.
- *La recombinaison indirecte* qui s'effectue par l'intermédiaire de niveaux localisés dans la bande interdite qui agissent comme 'centre de recombinaison', (Figure II.9).

A ces deux mécanismes de recombinaison qui ont lieu dans le *volume*, on peut ajouter les recombinaisons en *surface*.

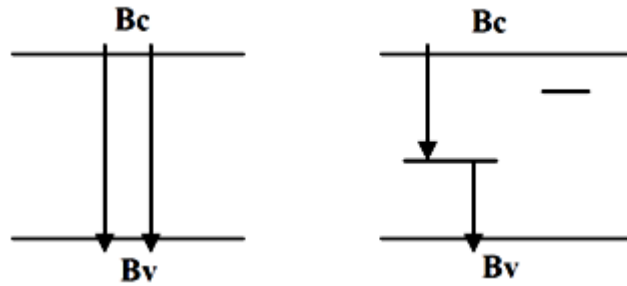


Figure II.9: Recombinaison directe et indirecte

#### II-4.1 Recombinaison directe des porteurs [8]

Lorsqu'un matériau semiconducteur est éclairé, des paires électron-trou sont générées. Au fur et à mesure que le système s'éloigne de l'équilibre, le mécanisme de recombinaison prend de l'importance pour ramener le système à l'équilibre thermodynamique. Lorsque la perturbation cesse, seulement les mécanismes de recombinaison des porteurs demeurent le temps que l'équilibre soit à nouveau atteint. On définit un taux de recombinaison  $R'$  comme le nombre de paires se recombinant par seconde et par unité de volume du matériau, il est donné par :

$$R' = R'_n = R'_p \quad (\text{II. 25})$$

où  $R'_n$  et  $R'_p$  représentent respectivement les taux de recombinaison des électrons et trous. Le taux de recombinaison dépend exclusivement du matériau et est proportionnel d'une part au nombre d'électrons présents, et d'autre part au nombre de trous.

Dans un semiconducteur photo-excité le terme  $R'$  a deux contributions, l'une est relative au mécanisme de création sous l'effet de l'excitation optique et l'autre à la génération thermique. Pour déterminer le taux de recombinaison propre à l'excitation optique, un nouveau paramètre  $R_{opt}$  est défini par :

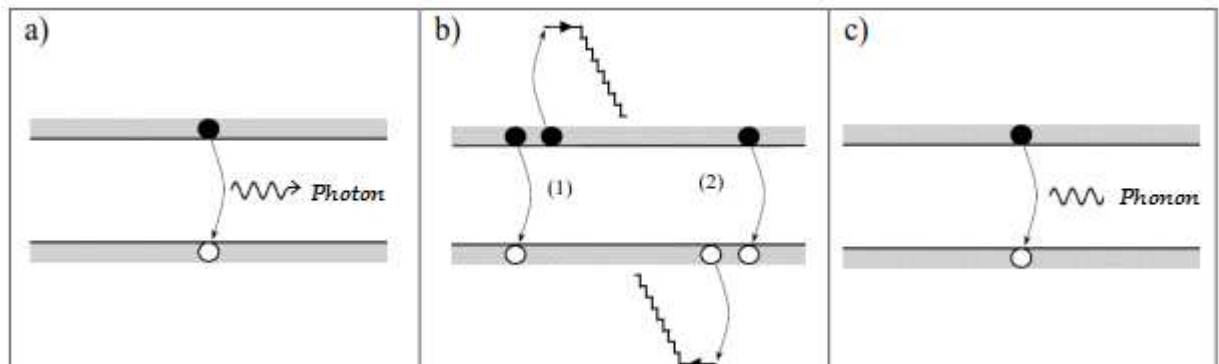
$$R_{opt} = R' - g_{th} \quad (\text{II. 26})$$

Lors de la recombinaison d'un électron avec un trou, l'énergie de l'électron est restituée selon trois processus :

- l'énergie est dissipée par émission de photon, la recombinaison est dite radiative;
- l'énergie est transférée à un trou qui se retrouve sur un niveau inférieur de la bande de valence, c'est une recombinaison de type Auger. Il se peut aussi qu'un électron de la

bande de conduction gagne cette énergie et se retrouve sur un niveau supérieur de la bande de conduction;

- l'énergie est dissipée sous forme de chaleur, c'est une recombinaison non radiative.



**Figure II.10 : Schémas représentant les différents processus de recombinaison directe**  
**a) Recombinaison radiative ; b) Recombinaison Auger, l'excès d'énergie peut être transféré à un électron (1) ou à un trou (2) ; c) Recombinaison non radiative.**

#### a) Recombinaisons radiatives

Les mécanismes de recombinaison radiative sont prépondérants dans les semiconducteurs à gap direct. Pour une recombinaison directe, Il y a disparition simultanée de paires électron-trou et à tout instant, l'excès d'énergie est libéré sous forme d'un photon d'énergie proche du gap (figure II.10a). L'intensité de la recombinaison est proportionnelle au nombre  $n$  d'électrons dans la bande de conduction et au nombre  $p$  de trous dans la bande de valence, donc au produit  $n \times p$ .

Les taux de recombinaison  $R'_n$  et  $R'_p$  sont égaux, étant donné qu'un électron se recombine avec un trou,

Le taux de recombinaison direct est alors exprimé par

$$R' = C_R n p \quad (\text{II. 27})$$

Où  $C_R$  peut être considéré comme un coefficient proportionnel à la probabilité de recombinaison bande à bande.

L'expression (II. 26) s'écrit donc :

$$R_{Rad} = C_R n p - g_{th} \quad (\text{II. 28})$$

A l'équilibre thermodynamique,  $n = n_0$ ,  $p = p_0$  et le taux de recombinaison  $R_{opt} = 0$ , on a donc:

$$C_R n_0 p_0 - g_{th} = 0, \text{ et donc } g_{th} = C_R n_i^2 \quad (\text{II. 29})$$

$n_0$  et  $p_0$  représentent, respectivement, les densités d'électrons et de trous à l'équilibre thermodynamique.

En remplaçant  $g_{th}$  par son expression dans l'équation (II. 29), le taux de recombinaison lié à l'excitation optique peut être exprimé en fonction des densités de porteurs libres et intrinsèques par :

$$R_{Rad} = C_R (np - n_i^2) \quad (\text{II. 30})$$

Hors équilibre, les densités  $n$  d'électrons et  $p$  de trous peuvent être écrites sous forme :

$$n = n_0 + \delta n \text{ et } p = p_0 + \delta p \quad (\text{II. 31})$$

$\delta n$  et  $\delta p$  sont, respectivement, les concentrations des électrons et des trous excédentaires (photogénérés).

Les porteurs étant recombinaisonnés (et créés) par paire, on a :  $\delta n = \delta p$ , en remplaçant  $n$  et  $p$  par leurs expressions (II.31), le taux de recombinaison est donné par :

$$R_{Rad} = C_R (n_0 + p_0 + \delta n) \cdot \delta n = C_R (n_0 + p_0 + \delta p) \cdot \delta p \quad (\text{II. 32})$$

Le taux de recombinaison peut aussi être exprimé par la relation suivante [21]:

$$R_{Rad} = \frac{\delta n}{\tau_n} = \frac{\delta p}{\tau_p} \quad (\text{II. 33})$$

où  $\tau_n$  et  $\tau_p$  sont, respectivement, les durée de vie des électrons et des trous dans le semiconducteur perturbé, dont l'expression est déterminée par identification des relations (II. 32) et (II. 33) :

$$\tau_{Rad} = \tau_n = \tau_p = \frac{1}{C_R (n_0 + p_0 + \delta n)} = \frac{1}{C_R (n_0 + p_0 + \delta p)} \quad (\text{II. 34})$$

Les valeurs du coefficient  $C_R$  de quelques semiconducteurs sont données dans le tableau suivant [22]:

semiconducteur	GaAs	AlAs	InAs	InP	Si	GaP
$C_R (cm^3/s)$	$10^{-10}$	$7.5 \cdot 10^{-11}$	$2.1 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{-11}$	$1.1 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-15}$

**Tableau II.1 Valeurs du coefficient  $C_R$  de quelques semiconducteurs**

On constate qu'a priori  $\tau_n$  ( $\tau_p$ ) dépendent de  $\delta n$  ( $\delta p$ ) et que la loi de recombinaison ne sera "linéaire" (c.à.d.  $\tau_n$  et  $\tau_p$  indépendants de l'excès de porteurs) que sous certaines conditions particulières :

- Cas d'un semiconducteur de type p ( $p_0 = N_A$ ,  $n_0 \ll p_0$ ), la durée de vie des minoritaires est donnée par :

$$\tau_{Rad} = \tau_n = \frac{1}{c_R(N_A + \delta n)} \quad (\text{II. 35})$$

- *Semi-conducteur type P en régime faible injection* ( $\delta n \ll N_A$ ), la durée de vie des minoritaires est constante :

$$\tau_n = \frac{1}{c_R N_A} \quad (\text{II. 36})$$

- *Semi-conducteur type P en régime forte injection* ( $N_A \ll \delta n$ ), la durée de vie des minoritaires est dépendante du niveau de perturbation :

$$\tau_n = \frac{1}{c_R \delta n} \quad (\text{II. 37})$$

- Cas d'un semiconducteur de type N ( $n_0 = N_D$ ,  $p_0 \ll n_0$ ), la durée de vie des minoritaires est donnée par

$$\tau_{Rad} = \tau_p = \frac{1}{c_R(N_D + \delta p)} \quad (\text{II. 38})$$

- *Semi-conducteur type N en régime faible injection* ( $\delta p \ll N_D$ ), la durée de vie des minoritaires est constante :

$$\tau_p = \frac{1}{c_R N_D} \quad (\text{II. 39})$$

- *Semi-conducteur type N en régime forte injection* ( $N_D \ll \delta p$ ), la durée de vie des minoritaires est dépendante du niveau de perturbation :

$$\tau_p = \frac{1}{c_R \delta p} \quad (\text{II. 40})$$

### b) *Recombinaisons Auger*

La prise en considération de ce type de recombinaison est nécessaire aux niveaux de dopage ou niveaux d'injection élevés.

La recombinaison Auger est une recombinaison à trois particules où l'énergie libérée lors d'une recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence est transférée à un autre électron ou autre trou (figure II-11b).

Le taux de recombinaison Auger est donné par Takeshima [21]:

$$R_{Auger} = (C_n n + C_p p)(pn - n_i^2) \approx C_n n^2 p + C_p n p^2 \quad (\text{II. 41})$$

$$\text{Avec : } n = n_0 + \delta n \text{ et } p = p_0 + \delta p \quad (\text{II. 42})$$

$C_n$  et  $C_p$  sont, respectivement, les coefficients de recombinaison Auger pour les électrons et les trous.

Quelques valeurs de ces coefficients sont données sur le tableau suivant [22]

Matériau	$C_n (cm^6/s)$	$C_p (cm^6/s)$
<i>Si, Ge</i>	$1.8 \cdot 10^{-31}$	$9.9 \cdot 10^{-32}$
<i>4H - SiC</i>	$5 \cdot 10^{-31}$	$2 \cdot 10^{-31}$
<i>GaAs, InP</i>	$5.0 \cdot 10^{-30}$	$3.0 \cdot 10^{-30}$
<i>InSb</i>	$1.2 \cdot 10^{-26}$	$1.2 \cdot 10^{-26}$

**Tableau II.2 : Coefficients de recombinaison Auger**

d'après la relation  $R_{Auger} = \frac{\delta n}{\tau_A}$ , l'expression de la durée de vie Auger  $\tau_A$  s'écrit :

$$\tau_A = \frac{\delta n}{C_n n^2 p + C_p n p^2} \quad (\text{II. 43})$$

Le mécanisme de recombinaison Auger est prépondérant dans le cas des matériaux fortement dopés ou lorsque la densité des porteurs excédentaires est très élevée (régime de forte injection).

En régime de faible injection, la durée de vie associée aux recombinaisons Auger  $\tau_A$  est indépendante du niveau d'injection, elle est inversement proportionnelle au carré du dopage.

Par exemple pour un semi-conducteur de type P [13]:

$$\tau_A = \frac{1}{C_p N_A^2} \quad (\text{II. 44})$$

avec  $N_A$  concentration d'atomes accepteurs dans le matériau.

Alors qu'en forte injection, la durée vie Auger dépend du niveau d'injection :

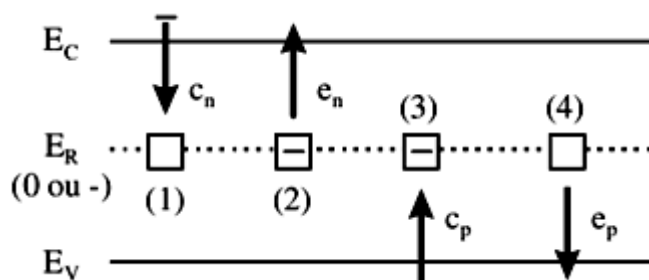
$$\tau_A = \frac{1}{(c_n + c_p)\Delta n^2} \quad (\text{II. 45})$$

#### II-4.2 Recombinaison indirecte des porteurs de type Shockley-Read-Hall

Dans ce cas une impureté (ou un défaut du réseau), situé à une énergie  $E_R$  dans la bande interdite agit comme "centre de recombinaison", c'est-à-dire comme "marche intermédiaire" ("relais") pour le passage d'un électron de bande de conduction vers bande de valence.

Evidemment un tel centre n'est efficace vis à vis du processus de recombinaison que dans la mesure où, juste après avoir capté un électron de bande de conduction, il va capter un trou de bande de valence (une paire électron-trou a disparu). Si l'électron est réémis vers bande de conduction, le centre sera dit "de piégeage" (ou piège, "trap" en anglais) et son rôle ne revient qu'à soustraire pendant un certain temps un électron à la bande de conduction (c.à.d. le "piéger").

Le calcul du taux de recombinaison (et donc de la durée de vie  $\tau$ ) associé à des centres de recombinaison (de concentration  $N_R$ ) est donné par le modèle de Shockley - Read et Hall. Ainsi, ce mécanisme est souvent appelé recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) qui tient compte, par exemple pour un centre recombinant à deux états de charge possible (0 = neutre, et -, cas d'un centre accepteur), des quatre mécanismes possibles (figure II-11)



**Figure II.11 : Mécanismes de capture et d'émission de porteurs :**

- (1) = capture d'un électron (de BC), (2) = émission d'un électron (vers BC),  
 (3) = capture d'un trou, (4) = émission d'un trou, (1) + (3) = recombinaison (indirecte),  
 (1) + (2) = piégeage d'électrons, (3) + (4) = piégeage de trous.

Soit  $n_1$  et  $p_1$ , respectivement, la densité des états occupés par les électrons et les trous sur le niveau d'énergie  $E_R$  :

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_R - E_F}{kT}\right) \quad (\text{II. 46})$$

$$p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_R}{kT}\right) \quad (\text{II. 47})$$

Le taux de recombinaison indirect  $R_{SRH}$  s'exprime par [8]:

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_1 p_1}{\tau_{p0}(n+n_1) + \tau_{n0}(p+p_1)} \quad (\text{II. 48})$$

Avec :

$\tau_{n0}$  et  $\tau_{p0}$  représentent, respectivement, la durée de vie des électrons et trous minoritaires.

Leurs expressions sont données par :

$$\tau_{p0} = 1/N_R C_p \quad \text{et} \quad \tau_{n0} = 1/N_R C_n \quad (\text{II. 49})$$

$C_n$  (électron) et  $C_p$  (trou) sont les coefficients de capture des électrons et des trous par les centres de recombinaison

En pratique, les centres qui jouent un rôle prépondérant dans une recombinaison indirecte sont situés à un niveau d'énergie  $E_R$  voisin de  $E_{Fi}$  ( $\approx$  milieu de la bande interdite) et tels que les coefficients de capture  $C_n \approx C_p$ . Les centres caractérisés par des coefficients de capture d'électrons et de trous très différents jouent davantage le rôle de piège à électron [19]

On peut donc écrire l'expression précédente sous une forme simplifiée en posant

$$E_R = E_{Fi}, \quad C_n = C_p = C, \quad \tau_{p0} = \tau_{n0} = 1/N_R C \quad (\text{II. 50})$$

Soit :

$$R_{SRH} = \frac{1}{\tau_{p0}} \left( \frac{np - n_i^2}{2n_i + n + p} \right) \quad (\text{II. 51})$$

Le taux de recombinaison peut aussi être exprimé par la relation suivante :

$$R_{SRH} = \frac{\delta p}{\tau_{SRH}} \quad (\text{II. 52})$$

En utilisant l'équation (II-51) et (II-52), on déduit la durée de vie SRH comme :

$$\tau_{SRH} = \tau_{p0} \left( \frac{2n_i + n + p}{np - n_i^2} \right) \delta p \quad (\text{II. 53})$$

La loi de la durée de vie ne sera linéaire (c.à.d.  $\tau$  indépendant de  $\delta p$ ) que sous conditions particulières.

On peut alors décrire deux cas limites à l'équation (II.53) correspondant aux cas de forte et faible injection [23]:

- En faible injection pour un semi-conducteur de type N, on peut écrire  $n_0 \gg n_i \gg p_0$  et, sous faible excitation,  $n = n_0 + \Delta n \approx n_0$  et  $p = p_0 + \Delta p \ll n_0$ .

L'expression (II-53) se simplifie et s'écrit alors

$$\tau_{SRH} = \tau_{p0} \quad (\text{II. 54})$$

Tandis qu'à faible injection, lorsque  $\Delta n \ll p_0$  pour un semi-conducteur de type N on aura :

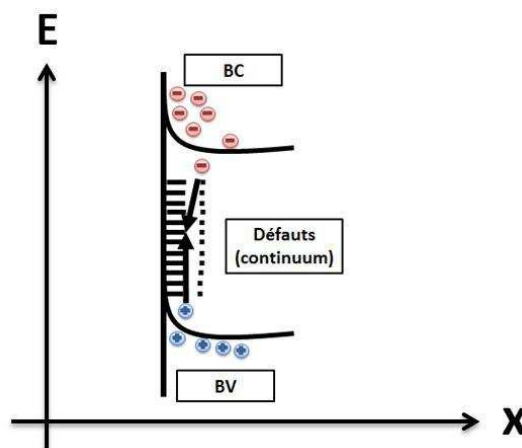
$$\tau_{SRH} = \tau_{n0} \quad (\text{II. 55})$$

- En forte injection :  $\Delta n \gg p_0$  ou  $\Delta p \gg n_0$  on aura :

$$\tau_{SRH} = \tau_{p0} + \tau_{n0} \quad (\text{II. 56})$$

### II.4.3 Recombinaison en surface

Les défauts des cristaux sont plus nombreux en surface qu'en volume. La rupture de la périodicité du réseau modifie les états électroniques et laisse des atomes avec une liaison pendante. L'absorption ou la fixation des impuretés à la surface comme l'atome d'oxygène entraîne son oxydation (appelée couche d'oxyde natif). Ces anomalies en surface induisent des états électroniques dont les niveaux d'énergie se situent souvent dans le gap du semiconducteur.



*Figure II.12 : Recombinaisons en surface d'un semi-conducteur via les défauts d'interfaces.*

Ces défauts peuvent constituer des centres de recombinaison surfaciques. Le taux de recombinaison à la surface est décrit de la même façon que celui de la recombinaison indirecte mais en considérant les concentrations de porteurs en surface [8]. On a alors :

$$r_S = \frac{N_{rs} C_n C_p (n_s p_s - n_i^2)}{C_n \left( n_s + n_0 e^{\left( \frac{E_F - E_T}{kT} \right)} \right) + C_p \left( p_s + p_0 e^{\left( \frac{E_F - E_T}{kT} \right)} \right)} \quad (\text{II. 57})$$

Avec

$N_{rs}$  : la densité des centres de recombinaison par unité de surface,

$n_s$  et  $p_s$  représentent respectivement les concentrations des électrons et des trous en surface,

$E_T$  niveau d'énergie introduit par les défauts.

Les centres recombinant les plus actifs se situent au milieu de la bande interdite, par conséquent, l'équation (II.57) deviendra :

$$R_S = \frac{N_{rs} C_n C_p (n_s p_s - n_i^2)}{C_n n_s + C_p p_s} \quad (\text{II. 58})$$

$$n_s = n_0 + \delta n_s \quad \text{et} \quad p_s = p_0 + \delta p_s \quad (\text{II. 59})$$

Avec :  $\delta n_s$  et  $\delta p_s$  les densités d'électrons et de trous en excès.

L'équation (II.58) deviendra pour un matériau de type P :

$$R_S = \frac{N_{rs} C_n C_p N_A}{C_n n_s + C_p p_s} \delta n_s \quad (\text{II. 60})$$

Le taux de recombinaison en surface  $R_S$  s'écrit en fonction de la vitesse de recombinaison à la surface  $S$  :

$$R_S = s. \delta n_s \quad (\text{II. 61})$$

D'où la vitesse de recombinaison à la surface :

$$S = \frac{N_{rs} C_n C_p N_A}{C_n n_s + C_p p_s} \quad (\text{II. 62})$$

Ce paramètre  $S$  (et le taux de recombinaison  $R_S$ ) peut être très utile pour définir certaines conditions aux limites dans la résolution des équations relatives au mouvement des porteurs dans un milieu de dimensions finies.

#### II.4.4 Durée de vie effective des porteurs minoritaires [23].

Les quatre mécanismes de recombinaison discutés peuvent exister à la fois dans le même matériau, mais avec des proportions différentes. Dans un matériau à gap indirect comme le silicium les recombinaisons radiatives sont négligeables devant les recombinaisons Auger et SRH. Dans les matériaux très dopés ce sont les recombinaisons Auger qui prédominent en volume. Les recombinaisons en surface sont plus influentes dans les couches minces que dans les substrats épais même avec passivation. En général, on parle plutôt d'un taux de recombinaison effectif englobant les taux de recombinaisons en volume et aux surfaces :

$$R_{eff} = R_{Rad} + R_{Aug} + R_{SRH} + R_s \quad (\text{II. 63})$$

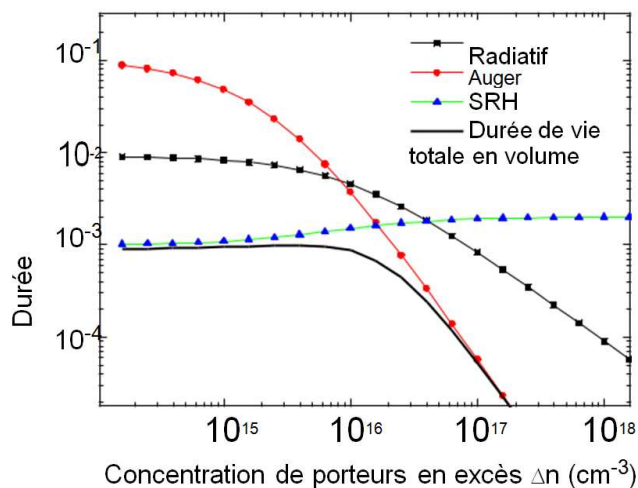
A ce taux de recombinaison effectif correspond une durée de vie effective, définie par :

$$R_{eff} = \frac{\delta n}{\tau_{eff}} = \frac{\delta n}{\tau_{Rad}} + \frac{\delta n}{\tau_{Aug}} + \frac{\delta n}{\tau_{SRH}} + \frac{S_f \delta n_s}{W} + \frac{S_r \delta n_s}{W} \quad (\text{II. 64})$$

Avec :  $S_f$  et  $S_r$  les vitesses de recombinaison sur les surfaces frontale et arrière de l'échantillon d'épaisseur  $W$ .

En supposant que la concentration des porteurs à la surface égale à celle en volume  $\delta n = \delta n_s$  (ce qui est valable pour une bonne passivation des surfaces) et qu'on a la même vitesse de recombinaison  $S_f = S_r = S$  des porteurs sur les deux surfaces, dans ce cas on trouve que :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{2S}{W} \quad (\text{II. 65})$$



**Figure II.13: Evolution de la durée de vie SRH, Auger, radiative et totale en fonction de la concentration de porteurs en excès pour un échantillon de silicium de type p [23]**

### II.4.5 Longueur de diffusion des porteurs minoritaires [13]

Les porteurs photogénérés créés en surface du semi-conducteur éclairé diffusent dans le volume de celui-ci, en subissant une série de recombinaison, figure (II.13). On appelle longueur de diffusion  $L_{diff}$ , la distance moyenne parcourue par les porteurs excédentaires avant de se recombiner.

$$L_{diff} = \sqrt{D\tau} \quad (\text{II. 66})$$

Avec  $D$  le coefficient de diffusion et  $\tau$  la durée de vie des porteurs minoritaires.

Dans le chapitre suivant, nous allons utiliser et appliquer l'ensemble de ces résultats pour analyser la dynamique des porteurs de charges dans un semiconducteur illuminé.

## II.5 Conclusion

Ce deuxième chapitre est une description des différents processus de l'absorption d'une onde lumineuse avec un matériau semiconducteur. Nous avons présenté aussi une description des concepts de base des phénomènes de création des paires électron-trou (génération) et disparition des porteurs libres (recombinaison) qui se produisent au niveau d'un semiconducteur exposé à la lumière. La notion de durée de vie et de longueur de diffusion a été introduite.

# Chapitre 3

*Dynamique des porteurs*

*dans un semi-conducteur*

*illuminé*

## Chapitre III : Dynamique des porteurs dans un semi conducteur éclairé

### III.1 Introduction

Dans un semi-conducteur éclairé, la densité de porteurs augmente et elle est contrebalancée par les différents mécanismes de recombinaison. Les différentes équations régissant le mouvement de ces porteurs sont présentées dans ce qui suit.

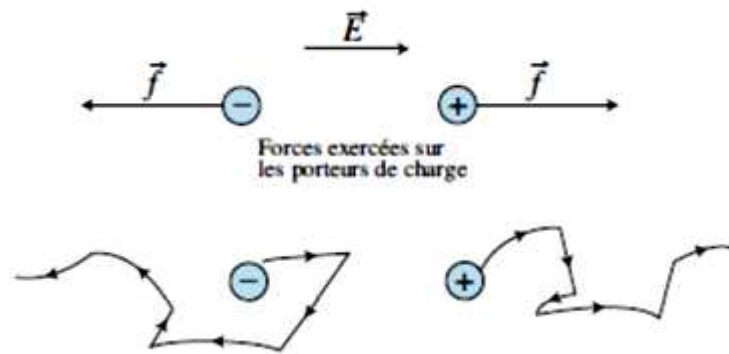
### III.2 Équations fondamentales des matériaux semiconducteurs

#### III.2.1 Transport de charges dans un semi-conducteur hors équilibre

Le déplacement de charges dans un semiconducteur se fait sous l'action d'une force dont l'origine peut être un champ électrique ou un gradient de concentration de porteurs de charges. Dans le premier cas, le courant est appelé courant de conduction, dans le second il est appelé courant de diffusion.

##### III.2.1.1 Transport sous l'effet d'un champ électrique (*conduction*) [8]

De façon générale, lorsque l'on applique un champ électrique au matériau semiconducteur, on a tendance à déplacer les porteurs de charge, électrons et trous ( figure III-1).



**Figure III.1** Mouvement des porteurs de charges sous l'effet du champ électrique

A ce déplacement des charges correspond un courant de conduction dont la densité  $\vec{J}_c (\text{Am}^{-2})$  est définie comme étant la quantité de charges qui traverse l'unité de surface pendant l'unité de temps, elle est donc égale à la vitesse des charges  $\vec{v}_d$  multipliées par la concentration de charges ( $\text{cm}^{-3}$ ). Soit pour chaque type de porteurs [24]:

$$\begin{cases} \vec{J}_{cn} = -qn\vec{v}_{dn} \\ \vec{J}_{cp} = qp\vec{v}_{dp} \end{cases} \quad (\text{III. 1})$$

La charge d'un électron étant  $-q$  et celle d'un trou  $+q$ , ( $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$ ).

Or la vitesse des charges  $\vec{v}_d$  est proportionnelle au champ électrique appliqué :

$$\vec{v}_{dn} = -\mu_n \vec{\xi} \quad \text{pour les électrons} \quad (\text{III. 2})$$

$$\vec{v}_{dp} = +\mu_p \vec{\xi} \quad \text{pour les trous} \quad (\text{III.3})$$

Avec :

$\mu_n$  et  $\mu_p$ , respectivement les mobilités des électrons et des trous.

En remplaçant la vitesse des électrons et celle des trous par leurs expressions en fonction de la mobilité et du champ on trouve les expressions de la densité de courant des électrons et des trous :

$$\begin{cases} \vec{J}_{cn} = qn\mu_n \vec{\xi} \\ \vec{J}_{cp} = qp\mu_p \vec{\xi} \end{cases} \quad (\text{III. 4})$$

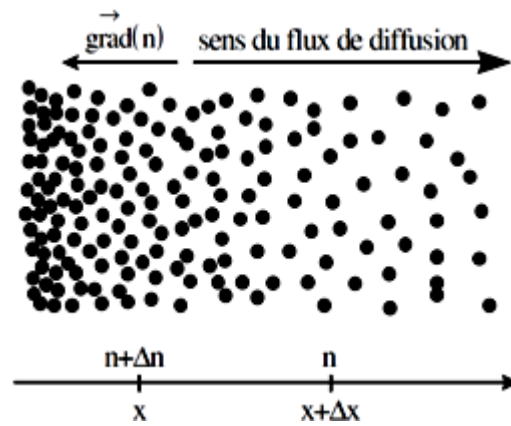
Dans un semi-conducteur la conduction étant assurée par les électrons et les trous simultanément, le **courant de conduction** totale s'écrit :

$$\vec{J}_c = \vec{J}_{cn} + \vec{J}_{cp} = (qn\mu_n + qp\mu_p) \vec{\xi} \quad (\text{III. 5})$$

### III.2.1.2 Transport sous l'effet d'un gradient de concentration (Diffusion)

Un matériau semi-conducteur peut avoir dans différentes zones du cristal, des concentrations de porteurs inhomogènes, et ce dans le cas d'un semi-conducteur non homogène ou lors d'une excitation locale.

L'apparition d'un gradient de porteurs dans un matériau engendre un flux de ces porteurs dans le sens inverse du gradient, En effet, dans un endroit où la concentration en porteurs est très forte, l'interaction entre les porteurs est très grande et la densité d'énergie est plus grande dans cet endroit que là où la concentration en porteurs est plus faible. Pour établir l'équilibre, les porteurs vont diffuser dans le semi-conducteur (*figure III.2*).



**Figure III.2 : Mouvement des porteurs de charges sous l'effet d'un gradient de concentration**

Le retour à l'équilibre tend à homogénéiser les concentrations, c'est-à-dire leur distribution spatiale, par transport de charges. Cette tendance est donnée par la loi de Fick, qui s'écrit dans un repère monodimensionnel correspondant à la direction de l'étalement par [24] :

$$\begin{cases} \overrightarrow{flux}_n = -D_n \overrightarrow{grad}(n) \\ \overrightarrow{flux}_p = -D_p \overrightarrow{grad}(p) \end{cases} \quad (\text{III. 6})$$

où  $D_{n,p}$  ( $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ) est le coefficient de proportionnalité appelé constante de diffusion des électrons (des trous). Le signe  $-$  des équations (III.6) vient du sens du flux qui est opposé à celui du gradient de concentration.

Dans cette loi, le flux est proportionnel au gradient de concentration. Le déplacement des porteurs est équivalent à un courant  $\vec{J}_d$  et son intensité est obtenu par le produit du flux des porteurs par leur charge élémentaire  $q$  ; il est donc exprimé, pour les deux types de porteurs, par :

$$\begin{cases} \vec{J}_{dn} = (-q)\overrightarrow{flux}_n = qD_n \overrightarrow{grad}(n) \\ \vec{J}_{dp} = (+q)\overrightarrow{flux}_p = -qD_p \overrightarrow{grad}(p) \end{cases} \quad (\text{III. 7})$$

**Le courant de diffusion** est la somme de deux courants proportionnels à chaque type de porteurs.

$$\vec{J}_d = \vec{J}_{dn} + \vec{J}_{dp} = q(D_n \overrightarrow{grad}(n) - D_p \overrightarrow{grad}(p)) \quad (\text{III. 8})$$

Enfin, précisons que, lorsque le semi-conducteur est soumis, à la fois à un champ électrique et un gradient de concentration, les courants de conduction et de diffusion s'ajoutent (**approximation dérive-diffusion**), soit :

$$\begin{cases} \vec{J}_n = \vec{J}_{cn} + \vec{J}_{dn} = q[n\mu_n \vec{\xi} + D_n \overrightarrow{grad}(n)] \\ \vec{J}_p = \vec{J}_{cp} + \vec{J}_{dp} = q[p\mu_p \vec{\xi} - D_p \overrightarrow{grad}(p)] \end{cases} \quad (\text{III. 9})$$

Les coefficients de diffusion des électrons et des trous sont reliés aux mobilités par la relation d'Einstein [25]

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (\text{III. 10})$$

avec  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température en Kelvin et  $q$  la charge élémentaire.

### III.2.2 Equation de Poisson [8,24,25]

Chaque charge d'espace  $\rho(x, y, z)$  est accompagnée d'un champ électrique  $\vec{\xi}$  donné par le théorème de Gauss.

$$\text{div } \vec{\xi} = \frac{\rho(x,y,z)}{\epsilon_{sc}} \quad (\text{III. 11})$$

où  $\epsilon_{sc}$  est la constante diélectrique du semiconducteur. A partir de l'équation (III.11) découle l'équation de poisson (III.12) dont l'intégration permet de calculer la variation du potentiel  $V$  dans un semiconducteur en fonction de la charge d'espace.

$$\Delta V = -\frac{\rho(x,y,z)}{\epsilon_{sc}} \quad (\text{III. 12})$$

La charge d'espace englobe toutes les charges qui existent dans un élément de volume du semiconducteur, à savoir, les charges mobiles électrons et trous, et les charges fixes qui peuvent être localisées sur des donneurs et accepteurs ionisés. Les charges dues à des centres profonds peuvent aussi être incorporées si ces derniers sont ionisés.

Sans les centres profonds et en présence d'atomes donneurs et accepteurs, la charge d'espace est donnée par :

$$\rho = q[N_D^+ + p - N_A^- - n] \quad (\text{III. 13})$$

$N_D^+$  et  $N_A^-$  : charges fixes qui sont les impuretés ionisées.

$n$  et  $p$  : charges mobiles qui sont les électrons et les trous libres.

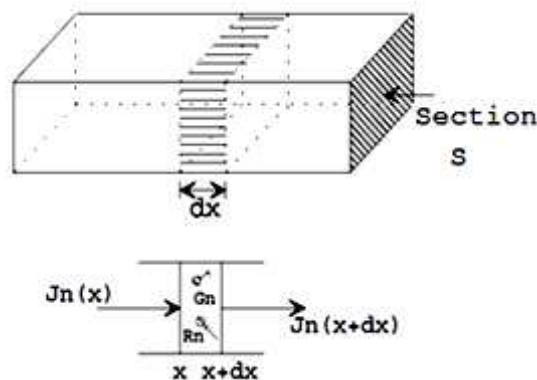
### III.2.3 Equation de continuité généralisée [24,18]

Dans un semi-conducteur, inhomogène hors équilibre thermodynamique, les phénomènes de conduction du courant par diffusion et par entrainement cohabitent avec le phénomène de génération recombinaison. Pour analyser complètement ces phénomènes cités, les équations de continuité sont utilisées pour décrire l'évolution des concentrations de porteurs et de la charge électrique.

La concentration de porteurs résulte du bilan :

- De la création (ou injection) de porteurs
- De la recombinaison
- De la diffusion
- De la conduction.

Pour établir cette relation en une dimension, il suffit de considérer un barreau semi-conducteur excité et parcouru par un courant dans la direction  $\vec{ox}$ , Si on effectue le bilan du nombre de porteurs dans un élément de volume de section unitaire  $S=I$  dans le plan perpendiculaire à  $\vec{ox}$ , et d'épaisseur  $dx$  (Figure VII.1).



**Figure III.3 Courant et processus de génération recombinaison dans un élément de volume du semi-conducteur**

La variation du nombre de porteurs par unité de temps dans cet élément de volume est la somme algébrique des nombres de porteurs qui entrent,  $\mathbf{j}_n(\mathbf{x})/q$ , qui sortent,  $\mathbf{j}_n(\mathbf{x} + d\mathbf{x})/q$  qui se créent,  $\mathbf{G} \cdot \mathbf{S} \cdot d\mathbf{x} = \mathbf{G} \cdot d\mathbf{x}$  et qui se recombinent,  $\mathbf{R}d\mathbf{x}$ . En ramenant à l'unité de volume, l'expression s'écrit pour les électrons :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{dx} [(j_n(x)/q) - (j_n(x + dx)/q)] + G_n - R_n \quad (\text{III. 14})$$

En tenant compte de la décomposition de  $j_n(x + dx)$  en série de Taylor soit:

$$j_n(x + dx) = j_n(x) + \frac{dj_n(x)}{dx} dx \quad (\text{III. 15})$$

L'équation (III-14) est écrite sous la forme de l'équation de continuité pour les électrons.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{dj_n(x)}{dx} + (G_n - R_n) \quad (\text{III. 16})$$

De la même façon on peut écrire pour les trous:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \frac{dj_p(x)}{dx} + (G_p - R_p) \quad (\text{III. 17})$$

On faisant le raisonnement sur les deux autres dimensions, on aura les équations à trois dimensions

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \text{div } \vec{j}_n + (G_n - R_n) \\ \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \text{div } \vec{j}_p + (G_p - R_p) \end{cases} \quad (\text{III. 18})$$

on explicite les courants à partir des expressions (III. 9); en rappelant que :

$$\begin{cases} \text{div}(a\vec{b}) = \overrightarrow{\text{grad}}(a)\vec{b} + a \text{div}(\vec{b}) \\ \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}}(a)) = \nabla^2 a = \Delta a \end{cases} \quad (\text{III. 19})$$

on obtient alors *les équations de continuité de la charge* (conservation du nombre de porteurs):

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = +n\mu_n \text{div}(\vec{\xi}) + \mu_n \vec{\xi} \overrightarrow{\text{grad}}(n) + D_n \Delta n + (G_n - R_n) \\ \frac{dp}{dt} = -p\mu_p \text{div}(\vec{\xi}) - \mu_p \vec{\xi} \overrightarrow{\text{grad}}(p) + D_p \Delta p + (G_p - R_p) \end{cases} \quad (\text{III. 20})$$

Une équation de continuité généralisée ou équation de diffusion ambipolaire, est obtenue aisément à partir des équations de continuité (III. 20) en multipliant l'équation  $\frac{dn}{dt}$  par  $p\mu_p$  et l'équation  $\frac{dp}{dt}$  par  $n\mu_n$  :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} p\mu_p = +n\mu_n p\mu_p \text{div}(\vec{\xi}) + \mu_n p\mu_p \vec{\xi} \overrightarrow{\text{grad}}(n) + p\mu_p D_n \Delta n + p\mu_p (G_n - R_n) \\ \frac{dp}{dt} n\mu_n = -p\mu_p n\mu_n \text{div}(\vec{\xi}) - \mu_p n\mu_n \vec{\xi} \overrightarrow{\text{grad}}(p) + n\mu_n D_p \Delta p + n\mu_n (G_p - R_p) \end{cases} \quad (\text{III. 21})$$

En faisant l'hypothèse de quasi-neutralité du semiconducteur sous éclairage, en d'autres termes  $\delta n \approx \delta p$ . Les électrons et les trous excédentaires créés par la photoexcitation diffusent ensemble, c'est la diffusion ambipolaire, on a :

$$\begin{cases} \overrightarrow{\text{grad}}(n) = \overrightarrow{\text{grad}}(p) \\ \frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} \\ \Delta n = \Delta p \end{cases} \quad (\text{III. 22})$$

En additionnant les deux équations (III-21), on élimine le terme en  $\text{div}(\vec{\xi})$  et on obtient ainsi *l'équation de continuité généralisée (ou ambipolaire)*[19,21] :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = \mu^* \vec{\xi} \overrightarrow{\text{grad}}(n \text{ ou } p) + D^* \Delta(n \text{ ou } p) + (G - R) \quad (\text{III. 23})$$

$\vec{\xi}$  est le champ électrique total,  $\vec{\xi} = \vec{\xi}_{\text{ext}} + \vec{\xi}_{\text{int}}$

$\vec{\xi}_{\text{ext}}$  est le champ électrique extérieur appliqué

$\vec{\xi}_{\text{int}}$  est le champ électrique interne dû à la différence des mobilités des électrons et des trous.

$\mu^*$  et  $D^*$  sont respectivement la mobilité ambipolaire et le coefficient de diffusion ambipolaire

$$\mu^* = \frac{\mu_n \mu_p (p-n)}{n\mu_n + p\mu_p} \quad (\text{III. 24})$$

$$D^* = \frac{D_n D_p (p+n)}{nD_n + pD_p} \quad (\text{III. 25})$$

L'intégration de ces équations différentielles permet de déterminer en tout point et en fonction du temps la concentration des porteurs dans le matériau étudié. Il est clair que pour avoir des solutions simples et analytiques, il faudra chercher à simplifier au maximum ces expressions par la suppression de termes suivant le cas pratique considéré.

### III.3 Distribution des photoporteurs dans un semiconducteur éclairé

#### III.3.1 Equation de continuité

Lorsque le semiconducteur est illuminé, les porteurs excédentaires créés diffusent et se recombinent. L'évolution de ce régime hors équilibre se déduit de l'équation de continuité ambipolaire équations (III.23) , qui régit la condition d'équilibre dynamique des porteurs de charge dans le matériau. Elle donne la relation entre les courants, les mécanismes de génération et de recombinaison et la distribution spatiale et temporelle des porteurs de charges libres,

$$\frac{dn(x,y,z,t)}{dt} = \mu^* \vec{\xi} \overrightarrow{\text{grad}}(n_{(x,y,z,t)}) + D^* \Delta(n_{(x,y,z,t)}) + (G - R) \quad (\text{III. 26})$$

$$\text{Etant donné que } n(x,y,z,t) = n_0 + \delta n_{(x,y,z,t)} \quad (\text{III. 27})$$

$n_0$  représente la concentration à l'équilibre (avant l'excitation) des électrons à la température ambiante, et  $\delta n_{(x,y,z,t)}$  représente la distribution spatiale de la concentration des électrons excédentaires photogénérés.

Avec  $n_0$  constant, n peut être remplacé dans l'équation (III-23) par  $\delta n_{(x,y,z,t)}$  :

$$\frac{d\delta n(x,y,z,t)}{dt} = \mu^* \vec{\xi} \overrightarrow{\text{grad}}(\delta n_{(x,y,z,t)}) + D^* \Delta(\delta n_{(x,y,z,t)}) + (G - R) \quad (\text{III. 28})$$

Afin de pouvoir la résoudre analytiquement l'équation (III.28), La première simplification que nous allons considérer consiste à réduire l'équation à une dimension (suivant l'axe x). Cela revient à ce placer dans le cas d'une génération de porteurs uniforme suivant les directions y et z (x étant la profondeur dans l'échantillon), l'équation de continuité (équations III.28) s'écrit donc, à une dimension :

$$\frac{d\delta n(x,t)}{dt} = \mu^* \vec{\xi} \frac{d\delta n(x,t)}{dx} + D^* \frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} + (G - R) \quad (\text{III. 29})$$

Dans notre cas où le semiconducteur est éclairé uniformément en surface par des photons, la génération est optique et le taux de porteurs excédentaires est donné par l'équation (II-21), Pour simplifier l'écriture, on posera :

$$G = \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{III. 30})$$

et le taux de recombinaison est donné par l'équation (II-64), on obtient alors:

$$\frac{d\delta n(x,t)}{dt} = \mu^* \vec{\xi} \frac{d\delta n(x,t)}{dx} + D^* \frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} + \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) - \frac{\delta n(x,t)}{\tau_{eff}} \quad (\text{III. 31})$$

Pour résoudre cette équation qui comporte deux inconnues, le champ électrique  $\vec{\xi}$  et la quantité de porteurs en excès  $\delta n$ , il faudra ajouter l'équation de poisson. La résolution se fait généralement de façon numérique.

Dans ce cas le calcul est assez complexe, car les deux équations sont fortement couplées. La seconde simplification consiste donc à considérer qu'aucun champ électrique n'est appliqué au semiconducteur et que le champ électrique interne est suffisamment faible pour être négligé. On obtient l'équation suivante:

$$\frac{d\delta n(x,t)}{dt} = D^* \frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} + \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) - \frac{\delta n(x,t)}{\tau_{eff}} \quad (\text{III. 32})$$

L'expression (III.32) est l'équation de continuité ambipolaire décrivant l'évolution de la densité de porteurs dans un semiconducteur ne subissant que l'incidence lumineuse.

Cette équation se simplifie en régime faible injection et dans la plupart des cas pratiques selon le type du semiconducteur étudiés.

Le régime faible injection est défini par la condition  $\delta n = \delta p \ll n_0$  ou  $p_0$ . En d'autres termes un excès de porteurs par rapport au régime d'équilibre est faible devant la densité de porteurs majoritaires du semiconducteur. [19]

*Dans un semiconducteur intrinsèque ou compensé :*

$n_0 = p_0$  et par suite  $n = p$  de sorte que  $D^* = \frac{2D_n D_p}{(D_n + D_p)}$ ,  $\tau_{eff} = \tau_n = \tau_p = \tau$  l'équation (III.32)

s'écrit :

$$\frac{d\delta n(x,t)}{dt} = \frac{2D_n D_p}{(D_n + D_p)} \cdot \frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} + \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) - \frac{\delta n(x,t)}{\tau_n} \quad (\text{III. 33})$$

*Dans un semiconducteur de type n :*

$n_0 \gg p_0$ , en régime de faible excitation la condition  $n \gg p$  est vérifiée, de sorte que

$nD_n \gg pD_p$ . Il en résulte que  $D^* = D_p$ ,  $\tau_{eff} = \tau_p$ , l'équation de continuité s'écrit donc :

$$\frac{d\delta p(x,t)}{dt} = D_p \frac{d^2 \delta p(x,t)}{dx^2} + \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) - \frac{\delta p(x,t)}{\tau_p} \quad (\text{III. 34})$$

*De même dans un semiconducteur de type p :*

$$\frac{d\delta n(x,t)}{dt} = D_n \frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} + \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) - \frac{\delta n(x,t)}{\tau_n} \quad (\text{III. 35})$$

Dans chacun des cas, l'équation régit la distribution des porteurs minoritaires en régime faible injection où la longueur de diffusion et la durée de vie des porteurs minoritaires sont relativement indépendantes du niveau d'injection.

La densité de porteurs majoritaires n'est pas affectée par le rayonnement, sauf sous très forte excitation entraînant  $\delta n = \delta p \approx n_0$  dans du matériau de type n ou  $\delta n = \delta p \approx p_0$  dans du matériau de type p.

### III.3.2 Distribution des photoporteurs en régime permanent (éclairage continu)

Dans ce qui a précédé, les expressions de l'équation de continuité pour les trois types de semiconducteur ont été établies. Sur cette base, nous calculerons dans ce qui suit, les densités de porteurs minoritaires dans ces mêmes types, pour un échantillon semiconducteur d'épaisseur  $W$ , soumis à aucune tension extérieure, et éclairé uniformément sur l'une de ses faces par un rayonnement permanent d'énergie supérieure au gap.

**a) Densité des photoélectrons dans un semiconducteur de type P**

La variation de la concentration des électrons ( porteurs minoritaires) est décrite par l'équation de continuité (III.35) , En régime permanent, c'est-à-dire lorsque  $n(x)$ , le nombre d'électrons, est constant, alors [19,23]:

$$\frac{d\delta n(x,t)}{dt} = 0 \quad (\text{III. 36})$$

De ce fait, la relation (III.35) s'écrit :

$$D_n \frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} + \alpha \cdot \phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) - \frac{\delta n(x,t)}{\tau_n} = 0 \quad (\text{III. 37})$$

- **Pour une génération homogène en surface [18]**

Lorsque la longueur d'onde de la radiation incidente tend vers le domaine de l'Ultraviolet, l'absorption de la radiation se fait en surface ( $\alpha$  grand), Les porteurs sont générés en surface et diffusent dans le volume du semi conducteur où le rayonnement est absent, et donc le terme de génération en volume  $G_n(x) = 0$  et l'équation de continuité se réduit à :

$$\frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} - \frac{\delta n(x,t)}{D_n \tau_n} = 0 \quad (\text{III. 38})$$

En introduisant la longueur de diffusion des porteurs

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n} \quad (\text{III. 39})$$

La solution de l'équation (III-38) se met sous la forme :

$$\delta n(x) = A \exp\left(-x/L_n\right) + B \exp\left(x/L_n\right) \quad (\text{III. 40})$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes à déterminer d'après les conditions aux limites.

**Cas limites importants :**Cas n°1 : Semi-conducteur très long,  $W \gg L_n$ 

Si la longueur de l'échantillon est très grande devant  $L_n$ , La détermination des constantes d'intégration A et B satisfait aux conditions aux limites:

$$\begin{cases} \delta n(x=0) = \delta n_0 & : \text{valeur de } \delta n(x) \text{ en } x = 0 \\ \delta n(x \rightarrow \infty) = 0 & : \text{à une distance infiniment grande, tous les porteurs sont recombines} \end{cases} \quad (\text{III. 41})$$

On en déduit donc :

$$\begin{cases} A + B = \delta n_0 \\ A \exp(-\infty) + B \exp(+\infty) = 0 \end{cases} \quad (\text{III. 42})$$

: Cette deuxième relation impose que  $B = 0$

$$\text{Il s'en suit : } A = \delta n_0 \quad (\text{III. 43})$$

D'où la solution :

$$\delta n(x) = \delta n_0 \exp\left(-x/L_n\right) \quad (\text{III. 44})$$

Cette équation représentant la diffusion des porteurs minoritaires en excès dans un semi-conducteur éclairé, qui est illustrée sur la *figure (III.4.a)*.

La densité des électrons excédentaires décroît exponentiellement en pénétrant dans le semi conducteur avec une constante  $L_n$ .

Cas n°2 : Semi-conducteur de longueur quelconque (W quelconque)

Si tous les porteurs en excès sont extraits à la distance W (à l'autre extrémité du barreau), les conditions aux limites deviennent :

$$\begin{cases} \delta n(x=0) = \delta n_0 \\ \delta n(x=W) = 0 \end{cases} \quad (\text{III. 45})$$

L'équation (III. 45) se ramène au système :

$$\begin{cases} A + B = \delta n_0 \\ A \exp\left(-W/L_n\right) + B \exp\left(W/L_n\right) = 0 \end{cases} \quad (\text{III. 46})$$

On a donc un système de deux équations à deux inconnues à résoudre (on rappelle que  $sh(a) = \frac{1}{2}[\exp(a) - \exp(-a)]$ ). Cela donne:

$$\begin{cases} A = \frac{\delta n_0}{2 sh(W/L_n)} \exp(W/L_n) \\ B = -\frac{\delta n_0}{2 sh(W/L_n)} \exp(-W/L_n) \end{cases} \quad (\text{III. 47})$$

En reportant dans l'équation (III.40), on obtient :

$$\delta n(x) = \frac{\delta n_0}{sh(W/L_n)} sh\left(\frac{W-x}{L_n}\right) \quad (\text{III. 48})$$

C'est la solution générale du système, qui donne l'expression de la variation de la densité de porteurs à une distance  $x$  de la surface illuminée (figure III-4.b). On pourra vérifier que le passage à la limite  $W \gg L_p$  nous ramène à la solution en exponentielle.

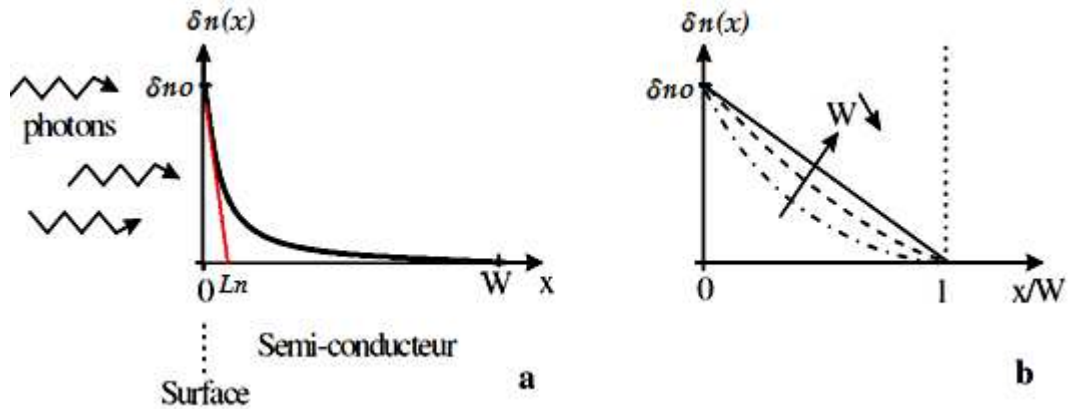
### Cas n°3 : Semi-conducteur court , $W \ll L_n$

Dans l'expression de  $\delta n(x)$ , on remarque des termes faisant intervenir des fonctions du rapport  $W/L_n$ . Ce terme intervient sous forme de sinus hyperbolique. Dès que ce rapport sera inférieur à  $1/3$ , on pourra simplifier. En effet:

$$\text{Pour : } \frac{W}{L_n} < \frac{1}{3} \quad \text{on a} \quad sh\left(\frac{W}{L_n}\right) \rightarrow \frac{W}{L_n}$$

Compte tenu du développement limité de la fonction sinus hyperbolique l'équation (III. 48) tend vers l'équation d'une droite:

$$\delta n(x) = \delta n_0 \frac{W-x}{W} = \delta n_0 (1 - x/W) \quad (\text{III. 49})$$



**Figure III.4** Variation de la densité de l'excès de porteurs minoritaires lorsqu'il y a création de porteurs en surface. a. pour une longueur de matériau très grande devant la longueur de diffusion. b. pour des longueurs  $W$  de matériau diverses.

• **Pour une génération homogène en volume :**

Lorsque la longueur d'onde de la radiation incidente tend vers le domaine de l'Infrarouge, l'absorption de la radiation est uniforme en volume ( $\alpha$  est faible), Le terme de génération se réduit à :  $G_0 = \frac{\phi_0}{W}$  [13]. De plus la charge d'espace est répartie uniformément dans le semi-conducteur,  $\frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} = 0$ , l'équation de continuité deviendra :

$$\frac{\phi_0}{W} - \frac{\delta n}{\tau_n} = 0 \quad (\text{III. 50})$$

La solution est alors immédiate :

$$\delta n = \tau_n \cdot \frac{\phi_0}{W} \quad (\text{III. 51})$$

La densité des photoélectrons est constante dans tout le volume du semiconducteur.

• **Pour une génération non homogène en volume :**

Lorsque la radiation appartient au domaine des radiations visibles du spectre de la lumière, l'absorption et par la suite la génération n'étant pas uniforme en volume (suivant l'axe  $x$ ), L'équation de continuité doit tenir compte du terme du second ordre  $\frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2}$ .

En posons  $L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}$ , l'équation (III.35) s'écrit :

$$\frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} - \frac{\delta n(x,t)}{L_n^2} = -\frac{\alpha \phi_0 \tau_n}{L_n^2} \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{III. 52})$$

La solution de cette équation différentielle est la somme de la solution générale de l'équation sans second membre et d'une solution particulière de l'équation avec second membre [23], soit :

$$\delta n(x) = A_1 \cdot \exp\left(-x/L_n\right) + A_2 \cdot \exp\left(x/L_n\right) + A_3 \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{III. 53})$$

Avec :

$$A_3 = \frac{\alpha \phi_0 \tau_n}{1 - \alpha^2 L_n^2} \quad (\text{III. 54})$$

Les constantes  $A_1$  et  $A_2$  sont déterminées par les conditions aux limites, qui sont données par les vitesses de recombinaison en surface. On peut alors définir différents cas ; soit on considère une vitesse de recombinaison face avant et face arrière, soit on peut négliger une des deux faces (car l'échantillon est semi-infini ou qu'une des deux faces est parfaitement passivée).

#### Cas n°1 : Recombinaisons face avant et face arrière

Dans le cas d'un échantillon mince d'épaisseur  $W$ , la solution de (III.53) s'effectue en tenant compte des deux conditions aux limites suivantes [13,21,23]:

- sur la surface frontale, à  $x = 0$ , les porteurs se recombinaient avec une vitesse  $s_f$  :

$$D_n \left[ \frac{d\delta n}{dx} \right]_{x=0} = s_f \cdot [\delta n]_{x=0} \quad (\text{III. 55})$$

- sur la surface arrière, à  $x = W$ , les porteurs se recombinaient avec une vitesse  $s_r$  :

$$D_n \left[ \frac{d\delta n}{dx} \right]_{x=W} = s_r \cdot [\delta n]_{x=W} \quad (\text{III. 56})$$

En tenant compte de ces deux conditions, Les constantes  $A_1$  et  $A_2$  s'écrivent sous la forme : [13,21,23]

$$A_1 = -A_3 \left[ \frac{(s_f + \alpha D_n)(s_r + D_n/L_n) \cdot \exp(W/L_n) - (s_f - D_n/L_n)(s_r - \alpha D_n) \cdot \exp(-\alpha W)}{(s_f + D_n/L_n)(s_r + D_n/L_n) \cdot \exp(W/L_n) - (s_f - D_n/L_n)(s_r - D_n/L_n) \cdot \exp(-W/L_n)} \right] \quad (\text{III. 57})$$

$$A_2 = A_3 \left[ \frac{(s_f + \alpha D_n)(s_r - D_n/L_n) \cdot \exp(-W/L_n) - (s_f + D_n/L_n)(s_r - \alpha D_n) \cdot \exp(-\alpha W)}{(s_f + D_n/L_n)(s_r + D_n/L_n) \cdot \exp(W/L_n) - (s_f - D_n/L_n)(s_r - D_n/L_n) \cdot \exp(-W/L_n)} \right] \quad (\text{III. 58})$$

Cas n°2 : Recombinaisons en surface uniquement sur la face avant

Il est également possible de ne considérer que les recombinaisons sur la face avant ( $s_f$ ). Dans ce cas, la condition est alors exprimée de la même façon que pour l'équation (III.55) :

$$D_n \left[ \frac{d\delta n}{dx} \right]_{x=0} = s_f \cdot [\delta n]_{x=0} \quad (\text{III. 59})$$

Pour la face arrière, on estime que tous les porteurs en excès se sont recombines ce qui revient à considérer que l'épaisseur du matériau est grande devant la longueur de diffusion. On écrit alors :

$$\delta n(x = W) = 0 \quad (\text{III. 60})$$

Dans ce cas, la solution de l'équation de continuité s'écrit : [19,13,21]

$$\delta n(x) = \frac{\alpha \phi_0 \tau_n}{1 - \alpha^2 L_n^2} \cdot \left[ \exp(-\alpha x) - \frac{L_n(1 + \alpha \frac{D_n}{s_f})}{L_n + \frac{D_n}{s_f}} \cdot \exp(-x/L_n) \right] \quad (\text{III. 61})$$

Ce résultat est surtout utile pour l'analyse des échantillons massifs (lingots de silicium par exemple) que l'on peut considérer comme semi-infinis (figure III.5.ba).

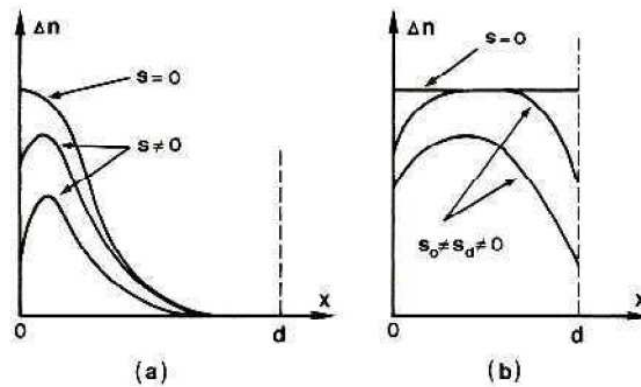


Figure III.5: Courbe de distribution des photoporteurs dans un semiconducteur.  
 a) Echantillon épais. b) Echantillon mince.

### b) Densité des phototrous dans un semiconducteur de type N

Le même raisonnement est suivi pour étudier l'évolution de la concentration des trous (porteurs minoritaires), en utilisant l'équation de continuité (III.34), pour une illumination permanente,  $\frac{d\delta p(x,t)}{dt} = 0$ , l'équation de continuité correspondante est :

$$D_p \frac{d^2 \delta p(x,t)}{dx^2} + \alpha \cdot \phi_0 \cdot \exp(-\alpha x) - \frac{\delta p(x,t)}{\tau_p} = 0 \quad (\text{III. 62})$$

sa résolution donne la variation de la concentration des trous dans chacun des cas de génération comme suit :

- **Pour une génération homogène en surface :**

Cas N°1 : Semi-conducteur très long,  $W \gg L_p$

$$\delta p(x,t) = \delta p_0 \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (\text{III. 63})$$

Avec :  $\delta p_0 = \delta p(0,t)$ .

La densité des électrons excédentaires décroît exponentiellement en pénétrant dans le semi conducteur avec une constante  $L_p$ .

Cas N°2 : Semi-conducteur de longueur quelconque ( $W$  quelconque)

$$\delta p(x) = \frac{\delta p_0}{\text{sh}(W/L_p)} \text{sh}\left(\frac{W-x}{L_p}\right) \quad (\text{III. 64})$$

Cas N°3 : Semi-conducteur court ,  $W \ll L_p$

$$\delta p(x) = \delta p_0 \frac{W-x}{W} = \delta p_0 (1 - x/W) \quad (\text{III. 65})$$

- **Pour une génération homogène en volume :**

$$\delta p = \tau_p \cdot \frac{\phi_0}{W} \quad (\text{III. 66})$$

La densité des phototrous est constante dans tout le volume du semiconducteur.

- **Pour une génération non homogène en volume**

$$\delta p(x) = B_1 \cdot \exp\left(-x/L_p\right) + B_2 \cdot \exp\left(x/L_p\right) + B_3 \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{III. 67})$$

Avec :

$$B_3 = \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} \quad (\text{III. 68})$$

Les constantes  $B_1$  et  $B_2$  sont déterminées par les conditions aux limites :

Cas n°1 : Recombinaisons face avant et face arrière

$$B_1 = -B_3 \left[ \frac{(s_f + \alpha D_p)(s_r + D_p/L_p) \cdot \exp(W/L_p) - (s_f - D_p/L_p)(s_r - \alpha D_p) \cdot \exp(-\alpha W)}{(s_f + D_p/L_p)(s_r + D_p/L_p) \cdot \exp(W/L_p) - (s_f - D_p/L_p)(s_r - D_p/L_p) \cdot \exp(-W/L_p)} \right] \quad (\text{III. 69})$$

$$B_2 = B_3 \left[ \frac{(s_f + \alpha D_p)(s_r - D_p/L_p) \cdot \exp(-W/L_p) - (s_f + D_p/L_p)(s_r - \alpha D_p) \cdot \exp(-\alpha W)}{(s_f + D_p/L_p)(s_r + D_p/L_p) \cdot \exp(W/L_p) - (s_f - D_p/L_p)(s_r - D_p/L_p) \cdot \exp(-W/L_p)} \right] \quad (\text{III. 70})$$

Cas n°2 : Recombinaisons en surface uniquement sur la face avant.

$$\delta p(x) = \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} \cdot \left[ \exp(-\alpha x) - \frac{L_p (1 + \alpha \frac{D_p}{s_f})}{L_p + \frac{D_p}{s_f}} \cdot \exp\left(-x/L_p\right) \right] \quad (\text{III. 71})$$

**c) Densité des photoporteurs dans un semiconducteur intrinsèque**

Dans une région du semi-conducteur où les deux types de porteurs ont des concentrations comparables (région intrinsèque, quasi-neutre), la diffusion concerne des paires électron-trou plutôt qu'un seul type de porteurs, on parle de *diffusion ambipolaire*.

$$\delta n(x, t) = \delta p(x, t) \quad (\text{III. 72})$$

Cela implique que les paramètres de diffusion sont identiques. On peut ainsi représenter les porteurs comme des paires électron-trou qui vont être générées dans le matériau avec un taux  $G$  et qui vont diffuser et se recombiner avec une durée de vie  $\tau$ .

L'équation régissant la dynamique des porteurs dans un tel matériau, est l'équation de continuité généralisée ou équation de diffusion ambipolaire » (équation III.33)

En régime permanent, l'équation de continuité ambipolaire des porteurs en excès s'écrit :

$$\frac{d^2 \delta n(x, t)}{dx^2} - \frac{\delta n(x, t)}{L^2} = -\frac{\alpha \phi_0 \tau}{L^2} \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{III. 73})$$

Avec :

$$L = \sqrt{\frac{2D_n D_p}{(D_n + D_p)}} \tau : \text{Longueur de diffusion ambipolaire}$$

Le calcul de la densité de porteurs dans le cas d'un éclairage permanent a été effectué par [18] et s'écrit :

$$\delta n(x, t) = \delta p(x, t) = \frac{\alpha \phi_0 \tau}{1 - \alpha^2 L^2} \left( e^{-\alpha x} - \frac{\alpha L^2 + S\tau}{S\tau + L} e^{-x/L} \right) \quad (\text{III. 74})$$

### III.3.3 Distribution des photoporteurs en régime transitoire [18,23]

Dans le cas transitoire, les porteurs en excès sont créés jusqu'à un temps  $t=0$  après lequel on supprime toute source de lumière (i.e.  $G(x,0) = 0$ ). L'équation (III.32) devient :

$$\frac{d\delta n(x,t)}{dt} = D^* \frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} - \frac{\delta n(x,t)}{\tau_{eff}} \quad (\text{III. 75})$$

Lorsque  $t$  tend vers l'infini ( $t \rightarrow \infty$ ) la quantité de porteurs en excès est totalement recombinaison soit la condition :

$$\delta n(x, t \rightarrow \infty) = 0 \quad (\text{III. 76})$$

- cas d'une génération uniforme en volume

La densité de porteurs minoritaires est constante dans tout le volume :

$$\frac{d^2 \delta n(x,t)}{dx^2} = 0 \quad (\text{III. 77})$$

A  $t=0$ , la quantité de porteurs en excès à la fin de l'excitation (au début du transitoire) est donnée par la relation (III.51) et on obtient :

$$\delta n(t = 0) = \delta n_0 = \tau_{eff} \cdot \frac{\phi_0}{W} \quad (\text{III. 78})$$

Avec ces conditions, la solution de l'équation de continuité (III.75) s'écrit :

$$\delta n(t) = \delta n_0 \cdot \exp\left(-t/\tau_{eff}\right) \quad (\text{III. 79})$$

- Cas d'une génération non uniforme suivant l'axe x

On doit tenir compte du terme du second ordre et résoudre directement l'équation (III.75). La résolution analytique de cette équation est possible par la méthode de Fourier .

$$\delta n(x, t) = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cdot \exp\left(-t/\tau_{eff}\right) \quad (\text{III. 80})$$

Avec  $A_m$  les termes issus de la résolution par la méthode de Fourier.

On pourra noter qu'après un temps court après le début du déclin, la solution prendra la forme de l'équation (III.79).

### III.4 Simulation

Nous avons décrit dans l'étude précédente, le comportement théorique et les différentes équations qui décrivent l'évolution de la densité des photoporteurs dans un semiconducteur illuminé. Dans cette partie, nous allons exposer les résultats de simulation de la solution de l'équation de continuité, obtenue suite à une résolution analytique en adoptant les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Semiconducteur, homogène, uniformément éclairé sur l'une de ses faces,
- Rayonnement permanent d'énergie supérieure au gap,
- Semiconducteur se trouve dans un régime de faible injection,
- Aucune tension extérieure appliquée au semiconducteur,
- Approche unidimensionnelle.

La simulation porte sur chacun des cas de génération selon le coefficient d'absorption du semiconducteur vis à vis de l'onde lumineuse incidente, trois phénomènes sont présentés pour un semiconducteur de Type P :

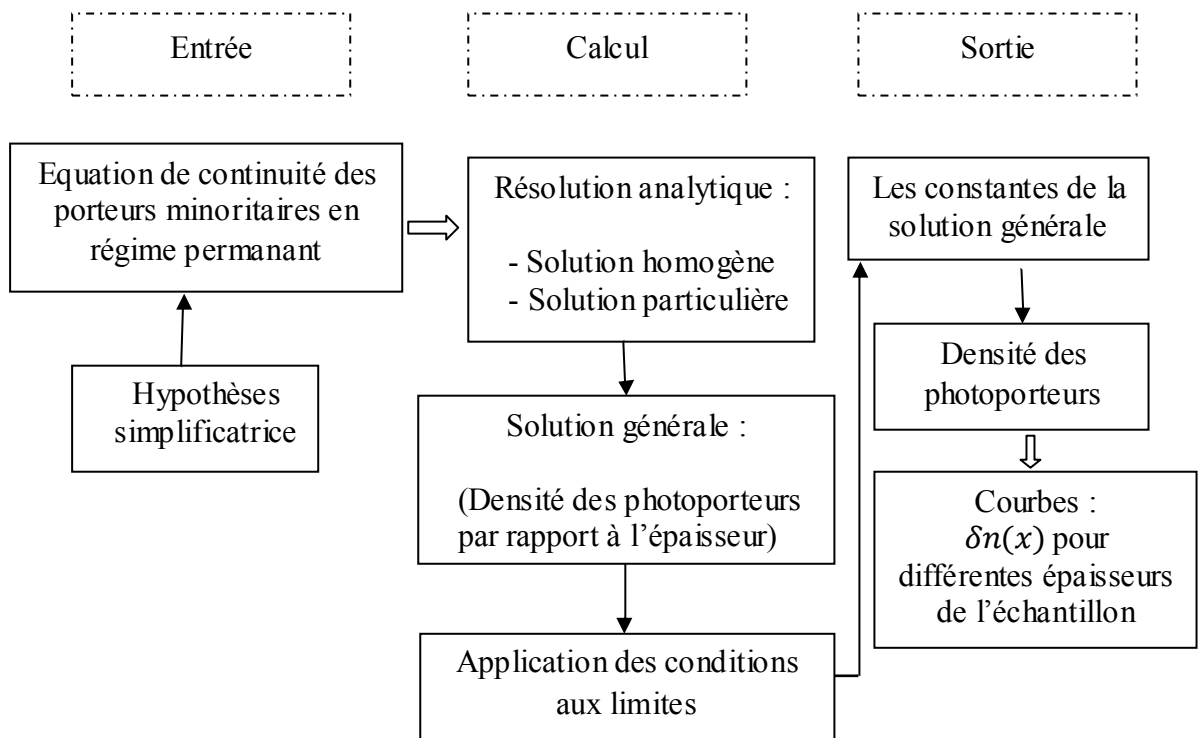
- Pour une génération homogène en surface.
- Pour une génération homogène en volume.
- Pour une génération non homogène en volume .

#### III.4.1 Paramètres de simulation et organigramme

La simulation est faite pour des échantillons de silicium de type p avec un dopage de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , de différentes épaisseurs ( 30  $\mu\text{m}$  ; 0,25  $\mu\text{m}$  et 0,1  $\mu\text{m}$ ) et des vitesses de recombinaison ( des électrons) face avant et face arrière égales  $s_f = s_r = 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ , avec une durée de vie des minoritaires  $\tau_n = 10^{-6} \text{ s}$  et un coefficient de diffusion  $D_n = 24 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  .

Les flux incidents  $\Phi_{\lambda_1}$ ,  $\Phi_{\lambda_2}$  et  $\Phi_{\lambda_3}$  sont choisis faibles et égaux  $\Phi_{\lambda_1} = \Phi_{\lambda_2} = \Phi_{\lambda_3} = 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  (avec  $\lambda_1 = 400 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 600 \text{ nm}$  et  $\lambda_3 = 800 \text{ nm}$ ) pour simplifier l'analyse.

L'organigramme de simulation de la densité de photoporteurs qui fournit les résultats sous forme de courbes est comme suit :

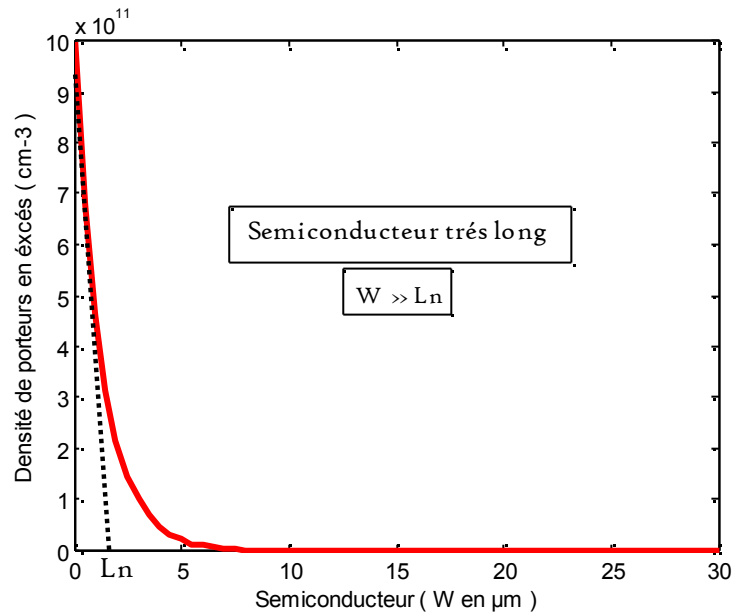


**Figure III.6** Organigramme simplifié de simulation de la densité des photoporteurs

### III.4.2 Résultats de simulation

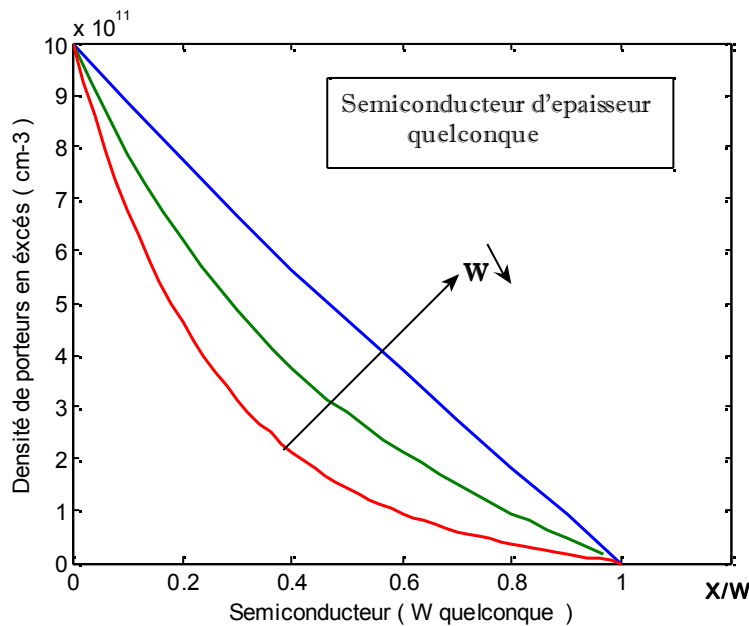
#### a) Pour une génération homogène en surface

Nous avons tracé sur les figures (III.7) et (III.8), respectivement, les courbes de la densité des photoélectrons  $\delta n(x)$  en fonction de la profondeur 'x' d'un semiconducteur très long et d'un semiconducteur de longueur quelconque, et ce en utilisant les expressions (III.44) et (III.48). Nous constatons que l'allure de ces courbes est en bon accord avec celles théorique de la figure (III.4).

Cas n°1 : Semi-conducteur très long,  $W \gg L_n$ 

**Figure III.7** Variation de la densité de l'excès de porteurs minoritaires lorsqu'il y a création de porteurs à la surface d'un semi-conducteur très long.

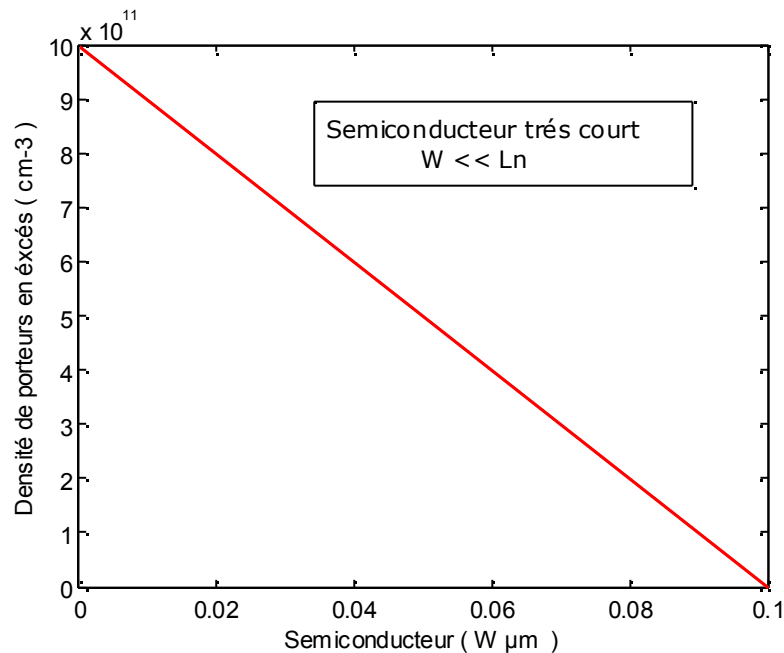
Au bout d'une longueur égale à quelques  $L_n$ , la densité de porteurs en excès redevient égale à zéro (l'exponentielle tendant vers  $0$ ). On en déduit donc que dans une région longue les phénomènes de recombinaison sont importants.

Cas n°2 : Semi-conducteur de longueur quelconque ( $W$  quelconque)

**Figure III.8** Variation de la densité de l'excès de porteurs minoritaires, lorsqu'il y a création de porteurs à la surface d'un semi-conducteur pour diverses longueurs  $W$

Cas n° 3 Semi-conducteur court ,  $W \ll L_n$ 

La figure (III.9) illustre la courbe tracée à partir de l'équation (III.49) et qui montre une densité d'électrons excédentaires décroissante ' linéairement ' en pénétrant dans le semi conducteur de longueur très courte.



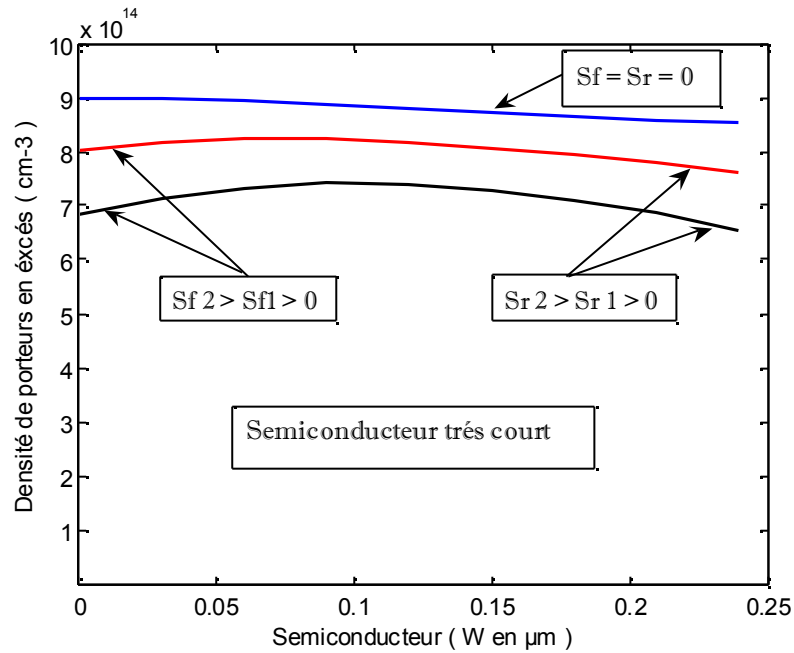
**Figure III.9** Variation de la densité de l'excès de porteurs minoritaires, lorsqu'il y a création de porteurs à la surface d'un semi-conducteur très court.

**b) Pour une génération non homogène en volume**

Les figures (III.10) et (III.11), représente les courbes illustrant l'évolution de la densité des porteurs en excès en fonction de la profondeur pour deux semi-conducteurs de longueur différentes, en prenant comme paramètre variable la vitesse de recombinaison en surface.

Cas n°1 : Recombinaisons face avant et face arrière

Pour ce cas le semi-conducteur est très court, alors le phénomène de recombinaison des minoritaires se manifeste sur deux faces avant et arrière et influe la densité de porteurs excédentaires à proximité .

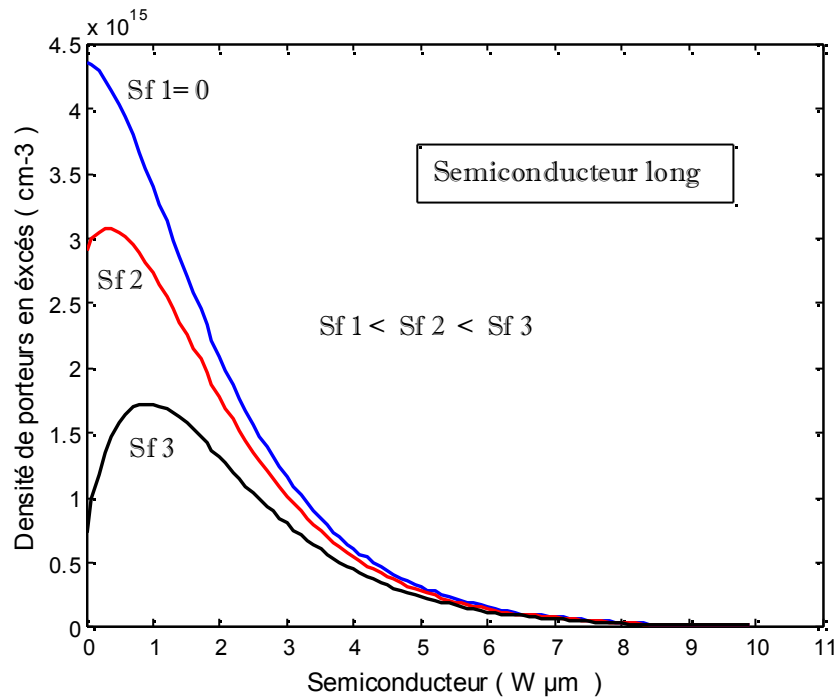


**Figure III.10: Concentration de porteurs en excès en fonction de la profondeur pour trois vitesses de recombinaison en surface ( face avant et arrière)**

La figure (III.10) montre que lorsque la vitesse de recombinaison augmente, la quantité de porteurs en excès est supérieure en volume. On remarque également que la concentration de porteurs en excès est constante dans le volume pour les faibles vitesses de recombinaisons.

Cas n°2 : Recombinaisons en surface uniquement sur la face avant

La simulation est faite pour un échantillon long, dans lequel les porteurs en excès se combinent avant d'arriver à la face arrière, alors seule la vitesse de recombinaison frontale  $S_f$  est prise en considération.



*Figure III.11: Variation de la concentration de porteurs en excès en fonction de la profondeur pour différentes valeurs vitesse de recombinaison frontale  $S_f$*

On conclut que la concentration de porteurs en excès est beaucoup plus influencée par la vitesse de recombinaison en surface dans le cas où les porteurs sont générés plus proches de la surface que s'ils sont générés dans le volume.

### III.5 Conclusion

Dans cette partie nous avons présenté plusieurs cas pratiques de résolution analytique de l'équation de continuité qui établissent la relation entre la concentration de porteurs en excès et la durée de vie ou la longueur de diffusion ainsi que la vitesse de recombinaison en surface. La simulation développée à portée sur trois cas de génération de porteurs ( en surface, uniformément en volume et décroissant exponentiellement dans volume), les résultats ont montrés l'influence de la vitesse de recombinaison en surface pour chaque cas.

# *Conclusion générale*

## Conclusion générale

Dans ce mémoire, à caractère théorique, Nous nous sommes fixés pour objectif d'étudier la dynamique des porteurs de charges dans un semiconducteur illuminé.

Notre travail s'est basé dans un premier temps sur l'étude des propriétés de la lumière et celles des semiconducteurs, basée sur la quantification de l'énergie qui est une grandeur déterminante dans le phénomène d'interaction lumière-semiconducteur. Ensuite on a établi les conditions d'absorption de la lumière (photons) dans le semiconducteur et son effet sur les porteurs de charges en mettant un accent particulier sur la création de porteurs en excès qui s'étalent près de la surface ou dans le volume du semiconducteur suivant l'énergie de l'onde lumineuse incidente.

Comme le comportement électrique du semiconducteur sous éclairage, obéit aux lois classiques de transport de charges et l'équation de continuité pour les porteurs minoritaires, il nous a été possible de décrire le comportement des porteurs photogénérés dans le semiconducteur. En effet, la résolution analytique de l'équation de continuité présentée pour plusieurs cas pratiques a permis d'établir la relation entre la concentration de porteurs en excès et la durée de vie ou la longueur de diffusion ainsi que la vitesse de recombinaison en surface. Les expressions ainsi obtenues ont fait l'objet d'une simulation numérique qui a portée sur trois cas de génération de porteurs (en surface, uniformément en volume et décroissant exponentiellement dans volume).

Les résultats de simulation nous ont permis de suivre l'atténuation exponentielle de la densité des porteurs minoritaires en profondeur du semiconducteur, ainsi que l'évaluation de l'influence de la vitesse de recombinaison sur la concentration de porteurs en excès, qui est beaucoup plus importante dans le cas où les porteurs sont générés plus proches de la surface que s'ils sont générés dans le volume.

Dans son ensemble, notre travail nous a permis de mieux comprendre le comportement des porteurs de charges dans un semiconducteur éclairé, et à l'aide de nos simulations on a dégagé certains paramètres qui influent la densité des porteurs photogénérés, tels que

l'énergie de l'onde lumineuse incidente, l'épaisseur de l'échantillon par rapport à la longueur de diffusion, la durée de vie des porteurs minoritaire et la vitesse de recombinaison en surface.

Comme perspective à ce travail, nous pouvons prévoir l'étude d'une structure de la cellule solaire constituée d'un dispositif à jonction PIN, on utilisant les densités de photoporteurs évaluées durant notre étude, dans les trois régions de la cellule.

*Références*

*bibliographiques*

## Références bibliographiques

- [1] Alain Ricaud, « Convertisseurs photovoltaïques », cours de l'université de Savoie ,2007.
- [2] <https://www.univ-chlef.dz/ft/wp-content/uploads/2020/04/cours-DOPT-final.pdf>
- [3][https://xofe14.scenariocommunity.org/Publications/Seconde/Lumiere\\_Spectres\\_web/co/EtendueSpectreVisible.html](https://xofe14.scenariocommunity.org/Publications/Seconde/Lumiere_Spectres_web/co/EtendueSpectreVisible.html)
- [4] Olivier Rousselle « Mémoire sur la mécanique quantique et l'approche ondulatoire » Mémoire ENS Ulm M2 philosophie des sciences – 2018 / 2019 , Paris.
- [5] [http://jacob.patrick.free.fr/opalereader/co/etude\\_eclairage\\_web/co/photometrie.html](http://jacob.patrick.free.fr/opalereader/co/etude_eclairage_web/co/photometrie.html)
- [6] Paul Milan , « Sources de lumière colorée », 2012.
- [7] Mechai Fazia « Etude et simulation des structures photovoltaïques à base de chalcogénures de métaux de transition MX<sub>2</sub>», Mémoire de magister, 2016 .
- [8] Salim Faci « Contrôle optique direct de dispositifs et circuits micro-ondes : application aux oscillateurs », Thèse de doctorat en Électronique, Paris 6, 2007 .
- [9] Ketrouci Hadjira « Modification des propriétés électriques et optiques d'une jonction InP/Electrolyte par la décomposition cathodique », Mémoire de magister, Université Oran 2010.
- [10] SM Sze, « Physics of Semiconductor Devices», Wiley Interscience, N-Y, 1969.
- [11] Benarbia Soumia « Etude compréhensive des propriétés optiques des Semiconducteurs » mémoire de master en physique , Université Abou-Bekr Belkaid - Tlemcen 2017.
- [12] Riad Boukroune « Élaboration et caractérisation de films de polystyrène dopés par des nanocristaux du semi-conducteur ZnS » Mémoire de Magister en Physique, Université Mentouri Constantine, 2008.
- [13] Yassine Sayad « Détermination de la longueur de diffusion des porteurs de charge minoritaires dans le silicium cristallin par interaction lumière matière », Thèse de doctorat, Institut National Des Sciences Appliquées de Lyon, 2009.
- [14] JB Desmoulins « Cours dispositifs électroniques », ENS de Cachan, 2019.
- [15] Marcel Pasquinelli « caractérisation des matériaux et des dispositifs pour le photovoltaïque », Cours de l'Universités d'Aix-Marseille et de Toulon, 2018 .

- [16] <http://www.bibsciences.org/bibsup/j3ea/full/print.php?vol=vol2&art=7&img=bg>
- [17] Rebiai-Benahmed Saïda, « Cours composants optoélectroniques » université Constantine 2019.
- [18] A.Chovet, P.Masson, « Cours physique des semi conducteurs », Ecole polytechnique université de Marseille, 2005.
- [19] H.Mathieu, H. Fanet « physique des semiconducteurs et des composants électroniques » 6<sup>ème</sup> édition , 2009.
- [20] [https://nanopdf.com/download/semi-conducteur-hors-equilibre-thermodynamique\\_pdf](https://nanopdf.com/download/semi-conducteur-hors-equilibre-thermodynamique_pdf)
- [21] El Harrouni ep.Hida Ilham « Analyse des défauts et des propriétés électroniques du SiC-4H par voie optique » Thèse de doctorat , Lyon, 2004
- [22] Marius Grundmann «The physics of semiconductors. An introduction including nanophysics and applications », Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010.
- [23] Mehdi Daanoune. « Mesure de durée de vie de porteurs minoritaires dans les structures semiconductrices de basse dimensionnalité », Thèse de Doctorat, université de Grenoble, 2015.
- [24] Benloucif Nisrine « Potentialités de films de silicium polycristallin LPCVD destinés à l'étude d'une cellule solaire multicouche », Thèse de Doctorat en Electronique, Université Constantine .
- [25] Olivier Bonnaud « Physique des Solides, des Semiconducteurs et Dispositifs » Juin 2003.

## **Résumé :**

Lorsque le semiconducteur est amené hors équilibre thermodynamique par l'incidence d'une onde lumineuse, la densité des porteurs évolue en fonction du temps.

Le travail consiste à modéliser cette évolution, identifier et quantifier les phénomènes qui participent à la variation des densités de porteurs.

L'effet de la perturbation est notable sur une certaine distance, il faut donc déterminer les paramètres qui caractérisent la "zone d'influence de la perturbation" et dégager les paramètres qui influent la densité des porteurs photo-générés.

## **Abstract :**

When the semiconductor is out of thermodynamic equilibrium by the incidence of a light wave, the density of the carriers changes over time.

The work consists in modeling this evolution, identifying and quantifying the phenomena which participate in the variation of carrier densities.

The effect of the disturbance is noticeable over a certain distance, it is therefore necessary to determine the parameters which characterize the "zone of influence of the disturbance" and to identify the parameters which influence the density of the photogenerated carriers.

## **ملخص :**

عندما يخرج أنصاف النواقل من التوازن الديناميكي الحراري عن طريق التعرض لموجة ضوئية ، تتغير كثافة حاملات الشحنة بمرور الوقت.

في هذا العمل نقترح نمذجة هذا التطور ، وتحديد وقياس الظواهر التي تشارك في تباين كثافة حاملات الشحنة.

يمكن ملاحظة تأثير الاضطراب على مسافة معينة ، لذلك من الضروري تحديد المعلمات التي تميز "منطقة تأثير الاضطراب" وتحديد المعلمات التي تؤثر على كثافة الحاملات المولدة ضوئياً.