

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK  
BEN YAHIA - JIJEL



FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET INFORMATIQUE

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Série :.....

**Mémoire présenté pour obtenir le diplôme de**

**Master en physique**

**Spécialité : physiques des matériaux**

**Par**

**Sarra Arbid**

**Naziha Madi**

**Intitulé**

**Modélisation du signal EBIC D'une Cellule Solaire A Base de Nano fil de GaAs**

Soutenue le :..../.... /.....devant le jury:

Président : A. Bouaine MCA Université M<sup>ed</sup> Seddik Ben Yahia de Jijel

Rapporteur : A. Lahreche MCB Université A. Mira de Bejaia

Examineurs: M.A. Lahmer MCA Université M<sup>ed</sup> Seddik Ben Yahia de Jijel

N. Touitou MCB Université M<sup>ed</sup> Seddik Ben Yahia de Jijel

## ***REMERCIEMENTS***

Ce travail de Master a été effectué de l'Université Mohamed Seddik Ben Yahia de Jijel.

❖ *Du fond du cœur, nous remercions **ALLAH**, le tout puissant, qui nous a accordé la force, la volonté et le courage afin de mener à bout ce travail.*

❖ Tout le respect et les mots de remerciement à notre encadreur monsieur: **Lahreche Abderrezak** maitre de conférences à l'université Bejaia, qui a dirigé ce travail efficacement. Je le remercie beaucoup pour son aide, sa patience, ses encouragements et ses conseils précieux. Qu'il trouve ici notre profonde gratitude.

❖ Nous remercions vivement :

Monsieur **Bouaine Abdelhamid** maitre de conférences au département de physique de la Faculté des Sciences Exactes de l'université de Jijel, en s'intéressant à ce travail et en acceptant de présider le jury.

Monsieur **LAHMER MOHAMMED ALI** maitre de conférences au département de technologie de la Faculté de Technologie de l'université de Jijel, d'avoir accepté de juger ce travail de mémoire.

Monsieur **TOUITOU NABIL** maitre de conférences au département de physique de la Faculté des Sciences Exactes de l'université de Jijel, d'avoir accepté de juger ce travail de mémoire.

❖ Enfin, nous adressons également un grand merci à tous nos enseignants et collègues de la promotion de Master 2020.

# Dédicace

*Avec tout mon amour, je dédie ce mémoire à mon  
Papa et ma maman qui n'ont pas cessé  
deme soutenir durant toute ma scolarité, ils m'ont  
éclairé, guidé et aidé à gravir les échelons, pour cela je  
Leur dédie ce travail en leur disant  
À mes chères sœurs pour leurs encouragements permanents  
À mes chers frères, pour leur appui et leur encouragement,  
À tous les amies  
Et à toute ma famille.*

*NAZIFA*

# Dédicace

*Avec tout mon amour, je dédie ce mémoire :*

❖ *À Celle pour laquelle je dois tout et je ne rendrais jamais assez,*

*ma très chère mère zoulikhâ*

❖ *À Celui qui représente pour moi l'exemple du courage, de volonté,*

*mon très cher père Ammar décédé paix à son âme que dieu*

*l'accueille dans son vaste paradis*

❖ *À mes frères : Fouad, Noro, Bassem, Ayoub, Younas*

❖ *À mes sœurs : somia, nasima, mona, maryem,*

*rabîha, minouchâ, bissane, isra.*

❖ *À mes amies : Fatima, Massouda, Louza, Nadjet, Asia.*

❖ *Toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à*

*l'élaboration de ce mémoire.*

*Sarra*

# TABLE DES MATIERES

<b>Nomenclature</b>	<b>i</b>
<b>Liste des Figures</b>	<b>iv</b>
<b>Liste des Tableaux</b>	<b>v</b>
<b>Introduction général</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre 1</b>	<b>Interaction électron matière</b>
1 Introduction.....	4
1.1 Interaction électron matière .....	4
1.2. Loi de dissipation de l'énergie.....	5
1.3 Parcours électronique.....	7
1.4 Energie de formation de paires.....	9
1.5 Fonction de génération.....	9
Référence.....	13
<b>Chapitre 2</b>	<b>Principe du La Technique EBIC et de la cellule solaire</b>
2. Introduction.....	14
2.1 La technique EBIC.....	14
2.1.2 Les différentes géométries de la technique EBIC.....	15
2.1.2.a Excitation parallèle.....	16
2.1.2.b Excitation perpendiculaire.....	17
2.1.3 Applications de la technique EBIC.....	17
2.1.3 Détermination de la longueur de diffusion.....	18
2.1.3.1 Principe de la mesure.....	18
2.1.3 .1.a. Cas de la jonction parallèle au faisceau électronique.....	18
2.1.3.1 .b. Cas de la jonction perpendiculaire ou faisceau électronique.....	19
2.1.3.2 Contraste EBIC.....	20
2.2 Cellule solaire .....	21
2.2.1 Principe fonctionnement d'une cellule solaire.....	21
2.2.2 Circuit électrique équivalent de la cellule solaire .....	22
2.2.3 Facteurs limitant le rendement.....	23
Référence.....	25

**Chapitre 3 Modèle mathématique et résultats**

- 3.1 Introduction..... 27
- 3.2 Le model ..... 28
- 3.3 Résultats et interprétations..... 33
  - 3.3.1 Distribution des porteurs de charge..... 33
  - 3.3.2 Effet de la longueur de diffusion sur le signal EBIC..... 35
  - 3.3.3 Effet de la vitesse de recombinaison ..... 36
  - 3.3.4 Effet de rayon du fil..... 36
  - 3.3.5 Effet du la longueur de fil..... 37
  - 3.3.6 Vérification du modèle..... 38
- Référence..... 40
- Conclusion générale..... 42**
- ANXEX..... 43**

### Introduction générale

La demande mondiale de l'énergie qui ne cesse pas d'augmenter d'année en année, soulève de nombreuses problématiques. La production énergétique actuelle provient principalement depuis les énergies fossiles comme le pétrole (31.7%), le charbon (28.1%), et le gaz naturel (21.6%). Ces sources sont les responsables de la majeure partie des émissions de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère. Elles sont aussi en voie d'épuisement, ce qui a obligé la communauté mondiale de penser à recourir à des nouvelles sources d'énergies propres et durables. Parmi ces énergies dites « propres », citons l'énergie photovoltaïque.

Depuis la mise en évidence de l'effet photovoltaïque par Alexandre-Edmond Becquerel en 1839, la thématique de la conversion de l'énergie solaire en énergie électrique est en très forte croissance dans toutes les régions du monde. Partant de ce constat, l'industrie photovoltaïque a connu un fort développement et une croissance quasi-exponentielle ce qui a permis de réduire considérablement le coût de la production d'énergie photovoltaïque qui est estimé aujourd'hui à 1 *USD/Watt*.

La cellule solaire est un composant électronique qui permet de convertir la lumière de soleil en un courant électrique pour produire l'énergie. Dans ce propos, plusieurs cellules photovoltaïques ont été développées, mettent en jeu différents phénomènes physiques, matériaux et géométries.

Actuellement, les fabricants industriels de cellules solaires utilisent le silicium comme matière première, plus de 90% des panneaux solaires sont à base de silicium poly ou mono cristallin. La technologie photovoltaïque à base de silicium est une technologie mature qui a un rapport *rendement/coût* acceptable ce qui fait d'elle un candidat privilégié pour le développement à grande échelle. Toutefois, le rendement des cellules industrielles à base de silicium dépasse rarement les 20% et cela depuis plusieurs années.

Pour améliorer le rendement des cellules solaires et réduire leurs coûts de production, les scientifiques explorent aujourd'hui d'autres matériaux, sous forme de couches minces ou de nanostructures, à base de semi-conducteurs à bande interdite directe dans le but de dépasser le rendement des cellules à base de silicium tel que les matériaux III-V ou de réduire le coût en introduisant des matériaux non chers tel que les couches minces de silicium amorphe. Les cellules solaires à base de matériaux III-V ont un rendement nettement supérieur à celui de ceux à base de silicium mais leur coût reste très supérieur à celui du silicium. Ainsi, pour

trouver un compromis entre le rendement des cellules solaires et leurs coûts, les recherches actuelles convergent vers le développement de technologies tandems, tel que la réalisation des multi jonctions des matériaux III-V sur un substrat de silicium. Vu les difficultés d'intégration des couches 2D III-V sur Si, l'utilisation des nano fils III-V pour le développement des cellules dites de 3ème génération a été proposée.

L'émergence des nano fils dans la fabrication des composantes électroniques nécessite une bonne maîtrise des techniques de croissance de ces objets à l'échelle nanométrique. Les progrès réalisés dans la maîtrise de la croissance des nano-objets et leurs émergence dans la microélectronique n'été possible que grâce au développement des techniques de caractérisations adéquate comme le microscope électronique à balayage (MEB), le microscope électronique à transmission(MET)...etc.

La technique du courant induit par bombardement électronique (EBIC) (technique associe au MEB) et une technique non destructive permet la caractérisation électrique d'une grande variété de composants optoélectronique en l'occurrence les cellules solaires. Son principe est basé sur la collecte d'un courant électrique issu d'un composant électronique une jonction pn, par exemple, bombardée par un faisceau électrique de quelques kilo électron volt d'énergie. L'analyse du courant collecté permet, la détermination de la longueur de diffusion des porteurs de charges, leur vitesse de recombinaison sur les surfaces libres ainsi que la détection de la présence des défauts électriquement actifs tels que les dislocations et les joints de grains.

L'analyse quantitative du signal EBIC exige la confrontation des résultats expérimentaux obtenus avec les modèles théoriques qui tiennent en compte, la géométrie de l'échantillon, la géométrie EBIC utilisée et les propriétés physiques intrinsèques de l'échantillon et du faisceau électronique.

Dans ce mémoire, nous nous proposons de donner un modèle mathématique qui permet de reproduire le signal EBIC issu une jonction pn sous forme fil et d'extraire ses paramètres intrinsèques. Dans ce modèle, nous allons tenir en compte à la fois de l'effet des propriétés intrinsèques de la jonction (la longueur de diffusion des porteurs de charge, la vitesse de recombinaison des porteurs de charge sur la surface latérale du fil, le dopage, la largeur de la zone de charge espace) et de l'effet de la géométrie de la jonction (la longueur du fil et son rayon).



Pour présenter notre travail, nous allons partager ce mémoire en trois chapitres et une annexe.

Le premier chapitre est consacré aux rappels théoriques des interactions électron-semiconducteur. Les processus d'interaction élastiques et inélastiques, les modèles des parcours électroniques, la dissipation de l'énergie des électrons primaires et les fonctions de génération seront exposés.

Le deuxième chapitre est réservé principalement à la description de la technique de caractérisation EBIC et de la cellule solaire. En premier lieu, une description du principe de fonctionnement de la technique EBIC, ses différentes configurations expérimentales et les paramètres physiques mesurables avec cette technique sont exposées. Ensuite, un état d'art sur l'évolution de la fabrication de la cellule solaire, son mode de fonctionnement et les principaux facteurs limitent son rendement sont exposés.

Le troisième chapitre porte sur la modélisation du signal EBIC pour le cas de la configuration parallèle (électrodes de collection du courant parallèles au faisceau de bombardement). D'abord, un exposé détaillé du modèle sera donné. Ensuite, l'effet des différents paramètres tel que la longueur de diffusion, la vitesse de recombinaison, le rayon et la longueur du fil sur le signal EBIC est mis en évidence. A la fin, une démonstration de fit des points expérimentaux et l'extraction des paramètres physique de la jonction est illustrée. Une comparaison entre les résultats obtenus par notre modèle, par le modèle de Donolato et depuis la loi exponentielle est donnée.

L'annexe est consacrée aux détails de calcul de la fonction de green de notre modèle et à l'exposition du modèle de Donolato et de la loi exponentielle.

## 1. Introduction

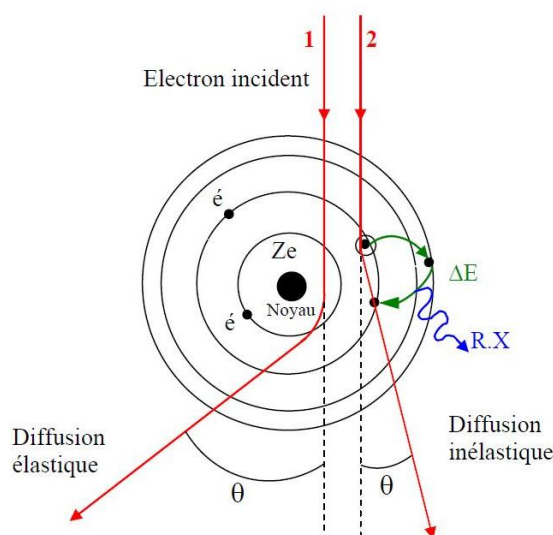
Le microscope électronique a été développé due à la limitation du microscope optique. C'est un outil très important car il permet l'observation et la caractérisation des substances à une échelle qui s'étale du micro jusqu'au nanomètre.

Le microscope électronique à balayage (MEB) est l'un des microscopes électroniques les plus utilisés dans la recherche et dans l'industrie. Son principe de fonctionnement est basé sur la focalisation d'un faisceau d'électrons accéléré à une énergie de quelque keV (entre 0.5 keV et 50 keV) sur la substance qu'on veut analyser. Ces derniers, lorsqu'ils pénètrent dans l'échantillon, ils subissent des interactions avec le noyau et les électrons atomiques des atomes de la substance. Ces interactions vont changer leurs trajectoires et diminuer leurs énergies.

Dans ce chapitre, nous allons discuter les différents processus d'interaction électron-matière ainsi que les différents signaux secondaires générés.

### 1.1 Interaction électron matière

Les trajectoires des électrons dans la matière dépendent de l'énergie et des propriétés physiques des matériaux. Les électrons qui pénètrent dans des interactions électromagnétiques ont deux effets : une déviation de direction (diffusion élastique) et une variation d'énergie cinétique primaire (diffusion inélastique). Dans ces interactions interviennent les noyaux des atomes, leurs électrons du cœur fortement liés et leurs électrons de valence. Un schéma des deux processus de collision est présenté sur la figure (1.1).



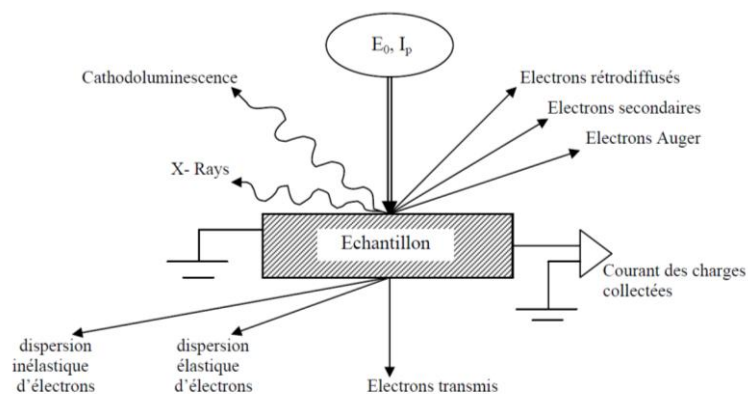
**Figure 1.1:** Schéma représentatif des interactions élastiques et inélastiques [1].

### a- Diffusion élastique:

Les diffusions élastiques sont essentiellement des interactions coulombiennes entre les électrons de bombardement et les noyaux des atomes de la cible. Au cours de ces collisions, l'énergie cinétique des particules et leur quantité de mouvement sont conservées. Vu la grande différence entre la masse des électrons et celle des noyaux (qui induisent dans leur environnement immédiat un champ électrique très intense), ces derniers peuvent faire subir à la direction de l'électron une variation allant jusqu'à un angle de 180°. Dans le cas d'interactions proches de la surface, l'électron peut ressortir de la face avant du matériau. On dit qu'il est rétrodiffusé. La proportion et les énergies de tels électrons dépendent de leurs énergies primaires ainsi que des propriétés physiques du matériau considéré. Cependant, la majorité des électrons suivent leurs chemins sans trop s'approcher du noyau en raison de l'écrantage produit par les électrons atomiques. L'énergie perdue par l'électron incident et transférée aux noyaux au cours de ce type de collision, peut donc être considérée comme négligeable, en vertu du rapport de masse des deux partenaires en action [1].

### b- Diffusion inélastique:

Les interactions inélastiques ont lieu entre électrons incidents et électrons atomiques. Dans ce processus d'interaction, les électrons incidents perdent une partie de leur énergie et par conséquent une grande variété de signaux secondaires est générée. La figure 1.2 montre les différents signaux générés suite au bombardement électronique d'une cible semi-conductrice.



**Figure 1.2:** Différents Mécanismes de dissipation des électrons incidents [1].

## 1.2 Loi de dissipation de l'énergie

Le processus d'interaction inélastique réduit constamment l'énergie des électrons primaires jusqu'à ce que ces derniers soient capturés. La connaissance de manière comment ces

électrons perdent leur énergie en fonction de la distance parcourue et en fonction des propriétés physique de la substance est important pour pouvoir quantifier les signaux enregistrés. En se basant sur l'approximation de la perte continue de l'énergie, Bethe donna en 1933 une l'expression pour la dissipation de l'énergie par unité de distance  $dE/dz$  sous la forme [2,3]:

$$\frac{dE}{dz} = -2\pi N_A e^4 \frac{Z \cdot \rho}{A} \cdot \frac{1}{E} \cdot \text{Ln}\left(\frac{a_1 E}{J}\right) \quad (1.1)$$

Avec :

$A$  la masse atomique du matériau (g).

$\rho$  la masse volumique ( $\text{g/cm}^3$ ).

$N_A$  le nombre d'Avogadro.

$a_1 = 1,1658$ .

$J$  est le potentiel moyen d'excitation.  $J$  caractérise l'ensemble des interactions inélastiques.

Son expression est donnée par :

$$J(\text{keV}) = 11.5 \cdot Z \cdot 10^{-3} \quad (1.2)$$

Une autre expression a été proposée par Berger et Seltger [4]

$$J(\text{keV}): (9.76 Z + 58.5 Z^{1.19}) 10^{-3} \quad (1.3)$$

La loi de la dissipation d'énergie peut être encore exprimée par :

$$\frac{dE}{d(\rho z)} = -2\pi N_A e^4 \left(\frac{Z}{A}\right) \cdot \frac{1}{E} \text{Ln}\left(\frac{aE}{J}\right) \quad (1.4)$$

Plusieurs modèles ont été élaborés pour la détermination de la fonction de dissipation d'énergie.

Kanaya et okayama(1972)[5] ont proposé d'exprimer la fonction de dissipation  $\phi\left(\frac{z}{R}\right)$  sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \phi(u) = & (1-u)^{-2/5} \cdot \left(\frac{\gamma}{1-u} + \frac{3}{5}\right) \exp\left(-\frac{\gamma u}{1-u}\right) + 2.28 \frac{E_B}{E_0} \\ & \times \frac{\gamma}{(1-u)^2} \left[2^{-5/6} - (1-u)^{5/6}\right] \exp\left(\frac{-1.9 \cdot \gamma u}{1-u}\right) \end{aligned} \quad (1.5)$$

Ou  $u = z/R$   $\gamma = 0.187 \cdot Z^{2/3}$

Par ailleurs, Everhart et Hoff (1971)[6] ont déterminé des profils de dissipation d'énergie à partir des mesures de conductivité sur des couches de  $\text{SiO}_2$  et ont trouvé l'expression d'un polynôme normalisé, donné par :

$$\lambda(u) = 0,6 + 6,21u - 12,4u + 5,69u^3 \quad (1.6)$$

Pour  $0 \leq u \leq 1,1$ , avec  $u = z/R_G$ ,

Il faut signaler que  $\lambda(u)$  n'est valable que dans des domaines d'énergie bien limités ( $5\text{KeV} \leq E_0 \leq 25\text{KeV}$ ) et de numéro atomique ( $10 \leq Z \leq 15$ ) ; de plus,  $\lambda(u)$  s'annule pour  $u=1,1$ .

$\lambda(u)$  peut être reliée à la fonction dissipation  $\phi(u)$  par :

$$\phi(u) = (1-f)\lambda(u) \quad (1.7)$$

$$f = \frac{\eta_B E_B}{E_0}$$

$\eta_B$  est le coefficient de rétrodiffusion des électrons rétrodiffusés, d'énergie  $E_B$ . D'autre part, Wu et Wittry (1978) [7], pour caractériser la perte d'énergie, proposent une forme gaussienne modifiée ; elle est donnée par :

$$\phi(u) = A \exp\left(-\left(\frac{u-u_0}{\Delta u}\right)^2\right) - B \exp\left(-\frac{bu}{u_0}\right) \quad (1.8)$$

Notons que c'est à partir d'une étude de dépendance du signal de cathodoluminescence en fonction de l'énergie  $E_0$  du faisceau incident dans le GaAs que tous les paramètres qui interviennent dans l'expression  $Q = \frac{E_A}{E_{eh}}$ , ont été déterminées par Kyser et Wittry (1967) [8].

Les constantes A et B sont obtenues par la condition de normalisation de  $\phi(u)$  et de la relation  $B/A=0,4$ . D'autre part, les constantes, b,  $\Delta n$  et  $n_0$  ont été trouvées égales à :

$b=4,0$  ;  $\Delta u=0,35$  et  $u_0=0,125$ . La confirmation des valeurs obtenues a fait l'objet d'une étude d'émission de rayon X provenant d'une cible de cuivre, cité par Kyser (1972)[9]

### 1.3 Parcours électronique

Les trajectoires suivies par les électrons incidents lors de leur pénétration dans le matériau sont aléatoire à cause des interactions élastique et inélastique qu'ils subissent.

La distance entre le point d'impact d'un électron incident et son point de capture dans la substance est appelé parcours électronique noté R. Bethe définit ce parcours par la relation [2,3]:

$$R_B = \int_{E_0}^0 \frac{1}{dE/ds} dE \quad (1.9)$$

avec,  $ds$  le déplacement (la pénétration) élémentaire et  $E_0$  énergie primaire.

La pénétration effective pour laquelle s'étale la dissipation de l'énergie est plus petite par rapport à  $R_B$ , elle est connue sous le nom parcours de Gruen [10] ou simplement parcours électronique, sa forme générale est donnée par [11]:

$$\rho R \left( \frac{g}{\text{cm}^3} \right) = C E_0^n \quad (1.10)$$

Ou  $\rho$  est la densité du matériau ( $\text{g/cm}^3$ ) et  $C$  est une constante tandis que  $n$  varie entre 1,2 et 1,8 et dépend principalement de  $E_0$ , du numéro atomique  $Z$  et de la définition de  $R$ .

Plusieurs expressions dans la littérature ont été proposées, nous donnons ici les expressions les plus utilisées :

- Parcours électronique de Kyser  $R_K$  [9]

$$\rho R \left( \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right) = 2.56 \left( \frac{E_0}{30} \right)^{1.68} \tag{1.11}$$

$E_0$  l'énergie des électrons primaires exprimée en keV,  $\rho$  la masse volumique ( $\text{g/cm}^3$ ).

- Parcours électronique Kanaya et Okayama  $R_{KO}$  [5] :

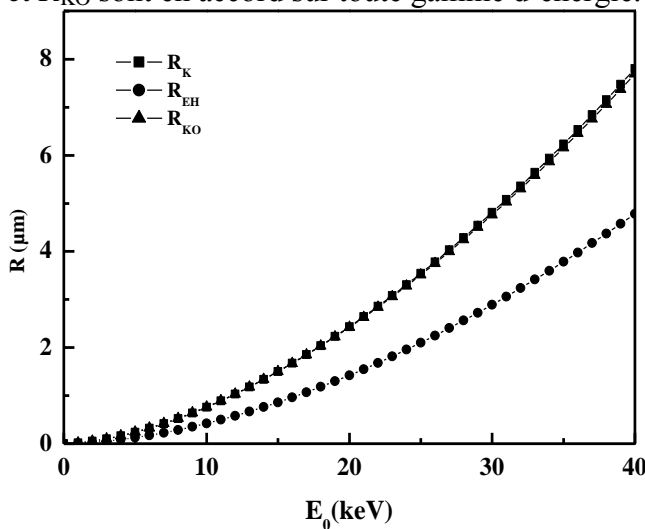
$$\rho R_{KO} (\text{g/cm}^2) = 2,76 \times 10^{-6} \cdot \frac{A}{Z^{8/9}} E_0^{5/3} (\text{keV}) \tag{1.12}$$

$E_0$  l'énergie des électrons primaires exprimée en keV.

- Parcours électronique d'Everht et Hauff  $R_K$  [6]

$$\rho R_{EH} (\text{g/cm}^2) = 4.0 \times 10^{-6} E_0^{1.75} \tag{1.13}$$

L'estimation de la profondeur de pénétration des électrons primaire dépend de l'expression mathématique utilisée. La figure 1 présente la variation de la profondeur de pénétration des électrons primaires en fonction d'énergie d'excitation pour le cas d'un échantillon de GaAs. La différence entre la valeur de la profondeur de pénétration calculée par  $R_{EH}$  et celle par  $R_K$  et  $R_{KO}$  augmente avec l'augmentation de l'énergie. Cependant les valeurs de la profondeur de pénétration calculée par  $R_K$  et  $R_{KO}$  sont en accord sur toute gamme d'énergie.



**Figure 1.3:** Variation du parcours électronique en fonction de l'énergie de bombardement dans le GaAs.  $R_K$  parcours proposé par Keyser,  $R_{EH}$  parcours proposé par Everhart et Hoff et  $R_{KO}$  parcours proposé par Kanaya et Okayama.

### 1.4 Energie de formation de paires

La création des paires électrons-trous est l'un des processus inélastiques accompagnants la pénétration des électrons dans un semi-conducteur. L'énergie de formation d'une paire électron-trou est donnée par la relation :

$$Q = \frac{E_A}{E_{eh}} \quad (1.14)$$

$Q$  étant le nombre de paires créés par les électrons incident et  $E_A$  est l'énergie absorbée dans le semi-conducteur.

Selon Klein [12]  $E_{eh}$  peut être exprimée par :

$$E_{eh} = E_g + \langle E_R \rangle + \langle E_K \rangle \quad (1.15)$$

$\langle E_R \rangle$  est l'énergie moyenne associée à la génération d'un phono dans la branche optique,  $\langle E_K \rangle$  est l'énergie cinétique résiduelle dissipée au cours du processus de thermalisation des porteurs générés.

L'énergie  $\langle E_R \rangle$  s'écrit sous la forme:

$$\langle E_R \rangle = r \hbar \omega \quad (1.16)$$

Pour  $\langle E_k \rangle$ , Klein [12] propose la relation:

$$\langle E_k \rangle = \frac{9}{5} E_g \quad (1.17)$$

Donc :

$$E_{eh} = \frac{14}{5} E_g + r \hbar \omega \quad (1.18)$$

### 1.5 Fonction de génération

La fonction de génération  $g(\vec{r}, R)$  ou encore  $g(r, z)$  décrit la distribution de paires é-h créées dans le volume et correspond au nombre de paires créées par unité de temps et unité de volume ( $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ), en un point  $r(x, y, z)$ .

La connaissance de  $g(r, z)$  est fondamentale pour apprécier quantitativement les propriétés du matériau ; cependant, elle est souvent source d'erreurs et de tracas mathématiques, c'est pour cela que beaucoup d'auteurs ont conjugué leurs efforts pour se placer dans des conditions de simplification de  $g(r)$ . Par exemple, quand le faisceau d'électrons est normal à la surface de l'échantillon,  $g(r)$  possède une symétrie de révolution autour de la direction du faisceau et s'écrit:

$$g(r, z) \text{ où } r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (1.19)$$

Cette approche est souvent utilisée pour la compréhension des résultats de contraste EBIC en présence de défauts.

Ainsi, pour étudier le contraste des dislocations, plusieurs expressions de  $g(r, z, R)$  ont été proposées pour son analyse, parmi lesquelles celle de Donolato (1981) [11] qui a utilisé une expression semi empirique de Poussin, cette dernière s'écrivant comme :

$$g(r, Z, R) = \frac{A(z, R)}{2\pi\sigma^2(z, R)} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2(z, R)}\right) \quad (1.20)$$

Avec :

$$\sigma^2 = 0.36d_e^2 + \frac{0.11z^3}{R} \quad (1.21)$$

$d_e$  diamètres du faisceau électronique,  $R$  la profondeur de pénétration.  $A(z, R)$  est donné par :

$$\int_0^\infty g(r, z, R) 2\pi r dr = A(z, R) = g(z) \quad (1.22)$$

On peut montrer [12] que  $A(z, R)$  s'écrit :

$$A(z, R) = \frac{I_p E_0}{q R} \phi\left(\frac{z}{R}\right) \quad (1.23)$$

Où  $\phi(z, R)$  est une fonction universelle, indépendante de l'énergie du faisceau, mais a les caractéristiques d'une fonction de dissipation d'énergie.

L'établissement des expressions mathématiques pour la fonction de génération n'est avantageux que dans la mesure où cela permet l'établissement de modèles analytiques pour les signaux EBIC et CL. Pour le cas des modèles EBIC (CL) décrivant les défauts dans un semi-conducteur tels que les dislocations et les joints de grains, la fonction de génération est souvent prise comme simple telle que la fonction de génération constante avec un volume sphérique tangent à la surface [13, 14]. Kanaya et Okayama [5] ont montré que le volume de génération peut être simulé à une sphère tangente à la surface uniquement lorsque le numéro atomique est compris entre 10 et 15. La méthode Monté Carlo présente une autre approche utilisée par plusieurs auteurs pour dériver des expressions mathématiques pour la fonction de génération [15,16].

Les fonctions de génération les plus utilisées dans la modélisation du signal EBIC et CL avec ou sans défauts sont :

- Fonction de génération ponctuelle,  $g_p$ :

$$g_p(z) = G_0 \delta(z - z_1) \quad (1.24)$$

avec:  $z_1 = 0.3R$  ( $R$  étant le parcours électronique) et  $G_0$  le taux de génération.

- Fonction de génération constante,  $g_{con}$  :



$$g_{con}(z) = \begin{cases} G_0 & \text{si } z \leq R \\ 0 & \text{si } z \geq R \end{cases} \quad (1.25)$$

R étant le parcours électronique et  $G_0$  le taux de génération.

- Fonction de génération polynomiale,  $g_{Py}$ :

$$g_{Py}(z) = \frac{G_0}{R_{EH}} \left( 0.6 + 6.21 \left( \frac{z}{R_{EH}} \right) - 12.41 \left( \frac{z}{R_{EH}} \right)^2 + 5.69 \left( \frac{z}{R_{EH}} \right)^3 \right) \quad (1.26)$$

$R_{EH}$  parcours électronique d'Everhart et Hoff et  $G_0$  le taux de génération.

- Fonction de génération gaussienne,  $g_G$ :

$$g_G(z) = A' \exp \left[ - \left( \frac{z/R_K - u_0}{\Delta u} \right)^2 \right] - B \exp \left( \frac{-bz/R_K}{u_0} \right) \quad (1.27)$$

$\frac{A'}{B} = 0.4, b = 4.0, \Delta u = 0.35, u_0 = 0.125$  et  $R_K$  parcours électronique de Kyzer.

- Fonction de génération constante dans un volume sphérique,  $g_S$ :

$$g_S = g(r) = \begin{cases} \frac{G_0}{\frac{4}{3} \pi R_{Sph}^3}, & \text{si } r \text{ est dans le volume de génération,} \\ 0, & \text{si } r \text{ à l'extérieur.} \end{cases} \quad (1.28)$$

Avec :  $R_{Sph} = 0.5R$  ( $R_{Sph}$  le rayon de la sphère) et R étant le parcours électronique.

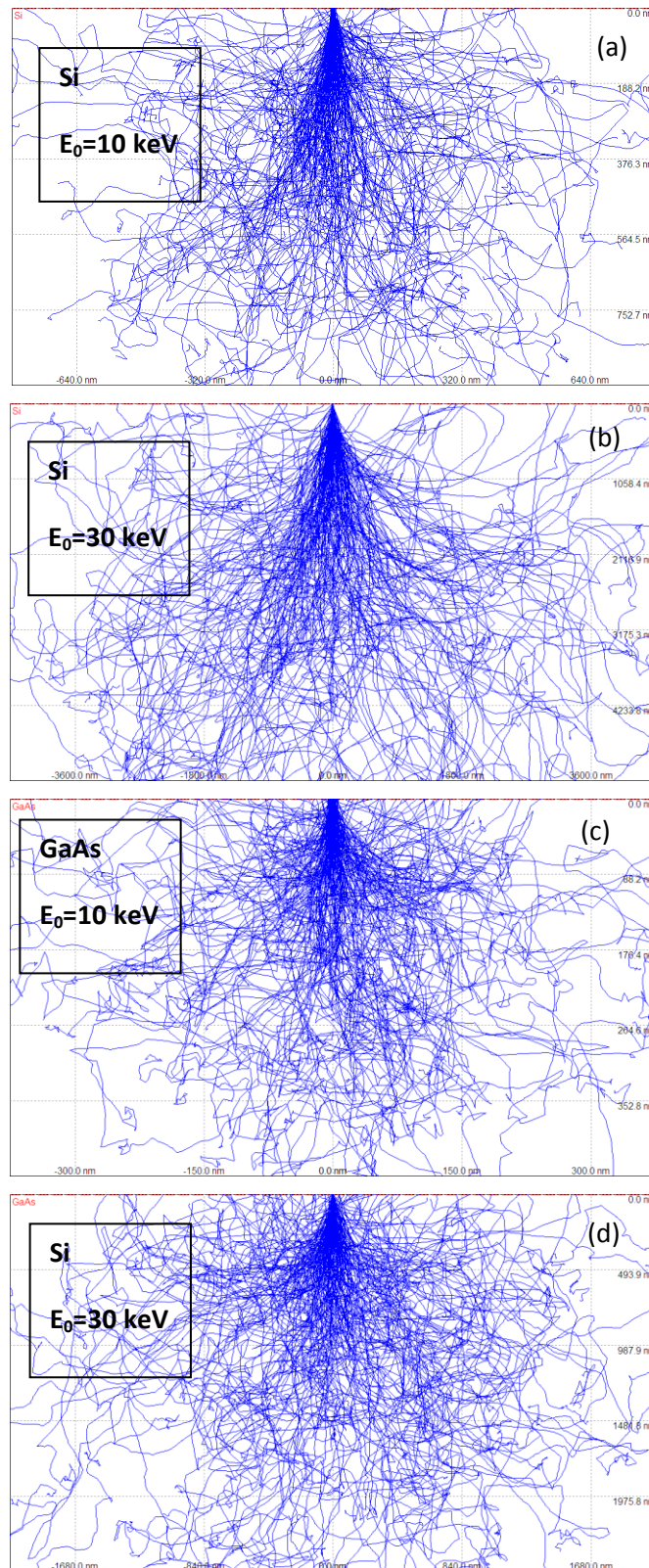
- Fonction de génération constante dans un volume cubique  $g_C$ :

$$g_C = g(r) = \begin{cases} \frac{G_0}{l^3}, & \text{si } r \text{ est dans le volume de génération,} \\ 0, & \text{si } r \text{ à l'extérieur,} \end{cases} \quad (1.29)$$

avec:  $l=R$  ( $l$  le coté du cube) et R le parcours électronique.

Pour pouvoir montrer la dépendance du volume de génération avec le numéro atomique et l'énergie des électrons primaires on a utilisé le logiciel Casino [17]. Ce dernier peut tracer le parcours des électrons dans le matériau ainsi que leur profil de dissipation de l'énergie.

L'extension spatiale du volume de génération dépend de l'énergie de bombardement tel qu'il est montré sur les figures 1.4a-d. Cependant, la forme du volume de génération dépend du numéro atomique. Il est sphérique pour le cas du silicium (figure 1.4 a, b) et, hémisphérique pour le cas du GaAs (figures 1.4 c, d)



**Figure 1. 4:** Distribution des électrons primaires dans le volume du semi-conducteur (Si et GaAs) pour  $E_0 = 10$  keV et  $E_0 = 30$  keV

**Reference**

- [1] L. Reimer, Scanning Electron Microscopy, Vol. 45 of Springer Series in Optical Sciences, in, Springer-Verlag, New York, 1985.
- [2] W. Williamson, Jr. and G. C. Duncan, "Monte Carlo simulation of nonrelativistic electron scattering" Am. J. Phys, 54(3), March 1986.
- [3] N. Tabet, "Contribution a l'étude des propriétés électriques de volume et des joints de grains dans le germanium application de la méthode du courant induit par faisceau d'électrons EBIC", a thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy, university of Paris Sud, Centre d'Orsay, 1988.
- [4] E.T . Berger and S.M. Seltzer, Nat. Acad. Sci. Nat, Rest. Council Pub.1133, 205 (1964).
- [5] K.Kanaya and S.Okayama, J. Phys. D : Appl. Phys, 5, 43(1972)
- [6] T. E. Everhart and P. H. Hoff, J. Appl. Phys. 42, 5837 (1971).
- [7] C.J .Wu and D.B. Wittry, J Appl. Phys. 49, 2827(1978)
- [8] D.F. Kyser and D.B. Wittry, J. Appl. Phys. 38, 375(1967).
- [9] D.F. Kyser, Proc of the inst .conf X Ray Optics (1972) and Microanalysis Osaka, University of Tokyo, Press Tokyo P.147 (1971).
- [10] A.E. Gruen , Z. Natuforsch, 12 A, 89 (1957)
- [11] J. I .Hanoka and R. O. Bell, Ann. Rev. Mater Sci, 353 (1981).
- [12] C. A. Klein, J. Appl. Phys. 39, 2029 (1968).
- [11] C. Donolato, Phys. Status Solidi Phys. Status Solidi (A) 65, 649–658 (1981)
- [12] T. Matsukawa, K. Murata and R. Shimizu, Phys. Status Solidi (B) 55, 371-83 (1973).
- [13] L. Pasmann, Phys. Status Solidi A 84,
- [14] C. Donolato, Optiki 52, 19 (1979).
- [15] C. Parish and P. Russell, App. Phys. Lett. 89, 192108 (2006).
- [16] B. Akamatsu, and J. P. Henoc, J. Appl. Phys. 52, 7245 (1981).
- [17] D. Drouin, A. R. Coutre, R. Gauvin, P. Hovington, P. Horny and H. Demers, CASINO V 2.42 software; [www.gel.usherbrooke.ca/casino/](http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/).

## 2. Introduction

La cellule solaire est un dispositif électronique qui permet la conversion de l'énergie lumineuse principalement celle du soleil en un courant électrique. Généralement, elle est formée d'une jonction PN. Le rendement de conversion des cellules solaire dépend de plusieurs facteurs qui ont un lien direct avec la longueur de diffusion des porteurs de charge de la cellule et de l'état de sa surface (vitesse de recombinaison surfacique).

Pour déterminer la longueur de diffusion des porteurs de charge et la vitesse de recombinaison surfacique, L'EBIC est l'une des techniques la plus utilisée à ce propos.

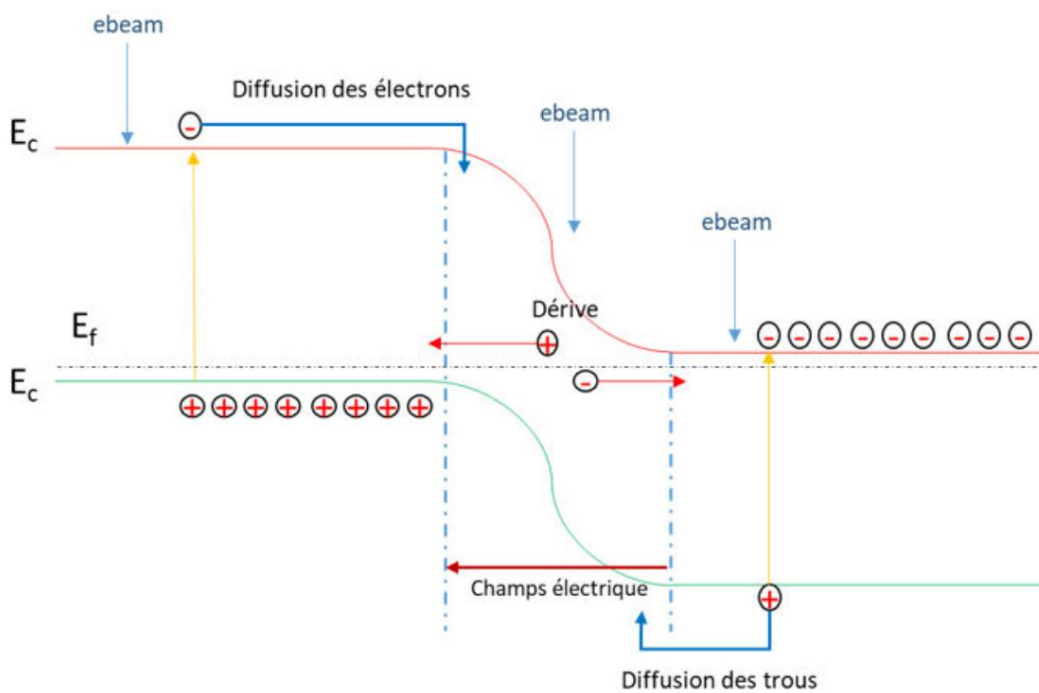
Dans ce qui ce chapitre nous allons donner une description de cette technique de caractérisation suivie par une brève description d'une cellule solaire.

### 2.1 La technique EBIC

La microscopie EBIC (électron beam induced current) est un mode de fonctionnement développé sur le microscope électronique à balayage (MEB), basé sur l'exploitation du courant échantillon. Ce mode, ouvre un large éventail d'application du MEB pour la caractérisation des dispositifs et matériaux semi-conducteurs, en plus des modes de fonctionnement fréquents d'imagerie à savoir les modes des électrons secondaires rétrodiffusés et des rayons X.

En effet, dans le mode absorbé, le courant échantillon destiné à donner une micrographie reflétant l'état de surface de l'échantillon, peut contenir des informations sur les propriétés électroniques des échantillons semiconducteurs dans certaines conditions de travail. Ceci permet d'accéder à plusieurs types d'informations sur le matériau irradié qui peuvent être qualitatives [1] (hétérogénéité du semi-conducteur, défauts localisés, dislocations, joints de grain, agrégats, ...) ou quantitatives (longueur de diffusion des porteurs minoritaires, vitesse de recombinaison, durée de vie ...)[2]. Cette méthode est basée sur la mesure du courant des porteurs minoritaires dans les dispositifs semi-conducteurs, générés par injection électronique. Ces porteurs en excès (paires électrons trous) doivent être nécessairement séparés après leur génération soit par une jonction pn soit par un champ localisé dû à un défaut local. Dans le cas d'une jonction électrique, celle-ci peut être alors disposée parallèlement ou perpendiculairement au faisceau d'électrons en fonction de la structure géométrique de l'échantillon.

Comme la technique cathodoluminescence, qui permet d'étudier les défauts radiatifs, la technique EBIC aussi a une résolution spatiale limitée principalement par le volume d'interaction électron-matière et par le transfert en énergie qui, lorsqu'on travaille à une énergie incidente de quelques keV et de l'ordre du micromètre [3]. Cependant elle reste une technique suffisamment résolue pour permettre des analyses localisées au niveau des circuits intégrés et dispositifs électroniques [4], cette technique permet d'étudier le processus de recombinaison des porteurs minoritaires. Le signal EBIC correspond aux flux de minoritaires qui arrivent au détecteur. Celui-ci est une jonction p-n ou un contact métal-semi-conducteur redresseur (contact Schottky) élaboré à la surface de l'échantillon [5].



**Figure 2.1:** Processus de génération et de collecte des porteurs de charges dans une jonction p-n (courant de dérive et courant de diffusion); Schéma représentatif du montage expérimental d'une mesure EBIC [1].

### 2.1.2 Les différentes géométries de la technique EBIC

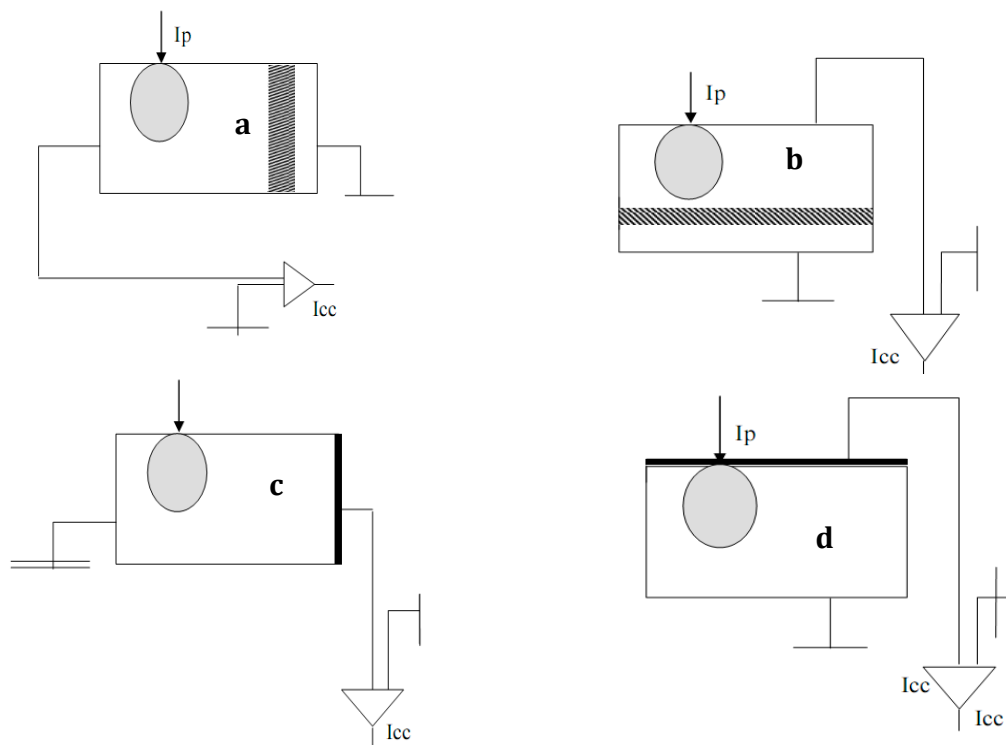
Pour la technique EBIC, on peut utiliser deux types extrêmes d'excitation par faisceau électronique :

- une excitation parallèle où les électrons arrivent parallèlement à la jonction

- une perpendiculaire où les électrons traversent perpendiculairement la jonction.

Entre ces deux types extrêmes d'excitation, il existe une troisième géométrie d'utilisation du mode EBIC : elle consiste à faire une coupe en biseau sur l'échantillon suivant un angle donné de façon à varier la distance entre le point d'impact et la zone de désertion [6].

Les principaux dispositifs rencontrés en technique EBIC sont illustrés par la figure 2.2



**Figure 2.2:** Schéma illustrant les différents dispositifs utilisés dans la technique EBIC : jonction p-n parallèle au faisceau incident  $I_p$  (a), jonction p-n perpendiculaire au faisceau incident (b), faisceau parallèle à une diode Schottky (c) et faisceau perpendiculaire à une diode Schottky (d) [6].

### a) Excitation parallèle

Les figures (2.2-a) et (2.2-c) illustrent le cas de jonction p-n et Schottky respectivement, qui sont perpendiculaires à la surface de la jonction et le balayage s'effectue sur la tranche [7]. Le courant EBIC instantané dépend de l'environnement immédiat du point d'impact. Il contient une information sur la façon dont les porteurs générés en ce point sont transportés à travers le

dispositif. En effet, une partie des porteurs générés dans les zones neutres peut par diffusion arriver jusqu'à la zone de désertion où ils se séparent sous l'effet du champ électrique qui y règne. Ils participent ainsi au courant induit. Quant aux porteurs créés dans la zone de charge d'espace, Ils sont automatiquement séparés et collectés sans perte [7]. Dans cette configuration, il est donc possible de faire une mesure directe de la largeur de la zone de désertion et de sa position ainsi que d'estimer les courbures de bandes dans des jonctions ou des hétérojonctions [8]. De même elle a été également utilisée pour faire des mesures de la longueur de diffusion des porteurs. Malheureusement dans le cas des dispositifs amorphes, les couches sont très minces et ce mode d'utilisation de l'EBIC s'avère difficile [7].

### **b) Excitation perpendiculaire**

Les figures (2.2-b) et (2.2-d) illustrent le cas de jonction p-n et Schottky respectivement, qui sont parallèle à la surface de l'échantillon dans cette configuration, le faisceau arrive perpendiculairement à la surface du dispositif et aux plans des différentes jonction. Pour des matériaux latéralement homogènes, le courant EBIC instantané ne révèle aucun contraste avec le balayage. Cependant, en faisant varier l'énergie du faisceau incident, le parcours des électrons augmente et le volume de génération dans le dispositif s'élargit. L'évolution du courant en fonction de l'énergie renseigne ainsi sur la génération et l'évacuation des charges à travers le dispositif [7].

### **2.1.3 Application de la technique EBIC**

La technique EBIC peut être utilisée pour une caractérisation qualitative pour se renseigner sur l'activité électrique des défauts localisés (agrégats, dislocations et joint de grains).

L'intensité du courant EBIC se modifie en présence des défauts localisés dans le volume de génération entraînant sa diminution. L'image de ces défauts électriquement actifs apparaît noire sur un fond clair.

Cependant, elle peut être utilisée aussi pour une caractérisation quantitative pour la détermination directe des paramètres physiques tels que, la vitesse de recombinaison en surface, la vitesse de recombinaison des joints de grains, la longueur de diffusion, etc. De telles mesures quantitatives requièrent des dispositifs expérimentaux avec des géométries

spécifiques de l'échantillon (figure 2.2). Les avantages et les inconvénients de chaque dispositif ont été discutés par Kitller et Seiffert [9].

### 2.1.3 Détermination de la longueur de diffusion

#### 2.1.3.1 Principe de la mesure

Les techniques pour mesurer les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires sont similaires. Les paires électrons trous (ehps) sont générés par le bombardement d'un faisceau d'électrons. Ces ehps diffusent alors loin du volume de génération vers l'environnement. Si les ehps atteignent une région où un champ électrique règne (une jonction ou un contacte *Schottky*), ils vont être séparés ou collectés. Comme les porteurs minoritaires diffusent avant d'être collectés, ces porteurs ont tendance à se recombiner avec les porteurs majoritaires. La distance que les porteurs minoritaires peuvent parcourir avant de recombiner est déterminée par la longueur de diffusion du matériau.

Donc, l'étude de l'intensité du courant que celle-ci collecte varie en fonction de la distance ( $x$ ) qui sépare la jonction du point d'impact du faisceau sur le semiconducteur permet la détermination de la longueur de diffusion. Ainsi, plusieurs modèles théoriques, ont été proposés pour estimer ce paramètre à partir de la courbe  $I_{EBIC}(x)$  [10 - 17].

#### 2.1.3.1.a. Cas de la jonction parallèle au faisceau électronique

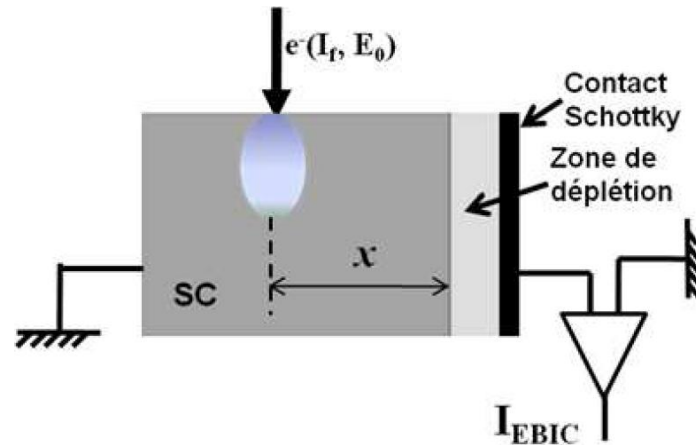
La variation du courant EBIC en fonction de la distance sonde-jonction dans le cas d'une jonction parallèle au faisceau d'électrons (figure 2.3) est donnée par l'expression [10, 18,19] :

$$I_{EBIC} = G_0 \left( \frac{L_{eff}}{x} \right)^\alpha \exp\left(-\frac{x}{L_{eff}}\right) \quad (2.1)$$

Avec,  $G_0 = I_f Q$  représente le facteur de génération des paires électron-trou et  $L_{eff}$  la longueur effective des porteurs minoritaires.

$\alpha$  Un paramètre qui varie entre -1/2 et 0.  $\alpha = -1/2$ , pour le cas d'une vitesse de recombinaison des porteurs minoritaire en surface  $v_r = \infty$  et  $\alpha = 0$  pour  $v_r = 0$





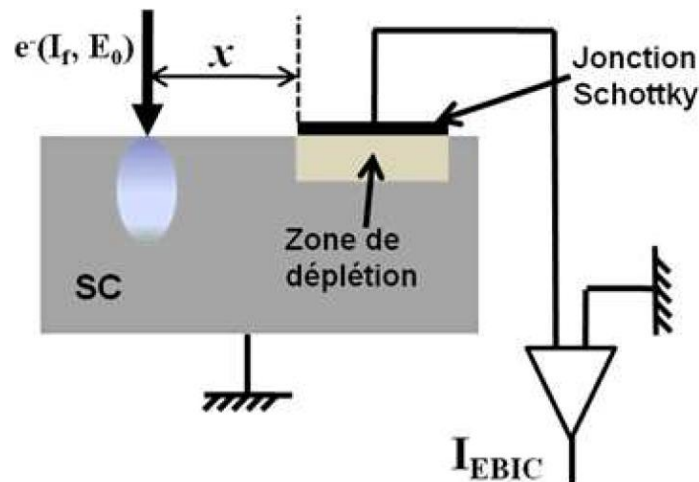
**Figure 2.3:** Montage de mesure de  $L_{eff}$  dans le cas d'une jonction Schottky parallèle au faisceau électronique [21].

### 2.1.3.1.b. Cas de la jonction perpendiculaire au faisceau électronique

Le principe de la mesure de  $L_{eff}$  est le même juste la position de la Junction par rapport au faisceau primaire qui va être changée. La figure 2.4 présente une illustration de la méthode de mesure de  $L_{eff}$  dans le cas d'une jonction Schottky perpendiculaire au faisceau incident. Le courant induit est donné dans ce cas par l'expression [17, 20]

$$I_{EBIC} = G_0 x^\alpha \exp\left(-\frac{x}{L_{eff}}\right) \quad (2.2)$$

La constante  $\alpha$  est fonction de la vitesse de recombinaison des porteurs en surface, elle est comprise entre 0.5 et 1.5 [13, 14]. La valeur  $\alpha = 0.5$  correspond à  $v_r = 0$  tandis que  $\alpha = 1.5$  correspond à  $v_r = \infty$ .



**Figure 2.4:** Montage de mesure de  $L_{eff}$  dans le cas d'une jonction Schottky perpendiculaire au faisceau électronique [21].

### 2.1.3.2 Contraste EBIC

La présence dans le volume de génération d'un défaut localisé agissant comme centre de recombinaison des porteurs en excès entraîne une diminution locale du nombre de porteurs minoritaires donc du courant EBIC (Figure 2.5). Le courant induit diminue ainsi lorsque la sonde électronique balaye à travers le défaut et est minimum lorsqu'elle est à l'aplomb du défaut. Nous obtenons alors une image des défauts électriquement actifs dans le semiconducteur qui apparaissent noirs sur fond clair.

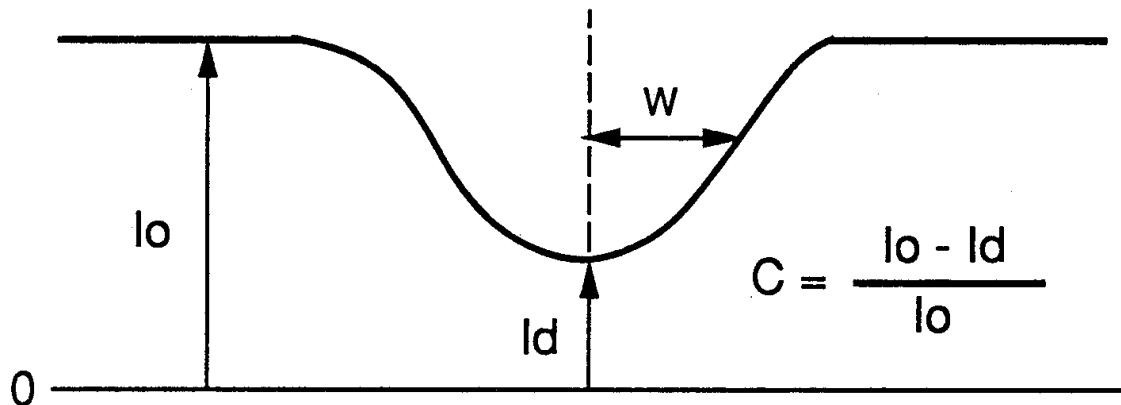
Le contraste EBIC maximum se définit comme :

$$C = (I_0 - I_d)/I_0 \quad (2.3)$$

$I_0$  est le courant EBIC en absence de défaut localisé.

$I_d$  est le courant EBIC mesuré en présence de défaut.

Ainsi  $(I_0 - I_d)$  représente la perte de courant EBIC due au défaut. La résolution  $W$  est définie comme la demi-largeur à mi-hauteur elle dépend principalement de la dimension du volume de génération, c'est-à-dire de la tension d'accélération  $E_0$  des électrons. Elle est également influencée par la longueur de diffusion.



**Figure 2.5:** Schéma illustratif d'un contraste EBIC d'un défaut défini à partir du profil du courant EBIC.  $I_0$  est le courant EBIC en absence de défaut localisé.  $I_d$  le courant EBIC mesuré en présence du défaut.  $(I_0 - I_d)$  représente la perte de courant EBIC due au défaut. La résolution  $W$  est définie comme la demi-largeur à mi-hauteur de la perte de courant EBIC.

## 2.2 Cellule solaire

La cellule solaire ou cellule photovoltaïque est un composant électronique (généralement une jonction PN) qui permet la conversion directe de la lumière de soleil en électricité. Son principe fonctionnement repose sur le phénomène de l'effet photovoltaïque qu'on peut le décomposer en trois catégories : l'absorption de la lumière dans le matériau, le transfert d'énergie des photons aux charges électriques et la collecte des charges.

### 2.2.1 Principe fonctionnement d'une cellule solaire

L'éclairement de la cellule par des photons génère des paires électrons trous dans chacune de ces, p, n et la zone de charge d'espace (ZCE). Le comportement de ces porteurs diffère suivants le lieu de leur création. Dans les zones électriquement neutres p ou n, les porteurs minoritaires générés diffusent, ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces porteurs, par leur diffusion, contribuent à la formation d'un courant appelé le courant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons trous créées par les photons, sont dissociées par le champ électrique, les électrons sont propulsés vers la région de type n et les trous vers la région de type p. Ces porteurs donnent naissance à un courant appelé courant de génération. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un photo-courant résultant noté  $I_{ph}$  [22]. Ce processus engendre une tension photovoltaïque car la région n du semiconducteur devienne chargée de façon négative et la région p de façon positive. La présence de contact ohmique assure la collecte de ces porteurs d'où la création du courant photo-généré  $I_{ph}$ , somme des deux contributions précédentes, le photo courant  $I_{ph}$  contribue au courant de la diode  $I_d$ , appelé courant d'obscurité  $I_{obs}$ , qui résulte de la polarisation du composant. Le courant résultant par la relation est :

$$I(V) = I_{ph}(V) - I_d(V) \quad (2.4)$$

La relation de courant photo-généré  $I_{ph}$  est :

$$I_{ph}(V) = \alpha \Phi S \quad (2.5)$$

$\Phi$  (Wat.m<sup>-2</sup>) : la puissance reçu par unité de surface et à la surface de captation, S (m<sup>2</sup>), de la cellule solaire.

$\alpha$ : Coefficient d'absorption.

$I_d$  : courant de la diode et dans le cas idéal est donné par l'équation:

$$I_d = I_s \left( \exp\left(\frac{qv}{nkt}\right) - 1 \right) \quad (2.6)$$

L'équation (2.4) devient :

$$I(V) = I_{ph} - I_s \left( \exp\left(\frac{qv}{nkt}\right) - 1 \right) \quad (2.7)$$

Où :

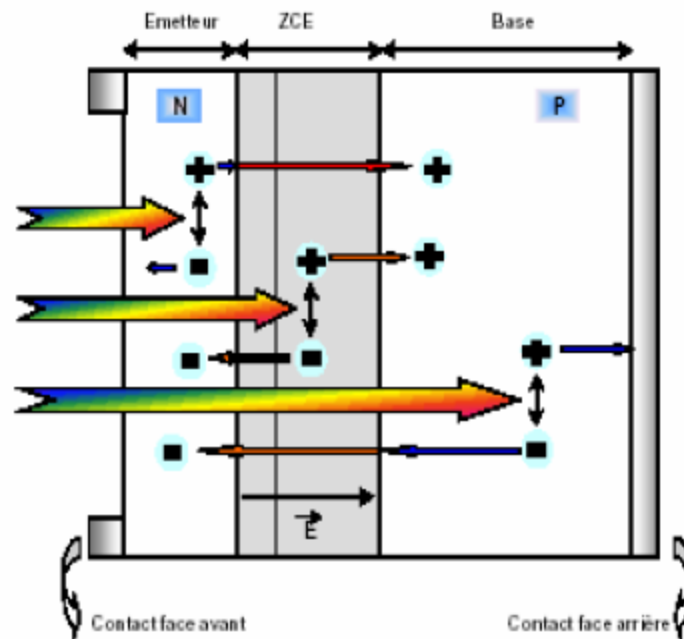
$n$ : le coefficient d'idéalité de la jonction pn ( $n=1.4$ ).

$v$ : Tension aux bornes de la jonction (Volt).

$q$  : Charge élémentaire ( $q = 1.6 \times 10^{-19} C$ ).

$k$ : Constante de Boltzmann ( $k = 1.38 \times 10^{-23} J. K^{-1}$ ).

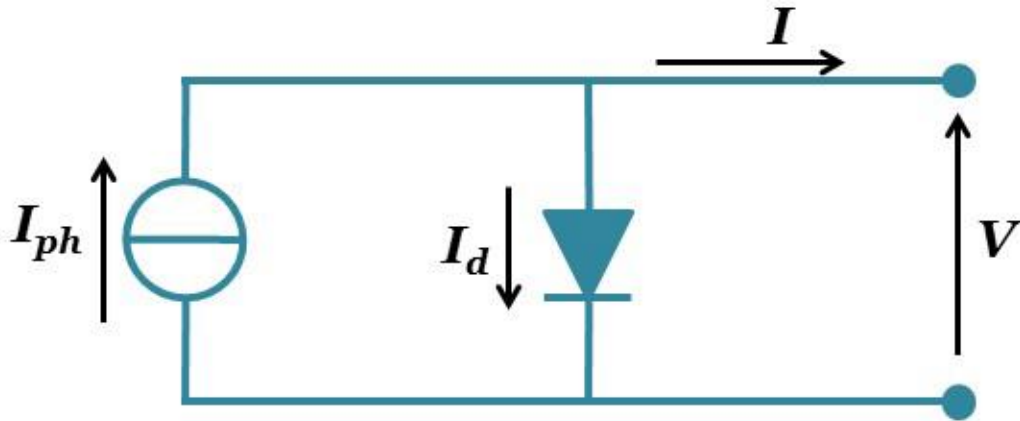
$T$ : Température ( $K^\circ$ ).



**Figure 2.6:** Structure et principe de fonctionnement d'une cellule solaire [23].

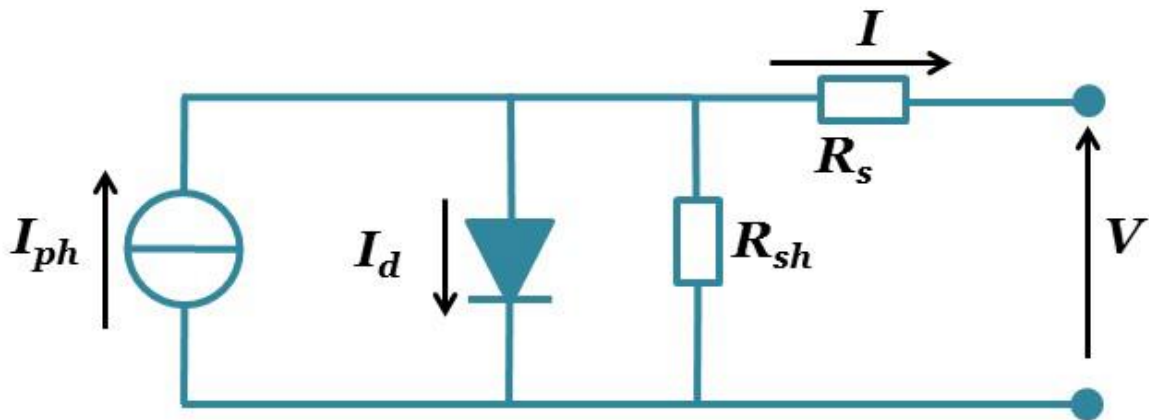
### 2.2.2. Circuit électrique équivalent de la cellule solaire

Une cellule solaire idéale, exposée aux rayonnements solaires, peut être modélisée par une diode idéale montée en parallèle avec une source de courant figure 2.7.



**Figure 2.7** Schéma électrique équivalent d'une cellule photovoltaïque idéale.  $I$  le courant total produit par la cellule.  $I_{ph}$  le courant photo généré.  $I_d$  le courant traversant la diode.  $V$  la tension délivrée par la cellule [24].

Dans la réalité, il existe plusieurs facteurs de perte de la conversion photovoltaïque au sein d'une cellule solaire. Ces pertes sont généralement dues à la nature du matériau et à la technologie utilisée pour la réalisation de la cellule. Ces pertes peuvent être regroupées dans deux paramètres électriques, la résistance série  $R_s$  et la résistance parallèle  $R_{sh}$ .



**Figure 2.8** : Schéma électrique équivalent d'une cellule photovoltaïque.  $R_s$  la résistance série du circuit.  $R_{sh}$  la résistance parallèle du circuit (shunt) [24].

### 2.2.3 Facteurs limitant le rendement

En pratique, la conversion d'énergie lumineuse en énergie électrique n'est pas totale. Différentes pertes viennent influencer le rendement d'une cellule. Elles sont dans la plupart des cas dues à la nature du matériau et à la technologie utilisée. Ces pertes sont évoquées ci-après :

- Tous les photons possédant une longueur d'onde supérieure à celle associée au gap du semiconducteur ne peuvent générer des paires électrons trous, et ils sont donc perdus [25].
- Les photons d'énergie supérieure au gap ne pourront générer qu'une seule paire électro trou. L'excès d'énergie est perdu par thermalisation [25].
- Les pertes dues à la couverture partielle de la surface de la cellule par les contacts métalliques de la face avant.
- Les pertes dues à la réflexion des rayonnements lumineux incidents à la surface seule une partie du rayonnement solaire est absorbée, l'autre partie étant réfléchie.
- La tension maximale aux bornes de la cellule ( $v_{oc}$ ) ne pourra pas dépasser la tension de gap ( $E_g/q$ ) le facteur de forme FF, même dans le cas d'une cellule idéale, ne peut dépasser 0,89 [26], puisque les équations courant/tension sont régies par les équations de Boltzmann sous forme exponentielle :  $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$  [27].

**Reference**

- [1] D.Holt,B. Yacobi, D. Joy, SEM Microcharacterization of semiconductors, Academic Press, London (1989) 373
- [2] R. Platt, Science 129, 372 (1959)
- [3] H. Shirakawa, E.J. Louis, A. G. Macdiarmid, C.K. Chiang, A.J. Heeger, J. Chem. Soc., Chem. Commum.16, 578(1977).
- [4] K. Miyajima, L. Balk, Journal of physics D: Applied Physics 28, 914(1995).
- [5] M. Romero, D. Araujo, R Garcia, Materials Science and Engineering: B 42, 172 (1996)
- [6]H.J. Lemy, J. Appl. Phys. 53, R5 (1981).
- [7] S. Najar, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, France (1992)
- [8] N. C. Macdonald, T.E. Everhart, Appl. Phys. Lett. 7,267 (1965)
- [9]M. Kittler and W. Seiffert, Rev. Phys. Appl. Coloque C6, Suppl. 6, 24, 31(1989).
- [10] C. Donolato, Solid State Electronics 28,1143(1982).
- [11]C. Donolato, IEEE Trans. Electron Devices, 31, 121(1984).
- [12] F. Berzet, H.K. Kuiken, Solid State Electronics 19, 437(1976).
- [13]J. Boersma, J. J. E. Indenkleef and H. K. Kuiken, Journal Engineering Math.18, 315(1984).
- [14] D.E. Ioannou and C.A. Dimitriadis, IEEE Trans. Electron. Devices, 29, 445(1982).
- [15] H.K. Kuikenet C.V. Odorp, J. Appl. Phys. 57, 2077(1985).
- [16] D. Cavalcoli, A. Cavallini, and A. Casaldini, J. Appl. Phys. 70, 2163(1991).
- [17]C. Donolato, Solid State Electronics 28, 1143(1985).
- [18] D. K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterization,760(1998).
- [19] S. Q. Zhu, E. I. Rau and F. H. Yang, Semiconductor Science andTechnology, 18, 361(2003)
- [20] A. Boudjani Semiconductor Science and Technology 20, 175 (2005).
- [21] Y. Beggah, thèse de magister, université de Constantine, (1994)
- [22] M. Madani «*Réalisation Des Couches Antireflets Dans Les Cellules Solaires a Couches Minces*».Thèse de Magister, université de Abou-Bakr Belkaid De Tlemcen, (2006).
- [23] A. Cherouana, "Modélisation par MATLAB de la cellule solaire bifaciale à base de silicium monocristallin", mémoire de magistère, université de Mentouri Constantine1, (2013).
- [24] A. ADAINE, " Optimisation numérique de cellules solaires à très haut rendement à base d'InGaN", thèse de doctorat, L'UNIVERSITÉ DE LORRAINE, France (2018).

[25] N. Oleksiy, «Simulation, Fabrication Et Analyse De Cellules Photovoltaïques A Contacts Arrières Interdigités». Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon. France, (2005).

[26] M. A. Green, J. Zhao, A. Wang, S. R. Wenham, IEEE Trans. Electron Devices 46, 1940 (1999)

[27] A. Kaminski, " Étude des étapes technologiques critiques dans la production des cellules solaires en silicium multi-cristallin", Thèse EEA, INSA de Lyon, 1997.



### 3.1 Introduction :

La caractérisation des propriétés électroniques des matériaux et l'une des étapes importantes dans l'industrie de fabrication des composants électronique. Par exemple, la bonne estimation de la valeur de la longueur de diffusion des porteurs de charge d'une cellule solaire est cruciale pour prévoir ses performances de conversion de l'énergie.

Récemment, les scientifiques ont commencés à explorer des matériaux sous forme des couches minces et de nanostructures pour fabriquer les cellules solaires. Pour le cas des nano fil, Les matériaux III-V et II-VI sont les candidats les plus promoteurs [1-4].

L'EBIC est une technique de caractérisation électrique, largement utilisée pour déterminer de la longueur de diffusion des porteurs de charges,  $L$ , des composants électroniques tel que les cellules solaires [5-12]. Pour déterminer ce paramètre, les profils EBIC expérimentaux enregistrés sont souvent confrontés à une équation théorique de type  $I = I_{max} \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$  avec  $I_{max}$  le courant maximal,  $x$ , la distance entre le point d'impact du faisceau primaire et la jonction de collecte de courant, et  $L$  la longueur de diffusion [13-15]. Cette équation est applicable sur le cas d'un semiconducteur massif avec une vitesse de recombinaison surfacique  $v_r = 0$  (effet des bornes négligé). En plus, l'application de cette loi exige la satisfaction de certaines conditions e.g.  $x > 2L$  et  $R \ll L$  [14]. En effet, cette méthode a été utilisée par plusieurs auteurs pour déterminer la valeur de  $L$  des porteurs de charge des cellules solaire de forme de nano fil [16-29]. Pour le cas les nano fil semiconducteurs, vu leurs faible dimension radiale, le report de surface sur le volume est important ce qui rend l'effet de surface libre non négligeable. Donc, négliger l'effet la recombinaison des porteurs de charges sur la surface latérale du fil peut induire une surestimation dans la détermination de la valeur de la longueur de diffusion, En plus, la diffusion des porteurs de charge désormais n'est plus unidimensionnelle, ceci rend l'usage de l'équation mentionnée au-dessus est suspecté.

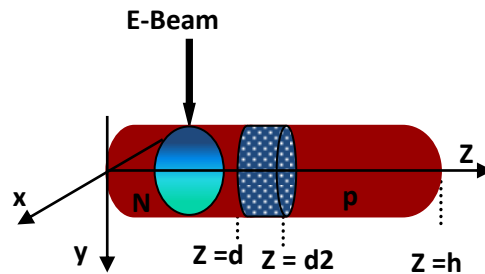
Dans ce qui ce suit nous allons proposer un modèle théorique qui décrit le signal EBIC pour le cas d'une jonction pn de forme nano fil. Nous allons prendre en considération, la longueur du fil, son rayon, le dopage des deux régions, la largeur de la zone de charge d'espace, la longueur de diffusion des porteurs de charge et leur la vitesse de recombinaison sur la surface latérale du fil. Les résultats sont comparés à ceux obtenues par le modèle de Donolato et celui de la loi exponentiel.

### 3.2 Le model

La figure 3.1 montre le schéma du modèle proposé. On considère une jonction pn formée par un fil semiconducteur de forme cylindrique de longueur  $h$  et de rayon  $r_a$ . Le dopage est considéré homogène dans les deux régions de la jonction. La région n est caractérisée par un dopage homogène de concentration  $N_d$  et une longueur de diffusion constante  $L_p$  pour les porteurs minoritaires qui sont les trous. La région p est caractérisée par un dopage homogène de concentration  $N_a$  et une longueur de diffusion constante  $L_n$  pour les porteurs minoritaires qui sont les électrons.

La jonction pn est considérée comme étant une jonction préfète (pas de recombinaison des porteurs de charges à l'intérieur de la zone de charge d'espace). Les contacts de collection de courant réalisés sur les deux bases du fil (à  $z=0$  et à  $z=d$ ) sont considérés aussi parfaits (il n'y a pas de recombinaison). Sur surface latérale du fil, les recombinaisons non radiatives qui ont lieu sont pris en considération. Le taux recombinaison sur cette surface est caractérisé par une quantité appelée vitesse de recombinaison  $v_r$ .

Le faisceau d'électronique de bombardement (électrons primaires) est considéré perpendiculaire sur la surface latérale du fil.



**Figure 3.1:** Schéma du modèle proposé.

Dans le cas du faible taux d'injection des porteurs de charge, le transport des porteurs minoritaires de charges générés est contrôlé par l'équation de continuité avec des conditions aux limites appropriées pour chaque région du fil.

#### Région n:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - R + \frac{1}{e} \nabla J_p \quad (3.1.a)$$

$$J_p = ep\mu_p \vec{E} - eD_p \left. \frac{dp}{dz} \right|_{z=d} \quad (3.1.b)$$

avec, G et R le taux de génération et de recombinaison des trous.  $J_p$  est le flux de courant des porteurs de charges.  $\vec{E}$  le champ électrique dans la zone neutre  $\vec{E} = \vec{0}$

En régime permanent l'équation de continuité est exprimée en coordonnées cylindrique par :

$$\frac{\partial^2 p(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p(r,z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 p(r,z)}{\partial z^2} - \lambda^2 p(r,z) = -\frac{g(r-r_0,z)}{D_p} \quad (3.1.c)$$

$$\lambda^2 = \frac{1}{L_p}, L_p = D_p \tau \text{ et } g(r-r_0,z) \text{ la fonction de génération.}$$

$$p = 0 \text{ à } z = 0 \quad (3.2.a)$$

$$p = 0 \text{ à } z = d \quad (3.2.b)$$

$$p \prec \infty \text{ à } r < r_a \quad (3.2.c)$$

$$D_p \frac{\partial p}{\partial r}(r = r_a, z) = -v_r \cdot p(r = r_a, z) \quad (3.2.d)$$

L'équation différentielle 3.1.c sujette aux conditions aux limites 3.2.a–d, peut être résolue par la méthode des fonctions de green (voir l'annexe pour les détails de calcul):

$$p(r,z) = \iint G(r,r',z,z') \cdot g(r'-r'_0,z') dr' dz' \quad (3.3)$$

$G(r,r',z',z')$  est la fonction de green.

$r_0 = 0.3R_c$ ,  $R_c$  le parcours électronique, son expression est donnée par [30]:

$$R_c(\mu m) = 4.75 \cdot \frac{10^{-4} A}{\rho Z^{0.889}} E_0^{1.67} \quad (3.4)$$

Où  $\rho$  ( $g/cm^3$ ) est la masse volumique du matériau, A et Z sont, respectivement, la masse atomique et le nombre atomique, et  $E_0$  (keV) est l'énergie incidente des électrons.

$g(r,z)$  La fonction génération dans un volume élémentaire est donnée par [31]:

$$g(r-r_0,z) = \frac{1}{a} \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma_1^2}\right) (r_a - (r-r_0)) \exp(-(r_a - (r-r_0))/\sigma_2) \quad (3.5)$$

$$a = \sqrt{\pi} \sigma_1 \sigma_2^3$$

$$\sigma_1 = \sqrt{0.05 + 0.0001 E_0^{2.78}} \text{ et } \sigma_2 = 0.02 + 0.003 E_0^{1.50}$$

$G(r,r',z,z')$  la fonction de Green de problème peut être écrite:

$$G(r, r', z, z') = \frac{1}{\pi.d.D} \sum_{i=0}^{\infty} \left( M(\mu_p, r_a) \cdot I_0(\mu_p \cdot r_{>}) + K_0(\mu_p \cdot r_{>}) \right) \cdot I_0(\mu_p \cdot r_{<}) \cdot \sin(k_i z) \cdot \sin(k_i z') \quad (3.6)$$

$$\text{avec } \mu_p = \sqrt{k_i^2 + L_p^2} \text{ and } k_i = \frac{i.\pi}{d} \quad (3.7)$$

$$r_{>} = \max(r, r'), \quad r_{<} = \min(r, r')$$

$$M(\mu_p, r_a) = \frac{\mu_p \cdot K_1(\mu_p \cdot r_a) - s_p \cdot K_0(\mu_p \cdot r_a)}{\mu_p \cdot I_1(\mu_p \cdot r_a) + s_p \cdot I_0(\mu_p \cdot r_a)} \quad (3.8)$$

$$\text{avec, } s_p = v_r / D_p.$$

### Région p :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - R - \frac{1}{e} \nabla J_n \quad (3.9.a)$$

$$J_p = -ep\mu_p \vec{E} + eD_n \left. \frac{dp}{dz} \right|_{z=d_2} \quad (3.9.b)$$

avec, G et R le taux de génération et de recombinaison des trous.  $J_n$  est le flux de courant des porteurs de charges.  $\vec{E}$  le champ électrique dans la zone neutre  $\vec{E} = \vec{0}$

$$\frac{\partial^2 n(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n(r, z)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 n(r, z)}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 n(r, z)}{\partial z^2} - \lambda'^2 n(r, z) = -\frac{g(r-r_0, z)}{D_n} \quad (3.9.c)$$

$$\lambda'^2 = \frac{1}{L_n}, \quad L_n = D_n \tau$$

$$n(r, z = d_2) = 0 \quad (3.10.a)$$

$$n(r, z = h) = 0 \quad (3.10.b)$$

$$n < \infty \text{ à } r < r_a \quad (3.10.c)$$

$$D_n \frac{\partial n}{\partial r}(r = r_a, z) = -v_r \cdot n(r = r_a, z) \quad (3.10.d)$$

La solution de l'équation différentielle 3.9 soumise aux conditions aux limites 3.10.a-d, peut être exprimée par (voir l'annexe pour les détails de calcul):

$$n(r, z) = \iint G'(r, r', z, z') \cdot g(r', z' - z_0) dr' dz' \quad (3.11)$$

$$G'(r, r', z, z') = \frac{1}{2\pi \cdot (h-d_2) \cdot D_n} \sum_{i=0}^{\infty} (M(\mu_n, r_a) \cdot I_0(\mu_n \cdot r_>) + K_0(\mu_n \cdot r_>)) \cdot I_0(\mu_n \cdot r_<) \cdot \sin(k'_i(h-z)) \cdot \sin(k'_i(h-z')) \quad (3.12)$$

$$\text{avec } \mu_n = \sqrt{k'_i{}^2 + L_n^2} \text{ and } k'_i = \frac{i \cdot \pi}{(h-d_2)} \quad (3.13)$$

$$r_> = \max(r, r'), \quad r_< = \min(r, r')$$

$$M(\mu_n, r_a) = \frac{\mu_n \cdot K_1(\mu_n \cdot r_a) - s_n \cdot K_0(\mu_n \cdot r_a)}{\mu_n \cdot I_1(\mu_n \cdot r_a) + s_n \cdot I_0(\mu_n \cdot r_a)} \quad (3.14)$$

$$\text{avec, } s_n = v_r / D_n.$$

### **Zone de charge d'espace ZCE:**

A cause du champ électrique intense qui règne dans cette région, le transport des porteurs de charges se fait principalement par dérive. Le champ électrique va séparer immédiatement les paires électron-trous générées dans cette région. En outre, la jonction pn est considérée parfaite (pas de recombinaison dans ZCE), donc, toutes les charges générées dans cette région sont collectées et participent à la formation du signal EBIC enregistré.

### **Le courant collecté**

L'expression du courant EBIC collecté peut être estimé par:

-Dans ZCE:

$$I_C(ZCE) = 2\pi \int_0^{\min(R_c, r_a)} \int_{d_1}^{d_2} g(z' - z_0, r') dz' dr' \quad (3.15)$$

Dans la région n:

$$I_C = e \cdot D_p \cdot 2\pi \int_0^{r_a} r dr \frac{\partial p}{\partial z} (z = d) \quad (3.16)$$

Dans la région p:

$$I'_C = -e \cdot D_n \cdot 2\pi \int_0^{r_a} r dr \frac{\partial n}{\partial z} (z = d_2) \quad (3.17)$$

Les courant total collecté est

$$I_{CC} = I_C + I'_C + I_C(ZCE) \quad (3.18)$$

Organigramme de calcul :

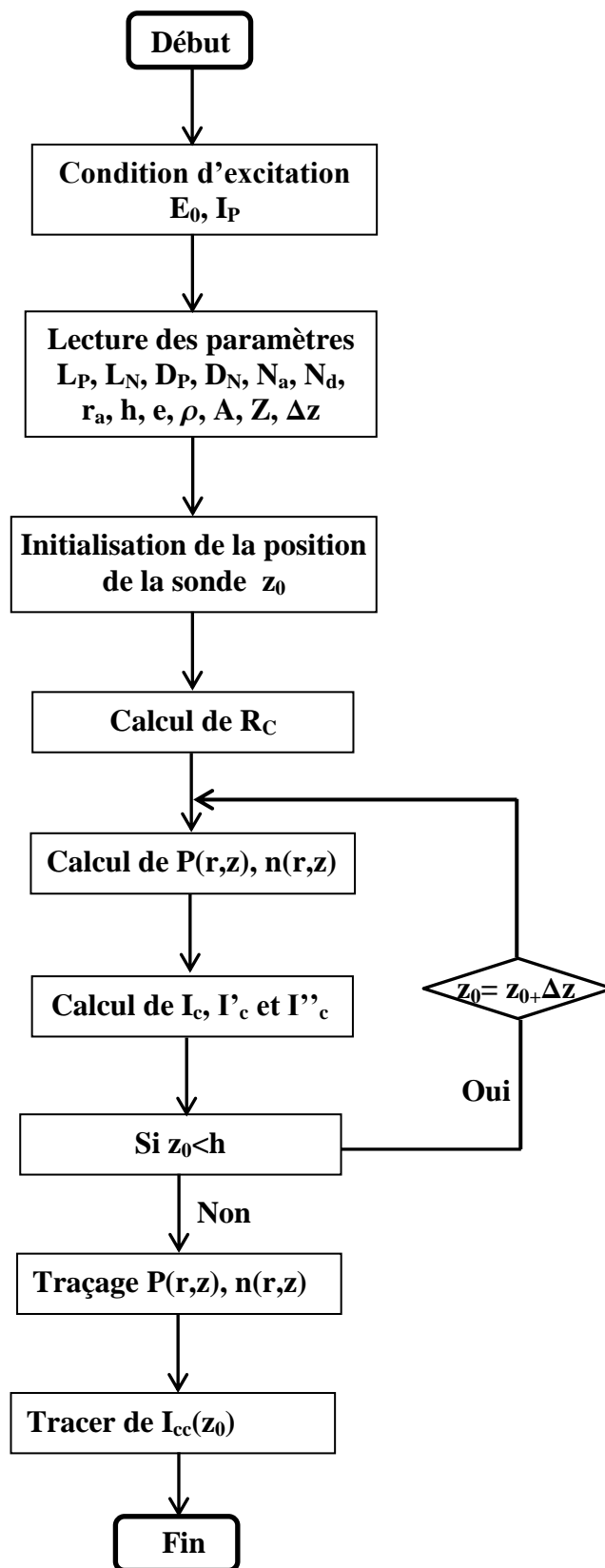
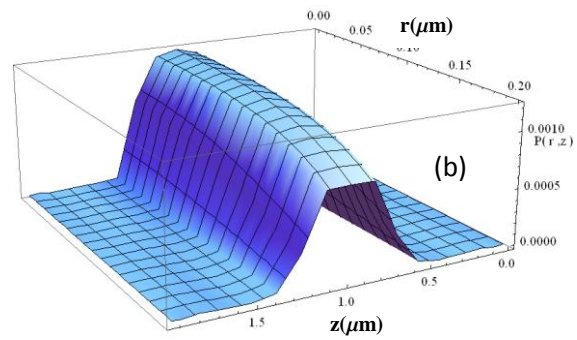
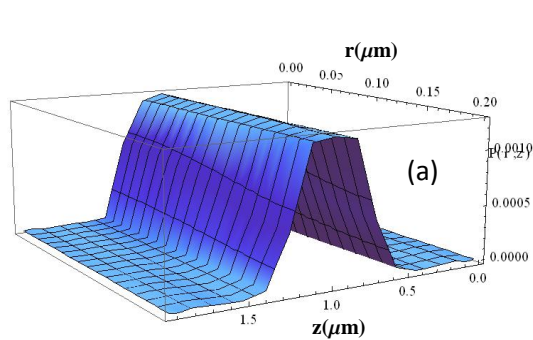


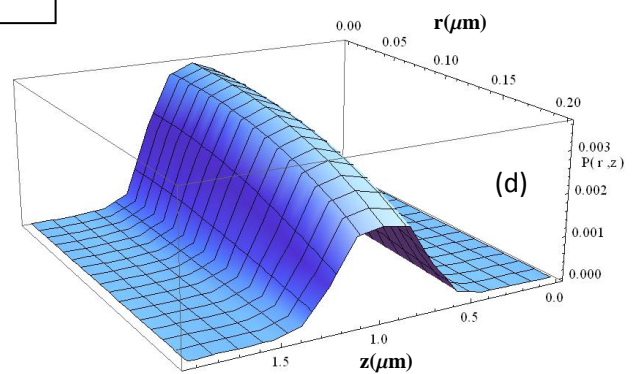
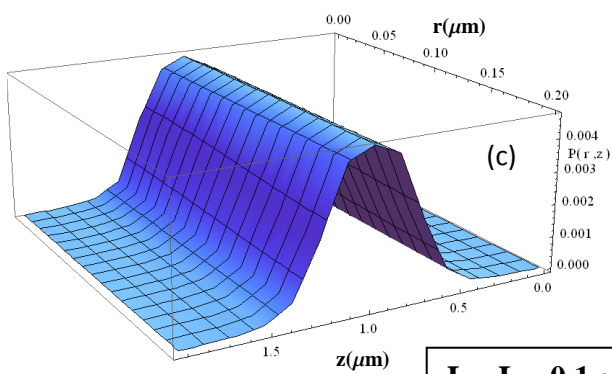
Figure 3.2: Organigramme de calcul

### 3.3 Résultats et interprétations

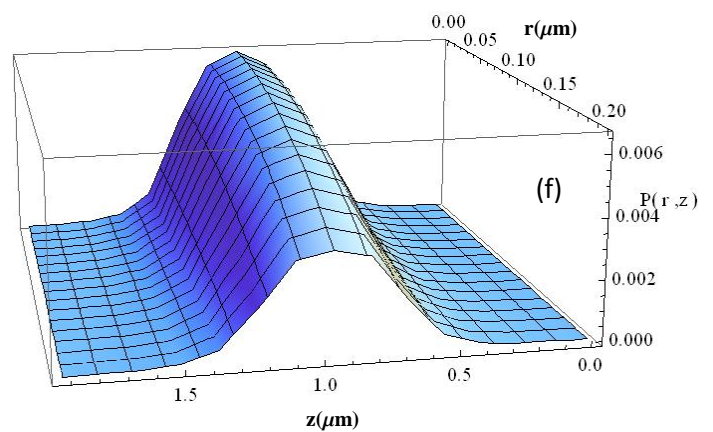
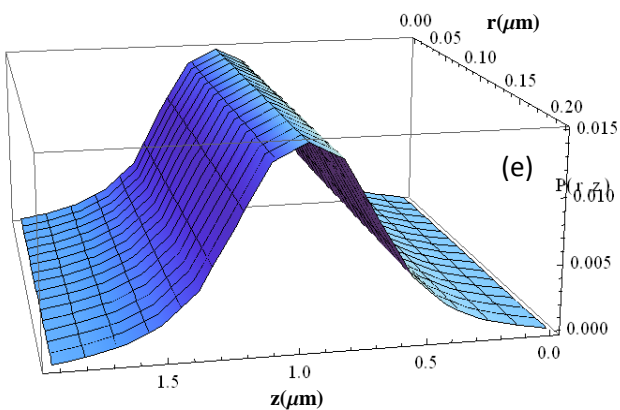
#### 3.3.1 Distribution des porteurs de charge



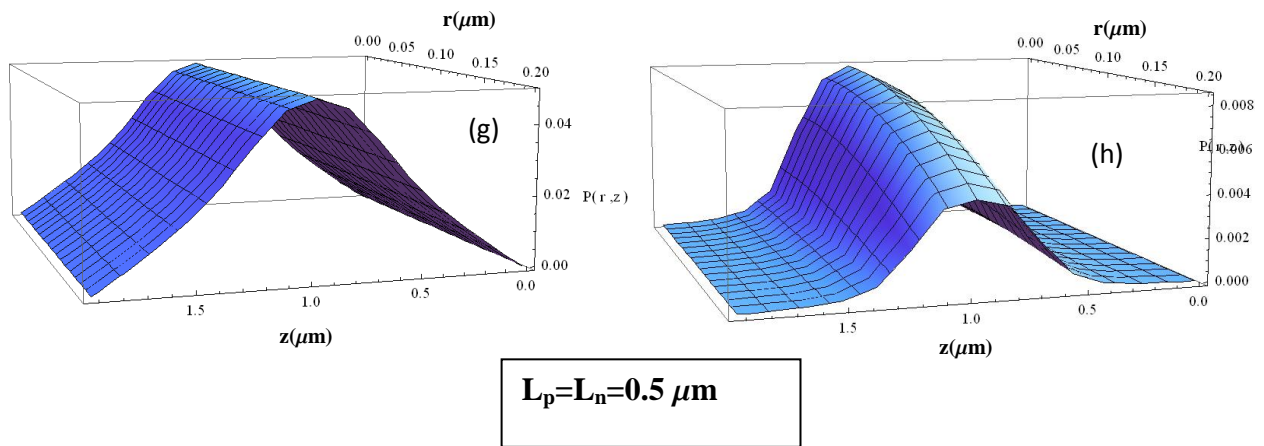
$$L_p=L_n=0.05 \mu\text{m}$$



$$L_p=L_n=0.1 \mu\text{m}$$



$$L_p=L_n=0.2 \mu\text{m}$$



**Figure 3.3:** La distribution des porteurs de charge dans la region N pour différentes valeurs de longueur de diffusion avec faible et forte valeurs de vitesse de recombinaison.

$E_0 = 7\text{keV}$ , le dopage  $N_a = N_d = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $r_a = 0.2\mu\text{m}$ ,  $h = 4\mu\text{m}$ , position de la sonde  $z_0 = 0.5d$  (a peut pres au mieu de la region n). (a,c, e,g)  $S_p = S_n = 0.01\mu\text{m}^{-1}$ , (b,d,f,h)  $S_p = S_n = 10\mu\text{m}^{-1}$

La figure 3.3 présente la variation de la concentration normalisée (il faut la multiplier par la constante  $G_0$  pour trouver la concentration).

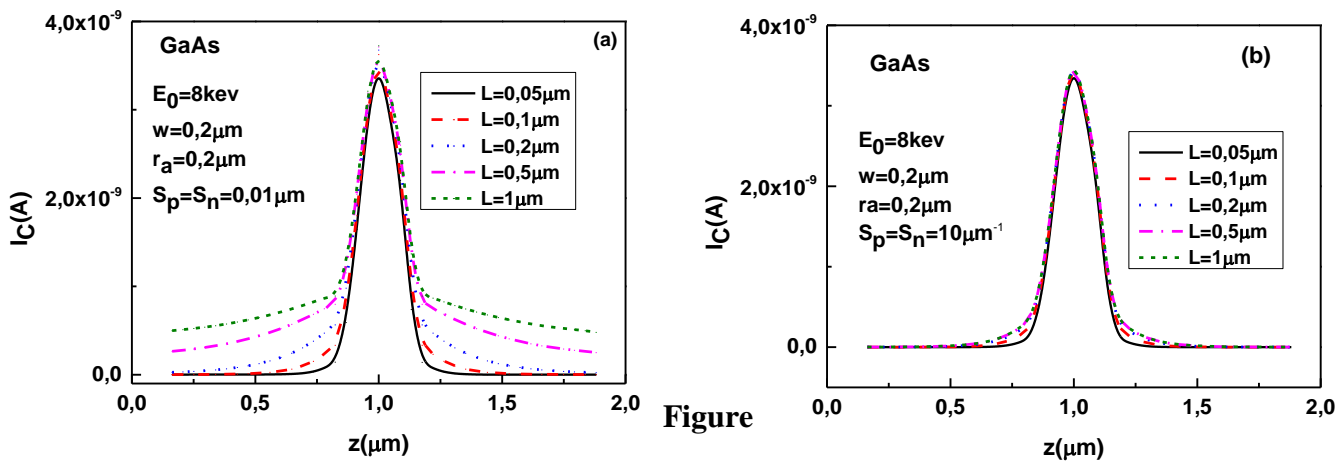
La surface de recombinaison  $v_r$  à travers les parametres  $S_p$  et  $S_n$  influe énormément sur la distribution spatiale des porteurs en excès  $P(r,z)$ . La concentration  $P(r,z)$  augmente avec la diminution de  $S_n$ . Pour les faible valeurs de  $S_n$ ,  $P(r,z)$ , dépend principalement de la direction  $z$  figure 3.1 (a, c, e et g). Pour des longueurs de diffusion  $L_p < r_a$ , la distribution  $P(r,z)$  est principalement localisée au voisinage du volume de génération avec une extension spatiale de l'ordre de  $R$  (parcours électronique) suivant l'axe  $z$ . Pour  $L_p > r_a$ , l'extension spatiale suivant  $z$  devient plus perceptible. La décroissance de  $P(r,z)$  suivant la direction  $z$  suit une loi exponentiel si  $L_p \leq r_a$  (Figure 3.3.a,c,e) et elle est quasi linéaire si  $L_p > r_a$  (Figure 3.3.g).

Pour les grandes valeurs de  $S_n$ , la concentration des porteurs de charge dépende de la direction radiale  $r$  et la longueur  $z$ , donc, le processus de diffusion est désormais n'est plus unidimensionnel. La décroissance de la concentration  $P(r,z)$  dans la direction radiale, depuis le centre du fil à sa surface est de l'ordre de la moitié ce qui traduit le grand effet de recombinaison des porteurs de charge sur la surface latéral du fil. L'extension de profile de concentration suivant la direction,  $z$ , est localisé au voisinage du volume de génération. La décroissance de  $P(r,z)$  suivant la direction  $z$  a une forme exponentielle comme celle de la diffusion classique.



### 3.3.2 Effet de la longueur de diffusion sur le signal EBIC

La longueur de diffusion est définie comme étant la distance moyenne parcourue par les porteurs de charge avant d'être recombinés. Plus cette distance est grande plus la probabilité de collecte de ces porteurs augmente, alors, une augmentation dans le courant EBIC collecté sera constatée.



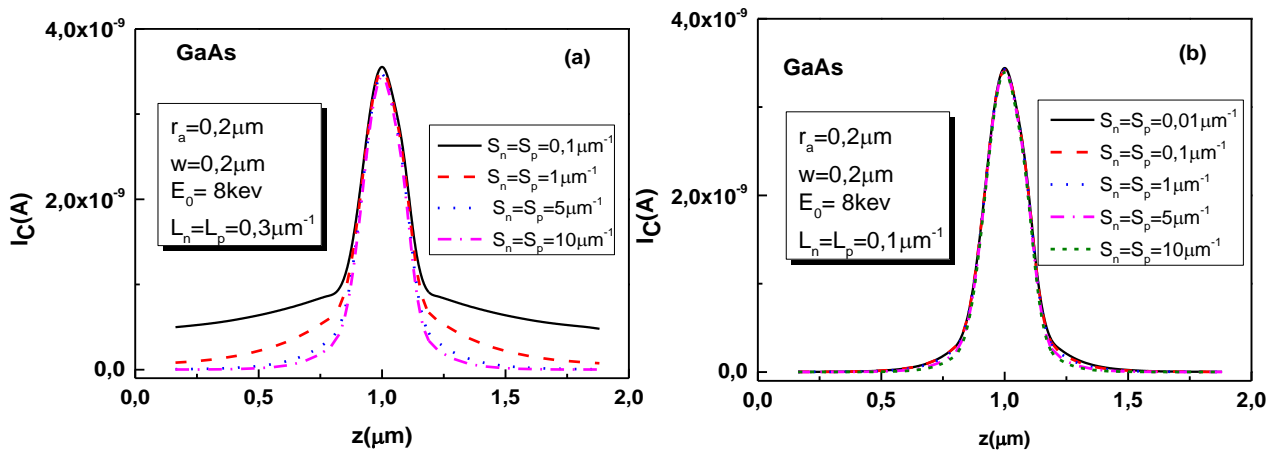
**3.4:** Variation du signal EBIC pour différentes valeurs de  $L$  pour une jonction de rayon  $r_a=0,2\mu\text{m}$ , de longueur  $h=2\mu\text{m}$ .  $E_0=8\text{kV}$ , le dopage  $N_a=N_d=10^{17}\text{cm}^{-3}$ , (a)  $S_n=S_p=0,01\mu\text{m}^{-1}$ , (b)  $S_n=S_p=10\mu\text{m}^{-1}$ .

Dans les deux régions neutres (p ou n), le signal EBIC augmente avec la diminution de la distance entre la sonde et la jonction. Il atteint sa valeur maximale lorsque la sonde est focalisée sur les bornes de zone de charge d'espace (soit sur le cote p ou n). Dans ce cas, les paires électrons-trous générées sont proches de la jonction alors leur probabilité de collection est grande. Pour le cas des faibles valeurs de la vitesse de recombinaison (figure 3.4a), le signal EBIC augmente l'augmentation de  $L$  de manière similaire à celle du cas du massif, ce qui prouve la dominance de l'effet diffusif unidimensionnel (la diffusion des porteurs de charge suivant la direction  $z$ ) dans les régions neutres. Pour le cas des grandes valeurs de vitesse de recombinaison (figure 3.4b), la variation du signal diminue considérablement, sa dépendance avec  $L$  diminue aussi. Ceci confirme que lorsque la vitesse de recombinaison est grande, la distribution des porteurs de charge reste confinée dans une zone proche du volume de génération. L'écart entre les courbes diminue avec l'augmentation de  $L$  pour des deux cas étudiés, une saturation du signal EBIC est obtenue pour une certaine valeur de  $L$  pour les deux cas. Dans la zone de charge espace, le signal EBIC est indépendant de  $L$ , ceci est due à

l'hypothèse imposée sur la diffusion et la collecte des porteurs dans cette zone (pas de recombinaison et tous les porteurs générés sont collectés).

### 3.3.3 Effet de la vitesse de recombinaison

Vu le rapport important de la surface libre sur le volume pour le cas du fil (surface latéral), on s'attend à un effet très remarquable de ce paramètre sur le signal EBIC collecté. La figure 3.5 (a) et (b) présente l'effet de ce paramètre sur le signal EBIC calculé pour le cas  $L_p > r_a$  et  $L_p < r_a$  respectivement.



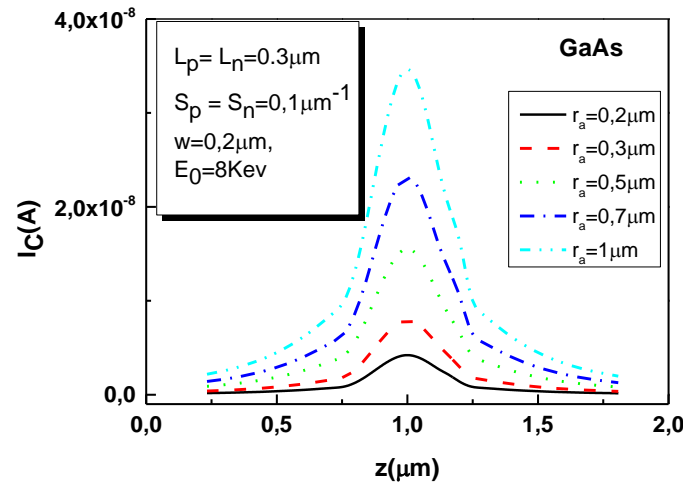
**Figure 3.5:** Variation du signal EBIC pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison pour une jonction de rayon  $r_a = 0.2 \mu\text{m}$ , de longueur  $h = 2 \mu\text{m}$ .  $E_0 = 8 \text{ keV}$ , le dopage  $N_a = N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . (a)  $L_n = L_p = 0.3 \mu\text{m}$ , (b)  $L_n = L_p = 0.1 \mu\text{m}$ .

Le signal EBIC diminue avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison des porteurs de charge sur la surface latérale du fil. Le signal EBIC présente une forte dépendance ce paramètre pour le cas où  $L_p > r_a$  (figure 3.5a). Ceci prouve que la diffusion des porteurs de charge n'est plus unidimensionnelle et qu'une grande partie de ces porteurs générés diffusent vers la surface latérale ou ils seront piégés. Pour le cas où  $L < r_a$ , le signal EBIC est quasiment indépendant de la valeur de la vitesse de recombinaison (figure 3.5b). Le courant EBIC calculé décroît rapidement suivant la direction la longueur du fil ce qui montre que la distribution des porteurs générés reste confinée au voisinage du volume de génération.

### 3.3.4 Effet de rayon du fil

La figure 3.6 présente un exemple sur l'effet de rayon du fil sur le signal EBIC. L'intensité de courant EBIC calculé augmente avec l'augmentation de  $r_a$ . Ce résultat est expliqué par le fait lorsque  $r_a$  augmente l'effet de recombinaison sur la surface latérale

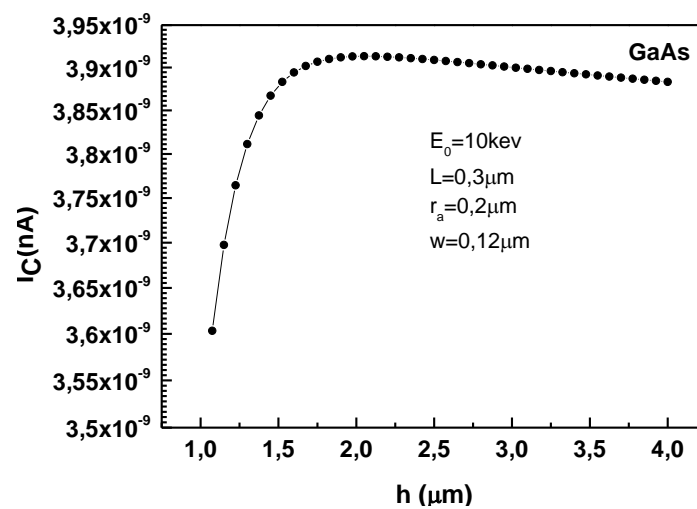
diminue, donc, il reste uniquement l'effet de la recombinaison des porteurs de charge en volume (recombinaison des paires électrons trous). De plus les surfaces des plans de collecte à  $z=d$  et  $z=d_2$  augmentent avec l'augmentation de  $r_a$  ce qui se traduit par une augmentation de signal EBIC.



**Figure 3.6:** Variation du signal EBIC pour différentes valeurs de  $r_a$  pour une jonction de de longueur  $h = 2 \mu m$ .  $E_0 = 10 kV$ , le dopage  $N_a = N_d = 10^{17} cm^{-3}$ ,  $L_n = L_p = 0.3 \mu m$ ,  $S_n = S_p = 0.1 \mu m^{-1}$ .

### 3.3.5 Effet de la longueur de fil

Pour mettre en évidence l'effet de la longueur de fil sur le signal EBIC calculé, nous avons fixé la position du faisceau électronique de bombardement à une distance de tel sorte que la limite du volume de génération soit à la frontière  $z=d$  de la zone de charge d'espace. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.7.



**Figure 3.7:** Variation du signal EBIC pour différentes valeurs de  $h$  pour une jonction de de rayon  $r_a = 0.2 \mu m$ .  $E_0 = 10 kV$ , le dopage  $N_a = N_d = 10^{17} cm^{-3}$ ,  $L_p = 0.3 \mu m$ ,  $S_n = S_p = 0.1 \mu m^{-1}$ .

Le signal EBIC augmente avec l'augmentation de  $h$  jusqu'à une valeur critique,  $h_c$ , à partir de laquelle il est constant. Dans le cas présenté, la longueur critique du cylindre  $h_c=2 \mu\text{m}$ . Le côté  $n$  est de longueur  $h'=h/2=1\mu\text{m}$ , si on enlève l'extension de la zone de charge d'espace dans le côté  $n$  on trouve la longueur de la zone neutre dans le côté  $n$  est de l'ordre de  $3L$ . L'augmentation de signal EBIC Pour  $h < h_c$ , peut être attribué à l'effet de la base du fil.

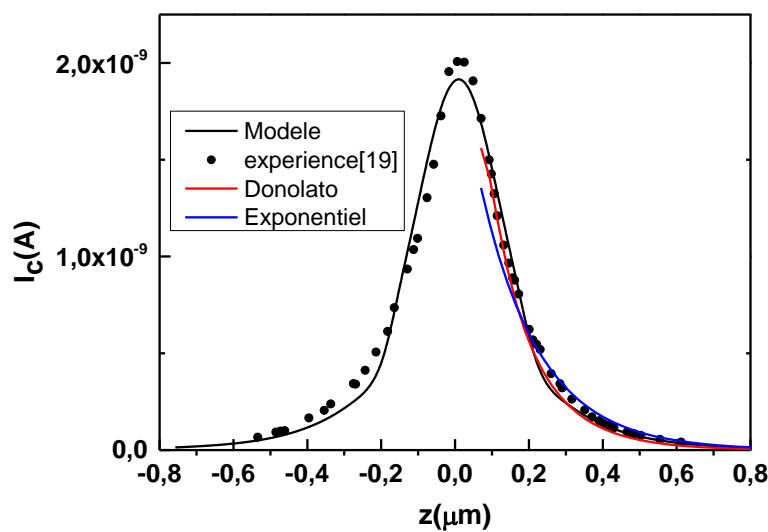
### 3.3.6 Vérification du modèle

Pour comprendre comment influe le choix du modèle théorique sur la détermination de la longueur de diffusion et/ou la vitesse de recombinaison des porteurs de charge, nous avons reproduit des points expérimentaux des diodes de GaAs de forme fil [19], en utilisant notre modèle, celui de Donolato [32] et aussi la formule de l'exponentiel [14]. Les principaux paramètres de fit sont adressés dans les tableaux 1 et 2.

**Tableau1** Différents paramètres de fit de la diode 1.

Paramètre	$L_n(\mu\text{m})$	$L_p(\mu\text{m})$	$v_m(\text{cm/s})$	$v_{rp}(\text{cm/s})$	$h(\mu\text{m})$	$r_a(\mu\text{m})$	$E_0(\text{kV})$	$I_0(\text{nA})$
N. model	0.13	0.11	200	150	2	0.2	10	-
Donolato	-	0.15	-	3000	2	-	4	-
exponentiel	-	0.18	-	-	-	-	-	2.1

La figure 3.8 présente un fit du signal EBIC enregistré pour une diode de forme fil de longueur de  $2\mu\text{m}$  et de rayon  $r_a = 0.2 \mu\text{m}$  bombardée avec un faisceau électronique d'une énergie  $E_0 = 10 \text{ kV}$ . Le fit est fait sur la région  $n$  de la diode.



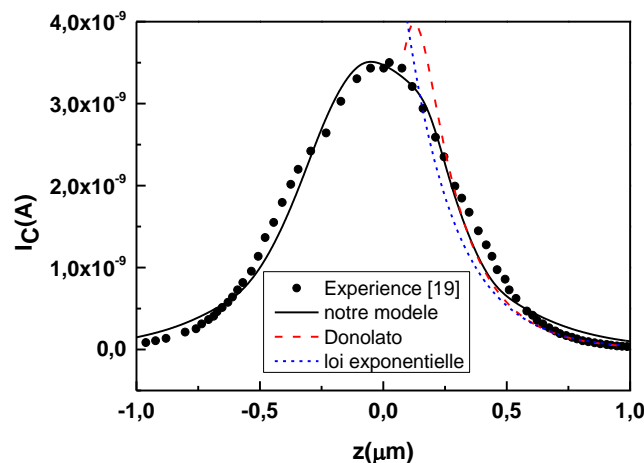
**Figure 3.8:** Fit du signal EBIC différents avec différents modèles mathématiques.

$$N_a = 1.610^{19} \text{ et } N_d = 10^{18}.$$

Les paramètres de fit obtenus dépendent du modèle mathématique utilisé. Pour le cas du modèle de Donolato, le fit est obtenu avec une énergie d'accélération des électrons  $E_0$  différente de celle utilisée dans l'expérience ( $E_0 = 4\text{kV}$  au lieu de  $10\text{ kV}$ ). Pour le cas de l'usage de la loi exponentiel, il été démontré que si la vitesse de recombinaison est nulle le signal EBIC peut prendre la forme  $I_c = I_0 \exp\left(-\frac{z}{L}\right)$  avec  $I_0$  le courant au front de la zone de charge d'espace [15]. Les résultats obtenues avec cette loi sont proches de ceux tirés par notre modèle ceci justifie la faible valeur de la vitesse de recombinaison obtenu par notre modèle.

**Tableau2.** Différents paramètres de fit de la diode 2.

Paramètre	$L_n(\mu\text{m})$	$L_p(\mu\text{m})$	$v_m(\text{cm/s})$	$v_{rp}(\text{cm/s})$	$h(\mu\text{m})$	$r_a(\mu\text{m})$	$E_0(\text{kV})$	$I_0(\text{nA})$
N. model	0.18	0.15	3000	3000	2	0.17	10	-
Donolato	-	0.2	-	1000	2	-	8	-
Exponentie	-	0.2	-	-	-	-	-	6.5



**Figure 3.9:** Fit du signal EBIC différents avec différents modèles mathématiques.

$$N_a = 1.610^{19} \text{ et } N_d = 10^{18}.$$

Le modèle de Donolato et la loi exponentiel ne peuvent pas reproduire les points expérimentaux. Ceci peut expliquer par le fait que la diffusion des porteurs de charge n'est plus unidimensionnel lorsque la vitesse de recombinaison et pris en charge ce qui le montre clairement les profil  $P(r,z)$  pour le cas de grande vitesse de recombinaison (figure 3.3 b,d,f,h).

On conclusion le modèle proposer permet le fit des profils EBIC expérimentaux tout en tenant compte des propriétés électronique et géométrique de la diode.

## Reference

- [1] N. I. Goktas, P. Wilson, A. Ghukasyan, D. Wagner, S. McNamee, and R. R. LaPierre, *Appl. Phys. Rev.* 5, p. 041305 (2018).
- [2] E.C. Garnett, M.L. Brongersma, Y. Cui, and M.D. McGehee, "Nanowire Solar Cells" *Ann. Rev. of Mat. Res.* 4, 1269 – 295(2011)
- [3] J.E. M. Haverkort, E.C. Garnett, and E.P. A. M. Bakkers, *App. Phys. Rev.* 5, p. 031106 (2018).
- [4] G. Otnes and M.T. Borgström, *Nano Today* 12, 31 (2017)
- [5] D. Abou-Ras and T. Kirchartz, *ACS Appl. Energy Mater.* 2, 6127 (2019).
- [6] P.M. Haney, H.P. Yoon, P. Koirala, R.W. Collins, N.B. Zhitenev, IEEE 40th Photovoltaic Specialist Conference 14683485 (2014)
- [7] P.M. Haney, H.P. Yoon, B. Gaury, and N.B. Zhitenev, *J. Appl. Phys.* 120, 095702 (2016)
- [8] Melanie Nichterwitz, "Charge carrier transport in Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> thin-film solar-cells studied by electron beam induced current and temperature and illumination dependent current voltage analyses" PhD thesis, von der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik der Technischen Universität at Berlin (2012).
- [9] N. Kedem, T.M. Brenner, M. Kulbak, N. Schaefer, S. Levchenko, I. Levine, D. Abou-Ras, G. Hodes, and D. Cahen, *J. Phys. Chem. Lett.* 6, 2469–2476 (2015).
- [10] M. Nichterwitz, R. Caballero, C.A. Kaufmann, H-W Schock, and T. Unold, *J. Appl. Phys.* 113, 044515 (2013).
- [11] A. Kraxner "Investigation of carrier transport in silicon p-n junction devices using scanning electron microscopy with electron beam induced current", PhD thesis, Graz University of Technology (2016).
- [12] J.E. Moore, C. A. Affouda, S. I. Maximenko and P. Jenkins, *J. Appl. Phys.* 124, 113102 (2018).
- [13] H. Higuchi and H. Tamura, *Jap. J. Appl. Phys.* 4, 316(1965).
- [14] F. Berz and H. K. Kuiken, *Sol. Stat. Elec.* 19, 437(1976).
- [15] V. K. S. Ong, J. C. H. Phang, and D. S. H. Chan, *Sol. Stat. Elect.* 37, 1(1994).
- [16] Q. Gao, L. Fu, L. Li, K. Vora, Z. Li, F. Wang, Z. Li, Y. Wenas, S. Mokkaapati, F. Karouta, H.H. Tan, and C. Jagadish, Conference: Optical Nanostructures and Advanced Materials for Photovoltaics, Suzhou China 2–5 November 2015

- [17] O. Saket, C. Himwas, V. Piazza, F. Bayle, A. Cattoni, F. Oehler, G. Patriarche, L. Travers, S. Collin, F. H. Julien, J-C Harmand, M. Tchernycheva, *Nanotechnology*, 31, 145708 (2019)
- [18] M. Yang, D. Dvorak, K. Leistner, C. Damm, S.P. Watkins and K.L. Kavanagh, *Nanotechnology* 30, 025701 (2019).
- [19] C. Gutsche, R. Niepelt, M. Gnauck, A. Lysov, W. Prost, C. Ronning, and F-J. Tegude *Nano Lett.* 12, 1453 (2012).
- [20] V. Piazza, S. Wirths, N. Bologna, A. A. Ahmed, F. Bayle, H. Schmid, F. Julien, M. Tchernycheva, *Appl. Phys. Lett.* 114, 103101 (2019)
- [21] Z. Zhong, Z. Li, Q. Gao, Z. Li, K. Peng, L. Li, S. Mokkaapati, K. Vora, J. Wu, G. Zhang, Z. Wang, L. Fu, H. H. Tan, and C. Jagadish, *Nano Energy* 28, 106 (2016).
- [22] M. Yang, D. Dvorak, K. Leistner, C. Damm, S.P. Watkins and K.L. Kavanagh, *Nanotechnology* 30, 025701 (2019).
- [23] C. Y. Chen, A. Shik, A. Pitanti, A. Tredicucci, D. Ercolani, L. Sorba, F. Beltram, and H. E. Ruda, *Appl. Phys. Lett.* 101, 063116 (2012)
- [24] Ahmed Ali Ahmed "Développements des dispositifs à base des nanofils III-V pour le photovoltaïque" Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay (2018).
- [25] M. Vladimir Neplokh "Développement et application de la technique analytique de courant induit par faisceau d'électrons pour la caractérisation des dispositifs à base de nanofils de nitrure de gallium et de silicium" Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay (2016).
- [26] P. Tchoulfian, F. Donatini, F. Levy, A. Dussaigne, P. Ferret, and J. Pernot *NanoLett.* 14, 3491 (2014).
- [27] Z. Fang, F. Donatini, B. Daudin and J. Pernot *Nanotechnology* 29, R1 (2018)
- [28] M. Tchernycheva, V. Neplokh, H. Zhang, P. Lavenus, L. Rigutti, F. Bayle, F. H. Julien, A. Babichev, G. Jacopin, L. Largeau, R. Ciechonski, G. Vescovi and O. Kryliouk, *Nanoscale* 7, 11692 (2015).
- [29] Y. Dan, K. Seo, K. Takei, J. H. Meza, A. Javey, and K.B. Crozier, *Nano Lett.* 11, 2527 (2011).
- [30] K. Kanaya and S. Okayama, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 5, 43 (1972).
- [31] J.M. Bonard and J.D. Ganiere, *J. Appl. Phys.* 79, 6987 (1996).
- [32] C. Donolato, *Solid State Electronics* 28, 1143 (1982).

## Conclusion

Dans ce mémoire nous avons proposé d'un modèle mathématique pour décrire le signal EBIC d'une jonction pn de forme fil à fin de l'appliquer pour la détermination de quelques paramètres électriques et géométriques importants d'une cellule solaire de 3<sup>ème</sup> génération (nanofil). Les paramètres électriques tels que la longueur de diffusion des porteurs de charges et la vitesse de recombinaison de ces derniers sur la surface latérale du fil. Les paramètres géométriques tels que la longueur de la cellule (le fil) et son rayon.

L'effet des différents paramètres sur la distribution de la concentration des porteurs de charges et sur le signal EBIC a été illustré.

Les résultats montrent que la distribution des porteurs de charge dépend de la vitesse de recombinaison. Pour les petite valeurs de cette dernière, si  $L < r_a$ , la distribution des porteurs de charge est localisée au voisinage du volume de génération avec une décroissance quasi linéaire suivant la longueur du fil. Si  $L > r_a$ , L'extension spatial de  $P(r, z)$  devienne plus perceptible avec une décroissance qui suive une loi exponentiel le longue de fil. Pour des grandes valeurs de la vitesse de recombinaison, la diffusion des porteurs de charge dépend de la direction  $r$  et  $z$ . L'extension spatial de  $P(r,z)$  suit une loi exponentiel suivant la longueur du fil et reste localiser au voisinage du volume de génération.

Le signal EBIC calculé augmente avec l'augmentation de la valeur de  $L$  jusqu'à une valeur critique  $L_C$  à partir de laquelle il est indépendant de ce paramètre. Par contre, il diminue avec l'augmentation de la vitesse de recombinaison et il est indépendant de ce paramètre pour le cas des faibles valeurs de  $\nu_r$ . Le signal EBIC augmente avec l'augmentation de rayon  $r_a$ . Pour la longueur de fil, le signal EBIC calculé augmente avec l'augmentation de la longueur jusqu'à une valeur  $h_C$ , à partir de laquelle le signal est constant. Cette valeur dépend de la longueur de diffusion des porteurs de charges, de la vitesse de recombinaison et du rayon du fil mais elle est en générale au tour de  $3L$  ( $h_C \sim 3L$ ). Une étude expérimentale plus approfondie pour vérifier et quantifier cette dépendance est exigée, car, ce résultat permet l'optimisation de la longueur de la cellule pour avoir un maximum de collection des porteurs de charge et par conséquence un meilleur rendement de conversion.



## Annexe

### A. Calcul de la fonction de green:

On a la fonction de Green doit satisfaire l'équation:

$$\frac{\partial^2 G(r, r', \theta, \theta', z, z')}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial G(r, r', \theta, \theta', z, z')}{\partial r} + \frac{\partial^2 G(r, r', \theta, \theta', z, z')}{\partial z^2} - \lambda^2 G(r, r', \theta, \theta', z, z') = -\frac{1}{D2\pi r} \delta(r - r') \delta(\theta - \theta') \delta(z - z') \quad (\text{A.1})$$

Avec les conditions aux limites:

Le contacte arrière est parfait  $z=0$  ;

$$G(r, r', \theta, \theta', z = 0, z') = 0 \quad (\text{A.2})$$

On considère que la jonction est parfaite:

$$G(r, r', \theta, \theta', z = d, z') = 0 \quad (\text{A.3})$$

Sur la surface latérale

$$D \frac{\partial G}{\partial r}(r = r_a, r', \theta, \theta', z, z') = -v.p(r = r_a, \theta, \theta', z, z') \quad (\text{A.4})$$

$$G(r, r', \theta, \theta', z, z') < \infty \text{ si } r < r_a$$

Considérant le problème de Sturm-Liouville pour la variable  $z$ . Donc, je commence par la résolution de l'équation:

$$\frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2} + k_n^2 \varphi(z) = 0 \quad (\text{A.5})$$

Avec les conditions aux limites:

$$\varphi(z = 0) = 0 \text{ à } z=0 \quad (\text{A.7})$$

$$\varphi(z = d) = 0 \text{ à } z=d \quad (\text{A.8})$$

La solution est :

$$\varphi(z) = \sum_{i=0}^{\infty} \sin(k_n(d - z)) \quad (\text{A-9})$$

$$\text{avec, } k_n = \frac{n\pi}{d}$$

nous développons la fonction  $\delta(z, z')$  sous forme d'un produit de fonctions orthogonales :

$$\delta(z, z') = \sum_{i=0}^{\infty} c_n \varphi_n(z) \quad (\text{A.10})$$

$$c_n = \frac{\int_0^d \delta(z, z') \varphi_n(z) dz}{\int_0^d \varphi_n^2(z) dz} = \frac{2}{d} \sin(k_n z') \quad (\text{A.11})$$

$$\delta(z, z') = \frac{2}{d} \sum_{i=0}^{\infty} \sin(k_n z) \cdot \sin(k_n z') \quad (\text{A.12})$$

On développe la fonction sous la forme:

$$\delta(\theta - \theta') = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{e^{i(\theta - \theta')}}{2\pi} \quad (\text{A.13})$$

Donc, la solution sera

$$G(r, r', z, z') = \frac{1}{\pi.d.D} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{e^{i(\theta - \theta')}}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} g_m(r, r') \cdot \sin(k_n z) \cdot \sin(k_n z') \quad (\text{A.14})$$

En remplaçant dans l'équation différentiel on trouve :

$$\frac{\partial^2 g_m(r, r')}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial g_m(r, r')}{\partial r} - \mu_p^2 g_m(r, r') = -\frac{1}{r} \delta(r - r') \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\partial g_m}{\partial r}(r = r_a, r') = -s \cdot g_m(r = r_a, r') \quad (\text{A.16})$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} g_m(r, r') < \infty \quad (\text{A.17})$$

$$\text{avec } \mu_p = \sqrt{k_n^2 + L_p^2} \text{ and } k_n = \frac{n \cdot \pi}{d}$$

$$s = v/D \quad (\text{A.18})$$

$$\begin{cases} g_1(r, r') = A \cdot I_0(\mu_p \cdot r) + B \cdot K_0(\mu_p \cdot r) & \text{si } r < r' \\ g_2(r, r') = C \cdot I_0(\mu_p \cdot r) + E \cdot K_0(\mu_p \cdot r) & \text{si } r > r' \end{cases} \quad (\text{A-19a})$$

$$\quad (\text{A-19b})$$

De (A.17) on a :

$$g_1(r, r') = A \cdot I_0(\mu_p \cdot r) \text{ et } B=0 \quad (\text{A.20})$$

De (A.16)

$$C \cdot \mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) - \mu E \cdot K_1(\mu \cdot r_a) = -s \cdot (C \cdot I_0(\mu \cdot r_a) + E \cdot K_0(\mu \cdot r_a)) \quad (\text{A.21})$$

$$C = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E \quad (\text{A.22})$$

$$g_2(r, r') = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E \cdot I_0(\mu \cdot r) + E \cdot K_0(\mu \cdot r) \quad (\text{A.23})$$

La continuité de la fonction de Green :

$$g_1(r = r', r') = g_2(r = r', r') \implies A \cdot I_0(\mu \cdot r') = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E \cdot I_0(\mu \cdot r') + E \cdot K_0(\mu \cdot r')$$

$$A = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E + E \cdot K_0(\mu \cdot r') / I_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.24})$$

La discontinuité de la première dérivée de la fonction de green :

$$\frac{\partial g_2(r=r')}{\partial r} - \frac{\partial g_1(r=r')}{\partial r} = \frac{-1}{r'} \quad (\text{A.25})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E \cdot \mu \cdot I_1(\mu \cdot r') - E \cdot \mu \cdot K_1(\mu \cdot r') \\ & - \left( \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} E + E \cdot \frac{K_0(\mu \cdot r')}{I_0(\mu \cdot r')} \right) \mu \cdot I_1(\mu \cdot r') = \frac{-1}{r'} \end{aligned}$$

$$-E \cdot \mu \cdot K_1(\mu \cdot r') - E \cdot \frac{K_0(\mu \cdot r')}{I_0(\mu \cdot r')} \cdot \mu \cdot I_1(\mu \cdot r') = \frac{-1}{r'} \quad (\text{A.26})$$

$$-E \cdot \mu \cdot (K_1(\mu \cdot r') I_0(\mu \cdot r') - E \cdot \mu \cdot K_0(\mu \cdot r') \cdot I_1(\mu \cdot r')) = \frac{-1}{r'} I_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.27})$$

$$I_0(\mu r') \cdot K_1(\mu r') + I_1(\mu r') \cdot K_0(\mu r') = \frac{1}{\mu r'} \quad ([1] \text{eq } 8.477 - 2) \quad (\text{A.28})$$

$$E = I_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.29})$$

$$A = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} I_0(\mu \cdot r') + K_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.30})$$

$$C = \frac{\mu \cdot K_1(\mu \cdot r_a) - s \cdot K_0(\mu \cdot r_a)}{\mu \cdot I_1(\mu \cdot r_a) + s \cdot I_0(\mu \cdot r_a)} I_0(\mu \cdot r') \quad (\text{A.31})$$

$$g_1(r, r') = \left( \frac{\mu.K_1(\mu.r_a) - s.K_0(\mu.r_a)}{\mu.I_1(\mu.r_a) + s.I_0(\mu.r_a)} I_0(\mu.r') + K_0(\mu.r') \right) . I_0(\mu.r) \text{ si } r < r' \quad (\text{A-30a})$$

$$g_2(r, r') = \left( \frac{\mu.K_1(\mu.r_a) - s.K_0(\mu.r_a)}{\mu.I_1(\mu.r_a) + s.I_0(\mu.r_a)} . I_0(\mu.r) + K_0(\mu.r) \right) I_0(\mu.r') \text{ si } r > r' \quad (\text{A-30b})$$

$$g(r, r') = \left( \frac{\mu.K_1(\mu.r_a) - s.K_0(\mu.r_a)}{\mu.I_1(\mu.r_a) + s.I_0(\mu.r_a)} I_0(\mu.r_>) + K_0(\mu.r_>) \right) . I_0(\mu.r_<) \quad (\text{A.32})$$

$$r_> = \max(r, r') \text{ et } r_< = \min(r, r') \quad (\text{A.33})$$

$$g(r, r') = (M(\mu, r_a) . I_0(\mu.r_>) + K_0(\mu.r_>)) . I_0(\mu.r_<) \quad (\text{A.34})$$

$$M(\mu, r_a) = \frac{\mu.K_1(\mu.r_a) - s.K_0(\mu.r_a)}{\mu.I_1(\mu.r_a) + s.I_0(\mu.r_a)} \quad (\text{A.35})$$

La solution générale :

$$G(r, r', z, z') = \frac{1}{\pi.d.D} \sum_{i=0}^{\infty} (M(\mu, r_a) . I_0(\mu.r_>) + K_0(\mu.r_>)) . I_0(\mu.r_<) . \sin(k_n z) . \sin(k_n z') \quad (\text{A.36})$$

La distribution des porteurs est donnée par :

$$p(r, z) = \iint G(r, r', z, z') . g(r', z' - z_0) dr' dz' \quad (\text{A.37})$$

Même raisonnement pour la région P on trouve :

$$G'(r, r', z, z') = \frac{1}{2\pi.(h-d_2).D} \sum_{i=0}^{\infty} (M(\mu, r_a) . I_0(\mu.r_>) + K_0(\mu.r_>)) . I_0(\mu.r_<) . \sin(k_n(h - z)) . \sin(k_n(h - z')) \quad (\text{A.38})$$

$$n(r, z) = \iint G'(r, r', z, z') . g(r', z' - z_0) dr' dz' \quad (\text{A.39})$$

## B- Model de Donolato

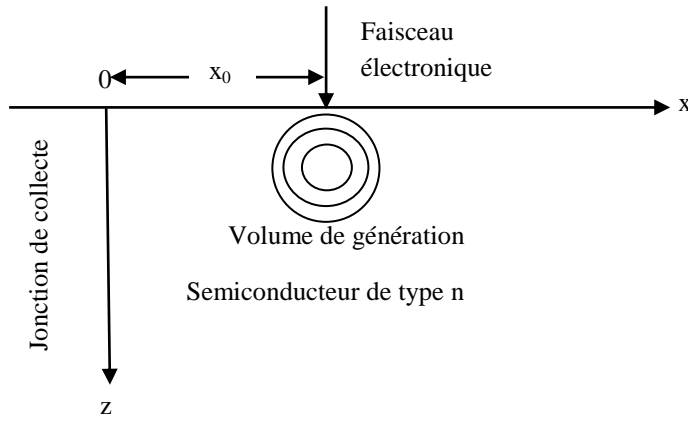
En 1981, Donolato [2] a proposé un modelé mathématique qui décrit le signal EBIC de la configuration planaire (le faisceau électronique est perpendiculaire à la jonction de collecte). Dans ce modèle, Donolato a considéré :

- 1- La fonction de génération gaussienne dans un volume sphérique proposée par Fitting [3].
- 2- Une vitesse de recombinaison des porteurs de charge sur la surface libre.
- 3- Le faisceau électronique parallèle à la jonction de collecte.

La diffusion des porteurs minoritaires générés est exprimée par l'équation de diffusion. Pour le cas d'un semiconducteur de type n, elle est donnée par:

$$D_p \nabla^2 (\Delta p(r)) - \frac{1}{\tau} \Delta p(r) = -g(r) \quad (\text{B.1})$$

$\Delta p(r)$  est l'excès de trous,  $D_p$  et  $\tau$  présentent leur coefficient de diffusion et durée de vie respectivement.  $g(r)$  est la fonction de génération.



**Figure B.1** Schémas illustratif du modèle de Donolato.

Pour le cas de cette configuration il y a une invariance sur l'axe y donc le problème se réduira à 2D l'équation B.1 devienne:

$$D_p \nabla^2 (\Delta p(x, z)) - \frac{1}{\tau} \Delta p(x, z) = -g(x, z) \quad (\text{B.2})$$

avec, les conditions aux limites:

$$\frac{\partial \Delta p(x, z)}{\partial z} = \frac{v_T}{D_p} \Delta p(x, z) \text{ à } z = 0 \quad (\text{B.3.a})$$

$v_T$ , vitesse de recombinaison surfacique.

$$\Delta p(x, z) = 0 \text{ à } x = 0 \quad (\text{B.3.b})$$

En utilisant le formalisme de Green, la solution peut être exprimée par:

$$\Delta p(x, z) = \int_0^\infty dx' \int_0^\infty g(x', z') G(x, x', z, z') \quad (\text{B.4})$$

avec,  $G(x, x', z, z')$  la fonction de green qui satisfait l'équation B.2, avec le remplacement de  $g(x, z)$  par la fonction  $\delta(z - z')$ , avec les conditions aux limites données par les équations B.3.a et b. Le courant de collecte est donné par:

$$I = D_p \int_0^\infty \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \Big|_{x=0} dz = \int_0^\infty dx' \int_0^\infty g(x', z') Q(x', z') dz' \quad (\text{B.5})$$

avec,

$$Q(x', z') = D_p \int_0^\infty \frac{\partial G}{\partial x} \Big|_{x=0} dz \quad (\text{B.6})$$

La fonction de Green est:

$$G(x, z) = \int_0^\infty a(k, z) \sin(kx) dk \quad (\text{B.7})$$

$$a(k, z) = \frac{1}{\pi D_p} \frac{\sin(kx_0)}{\mu} \left\{ \exp(-\mu|z - z_0|) + \frac{\mu - s}{\mu + s} \exp(-\mu(z + z_0)) \right\} \quad (\text{B.8})$$

avec,

$$\mu = \sqrt{\lambda^2 + 1/L^2} \quad \text{et} \quad s = \frac{v_T}{D_p} \quad (\text{B.9})$$

La fonction de génération est donnée:

$$g(x - x_0, z) = \frac{1.14}{2\pi\sigma_1} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}{2\pi\sigma_1}\right) \quad (\text{B.10})$$

avec,  $x_0$  distance entre le faisceau électronique et la jonction de collecte,  $z_0 = 0.3R_K$  ( $R_K$  étant le parcours électronique de Kyzer) et  $\sigma_1^2 = \frac{R^2}{7.5}$

Le courant de collecte est donné par

$$I(x_0) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{k}{\mu^2} \left\{ \begin{array}{l} \exp\left(-\frac{k^2\sigma^2}{2}\right) - \\ 0.57 \exp\left(\frac{k^2\sigma^2}{2} - \mu z_0\right) \frac{s}{\mu + s} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma}{\sqrt{2}}\left(\mu - \frac{z_0}{\sigma}\right)\right) \end{array} \right\} \quad (\text{B.11})$$

avec,  $x_0$  la distance entre la jonction et le point d'impact du faisceau électronique.

A l'aide de ce modèle, Donolato a pu tracer la courbe du signal EBIC en fonction de la distance de scan  $x_0$ . Ce modèle a été utilisé par plusieurs auteurs pour la détermination de la longueur de diffusion et/ou la vitesse de recombinaison.

### C- Loi exponentiel

Goucher et al. ont montré que les profils EBIC obtenus ont une forme exponentielle [4], alors, Higuchi et Tamura [5] ont estimé la longueur de diffusion en mesurant la distance de la jonction où le profil tombe à environ 1/e de sa valeur à la jonction.

Si le profil EBIC suit une forme exponentielle il peut être exprimé sous la forme:

$$I = I_{max} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (\text{C.1})$$

avec  $I_{max}$  le courant maximal au borne de la jonction,  $x$ , la distance entre le point d'impact du faisceau primaire et la jonction de collecte de courant, et  $L$  la longueur de diffusion. On prend le logarithme naturel du profil qui donne généralement une ligne droite. C.1 peut être mise sous la forme :

$$I = I_{max} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (\text{C.2})$$

La logarithmique naturelle du profil est simplement. Il peut être écrit comme

$$\ln(I) = \ln(I_{\max}) - \frac{x}{L} \quad (\text{C.3})$$

D'où, la pente de la droite correspond à  $(-1/L)$ .

En 1976, Berz et Kuiken ont dérivé une expression du courant EBIC pour une configuration de collecteur normal pour une valeur quelconque de vitesses de recombinaison de surface, [6]. Des expressions analytiques du signal EBIC ont été obtenues pour des cas particuliers de vitesses de recombinaison de surface (vitesse nulle  $v=0$  et vitesse infinie  $v=\infty$ ). Dans ce papier, ils ont montré que le courant EBIC peut se mettre sous la forme C.2 si  $v=0$  et si  $v=\infty$  il prend la forme :

$$I = kx^{-1/2} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (\text{C.4})$$

Quelque année plus tard Ong et al [7] ont généralisé cette expression pour n'importe quelle valeur de  $v$ .

$$I = kx^\alpha \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (\text{C.5})$$

Avec  $-\frac{1}{2} < \alpha < 0$ .

### Reference

- [1] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, "Table of Integrals, Series, and Products", *Eighth Edition*, Academic Press, 936 (2014)
- [2] C. Donolato, *Solid State Electronics* 28, 1143 (1982).
- [3] H. J. Fitting, H. Glaefcke and W. Wild, *Phys. status solidi (a)* 32, 85 (1977).
- [4] F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal, and W. Shockley, *Physical Review*, vol. 81, 637 (1951).
- [5] H. Higuchi and H. Tamura, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 4, 316 (1965).
- [6] F. Berz and H. K. Kuiken, *Solid State Electronics* 19, 437 (1976).
- [7] V. K. S. Ong, J. C. H. Phang, and D. S. H. Chan, *Solid State Electronics*, 37, 1 (1994).

## Resume

This work deals with the modeling of the EBIC signal of pn junction with wire shape. The effect of electrical parameters of the junction such as diffusion length  $L$  and surface recombination velocity  $v_r$  and geometrical parameters such as the radii  $r_a$  and the length  $h$  on the generated charge carrier distribution and on the EBIC signal is investigated. The results show that the computed EBIC signal depends strongly on  $v_r$  when  $L > r_a$ . For case  $L < r_a$  the EBIC signal is almost independent of  $v_r$  except some difference between the signal is noticed in region near the space charge zone. The EBIC signal decreases with the increasing of  $v_r$  for both studied case. However, the EBIC signal increases with the increasing of  $L$  till a  $L_s$ . from it the signal become independent of  $L$ . and addition the signal EBIC increase with the increasing of rayon of the wire. For the length of the wire  $h$ , the EBIC signal increase with this parameter till neutral zone (p ou n) got the length  $h_c \approx 3L$  its becomes constant.

## Résumé

Ce travail est consacré à une modélisation du signal EBIC d'une jonction pn avec forme de fil. L'effet des paramètres électriques de la jonction tels que la longueur de diffusion  $L$  et la vitesse de recombinaison surfacique  $v_r$  et des paramètres géométriques tels que les rayons  $r_a$  et la longueur  $h$  sur la distribution des porteurs de charge générés et le signal EBIC est étudié. Les résultats montrent que le signal EBIC calculé dépend fortement de  $v_r$  lorsque  $L > r_a$ . Pour le cas  $L < r_a$ , le signal EBIC est presque indépendant de  $v_r$ , sauf dans la région proche de la zone de charge d'espace ou une légère variation est constatée. Le signal EBIC diminue avec l'augmentation de  $v_r$  pour les deux cas étudiés. Par ailleurs, le signal EBIC augmente avec l'augmentation de  $L$  jusqu'à une valeur  $L_s$ . à partir de là le signal devient indépendant de  $L$ . En outre, le signal EBIC augmente avec l'augmentation de la rayonne du fil. Pour la longueur du fil  $h$ , le signal EBIC augmente avec ce paramètre jusqu'à ce que de la zone neutre (p ou n) ait la longueur  $h_c \approx 3L$ , à partir de laquelle le signal devient constante.

## ملخص

في هذا العمل، قمنا بوضع نموذج حسابي لأجل حساب إشارة التيار المحرض من طرف الحزمة المصطدمة (EBIC) للوصلة PN ذات شكل سلك وقد تم دراسة تأثير المتغيرات الكهربائية للوصلة المتمثلة في مسافة الانتشار  $L$  و تأثير سرعة التجمع السطحية و كذلك تأثير عوامل الحزمة الإلكترونية كطاقة التسريع و كذلك تمت دراسة بعض العوامل الهندسية للوصلة مثل الطول  $h$  والقطر  $r_a$  على توزيع حاملات الشحنة التي تم توليدها و على الإشارة EBIC. النتائج المتحصل تبين أن شدة التيار تتأثر بقيمة سرعة الالتحام السطحي من أجل قيم مسافة الانتشار أقل من نصف قطر السلك وتكون شدة التيار شبه مستقلة عن هذا المتغير أجل قيم مسافة الانتشار أكبر من نصف قطر السلك. أن شدة التيار تتناقص مع تزايد قيمة سرعة الالتحام السطحي في كلى الحالتين. كما أن النتائج تبين أن شدة التيار تزداد مع تزايد مسافة انتشار حوامل الشحنة حتى قيمة حدية اعتبارا منها تكون شدة التيار مستقلة عن هذا المتغير. ومن جهة أخرى، تبين الحسابات أن شدة التيار تزداد مع تزايد نصف قطر السلك وتزايد مع تزايد الطول الوصلة حتى قيمة حدية اعتبارا منها تكون شدة التيار ثابتة، هذه القيمة تساوي بالتقريب 03 اضعاف طول مسافة الانتشار.