

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE MENTOURI CONSTANTINE

FACULTE DE SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre:

Série:

MEMOIRE

PRESENTE POUR OBTENIR DU DIPLOME DE MAGISTER EN PHYSIQUE

SPECIALITE: *Physique De Matériaux*

OPTION: *Physique De Semi-conducteurs*

THEME

Modélisation de signal EBIC
Effet du choix de la fonction de génération

Soutenu le : 17 – 10 – 2007

Par

BISSAR MASSAOUD

Devant le jury

Président

N. BOUKHEIT

M. C. Université de Constantine

Rapporteur

A. DJEMEL

Pr. Université de Constantine

Examineurs

M. S. AIDA

Pr. Université de Constantine

K. MIROUH

M.C. Université de Constantine

INTRODUCTION GENERALE

Les techniques d'injection de porteurs électroniques par une source d'excitation extérieure (électrons, photons...) constituent un outil précieux pour l'étude des propriétés électriques des défauts dans les matériaux semi-conducteurs [1].

La technique **EBIC** (**E**lectron **B**eam **I**nduced **C**urrent) (qui est basée sur la création des paires électron-trou, leur diffusion à l'intérieur du matériau ainsi que leur collecte sous forme de courant) permet l'étude de la recombinaison de ces paires au niveau des défauts étendus, tels que les précipités, les dislocations et les joints de grains. L'activité électrique de tels défauts peut être imagée (image **EBIC**) [1].

L'analyse quantitative du signal **EBIC** permet d'obtenir un certain nombre de paramètres physiques caractérisant la recombinaison des porteurs tels que la longueur de diffusion. A cet effet, un effort important a été consacré ces dernières années à la modélisation du signal **EBIC** [2].

La génération des paires ($e^- - h^+$) provient de la dissipation de l'énergie des électrons incidents. Pour décrire cette dissipation dans la matière, plusieurs modèles ont été proposés [3].

Bien que le **Germanium** ait fait l'objet des premières réalisations de dispositifs électroniques (transistors), le **Silicium** a monopolisé l'essentiel des études orientées aux propriétés électriques, compte tenu des avantages technologiques qu'il présente liés principalement aux propriétés de l'oxyde SiO_2 [1].

L'analyse critique des différents modèles de calcul du signal **EBIC** développés jusqu'à présent par un calcul de l'efficacité de collecte de diodes *Schottky* en fonction de l'énergie de faisceau des électrons incident et des différents paramètres physiques caractéristiques du contact et de la recombinaison des porteurs minoritaires [1].

Cette analyse nous a permis de montrer qu'un choix judicieux du parcours électronique **R** pour les fonctions simplifiées (constante et ponctuelle) conduit à des résultats comparables à ceux obtenus en utilisant les fonctions les plus réalisées (polynomiale et gaussienne modifiée)[1].

Le but de travail est d'extraire une formule du parcours électronique phénoménologique pour un semi-conducteur bien défini en utilisant le modèle *Wu-Wittry* à partir d'une comparaison entre les courbes théoriques de l'efficacité de collecte en fonction de l'énergie de faisceau incident

sur le contact métal-semi-conducteur dans le **MEB** et celles de l'expérience.

L'organisation de ce mémoire est la suivante :

Le premier chapitre : une description de l'interaction électron-matière ainsi que les phénomènes de recombinaison, est bien montré. Et le plus important dans ce chapitre c'est les fonctions de génération avec leurs parcours électroniques.

Dans le 2^{ème} chapitre : un rappel théorique sur les notions fondamentales et les principes de la technique **EBIC** et ses applications, ainsi qu'une description du **Microscope Electronique à Balayage**.

Le 3^{ème} chapitre : Ce chapitre se partage en trois parties essentielles :

- la première c'est une disposition des notions essentielles sur le semi-conducteur à étudier, où dans notre étude on a choisi le **Silicium** ;

- la deuxième partie consiste en une modélisation des courbes d'efficacité partant de la modèle de *Wu-Wittry* déjà existant ;

- la troisième partie consiste en une étude théorique de l'effet de la fonction de génération sur les courbes d'efficacité de collecte-énergie du faisceau électronique en mode **EBIC**; en terminant notre travail par une comparaison entre les courbes théoriques et les courbes expérimentales du semi-conducteur proposé. Cette comparaison sera fait par la recherche du parcours électronique phénoménologique de notre semi-conducteur à étudier qui est en contact avec l'**Aluminium**.

UNIVERSITE DE CONSTANTINE
Département de Physique

Soutenance du Magister en Physique, Département de Physique, Univ- Constantine

THEME

**Modélisation du signal EBIC
Effet du choix de la fonction de génération**

Proposé et dirigé par :

Pr. A. DJEMEL

Exposé par :

M. BISSAR

Soutenue publiquement le : 17 – 10 – 2007

Devant le jury composé de :

N. BOUKHEIT

M. C. Université de Constantine

Président

A. DJEMEL

Pr. Université de Constantine

Rapporteur

M. S. AIDA

Pr. Université de Constantine

Examineur

K. MIROUH

M.C. Université de Constantine

Examineur

2007 - 2008

***Chapitre I : L'interaction
électron-matière***

Chapitre II : La méthode EBIC

***Chapitre III : Modélisation
et résultats***

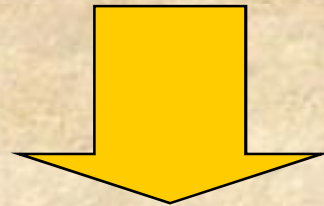
Les techniques d'injection des porteurs électroniques

Source d'excitation
(les électrons, les neutrons, les photons...)

l'étude des propriétés électriques
des défauts
dans
les matériaux semi-conducteurs

La technique EBIC

(la création des paires électron-trou, leur diffusion à l'intérieur du matériau ainsi que leur collecte sous forme de courant)



l'étude de la recombinaison des paires au niveau des défauts étendus (les précipités, les dislocations et les joints de grains)

L'activité électrique de tels défauts peut être imagée.

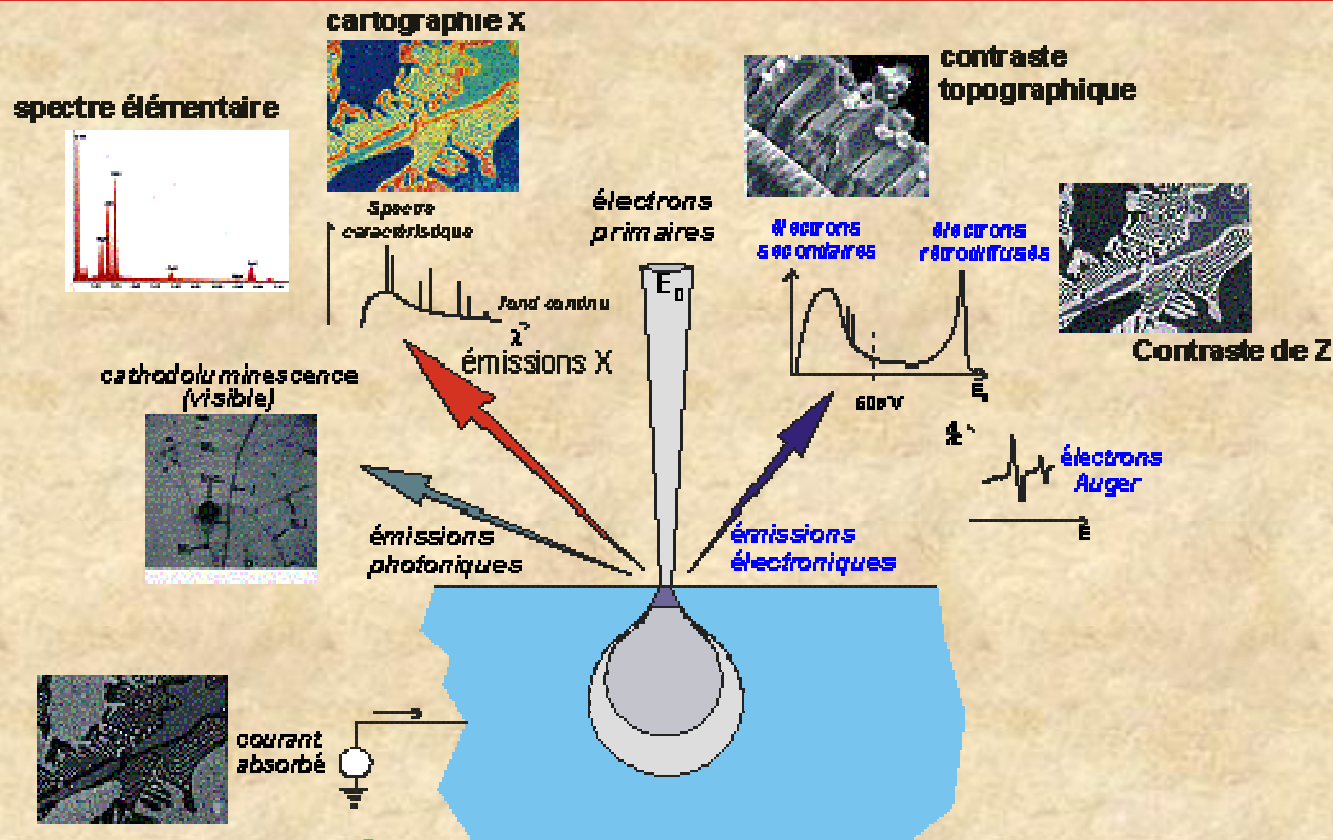
L'ANALYSE QUANTITATIVE DU SIGNAL EBIC



Paramètres physiques caractérisant
la recombinaison des porteurs
(**la longueur de diffusion**)

DISPERSION ÉLASTIQUE ET INÉLASTIQUE

Lors de l'impact d'un faisceau d'électrons sur une cible massive, cette dernière est la source de plusieurs émissions radiatives et corpusculaires



DES ÉMISSIONS RADIATIVES ET CORPUSCULAIRES

- des électrons X émis à basse énergie (typiquement entre 500 eV) et le reste est l'« émission secondaires ».
- A l'impact, on génère par effet photoélectrique des électrons primaires. Si le jet ion présente des éléments énergétiques, on peut également émettre des électrons secondaires.
- émission de l'énergie spécifique de certains atomes sous l'impact des électrons à l'équilibre : « électrons Auger ».
- des électrons traversent les échantillons les très minces : « électrons transmis ».

FONCTION DE DISSIPATION D'ÉNERGIE $\Phi(u)$

La perte d'énergie des e^- primaires dans une direction normale à la surface de la cible comme fonction $\Phi(u)$

u : traduisant la pénétration normalisée au parcours électronique R

$$\Phi(u) = (1-f) \cdot (0.60 + 6.21u - 12.4u^2 + 5.69u^3)$$

$$u = R \left(\frac{z}{R} \right)$$

f : la fraction moyenne d'énergie perdue par rétrodiffusion.

D'après les travaux de Sternglass (1954), la rétrodiffusion est presque constante sur l'intervalle d'énergie 5-50 KeV.
La fonction $\Phi(z/R)$ est donnée par l'expression suivante

$$\Phi(z/R) = \frac{d(E_A/F_0)}{f R \eta_B \cdot E_0} \cdot \frac{E(z/R)}{E_0}$$

E_A est l'énergie absorbée en fin du parcours normalisé et dont l'expression est donnée par Kanaya et Okayama (1972)

Fonction $\Phi(u)$ d'Everhart - Hoff
Fonction $\Phi(u)$ de Wittry-Kyser

Une expression analytique polynomiale d'après des mesures de courant

η_T et η_B . les fractions d'énergie des électrons primaires rétrodiffusés respectivement ;

Avec l'énergie de 25 keV, $\Delta u = 0.35$ (B/A) rétrodiffusés = 4.0

Étude de la cathodoluminescence dans le GaAs et l'émission X par une cible de Cu.

PARCOURS ÉLECTRONIQUE

Le profondeur de pénétration de l'électron dans l'échantillon

Grüen 1957

$$R_G = 4.57 E_0^{1.75}$$

$$5 < E_0 < 25 \text{ KeV}$$

$$R_e = \left(\frac{K}{r} \right) E_0^a$$

Autres formules

Kanaya-Okayama 1972

$$R_{K-O} = (0.0276 A / r Z^{0.889}) E_0^{1.67}$$

A : est le poids atomique en g/mol

Everhart et Hoff 1971

$$R_{EH} (\text{mg} / \text{cm}^2) = 4.0 E_0^{1.75}$$

$$5 < E_0 < 35 \text{ KeV}$$

$$10 < Z < 15$$

Kyser (1972)

$$R_K (\text{mg} / \text{cm}^2) = 2.56 \left(\frac{E_0}{30} \right)^{1.68}$$

Bohr-Bethe

$$R_B = \int_E^0 \frac{dE}{dE / (drz)}$$

VOLUME DE GÉNÉRATION

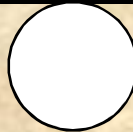
Le lieu de création des paires électron-trou

Le modèle de Kanaya et Okayama

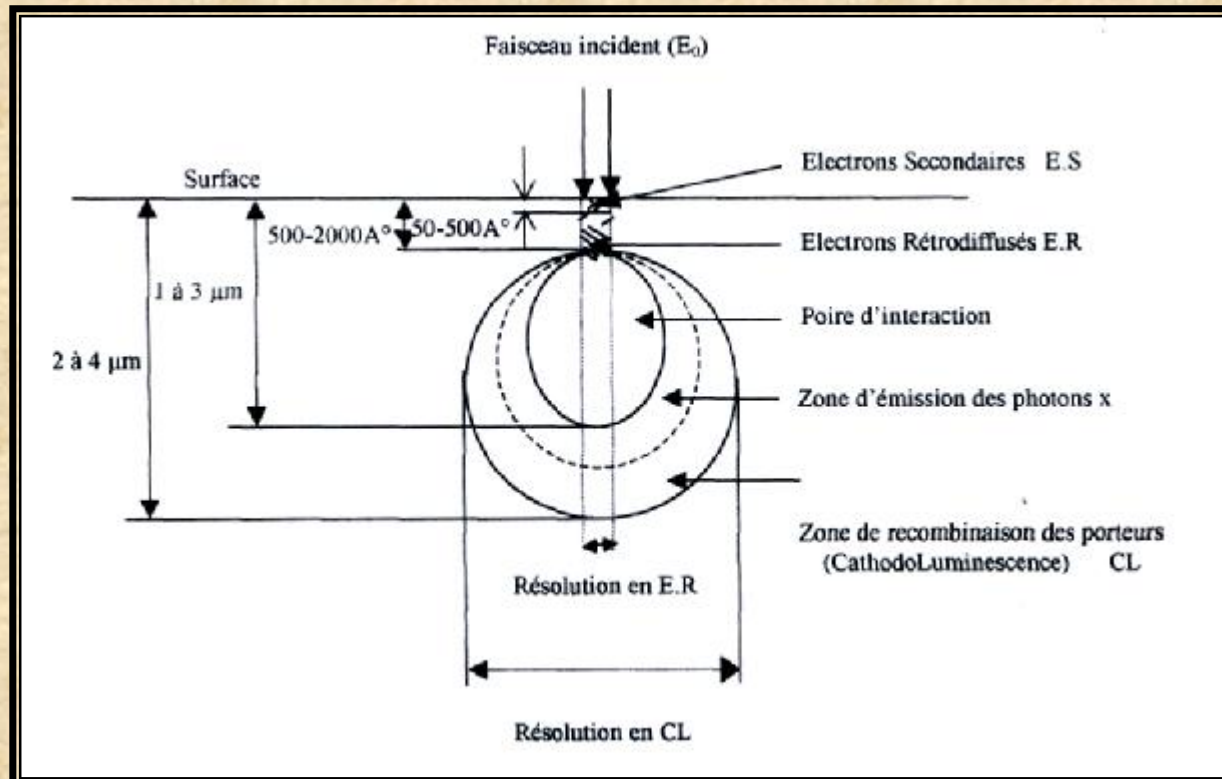
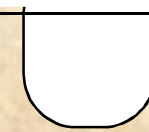
$Z < 15$ forme d'une poire



$15 < Z < 40$ forme sphérique



$Z > 40$ forme hémisphérique



Le volume de génération et la résolution spatiale des différents phénomènes

PHÉNOMÈNES DE GÉNÉRATION DE PORTEURS DANS LES SC

La création des porteurs dans les **SC** par excitation et ionisation

$$G' \text{ (cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}\text{)}$$

- Ce paramètre résulte de la contribution de deux types de génération de porteurs.
- G_{th} : taux de génération thermique spécifique du matériau.
- G : résultent de l'excitation du **SC** par une source extérieure.

La fonction $G(x, y, z)$ décrit la distribution des paires é-trou dans le volume

$$G(z) = \int_{xy} G(x, y, z) dx dy$$

ENERGIE DE FORMATION D'UNE PAIRE ÉLECTRON-TROU

L'énergie moyenne dissipée par paire ($e^- - h^+$) générée.

Le modèle de Klein

$$e_{e-h} = E_g + E_r + E_k$$

E_g : énergie du gap

E_r : l'énergie moyenne de création de phonons optiques.

E_k : l'énergie moyenne de thermalisation par vibrations du réseau.

E_{e-h} (eV/paire)	Source d'irradiation	références
3.61±0.01 3.79±0.01	α , 5.486 MeV (^{241}Am) β , 363.8 KeV (^{113}Sn)	Busslati et al [25]
3.62±0.02 3.67±0.02 3.67±0.02	α , (5.344 – 8.785) MeV (^{228}Th et ^{241}Am) β , 14.86 KeV (^{57}Co) à 1.048 MeV (^{207}Bi) δ , 121.97 KeV (^{57}Co)	Pehl et al [26]
3.63	e^- , 25 KeV (EB)	Bresse [27]
3.625±0.0025 3.631±0.0025	α , 5.483 MeV (^{241}Am) β , 975.2 KeV (^{207}Bi)	Ryan [28]
3.6	e^- , <15KeV(EB)	Siekanowics et al [29]
3.44±0.2	e^- , < 30 KeV (EB)	Nomordi et Thompson [30]
3.75±0.11	e^- , (10-50) KeV (EB)	Wu et wittry [31]

Valeurs expérimentales de l'énergie de création des paires dans le Si à 300°K

TAUX DE GÉNÉRATION TOTAL G_0 (s^{-1})

Le nombre de e-trou créés par unité de temps dans l'échantillon

$$G_0 = \frac{E_{eff}}{e_{e-h}}$$

E_{eff} : l'énergie effective perdue dans l'échantillon.

$$E_{eff} = N_0 E_0 (1 - f)$$

f : la fraction d'énergie rétrodiffusée ;

N_0 : le nombre d'électrons incidents par unité de temps, exprimé par $N_0 = (I_0 / |e|)$;

I_0 : l'intensité du faisceau incident ;



$$G_0 = \frac{I_0 E_0 (1 - f)}{|e| e_{e-h}}$$

FONCTION DE GÉNÉRATION

On désigne par fonction de génération $g(z)$ la valeur moyenne de la densité des (e^-h^+) en fonction de z .

$$g(z) = \frac{I_p}{qE_{e-h}} \frac{dE_A}{dz}$$

$\frac{dE_A}{dz}$ est la perte d'énergie projetée suivant z .

$$\Phi\left(\frac{z}{R}\right) = \frac{d(E_A / E_0)}{d(z / R)}$$



$$g(z) = \frac{I_p E_0}{q e_{e-h} R} \Phi(u)$$

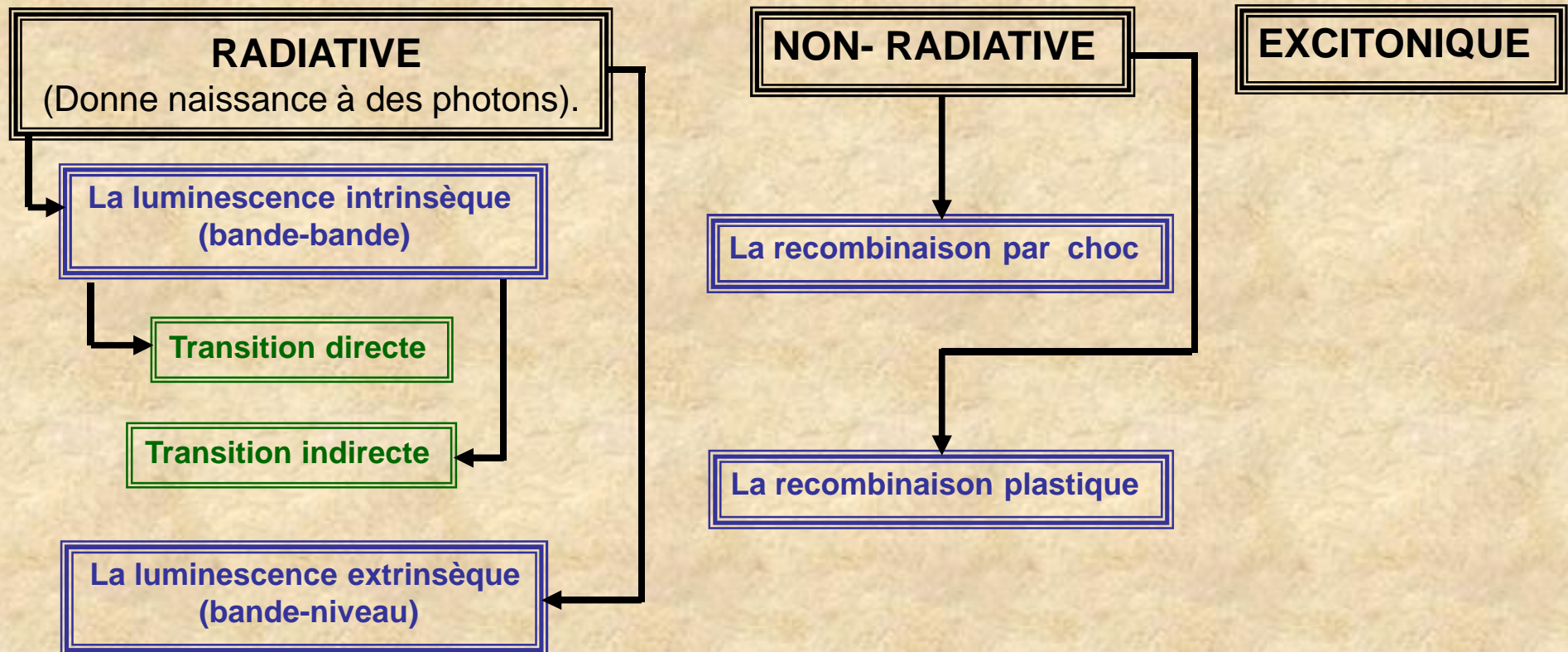
Dans le cas d'une cible de Si, $\Phi(z/R)$ sous forme d'un polynôme correspond à la relation d'Heverhart -Hoff

PHÉNOMÈNE DE RECOMBINAISON

La recombinaison au sein d'un semi-conducteur d'électrons et des trous libres s'effectue par l'un des deux mécanismes :

- par transition d'un électron de E_c vers E_v ; (recombinaison « directe »).
- par l'intermédiaire de centres de recombinaison; (recombinaison « indirecte »).

LES PROCESSUS DE RECOMBINAISON



La Luminescence intrinsèque (bande-bande) (bande-niveau)

NON-RADIATIVE

Transition directe

Les niveaux profonds dans le gap peuvent donner lieu indirectement à un contraste. Relative aux impuretés et défauts.

L'énergie du photon émis ($h\nu$), dans ce cas, est égale (presque) à E_g .

1 Transition Bande-bande;

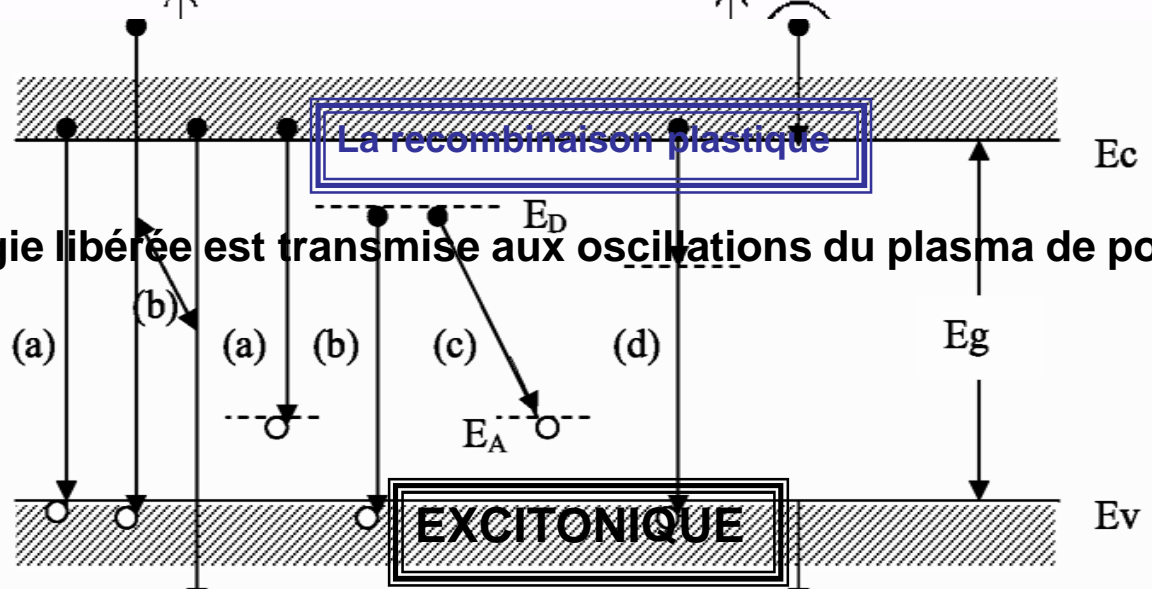
2 La Transition Impliquant Les Impuretés ou Les Défauts Physiques;

3 La transition entre niveaux profonds impliquant les porteurs chauds, parfois appelé l'émission de décélération. L'énergie libérée dans l'acte de recombinaison est transmise à un troisième porteur qui la dissipe ensuite par interaction avec les vibrations du réseau.

Transition indirecte

La recombinaison plastique

L'énergie libérée est transmise aux oscillations du plasma de porteurs.



Les énergie E_i et final E_f : C'est le couplage qui se produit à basse température entre électron et trou pour donner une pseudo-particule « exciton libre ». Celui-ci peut être piégé sur une impureté « exciton piégé » en donnant naissance à de niveaux d'énergie bien définis dans le gap. (Pour les transitions indirectes, la participation du phonon (E_{ph}) est indispensable)

LA MÉTHODE EBIC

Elle s'applique également à l'observation plus qualitative des défauts cristallins tels que dislocations et joints de grains.

LE PRINCIPE DE LA TECHNIQUE EBIC

↓
Un contact ohmique - un contact Schottky sur l'échantillon.

↓
Excitation dans le MEB

↓
Génération des porteurs

↓
Induction d'un courant qui peut être détecté par un circuit extérieur.

LA METHODE EBIC

En l'absence de champ électrique DOMAINES D'UTILISATION

Les porteurs en excès sont animés d'un mouvement de diffusion sous l'effet d'un gradient de leur concentration pendant lequel ils parcourront une distance appelée la longueur de diffusion L pendant un temps appelé durée de vie τ , avant de se

- détection des défauts en cristal, qui apparaissent en tant que les taches ou lignes foncées ;

- endroit des défauts de jonction de p-n;
- détection des jonctions ou des couches supplémentaires ;
- mesure de densité d'états en utilisant un faisceau modulé.

En présence d'un champ électrique

Les paires sont séparées ; alors électron et trou dérivent en sens opposés. Un courant prend alors naissance dans le circuit extérieur.

LE MEB



**LE Microscope
Électronique à Balyage**

MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE À BALAYAGE JEOL JSM-6340F

LE MEB

La microscopie électronique à balayage est une technique de microscopie basée sur le principe de la transmission électronique. Elle est utilisée pour l'analyse des surfaces et la caractérisation des matériaux.

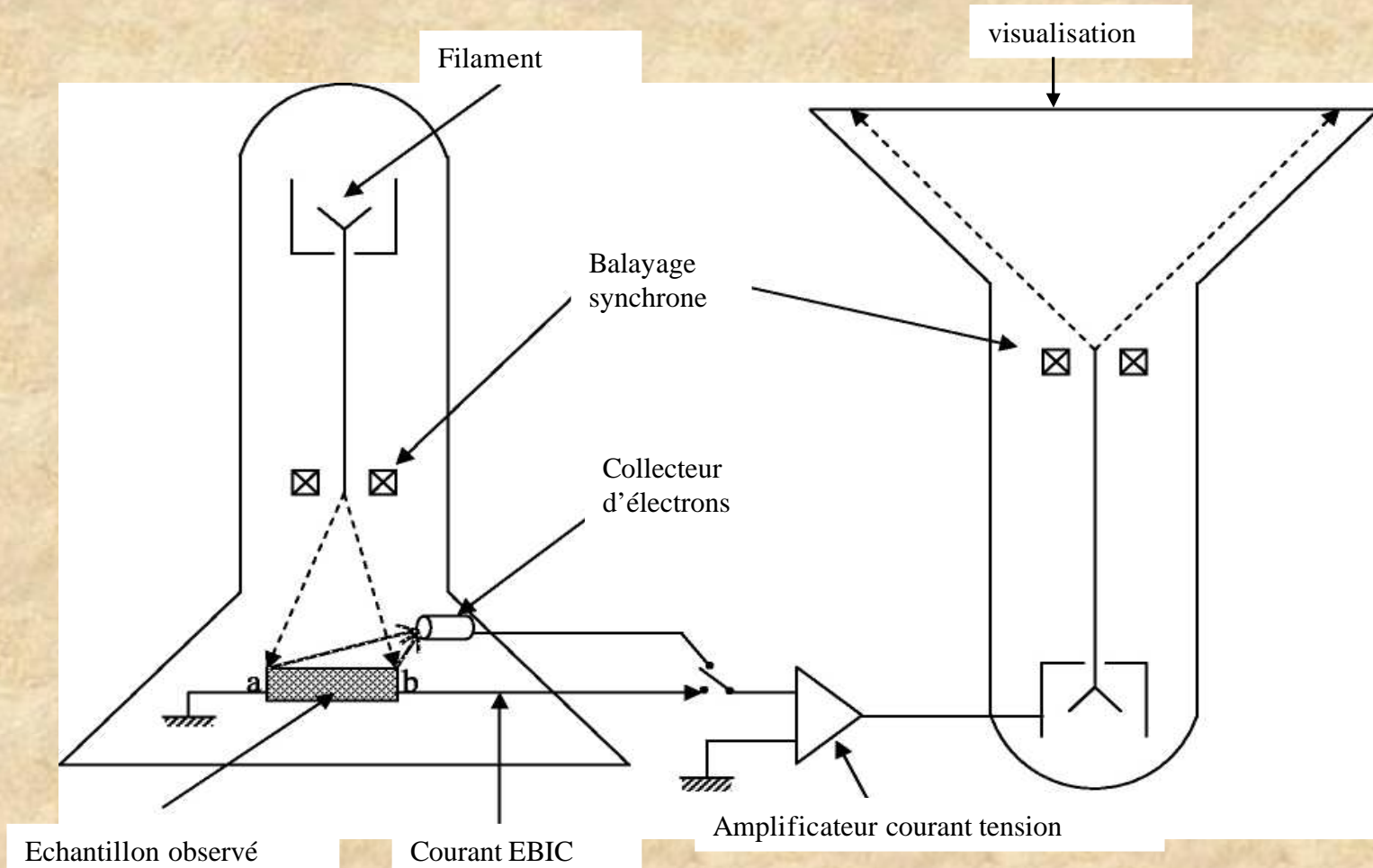
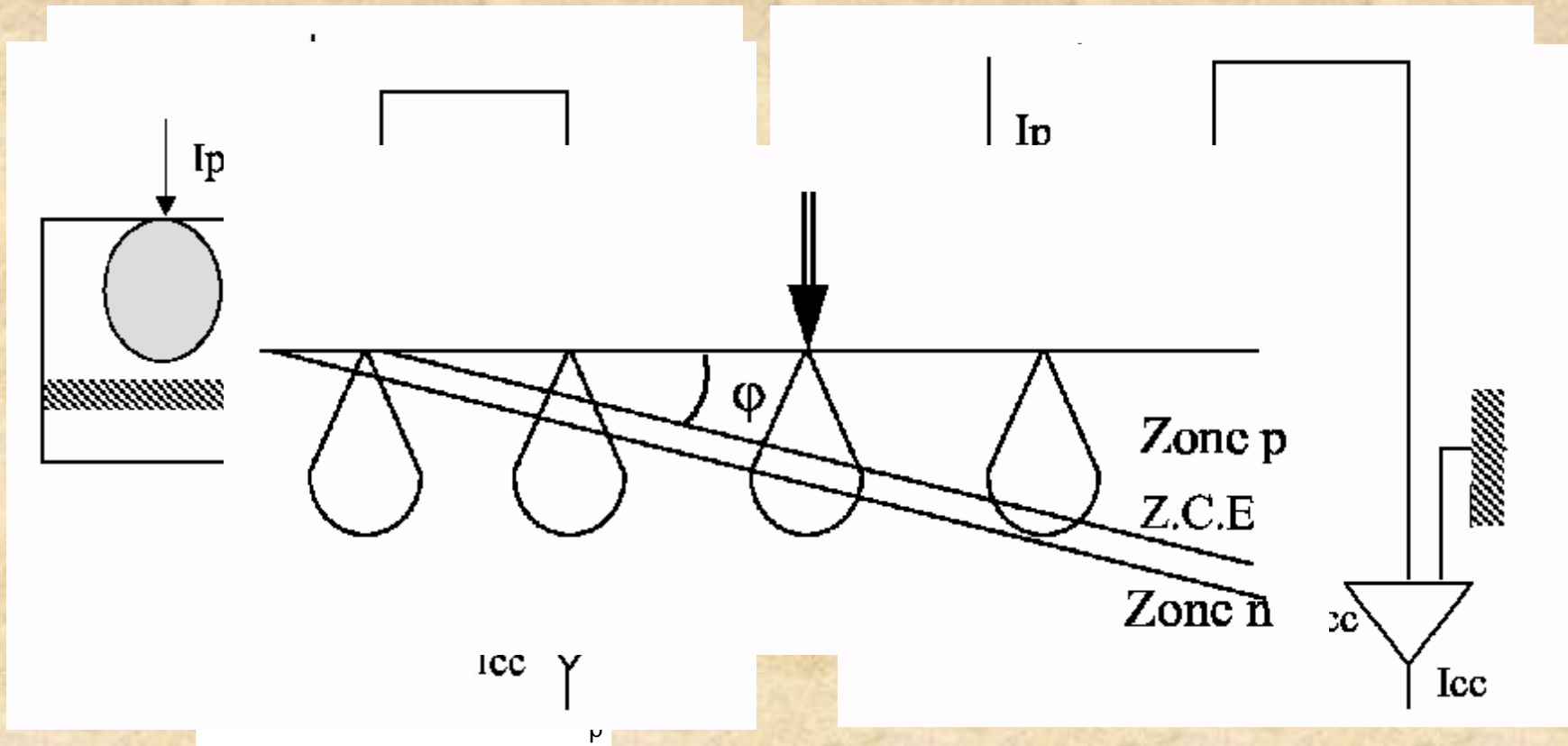


Schéma simplifié d'un microscope électronique à balayage

DIFFÉRENTES GÉOMÉTRIES DE LA TECHNIQUE EBIC

Une configuration particulière pour les électrons à faible énergie permet de faire varier la distance entre le point d'impact et la zone de désertion.



Mode EBIC avec coupe en biseau sur une jonction p-n

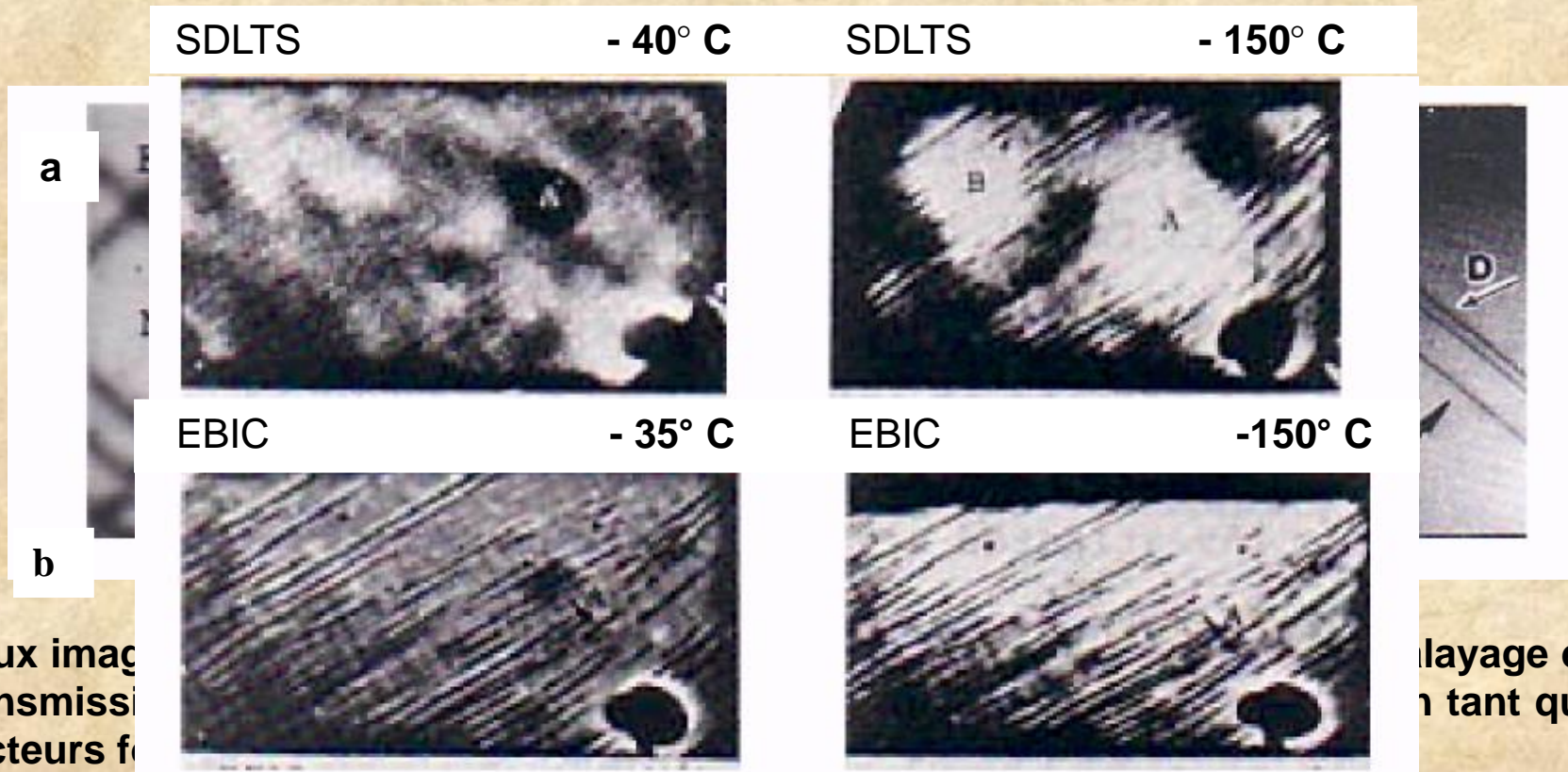
Jonction p-n perpendiculaire au faisceau incident I_p

Géométrie équivalente au schéma (b) avec une diode Schottky

APPLICATIONS DE LA TECHNIQUE EBIC

L'imagerie

La dépendance en température des images EBIC de contraste fournit d'importantes informations sur le processus de recombinaison au niveau de défauts localisés. Ceci a conduit au développement de plusieurs modèles phénoménologiques pour la description de la recombinaison des porteurs au niveau de ces défauts.



Deux images
transmissives
secteurs f

balayage en
n tant que

Exemple d'obtention des images par SDLTS (spectroscopie en balayage des transitoires associés aux niveaux profonds) (a) et EBIC (b) pour GaAs-Gal.xAlxAs

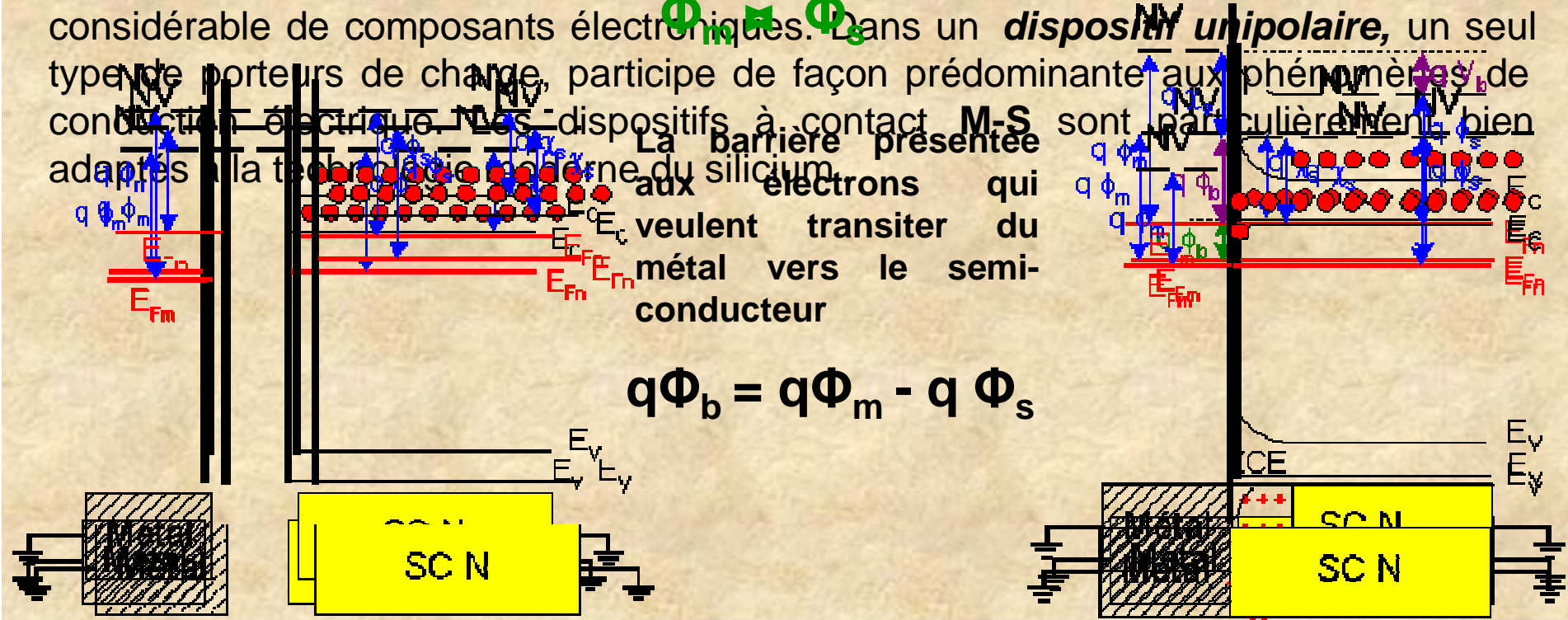
CONTACT MÉTAL-SEMI-CONDUCTEUR (M-S) LE MODÈLE DE SCHOTTKY

• Le passage des électrons du métal ---> semi-conducteur : $q\Phi_b = q\Phi_m - q\Phi_s$
 Un contact entre un métal et un semi-conducteur présente à l'interface un phénomène de X phénomène d'accumulation de porteurs majoritaires dans le semi-conducteur. Dans ses conditions, on parlera d'un contact ohmique.
 L'énergie à l'interface est conditionnée par la différence éventuelle entre le travail de sortie du métal : Φ_m et le travail de sortie du SC : Φ_s .

Le contact **M-S** est le dispositif unipolaire le plus simple à la base d'un nombre considérable de composants électroniques. Dans un **dispositif unipolaire**, un seul type de porteurs de charge, participe de façon prédominante aux phénomènes de conduction électrique. Les dispositifs à contact **M-S** sont particulièrement bien adaptés à la technologie moderne du silicium.

La barrière présentée aux électrons qui veulent transiter du métal vers le semi-conducteur

$$q\Phi_b = q\Phi_m - q\Phi_s$$



CONTACT MÉTAL-SEMI-CONDUCTEUR (M-S) LE MODÈLE DE SCHOTTKY

L'épaisseur de la zone de charge d'espace de la diode Schottky

$$W = \left[2e_s \frac{U_b}{eN_d} \right]^{1/2}$$

e_s : La permittivité du semi-conducteur ou le constant diélectrique.

PRINCIPAUX RÉSULTATS

Le travail de sortie
Pour le Silicium

Matériaux à faible travail de sortie.

La hauteur de barrière pour le contact Al-Si est 0.29 eV.

	Li	Na	K	Rb	Cs	Fr
eV	2.3	2.3	2.2	2.2	1.8	1.8

L'extension de la zone de déplétion $W=zd = 0.22 \mu\text{m}$
 pour $N_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à la température 300° K .

Matériaux à fort travail de sortie

Le constant diélectrique: 10^{-12} F/s .

	Cr	Fe	Ni	Al	Cu	Ag	Au	Pt
eV	4.6	4.4	4.4	4.5	4.4	4.5	4.8	5.3

L'affinité de semiconducteurs
 $\chi_{e,h} = 3,65 \text{ eV}$

$f = 0,08$.

	Si	GaP	GaAs	GaSb	SiO ₂
eV	4.01	4.13	4.3	4.05	11

MODÉLISATION DES COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE/ÉNERGIE EN MODE EBIC

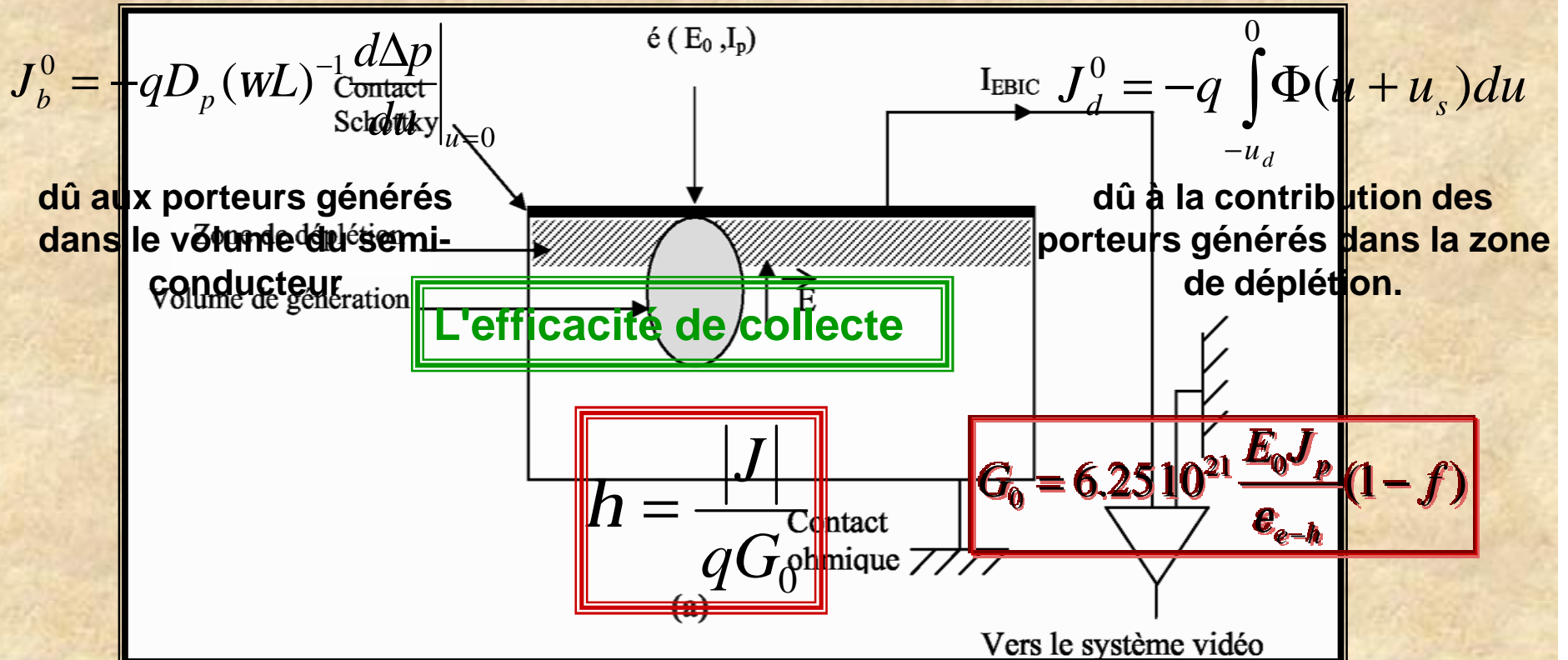
La probabilité de collecte des porteurs dépend seulement de la profondeur z dans le solide.
 On considère le modèle classique de Wu-Wittry (1978).

Les calculs sont effectués pour un semi-conducteur de type p .

Le calcul théorique du courant EBIC nécessite la résolution de l'équation de continuité régissant sur le transport des porteurs.

$$J = J_b^0 + J_d^0$$

$$\text{div } J - g(z) + u(z) = 0$$



EFFET DE LA FONCTION DE GÉNÉRATION SUR LES COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE EN MODE EBIC

- une gaussienne: gG ;
- une polynomiale: gPY ;
- une constante: gC ;
- une ponctuelle: gP .



Le parcours Kyser : pK

Le parcours d' Everhart-Hoff: pEH



$gG-pK$

$gG-pEH$

$gPY-pEH$

$gPY-pK$

$gC-pK$

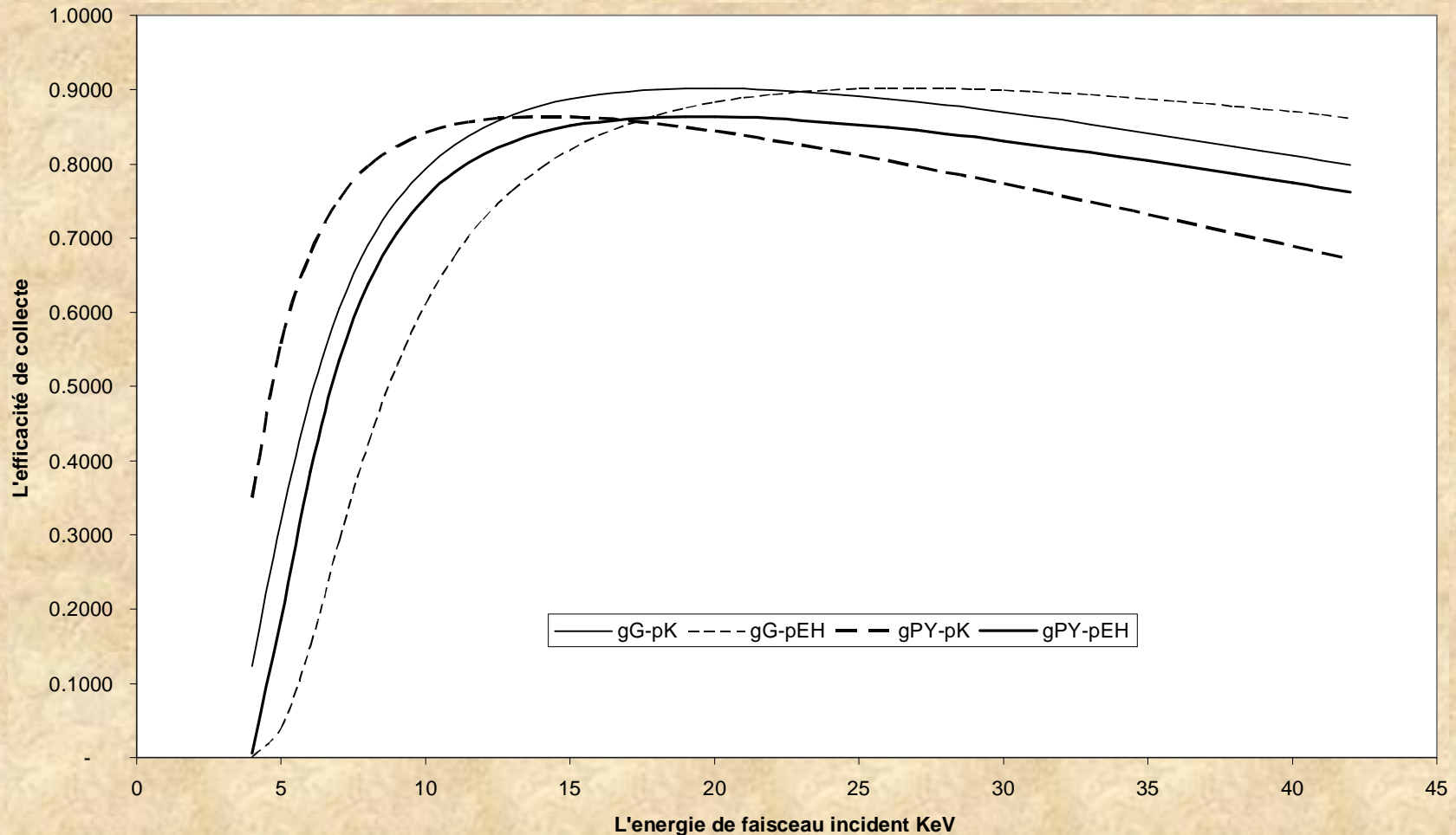
$gC-pEH$

$gP-pK$

$gP-pEH$

COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE

L'accord entre la fonction polynomiale et la fonction gaussienne

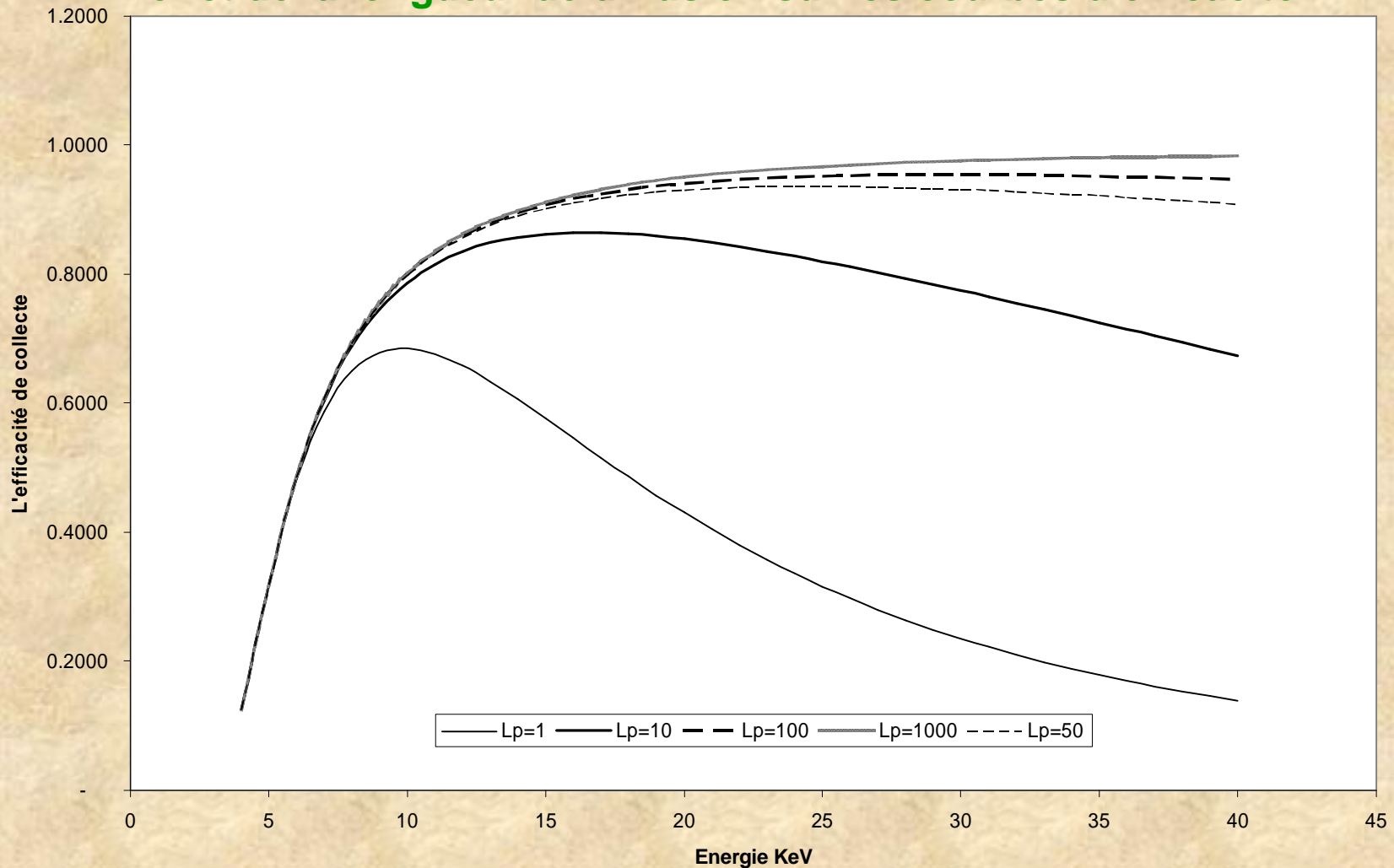


Courbes d'efficacité de collecte de diode Schottky Al-Si p calculées dans le modèle W-W, pour **gG** et **gPY** avec R_K et R_{PH}

Les paramètres utilisés sont: $z_m = 150$ nm, $z_d = 0.22$ μ m et $L_p = 20.5$ μ m.

COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE

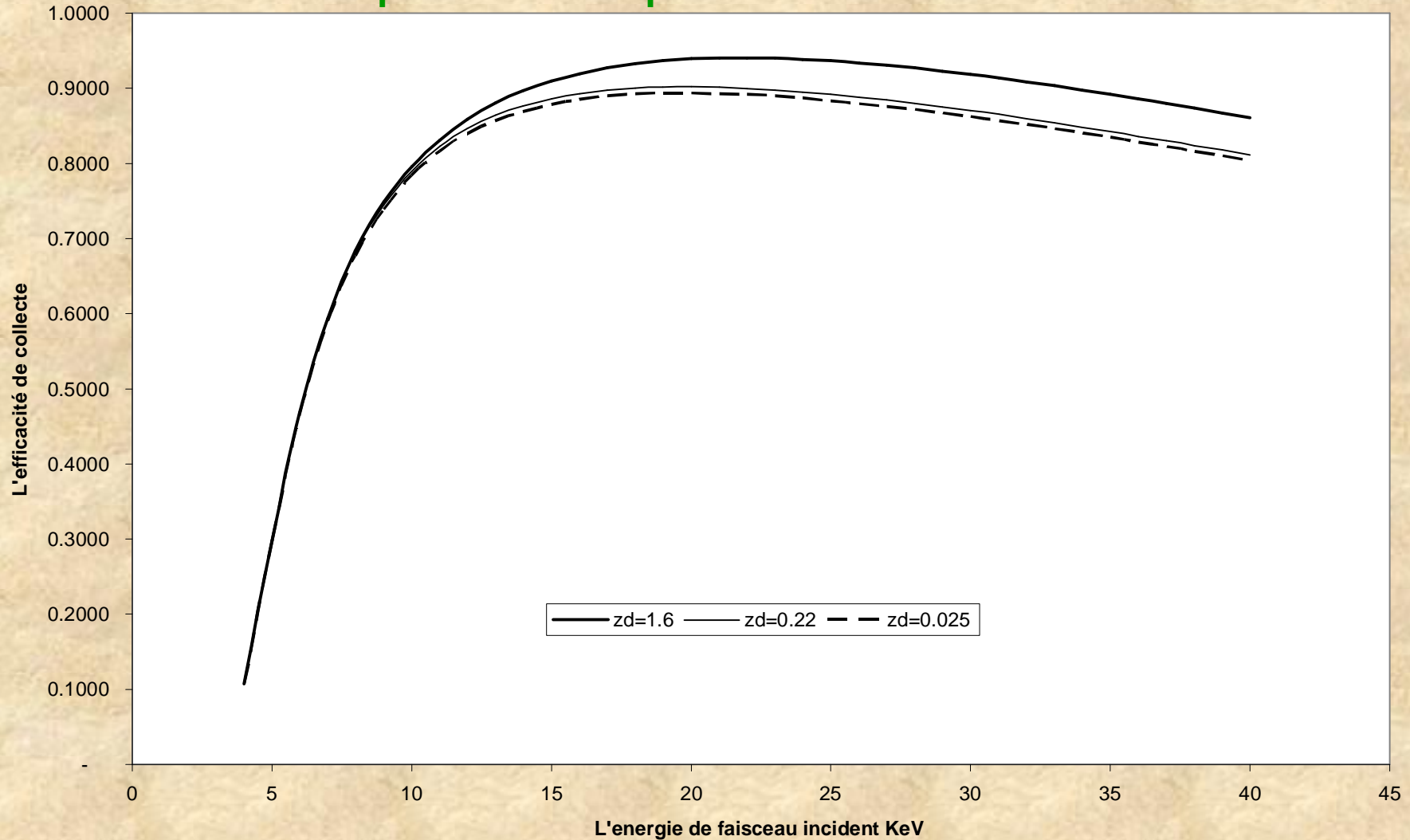
L'effet de la longueur de diffusion sur les courbes d'efficacité



Courbes d'efficacité de collecte de diode Schottky Al-Si p calculées dans le modèle W-W.
Les paramètres utilisés sont: $z_m = 150$ nm, $z_d = 0.22$ μ m et $L_p = 20.5$ μ m.

COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE

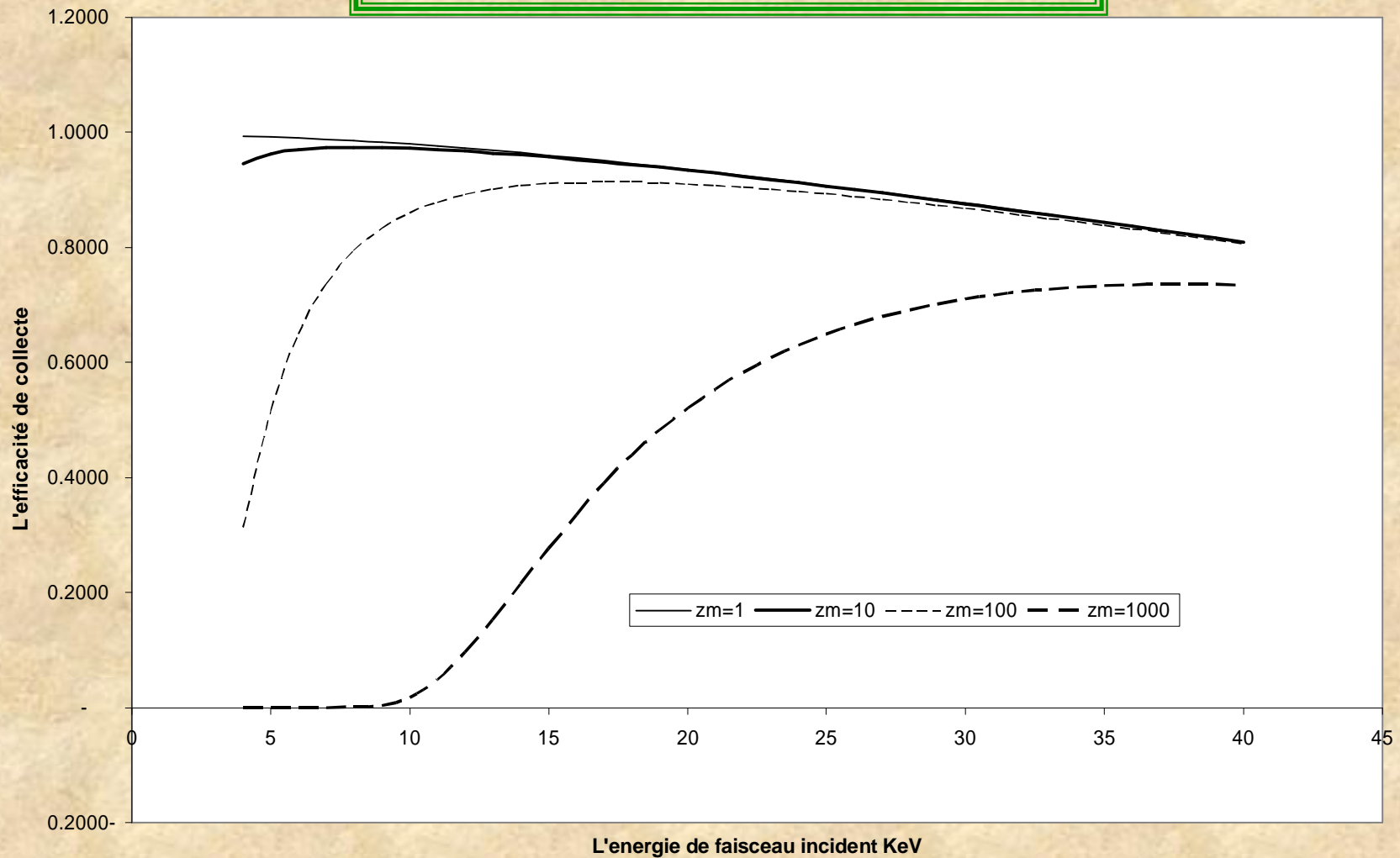
L'effet de l'épaisseur de déplétion sur les courbes d'efficacité



Courbes d'efficacité de collecte de diode Schottky Al-Si p calculées dans le modèle W-W pour différentes longueurs de déplétion. Les paramètres utilisés sont: $z_m = 150$ nm et $L_p = 20.5$ μ m.

COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE

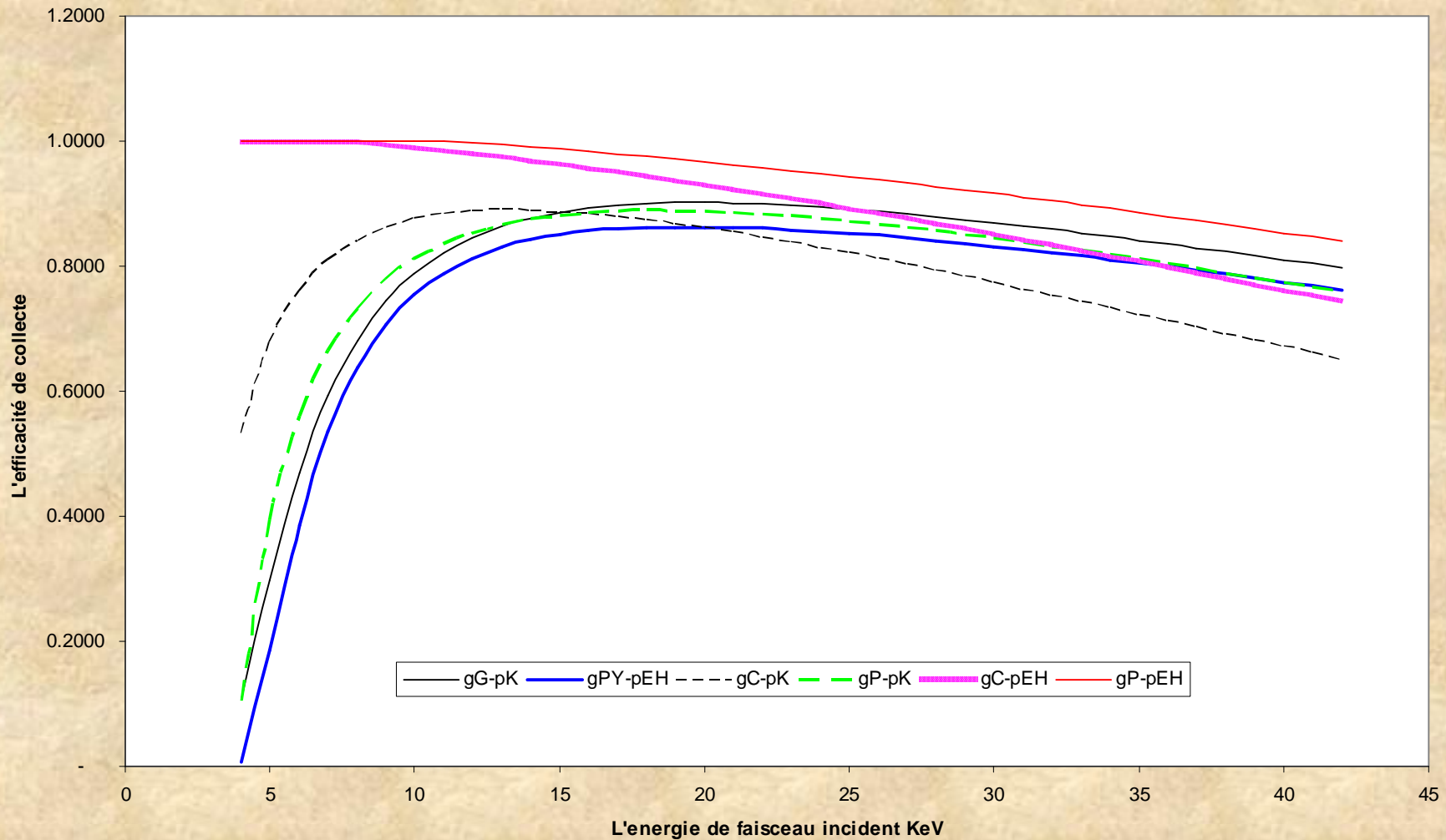
Changement de l'épaisseur de métal



Courbes d'efficacité de collecte de diode Schottky Al-Si p calculées dans le modèle W-W, pour les différentes valeurs de z_m . Les paramètres utilisés sont: $z_d = 0.22 \mu\text{m}$ et $L_p = 20.5 \mu\text{m}$.

COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE

Comparaison entre toutes les fonctions



Courbes d'efficacité de collecte de diode Schottky Al-Si p calculées dans le modèle W-W pour différentes fonctions de génération. Avec : $z_m = 150$ nm, $z_d = 0.22$ μ m et $L_p = 20.5$ μ m.

COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE

Parcours phénoménologique et courbes d'efficacité

Les courbes **gG-pK** et **gPY-pEH** sont pris comme une référence pour les calculs.

La construction d'un parcours phénoménologique
du modèle de génération constante.

Recherche des valeurs R_{phc}

E_0  h_{phc}

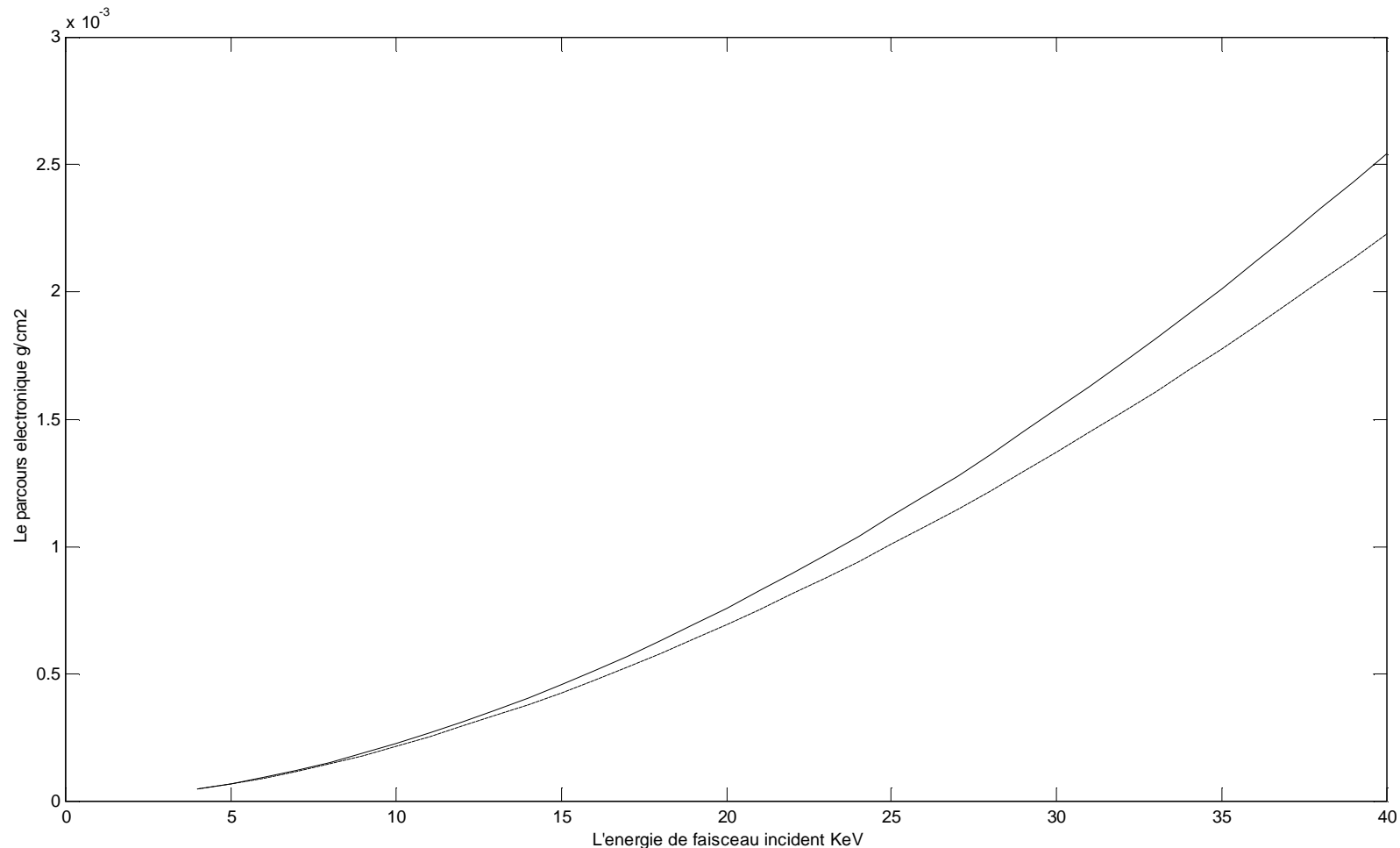
$Q = (h_{ph} - h_g) / h_g$ inférieure à une certaine valeur 2 %

L'efficacité h_g la référence **gG-pK** calculée pour les paramètres $z_d = 0.22 \mu\text{m}$,

$z_m = 150 \text{ nm}$ et $L_p = 20.5 \mu\text{m}$.

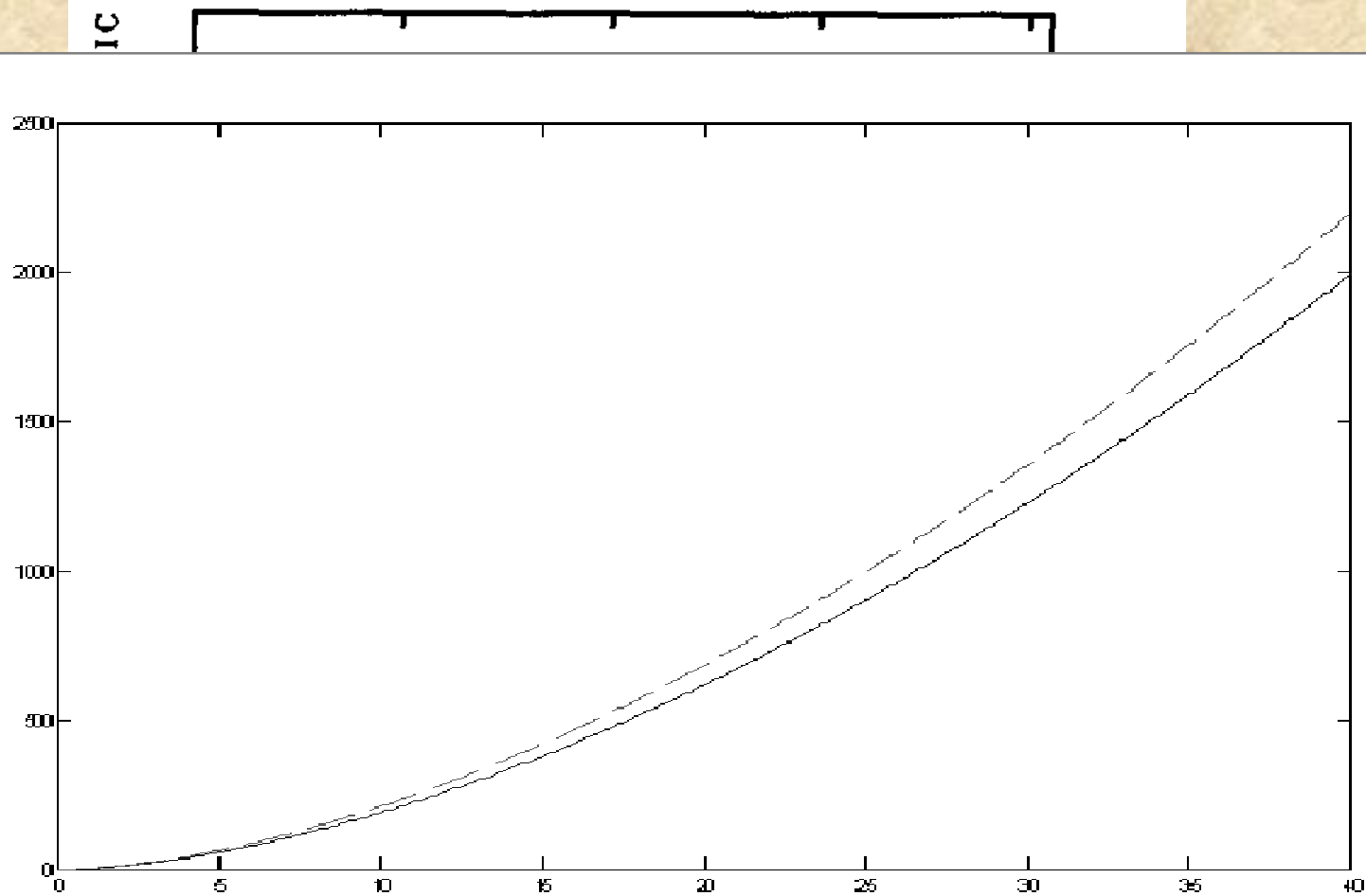
COURBES D'EFFICACITÉ DE COLLECTE

Parcours phénoménologique et courbes d'efficacité



Courbes d'efficacité de diode Schottky **Al-Si p** calculées dans le modèle **W-W**, pour les fonctions de génération, gaussienne (**GG**) avec le **pk** et la fonction **R** constante avec le parcours phénoménologique. Les paramètres utilisés sont: $z_m = 150 \text{ nm}$, $z_d = 0.22 \text{ }\mu\text{m}$ et $L_p = 20.5 \text{ }\mu\text{m}$.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE



Valeurs expérimentales et théoriques du rendement EBIC à différentes énergies incidentes. Courbe pointillée, courbe pour $L = 20.5 \mu\text{m}$; Courbe continue, courbe pour $L = 50.6 \mu\text{m}$. Dans les deux cas $z_m = 150 \text{ nm}$.

CONCLUSION GENERALE

Un modèle théorique numérique dans toutes ses étapes a été élaboré pour simuler la technique **EBIC** qu'est utilisée comme technique de caractérisation pour les semi-conducteurs.

Ce modèle est basé sur l'interaction **électron-matière**. Le principe physique est que la conservation de l'énergie est respecté, c'est-à-dire, chaque électron arrive à la surface de l'échantillon avec une énergie E_0 va perdre son énergie par des collisions aléatoires en créant des paires (**e⁻-h⁺**). Ces paires vont se collecter sous forme de courant **EBIC** en utilisant **un contact Schottky**.

L'avantage de ce modèle est qu'on calcule l'efficacité de collecte. A partir de ce modèle on a trouvé que :

- L'accord entre les efficacités de collecte de diodes **Schottky** calculées en considérant des fonctions de génération simplifiées (génération **ponctuelle** ou **constante**) et des fonctions plus réalistes (génération **gaussienne modifiée** ou **polynomiale**). Cet accord est obtenu en définissant un parcours phénoménologique adéquat caractéristique des fonctions de génération simplifiées pour notre choix de contact **Al-Si p** et pour un dopage de 10^{16} cm^{-3} . Nous avons obtenu pour la fonction de **génération constante**. l'expression suivante :

$$R_{phc} (\text{mm} / \text{cm}^2) = 4.418 E_0^{1.6868}$$

- La comparaison des courbes obtenues par ce modèle avec les résultats expérimentaux montre une bonne coïncidence.

MERCI
À VOTRE
ATTENTION

UNIVERSITE DE CONSTANTINE
Département de Physique

Soutenance du Magister en Physique, Département de Physique, Univ- Constantine

THEME

**Modélisation du signal EBIC
Effet du choix de la fonction de génération**

Proposé et dirigé par :

Pr. A. DJEMEL

Exposé par :

M. BISSAR

Soutenue publiquement le : 17 – 10 – 2007

Devant le jury composé de :

N. BOUKHEIT

M. C. Université de Constantine

Président

A. DJEMEL

Pr. Université de Constantine

Rapporteur

M. S. AIDA

Pr. Université de Constantine

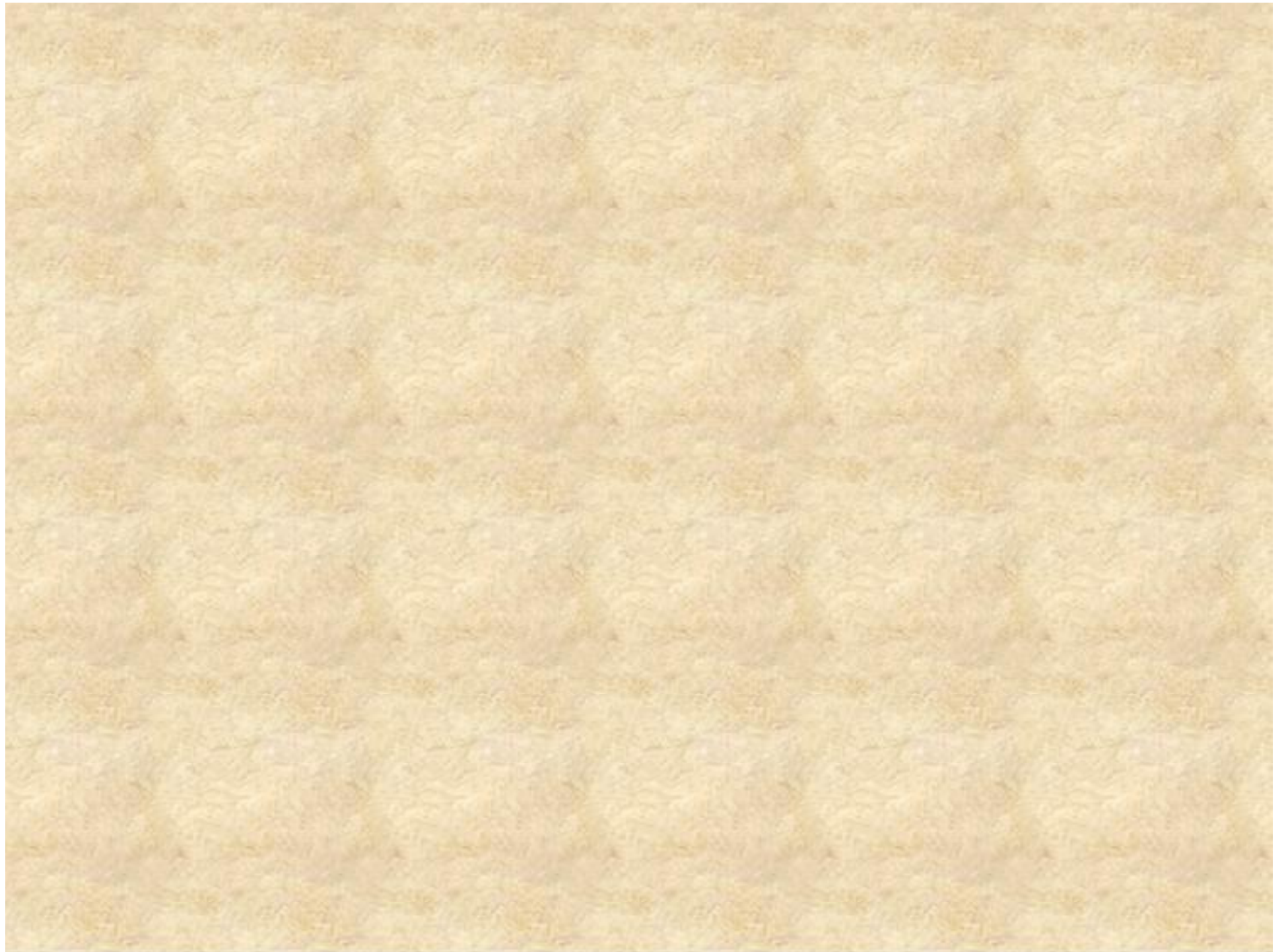
Examineur

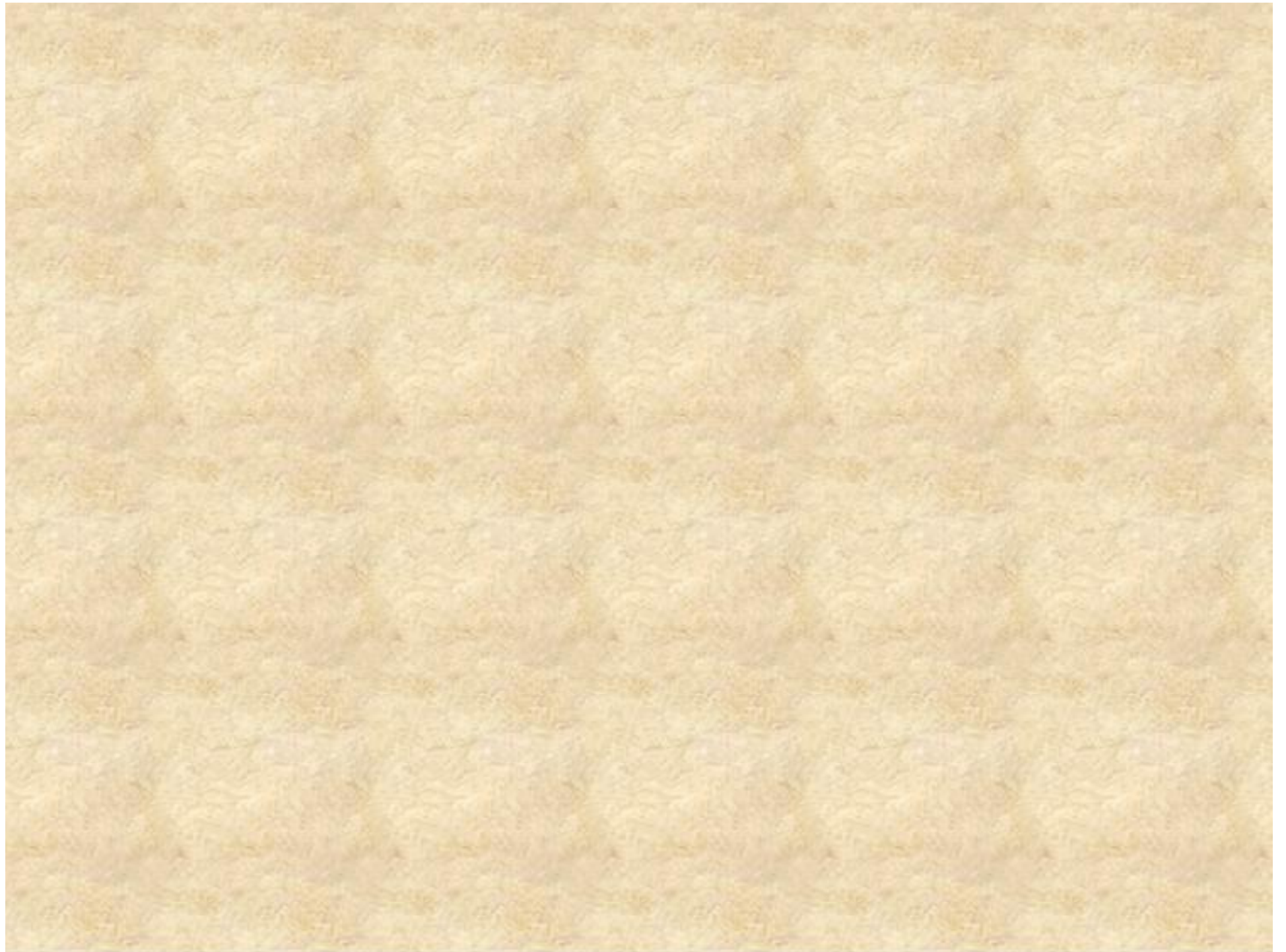
K. MIROUH

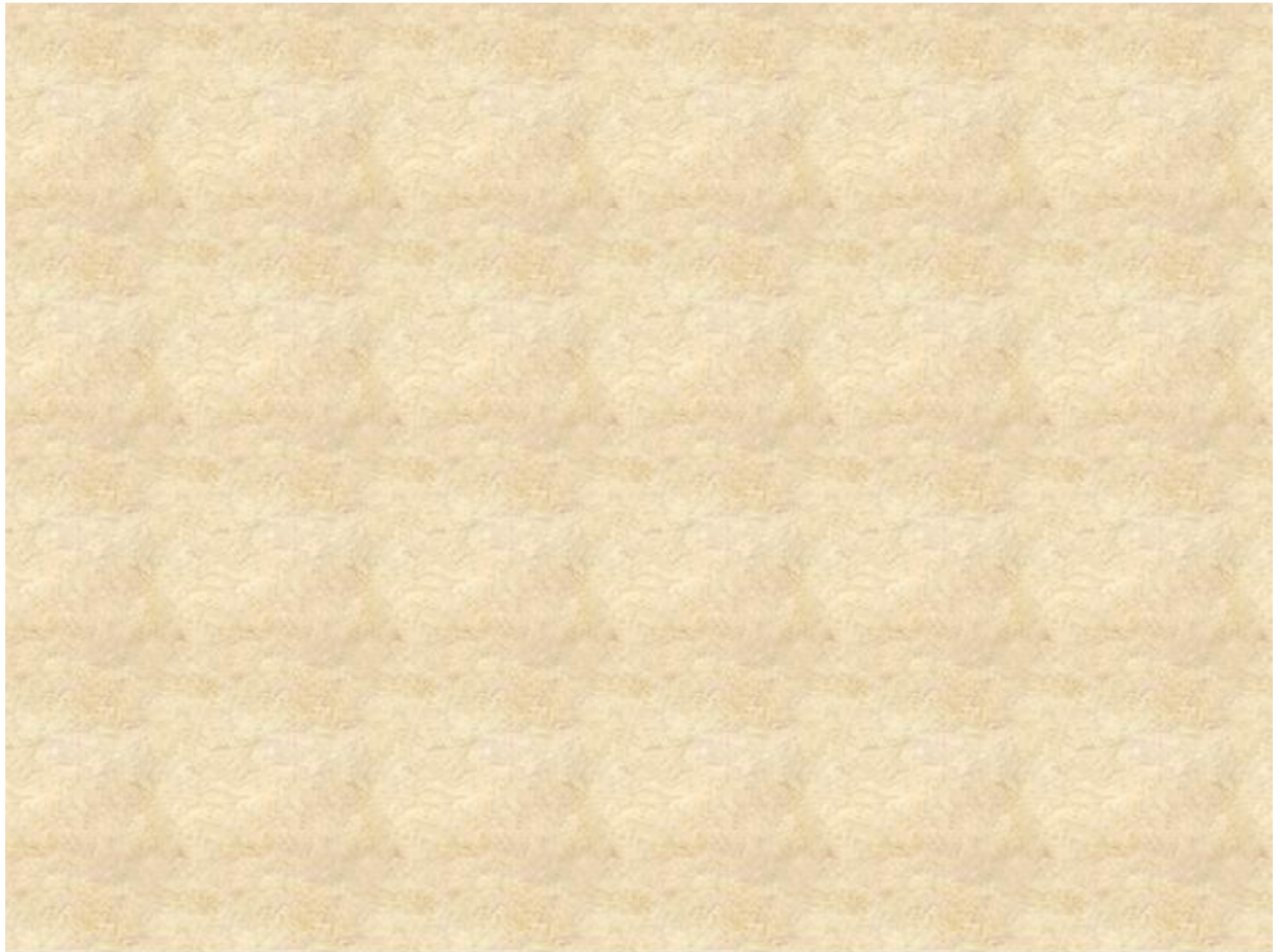
M.C. Université de Constantine

Examineur

2007 - 2008







1.1. Introduction

Un microscope électronique à balayage permet une accélération des électrons dans un domaine d'énergie allant de **1 à 50 KeV**. Leur trajectoire dans la matière dépend de leur énergie et des propriétés physiques des matériaux. Les électrons qui pénètrent dans le matériau subissent des interactions électromagnétiques qui ont deux effets : une déviation de leurs directions et une variation de leurs énergies cinétiques primaires [4].

Dans ces interactions interviennent les noyaux des atomes, leurs électrons du cœur fortement liés et leurs électrons de valence.

1.2. Notions Fondamentales sur les Semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux à l'état solide ou liquide, qui présentant une conductivité électrique intermédiaire entre les métaux et les isolants. Ils conduisent l'électricité à température ambiante, mais moins aisément qu'un métal conducteur. La conductivité électrique désigne la capacité d'un corps à conduire un courant électrique lorsqu'une tension lui est appliquée. C'est l'une des propriétés physiques qui varie le plus d'un corps à l'autre. Des métaux, tels que le cuivre (**Cu**), l'argent (**Ag**) et l'aluminium (**Al**), sont d'excellents conducteurs. Au contraire, des isolants tels que le diamant et le verre sont de mauvais conducteurs. Aux basses températures, les semi-conducteurs purs se conduisent comme des isolants. A des températures élevées ou en présence des impuretés ou de lumière, la conductivité des semi-conducteurs s'accroît fortement, pouvant même devenir comparable à celle des métaux. Les propriétés physiques des semi-conducteurs sont étudiées à l'état physique solide.

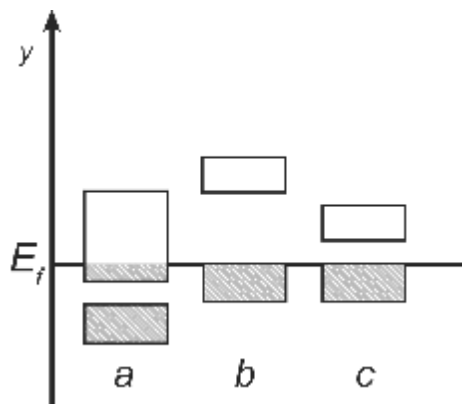


Figure (1.1) : Schéma théorique établi selon la théorie des bandes d'énergie.
a : Métal; **b** : Isolant; **c** : Semi-conducteur.

Les principaux semi-conducteurs sont l'arséniure de gallium (**GaAs**), le silicium (**Si**), le germanium (**Ge**), le sélénium (**Se**), le séléniure de zinc (**ZnSe**), l'oxyde de zinc (**ZnO**) et le tellure de cadmium (**CdTe**). L'accroissement de la conductivité en fonction de la température, de la lumière ou des impuretés s'explique par une augmentation du nombre d'électrons de conduction, qui transportent le courant électrique. Dans un semi-conducteur pur tel que le silicium, les électrons périphériques d'un atome sont mis en commun avec les atomes voisins pour établir des liaisons covalentes qui assurent la cohésion du cristal. Ces électrons périphériques, dits *électrons de valence*, ne sont pas libres de transporter le courant électrique. Pour produire des électrons de conduction, on expose à la température ou à la lumière les électrons périphériques, afin de rompre les liaisons covalentes: les électrons sont alors mobiles. Les défauts ainsi créés, appelés « *trous* » ou « *lacunes* », participent au flux électrique. On dit que ces trous sont porteurs d'électricité positive. Ces lacunes expliquent l'augmentation de la conductivité électrique des semi-conducteurs avec la température [5].

L'ajout d'impuretés au semi-conducteur ou dopage, est un autre moyen d'augmenter la conductivité électrique du corps. Les atomes du matériau de dopage ou dopants (**donneurs** ou **accepteurs** d'électrons), et ceux de l'hôte ont un nombre différent d'électrons périphériques. Le dopage produit ainsi des particules électriques chargées positivement (type **P**) ou négativement (type **N**) [6].

1.3. Notions sur l'électron

Electron, particule élémentaire constitutive, avec les protons et les neutrons, des atomes. L'électron est l'un des constituants fondamentaux de la matière, au même titre que les quarks. Il fait partie de la famille des leptons, qui comprend également le muon, le tauon, et les neutrinos. De plus, les électrons sont des fermions car leur spin est de $1/2$. Le concept de spin est lié à la théorie quantique, que nous devons au physicien allemand *Max Planck*, qui a découvert la discontinuité de l'énergie en introduisant la notion de quanta, ainsi qu'au physicien français *Louis de Broglie*, prix Nobel en 1929 pour avoir découvert, en 1924, la nature ondulatoire des électrons [7].

Les électrons ont une masse d'environ 9.1083×10^{-28} g et une charge électrique élémentaire de 1.602×10^{-19} C. La charge de l'électron est l'unité de base en électricité.

Les électrons possèdent un moment magnétique qui est égal à $0,92827 \times 10^{-23} \text{ A.m}^2$. Aussi, l'électron satisfait au principe d'exclusion de *Pauli*, qui permet la construction d'édifices atomiques stables et qui est à l'origine de la classification périodique des éléments [6].

L'antiparticule de l'électron est le positron (ou positon), qui se manifeste dans la radioactivité bêta, ou dans l'annihilation des rayons gamma par création de paires électron-positron [6].

1.4. Historique

L'étude de l'interaction des électrons avec la matière solide a débuté vers la fin de l'avant dernier siècle (*Lenard* en 1895) [8]. Les premières théories *Bothe* (1933) et (1949) [9], *Bethe* (1933) [10] et (1938) s'intéressaient au domaine des hautes énergies.

Les divers phénomènes se produisant durant l'irradiation du solide par les électrons constituent la base des informations concernant la distribution spatiale et l'énergie de ce faisceau pénétrant. Une première tentative pour déduire cette distribution a été élaborée empiriquement par *Makhov* (1960) en se basant sur la théorie de *Spencer* (1955) qui était jusque là la seule théorie complète de l'intensité du faisceau incident et de ces fluctuations [11].

Ce genre de modèle empirique est assez limité pour conduire à une approche globale. Dans le même domaine des énergies citées, *Archard* (1961) [12] proposa un modèle en se basant sur la théorie de perte d'énergie de *Bethe* (1940) [13] et la théorie des collisions élastique d'*Everhart* (1960) [14]. Ce n'est qu'à partir de 1964 que *Cosslett* et *Thomas* [15] publièrent des résultats sous une forme généralisée et collective pour le domaine des énergies moyennes (5 à 50 KeV) avec discussion des différentes théories et modèles de ceux qui les ont précédés. L'approche théorique a fourni une description physique détaillée des phénomènes en question. En 1972, *Kanaya* et *Okayama* [16] démontrèrent les limitations du modèle d'*Archard* en proposant leur modèle semi-empirique qui avait un domaine de validité assez large (10 à 1000 KeV) et qui pouvait être affiné afin d'apporter une approche globale du problème de l'interaction électron – matière.

1.5. Dispersion Élastique et Inélastique

Le bombardement d'un semi-conducteur par un faisceau d'électrons donne naissance à divers phénomènes. D'un point de vue global on peut les diviser en deux volets, des dispersions élastiques et d'autres inélastiques. [17] (figure (1.2))

La diffusion ou la dispersion élastique des électrons par les atomes donne naissance à des électrons rétrodiffusés, où les électrons changent de direction sans que leur énergie change, c'est le phénomène de rétrodiffusion où il est utilisé dans le **MEB** pour le contraste du nombre atomique et les effets de diffraction [6].

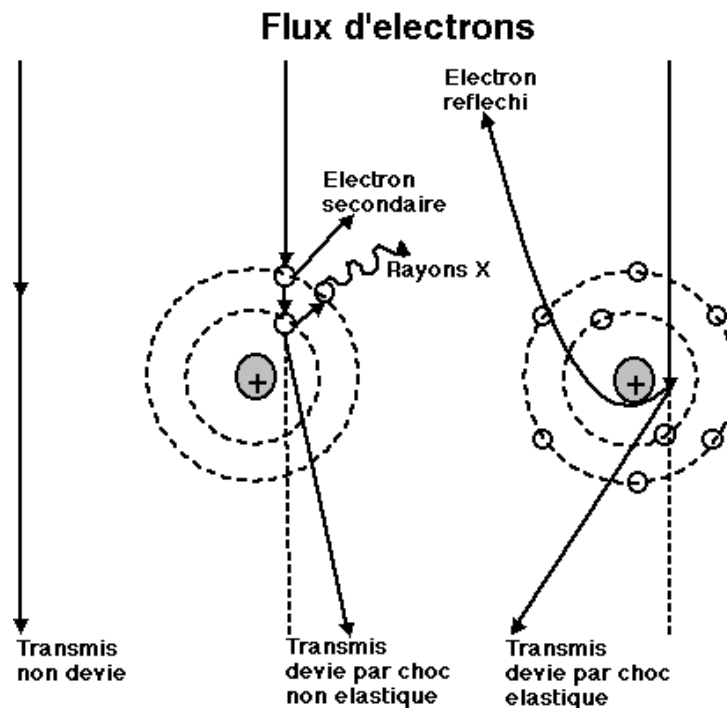


Figure (1.2) : Schéma représentant la diffusion élastique et inélastique.

Les collisions inélastiques des électrons d'atomes cibles, qui sont soit éjectés de leurs orbites, avec une perte d'énergie et un faible transfert de vitesse, provoque une dispersion inélastique qui donne naissance à une grande variété de signaux (figure (1.3)) de processus utiles tel que :

-Electrons secondaires

Les électrons secondaires (**SE**) sont ceux générés par l'atome cible après leurs collisions avec le faisceau incident. Ces électrons ont une énergie de l'ordre de **1 à 500 eV** et avant de pouvoir quitter l'échantillon, ils subissent encore à une perte aléatoire d'énergie. Ce phénomène a lieu pour des distances plus proches à la surface (de **5 à 10 nm** de la surface).

Donc, ces électrons donnent des informations spécifiques dans la zone d'interaction avec la matière.

-Electron rétrodiffusé

Le faisceau électronique incident subit aux collisions élastiques et inélastiques avec la matière. Quelques électrons peuvent rebrousser son chemin en sortant du matériau. Ce sont les électrons rétrodiffusés. L'émission de ces derniers, avec une fraction de perte d'énergie généralement de **50% à 80%** par rapport à l'incident, dépend de la nature du matériau bombardé et de l'énergie des électrons incidents.

-Rayons X

Les électrons incidents peuvent exciter les atomes de la cible, qui deviennent instables; sa durée de vie est de l'ordre de **10^{-10} s**. l'atome tend à l'état fondamental par suite des transitions électroniques, c'est-à-dire l'électron saute d'un niveau externe au niveau plus profond; une énergie est ainsi libérée sous forme des rayons X caractéristiques.

En outre, les électrons subissent à une décélération dans le matériau et rayonnent un champ électromagnétique sous forme des rayons X fluorescents (continu). On peut obtenir des informations très importantes, concernant la composition intérieure du matériau et la contamination de la surface, à l'aide du traitement de ces rayonnements.

-Electrons absorbés

Les électrons sont fortement absorbés par la matière où les mécanismes d'absorption prépondérants étant les diffusions élastiques et inélastiques. La section efficace de diffusion étant élevée; les électrons sous l'effet des diffusions perdent successivement leur énergie de façon aléatoire jusqu'à l'arrêt éventuel. Ceci peut produire un courant dans la cible, que l'on peut mesurer expérimentalement.

-Electrons Auger

Au lieu d'être émise directement sous forme du rayonnement X, l'énergie libérée durant les transitions entre les divers états électroniques, peut être utilisée pour éjecter un deuxième électron d'un autre niveau. Ce phénomène a lieu près de la surface (de **1 à 5 nm**) et nous permet donc l'étude la surface et la composition chimique de la cible.

-Electrons transmis

Les électrons primaires peuvent traverser l'échantillon, si celui-ci est suffisamment mince. Les électrons transmis perdent, à cause des collisions inélastiques avec les atomes du matériau, une fraction significative de leur énergie initiale.

-Etats de surface

L'électron, comme particule chargée, subit à une interaction image attractive du matériau semi-infini. Cette interaction peut être suffisamment forte pour que les électrons soient localisés sur la surface du matériau.

-Cathodoluminescence

Le bombardement électronique, dans certains matériaux (minéraux naturels, oxydes, semi-conducteurs), provoque l'émission des photons lumineux (la gamme s'étend de l'**U.V** à l'**I.R**). L'émission revient aux centres luminescents liés à la présence des défauts dans la matière ou bien à des transitions bande à bande. La **CL** étant donc liée au gap du semi-conducteur et à la présence d'éléments étrangers, que l'on peut identifier et connaître leur répartition au sein du matériau, où chaque processus est déterminé par sa probabilité de production qui est décrite par une section efficace.

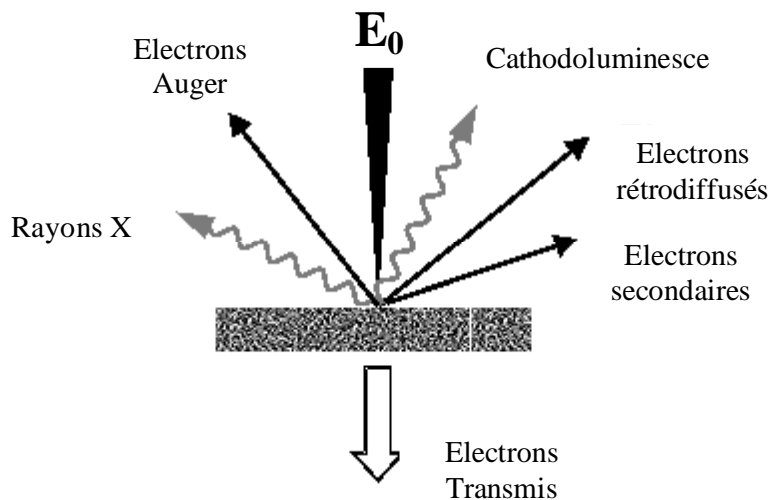


Figure (1.3) : les effets produits suite au bombardement par les électrons.

1.6. Dissipation de l'énergie des électrons dans le matériau

1.6.1. Collision électron-noyau

L'électron, à cause de sa faible masse devant celle du noyau, ne perd que peu d'énergie dans ce genre de collisions. Par contre, ces dernières modifient sa direction et affectent ainsi, sa probabilité d'interaction inélastique dans laquelle il perd de l'énergie. Le

premier modèle élaboré pour expliquer le phénomène de diffusion des particules par la matière est dû à *Rutherford*. Le calcul utilise la mécanique classique pour déterminer l'action du champ coulombien du noyau supposé fixe sur la particule incidente. L'influence des électrons atomiques, qui se traduit par un écrantage du noyau et une modification du champ électrostatique qu'il génère dans son environnement, est négligeable [4]. Appliqué à un électron incident de masse m et de vitesse v non relativiste passant à la distance b d'un noyau isolé (figure (1.4)), le modèle de *Rutherford* permet de calculer une trajectoire hyperbolique et une expression de la fraction d'un faisceau homocinétique déviée par unité d'angle solide $d\Omega$ autour de la direction θ . Cette quantité est appelée *section efficace différentielle de diffusion*. Elle a la forme suivante [4]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{4m^2 v^4 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1.1)$$

Z : le numéro atomique ;

θ : l'angle de déviation représenté sur la figure (1.4).

Cette relation montre que les éléments les plus lourds sont plus diffusifs et que les particules les plus rapides sont moins déviées. De plus, elle présente une singularité vers $\theta = 0$ qui signifie qu'à large paramètre d'impact, on ne peut continuer à ignorer l'écrantage du noyau [9]. La formule surestime ainsi la section efficace de diffusion. Cette expression n'est donc valable que pour les diffusions produisant de grandes déviations.

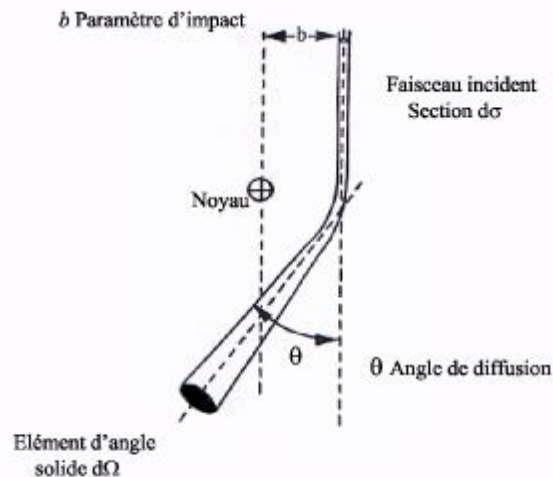


Figure (1.4) : Diffusion des électrons incidents par le noyau atomique : $d\sigma/d\Omega$ définit la section efficace différentielle de diffusion[4].

La description la plus générale de l'écrantage se fait par le calcul de la distribution spatiale des fonctions d'ondes des électrons atomiques [4]. Les calculs sont délicats mais en première approximation, le potentiel peut être exprimé par un développement en série exponentielle. Dans une approximation plus grossière, connue sous le nom de modèle de *Wentzel*, seul le terme prépondérant de la série est retenu soit [4] :

$$V(r) = \left(\frac{Ze^2}{r} \right) \exp\left(-\frac{r}{a_0} \right) \quad (1.2)$$

a_0 : le rayon effectif d'écrantage du noyau par les électrons atomiques, dont une expression est donnée par : $a_0 = 0.8853a_H Z^{1/3}$;

a_H : représente le rayon de *Bohr* de l'atome d'hydrogène (**H**);

Z : le numéro atomique du matériau ;

r : la coordonnée radiale.

L'expression de la section efficace de diffusion qui tient compte de cette correction devient alors [18] :

$$\frac{dS}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{4m^2 v^4 \left(\sin^2\left(\frac{q}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{q_0}{2}\right) \right)^2} \quad (1.3)$$

θ_0 vérifie $\sin\left(\frac{q_0}{2}\right) = \frac{1}{4pa_0}$;

λ : la longueur d'onde de de *Broglie* du faisceau incident.

La prise en compte, dans l'expression du potentiel atomique de l'effet d'écrantage, lève l'indétermination sur les faibles diffusions angulaires rencontrées dans la relation (1.1) alors que pour les larges angles de déflexion, les deux expressions deviennent identiques [4].

Toutes ces sections efficaces de diffusion sont calculées selon la première approximation de *Born*. Ce traitement n'est valable qu'à large paramètre d'impact, c'est-à-dire à faible angle de déviation. Notons également que les deux directions de spin de l'électron sont aussi ignorées [4].

D'autres modèles d'interaction sont aussi rencontrés dans la littérature; par exemple celui de *Kanaya* [16] qui simplifie au maximum les étapes de diffusion. Dans ce modèle, on suppose que le processus de diffusion comporte deux étapes: dans la première l'électron

pénètre directement en ligne droite jusqu'à une distance x . Dans la deuxième les électrons diffusent d'une manière isotropique jusqu'à la fin de leur trajectoire.

La section efficace de diffusion dans ce modèle dérive d'un potentiel électrostatique comparable à celui de l'expression (1.2).

Le calcul exact de la section efficace de diffusion à large angle a été effectué par *Mott*. Le résultat diffère des valeurs obtenues à partir de l'expression de *Rutherford* à larges angles, surtout pour les éléments à poids atomique plus élevé. Aux faibles déviations et pour les éléments légers, l'expression de *Rutherford* reste donc une bonne approximation [4].

1.6.2. Collision électron-électron

Le ralentissement de l'électron incident est essentiellement dû aux collisions inélastiques avec les électrons atomiques qu'il excite ou éjecte [4].

Contrairement aux interactions élastiques, les cibles sont ici, des particules légères. Par conséquent le transfert d'énergie cinétique est important [4].

Soit ΔE le transfert d'énergie dans une collision électron-électron atomique, où celui ci est considéré faiblement lié et situé à la distance \mathbf{b} (paramètre d'impact) de la trajectoire de l'électron incident. Un calcul classique donne [19]:

$$\Delta E = \frac{2e^4}{mv^2} \cdot \frac{1}{b^2} \quad (1.4)$$

L'énergie transférée, varie comme l'inverse du carré du paramètre d'impact. Il est évident que l'énergie maximale que peut transférer l'électron est limitée (la limite supérieure est la valeur de l'énergie incidente), le paramètre d'impact \mathbf{b} est limité inférieurement il est aussi limité supérieurement par la densité des électrons dans la matière. Par ailleurs, l'électron étant lié à son noyau, l'effet de la particule incidente dépend de la période de son mouvement et de la durée de la collision. Si la collision est très lente comparée à cette période, l'électron ne subit pas de transfert d'énergie, et son mouvement n'est pratiquement pas perturbé [4].

Si par contre, la durée de collision est très courte comparée à cette période, l'électron cible pourra être considéré comme libre et la relation donnée ci-dessus est valable. Par conséquent, en restant toujours dans cette approche classique, on voit que pour déterminer l'énergie transférée à un élément de volume cylindrique située à une position \mathbf{x} , il faut se donner un domaine de validité de la formule pour le paramètre d'impact \mathbf{b} [19]. Pour un matériau de masse volumique ρ_0 et de poids atomique \mathbf{A} le nombre d'électrons par unité

de volume est $(\rho_0 Z.N_a/A)$ où N_a est le nombre d'Avogadro. Par intégration, l'énergie transférée à l'élément de volume cylindrique d'épaisseur dx est :

$$dE = 2pN_a e^4 r_0 \left(\frac{Z}{\Delta E} \right) \ln(B) dx \quad (1.5)$$

B : quantité tient compte des deux limites inférieures et supérieures de b .

Cette approche montre, comment on peut aboutir à la forme de la perte d'énergie d'une particule incidente lors de son interaction avec les électrons. Ceci n'est évidemment qu'un préliminaire très simplifié. Sans entrer dans les détails de calculs, on peut énoncer une loi qui est couramment utilisée [20-21-22] pour décrire ce processus de dissipation d'énergie ; c'est la loi de *Bethe*, son expression pour des électrons non relativistes est :

$$dE = 2pN_a e^4 r_0 \left(\frac{Z}{\Delta E} \right) \ln\left(\frac{aE}{I}\right) dx \quad (1.6)$$

Le paramètre a qui vaut 1 par un calcul classique est corrigé quantiquement à **1,166**. Mais ce choix a une faible influence puisque a figure à l'intérieur du logarithme. I est le potentiel d'ionisation moyen. C'est un paramètre caractéristique du matériau qui dépend de son numéro atomique Z . Différentes relations empiriques expriment cette dépendance [16]. Leur validité dépend du domaine de Z .

$$I = 13 Z \quad Z < 6 \quad (1.7)$$

$$I = (9.76 + 58.8 Z^{1.19}).Z \quad (1.8)$$

Pour le silicium la relation (1.8) donne $I = 172 \text{ eV}$ alors que pour l'hydrogène la relation (2.7) conduit à $I = 13 \text{ eV}$ peu différent du potentiel de première ionisation **13,6 eV**.

1.6.3. Volume de Dissipation de l'Energie du Faisceau Electronique par Chocs Inélastiques

Les électrons incidents subissent des chocs inélastiques ou élastiques avec les atomes qui composent le matériau, c'est-à-dire avec ou sans perte d'énergie.

La diffusion élastique peut être analysée en employant le modèle de *Rutherford* [23].

La section efficace totale de diffusion relativiste de *Rutherford* est donnée par [23] :

$$s = (5.21 \times 10^{-21}) \left(\frac{Z}{E} \right)^2 \frac{4p}{d(d+1)} \left(\frac{E + m_0 C^2}{E + 2m_0 C^2} \right)^2 \quad (1.9)$$

Z : le nombre atomique de l'atome diffusé ;

E : l'énergie des électrons en KeV ;

m_0 : la masse élémentaire de l'électron ;

C : la vitesse de la lumière dans le vide ($3.10^8 m/s$) ;

d : est un paramètre donné par la relation [23] :

$$d = \frac{(3.4 \times 10^{-3}) Z^{0.67}}{E} \quad (1.10)$$

L'angle q pour un événement particulier de diffusion peut être obtenu à partir de la probabilité pour la diffusion élastique dans une gamme angulaire particulière (0 à q), qui peut être dérivée de l'équation (1.9) ainsi, un rapport obtenu à partir de la probabilité de distribution est [23] :

$$\cos q = 1 - \frac{2dR}{1 + d - R} \quad (1.11)$$

R : un nombre aléatoire uniformément distribue ($0 \leq R \leq 1$) .

La correction relativiste dans l'équation (1.9) peut être ignorée pour des énergies d'électron moins de $50 KeV$, c'est-à-dire, pour la plupart des travaux du **MEB**. Pour des énergies plus élevées, la correction relativiste de la section efficace est considérable et devrait être appliquée.

Les chocs inélastiques des électrons incidents avec les électrons des couches profondes et de valence des atomes, engendrent une perte d'énergie des électrons incidents au cours de leur trajectoire [20] ; Ce processus statistique, peut être décrit de façon continue par la formule de *Bethe* (1933) [23-16-24]. Cette formule traduit la perte d'énergie moyenne dE par unité de longueur dS .

$$\frac{dE}{dS} = -2pe^4 N_A \frac{rZ}{EA} \ln\left(\frac{1.166E}{j}\right) \quad (1.12)$$

e : la charge électronique ;

N_A : le nombre d'Avogadro ;

r : la densité ;

A : le poids atomique ;

E : l'énergie moyenne d'électron ;

J : le potentiel moyen d'ionisation.

Ce dernier est la dissipation d'énergie moyenne par interaction (pour indisposer les processus possibles de dissipation d'énergie) est donné par [23] :

$$j = (9.76Z + 58.5Z^{-0.19}) \times 10^{-3} \text{ (KeV)} \quad (1.13)$$

Pour les basses énergies d'électron ($E < 6.34 \text{ J}$), la modification empirique à l'expression de *Bethe* par *Rao-Sahib* et *Wittry* devrait être employé [25].

D'autre part l'interaction électron-matière est caractérisée par d'autres paramètres tel que le parcours électronique, l'énergie de formation d'une paire électron-trou qui vont être analysés un par un dans ce qui suit.

1.6.4. Fonction de dissipation d'énergie $\Phi(u)$

L'analyse de dissipation du faisceau d'électrons dans un semi-conducteur est de grande importance. Elle est définie par la perte d'énergie des électrons primaires dans une direction normale à la surface de la cible comme fonction $\Phi(u)$ appelée *Depth Dose Function*, où u est un paramètre sans dimension traduisant la pénétration normalisée au parcours électronique R calculé en $g.cm^{-2}$ avec [11] :

$$u = r \left(\frac{z}{R} \right) \quad (1.14)$$

z : profondeur de l'échantillon ;

r : la masse volumique du semi-conducteur ;

R : le parcours électronique.

La fonction $\Phi(z/R)$ est donnée par l'expression suivante [1] :

$$\Phi\left(\frac{z}{R}\right) = \frac{d(E_A / E_0)}{d(z / R)} \quad (1.15)$$

E_A : l'énergie absorbée en fin du parcours normalisé et dont l'expression est donnée par *Kanaya* et *Okayama* (1972) [16] :

$$E_A = E_0 - h_T E - h_B E_B \quad (1.16)$$

η_T et η_B : les fractions d'électrons transmis et rétrodiffusés respectivement ;

E_B : l'énergie moyenne des électrons rétrodiffusés.

Le terme invariant $K = E_B / E_0$ est donné par la formule de *Sternglass* (1954) :

$$K = 0.45 + 2.10^{-3} \cdot Z \quad (1.17)$$

Cette dernière équation est valable pour $0.2 < E_0 < 32 \text{ keV}$ et $8 < Z < 47$.

1.6.4.1. Fonction $\Phi(u)$ d'Everhart -Hoff

Everhart et Hoff (1971) proposent une expression analytique polynomiale de la fonction $\Phi(u)$ d'après des mesures de courant EBIC d'un échantillon à base de Silicium. C'est probablement l'équation la plus utilisée pour sa simplicité [20] :

$$\Phi(u) = (1-f) \cdot (0.60 + 6.21u - 12.4u^2 + 5.69u^3) \quad (1.18)$$

f : facteur moyenne d'énergie perdue par rétrodiffusion.

D'après les travaux de Sternglass (1954), la rétrodiffusion est presque constante sur l'intervalle d'énergie **5 - 50 KeV**. Il s'exprime par:

$$f = \eta_B \cdot E_B / E_0 \quad (1.19)$$

Malgré la restriction notée sur le numéro atomique **Z** et l'intervalle de tension du faisceau électronique valable pour l'utilisation de celui-ci dans le cas du **Ge (Z=32)**, l'expression $\Phi(u)$ d'Everhart-Hoff a été utilisée dans la littérature pour la totalité des matériaux et sous les conditions de travail allant de **1 à 40 KeV** [2].

1.6.4.2. Fonction $\Phi(u)$ de Wittry-Kyser

Une approximation gaussienne a été proposée par Wittry et Kyser (1967) à partir d'une étude de la cathodoluminescence dans le **GaAs** [7]. De sa part, Kyser (1972) l'a modifiée en introduisant un autre terme en exponentielle à partir d'une étude de l'émission **X** par une cible de **Cu**. La forme finale d'une approximation gaussienne modifiée de $\Phi(u)$ est donnée par l'expression suivante [26] :

$$\Phi(u) = A \exp\left[-\left(\frac{u-u_0}{\Delta u}\right)^2\right] - B \exp\left[-\frac{bu}{u_0}\right] \quad (1.20)$$

Avec $u_0 = 0.125$; $\Delta u = 0.35$; $(B/A) = 0.4$ et $b = 4.0$.

1.7. Parcours électronique

Dans le cas des particules lourdes, dont les trajectoires dans la matière sont pratiquement rectilignes, la formule (1.6) donne directement l'énergie déposée dans le matériau en fonction de la profondeur. Par contre, les électrons incidents subissent des séries successives de dispersions élastiques et inélastiques dans le semi-conducteur, et ont alors des

trajectoires quelconques [4]. Leur profondeur de pénétration R est donnée par plusieurs expressions qui sont proposées par différents auteurs.

La relation générale de parcours électronique (qui décrit la profondeur de pénétration de l'électron dans l'échantillon) est donnée en fonction de l'énergie du faisceau incident E_0 sous la forme suivante [11] :

$$R_e = \left(\frac{K}{r} \right) E_0^a \quad (1.21)$$

ρ : la masse volumique du matériau ;

K, a : des constantes dépendent du nombre atomique du matériau et aussi de E_0 ;

E_0 : l'énergie du faisceau incident.

D'autres formules ont été également proposées par d'autres auteurs. En utilisant l'approximation du freinage continu et par intégration de la formule de pénétration de *Bohr-Bethe* normalisée à l'énergie E , entre l'énergie initiale E et la valeur $E = 0$, on obtient la pénétration de *Bohr* et *Bethe* notée R_B est donnée par l'expression suivante [1] :

$$R_B = \int_E^0 \frac{dE}{dE/(dRz)} \quad (1.22)$$

ρ : est la masse volumique du matériau considéré.

Grâce à cette méthode, *Kyser* (1972) propose l'expression du parcours électronique suivante [26] :

$$R_K = 2.56 \left(\frac{E_0}{30} \right)^{1.68} \quad (1.23)$$

R : est exprimée en $mg.cm^{-2}$;

E_0 : est exprimée en KeV .

Avant cette expression et en 1957, les travaux de *Griën* concernant la dissipation de l'énergie des électrons dans l'air l'ont conduit à un parcours donnée par extrapolation de la partie linéaire de la fonction $\Phi(u)$ (fonction de dissipation d'énergie) à zéro. Il trouve comme expression de R la relation suivante [1] :

$$R_G = 4.57 E_0^{1.75} \quad (1.24)$$

R_G : est exprimé en $\mu g.cm^{-2}$;

E_0 : est exprimée en KeV , ($5 < E_0 < 25 KeV$).

Et après en 1971, *Everhart* et *Hoff* proposent de leur part pour les matériaux qui ont un nombre atomique Z tel que $10 < Z < 15$ et pour des énergies d'excitation E_0 tel que $5 \text{ KeV} < E_0 < 35 \text{ KeV}$ la relation suivante [20] :

$$R_{EH} (\text{mg} / \text{cm}^2) = 4.0 E_0^{1.75} \quad (1.25)$$

E_0 : est exprimée en KeV .

Une autre relation plus générale a été dérivée par *Kanaya* et *Okayama* en 1972 sous la forme suivante [16] :

$$R_{K-O} = (0.0276A / rZ^{0.889}) E_0^{1.67} \quad (2.26)$$

E_0 : est exprimée en KeV ;

A : le poids atomique en g.mol^{-1} ;

ρ : la densité en g.cm^{-3} ;

Z : le nombre atomique.

La figure (1.5) [27] montre une comparaison entre le parcours électronique calculé suivant le modèle d'*Everhart-Hoff* et le modèle de *Kanaya-Okayama* pour quelques matériaux.

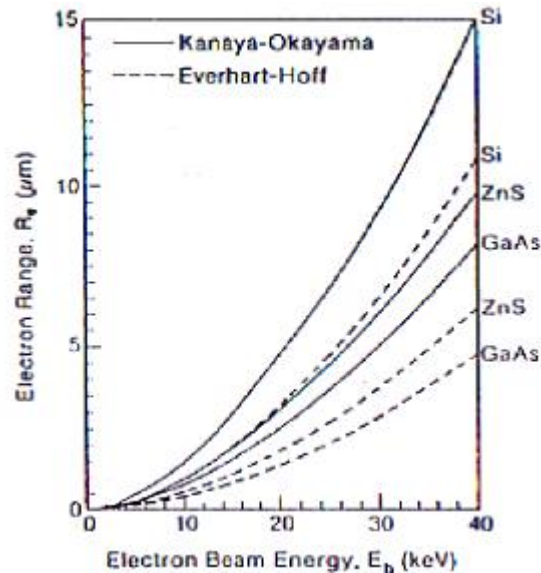


Figure (1.5) : Profondeur de pénétration des électrons en fonction de E_0 [27].

1.8. Volume de Génération

Le volume de génération est le lieu de création des paires électron-trou, il prend une forme qui dépend du nombre atomique du matériau Z et de l'énergie d'accélération des électrons E_0 [28].

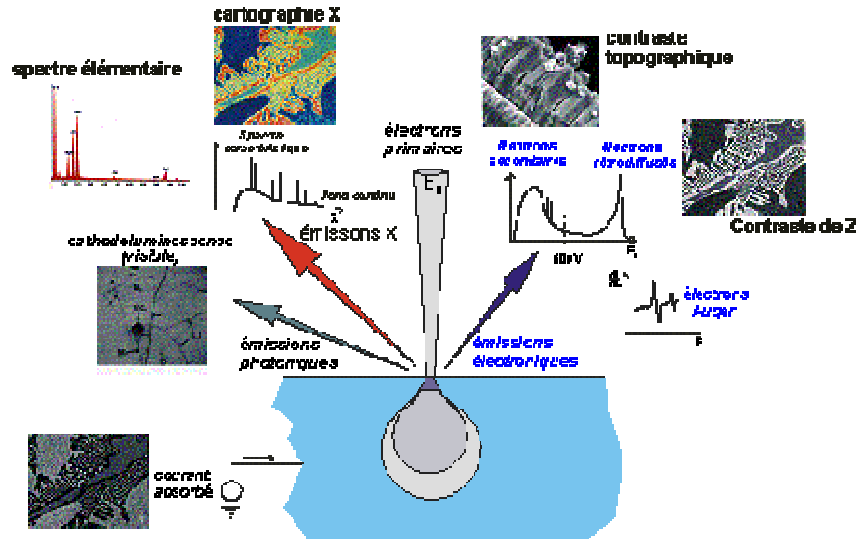


Figure (1.6) : Mode de sortie pour chaque phénomène observé.

Suivant le modèle de *Kanaya* et *Okayama* [29], le volume de génération prend trois formes différentes suivant la valeur de Z :

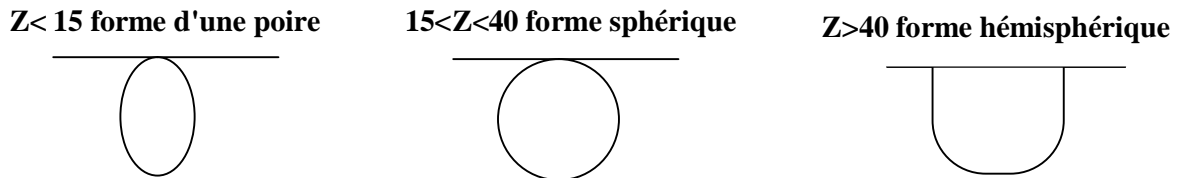


Figure (1.7) : Les formes du volume de génération d'après [17-29].

L'interaction électron-matière est donc le résultat de séries successives des collisions élastiques et inélastiques où l'énergie des électrons primaires pénétrant se dissipe dans un volume appelé volume d'interaction ou de génération et suit une fonction qui détermine la perte de cette énergie dans une direction normale à la surface de l'échantillon [29].

La figure (1.8) illustre le volume de génération et la résolution spatiale des différents phénomènes qui ont lieu suite à l'interaction électron-matière [27-30].

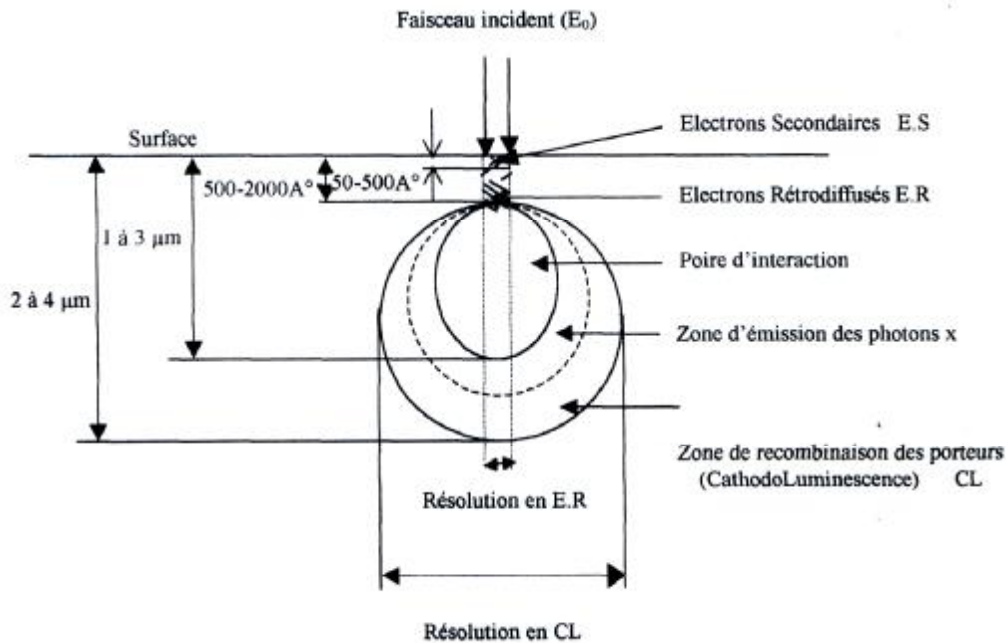


Figure (1.8) : Résolution spatiale [27-30].

D'autre part l'interaction électron-matière est caractérisée par d'autres paramètres tels que l'énergie de formation de paire ($e^- - h^+$) et le taux de génération qui sont analysés dans les paragraphes suivants.

1.9. Phénomènes de génération de porteurs dans les Semi-conducteurs

Les interactions du faisceau incident avec le matériau sont donc responsables de l'excitation et l'ionisation des atomes. Dans un semi-conducteur, ces excitations conduisent, entre autre, à la formation des paires électron-trou.

On caractérise la création des porteurs dans le SC par un paramètre G' ($cm^{-3}.s^{-1}$) qui mesure le nombre de porteurs créés par unité de volume et unité de temps. Ce paramètre résulte de la contribution de deux types de génération de porteurs. Il existe d'une part les générations spontanées de porteurs due à l'agitation thermique que l'on caractérisera par un paramètre G_{th} que nous appellerons **taux de génération thermique**, et il existe d'autre part les générations induites de porteurs qui résultent de l'excitation du SC par une source extérieure [11]. Ces générations peuvent résulter d'une excitation optique, d'une irradiation par des particules, d'un champ électrique intense ou d'une injection électronique. Ce type de génération est caractérisé par un paramètre G qui est spécifique du processus mis en jeu. Par contre, le paramètre G_{th} est spécifique du matériau [31].

Etudiant la détermination de la fonction de génération induite $\mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ qui décrit la distribution des paires électron-trou dans le volume et qui correspond au nombre de paires créés par unité de volume et unité de temps ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$). On peut traiter le problème en utilisant une fonction à une seule variable $\mathbf{G}(\mathbf{z})$ puisque le faisceau est normal à la surface de l'échantillon. Donc la résolution autour de l'axe du faisceau incident est symétrique dont on peut obtenir $\mathbf{G}(\mathbf{z})$ par projection de $\mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ sur le plan XY : [11]

$$G(z) = \int_{xy} G(x, y, z) dx dy \quad (1.27)$$

Mais pour déterminer cette fonction $\mathbf{G}(\mathbf{z})$ il est préférable de définir l'énergie de formation d'une paire électron-trou (ϵ_{e-h}) et le taux total de génération \mathbf{G} [11].

1.9.1. Energie de formation d'une paire électron-trou

Cette énergie est définie comme une énergie moyenne dissipée pour créer une paire ($e^- - h^+$) générée. Cette énergie est différente de l'énergie du gap puisque l'interaction produit en chaîne aussi bien des photons que des paires ($e^- - h^+$). Cependant plusieurs modèles sont proposés pour la calculer. Ils sont soit trop compliqués et par conséquent peu pratiques, soit trop simplifiés donc approchés [4].

En 1968, *Klein* proposa un modèle de ce processus assez bien applicable. Son modèle est le suivant: l'énergie de la particule incidente étant nettement supérieure à celle du gap, elle crée une distribution de porteurs chauds (électrons occupant des états hauts dans la bande de conduction et trous occupant des états profonds dans la bande de valence). Ces paires très chaudes vont à leur tour, par un mécanisme en cascade, exciter d'autres paires, jusqu'à ce que leur énergie disponible soit inférieure au seuil de création de la paire. L'énergie restante se dissipera par excitation de phonons [4]. Le diagramme de *Klein* résumant les différentes étapes du mécanisme est représenté sur la figure (1.9).

Le calcul théorique basé sur le modèle de *Klein*, conduit à une énergie de formation d'une paire électron-trou (ϵ_{e-h}) peut être écrite sous la forme d'une somme de trois termes [4] :

$$e_{e-h} = E_g + E_r + E_k \quad (1.28)$$

E_g : énergie du gap ;

E_r : l'énergie moyenne de création de phonons optiques ;

E_k : l'énergie moyenne de thermalisation par vibrations du réseau.

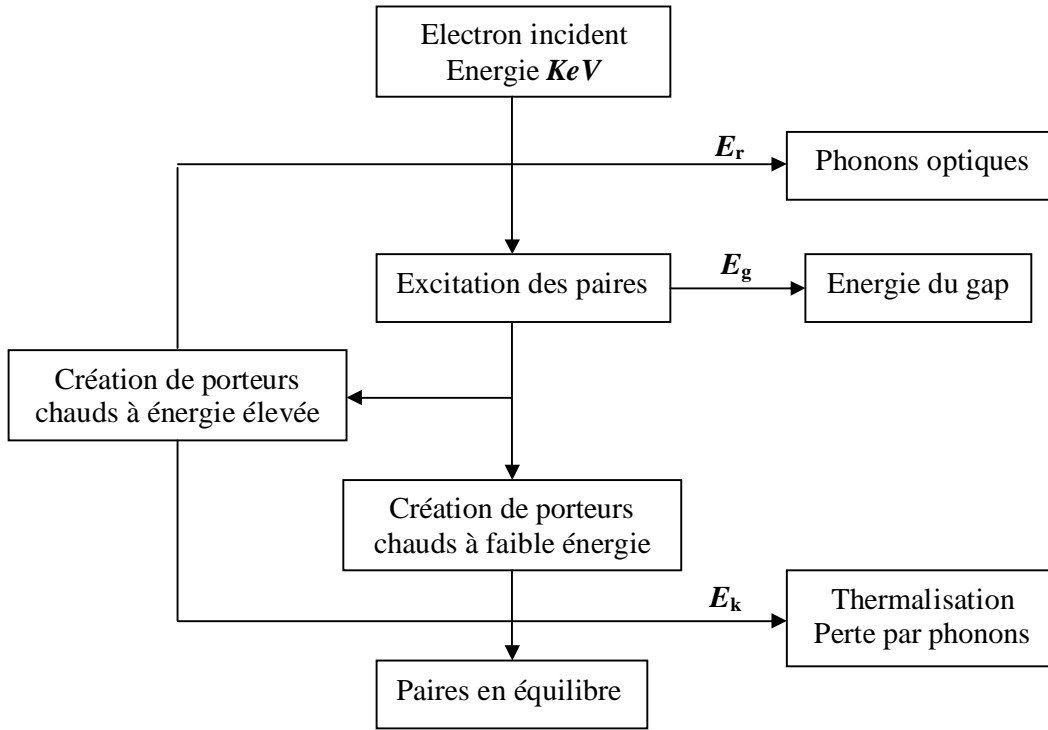


Figure (1.9) : Diagramme de *Klein* : création des paires et processus de perte d'énergie de l'électron incident dans le SC [4].

Klein a démontré que :

$$E_k = \frac{9}{5} E_g \quad (1.29)$$

Alors que le deuxième a été évalué par *Shockley* en termes de phonons optiques par [4] :

$$E_r = r_0 hu \quad (1.30)$$

Pour le Silicium cristallin, r_0 est estimé à **8** et hu est déterminé expérimentalement par diffraction de neutrons à **0,037 eV**. Dans ces conditions, la valeur de ϵ_{e-h} est de **3,6 eV**. L'expression précédente de ϵ_{e-h} montre aussi une relation de linéarité par rapport à la largeur de bande interdite, propriété que *Klein* a vérifié pour plusieurs semi-conducteurs [4].

On peut citer aussi le modèle de *Zulliger* (1971) qui ne diffère pas trop de celui de *Klein*. Les valeurs limites supérieures données par ce modèle correspondent exactement aux valeurs calculées par *Klein*. *Drumond* et *Moll* (1971) rapportent une valeur de $\epsilon_{e-h} = 2,96 eV$ à **90° K** [4].

Après *Norris et al* qui ont utilisé des électrons **4 - 14 KeV** pour déterminer une valeur de $\epsilon_{e,h}$ de **3,64 eV** avec une incertitude de **20 %**, *Fiebiger et al* ont repris des mesures par des électrons entre **10 et 24 KeV** et avec une précision satisfaisante, la valeur de $\epsilon_{e,h}$ trouvée est de **3,6 eV** confirmant la valeur universelle. Il faut noter que la cause de l'inégalité de ces valeurs est attribuée à la complexité de la structure de bandes [4].

La figure (1.10) représente l'énergie $\epsilon_{e,h}$ (présentée par *Klein* en 1968) pour différents matériaux en utilisant trois types d'irradiation (rayons α , électrons, photons) [27].

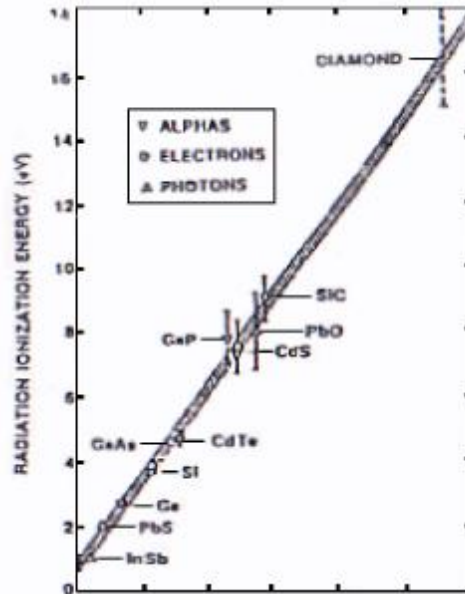


Figure (1.10) : Variation de l'énergie de formation de paires en fonction de l'énergie du gap pour différents semi-conducteurs d'après *Klein* (1968) [27].

L'énergie du gap E_g qui est la différence entre le minimum absolu de la bande de conduction et le maximum absolu de la bande de valence tous deux dépendent de la température. Les gaps des différents semi-conducteurs sont portés dans le tableau suivant [2] :

SC	Energie du gap		Type
	E_g (0°K) (eV)	E_g (300°K) (eV)	
Ge	0,74	0,66	Indirect
Si	1,17	1,12	Indirect
InP	1,42	1,35	Direct
GaAs	1,52	1,42	Direct
GaP	2,34	2,26	Indirect
CdTe	1,60	1,50	Direct
CdS	2,56	2,42	Direct
ZnSe	2,80	2,58	Direct
ZnS	3,84	3,68	Direct

Tableau (1.1) : Valeurs des différents gaps et types de quelques semi-conducteurs [11].

Le tableau (1.2) résume des valeurs expérimentales de l'énergie de création des paires ($e^- - h^+$) dans le Si (à 300°K) proposées par plusieurs auteurs en utilisant différentes sources d'irradiation.

ϵ_{e-h} (eV/paire)	Source d'irradiation	références
3.61±0.01 3.79±0.01	α , 5.486 MeV (^{241}Am) β , 363.8 KeV (^{113}Sn)	Bussolati et al [32]
3.62±0.02 3.67±0.02 3.67±0.02	α , (5.344 – 8.785) MeV (^{228}Th et ^{241}Am) β , 14.86 KeV (^{57}Co) à 1.048 MeV (^{207}Bi) δ , 121.97 KeV (^{57}Co)	Pehl et al [33]
3.63	e^- , 25 KeV (EB)	Bresse [34]
3.631±0.0025 3.631±0.0025	α , 5.483 MeV (^{241}Am) β , 975.2 KeV (^{207}Bi)	Ryan [35]
3.6	e^- , <15 KeV (EB)	Siekanowics et al [36]
3.44±0.2	e^- , < 30 KeV (EB)	Normadi et Thompson [37]
3.75±0.11	e^- , (10-50) KeV (EB)	Wu et wittry [38]

Tableau (1.2) : Valeurs expérimentales de l'énergie de création des paires ($e^- - h^+$) dans le Si à 300°K.

1.9.2. Taux de génération total

Le taux de génération total G_0 (s^{-1}) est défini comme le nombre de paires électron-trou créés par unité de temps dans l'échantillon.

En connaissant l'énergie de création de paires ($e^- - h^+$) ϵ_{e-h} et l'énergie effective perdue dans l'échantillon E_{eff} on peut calculer le taux de génération total qui s'exprime par [11] :

$$G = \frac{E_{\text{eff}}}{E_{e-h}} \quad (1.31)$$

D'autre part E_{eff} est la différence entre l'énergie incidente de la totalité des électrons et l'énergie perdue par les électrons rétrodiffusés, elle s'écrit alors [11] :

$$E_{\text{eff}} = N_0 E_0 (1 - f) \quad (1.32)$$

f : facteur d'énergie des électrons rétrodiffusés ;

N_0 : le nombre d'électrons incidents par unité de temps, exprimé [1] par $N_0 = (I_0 / |e|)$;

I_0 : l'intensité du faisceau incident ;

e : la charge de l'électron.

Finalement, G_0 peut être exprimé par la relation suivante [1] :

$$G_0 = \frac{I_0 E_0 (1-f)}{|e| E_{e-h}} \quad (1.33)$$

1.9.3. Fonction de génération

L'énergie perdue par l'électron incident lors de sa traversée du matériau semi-conducteur sert en grande partie à la création des paires (e^-h^+). C'est ainsi qu'on désigne par fonction de génération $g(\mathbf{z})$ la valeur moyenne de la densité de paires (e^-h^+) en fonction de z [4].

La connaissance de ce profil de génération est d'un intérêt particulier pour les mesures de cathodoluminescence, de rayon X, **EBIC**, ainsi que les mesures en transmission d'électrons. Elle est également importante pour étudier les dégâts causés par l'irradiation, en particulier en lithographie par faisceau d'électrons, pour chiffrer les temps d'exposition de photorésistance [4]. C'est ainsi que plusieurs méthodes ont été utilisées pour mesurer les profils de perte d'énergies dans différents matériaux [39].

On sait déterminer la perte d'énergie en fonction de la profondeur dans le solide, et à partir de là, la distribution de génération $g(\mathbf{z}, E)$ de l'excès de porteurs peut être calculée en supposant que cet excès est directement proportionnel à la perte d'énergie. Sur la base de cette hypothèse, et à partir de la relation (1.33), on peut écrire cette fonction de distribution sous la forme suivante [1] :

$$g(\mathbf{z}) = \frac{I_p}{q} \frac{dE_A}{e-h dz} \quad (1.34)$$

(dE_A/dz) : la perte d'énergie projetée suivant z .

Compte tenu de l'expression $\Phi(u)$ donnée par l'équation (1.15) la fonction $g(\mathbf{z})$ devient :

$$g(\mathbf{z}) = \frac{I_p E_0}{q e_{e-h} R} \Phi(u) \quad (1.35)$$

La fonction $g(\mathbf{z})$ calcule le nombre de paires (e^-h^+) créés par unité de profondeur et de temps à la distance \mathbf{z} de la surface irradiée.

Notons que dans le cas d'une cible de Silicium, et les autres matériaux qui ont un numéro atomique Z , tels que $10 < Z < 15$, on aura $\Phi(z/R)$ sous forme d'un polynôme et correspond à la relation (1.18).

Dans le cas de la structure la plus adoptée (figure (1.11)) le faisceau est normal à la surface de l'échantillon. Le problème présente une symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau incident. En conséquence, on peut traiter le problème en utilisant une fonction à une seule variable $g(z)$. Celle-ci peut être obtenue par projection de $g(x, y, z)$ sur le plan XY [1] :

$$g(z) = \int_{xy} g(x, y, z) dx dy \quad (1.36)$$

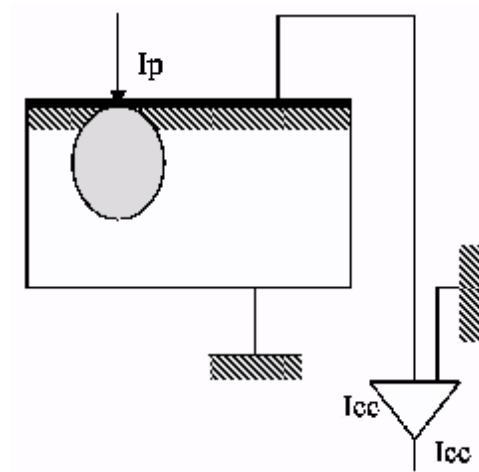


Figure (1.11)

La fonction $g(x, y, z)$ décrit la distribution des paires ($e^- - h^+$) dans le volume, elle correspond au nombre de paires créés par unité de volume et unité de temps (cm^{-3}, s^{-1}) tandis que la fonction $g(z)$ correspond au nombre de paires créés par unité de profondeur et par unité de temps ($cm^{-1} .s^{-1}$) [1].

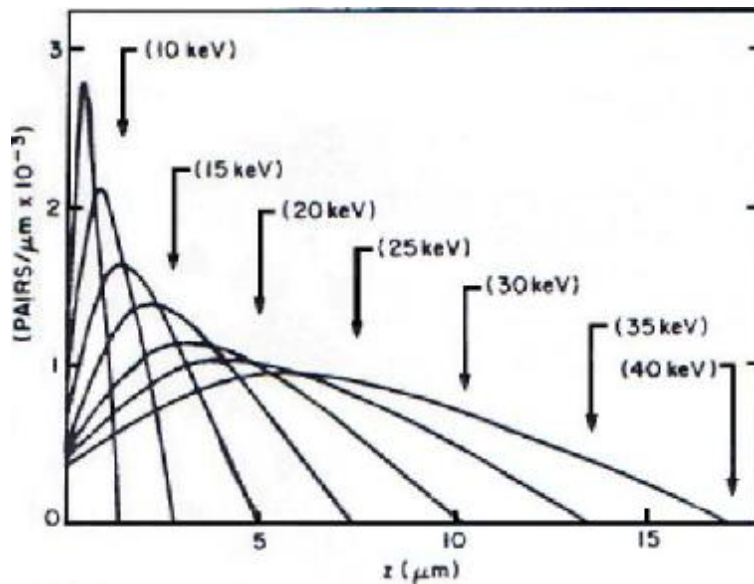


Figure (1.12) : Le nombre de paires ($e^- - h^+$) générées est une fonction de la profondeur à partir de la surface.

(Figure obtenue pour un électron énergétique dans un échantillon de Si, d'après *Petroff* 1983 [40])

1.10. Phénomène de recombinaison

La recombinaison au sein d'un semi-conducteur d'électrons et des trous libres s'effectue par l'un des deux mécanismes [41] :

- i) par transition d'un électron de la bande de conduction (E_c) vers la bande de valence (E_v) (recombinaison « *directe* »).
- ii) par l'intermédiaire de centres de recombinaison; l'acte élémentaire de recombinaison comporte deux étapes successives ; tout d'abord l'électron (le trou) est capté par un centre localisé (dans la bande interdite), puis ce même centre capte le trou (l'électron) qui recombine avec le porteur initialement capté (recombinaison « *indirecte* »).

La contribution relative de ces deux mécanismes au processus de recombinaison dépend [41] :

- § du rapport des probabilités de ces deux mécanismes ;
- § de la position en énergie des centres de recombinaison à l'intérieur de la bande interdite et de la concentration de ces centres ;
- § de la concentration de porteurs à l'équilibre ;

§ de la température.

1.10.1. Les processus de recombinaison

Selon le mécanisme de recombinaison et selon la forme sous laquelle est libérée l'énergie du porteur capté par le centre de recombinaison on distingue les processus suivant :

1.10.1.1. La recombinaison radiative

Elle donne naissance à des photons. Elle a été étudiée en détail depuis 1953 [42].

Le retour à l'état d'équilibre du matériau, par recombinaison de l'électron avec le trou peut se faire d'une façon intrinsèque ou extrinsèque.

a. La luminescence intrinsèque (bande-bande) ;

On distingue deux transitions :

Transition directe : Dans ce cas, le minimum de la bande de conduction (E_c) et le maximum de la bande de valence se trouvent au même vecteur d'onde \mathbf{k} . L'énergie du photon émis ($h\nu$), dans ce cas, est égale (presque) à l'énergie du gap (E_g) et la luminescence est dite *intrinsèque* (figure (1.13.a)) [43].

Transition indirecte : Dans ce cas, la transition n'est plus verticale, et par conséquent, la différence de quantité de mouvement entre les deux niveaux n'est pas négligeable. Pour satisfaire le principe de conservation des quantités de mouvement, il est nécessaire de faire intervenir une pseudo-particule, qui est le « *phonon* » de vecteur d'onde \mathbf{k}_1 (figure (1.13.b)). Il s'agit donc ici d'une interaction à trois particules dont la probabilité est plus faible. C'est ainsi que l'émission de luminescence dans les semi-conducteurs à gap indirect est difficile à observer [43].

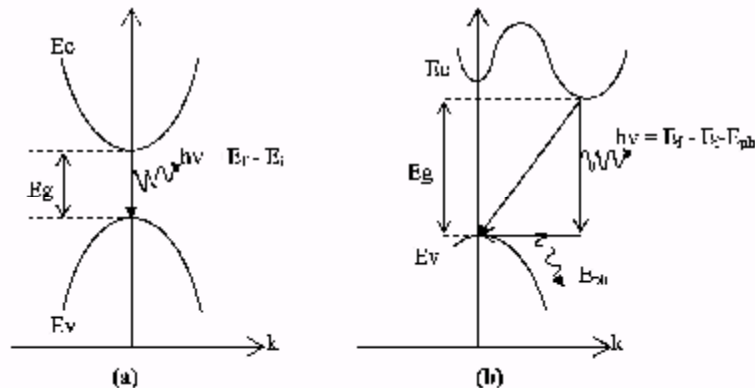


Figure (1.13) : Les énergies de transition dans les semi-conducteurs entre les états initial E_i et final E_f : (a) gap direct - (b) gap indirect
(Pour les transitions indirectes, la participation du phonon (E_{ph}) est indispensable)

b. La luminescence extrinsèque (bande-niveau)

La luminescence extrinsèque est relative aux impuretés et défauts.

La figure (1.14) montre les différentes transitions possibles dans un SC.

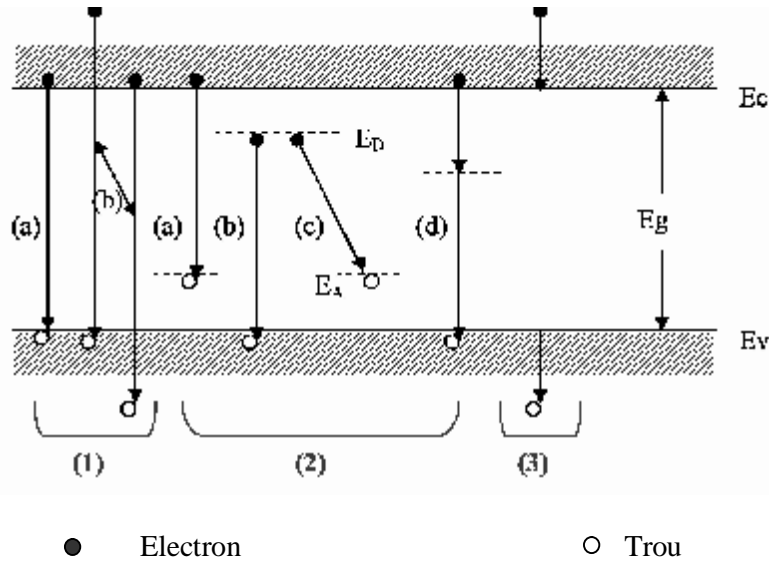


Figure (1.14) : [44]

(1) transition bande-bande, (a) : émission directe correspondant très étroitement à l'énergie du gap, où les phonons ou les excitons peuvent être impliqués, et (b) transition haut d'énergie impliquant les porteurs chauds.

(2) la transition impliquant les impuretés chimiques ou les défauts physiques; (a) bande de conduction à l'accepteur, (b) donneur au bande de valence, (c) donneur à l'accepteur (émission de paire), et (d) niveaux profonds.

(3) la transition entre niveaux profonds impliquant les porteurs chauds, parfois appelé l'émission de décélération.

1.10.1.2. La recombinaison non- radiative

Les niveaux profonds dans le gap peuvent occasionner également des transitions non radiatives, et donner lieu indirectement à un contraste. Il existe plusieurs mécanismes de recombinaisons non-radiatives, à titre d'exemple :

a. La recombinaison par choc

Est tel que l'énergie libérée dans l'acte de recombinaison est transmise à un troisième porteur qui la dissipe ensuite par interaction avec les vibrations du réseau. Selon (*Scalar* et

Burstein) [2], ce mécanisme de recombinaison peut jouer un rôle notable dans le **Ge**, avec la particularité que les sections efficaces de capture des porteurs sont proportionnelles aux concentrations de porteurs de charge. Mais, l'absence d'une dépendance de la section efficace de capture avec la concentration constatée par d'autres auteurs montre que tout au moins jusqu'à $\approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la recombinaison par choc n'est pas le processus prédominant dans le **Ge** [2].

b. La recombinaison plastique

Est tel que l'énergie libérée est transmise aux oscillations du plasma de porteurs. Ce mécanisme de recombinaison n'est réalisable que dans des cristaux fortement dopés ($n_0 \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), mais à ce niveau de dopage les sections efficaces de capture d'électrons (et de trous) peuvent atteindre $10^{-13} - 10^{-15} \text{ cm}^2$ [42].

1.10.1.3. La recombinaison excitonique

C'est le couplage qui se produit à basse température entre électron et trou pour donner une pseudo-particule « *exciton libre* ». Celui-ci peut être piégé sur une impureté « *exciton piégé* » en donnant naissance à de niveaux d'énergie bien définis dans le gap [41].

1.11. Collecte de porteurs

On a déjà vu, que tous les porteurs minoritaires créés dans la zone de charge d'espace, ou qui auront atteint par diffusion les limites de celle-ci, seront collectés par la jonction pour former le signal **EBIC** ou courant collecté I_{cc} .

1.11.1. Observation en régime permanent

Lorsqu'un équilibre est atteint entre le taux de génération et le taux de recombinaison des porteurs, on parle alors d'une observation en régime permanent. Cet équilibre est caractérisé par une densité de porteurs créés Δp [3] :

$$\Delta p = \frac{Gt}{(1/6)pR^3} \quad (1.37)$$

$(pR^3/6)$: le volume de la sphère de génération de diamètre **R** ;

G : le nombre de trous créés par seconde ;

t : la durée de vie des porteurs minoritaires dans le matériau massif.

En fait, cette densité ne s'applique que pour un semi-conducteur infini. Dans le cas où l'échantillon est semi-infini et la jonction imposant une densité nulle de porteurs en surface,

entraînent de nouvelles conditions aux limites qui modifient la distribution homogène donnée par la relation précédente [3].

Berz et *Kuiken* (1976) et *Donolato* (1979) ont étudié ces phénomènes. Leurs résultats montrent que les porteurs se répartissent de façon inhomogène dans le volume (figure (1.15)). Ils atteignent une densité maximale Δp_{\max} telle que [3] :

$$\Delta p_{\max} = \frac{G}{4pRD} \quad (1.38)$$

D : le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires.

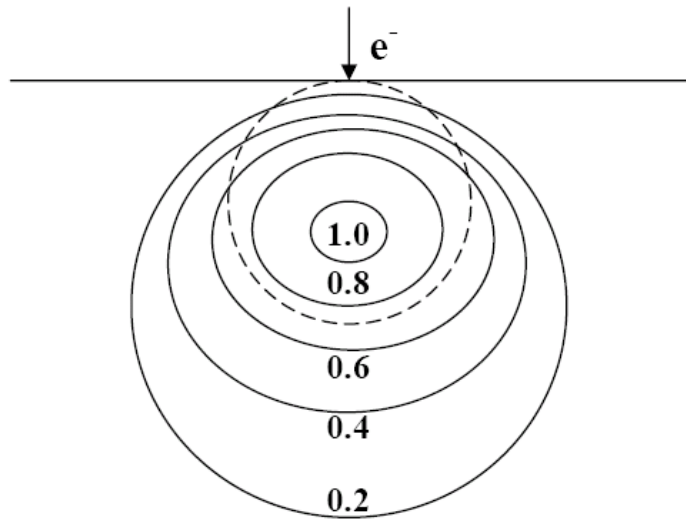


Figure (1.15) : Courbes d'isoconcentration en fraction de Δp_{\max} donnée par (1.38) pour une vitesse de recombinaison de surface infinie [3].

1.11.2. Détermination du niveau d'injection

Cette densité maximale est utilisée pour estimer le taux d'injection lors de l'observation. Les conditions d'injection sont généralement déterminées par comparaison au taux de dopage du matériau étudié. Pour le Silicium dopé 10 ohm.cm , $N_d = 5.10^{14} \text{ cm}^{-3}$, soit à l'équilibre, des concentrations d'électrons $n_0 = 5.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et de trous $p_0 = 2.10^5 \text{ cm}^{-3}$ qui satisfont la condition d'équilibre : [2]

$$n_0 \cdot p_0 = n_i^2 = 10^{20} \text{ cm}^{-6} \quad (1.39)$$

Sous bombardement électronique, les concentrations de porteurs, respectivement n et p dans les bandes de conduction et de valence, seront telles que [3] :

$$n = n_0 + \Delta n \qquad p = p_0 + \Delta p$$

Les conditions de faible injection requises pour l'observation seront satisfaites si :

$$\Delta n = \Delta p \ll n_0$$

Dans ces conditions, seule la concentration en porteurs minoritaires est affectée. Lors d'une observation **EBIC** telle que $E = 30 \text{ KeV}$ et $I_b = 0.1 \text{ nA}$, on a :

$$n = n_0 = 5.10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

$$p = \Delta p = 5.10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

Le nombre de porteurs minoritaires est **100 millions** de fois supérieur comparé à l'équilibre alors que la concentration en majoritaires est pratiquement inchangée.

Dans ces conditions le courant collecté I_{cc} est de l'ordre de grandeur du microampère. Nous recueillons donc un signal de plusieurs ordres de grandeur supérieur au signal exciteur. L'échantillon se comporte alors comme un amplificateur de courant.

Remarquons que la densité de porteurs serait de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} si l'on avait considéré dans ce calcul la distribution homogène donnée par la relation (1.37).

1. 12. Conclusion

Nous avons vu qu'il existe plusieurs expressions proposées pour décrire la dissipation d'énergie et le parcours électronique R ainsi que les phénomènes de recombinaison.

Une bonne compréhension des phénomènes de l'interaction électron-trou nous facilite de comprendre les méthodes qui travaillent dans le domaine de cette interaction, ainsi que les appareils où on doit faire ces interactions.

Le choix de la méthode **EBIC** ainsi que le **MEB** est l'objet du deuxième chapitre.

2.1. Introduction

La technique **EBIC** est une méthode fréquemment utilisée pour la détermination des caractéristiques électroniques de semi-conducteurs, telles que la longueur de diffusion, la vitesse de recombinaison interfaciale, la durée de vie et la zone de désertion. Elle s'applique également à l'observation plus qualitative des défauts cristallins tels que dislocations et joints de grains [4].

Etant donné que les mesures quantitatives de l'**EBIC** restent un problème difficile, si bien que n'importe quelle approche concernant ces mesures doit être basée sur une bonne connaissance de l'interaction électron-matière [3].

Dans ce contexte, il faut noter que la technique **EBIC** a été utilisée depuis longtemps pour la détermination de plusieurs caractéristiques des semi-conducteurs, et plusieurs travaux ont été consacrés dans ce domaine.

Le principe de la technique **EBIC** est de déposer un contact ohmique et un contact Schottky sur l'échantillon. Puis celui-ci est placé dans un microscope électronique à balayage où il est excité par un faisceau d'électrons injecté près du contact *Schottky* ou sur le contact. Les porteurs générés par ces électrons diffusent vers le contact *Schottky*, ce qui induit un courant qui peut être détecté par un circuit extérieur. Le courant détecté I_{EBIC} dépend de la distance d entre le faisceau d'électrons incidents et le contact *Schottky* [45].

2.2. La technique EBIC

2.2.1. Introduction

Plusieurs techniques conventionnelles utilisent la lumière pour la création des paires électron-trou dans les semi-conducteurs. Dans les expériences de photo-réponse spectrale, les mesures du courant induit par une radiation monochromatique donnée sous des conditions données (photo-tension constante ou polarisation par une lumière blanche) conduisent à des résultats qui sont la combinaison complexe de propriétés optiques et électroniques du matériau [4].

Même dans une simple couche, l'estimation du nombre absolu des paires électron-trou photogénérées nécessite une bonne connaissance du constant diélectrique du matériau et de l'efficacité quantique de la lumière utilisée [4]. Pour une couche semi - infinie, l'intensité de la lumière décroît exponentiellement et les mesures sont très influencées par la surface. Dans des structures plus complexes, la distribution des photons dans le volume devient très

difficile à estimer en raison des interférences et des absorptions dans les différentes couches [4].

2.2.2. Historique

La conception du **MEB** date de 1929, alors que sa première réalisation a été en 1938. Toutefois il a fallu attendre l'année 1958 pour qu'*Everhart* fasse la première observation en microscopie électronique à balayage en mode de courant induit sur un dispositif à semi-conducteurs.

Depuis, cette technique n'a cessé d'évoluer. On pourrait retracer son histoire en évoquant les travaux de *Lander et al.* (1963), *Everhart* (1964), ou *Wittry et al.* (1965), et plus récemment ceux de *Bresse* (1974,1977) sur l'analyse quantitative du signal, *Texier* (1980) pour ses travaux sur les joints de grains, [2] *Tabet et Tarento* (1989), [19], ainsi que les articles de revues de *Kimerling et al* (1977), *Hanoka et Bell* (1981) ou *Leamy* (1982) [3].

Aujourd'hui, la technique est largement utilisée pour la caractérisation de matériaux semi-conducteurs : Mesure des paramètres caractérisant les propriétés de transport telles que longueur de diffusion et durée de vie, détermination des profondeurs de jonction, etc... Parallèlement aux travaux sur le matériau massif, les études de défauts ont connu un fort développement [4].

Des cartographies de centres recombinants associés aux défauts sont réalisables par **EBIC**. De plus, les travaux théoriques sur le pouvoir de recombinaison des défauts, de *Donolato et Marek*, ont renforcés l'intérêt de la technique en permettant une approche quantitative des phénomènes [3].

2.2.3. Principe et montages expérimentaux

La dénomination **EBIC** est utilisée pour décrire le processus de collecte des porteurs minoritaires en excès créés par l'impact d'un faisceau électronique sur un semi-conducteur. C'est un effet électrovoltaïque comparable à l'effet photovoltaïque [1].

Et à raison de la forte liaison entre l'**EBIC** et le **MEB** (*Microscope Electronique à Balayage*), on doit présenter une description globale de ce dernier dans le paragraphe suivant.

2.2.3.1. Le MEB

La **microscopie électronique à balayage** (**MEB** ou **SEM** pour *Scanning Electron Microscopy* en anglais) est une technique de microscopie basée sur le principe des

interactions électron-matière. Un faisceau d'électrons balaie la surface de l'échantillon à analyser qui, en réponse, réémet certaines particules. Différents détecteurs permettent d'analyser ces particules et de reconstruire une image de la surface. Dans la pratique, au 21^{ème} siècle, les **MEB** (figure (2.1)) les plus conventionnels, c'est-à-dire, équipés de détecteurs d'électrons secondaires permettent d'atteindre une résolution de l'ordre de **20 nm** et un grossissement (bien que ce facteur soit moins important) qui peut aller jusqu'à 300 000 fois.

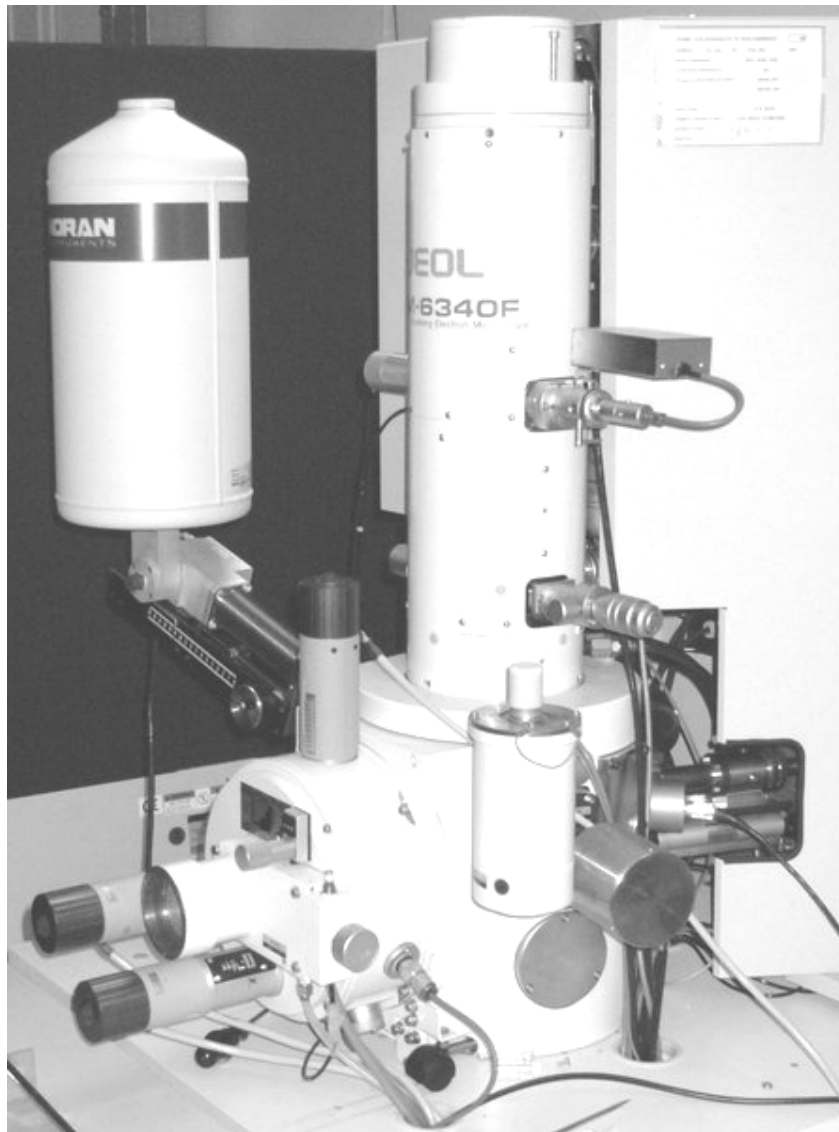


Figure (2.1) : Microscope électronique à balayage **JEOL JSM-6340F**

2.2.3.1.1. Principe

Le principe du balayage consiste à explorer la surface de l'échantillon par des lignes successives et à transmettre le signal du détecteur à un écran cathodique dont le balayage est

exactement synchronisé avec celui du faisceau incident.

Le microscope à balayage utilise un faisceau très fin qui balaie point par point la surface de l'échantillon et fournit une image en relief de l'objet balayé. Elle doit permettre un examen des propriétés structurales et texturales du matériau étudié [4]. La figure (2.2) représente un schéma simplifié du MEB.

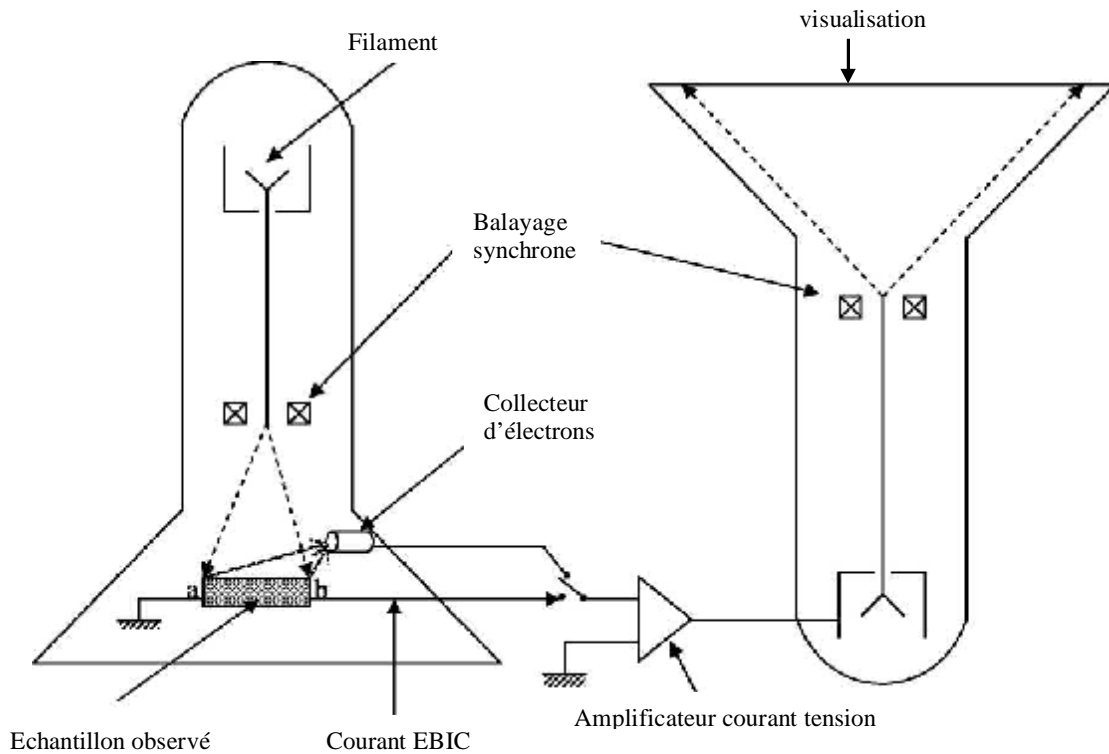


Figure (2.2) : Schéma simplifié d'un microscope électronique à balayage (D'après S. Najar 1992) [4]

On y distingue les deux tubes cathodiques :

- le premier représente la colonne du microscope ;
- le deuxième permet l'observation de l'image sur l'écran.

Dans le premier tube un faisceau électronique balaye la surface de l'objet examiné. Ce dernier répond alors par différents types de signaux : électrons secondaires, électrons rétrodiffusés, photons X... Ces particules émises peuvent être collectées et utilisées pour reconstruire une image de l'objet, comme on le verra au paragraphe suivant. En haut de ce tube se trouve le canon qui génère le faisceau d'électrons. On y distingue la cathode qui est un filament en tungstène contrôlé thermiquement et porté à un potentiel fortement négatif [2].

Les électrons du filament ayant une énergie située autour du niveau de *Fermi*, par

mécanisme d'émission thermoïonique, arrivent à vaincre le travail d'extraction du métal et sont alors injectés dans le vide. L'émission est concentrée sur une petite surface autour de la cathode grâce à une électrode faiblement polarisée négativement : la grille. Le champ électrique qui règne entre la cathode et l'anode (portée à la masse), accélère les électrons, l'énergie cinétique des électrons augmente pour atteindre la valeur eV où V est le potentiel de polarisation de la cathode. Après la traversée de l'anode cylindrique, le faisceau passe dans la colonne électro-optique [4].

Un système de trois lentilles électromagnétiques agit sur le faisceau d'une manière comparable au microscope optique. Leur fonctionnement est basé sur l'action des champs électromagnétiques sur les électrons, d'où l'avantage de contrôler leur effet par commande des courants qui génèrent ces champs. L'action successive de ces lentilles permet de réduire le diamètre du spot qui va balayer la surface de l'échantillon. Dans la majorité des **MEB**, les deux premières lentilles assurent pratiquement la totalité de la réduction de la taille du spot, alors que la troisième le focalise sur la surface de l'échantillon. Une taille de spot bien réduite permet d'augmenter la résolution et d'effectuer des observations nettes à des grossissements élevés [4].

La troisième partie du tube constitue le système de déflexion. La déflexion est nécessaire puisqu'elle permet le balayage du faisceau à la surface de l'échantillon. Le système de balayage commande, en synchronisme, le faisceau du tube de visualisation. Cette propriété est fondamentale pour la formation de l'image [4].

2.2.3.1.2. Fonctionnement

Lorsque le faisceau primaire balaye la surface de l'échantillon, les particules émises par celle-ci (photons, électrons secondaires et rétrodiffusés...) sont recueillies sur un collecteur. Lorsqu'on s'intéresse aux électrons, le collecteur est une photodiode dont la surface est portée à un potentiel positif élevé afin d'augmenter son rendement de collecte [4].

Selon leur énergie d'émission les électrons ne sont pas collectés de la même façon. On distingue ainsi entre les électrons rétrodiffusés, qui sont des électrons primaires -n'ayant perdu qu'une fraction de leurs énergie initiale et donc capables de gagner la cible même quand elle est légèrement polarisée-, et les électrons secondaires générés sous l'interaction du faisceau incident avec les atomes du réseau. Ces électrons secondaires sont beaucoup moins énergétiques que les électrons rétrodiffusés. Pour les collecter, il faut appliquer une tension

élevée qui les accélère vers le collecteur. Dans la photodiode, ces particules génèrent des paires électron-trou, qui sous l'effet d'un champ électrique, sont séparées et fournissent, dans le circuit de la photodiode, un courant électrique [4].

Ce courant, amplifié, est converti en tension venant moduler le potentiel de la grille du second tube. Ceci a pour conséquence de moduler l'énergie du faisceau lors de son impact sur l'écran fluorescent modifiant ainsi sa luminescence. Grâce au synchronisme entre les deux faisceaux et à la rapidité de l'électronique de conversion, une image point par point de l'échantillon est reproduite sur l'écran : c'est le fonctionnement en mode d'imagerie par électrons secondaires [4]. Donc si entre deux points d'un échantillon il existe une différence de propriété structurale ou textuelle de telle sorte que ces deux points n'émettent pas de la même façon des électrons secondaires, on doit s'attendre à un contraste entre ces deux points sur l'image reconstruite [4]. Ce contraste peut être topologique :

- lié à la géométrie et la rugosité de la surface ;
- chimique lié à une différence des numéros atomiques ;
- encore électrique lié à des fluctuations du potentiel de la surface [4].

Si l'échantillon observé est un semi-conducteur, le faisceau électronique y génère des paires électron-trou. Lorsqu'un champ électrique règne dans la zone de génération, alors les paires se séparent et un phénomène de collection de charges a lieu une fois que le circuit extérieur est fermé. Le signal observé est un courant induit par faisceau d'électrons (**EBIC**) [4]. Ce signal peut également être amplifié et converti en tension de manière à commander la grille du tube de visualisation. C'est le mode d'imagerie **EBIC**. Dans ce mode l'échantillon joue lui-même le rôle de collecteur de charges [4].

Comme on a déjà cité, le phénomène de collection de charges, sur lequel est basé ce mode d'imagerie, a été pour la première fois mis en évidence par *Everhart*. *Everhart* remarqua que sous l'effet du bombardement par le faisceau d'électrons, le courant inverse d'une jonction p-n subissait de larges variations. Il conclut que ce phénomène est un cas particulier de la variation de la conductivité électrique par l'intermédiaire de la création par une radiation ionisante, de porteurs de charges mobiles [4].

2.2.3.2. Description de la technique EBIC

La méthode **EBIC** (*Electron Beam Induced Current* en Anglais) est l'abréviation de courant induit par faisceau d'électrons, est une technique d'analyse de semi-conducteur qui

utilise un faisceau d'électrons pour induire un courant dans un échantillon qui peut être employé comme signal pour produire des images qui dépeignent les caractéristiques de l'échantillon. On peut envisager différentes applications telles que :

- détection des défauts en cristal, qui apparaissent en tant que les taches ou lignes foncées ;
- endroit des défauts de jonction de p-n ;
- détection des jonctions ou des couches supplémentaires ;
- mesure de densité d'états en utilisant un faisceau modulé.

Puisqu'un microscope électronique à balayage est une source commode de faisceau d'électrons, la plupart des techniques d'**EBIC** sont exécutées en utilisant un **MEB**.

Et l'**EBIC** a été largement appliquée aux semi-conducteurs cristallins pour déterminer leurs propriétés de transport ou pour analyser les caractéristiques des dispositifs. Elle peut également être appliquée aussi aux dispositifs à base de semi-conducteurs amorphes.

La génération de paires par des électrons plutôt que par des photons présente aussi certains avantages. D'une part l'intensité du faisceau est mesurable de façon absolue ainsi que la fraction d'électrons rétrodiffusés [4]. D'autre part les fonctions de génération des paires présentent un maximum qui s'éloigne de la surface du dispositif lorsque l'énergie croît. On s'attend alors à ce que ces deux propriétés fassent de la technique **EBIC** un bon moyen d'investigation qui pourra d'ailleurs être complémentaire de la photo-réponse spectrale [4].

Un système typique d'**EBIC** comprend ce qui suit :

- un microscope électronique à balayage ; (c.-à-d., placé en dehors de la chambre sous vide élevé du **MEB**) ;
- un amplificateur courant à faible bruit externe ;
- augets électriques sous vide élevés qui relie électriquement l'amplificateur courant externe à l'échantillon à l'intérieur de la chambre de **MEB**;
- un support témoin avec les points de contact électrique requis pour faciliter le raccordement électrique de l'échantillon aux augets.

Le courant **EBIC** (I_{EBIC}) collecté est beaucoup plus grand que le courant primaire de faisceau absorbé par l'échantillon (I_0), et est donné par l'équation :

$$I_{EBIC} = I_0 \times (E_0 / \epsilon_{e-h}) \times \eta$$

E_0 : l'énergie primaire de faisceau (d'ordre de plusieurs KeV) ;

$\epsilon_{e\cdot h}$: l'énergie requise pour créer une paire d'électron-trou (environ $3.65 eV$ pour le silicium) ;

η : l'efficacité de collection.

Dans les secteurs de la jonction de p-n où les défauts physiques existent, la recombinaison d'électron-trou est augmentée, qui réduit le courant collecter dans ceux des secteurs de « défaut ». Ainsi, si le courant par la jonction est employé pour produire l'image d'EBIC, les secteurs avec des défauts physiques sembleront être plus foncés dans l'image d'EBIC que des secteurs sans des défauts physiques.

La formation image d'EBIC est un outil efficace d'analyse pour les circuits bipolaires, mais elle n'est pas efficace en analysant des circuits de MOS. C'est dû au fait que les oxydes de porte des transistors de MOS tendent à emprisonner des frais d'injection primaire de charge de faisceau, ayant pour résultat des échecs faux.

La collision des électrons du faisceau avec les atomes du semi-conducteur excite les électrons de la bande de valence vers la bande de conduction en créant des trous.

Donc, lorsqu'un électron accéléré sous plusieurs kiloélectronvolts pénètre dans un semi-conducteur, il perd une partie de son énergie en créant des paires ($e^- - h^+$). Le mécanisme de cette génération de porteurs est schématisé sur la figure (2.3) [3].

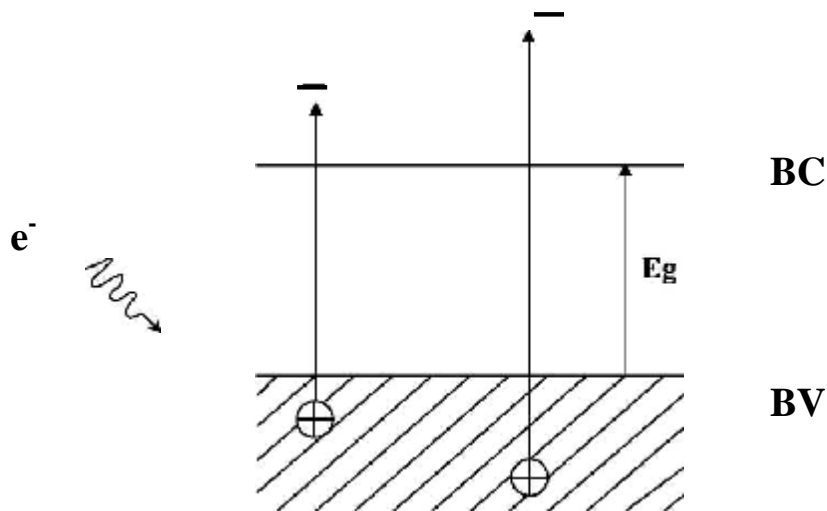


Figure (2.3) : Génération des paires électron-trou

Cette création des paires ($e^- - h^+$) aura lieu dans un volume appelé *volume de génération*, qui est assimilé à une poire dans le silicium.

En l'absence de champs électrique, les porteurs en excès sont animés d'un mouvement

de diffusion sous l'effet d'un gradient de leur concentration pendant lequel ils parcourent une distance appelée la longueur de diffusion L pendant un temps appelé durée de vie τ , avant de se recombiner. Autrement dit, ils finissent par se thermaliser rapidement (10^{-11} s) en bord de bande pour devenir indiscernables par rapport aux porteurs préexistants à l'équilibre dans le matériau [1].

Par contre, en présence d'un champ électrique les paires sont séparées ; alors électron et trou dérivent en sens opposés. Un courant prend alors naissance dans le circuit extérieur. Le champ électrique peut être interne, c'est-à-dire lié à la structure elle-même ou externe, créée par une polarisation extérieure, ou encore par une combinaison des deux [4].

Le cas d'un pur champ externe correspond à celui de deux contacts ohmiques sur un semi-conducteur. Dans ce cas la mesure porte sur le changement de la conductivité induit par l'injection des porteurs [4]. Deux cas typiques de champ électrique purement interne peuvent être cités : la jonction p-n et la diode *Schottky* en court-circuit [4]. A l'équilibre, en l'absence d'excitation extérieure, dans la jonction p-n la diffusion des porteurs majoritaires de part et d'autre du contact conduit à la formation de charges d'espace fixes. Ces charges engendrent à leur tour un champ électrique qui s'oppose à l'effet de la diffusion de telle sorte qu'à l'équilibre aucun courant ne traverse la jonction [4]. La zone de charge d'espace, s'étend sur une largeur qui dépend du taux de dopage, de la qualité du matériau, et dans le cas de polarisation inverse de la valeur de cette tension. Dans la diode *Schottky* (figure (2.3.a)), elle se limite au côté semi-conducteur [4]. Lorsque le faisceau d'électrons arrive à la surface de l'échantillon, suivant son énergie, il peut pénétrer plus ou moins en volume. Le volume de génération peut couvrir partiellement ou totalement la zone de charge d'espace. Les porteurs créés dans cette zone se séparent et seront presque en totalité collectés (contribuent au courant **EBIC**) [4]. Même résultat est remarqué pour les porteurs qui atteignent grâce à leur mouvement de diffusion les limites de cette zone (figure (2.5) dans le cas d'une diode *Schottky*). Les autres paires sont situées dans des zones neutres ou à faible champ [5].

Les densités d'électrons n et de trou p excédentaires sont égales. Les conditions d'observation sont telles que la concentration p engendrée par le faisceau est négligeable devant la concentration en dopants N_d , c'est-à-dire pour un matériau de type N : $n = p \ll N_d$. Cette condition est dite de faible injection [3]. Ainsi, la concentration en porteurs majoritaires n'est pas modifiée. Par contre, la concentration en porteurs minoritaires augmente de façon importante. L'excédent de porteurs minoritaires va alors se propager dans

le matériau par diffusion [3].

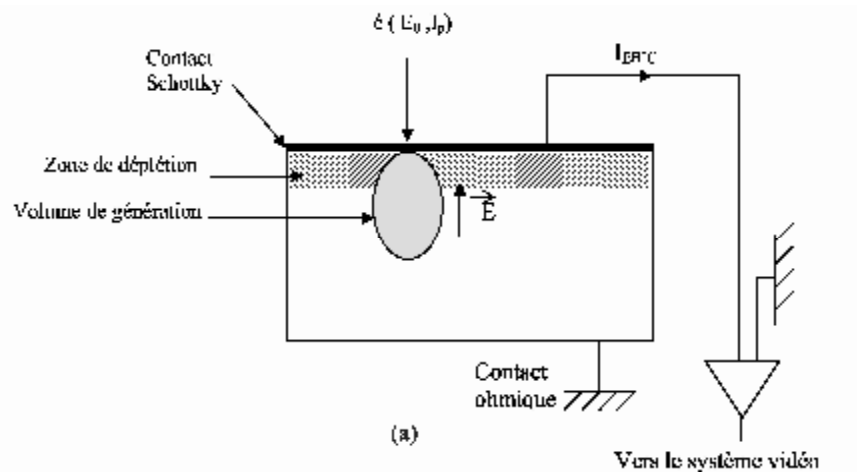


Figure (2.4.a)

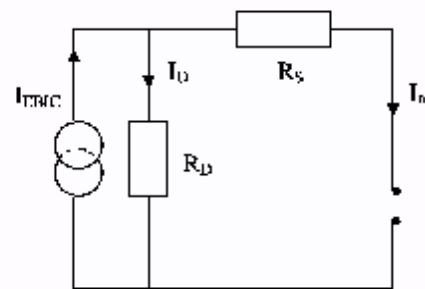


Figure (2.4.b)

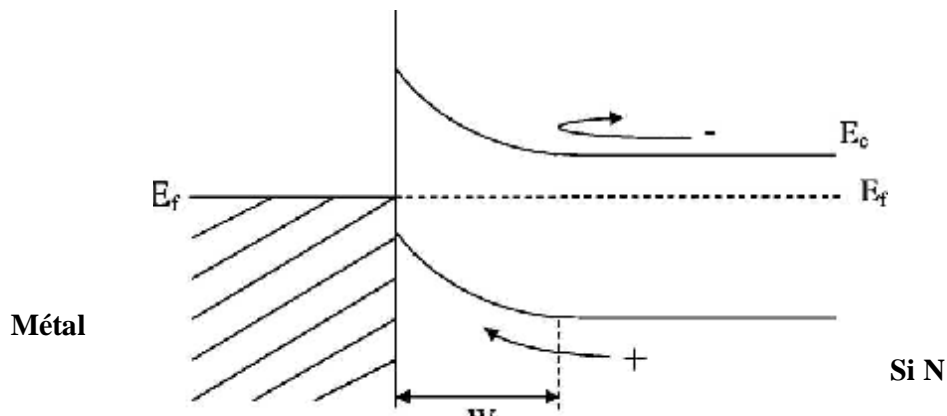
(D'après Y. Beggah 1992) [1]

(Fig.2.4.a) : Schéma illustrant la génération et la collecte du courant **EBIC** par une diode *Schottky* réalisée sur un semi-conducteur de type N .La direction du champ électrique E vers le haut (courant **EBIC** est celui des trous et perpendiculaire au faisceau électronique de courant I_0 et de tension d'accélération E_0).

(Fig.2.4.b) : Schéma du circuit équivalent de la mesure **EBIC**. R_S est la résistance série comprenant celle de l'échantillon, des contacts ohmiques et la résistance du circuit de mesure. R_D est la résistance de la jonction de collecte du courant **EBIC**. I_m et I_{EBIC} sont respectivement les signaux du courant **EBIC** mesuré et idéale.

Dans une investigation par la technique **EBIC**, l'échantillon est loin de se comporter d'une façon idéale - ce qui peut affecter les mesures de contraste par exemple -. Pour un

échantillon non idéal et en présence de résistance série finie R_S , ce dernier est assimilé à une source de courant en parallèle avec la diode formée par la jonction de collection du courant **EBIC** de résistance R_D . La résistance R_S est en série avec cette source de courant; elle est due à la résistance de l'échantillon lui-même, aux contacts ohmiques et aux résistances du circuit extérieur utilisé pour mesurer le courant **EBIC** (figure (2.4.b)). Le courant généré dans l'échantillon se partage entre R_D et R_S . Le courant mesurer I_m sera égale au courant générer I_{EBIC} quand la résistance R_S est faible [1].



W : largeur de la zone de charge d'espace

Figure (2.5) [3]

2.2.3.3. Différentes géométries de la technique EBIC

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

- Une excitation parallèle où les électrons arrivent parallèlement à la jonction ;
- Une configuration perpendiculaire où ils la traversent perpendiculairement.

Entre ces deux types extrêmes d'excitation, il existe une troisième géométrie d'utilisation du mode **EBIC** : elle consiste à pratiquer 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 [1].

Les principaux dispositifs rencontrés en technique **EBIC** sont illustrés par la figure (2.6).

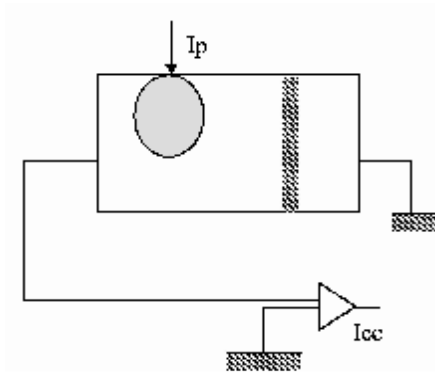


Figure (2.6.a) : Jonction p-n parallèle au faisceau incident I_p [1]

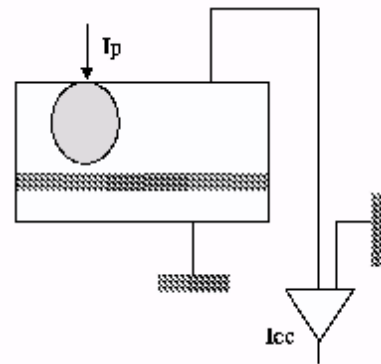


Figure (2.6.b) : Jonction p-n perpendiculaire au faisceau incident I_p [1]

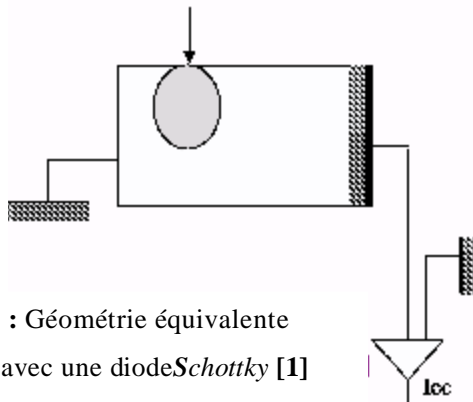


Figure (2.6.c) : Géométrie équivalente au schéma (a) avec une diode Schottky [1]

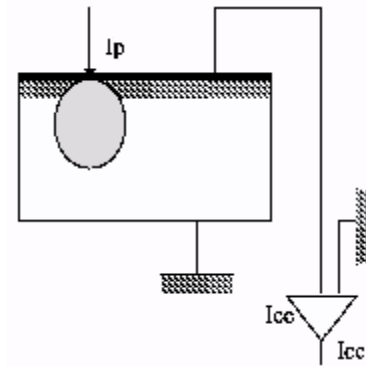


Figure (2.6.d) Géométrie équivalente au schéma (b) avec une diode Schottky [1]

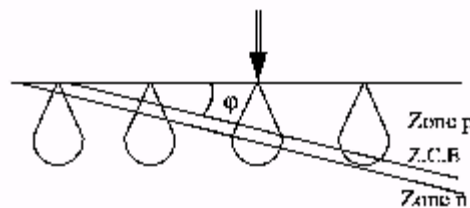


Figure (2.6.e) : Mode EBIC avec coupe en biseau sur une jonction p-n[4]

Figure (2.6) : Schéma illustrant les différentes géométries utilisées dans la technique EBIC

2.2.3.3.1. Excitation parallèle

Les figures (2.6.a) et (2.6.c) illustrent le cas de jonction p-n et Schottky respectivement, qui sont perpendiculaires à la surface de l'échantillon. Dans ce cas, le faisceau arrive parallèlement à la surface de la jonction et le balayage s'effectue sur la tranche[4]. 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 [4]. Dans cette configuration, il est donc possible de faire une mesure directe de la largeur de la zone de désertion [46] et de sa position ainsi que d'estimer les courbures de bandes dans des jonctions ou des hétérojonctions [47]. De même, elle a été également utilisée pour faire des mesures de la longueur de diffusion des porteurs [38]. Malheureusement dans le cas des dispositifs amorphes, les couches sont très minces et ce mode d'utilisation de l'EBIC s'avère difficile [4].

2.2.3.3.2. Excitation en biseau

Des informations supplémentaires peuvent être obtenues en pratiquant une coupe en biseau de l'échantillon (figure (2.6.e)). La largeur de la zone de charge d'espace et sa position en profondeur peuvent encore être mesurées après une correction tenant compte de l'angle d'inclinaison [48]. De même, cette technique a été proposée pour la détermination de la longueur de diffusion dans le cas de forte recombinaison en surface [49].

Notons enfin que cette configuration peut également être utilisée pour la détermination du profil de génération. En effet, *Werner et al* ont étudié le problème de perte d'énergie des électrons de quelques *KeV* dans du silicium cristallin [32] en utilisant ce mode qu'ils ont préalablement appliqué au GaAsP, leur a permis de déterminer la dose latérale [50] et en profondeur [51]. Le balayage du spot dans la direction horizontale modifie la distance entre le point d'impact du faisceau incident et la zone de charge d'espace où les électrons sont immédiatement collectés. Une fonction universelle a également été déduite de cette étude et exprimée sous forme d'une Gaussienne modifiée [4]. La difficulté de cette méthode vient de la difficulté de préparation de l'échantillon, plus particulièrement lorsque celui-ci est très mince, comme dans le cas des dispositifs en a-Si : H [4].

2.2.3.3.3. Excitation perpendiculaire

Les figures (2.6.b) et (2.6.d) illustrent le cas de jonction p-n et *Schottky* respectivement qui sont parallèles à la surface de l'échantillon. Dans cette configuration, le faisceau arrive perpendiculairement à la surface du dispositif et aux plans des différentes jonctions. 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 [4].

2.2.4. Applications de la technique EBIC

2.2.4.1. Application qualitative (Images EBIC de contrastes de défauts actifs)

L'imagerie était la première application de la technique **EBIC** associée à la microscopie électronique à balayage (figure (1.7)). Elle renseigne sur l'activité électrique des défauts localisés (agrégats, dislocations et joints de grains) et les hétérogénéités dans les semi-conducteurs [1].

L'intensité du courant **EBIC** augmente avec la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, et la présence d'un défaut localisé dans le volume de génération entraîne une diminution locale du nombre des porteurs minoritaires collectés donc du courant **EBIC**, et par suite l'image de ces défauts électriquement actifs apparaît noire sur un fond clair [1]. On peut réaliser des images **EBIC** en modulant l'intensité du faisceau cathodique par la tension de sortie de l'amplificateur en effectuant un balayage synchrone de la surface de l'échantillon et de l'écran du microscope électronique à balayage (**MEB**) [1].

La dépendance en température des images **EBIC** de contraste (figure (2.8)) fournit d'importantes informations sur le processus de recombinaison au niveau de ces défauts. Ceci a conduit au développement de plusieurs modèles phénoménologiques pour la description de la recombinaison des porteurs au niveau de ces défauts [1].

Pour utiliser le signal **EBIC** comme signal vidéo, il faudrait utiliser un amplificateur de faible impédance d'entrée et de bande passante d'au moins **10 KHz** pour qu'il y ait formation d'images à des vitesses de balayage normales ($10^4 - 10^5/s$). En **MEB** l'image est formée par au moins **1000** lignes où chaque ligne compte **1000** points [1]. Le balayage du faisceau incident est en synchronisation avec celui de l'écran d'observation dont la variation de la luminosité traduit la modulation de l'intensité de l'émission qui provient de l'interaction électron-matière. La nature de l'émission caractérise le mode utilisé dans l'obtention des images. Pour l'observation de l'image en mode **EBIC** cette synchronisation à la surface de l'échantillon permet d'obtenir des images dont chaque point a une intensité proportionnelle au courant **EBIC**. On pourra citer dans ce contexte et à titre d'exemple les travaux de *Marek*

(1982), Donlato (1983), Tabet et al (1989) etc. [1]

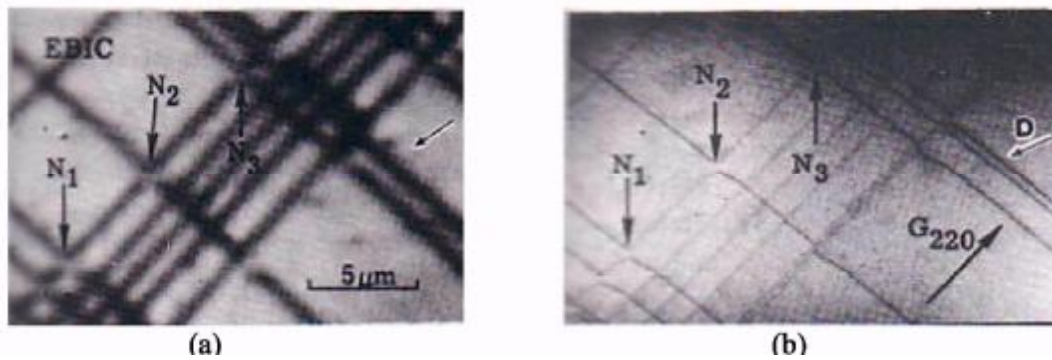


Figure (2.7) : Deux images obtenues par **EBIC** (a), et **MEBT** (microscopie électronique à balayage en transmission) (b) pour des dislocations, les recombinaisons apparaissent en tant que secteurs foncés dans l'**EBIC** (D'après .P.M. Petroff). [40]

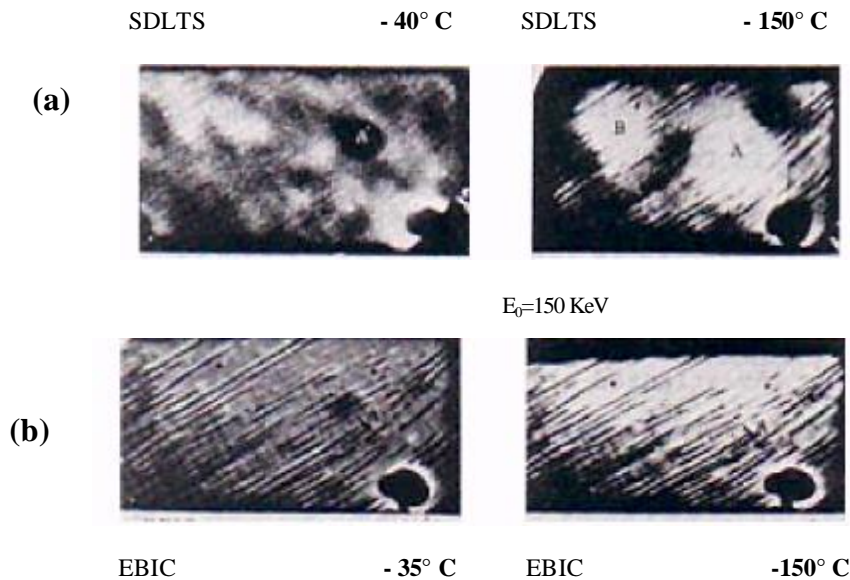


Figure (2.8) : Exemple d'obtention des images par **SDLTS** (spectroscopie en balayage des transitoires associés aux niveaux profonds) (a) et **EBIC** (b) pour GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs.

Le contraste **EBIC** est tel qu'une augmentation de recombinaison de porteur correspond aux régions noires (D'après .P.M. Petroff) [40].

2.2.4.2. Application quantitative

2.2.4.2.1. Introduction

L'intérêt majeur d'une étude quantitative par la technique **EBIC** réside dans la détermination directe de paramètres physiques tels que, le niveau de dopage, la vitesse de

recombinaison en surface, la vitesse de recombinaison au niveau des joints de grains, la longueur de diffusion etc... De telles mesures quantitatives requièrent des dispositifs expérimentaux avec des géométries spécifiques de l'échantillon [1]. Pour accéder à des informations quantitatives, la procédure est selon le cas plus au moins lourde que la mesure elle-même. La détection du signal **EBIC** nécessite la fabrication d'une jonction (Jonction p-n ou diode *Schottky*) ce qui est une tâche longue pour la préparation des échantillons et qui n'est pas toujours réussie. Comme on a déjà vu, les principaux dispositifs rencontrés en technique **EBIC** sont illustrés par la figure (2.6).

On donnera dans le paragraphe suivant, un bref aperçu sur les principales approches développées pour chaque géométrie en insistant sur un paramètre critique pour la caractérisation des matériaux qui est la longueur de diffusion. On peut noter que ce paramètre a fait l'objet de plusieurs travaux en mode **EBIC** et que la fiabilité de sa mesure dans ce mode est parfois meilleure par rapport à d'autres techniques. A titre indicatif, l'article de *Leamy* publié en 1982 citait 120 références concernant seulement les méthodes de détermination de **L** [1].

2.2.4.2.2. Détermination de la longueur de diffusion

a. Le cas de la jonction perpendiculaire à la surface de l'échantillon

Concernant les deux structures (figure (2.6.a), et figure (2.6.c)), plusieurs tentatives séparées ont fait l'objet d'étude théorique pour dériver une équation **EBIC** du profil courant - distance x . Ainsi, *Van Roosbroeck* (1965) donne un calcul analytique exact de ce profil pour une source ponctuelle de génération située en surface. *Bresse* et *Lafeuille* (1971) considèrent plutôt une source située à une certaine profondeur de la surface de l'échantillon mais seulement pour des vitesses de recombinaison en surface $S = 0$ ou ∞ [1]. *Berez* et *Kuiken* (1976) généralisent ces résultats pour une vitesse S quelconque. *Von Roos* (1979) détermine la vitesse S , la longueur de diffusion **L** et la durée de vie τ des porteurs en régime transitoire en modulant l'amplitude du faisceau pour des fréquences spécifiques; cela nécessite un accessoire qui n'est pas commun en microscopie électronique à balayage conventionnelle [1].

Beaucoup de travaux ont été développés concernant le même problème aussi bien en régime transitoire qu'en régime stationnaire. On pourra citer encore les travaux de *Donolato* (1982), *Luke* et *Von Roos* (1983) qui ont développé des calculs plus simples pour l'équation de ce profil en utilisant des fonctions mathématiques élémentaires [1]. *Donolato* (1983) développe une méthode de détermination de **L** en étudiant la décroissance du courant en

fonction de d qui est la distance entre le point d'impact du faisceau et la jonction pour différentes tensions incidentes. Cette méthode lui a évité l'ajustement de courbes théoriques et expérimentales avec deux paramètres S et L [45].

L'inconvénient essentiel des structures données par ces figures est la modification des résultats pour les basses tensions. Cette influence correspond à la diminution de la valeur absolue du courant **EBIC** et par suite de l'efficacité de collecte. Le problème aussi se pose pour les hautes tensions dans l'utilisation d'une distribution de génération exacte. *Fuyuki et al* (1980) ont reconsidéré ce problème en le traitant à trois dimensions, tout en se basant sur le modèle de *Kanaya et Okayama* (1972) [1].

Il faut noter aussi qu'avec cette méthode de mesure de profil courant- distance d , on ne peut détecter les inhomogénéités de longueur de diffusion L et qu'on ne peut mesurer qu'une valeur moyenne ou effective de cette longueur de diffusion. L'avantage de ces deux structures est que les calculs seront insensibles aux pièges dans la région de charge d'espace ainsi qu'à l'épaisseur du métal dans le cas de la figure (2.6.c) [1].

b. Le cas de la jonction parallèle à la surface de l'échantillon

Dans le cas des structures schématisé par les figures (2.6.b) et (2.6.d) le calcul du courant **EBIC** est donné sous forme d'une expression contenant le terme de longueur de diffusion L et par suite la détermination de ce courant en fonction de l'énergie Incidente E_0 conduit à la détermination de L en ajustant les courbes théoriques et expérimentales de l'efficacité de collecte [1]. Pour des raisons pratiques, la structure donnée par la figure (2.6.d) d'une jonction *Schottky* est préférable à la structure donnée par la figure (2.6.b) d'une jonction p-n, puisque pour la première, le problème de la vitesse de recombinaison S en surface ne se pose pas [1]. Ce montage est d'un grand intérêt pratique puisqu'il va permettre la détermination locale des faibles valeurs de la longueur de diffusion. Cette particularité fait de la technique **EBIC** un outil de caractérisation locale et permet d'étudier l'hétérogénéité de la recombinaison [1].

Cette structure à base d'une diode *Schottky* a été proposée pour la première fois par *Kamm* (1976) et utilisée par *Wu et Wittry* en 1978. Ces derniers ont pu montrer qu'elle peut être utilisée aussi bien pour les matériaux ayant aussi bien une grande ($L \approx 50 \mu m$) qu'une faible ($L \approx 1 \mu m$) longueur de diffusion. Cette dernière est surtout déterminée avec une grande précision pour les hautes tensions du faisceau incident [1]. Dans le cas de ces deux structures, on peut citer les travaux de *Jakubowicz* (1980), *Kittler et al* (1985) *Koch et al* (1988), *Tabet et*

Tarento (1989) etc....

On notera que les méthodes de détermination de cette longueur de diffusion n'arrête pas de se développer partant de ces structures soit en introduisant des améliorations de l'électronique du système de mesure (*Bresse et Rivière* en 1984) soit en imaginant d'autres dispositions du faisceau par rapport à la surface de l'échantillon dans le but toujours de diminuer le nombre de paramètre d'ajustement (*Kittler et Seiffert* en 1989). [19]

Jusqu'à ce jour, la technique **EBIC** reste un outil important pour étudier les propriétés des semi-conducteurs [31-41].

2.3. Conclusion

La technique **EBIC** est une technique très utile sur le plan pratique. Elle a un large domaine d'application.

Les informations contenues dans le signal **EBIC** peuvent être exploitées grâce à une modélisation de ce dernier.

Ceci impose donc une modélisation de signal **EBIC** et la recherche du bon choix de la fonction de génération pour extraire la formule de parcours électronique du semi-conducteur à étudier.

Ceci fait l'objet du chapitre 3.

3.1. Introduction

Ce chapitre se partage en trois parties essentielles :

- la première c'est une disposition des notions essentielles sur le semi-conducteur à étudier, où dans notre étude on a choisi le Silicium.

- la deuxième partie consiste en une modélisation des courbes d'efficacité partant de la modèle de *Wu-Wittry* déjà existant ;

- la troisième partie consiste en une étude théorique de l'effet de la fonction de génération sur les courbes d'efficacité de collecte-énergie du faisceau électronique en mode **EBIC**; en terminant notre travail par une comparaison entre les courbes théoriques et les courbes expérimentales du semi-conducteur proposé. Cette comparaison sera faite par la recherche du parcours électronique phénoménologique de notre semi-conducteur à étudier qui est en contact avec l'Aluminium.

3.2. Le silicium Si

3.2.1. Définition

Le Silicium est un élément chimique de la famille des cristallogènes ; de symbole **Si** et de numéro atomique **14** ; son couleur gris foncé ; il se cristallise en structure du type diamant (deux réseaux cubiques à faces centrées qui s'interpénètrent) ; ça masse volumique est de valeur de **2.33 g.cm⁻³**.

C'est l'élément le plus répandu après l'oxygène où il constitue près de **28%** de l'écorce terrestre. Il n'existe jamais à l'état natif mais se présente sous forme de silice (dans le sable, le quartz, la cristobalite, etc....) ou de silicates complexes (dans les feldspaths, la kaolinite, etc....).

C'est en 1823 que le Silicium fut séparé de ses composés par le chimiste suédois *Jöns Jakob Berzelius*, mais dès 1787, *Antoine Laurent De Lavoisier* en avait soupçonné l'existence.

L'origine du nom Silicium vient du mot latin "Silicis" signifiant "Silex"[52].

3.2.2. Contact métal-semi-conducteur (M-S), le modèle de *Schottky*

Le contact métal-semi-conducteur est le dispositif unipolaire le plus simple à la base d'un nombre considérable de composants électroniques - par exemple des circuits intégrés et

des mémoires -. Dans un *dispositif unipolaire*, un seul type de porteurs de charge, les électrons ou les trous, participe de façon prédominante aux phénomènes de conduction électrique et détermine le fonctionnement. Les dispositifs à contact métal-semi-conducteur (**M-S**) sont particulièrement bien adaptés à la technologie moderne du Silicium.

La contact est réalisée, par exemple en ouvrant une fenêtre dans une couche d'oxyde isolant sur le semi-conducteur puis en déposant, sous vide, un film métallique qui couvre la fenêtre et entre en contact intime avec la surface du semi-conducteur [4]. Souvent l'application d'une tension sur une structure **M-S** produit une caractéristique **I (V)** non symétrique, la structure se comporte comme un redresseur : c'est une *diode Schottky*. Certaines structures **M-S** peuvent présenter des caractéristiques **I (V)** très symétriques, ce sont alors des *contacts ohmiques*. La maîtrise des contacts ohmiques est capitale pour réaliser les connexions entre les différentes structures d'un circuit intégré.

Le modèle de *Schottky* associe la hauteur de barrière à la différence des travaux d'extraction respectifs du métal Φ_m et du semi-conducteur Φ_s en contact. La définition du travail d'extraction en tant que différence d'énergie entre le niveau du vide (électron à l'infini) et le niveau de *Fermi* (électron dans le solide) s'applique bien à un métal (figure (3.1)).

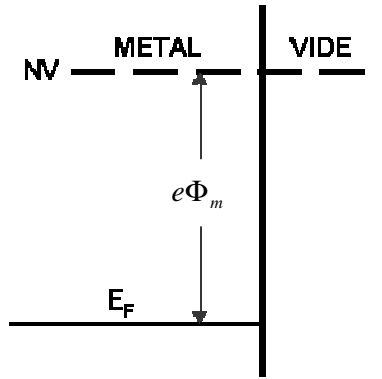


Figure (3.1) : Le travail de sortie dans les métaux

Pour un semi-conducteur, le travail d'extraction dépend du niveau de *Fermi* qui, lui, dépend du dopage. L'affinité électronique est plus représentative : *c'est la différence d'énergie entre le niveau du vide et le fond de la bande de conduction d'où est extrait l'électron en général*. L'affinité électronique ne dépend pas du dopage tant que le semi-conducteur reste non dégénéré (figure (3.2)).

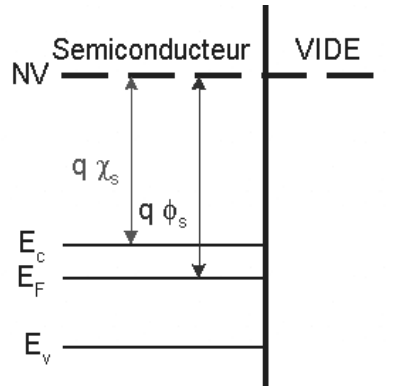


Figure (3.2) : L'affinité des semi-conducteurs

Après la mise en contact intime du métal et du semi-conducteur, à l'équilibre, les niveaux de *Fermi* respectifs s'alignent comme cela est illustré à la figure (3.3) dans un diagramme de bande d'énergie. Pour le flux d'électrons qui va du semi-conducteur dans le métal, la hauteur de barrière prévue par le modèle de *Schottky* vaut : [1]

$$eU_b = e\Phi_m - e\Phi_s \tag{3.1}$$

C'est la différence des travaux d'extraction. Pour le flux inverse des électrons du métal vers la bande de conduction du semi-conducteur, la hauteur de barrière vaut :

$$ej_{bn} = e(\Phi_m - c) \tag{3.2}$$

C'est la différence entre le travail d'extraction du métal et l'affinité électronique du semi-conducteur.

Le modèle de *Schottky* traite le contact idéal entre un semi-conducteur de type *p* et un métal de manière équivalente. Le niveau de *Fermi* est dans la partie inférieure de la bande interdite de sorte que le travail d'extraction du semi-conducteur Φ_s est en général supérieur à celui de métal Φ_m . Le pilage des bandes se manifeste vers le bas. La hauteur de barrière pour les porteurs majoritaires dans le semi-conducteur, les trous, vaut $e\Phi_s - e\Phi_m$.

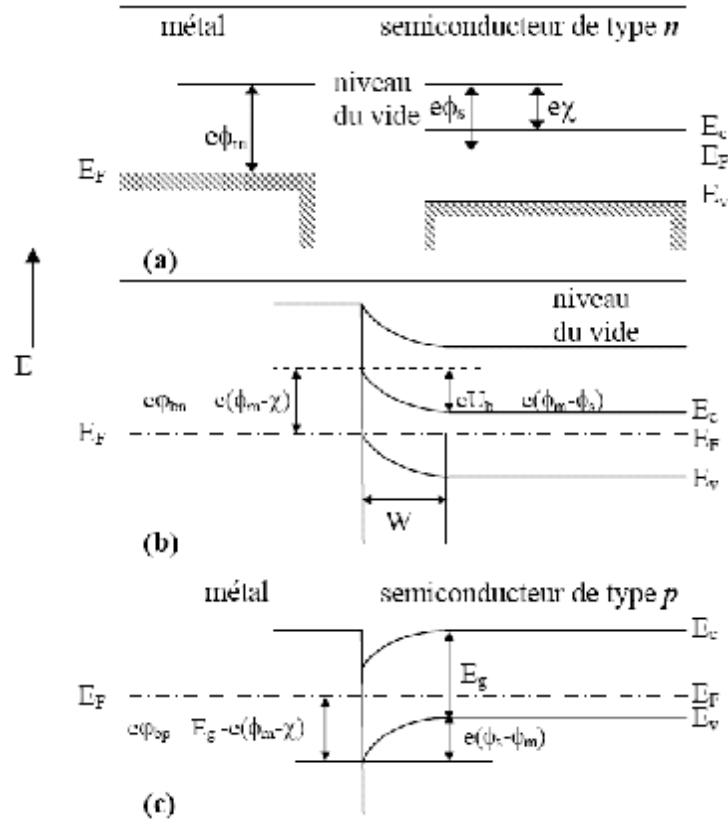


Figure (3.3) : Contact métal-semi-conducteur :
 (a) avant le contact ;
 (b) contact avec semi-conducteur dopé de type n ;
 (c) contact avec semi-conducteur dopé de type p . [53]

La hauteur de barrière pour les électrons du métal vaut [4] :

$$ej_{bp} = E_g - e(\Phi_m - c) \quad (3.3)$$

E_g : la largeur de bande d'énergie interdite.

Le modèle prédit donc que pour un semi-conducteur précis et pour tout métal, la somme des hauteurs de barrière sur un substrat dopé de type respectivement n et p est égale à la largeur de bande interdite [4] :

$$ej_{bn} + ej_{bp} = E_g \quad (3.4)$$

En pratique, l'existence d'états de surface qui agissent en tant que donneurs ou accepteurs modifie la valeur de la hauteur de barrière calculée à l'aide de l'expression (3.2). Le modèle de *Schottky* sous-estime la hauteur de barrière du semi-conducteur dopé de type n et surestime celle du semi-conducteur dopé de type p . Cependant, la somme des deux hauteurs de barrière reste environ égale à la largeur de bande interdite conformément à la relation (3.4).

Les prédictions du modèle de *Schottky* sont difficiles à évaluer à cause de la difficulté expérimentale de mesurer les travaux de sortie des métaux et des semi-conducteurs. Par exemple, lorsqu'un électron est émis à la surface d'un corps solide, une force de rétention se manifeste. Cette force est équivalente à celle d'une force image qui dérive d'une potentielle image. La description de cette force est un sujet classique de l'électrodynamique et des conditions de continuité à l'interface [4].

En outre, une mesure du travail d'extraction nécessite l'application d'un champ électrique à l'extérieur de la surface du solide dont l'intensité décroît linéairement lorsqu'on s'éloigne de la surface. Qualitativement, la variation d'énergie électrostatique d'un électron en fonction de son éloignement de la surface du métal permet d'évaluer le travail d'extraction. Sous l'action conjuguée de la potentielle image et du champ électrique, le travail d'extraction observé Φ_B est réduit. Cette situation se trouve dans une hétérojonction : la barrière de potentiel établie à l'interface est réduite sous l'effet de la potentielle image et du champ électrique. Dans le cas de la jonction métal-semi-conducteur de type *n*, l'abaissement de la hauteur de barrière pour un champ électrique de $5 \cdot 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ est de l'ordre de 25 MeV (Au/ Si) [2].

Dans une jonction métal-semi-conducteur sous tension, le courant électrique est essentiellement dû au transport de charge effectué par les porteurs majoritaires. Ce fonctionnement contraste notamment avec la jonction *p-n* dans laquelle le courant est principalement porté par les minoritaires. Dans une diode de *Schottky* standard (dopage du semi-conducteur Si de type *n* : $N_d \approx 10^{23} \text{ m}^{-3}$), à température ambiante, le mécanisme de transport dominant est celui de l'émission thermoionique des porteurs majoritaires du semi-conducteur dans le métal. En situation d'équilibre, les courants partiels d'électrons du semi-conducteur dans le métal et inversement du métal dans le semi-conducteur s'équilibrent. Ces courants sont proportionnels au nombre volumique de porteurs à l'interface.

Le nombre de porteurs dans la partie homogène du semi-conducteur est [2] :

$$n_n \approx N_d \quad (3.5)$$

Alors qu'à l'interface :

$$n_s \approx N_d \exp\left(\frac{-eU_b}{kT}\right) \quad (3.6)$$

L'application d'une différence de potentiel U dans le sens direct se développe principalement dans la zone de charge d'espace à résistance plus élevée. Elle réduit la barrière de potentiel à travers la jonction. Le nombre volumique d'électrons à l'interface augmente :

$$n_s \approx N_d \exp\left[\frac{-e(U_b - U)}{kT}\right] \quad (3.7)$$

Le courant d'électrons du semi-conducteur dans le métal est augmenté d'autant, alors que le courant d'électrons du métal dans le semi-conducteur reste le même puisque la hauteur de barrière $-ej_{bn}$ n'est pas affectée par la tension appliquée. On retrouve pour la densité de courant à travers la jonction métal-semi-conducteur une expression [4] :

$$J = J_s \left[\exp\frac{eU}{kT} - 1 \right] \quad (3.8)$$

Où

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(\frac{-ej_{bn}}{kT}\right) \quad (3.9)$$

J_s : la densité de courant à saturation ;

A^* : la constante de Richardson effective.

Les valeurs de A^* dépendent de la masse effective du semi-conducteur. Pour le silicium de type n , A^* vaut environ $10^6 \text{ m}^{-2} \text{ K}^2$. La tension U est positive dans le sens passant (métal positif) et négative dans le sens inverse.

La zone de charge d'espace du coté semi-conducteur à résistance élevée est à l'origine de la capacité de la jonction métal-semi-conducteur. Il est possible d'assimiler le contact métal-semi-conducteur à une jonction p^+n abrupte. La largeur de la zone de charge d'espace, dans le cas $N_a \gg N_d$: [54]

$$W = \left[2e_s \frac{U_b - U}{eN_d} \right]^{1/2} \quad (3.10)$$

e_s : La permittivité du semi-conducteur ou le constant diélectrique.

Compte tenu de la tension inverse ($U < 0$) appliquée qui tend à allonger la zone de déplétion. La capacité sous tension inverse vaut ainsi : [44]

$$C = (e_s / W) \left[\frac{e e_s N_d}{2(U_b - U)} \right]^{1/2} \quad (3.11)$$

Par unité d'aire de la jonction. On retrouve également la relation :

$$C^{-2} = \frac{(U_b - U)}{e_s N_d} \quad (3.12)$$

Ainsi, une mesure de la capacité en fonction de la tension inverse appliquée permet de déterminer expérimentalement la densité de dopage N_d et les hauteurs de barrière de potentiel

U_b et j_{bn} car la situation du niveau de *Fermi* sous le fond de la bande de conduction se déduit de la densité de dopage :

$$j_{bn} = eU_b + (E_c - E_f) \quad (3.13)$$

3.2.3. Application de l'EBIC sur des échantillons de Si

Les effets d'irradiations par faisceau d'électrons sur le **Si** se classent généralement, suivant que l'énergie du faisceau incident est dans la gamme des **MeV** ou des **KeV**, en deux catégories : Le premier type d'irradiation ne nous concerne pas. Signalons simplement que celui-ci peut causer des dommages structuraux au matériau sachant que l'énergie transférée d'un électron vers l'atome de silicium peut le déplacer de son site. Les énergies utilisées en **EBIC** appartiennent plutôt à la deuxième catégorie. L'exposition d'une diode *Schottky* à une dose de $4,4 \cdot 10^{15} \text{ e.cm}^{-2}$ ayant une énergie de **10 KeV** conduit à une réduction considérable des propriétés photovoltaïques de la diode. Ces propriétés sont restaurées après un recuit de l'échantillon de **15 mn** à une température de **200°C** [4]. Quant à la nature même des défauts créés, on suggère que le bombardement par des électrons de quelques **KeV** peut casser directement des liaisons **Si-Si** et conduire donc à la formation, d'un défaut de liaison pendante qui agit comme centre recombinant. Un argument expérimental qui vient consolider cette remarque, est la diminution du signal de photoluminescence mesuré sur les zones fortement irradiées. Par ailleurs, il faut noter qu'un recuit des dispositifs à la température de dépôt permet de supprimer le contraste et redonne au courant **EBIC** une valeur voisine de celle qu'il avait avant l'irradiation[4].

Donc, pour assurer une étude **EBIC** non destructive, il faut prendre les précautions qui minimisent les effets indésirables.

3.2.4. Principaux résultats

Le travail de sortie de quelques métaux est de la façon suivante :

	Li	Na	K	Rb	Cs	Fr
eV	2.3	2.3	2.2	2.2	1.8	1.8

Tableau (3.1) : Matériaux à faible travail de sortie.

	Cr	Fe	Ni	Al	Cu	Ag	Au	Pt
<i>eV</i>	4.6	4.4	4.4	4.3	4.4	4.3	4.8	5.3

Tableau (3.2) : Matériaux à fort travail de sortie

Ainsi que l’affinité de quelques semi-conducteurs :

	Si	GaP	GaAs	GaSb	SiO ₂
<i>eV</i>	4.01	4.13	4.3	4.05	11

Tableau (3.3) : L’affinité de quelques semi-conducteurs.

De ces valeurs on constate que la hauteur de barrière pour le contact Al-Si est **0.29 eV**.

L’extension de la zone de déplétion est d’une valeur moyenne $W=z_d = 0.22 \mu m$ pour le dopage $N_d = 10^{16} cm^{-3}$ à la température $300^\circ K$. Ainsi que le constant diélectrique pour le silicium est de $10^{-12} F/s$.

3.3. Modélisation des courbes d'efficacité de collecte/énergie en mode EBIC

On considère le signal **EBIC** dans un volume homogène du point de vue des propriétés électriques (recombinaison de porteurs). En conséquence, la probabilité de collecte des porteurs dépend seulement de la profondeur z dans le solide. Ceci va nous éviter de considérer une distribution latérale de la fonction de génération et par suite tout le problème d’étude se ramène à une dimension. Le calcul théorique du courant **EBIC** nécessite la résolution de l’équation de continuité régissent transport des porteurs générés. Cette équation, en régime stationnaire, a pour forme générale l’expression suivante [1] :

$$div J - g(z) + u(z) = 0 \quad (3.14)$$

J : la densité de courant total ;

g (z) : la fonction de génération ;

u : étant le taux de recombinaison.

En adoptant la configuration donnée par la figure (2.3.a), nous allons considérer le modèle classique de **Wu-Wittry** (1978). Les calculs sont effectués pour un semi-conducteur de type *p*.

En utilisant l'approximation gaussienne modifiée donnée par l'expression (1.20), ces deux auteurs se sont basés sur certaines hypothèses qui sont les suivantes :

- l'énergie dissipée dans la couche métallique ne produit aucun porteur en excès ;
- les porteurs générés dans la zone de déplétion sont tous collectés ; ceux du volume diffusent avant la limite de la zone déserte ou ils sont collectés avec une efficacité de **100%** [1].

Afin de simplifier les calculs, ils utilisent la variable $u = \frac{z}{R}$ sans dimension qui prend son origine à l'interface métal - semi-conducteur (figure (3.4)).

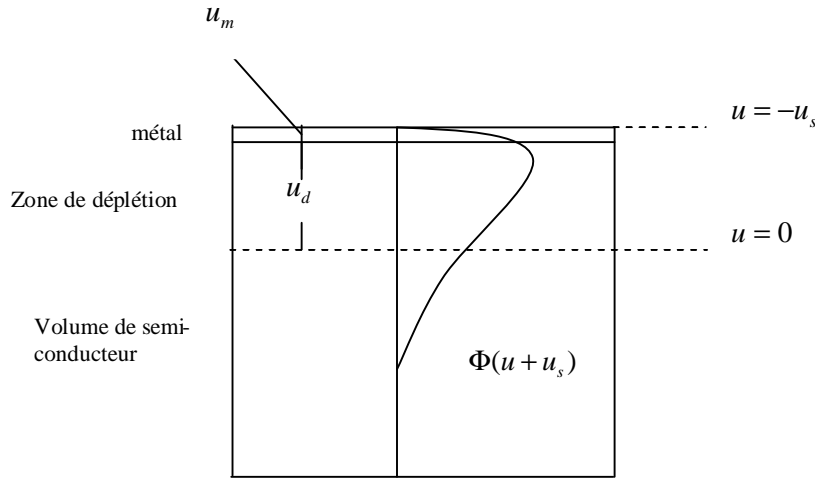


Figure (3.4): Diagramme schématisant la distribution en profondeur de la fonction $\Phi(u)$ de dissipation d'énergie (d'après Wu-Wittry)

L'équation de continuité (3.13) se réduit à :

$$\frac{d^2 \Delta p}{du^2} - w^2 \Delta p + \frac{wL_p}{D_p} \Phi(u + u_s) = 0 \quad (3.15)$$

Avec les deux conditions aux limites suivantes:

$$\Delta p(0) = 0 \text{ et } \Delta p(\infty) = 0 \quad (3.16)$$

$\Delta p(u)$: la densité des porteurs en excès ;

$w = \frac{R}{rL}$: la portée réduite de l'électron;

$u_s = u_m + u_d$ avec $u_m = r_m \cdot z_m / R$ et $u_d = r \cdot z_d / R$ qui sont respectivement les épaisseurs réduites du métal et de la zone de déplétion;

r et r_m : sont les masses volumiques du semi-conducteur et du métal respectivement, données en $g.cm^{-3}$ [1].

La procédure de calcul consiste à remplacer la fonction $\Phi(u)$ qui est une gaussienne modifiée, par une fonction de Dirac $d(u-u')$ correspondant à une source ponctuelle ayant une puissance unité au point u' . Par transformateur de Laplace, ils obtiennent pour expression de la densité des trous Δp :

$$\Delta p(u) = \frac{L}{2D_p} \int_0^{\infty} [\exp(-|u-u'|w) - \exp[-(u+u')w]] \Phi(u'+u_s) du' \quad (3.17)$$

Le courant total est formé d'un courant J_b dû aux porteurs générés dans le volume du semi-conducteur et d'un courant J_d collecté, dû à la contribution des porteurs générés dans la zone de déplétion. Ils ont pour expression les formules suivantes [1] :

$$J_b^0 = -qD_p (wL)^{-1} \left. \frac{d\Delta p}{du} \right|_{u=0} \quad (3.18)$$

$$J_d^0 = -q \int_{-u_d}^0 \Phi(u+u_s) du \quad (3.19)$$

Le courant total collecter est donc:

$$J = J_b^0 + J_d^0 \quad (3.20)$$

L'efficacité de collecte est donnée par [1] :

$$h = \frac{|J|}{qG_0} \quad (3.21)$$

G_0 : le taux total de la génération de porteurs en $cm^{-2}s^{-1}$ donnée par:

$$G_0 = 6.25 \cdot 10^{21} \frac{E_0 J_p}{e_{e-h}} (1-f) \quad (3.22)$$

E_0 : l'énergie du faisceau incident en KeV ;

J_p : la densité de courant en $A.cm^{-2}$

e_{e-h} : étant l'énergie de création des paires ($e^- - h^+$) (dans le cas de silicium est égal à **3.62 eV**).

La portée R des électrons utilisée est celle donnée par *Kyser* (expression **1.23**).

L'avantage de ce modèle consiste en l'exactitude de mesure des petites valeurs de la longueur de diffusion mais on peut remarquer tout de même un écart très visible entre les courbes théoriques et expérimentales pour les basses tensions d'accélération dans l'article de *Wu-Wittry* (1978).

3.4. Effet de la fonction de génération sur les courbes d'efficacité de collecte en mode EBIC:

L'étude présente concerne l'effet du modèle de génération adopté pour le calcul des courbes théoriques de l'efficacité de collecte -en mode **EBIC**- en fonction de l'énergie du faisceau incident pour des diodes *Schottky* Al-Si. On considère pour cela quatre fonctions de generation:

- une gaussienne notée gG ;
- une polynomiale notée gPY ;
- une constante notée gC ;
- une ponctuelle notée gP .

Comme il a été mentionné, la fonction gaussienne (expression **1.20**) a été approximée par *Wittry* et *Kyser* en 1967 et apparaît pouvoir fournir les traits essentiels d'une distribution de l'excitation nécessaires pour une interprétation quantitative même quand le semi-conducteur n'est pas uniforme. La fonction polynomiale (expression **1.18**) a été établie par *Everhart* et *Hoff* en 1971 spécialement pour le Silicium [1]. On sait que parmi les complications rencontrées dans l'interprétation de l'excitation électronique il y a le manque d'une fonction simple décrivant cette dernière sans entraîner des calculs très lourds pour la résolution de l'équation de continuité qui peut être même impossible à résoudre analytiquement. Pour cette raison, certains auteurs ont été amenés à considérer le cas le plus simple d'une génération constante. Pour les mêmes raisons que précédemment la fonction de génération ponctuelle qui est la fonction de Dirac $d(u - u')$ est souvent utilisée dans les modèles de calcul de contraste de défaut [1]. La définition d'un parcours électronique est liée au choix de la fonction de génération. On se propose de considérer dans cette étude le parcours *Kyser* noté pK qui est donné par l'expression (1.23) et le parcours d' *Everhart-Hoff* noté pEH et qui est donné par l'expression (1.25). On considère le modèle de *Wu-Wittry* à cause de la simplicité des calculs. On utilisera différentes combinaisons de la fonction de génération et du parcours électronique dans le calcul des efficacités de collecte. On prendra par exemple la fonction gG avec le parcours pK et on notera la courbe d'efficacité correspondante par $gG-pK$ afin d'alléger l'écriture. De la même manière, la fonction gPY est à considérer avec le parcours pEH . Pour les deux autres fonctions gC et gP , elles sont à considérer avec deux parcours séparément, par suite on aura quatre courbes différentes

$gC-pK$, $gC-pEH$, $gP-pK$ et $gP-pEH$. Pour notre étude, on va considérer des différentes diodes pour différentes paramètres tel que la longueur de diffusion, la densité de dopage et l'épaisseur métallique.

3.4.1. Courbes d'efficacité de collecte $h(E_0)$

Avec toutes les considérations mentionnées auparavant, on porte sur les figures suivantes, les courbes d'efficacité calculées pour les quatre modèles de génération cités. Les calculs relatifs seront donnés en annexe 1.

3.4.1.1. L'accord entre la fonction polynômiale et la fonction gaussienne

Dans la figure (3.5), le calcul des courbes théoriques d'efficacité de collecte h est fait en accordant chaque fonction de génération usuelle: gaussienne modifiée ou polynomiale avec ses parcours électroniques, puis en intervertissant ces derniers.

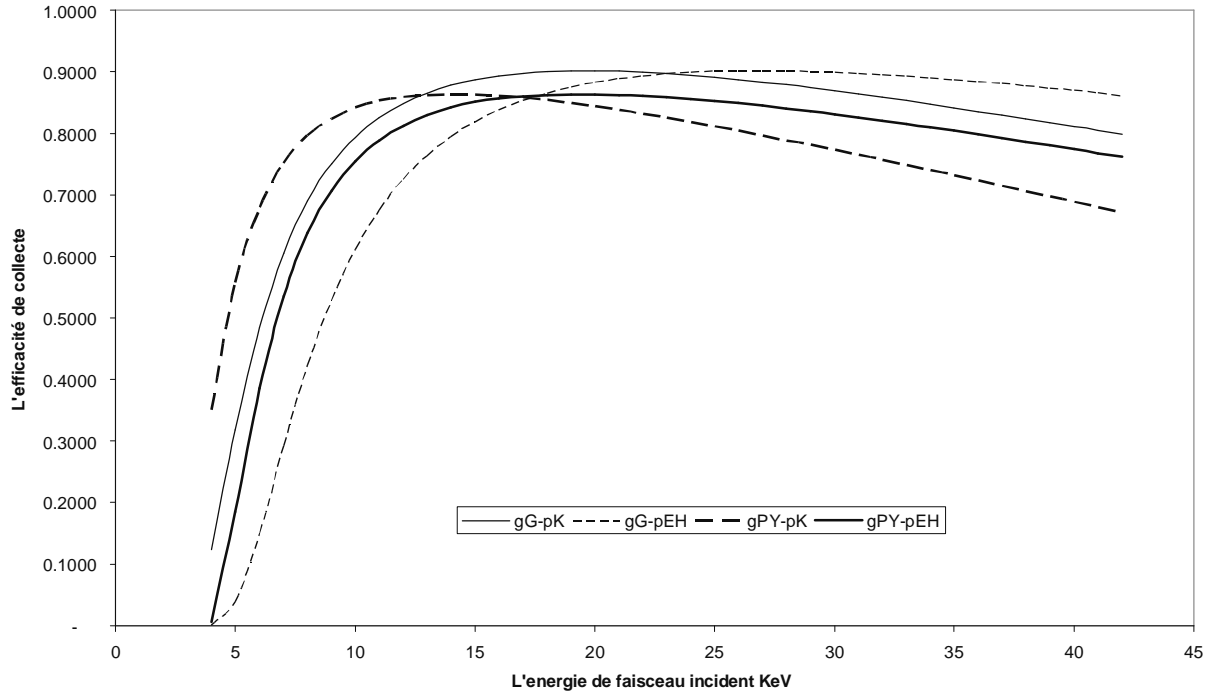


Figure (3.5): Courbes d'efficacité de collecte $h(E_0)$ de diode *Schottky* Al-Si *p* calculées dans le modèle *W-W*, pour les fonctions de génération gaussienne (gG) et polynomiale (gPY) avec les parcours électroniques *Kyser* (pK) et *Everhart-Hoff* (pEH). Les paramètres utilisés sont:

$$z_m = 150 \text{ nm}, z_d = 0.22 \text{ } \mu\text{m} \text{ et } L_p = 20.5 \text{ } \mu\text{m}.$$

De cette figure, on remarque une faible différence entre les courbes $gG-pK$ et $gPY-pEH$, par contre les deux autres courbes $gG-pEH$ et $gPY-pK$ s'écartent largement des deux premiers, où il y a un bon accord entre les deux fonctions figurants les deux courbes $gG-pK$ et $gPY-pEH$.

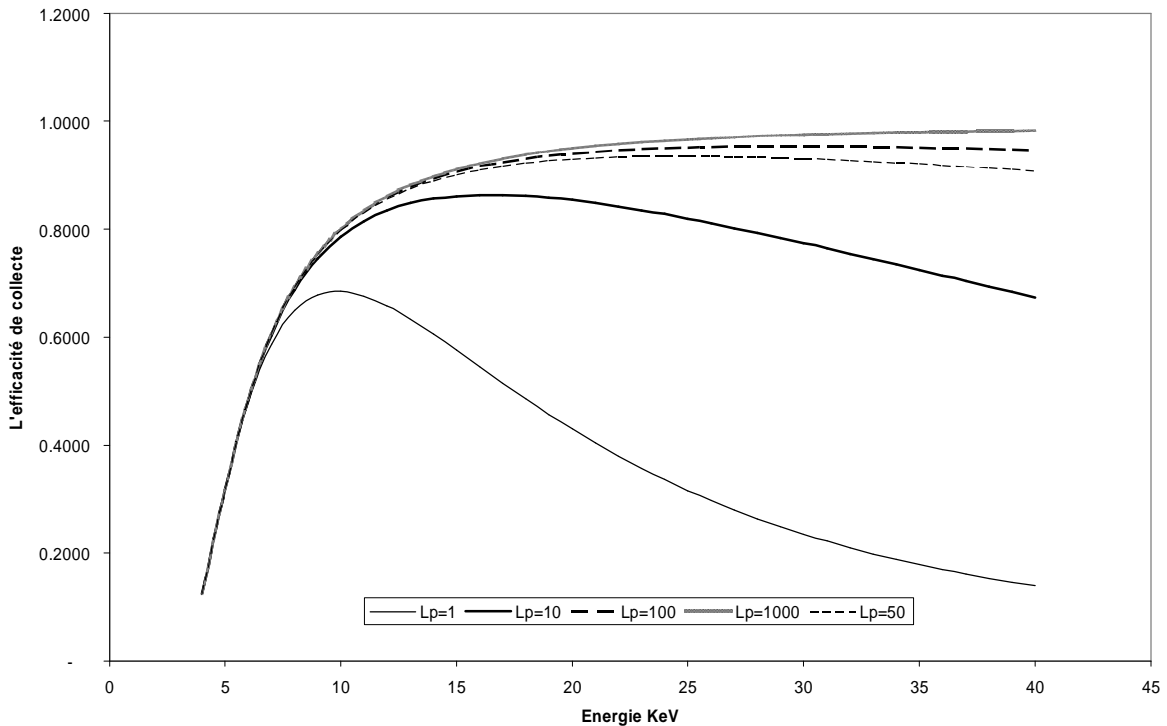
Donc pour généraliser, le parcours électronique de *Kyser* est proprement de la génération gaussienne, par contre l'autre est proprement d'*Everhart* et *Hoff* pour tous les autres dispositifs.

3.4.1.2. L'effet de la longueur de diffusion sur les courbes d'efficacité

On prend 5 échantillons des propriétés identiques et avec des différentes longueurs de diffusion, on trace les courbes de l'efficacité de collecte en fonction des énergies pour les deux fonctions de génération.

On prend les autres paramètres constants tel que l'épaisseur de zone de déplétion $z_d = 0.22 \mu m$ et le dopage $N_d = 10^{16} cm^{-3}$.

a. La fonction de génération gaussienne



b. La fonction de génération polynômiale

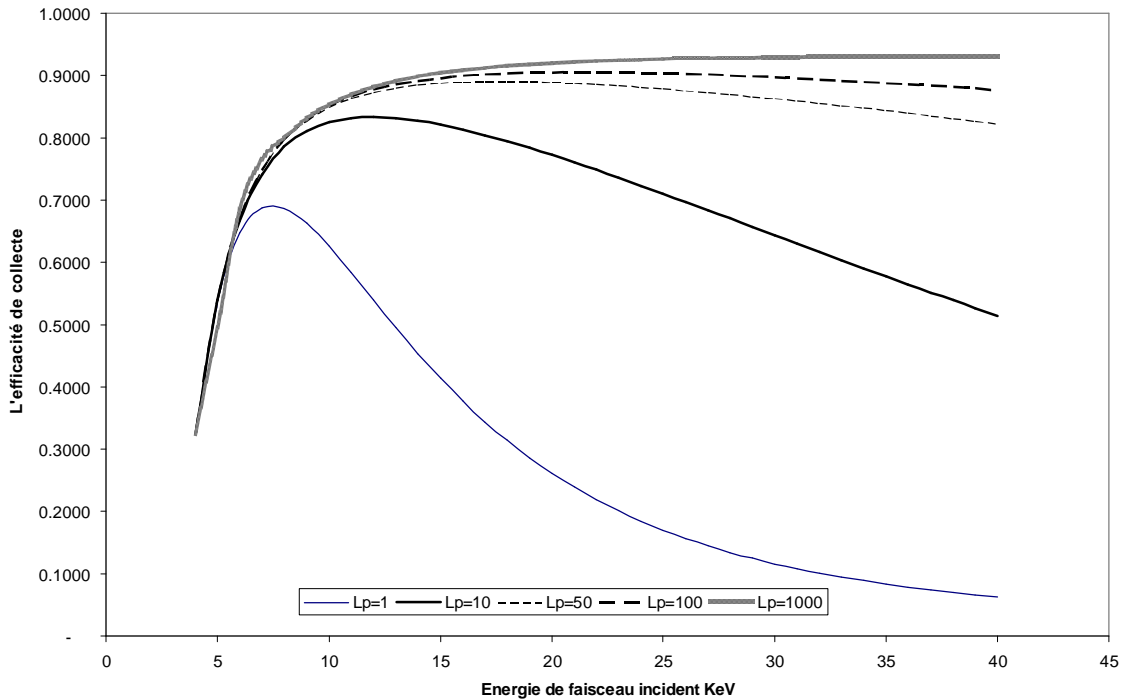


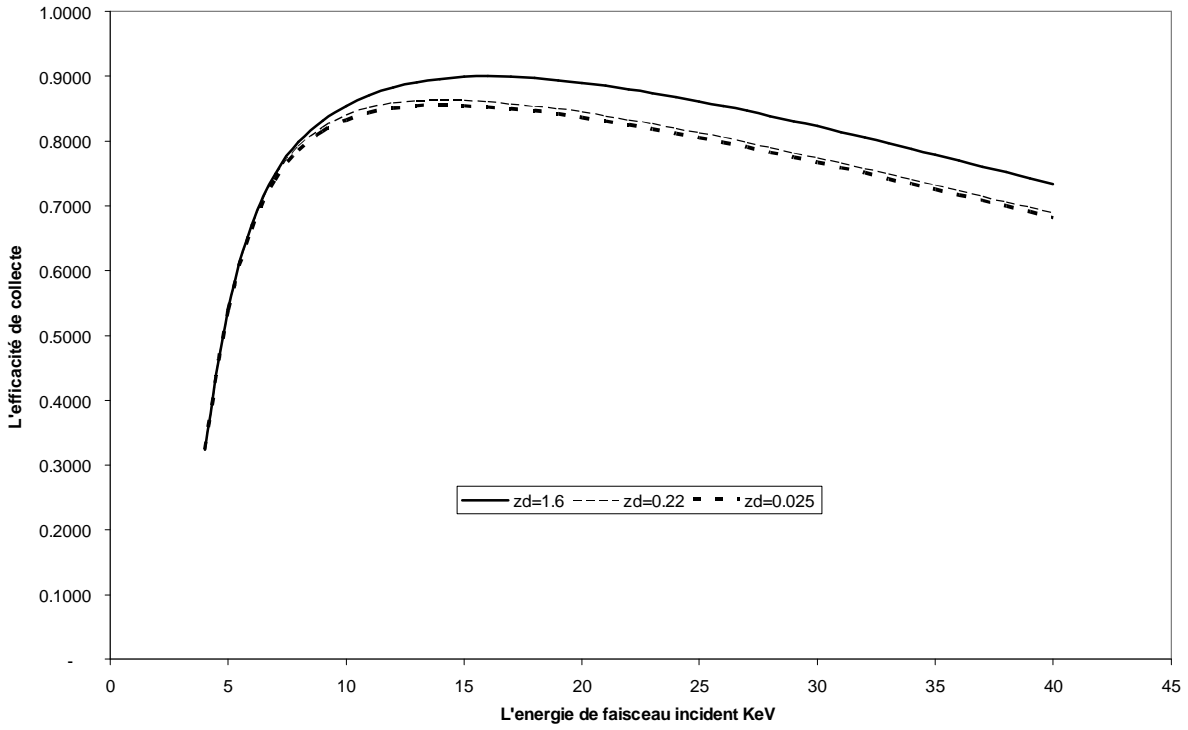
Figure (3.6): Courbes d'efficacité de collecte $h(E_0)$ de diode *Schottky* Al-Si *p* calculées dans le modèle *W-W*, pour différentes longueurs de diffusion.

Quand l'énergie de faisceau incident est moins d'environ de **7 KeV** l'efficacité est la même pour tous les courbes, ça veut dire qu'il n'y a pas de recombinaison dans la zone de charge d'espace. Entrant dans le volume, l'efficacité est grande pour les grandes longueurs de diffusion où elle tend vers le **1** aux grandes valeurs de l'énergie de faisceau incident à cause de la probabilité d'atteindre la zone de charge d'espace par les électrons de fond. Pour les faibles longueurs de diffusion l'efficacité de collecte est tellement faible à cause de la faible probabilité de l'électron d'atteindre la surface libre.

3.4.1.3. L'effet de l'épaisseur de déplétion sur les courbes d'efficacité

On prend 3 diodes **D1**, **D2** et **D3** pour des valeurs de dopage respectivement 10^{14} cm^{-3} où $z_d = 1.60 \text{ }\mu\text{m}$, 10^{16} cm^{-3} où $z_d = 0.22 \text{ }\mu\text{m}$ et 10^{18} cm^{-3} avec $z_d = 0.025 \text{ }\mu\text{m}$.

a. Fonction polynomiale:



b. Fonction gaussienne

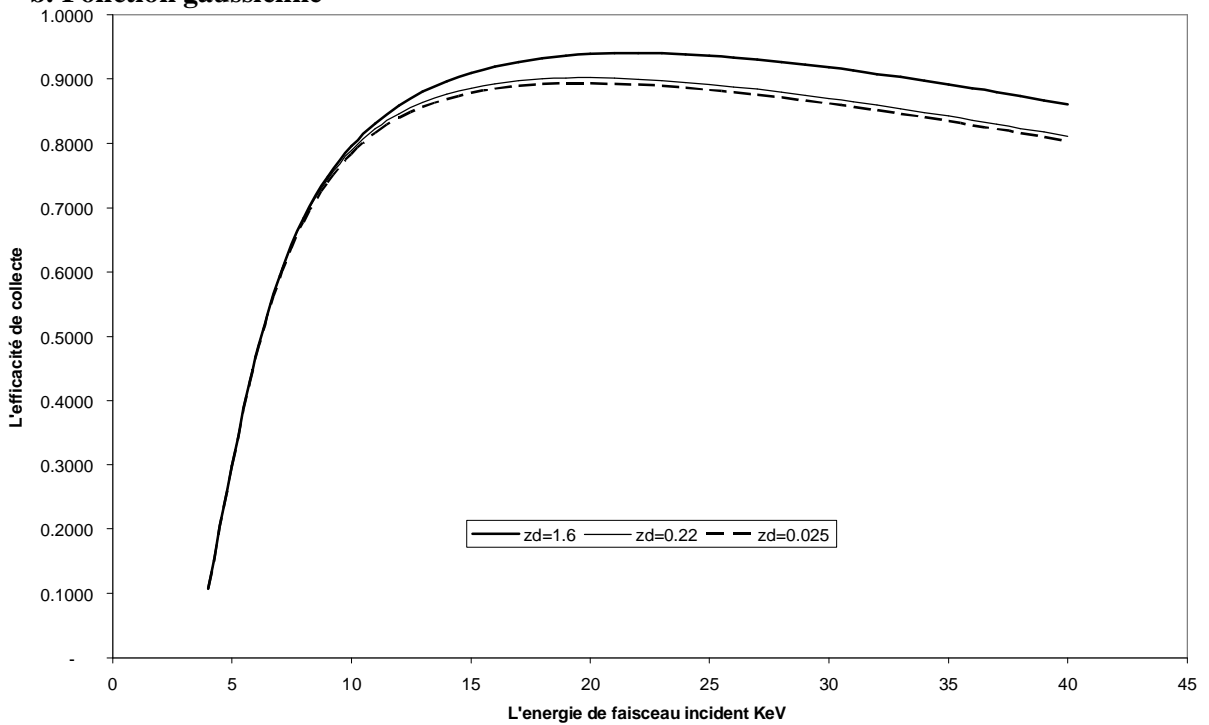


Figure (3.7): Courbes d'efficacité de collecte $h(E_0)$ de diode *Schottky* Al-Si *p* calculées dans le modèle *W-W*, pour différentes valeurs de longueur de déplétion. Les paramètres utilisés sont: $z_m = 150 \text{ nm}$ et $L_p = 20.5 \mu\text{m}$.

On remarque, que l'efficacité augmente selon l'augmentation de z_d où la diminution de dopage; et la même remarque pour l'efficacité dans les faibles énergies à cause toujours de l'inexistence de recombinaison dans la zone de charge d'espace. Pour l'augmentation de la zone de charge d'espace la possibilité des électrons collectés est intéressante.

3.4.1.4. Changement de l'épaisseur de métal

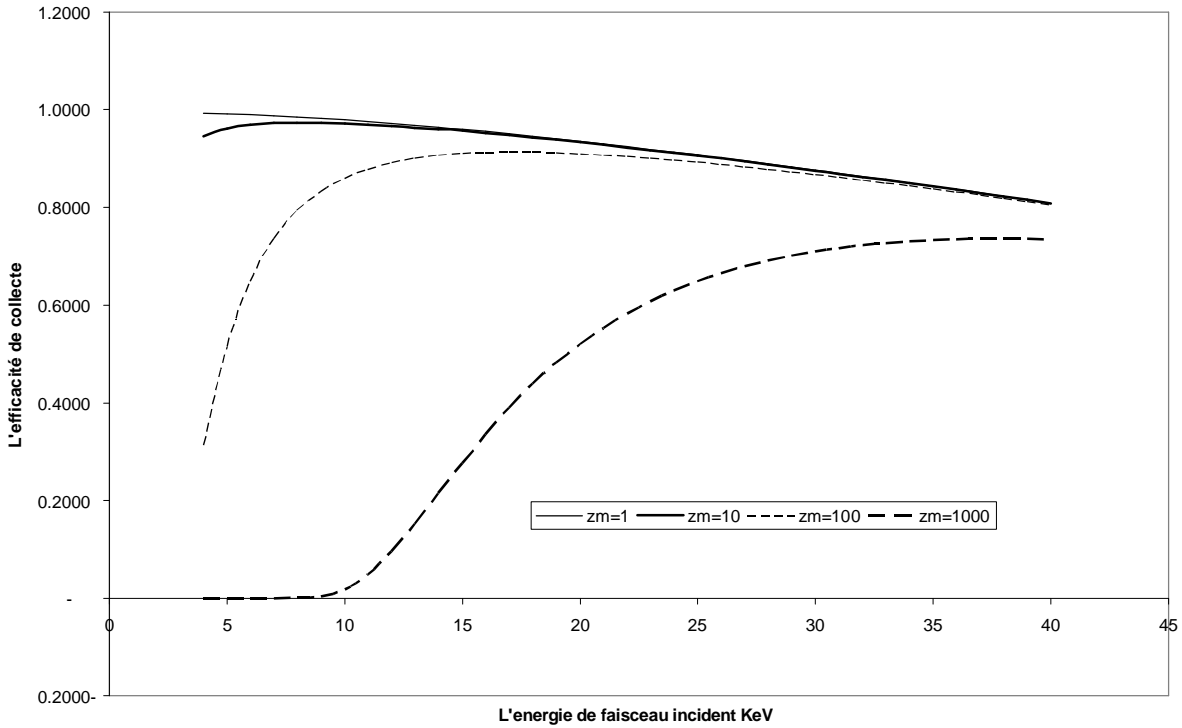


Figure (3.8): Courbes d'efficacité de collecte $h(E_0)$ de diode *Schottky* Al-Si *p* calculées dans le modèle *W-W*, pour les différentes valeurs de z_m . Les paramètres utilisés sont: $z_d = 22 \mu m$, $L_p = 20.5 \mu m$.

Pour les valeurs de l'énergie de faisceau incident les plus faibles :

- Quand z_m est petite : l'efficacité est parfaitement atteint le **1** puisque l'épaisseur de métal est suffisamment petite, donc un électron incident nous donne un électron collecté.
- Pour les valeurs les plus grandes d'épaisseur de zone morte et l'énergie de faisceau incident moins de **10 KeV** la collecte est nulle puisque toute l'énergie incidente est dissipée dans le métal d'où il n'existe pas de collecte.

3.4.1.5. Comparaison entre toutes les fonctions

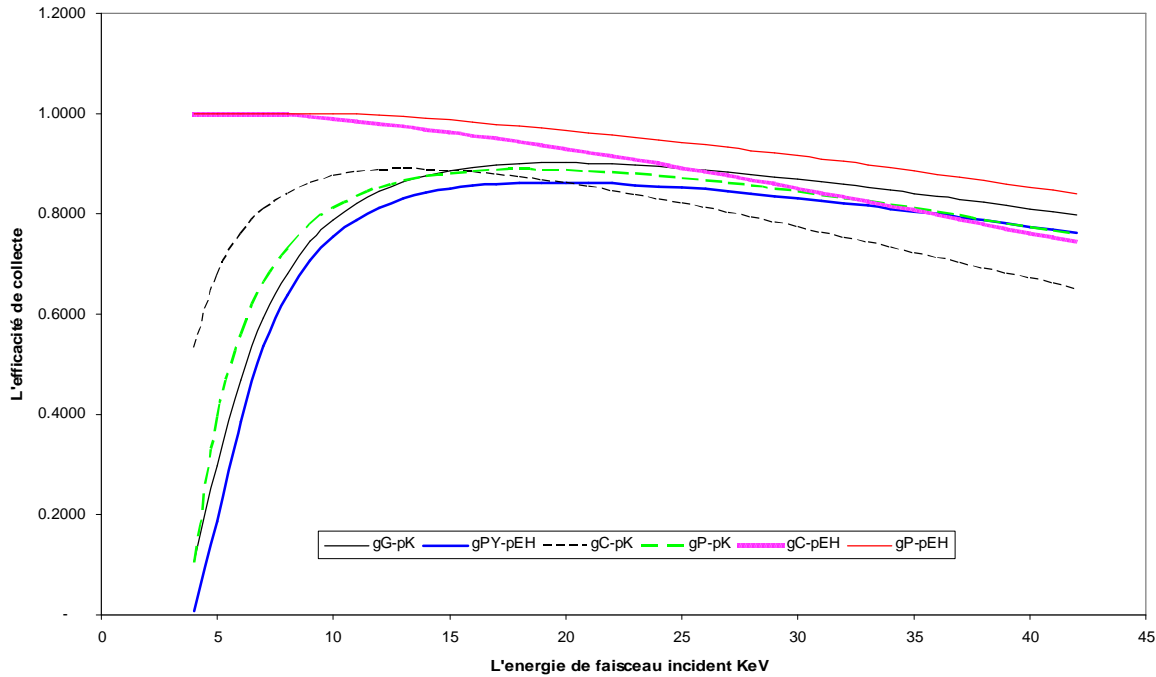


Figure (3.9): Courbes d'efficacité de collecte $h(E_0)$ de diode *Schottky* Al-Si *p* calculées dans le modèle *W-W*, pour différentes fonctions de génération avec les paramètres utilisés sont:

$$z_m = 150 \text{ nm}, z_d = 0.22 \text{ } \mu\text{m} \text{ et } L_p = 20.5 \text{ } \mu\text{m}.$$

On peut voir qu'il y a des différences notables entre ces courbes pour un même dopage. Les courbes *gP-pEH* et *gC-pEH* s'écartent aux grandes énergies, alors que les courbes *gC-pK* et *gP-pK* s'écartent nettement dans tout le domaine d'énergie. On notera, que pour les courbes correspondant au modèle de génération ponctuelle, le calcul a été fait au point de génération situé au $1/3$ du parcours électronique considéré. Cela a été déjà adopté par *Watanabe et al* (1977).

On remarque aussi que la courbe *gG-pK* atteint son maximum avant la courbe *gPY-pEH* mais tout en restant au dessous de cette dernière. Cette différence s'efface à mesure que l'on s'avance dans le volume jusqu'à ce qu'elles se croisent mais elles continuent à être assez proches. On peut conclure donc qu'il y a un bon accord entre ces deux courbes qui seront considérées comme une référence comme il a été déjà montré dans la figure (3.5). On voit une faible différence entre ces deux courbes dans la zone des basses et moyennes énergies, ceci peut s'expliquer par le fait que les coefficients du polynôme $I(u)$ sont construits pour décrire une fonction de génération propre au Si. Or ceci n'a pas exclu d'avoir un accord très net pour le reste du matériau.

3.4.2. Parcours phénoménologique et courbes d'efficacité

Il faut noter que les courbes *gG-pK* et *gPY-pEH* sont pris comme une référence pour les calculs qui vont suivre.

Pour la construction d'un parcours phénoménologique du modèle de génération constante, le travail se fait point par point à partir de la tension E_0 égale à **4 KeV**. L'idée consiste à chercher des valeurs R_{phc} (parcours phénoménologique à partir de la fonction constante) d'une pénétration qui donneront pour chaque tension incidente une valeur d'efficacité h_{phc} telle que la valeur absolue du rapport $Q = (h_{ph} - h_g) / h_g$ soit inférieure à une certaine valeur qu'on a choisie égale à **2%**. L'efficacité h_g n'est autre que la référence *gG-pK* calculée pour les paramètres $z_d = 0.22 \mu m$, $z_m = 150 nm$ et $L_p = 20.5 \mu m$. Le programme conçu pour le calcul de ces valeurs R_{phc} (valeurs de test) consiste à prendre, pour une tension donnée, la valeur correspondante du parcours électronique et à calculer la valeur Q .

Théoriquement, la formule universelle donnant le parcours électronique est connue sous la forme suivante:

$$R_{phc} = kE_0^n \quad (3.23)$$

Il s'agit donc de calculer les valeurs k et n . On trace la courbe $\mathbf{Log} R_{phc} = \mathbf{Log} k + n \mathbf{Log} E_0$ des points $(\mathbf{Log} E_0, \mathbf{Log} R_{phc})$ par la méthode des moindres carrés (Annexe 2) pour ainsi déduire les valeurs k et n . On trouve la droite suivante:

$$\mathbf{Log} R_{phc} = 1.6868 \log E_0 - 12.4292162 \quad (3.24)$$

On déduit le parcours phénoménologique noté R_{phc} qui est donné par l'expression suivante:

$$R_{phc}(\mu g/cm^2) = 4.418 E_0^{1.6868} \quad (3.25)$$

E_0 : est exprimé en **KeV**.

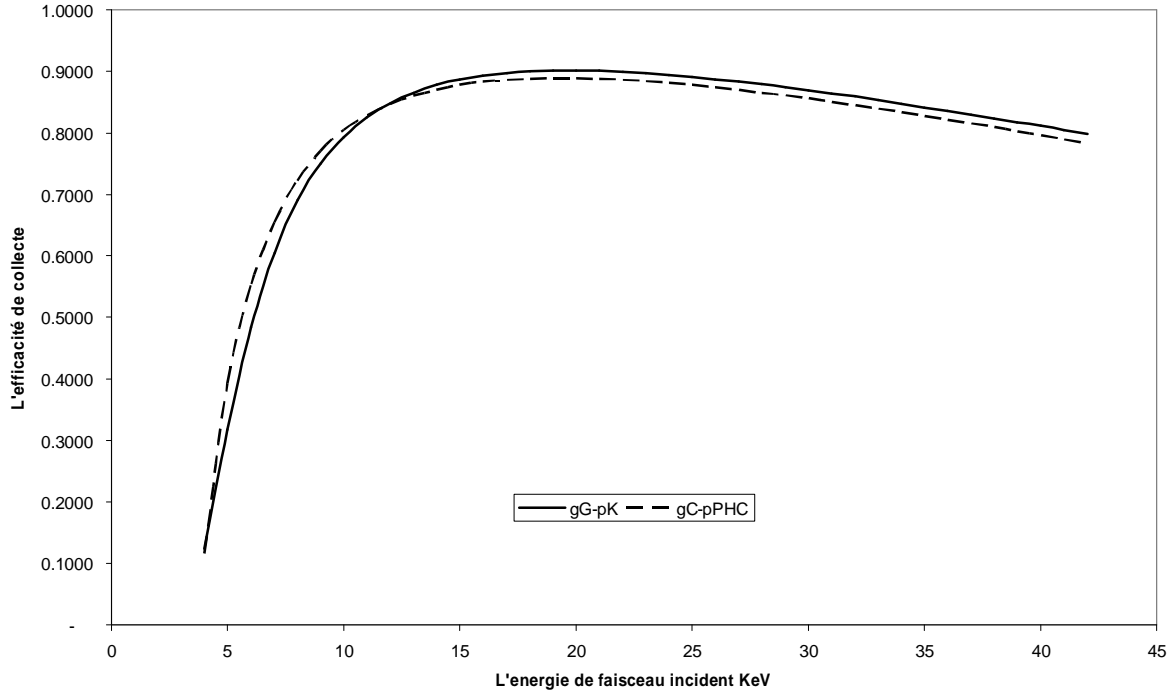


Figure (3.10) : Courbes d'efficacité de collecte $h(E_0)$ de diode *Schottky* Al-Si *p* calculées dans le modèle *W-W*, pour les fonctions de génération gaussienne (*gG*) avec le parcours de *Keyser* et la fonction constante avec le parcours phénoménologique. Les paramètres utilisés sont: $z_m = 150 \text{ nm}$, $z_d = 0.22 \text{ }\mu\text{m}$ et $L_p = 20.5 \text{ }\mu\text{m}$.

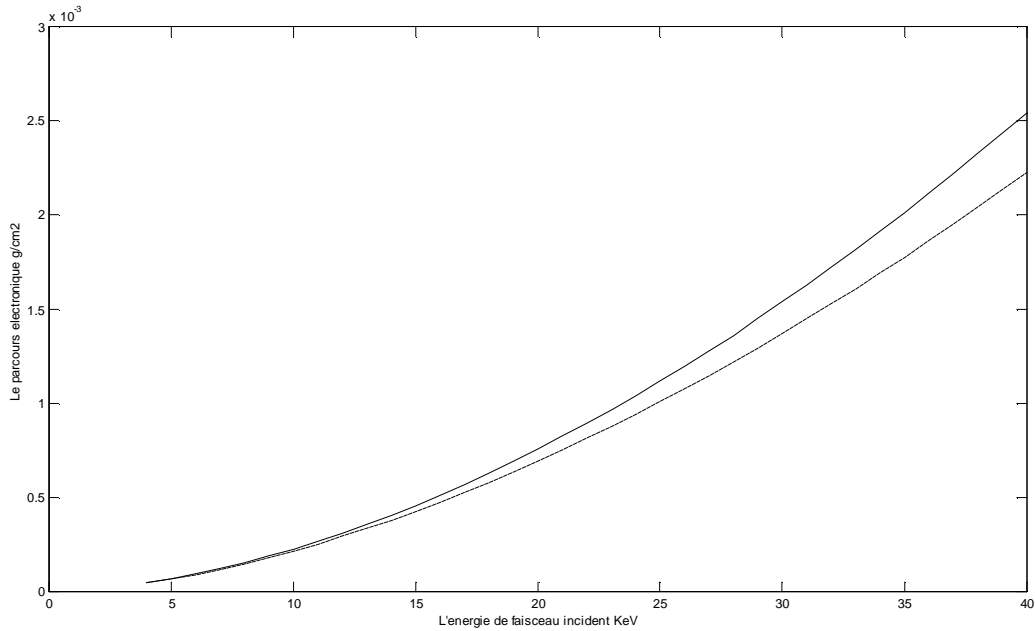


Figure (3.11): Parcours phénoménologique pour le modèle de génération constante en fonction de l'énergie incidente E_0 . ——— R_K - - - - - R_{phc}

3.5. Etude expérimentale

Pour terminer notre travail il faut le confirmer avec des resultants expérimentales; où on a choisi le travail de *J. L. Maurice* de laboratoire de physique des matériaux, CNRS-Bellevue de France, comme reference.

Le rendement de collecte expérimental se déduit du courant **EBIC** mesuré suivant la formule [55] :

$$h = \frac{I_{EBIC}}{(1-f)I_b} \frac{e_{e-h}}{E_0} \quad (3.26)$$

I_{EBIC} : le courant collecté;

I_b : le courant du faisceau;

E_0 : l'énergie de faisceau;

ϵ_{e-h} : l'énergie de création des paires électron-trou;

f : le facteur de rétrodiffusion.

Dans le Silicium, $\epsilon_{e-h} = 3.65 \text{ eV}$ et $f = 0,08$.

L'expérience est réalisée dans un microscope électronique à balayage de type **JEOL SM 840** [55]. Les valeurs de l'énergie des électrons E_0 sont celles données par l'appareil, I_b est mesuré en plaquant une cage de *Faraday* sur le trajet du faisceau. Le courant du faisceau et le courant I_{EBIC} est amplifié au moyen d'un appareil de type *Keithley 427* [55].

Le matériau objet des illustrations qui suivent sont des monocristaux de Silicium, dont le dopage est toujours $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ mais dont les qualités photovoltaïques sont très variables [55].

Les mesures **EBIC** sont alors réalisées sur diodes Al-Si p obtenues par évaporation sous vide d'aluminium (après ablation de la couche d'oxyde pour les échantillons oxydés). Le dépôt de la couche d'aluminium et le contact ohmique arrière (alliage Al-Ga) sont fabriqués à la température ambiante. L'étude de l'oxydation de la couche n^+ des diodes $n^+ p$, réalisées sur le même type de polycristaux, est en cours. Dans ce cas, les contacts ohmiques avant et arrière sont réalisés selon une technique industrielle (**Photowatt S.A.**) [55].

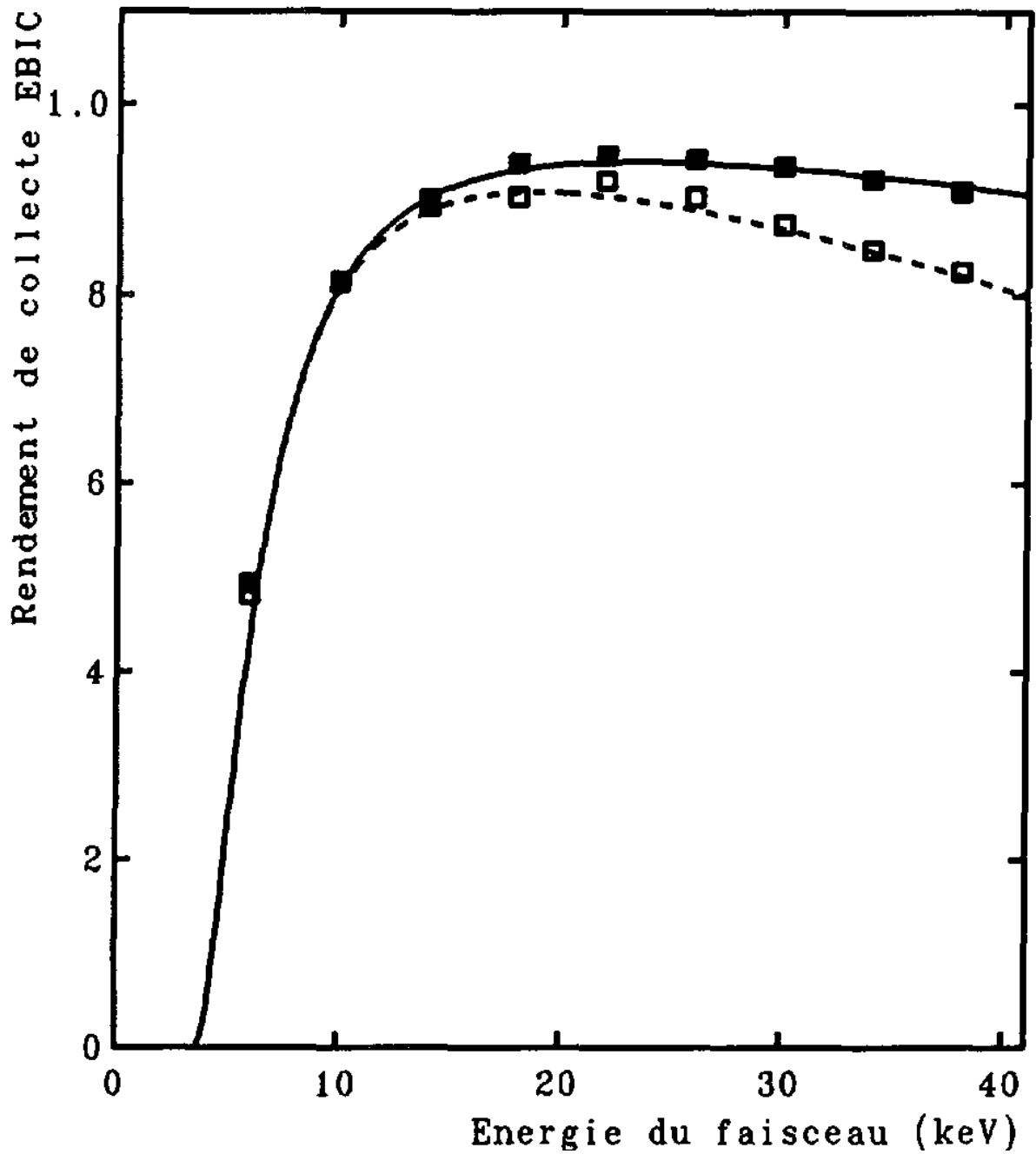


Figure (3.12): Valeurs expérimentales du rendement EBIC à différentes énergies incidentes.

Courbe continue, $L = 50.6 \mu\text{m}$; Courbe pointillée $L = 20.5 \mu\text{m}$. Dans les deux cas

$z_m = 150 \text{ nm}$ [55].

Et par des calculs théoriques on a trouvé:

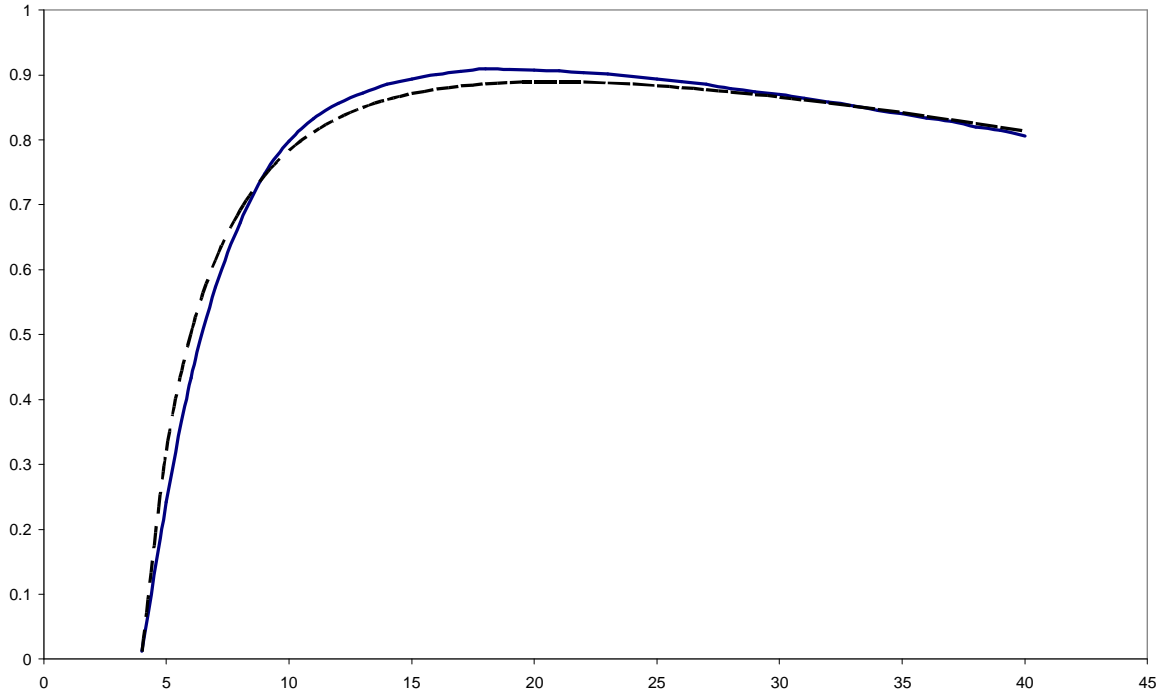


Figure (3.13): Valeurs expérimentales et théoriques du rendement **EBIC** à différentes énergies incidentes. Courbe pointillée c'est la courbe théorique; Courbe continue c'est celle de l'expérimentale. Pour $L = 20.5 \mu m$; $z_m = 150 nm$; $z_d=0.22 \mu m$.

On voit le bon accord entre les deux courbes. Et pour chercher la formule de parcours électronique on trace la courbe $\text{Log } R = \text{Log } k + n \text{ Log } E_0$ des points $(\text{Log}E_0, \text{Log}R)$ par la méthode des moindres carrés (Annexe 2) On trouve la droite suivante:

$$\text{Log } R = 1.6844 \log E_0 - 12.4368452 \quad (3.27)$$

On déduit le parcours phénoménologique noté R qui est donné par l'expression suivante:

$$R(\mu g/cm^2) = 3.9696 E_0^{1.6844} \quad (3.28)$$

E_0 : exprimé en KeV .

A partir des calculs théoriques purs on a trouvé que:

$$R_{phc}(\mu g/cm^2) = 4.418 E_0^{1.6868} \quad (3.29)$$

Et à partir de la comparaison on a trouvé:

$$R(\mu g/cm^2) = 3.9696 E_0^{1.6844}$$

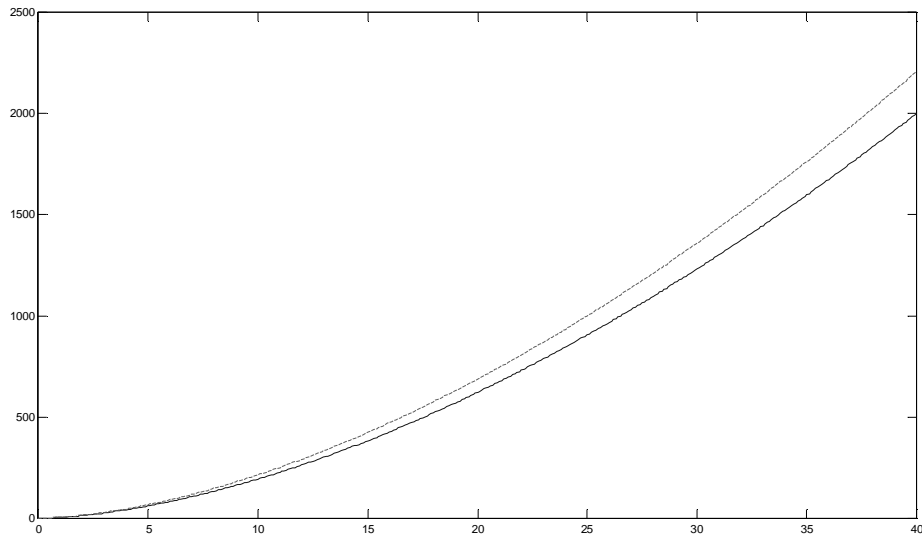


Figure (3.14): Le parcours électronique; courbe pointillée pour le parcours phénoménologique; courbe continue pour le courbe extrait de comparaison.

Donc on peut dire que le parcours électronique pour le contact Al-Si est de la forme de:

$$R(\mu\text{g}/\text{cm}^2) = 4.418 E_0^{1.6868}$$

3.6. Conclusion

Comme une conclusion, on peut dire qu'il y a un bon accord entre les différentes courbes d'efficacité de collecte pour différentes fonctions de génération. La gaussienne avec le parcours électronique de *Kyser*; la polynômiale et leur parcours d'*Everhart-Hoff* ainsi que les deux autres fonctions ponctuelle et constante; cela a pu être obtenu en construisant des parcours phénoménologiques pour chacun des modèles de génération.

Annexe 1

Modèle Wu-Wittry

Si l'origine des coordonnées est prise à l'interface zone de délétion-zone neutre, la profondeur normalisée u par rapport au parcours électronique R est définie telle que :

$$u_s = u_m + u_d$$

avec

$$u_d = \frac{r z_d}{R}, \quad u_m = \frac{r_m z_m}{R}, \quad w = \frac{R}{r L_p}$$

et R étant en g/cm^2

Fonction de génération polynomiale :

$$\Phi(u) = G_0 I(u) = G_0 (0.6 + 6.21u - 12.4u^2 + 5.69u^3)$$

1^{er} cas : $u_s > 1.1$

$$J_d = -q \int_{-u_d}^{1.1-u_s} G_0 I(u + u_s) du$$

$$J_d = -q G_0 \left\{ 0.6(1.1 - u_m) + \frac{6.21}{2}(1.1^2 - u_m^2) - \frac{12.4}{3}(1.1^3 - u_m^3) + \frac{5.69}{4}(1.1^4 - u_m^4) \right\}$$

Et

$$J_b = 0$$

2^{eme} cas : $u_s < 1.1$

$$J_d = -q \int_{-u_d}^0 G_0 I(u + u_s) du$$

$$J_d = -q G_0 \left\{ 0.6u_d + \frac{6.21}{2}(u_s^2 - u_m^2) - \frac{12.4}{3}(u_m^3 - u_s^3) + \frac{5.69}{4}(u_m^4 - u_s^4) \right\}$$

$$J_b = -(q G_0 / w L_p) \frac{d\Delta p(u)}{du} \Big|_{u=0}$$

Et

$$J_b = -qG_0 \int_0^{1.1-u_s} \exp(-u'w)_0 I(u' + u_s) du'$$

$$J_d = -qG_0 \left[\frac{0.6}{w} [\exp(w(u_s - 1.1)) - 1] + \frac{6.21}{w} [\exp(w(u_s - 1.1))(1.1 - \frac{1}{w}) - (u_s + \frac{1}{w})] \right. \\ \left. - \frac{12.4}{w} [\exp(w(u_s - 1.1))(1.1^2 + \frac{2}{w}(1.1 + \frac{1}{w})) - (u_s^2 + \frac{2}{w}(u_s + \frac{1}{w}))] \right. \\ \left. + \frac{5.69}{w} [1.1^3 \exp(w(u_s - 1.1)) + \frac{3}{w} \exp(w(u_s - 1.1)) [1.1^2 + \frac{2}{w}(1.1 + \frac{1}{w})] - u_s^3 - \frac{3}{w} [u_s^2 + \frac{2}{w}(u_s + \frac{1}{w})]] \right]$$

Fonction de génération constante :

$$\Phi(u) = G_0$$

1^{er} cas : $u_s > 1$

$$J_d = -qG_0 \int_{-u_d}^{1-u_s} du = qG_0(u_m - 1) \quad \text{et} \quad J_b = 0$$

2^{eme} cas : $u_s < 1$

$$J_d = -qG_0 \int_{-u_d}^0 du = -qG_0 u_d \quad \text{et} \quad J_b = -q \frac{G_0}{w} [\exp(w(u_s - 1)) - 1]$$

Fonction de génération ponctuelle :

$$\Phi(u) = G_0 d(u - u') \quad \text{avec} \quad u' = \frac{1}{3} - u_s$$

1^{er} cas : $u' < 0$ **ou** $u_s > \frac{1}{3}$

$$J_d = -qG_0 \int_{-u_d}^0 d(u - u') du = -qG_0 \quad \text{et} \quad J_b = 0$$

2^{eme} cas : $u' > 0$ **ou** $u_s < \frac{1}{3}$

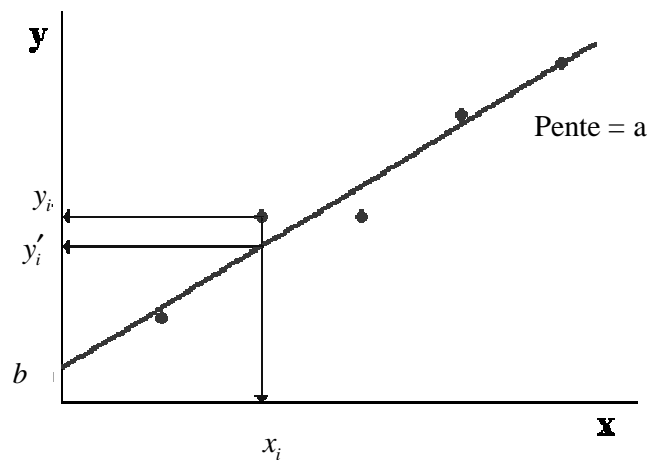
$$J_d = 0 \quad \text{et} \quad J_b = -qG_0 \exp[-(w(\frac{1}{3} - u_s))]$$

Annexe 2

Méthode des moindres carrés

La **méthode des moindres carrés**, indépendamment élaborée par Gauss et Legendre, permet de comparer des données expérimentales, généralement entachées d'erreurs de mesure à un modèle mathématique censé décrire ces données.

Ce modèle peut prendre diverses formes. Il peut s'agir de lois de conservation que les quantités mesurées doivent respecter. La méthode des moindres carrés permet alors de minimiser l'impact des erreurs expérimentales en « ajoutant de l'information » dans le processus de mesure.



N nombre des couples (x_i, y_i)

$M(x_i, y_i), M'(x'_i, y'_i)$

Le problème consiste à déterminer l'équation à une droite qui passe la plus près possible des points (x_i, y_i) , c-à-d la recherche des paramètres a et b

Régression en y par rapport à x $y = ax + b$

$$d_i = y_i - y'_i$$

y'_i appartient à la droite $y = ax + b$ donc $y'_i = ax_i + b$

$$d_i = y_i - ax_i - b$$

La formule des moindres carrés :

$$D = \sum_{i=1}^N d_i^2 = \sum_{i=1}^N (y_i - ax_i - b)^2$$

$$\begin{cases} \frac{\partial D}{\partial b} = 2 \sum_{i=1}^N (y_i - ax_i - b)(-1) = 0 \\ \frac{\partial D}{\partial a} = 2 \sum_{i=1}^N x_i (y_i - ax_i - b) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N (y_i - a \sum_{i=1}^N x_i - Nb) = 0 \dots\dots\dots(1) \\ \sum_{i=1}^N x_i y_i - a \sum_{i=1}^N x_i^2 - b \sum_{i=1}^N x_i = 0 \dots\dots\dots(2) \end{cases}$$

On divise l'équation (1) par N et on obtient $b = \frac{\sum_{i=1}^N y_i}{N} - a \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N}$

Par une petite calcul on trouve que :

$$b = \frac{\sum_{i=1}^N y_i \sum_{i=1}^N x_i^2 - \sum_{i=1}^N x_i \sum_{i=1}^N x_i y_i}{N \sum_{i=1}^N x_i^2 - (\sum_{i=1}^N x_i)^2}$$

Et

$$a = \frac{N \sum_{i=1}^N x_i y_i - \sum_{i=1}^N x_i \sum_{i=1}^N y_i}{N \sum_{i=1}^N x_i^2 - (\sum_{i=1}^N x_i)^2}$$

CONCLUSION GENERALE

Un modèle théorique numérique dans toutes ses étapes a été élaboré pour simuler la technique du courant induit par faisceau d'électrons (**EBIC**) qui est utilisée comme technique de caractérisation pour les semi-conducteurs.

Ce modèle est basé sur l'interaction électron-matière. Le principe physique est que la conservation de l'énergie est respecté, c'est-à-dire, chaque électron arrive à la surface de l'échantillon avec une énergie E_0 (l'énergie d'accélération) va perdre son énergie par des collisions aléatoires en créant des paires (e^-h^+). Ces paires vont se collecter sous forme de courant (**EBIC**) en utilisant un contact *Schottky*.

L'avantage de ce modèle est qu'on calcule l'efficacité de collecte. A partir de ce modèle on a trouvé que :

- L'accord entre les efficacités de collecte de diodes *Schottky* calculées en considérant des fonctions de génération simplifiées (génération ponctuelle ou constante) et des fonctions plus réalistes (génération gaussienne modifiée ou polynomiale). Cet accord est obtenu en définissant un parcours phénoménologique adéquat caractéristique des fonctions de génération simplifiées pour notre choix de contact **Al-Si p** et pour un dopage de 10^{16} cm^{-3} . Nous avons obtenu pour la fonction de **génération constante** l'expression suivante :

$$R_{phc}(\text{mm} / \text{cm}^2) = 4.418E_0^{1.6868}$$

Où E_0 est l'énergie du faisceau incident exprimé en **KeV**.

- La comparaison des courbes obtenues par ce modèle avec les résultats expérimentaux montre une bonne coïncidence et par conséquent on peut déterminer quelques paramètres par le fitting.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] : **Y. Beggah**, Thèse de Magister, Univ. Constantine (1992)
- [2] : **Z. Elateche**, Thèse magister, Univ. Batna (2005)
- [3] : **F. Battistella**, Thèse de doctorat, Toulouse (1985)
- [4] : **S. Najar**, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, France (1992)
- [5] : **A. Djemel, R. J. Tarento, J. Castaing, Y. Marfaing, A. Nouiri**, Physica status solidi, vol. 168, N° 2 (1998)
- [6] : **M. F. Bencharif**, Thèse de Magister, Univ. Constantine (2005)
- [7] : **D. B. Wittry and D. F. Kyser**, J. Appl. Phys. 49, 2827 (1978)
- [8] : **P. Leonard**, Ann. Phys. L, p 56, 255 (1895)
- [9] : **W. Bothe**, Ann. Phys. L, p 26, 609, 24 (1949)
- [10] : **H. A. Bethe**, Handb. Phys. 24, 519 Springer-Verlag, Berlin (1933)
- [11] : **M. Hadeif**, Thèse de Magister, Univ. Constantine (1999)
- [12] : **G. D. Archard**, J. Appl. Phys. 32, 8, 1505 (1961)
- [13] : **H. A. Bethe**, Ann. Phys. K 5, 325 (1940)
- [14] : **T. E. Everhart**, J. Appl. Phys., 31, 1483 (1960)
- [15] : **V. E. Coslett, P. N. Thomas**, J. Appl. Phys., 15, 883 (1964)
- [16] : **K. Kanaya, S. Okoyama**, J. Appl. Phys. D, 5, 43 (1972)
- [17] : **S. Achour**, Philosophical magazine letters, Vol. 59 N° 4, 205-211 (1989)
- [18] : **L. Reimer**, «Scanning Electronic Microscope», Springer-Verlag, Berlin (1985)
- [19] : **J. D. Jackson** « Classical Electrodynamics » edited by John-Wiley (1975)
- [20] : **T. E. Everhart and P. H. Hoff**, J. Appl. Phys. 42, 5837 (1971)
- [21] : **R. Shimizu and T. E. Everhart**, Optik, 36, p. 59 (1972)
- [22] : **E. Napchan and D. B. Holt**, Proc. of the 5th conférence on Microscopy of semiconducting Materials, 6-8 April 1987, Oxford, Ed. By A.G. Cullis, IOP L t d Pub. p. 733-738 (1987)
- [23] : **K. Guergouri**, Thèse doctorat, Univ. Paris 6 (1987)

- [24] : **S. M. Davidson** and **C. A. Dimitriadis**, *J. Microsc.*, 118, 275 (1980)
- [25] : **P. Kireev**, *La physique des semi-conducteurs*, p 141-144, Mir, Moscou (1975)
- [26] : **D. F. Kyser**, *Proc. of the 6th Int. Conf. On X-Rays optics and microanalysis-Osaka*, Univ. Tokyo Press-Tokyo, p. 147 (1972)
- [27] : **B. G. Yacobi** and **D. B. Holt**, *J. Appl. Phys.* 59, 4, R1 (1986)
- [28] : **A. Djemel**, **J. Castaing**, **J. Chevalier**, *Revue Phys., Appl.* 23, 1337 (1989)
- [29] : **R. J. Tarento**, **Y. Marfaing**, *J. Appl. Phys.* 71, (10), 4997 (1992)
- [30] : **W. Hergert** and **L. Pasemann**, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 86, 641 (1984)
- [31] : **C. Frigeri**, «EBIC Assesment of semiconductors properties», *Sciences, Technology and éducation of microscopy : an overview.1*, 1, 163, Spain (2003)
- [32] : **C. Bussolati**, **A. Fioreutini** and **G. Fabri**, *Phys. Rev.* 136, A 1756 (1964)
- [33] : **R. H. Pehl**, **F. S. Goulding**, **D. A. Landis**, and **M. Leuzinger**, *Nucl. Instr. Methods*, 59,45 (1968)
- [34] : **J. F. Bresse**, *Proc. 5th, Ann. Symposium (II TRI, Chicago)*, 105 (1972)
- [35] : **R. D. Ryan**, *IEEE Trans. Nucl. Sci. Nci.* NS-20, 473 (1973)
- [36] : **W. W. Siekanowicz**, **H. C. Huang**, **R. E. Enstron**, **R. U. Martinelli**, **S. Ponezak**, and **J. Olmstead**, *IEEE Trans. Electron Devices*, 21, ED-691 (1974).
- [37] : **M. R. Normadi** and **H. W. Thompson, Jr.** *Sol. Stat. Elec*, 18, 499 (1975)
- [38] : **C. J. Wu**, **D. B. Wittry**, *J. Appl. Phys.* 49, p. 2827 (1978)
- [39] : **U. Werner**, **F. Koch** and **G. Oelgart**, *J. Phys. D Appl. Phys.* 21, p. 116 (1988).
- [40] : **P. M. Petroff**, « *Microscopie électronique en science de matériaux* », Edition du CNRS, Paris (1983)
- [41] : **A. Boudjani**, *Semicond. Sci. Technol* 20, p. 175 (2005)
- [42] : **P. Baramski**, **V. Klotchcov**, **I. Polykévitch**, « *électronique des semi-conducteurs* », T1, Edition Mir, Moscou, 369 (1975)
- [43] : **A. Nouri**, Thèse de doctorat, Univ. Constantine (2000).
- [44] : **S. M. Sze**, «semiconductor Device Development in the 1970's and 1980's – A perspective», *IEEE Tech. Dig., Int. Electron Device Meet., Washington, D. C., Dec., (1980).*
- [45] : **F. Enjalbert**, Thèse doctorat, Univ. Grenoble 1 (2004)

- [46] : **M. Aven, Z. Devine, R. B. Bolon, G. W. Ludwig**, J. Appl. Phys. Lett. 50, p. 1583 (1987)
- [47] : **A. Eisenbeiss, H. Heinrich, Opschoor, R. P. Tijburg et H. Preier** Appl. Phys. Lett. 50, p. 1583 (1987)
- [48] : **N. C. Macdonald, T. E. Everhart**, Appl. Phys. Lett. 7, p. 267 (1965)
- [49] : **W. H. Hackett**, J. Appl. Phys. 43, p. 1469 (1972)
- [50] : **G. Oelgart and U. Werner**, Phys. Status Solidia 85, p.205 (1984)
- [51] : **G. Oelgart and H. Scholz**, Phys. Status Solidia 75, p.547 (1983)
- [52] : **F. Lévy**, « Physique et technologie des semi-conducteurs », presse polytechniques et universitaires romandes, Lausanne (1995)
- [53] : **H. Mathyieu** « physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », Masson, Paris (1987)
- [54] : **T. Matsukawa, R. Shimizu, K. Harada et T. Kato**, J. Appl. Phys.45, p. 733 (1974)
- [55] : **J. L. Maurice**, J. Phys. III France 3, p 603-618 (1993)

Abstract

In this present work, we studied the electron-matter interaction phenomenon by elaboration a numerical model to simulate the **EBIC** technique while using *Wu-Wittry* model.

The procedure of calculation used in this modeling takes into account the inexistence of the speed of recombination and the influence of the parameters of the incidental electronic beam (a number of the electrons and the acceleration energy) and the physical parameters of the material (diffusion length and the formation energy of a pair electron-hole pair).

Our results are compared with those of the experiment available in the literature, they are in concord. This comparison made it possible to deduce some physical parameters characterizing the sample from Silicon considered. This point enabled us to note that in spite of the simplicity of the elaborate numerical model, it is reliable for the description of the interaction electron-matter.

Keywords: Electron beam induced current, SEM, Silicon, Electronic course, Electron-matter Interaction, *Wu-Wittry* Model, Energy of formation of a pair (e^-h^+).

ملخص

في هذا العمل، قمنا بدراسة ظاهرة التفاعل إلكترون - مادة بإنجاز نموذج حسابي لأجل محاكاة تقنية التيار المحرض من طرف الحزمة المصطدمة (EBIC)، وذلك باستخدام طريقة في-فيتري.

طريقة الحساب المستخدمة في هذا النموذج تأخذ في الاعتبار إنعدام سرعة التهجين و كذلك تأثير عوامل الحزمة الالكترونية (عدد من الالكترونات و طاقة التسريع) و كذلك العوامل الفيزيائية للمادة (طول الانتشار و طاقة تكوين الزوج إلكترون-فجوة).

النتائج المتحصل عليها تقارن مع تلك النتائج التجريبية المتواجدة في المراجع و التي أظهرت توافقا جيدا. هذه المقارنة التي تسمح لنا باستنتاج بعض المعالم الفيزيائية المميزة لعينه السليكون المعتبرة. هذه النقطة تسمح لنا أن نلاحظ أنه على الرغم من البساطة في صياغة هذا النموذج الرقمي، إلا أنه صالح لوصف كامل لظاهرة التفاعل إلكترون-فجوة.

كلمات مفتاحية: التيار المحرض من طرف الحزمة المصطدمة, ميكروسكوب المسح الإلكتروني, السيليسيوم, المسار الإلكتروني, التفاعل إلكترون-مادة, نموذج في-فيتري, طاقة تكوين الزوج إلكترون-فجوة.

Résumé

Dans ce présent travail, nous avons étudié le phénomène de l'interaction électron-matière en élaborant un modèle numérique pour simuler la technique **EBIC** en utilisant le modèle *Wu-Wittry*.

La procédure de calcul utilisé dans cette modélisation prend en compte l'inexistence de vitesse de recombinaison et l'influence des paramètres du faisceau électronique incident (nombre des électrons et l'énergie d'accélération) ainsi que celle des paramètres physiques du matériau (longueur de diffusion et l'énergie de formation d'une paire électron-trou).

Nos résultats sont comparés à ceux de l'expérience disponible dans la littérature, où ils sont en bon accord. Cette comparaison a permis de déduire certains paramètres physiques caractérisant l'échantillon du Silicium considéré. Ce point nous a permis de constater que malgré la simplicité du modèle numérique *Wu-Wittry* élaboré, il est fiable pour la description de l'interaction électron matière.

Mots clés : Le courant induit par le faisceau des électrons, MEB, Silicium, Parcours électronique, Interaction électron-matière, Modèle *Wu-Wittry*, Energie de formation d'une paire (e^-h^+).

SOMMAIRE

Titre	Page
Introduction générale	02
<i>Chapitre I : L'interaction électron-matière</i>	
1.1. Introduction	05
1.2. Notions Fondamentales sur les Semi-conducteurs	05
1.3. Notions sur l'électron	06
1.4. Historique	07
1.5. Dispersion Elastique et Inélastique	08
1.6. Dissipation de l'énergie des électrons dans le matériau	10
1.6.1. Collision électron-noyau	10
1.6.2. Collision électron-électron	13
1.6.3. Volume de Dissipation de l'Energie du Faisceau Electronique par Chocs Inélastiques	14
1.6.4. Fonction de dissipation d'énergie $\Phi(u)$	16
1.6.4.1. Fonction $\Phi(u)$ d'Everhart -Hoff	17
1.6.4.2. Fonction $\Phi(u)$ de Wittry-Kyser	17
1.7. Parcours électronique	17
1.8. Volume de Génération	20
1.9. Phénomène de génération de porteurs dans les semi-conducteurs.....	21
1.9.1. Energie de formation d'une paire électron-trou	22
1.9.2. Taux de génération total	25
1.9.3. Fonction de génération	26
1.10. Phénomène de recombinaison	28
1.10.1. Les processus de recombinaison	29
1.10.1.1. La recombinaison radiative	29
1.10.1.2. La recombinaison non- radiative	30

1.10.1.3. La recombinaison excitonique	31
1.11. Collecte de porteurs	31
1.11.1. Observation en régime permanent	31
1.11.2. Détermination du niveau d'injection	32
1.12. Conclusion	33

Chapitre II : la méthode EBIC

2.1. Introduction	35
2.2. La technique EBIC	35
2.2.1. Introduction	35
2.2.2. Historique	36
2.2.3. Principe et montages expérimentaux	36
2.2.3.1. Le MEB	36
2.2.3.1.1. Principe	37
2.2.3.1.2. Fonctionnement	39
2.2.3.2. Description de la technique EBIC	40
2.2.3.3. Différentes géométries de la technique EBIC	45
2.2.3.3.1. Excitation parallèle	46
2.2.3.3.2. Excitation en biseau	47
2.2.3.3.3. Excitation perpendiculaire	47
2.2.4. Applications de la technique EBIC	48
2.2.4.1. Application qualitative (Images EBIC de contrastes de défauts actifs)	48
2.2.4.2. Application quantitative	49
2.2.4.2.1. Introduction	49
2.2.4.2.2. Détermination de la longueur de diffusion	50
2.3. Conclusion	52

Chapitre III : Modélisation et résultats

3.1. Introduction	54
-------------------------	----

3.2. Le silicium Si	54
3.2.1. Définition	54
3.2.2. Contact métal-semi-conducteur (M-S), le modèle de Schottky	54
3.2.3. Application de l'EBIC sur des échantillons de Si	60
3.2.4. Principaux résultats	60
3.3. Modélisation des courbes d'efficacité de collecte/énergie en mode EBIC	61
3.4. Effet de la fonction de génération sur les courbes d'efficacité de collecte en mode EBIC	64
3.4.1. Courbes d'efficacité de collecte $h(E_0)$	65
3.4.1.1. L'accord entre la fonction polynomiale et la gaussienne	65
3.4.1.2. L'effet du longueur de diffusion sur les courbes d'efficacité...	66
3.4.1.3. L'effet de l'épaisseur de déplétion sur les courbes d'efficacité	67
3.4.1.4. Changement de l'épaisseur de métal	69
3.4.1.5. Comparaison entre toutes les fonctions	70
3.4.2. Parcours phénoménologique et courbes d'efficacité	71
3.5 Etude expérimentale.....	73
3.6. Conclusion	76
Conclusion générale	78
Références bibliographiques	80

Annexes

DEDICACE

- ◆ A mes parents pour le soutien moral et matériel ;
- ◆ A ma femme ainsi que ça famille ;
- ◆ A mon fils Shams ;
- ◆ A mes frères et ma sœur ;
- ◆ A tous mes amis ;
- ◆ A mon rapporteur Mr. Djemel ;
- ◆ A tous ceux qui me sont chers et proches ;
- ◆ Et enfin, à tous ceux qui m'ont aidé à réaliser ce travail : Bahri, Abderezzak de Djijel, Karim et Mammeri.

Je dédis ce travail...

Mille mercis

M. Bissar

Remerciements

Ce travail doit beaucoup :

- > A son initiateur et propulseur Monsieur **A. Djemel professeur à l'université de Constantine**, à qui je rends un vibrant hommage pour ses conseils toujours sûrs et son soutien constant qui m'ont été bénéfiques à plus d'un titre. Comme je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour m'avoir fait profiter de son expérience et d'avoir accepté de participer au jury de ma thèse en tant que rapporteur.
- > A Monsieur **N. Boukheit maître de conférence à l'université de Constantine**, me fait l'honneur de présider ce travail.
- > A Monsieur **M. S. Aida professeur à l'université de Constantine**, a bien accepté d'être parmi les membres du jury.
- > A Monsieur **K. Mirouh maître de conférence à l'université de Constantine**, d'être le deuxième membre de jury.
- > A Madame **Y. Beggah maître de conférence à l'université de Jijel** de son aide pour réaliser ce travail.
- > A l'affectation et sans défaillance de ma famille qui réduit un parcours de mille milles en un pas.

Je voudrais remercier ici chacun, sincèrement.

M. Bissar