

NOUVEL ALGORITHME DE SIMULATION MONTÉ CARLO DU COURANT EBIC DANS LES SEMICONDUCTEURS

M. LEDRA

Département de physique, Université de Biskra, Algérie.
m-ledra@caramail.com

RÉSUMÉ

Nous avons développé un nouvel algorithme de simulation Monte Carlo pour calculer le courant *EBIC*. Cet algorithme simule d'abord les trajectoires des électrons incidents et la dissipation d'énergie qui détermine la génération des porteurs à l'intérieur du semi-conducteur sous bombardement électronique. La fonction de génération des porteurs en excès ainsi obtenue est sous la forme d'une distribution tridimensionnelle de sources ponctuelles S_i dans le volume de génération. Nous avons calculé la trajectoire de chaque porteur minoritaire généré par différentes sources S_i jusqu'à sa collection à la surface d'un contact Schottky ou sa recombinaison. Nous avons discuté l'effet de l'énergie E_0 des électrons incidents et la longueur de diffusion L des porteurs minoritaires sur l'efficacité de collecte η de diode Schottky à base de germanium. Nos résultats sont en bons accords avec ceux publiés dans la littérature.

MOTS CLÉS : Simulation Monté Carlo, *EBIC*, Diode Schottky.

ABSTRACT

We have developed a new Monte Carlo algorithm to simulate the *EBIC* current. The algorithm simulates the incident electron trajectories and the energy dissipation that determines the carriers generation within the semiconductor under electron bombardment. The generation function of the excess carriers obtained is given as three-dimensional distribution of point-like sources S_i within the generation volume. We have calculated the trajectory of each carrier that originates from the different point-like sources S_i until its collection at the Schottky contact surface or its recombination. We have discussed the effect of incident electrons energies E_0 and the minority carrier diffusion length L on the collection efficiency η of a Schottky diode in germanium. Our results are in good agreement with those published in literature.

KEY WORDS: Monte Carlo Simulation, *EBIC*, Schottky Diode

1 INTRODUCTION

La Technique *EBIC* (Electron Beam Induced Current) nécessite la résolution de l'équation de continuité qui gouverne la diffusion des porteurs dans un dispositif qui peut être une jonction p-n ou un contact Schottky. La fonction de génération des paires électron-trou est reliée directement à la dissipation d'énergie des électrons incidents. Elle est décrite par certains modèles analytiques [1,2] valides dans certains cas particuliers. En plus la résolution analytique de l'équation de continuité est souvent impossible à cause des difficultés mathématiques. Pour surmonter ces difficultés, des simplifications sont nécessaires. L'utilisation de la simulation Monté Carlo constitue une alternative pour mieux décrire ce phénomène. Nous présentons dans ce travail un nouvel algorithme de

simulation Monte Carlo qui permet de calculer le courant *EBIC* de diode Schottky et discuter l'effet de l'énergie E_0 des électrons incidents et la longueur de diffusion L des porteurs minoritaires sur l'efficacité de collecte η .

2 ALGORITHME DE SIMULATION

Nous considérons les hypothèses suivantes :

- La couche métallique et la zone déserte du contact Schottky sont négligées.
- La vitesse de recombinaison en surface est infinie.
- Le taux d'injection est faible.

Le problème consiste à utiliser un nouvel algorithme de simulation Monte Carlo pour calculer le courant *EBIC* collecté à la surface d'un contact Schottky. Cet algorithme simule d'abord la fonction de génération des porteurs générés de la même façon que [3,4]. La fonction de génération ainsi obtenue est sous la forme d'une distribution tridimensionnelle de sources ponctuelles S_i . Le nombre de paires électron-trou $N_i^{gén}$ générées par chaque source S_i pendant l'étape i (figure1) est donné par:

$$N_i^{gén} = \Delta E_i / E_{eh} \quad (1)$$

E_{eh} est l'énergie de formation de paires électron-trou et la dissipation d'énergie ΔE_i le long du parcours S entre le point P_{i-1} et P_i (figure1) est exprimée comme suit:

$$\Delta E_i = E_{i-1} - E_i \quad (2)$$

L'énergie E_i au point P_i (Figure1) est donnée par la relation suivante :

$$\frac{E_i - E_{i-1}}{S} = - \left| \frac{dE}{dS} \right|_{E_{i-1}} \quad (3)$$

où dE/dS est donnée par la loi de ralentissement de Bethe.

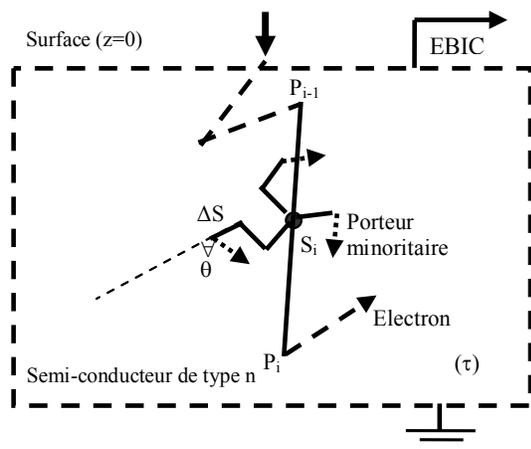


Figure 1 : Schéma descriptif de la diffusion aléatoire des porteurs minoritaires dans un semi-conducteur

La diffusion aléatoire des porteurs minoritaires générés par différentes sources quasi ponctuelles S_i est étudiée. On calcule la trajectoire de chaque porteur jusqu'à sa collection à la surface du contact Schottky ou sa recombinaison dans le volume. Le parcours de chaque porteur minoritaire est égal à ΔS (figure 1) :

$$\Delta S = \sqrt{D \cdot \Delta t} \quad (4)$$

Où D est le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires. Δt est la durée de chaque étape, nous l'avons pris égale au rapport de la durée de vie des porteurs

minoritaires τ dans le semi-conducteur sur le nombre total d'étapes NST :

$$\Delta t = \tau / NST \quad (5)$$

Les angles de diffusion θ et φ (figure 1) des porteurs minoritaires sont aléatoires :

$$\varphi = 2\pi \cdot R_1 \quad (6)$$

$$\cos \theta = 1 - 2 \cdot R_2 \quad (7)$$

où R_1 et R_2 sont deux nombres pseudo aléatoires entre 0 et 1.

Après un certain nombre d'étapes $NSTT$ supérieur ou égal à NST , le porteur minoritaire est considéré comme collecté s'il atteint la surface ($z = 0$) (figure1), sinon il est considéré perdu par recombinaison. $NSTT$ correspond à un nombre d'étapes effectives que les porteurs parcourent avant leur recombinaison. La probabilité de collecte P_{0i}^{col} des porteurs générés par S_i est égale au rapport du nombre N_{0i}^{col} des porteurs collectés sur $N_i^{gén}$. Le nombre total N_0^{col} des porteurs collectés est donné par :

$$N_0^{col} = \sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén} \cdot P_{0i}^{col} \quad (8)$$

où N_S est le nombre total des sources S_i .

Le courant *EBIC* collecté est proportionnel à N_0^{col} . L'efficacité de collecte simulée η^{mcs} est définie comme étant le rapport du courant collecté au courant généré :

$$\eta^{mcs} = \left(\sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén} \cdot P_{0i}^{col} \right) / \sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén} \quad (9)$$

Nous avons aussi calculé le nombre total N_{0SS}^{col} des porteurs collectés comme suit :

$$N_{0SS}^{col} = \sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén} \cdot \exp(-z_i/L) \quad (10)$$

où L est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires.

Elle est donnée par :

$$L = \sqrt{D \cdot \tau} \quad (11)$$

L'efficacité de collecte semi simulé η^{ss} est calculé comme suit :

$$\eta^{ss} = \left(\sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén} \cdot \exp(-z_i/L) \right) / \sum_{i=1}^{N_S} N_i^{gén} \quad (12)$$

Le terme $\exp(-z_i/L)$ est interprété comme une probabilité de collecte d'un porteur généré à la profondeur z_i . On note que l'efficacité de collecte dépend de la longueur de diffusion L et l'énergie E_0 par le biais de la fonction de génération.

3 RÉSULTAS ET DISCUSSIONS

Nous avons représenté sur la figure.2 la variation de l'efficacité de collecte semi simulé η^{ss} en fonction de l'énergie E_0 . A titre de comparaison, nous avons rapporté sur la même figure la courbe théorique obtenue en utilisant le modèle simplifié de [5] et la fonction de génération du modèle [2]. Nous remarquons que les courbes sont en accord, elles diminuent quand E_0 augmente et convergent vers 1 à l'origine ($E_0=0$). Cette convergence vers 1 à l'origine peut être expliquée par le fait que les pertes dans l'épaisseur du métal sont négligées.

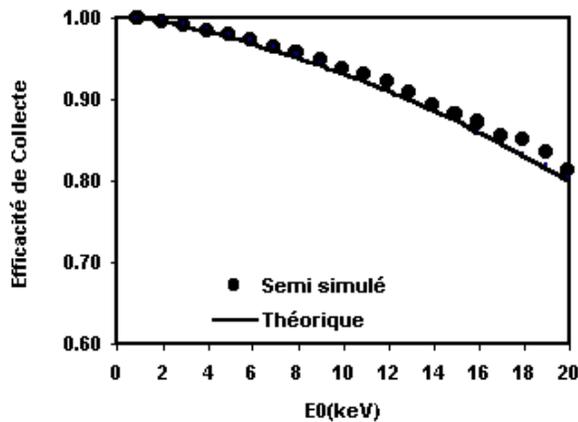


Figure 2 : Variation de l'efficacité de collecte de diode Schottky en fonction de l'énergie E_0 des électrons incidents pour une longueur de diffusion $L=3.16\mu\text{m}$.

Nous avons représenté sur la figure 3 la variation de l'efficacité de collecte simulée η^{mcs} obtenue par notre algorithme en fonction de E_0 pour différentes valeurs de L . On note que toutes les courbes convergent vers 1 à l'origine ($E_0=0$) et que l'efficacité de collecte augmente avec L (à E_0 fixée). Cette augmentation peut être expliquée par le fait que la probabilité de collecte est d'autant plus grande que la longueur de diffusion L est grande. Il apparaît clairement

aussi que la différence entre les courbes est d'autant plus grande que la longueur L est courte. Nos résultats de simulations obtenus sont en accords avec ceux obtenus par le modèle simplifié de [5].

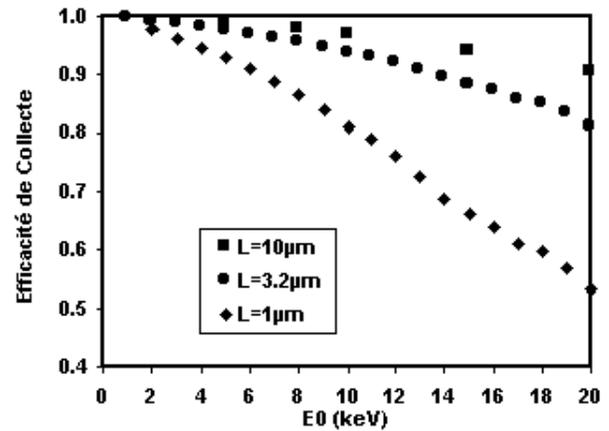


Figure 3 : Variation de l'efficacité de collecte simulée de diode Schottky en fonction de l'énergie E_0 des électrons incidents pour différentes longueurs de diffusion L .

4 CONCLUSION

Nos résultats de l'efficacité de collecte obtenus par simulation Monte Carlo sont en accords avec ceux publiés dans la littérature. Les courbes de l'efficacité de collecte diminuent quand E_0 augmente et tendent vers 1 à l'origine ($E_0=0$). À E_0 fixée l'efficacité de collecte augmente avec L et la différence entre les courbes est d'autant plus grande que la longueur de diffusion L est courte.

RÉFÉRENCES

- [1] T. E. Everhart and P. H. Hoff, J. Appl. Phys., Vol. 42, No. 13 (1971) 5837
- [2] K. Kanaya and S. Okayama, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 5 (1972) 43.
- [3] N. Tabet and M. Ledra, Mater. Sci. Eng. B, Vol. 42 (1996) 181
- [4] N. Tabet, Semicond. Sci. Technol., Vol. 13 (1998) 1392
- [5] C. Donolato cité dans N. Tabet, Thèse de Docteur ès-Sciences Physique, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay, France, (1988)