

CEA-CONF. Mo 23  
FR 920 4044

## MODELE SEMI-EMPIRIQUE DE L'ASPIRATION DE CHARGE DANS UNE DIODE NP.

### SEMI-EMPIRICAL MODELIZATION OF CHARGE FUNNELING IN A NP DIODE

O.MUSSEAU

Commissariat à l'Energie Atomique, BP 12, 91680 Bruyères le Châtel, FRANCE.

#### I INTRODUCTION

L'interaction d'un ion lourd cosmique avec un dispositif à semiconducteur provoque la génération d'une forte densité de paires d'électrons et de trous, concentrées dans un faible volume cylindrique le long de la trajectoire de l'ion. Lorsque la trace intercepte une zone de charge d'espace, les porteurs sont séparés par le champ électrique local, très rapidement perturbé à cause de la très forte densité d'injection. Une partie importante des porteurs créés au delà de la zone de charge d'espace initiale peut alors être entraînée par le champ qui s'étire le long de la trace, ce qui revient à accroître considérablement la charge totale collectée.

Ce mécanisme d'aspiration (*funneling*) a fait, depuis sa mise en évidence en 1981 (1), l'objet de nombreuses études, tant expérimentales que numériques (2) (3) (4) (5) (6). Malgré ces efforts aucune solution analytique du problème n'a pu être obtenue, d'une part à cause de difficultés mathématiques résultant du couplage des équations (3), mais aussi parce que dans les conditions extrêmes rencontrées, ces mêmes équations cessent d'être valides tant que le système est trop éloigné de l'état d'équilibre (densité et énergie des porteurs en excès).

Si le recours à des méthodes numériques permet de simplifier les problèmes mathématiques, la lourdeur des calculs et les doutes restants sur les méthodes employées (5) limitent l'intérêt de cette approche. Dans ce contexte, les différents modèles semi-empiriques développés (2) (7) (8) se proposent de déterminer les expressions de la charge, du courant ou de la longueur d'aspiration à partir des données initiales, moyennant certaines simplifications.

#### II MODELE PROPOSE

##### A Principe de la résolution

Une jonction n+p, polarisée en inverse sous une tension  $V_0$ , est traversée à l'instant initial par un ion qui génère  $N_0$  paires électron-trous dans un volume cylindrique de rayon initial  $r_0$  et de longueur  $L_0$ , le long de sa trajectoire confondue avec l'axe z. La diode à l'équilibre est assimilée à un condensateur plan, d'épaisseur  $w_0$  égale à la largeur de la zone désertée, où règne un champ uniforme  $E_0 = V_0/w_0$  (fig. 1).

La colonne de charges établit instantanément un court-circuit entre les deux armatures du condensateur. Sous l'effet du champ  $E_0$  les porteurs sont séparés et vont immédiatement neutraliser les charges fixes portées par les armatures, situées à l'intersection de la trace et du condensateur (fig. 2).

FIG. 1 : Structure du dispositif étudié.

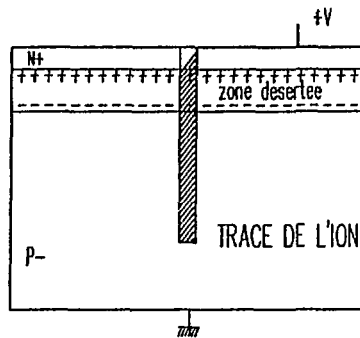
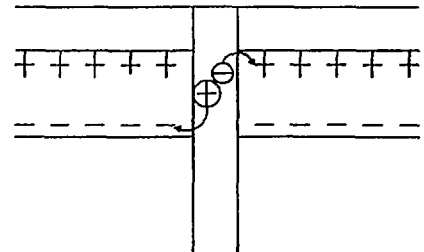


FIG. 2 : Neutralisation locale de la charge d'espace.



Le dispositif se comporte alors comme un condensateur plan percé d'un trou circulaire. Les charges fixes, situées sur les armatures au delà de la trace, et dont la répartition n'est pas modifiée, induisent un champ électrique dans le volume de la trace, entre  $z=0$  et  $z=Z$  (fig. 3).

FIG. 3 : Champ électrique induit par les charges fixes dans le volume de la trace.

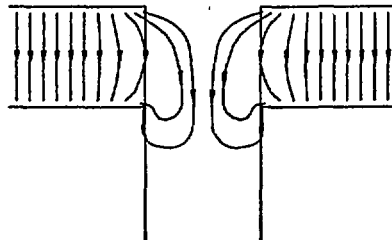
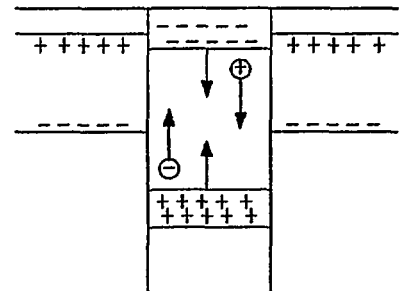


FIG. 4 : Séparation des porteurs, apparition d'une charge d'espace et d'un champ interne.



Sous l'effet de ce champ externe, proche de  $E_0$ , les porteurs sont séparés par entrainement ambipolaire (pour maintenir l'électroneutralité), les trous étant entraînés vers le substrat et les électrons vers la cathode. Un champ interne apparaît alors au coeur de la trace, opposé au champ externe, et limite l'écoulement du courant (fig. 4).

Alors que les électrons sont directement collectés à la cathode, les trous sont d'une part injectés dans le substrat où ils induisent une chute de potentiel, et d'autre part entraînés radialement pour neutraliser une partie des charges du condensateur (fig. 5). Cette décharge, qui correspond à un accroissement du rayon  $r_T$  de la trace entraîne une diminution du champ externe dans le volume de la trace.

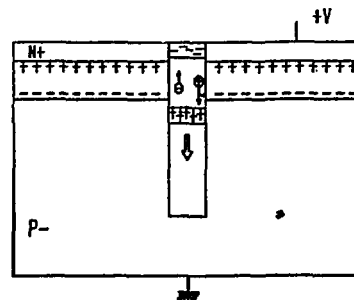


FIG.5 : Courant de trous, chute de potentiel dans le substrat

Cette phase de dilatation de la portion de trace située dans le condensateur dure jusqu'à ce que la totalité des trous présents dans la zone de charge d'espace initiale (entre  $z = 0$  et  $z = w_0$ ) soit entraînée dans le substrat. Le retour à l'équilibre, avec réduction du diamètre de la trace, est dû à l'injection d'électrons depuis la partie de trace située dans le substrat, vers le condensateur.

### B. Calculs

Soient  $E(z,t)$  le champ électrique, non nul entre  $z=0$  et  $z=Z$ ,  $\delta n(z,t)$  et  $\delta p(z,t)$  les densités des porteurs en excès dans la trace. Le matériau étant de type p, on a  $n \approx \delta n$  et  $p = \delta p + N_A$ . Les courants de particules et le courant de déplacement ont pour expressions ( $\mu_a$  : mobilité ambipolaire) :

$$J_n = q \mu_a n E \quad J_p = q \mu_a p E \quad J_d = \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1)$$

La conservation du courant en  $z=0$ , conduit à  $J_n + J_d = 0$  ( $J_p$  est négligeable à la cathode) :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{-q \delta n \mu_a}{\epsilon} E \quad (2)$$

Comme  $\delta n = \delta p \gg N_A$ , on a  $\delta n \mu_a = N_A M$ , avec  $M = \mu_n \mu_p / (\mu_n + \mu_p)$ , ce qui conduit à l'expression du champ électrique :

$$E = E_0 \exp \left( \frac{-q N_A M}{\epsilon} t \right) \quad (3)$$

Le mouvement des trous vers le substrat fait apparaître une charge nette négative près de la cathode. Pour calculer  $I_n$  dans cette région, on ne peut plus considérer que le mouvement local est ambipolaire ( $\delta n \mu_a \neq N_A M$ ). L'expression  $\delta n \mu_a$  est estimée au voisinage de l'origine, et au début de la collection, en prenant des valeurs moyennes des concentrations de porteurs ( $v_0 = \mu_p E_0$  est la vitesse du front de trous qui avance vers le substrat) :

$$\mu_a = \frac{v_0 t \mu_n \mu_p}{w_0 (\mu_n + \mu_p) - v_0 t \mu_p} \quad (4)$$

Cette expression reste valable jusqu'à avoir  $\mu_a = \mu_n$ , la mobilité ambipolaire étant ensuite remplacée par  $\mu_n$ .

En supposant que la densité des porteurs injectés est constante sur le rayon  $r_T$  de la trace et nulle au delà, on peut calculer le courant  $I_n$ , pour  $\mu_a < \mu_n$  :

$$I_n = \frac{q N_0 E_0}{L_0} \frac{v_0 t \mu_n \mu_p}{w_0 (\mu_n + \mu_p) - v_0 t \mu_p} \exp \left( \frac{-q N_A M}{\epsilon} t \right) \quad (5A)$$

et pour  $\mu_a = \mu_n$  :

$$I_n = \frac{q N_0 E_0 \mu_n}{L_0} \exp \left( \frac{-q N_A M}{\epsilon} t \right) \quad (5B)$$

La longueur d'aspiration  $L_A$ , définie comme la distance maximale sur laquelle la déformation du potentiel permet la collection de charges vers l'électrode supérieure, est alors déterminée par :

- la chute de potentiel aux bornes de la résistance série du substrat au delà de  $L_A$  parcourue par le courant d'aspiration,
- l'extension du potentiel de la zone désertée initiale à travers le "trou" créé par la trace de l'ion.

### III RESULTATS

A partir de l'équation (5) nous avons déterminé le courant transitoire dans une jonction n+p, avec  $N_A=10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , pour trois ions particuliers,  $^{32}\text{S}$  189 MeV,  $^{127}\text{I}$  225 MeV et  $^{20}\text{Ne}$  957 MeV, (fig. 6).

Les courants calculés s'accordent assez bien avec les rares mesures expérimentales disponibles (6), pour les amplitudes et les temps de montée, mais surestiment cependant la décroissance du courant, ce qui revient finalement à sous-estimer la charge totale collectée. Un meilleur choix des valeurs de mobilité employées, prenant en compte leur diminution à taux d'injection croissant, permet de réduire notablement cet écart.

FIG. 6 : Courant transitoire pour trois ions incidents.

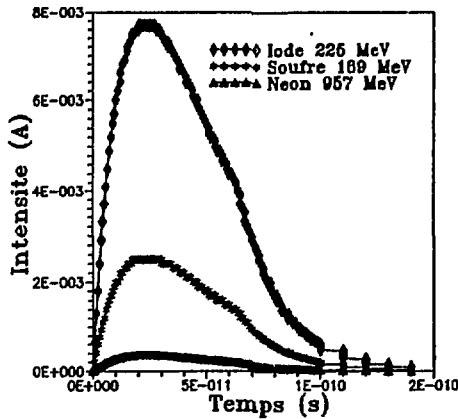
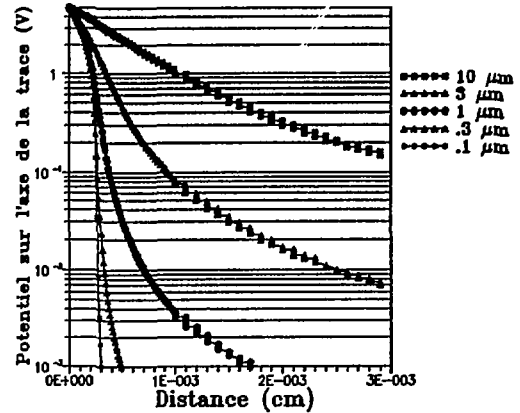


FIG. 7 : Extension du potentiel le long de la trajectoire de l'ion, pour différents rayons de trace.



La figure 7 présente les variations du potentiel le long de la trajectoire de l'ion pour différents rayons de la trace entre 10 et 0,1 μm. Il apparaît clairement qu'une déformation notable du potentiel n'est possible que pour des traces dont le rayon est supérieur au micromètre.

Ayant déterminé le courant, et donc la charge totale collectée, il est possible de définir la longueur de détection comme la longueur de trace sur laquelle la charge totale déposée est égale à la charge totale collectée. Pour les trois ions précédents nous comparons cette longueur de détection avec la longueur d'aspiration, qui caractérise donc la déformation du potentiel (tableau 1).

| Ion                      | Longueur d'aspiration<br>$L_A$ ( $\mu\text{m}$ ) | Longueur de détection<br>$L_d$ ( $\mu\text{m}$ ) | $Q_c$<br>(pC) | $Q_d$<br>(pC) | Densité linéique<br>(paire/ $\mu\text{m}$ ) |
|--------------------------|--|--|---------------|---------------|---|
| $^{20}\text{Ne}$ 957 MeV | 1,3  | 1,8  | 0,033         | 0,048         | $1,2 \cdot 10^9$                            |
| $^{32}\text{S}$ 189 MeV  | 3,2  | 3,6  | 0,47          | 0,34          | $8,2 \cdot 10^9$                            |
| $^{127}\text{I}$ 225 MeV | 5,5  | 6,0  | 2,4           | 1,0           | $2,5 \cdot 10^{10}$                         |

Tableau 1 : Comparaison des longueurs d'aspiration et de détection pour trois particules.  $Q_c$  charge collectée,  $Q_d$  charge déposée dans la zone de charge d'espace initiale.

On constate que, aux erreurs près (introduites par les approximations successives), les longueurs d'aspiration et de détection sont égales. Ceci signifie donc que l'aspiration est totale sur la longueur  $L_A$ , et réciproquement que la mesure de la charge collectée permet de déterminer précisément la distance maximale de déformation des équipotentielles le long de la trace de l'ion.

#### IV CONCLUSION

Nous avons proposé un modèle semi-empirique simple permettant de décrire, pour une jonction n+p, la chronologie de l'aspiration de charge. A partir des données initiales, caractéristiques de la structure étudiée et l'ion incident, il est possible d'estimer directement le courant transitoire, la charge collectée et la longueur d'aspiration, avec un accord satisfaisant.

Ce modèle est extrapolable à des configurations plus complexes soit en faisant éventuellement intervenir différentes jonctions, soit en traitant le cas de traces d'ions passant à la périphérie des jonctions.

L'intérêt essentiel de cette approche est cependant de fournir une interprétation dynamique des phénomènes physiques, indispensable pour traiter les composants futurs, de haute intégration, sensibles au courant transitoire et non plus seulement à la charge totale.

#### REFERENCES

- (1) C.M.Hsieh, P.C.Murley, R.R.O'Brien, "A field funneling effect on the collection of alpha particle generated carriers in silicon devices", IEEE Electron Dev. Letters, EDL-2, 4, 103, (1981).
- (2) F.B. McLean, T.R. Oldham, "Charge funneling in N- and P- type Si substrate", IEEE Trans. Nucl. Sc., NS29, 6, 2018, (1982)
- (3) O.von Ross, J.Zoutendyk, "The physics of a single-event upset in integrated circuits. A review and critique of analytical models for charge collection", NASA-CR-173471, JPL publication 83-79, 5/10/1983
- (4) A.B.Campbell, A.R.Knudson, P.Shapiro, "Charge collection in test structures", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-30, 6, 4486, (1983).
- (5) J.P.Kreskovsky, H.L.Grubin, "Numerical simulation of charge collection in two- and three-dimensional silicon diodes - A comparison", Solid-State Electronics, 29, 5, 505 (1986).
- (6) R.S.Wagner, N.Bordes, J.M.Bradley, C.J.Maggiore, A.R.Knudson, A.B.Campbell, "Alpha, boron, silicon and iron ion induced current transients in low capacitance silicon and GaAs diodes", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-35, 6, 1578, (1988).
- (7) C.Hu, "Alpha particle induced field and enhanced collection of carriers", IEEE Electron Dev. Letters, EDL-3, 2, 31, 1982
- (8) G.C.Messenger, "Collection of charge on junction nodes from ion tracks", IEEE Trans. Nucl. Sc., NS29, 6, 2024, (1982)
- (9) M.Shur, K.Lee, R.Choe, E.Berger, "Charge collection by drift during single particle upset", IEEE Trans. Nucl. Sc., NS-33, 5, 1140, (1986).