

Silipin version 1.0

Diode PN et diode PIN

Simulation numérique des densités de porteurs et des diagrammes de bande de conduction et de bande de valence dans une jonction PN ou une jonction PIN

Calcul des niveaux de Fermi des électrons et des trous

Calcul des densités de courant

Calcul de la caractéristique I(V)

1 - Comportement d'une jonction PN et d'une jonction PIN

Une diode est un dispositif qui laisse passer le courant dans un sens (jonction polarisée en direct) mais pas dans l'autre (jonction polarisée en inverse). Ce composant permet en particulier d'obtenir une tension continue à partir d'une tension alternative. On obtient un tel dispositif en mettant en contact une couche de matériau semi-conducteur dopé N et une couche dopée P (voir le simulateur [Silidop](#) et sa [documentation](#) pour l'étude des matériaux semi-conducteurs homogènes). Le courant peut passer dans le sens P vers N mais pas dans le sens N vers P. On peut intercaler une couche non dopée (semi-conducteur intrinsèque I) entre la couche P et la couche N. Le comportement d'une diode à jonction PN s'explique par le fait qu'il apparaît une zone désertée par les porteurs (électrons et trous) au voisinage de la jonction PN, dans les matériaux dopés P et N.

Lorsqu'on applique une tension positive entre la couche P et la couche N, l'épaisseur de la zone désertée par les porteurs diminue et finit par disparaître : le courant peut passer, sous forme d'un déplacement d'électrons dans la couche N en direction de la jonction, et sous forme d'un déplacement de trous dans la zone P également en direction de la jonction, donc en sens inverse de celui des électrons. Les électrons et les trous se recombinent à la jonction : on parle de courant de recombinaison, et il n'y a donc pas d'accumulation de charges liée à la convergence des porteurs vers la jonction.

Lorsqu'on applique une tension négative entre la couche P et la couche N, l'épaisseur de la zone désertée par les porteurs augmente et aucun courant ne peut circuler.

2 - Description du simulateur Silipin

Pour simuler le fonctionnement d'une jonction PN ou PIN, on doit décrire les matériaux constitutifs et les épaisseurs de chaque couche. En vue d'extensions à d'autres dispositifs tels que le transistor à jonction (NPN ou PNP) ou le thyristor, 5 couches différentes peuvent constituer le dispositif simulé. Chaque couche est divisée en mailles : une couche comporte au moins 3 mailles du fait de l'algorithme de calcul des densités de courant, par dérivation des niveaux de Fermi. Toutes les grandeurs dépendant de la position z (axe z perpendiculaire au plan des couches) sont en fait calculées en un nombre fini N+1 de noeuds z0, z1, z2, ..., zN, (nombre N fini mais grand), un noeud étant un point situé entre deux mailles.

Le simulateur propose des valeurs par défaut cohérentes. Il suffit de cliquer sur "**Calcul diode PIN V = 0 volt**" pour calculer le profil des bandes de conduction et de valence pour une jonction non polarisée, puis sur "**Suite du calcul diode PIN**" pour calculer le profil des bandes, les niveaux de Fermi d'électrons et de trous, les densités de porteurs, les densités de courant et la caractéristique I(V) de la diode, pour la jonction polarisée. **Un calcul pour 10000 pas de tension pour une centaine de mailles peut prendre une minute : ne pas s'inquiéter si rien ne semble se passer, ou si le navigateur affiche un message de fenêtre bloquée : c'est le signe que le calcul est en cours.** Le bouton "**Retour**" permet de revenir au dernier pas de tension calculé en cas de non convergence à un pas de tension.

Une tension positive correspond à une polarisation directe, une tension négative correspond à une polarisation inverse. Les boutons "**Convention PN**" ou "**Convention NP**" permettent de changer le sens considéré direct, compte tenu de l'empilement des couches.

Les courbes sont obtenues en sélectionnant les valeurs calculées par les boutons "**Sel**" et en copiant ces valeurs dans un tableur comme LibreOffice Calc. La colonne en abscisse sera a priori "**z en microns**" pour les profils géométriques et la tension ou l'intensité totale pour les caractéristiques du type I(V).

Il est possible de modifier tous les paramètres qui décrivent la diode simulée :

- Gap en électron-volt du matériau semi-conducteur,
- Température en kelvin,
- Masses effectives des électrons et des trous,
- Nombre d'itérations maximal : en pratique la convergence est atteinte en moins de 30 itérations ou ne se fait pas. Dans ce cas, il faut réduire l'incrément de tension.
- Le seuil de convergence ne peut pas être inférieur au nombre de décimales autorisé par les langages HTML et JavaScript (10^{-15}),
- Le pas de discréétisation (épaisseur d'une couche) : plus il est petit, meilleure sera la résolution spatiale des résultats, mais plus grande sera la mémoire utilisée pour les calculs ainsi que la perte de précision dans la résolution des systèmes linéaires de dimension élevée (matrice $3N \times 3N$ de largeur de bande 12, où N, de l'ordre de 100 à 10000, est le nombre total de mailles). Une épaisseur insuffisante peut conduire à un problème physiquement insoluble.

Paramètres des couches pour les donneurs :

- Concentration en cm^{-3} ,
- Energie d'ionisation des donneurs en électron-volt,

- Durée de vie des électrons pour le coefficient de recombinaison Shockley-Read-Hall,
- Coefficient de dégénérescence pour la statistique d'ionisation des donneurs,
- Mobilité des électrons (rapport entre la vitesse moyenne des électrons et le champ électrique appliqué),
- Nombre de mailles de la couche,

Paramètres des couches pour les accepteurs :

- Concentration en cm^{-3} ,
- Energie d'ionisation des accepteurs en électron-volt,
- Durée de vie des trous pour le coefficient de recombinaison Shockley-Read-Hall,
- Coefficient de dégénérescence pour la statistique d'ionisation des accepteurs,
- Mobilité des trous (rapport entre la vitesse moyenne des trous et le champ électrique appliqué).

Paramètres d'affichage (zoom):

- Première maille : min,
- Dernière maille: max.

3 - Résultats obtenus pour une jonction non polarisée

a - $E_c(z)$ et $E_v(z)$ analytiques

Ces premiers résultats permettent d'initialiser le calcul itératif, basé sur un modèle physique plus précis.

$E_c(z)$ donne le niveau d'énergie du bas de la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi E_f , constant et considéré comme nul (référence). Le niveau de Fermi est la valeur de l'énergie qui sépare les états électroniques occupés et ceux non occupés, avec une transition "floue" sur une plage d'énergie kT de l'ordre de 1/40 ème d'électron-volt à la température ambiante $T = 300$ kelvins (k est la constante de Boltzmann).

Dans une jonction PN, des électrons issus des donneurs de la couche N viennent occuper des niveaux accepteurs de la couche P. Il en résulte qu'au voisinage de la jonction (plan qui sépare les deux matériaux semi-conducteurs), il y a une charge d'espace négative du côté P (accepteurs ionisés) et une charge d'espace positive du côté N (donneurs ionisés). Ces charges d'espace créent un champ électrique \vec{E} dirigé du côté N vers le côté P dans cette zone ionisée, et un potentiel V tel que $\vec{E} = -\nabla V$: le champ électrique a une valeur grande dans les zones où le potentiel électrique V varie beaucoup, et est dirigé des fortes valeurs de V vers les faibles valeurs de V .

En considérant que les dopants (donneurs et accepteurs) sont totalement ionisés au voisinage de la jonction et que les porteurs libres compensent exactement la charge éventuelle des dopants ailleurs, on sait calculer analytiquement $V(z)$ en tout point de la diode (z est l'axe perpendiculaire au plan de la jonction PN) (modèle de la jonction abrupte). La fonction $V(z)$ est constituée de tronçons de paraboles (polynômes de degré 2) dans chaque couche.

La valeur $V(z)$ s'ajoute à la valeur $E_c - E_f$, caractéristique du dopage du matériau (voir Silidop).

$E_v(z)$ est le niveau d'énergie du haut de la bande de valence et $E_v(z) = E_c(z) - E_g$ où E_g est le gap du matériau semi-conducteur.

$E_c(z)$ et $E_v(z)$: modèle de la jonction abrupte (B R) et calcul itératif (J V)

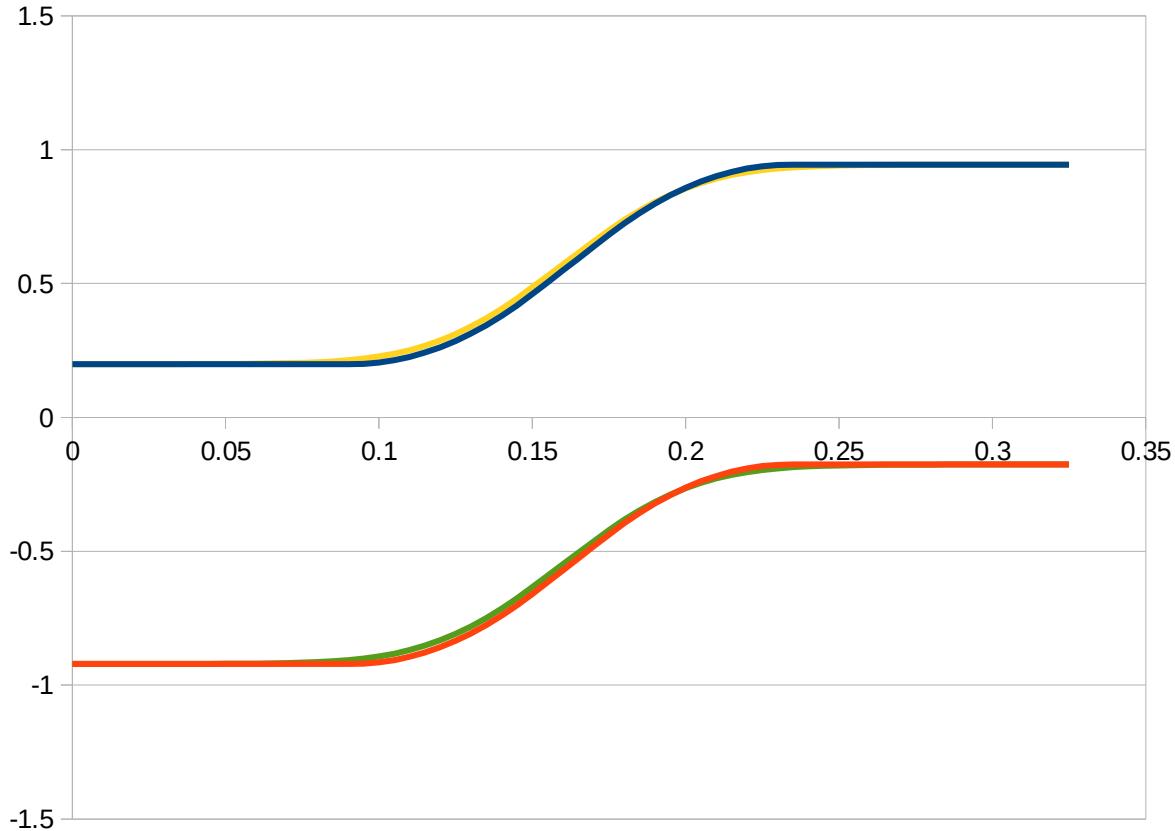


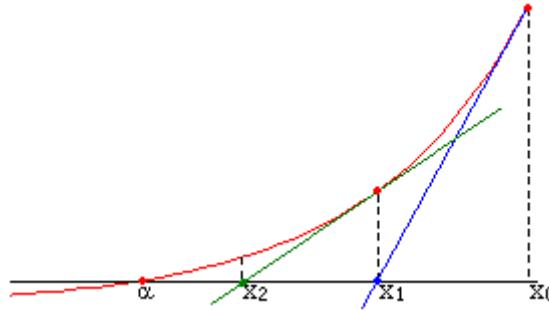
Fig. 1 Comparaison du calcul analytique (jonction abrupte) et du calcul itératif pour le diagramme des bandes de conduction et de valence d'une jonction NP

b - $E_c(z)$ et $E_v(z)$ itératifs

La zone de charge d'espace n'est en réalité pas rigoureusement abrupte, et les dopants ne sont pas totalement ionisés. La jonction non polarisée est totalement caractérisée par le potentiel $V(z)$, dont on peut déduire les densités de dopants ionisés, donc les charges d'espace et les densités de porteurs libres $n(z)$ et $p(z)$ (électrons et trous).

L'équation à laquelle obéit la valeur $V(z)$ ne peut pas être résolue analytiquement, mais on peut en obtenir une valeur approchée avec une très grande précision avec un ordinateur grâce à la méthode de Newton (méthode des tangentes) : connaissant une valeur approchée x_0 de la solution α de l'équation $f(x) = 0$, on trouve des valeurs x_1, x_2, \dots de plus en plus proches de la solution exacte α :

$$x_{k+1} = x_k - \frac{f(x_k)}{f'(x_k)}$$



$f'(x)$ est la dérivée de la fonction f (coefficients directeur de la tangente en x à la courbe $y = f(x)$).

L'inconnue recherchée n'est en fait pas le nombre $V(z)$, mais la fonction V . V est définie en un nombre infini de valeurs z . Par un calcul sur ordinateur, on caractérisera la fonction V seulement en un nombre $N+1$ de noeuds. L'inconnue recherchée sera donc finalement un $(N+1)$ -uplet de valeurs (V_0, V_1, \dots, V_N) .

L'équation que doit satisfaire la fonction $V(z)$ est :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{-rho}{epsilon} \quad \text{où rho est la charge volumique en coulomb par mètre cube et epsilon la permittivité du matériau. rho dépend de V, ce qui rend impossible la résolution analytique en général.}$$

Le terme de gauche de l'égalité précédente est la dérivée seconde du potentiel V par rapport à la coordonnée d'espace z . Ceci se traduit pour les valeurs (V_0, V_1, \dots, V_N) par l'égalité :

$\frac{V_{i-1} - 2 \cdot V_i + V_{i+1}}{pas} = \frac{-rho}{epsilon}$ pour i variant de 1 à $N-1$. *pas* est la dimension en mètre d'une maille. Les valeurs V_0 et V_N sont imposées (conditions aux limites : valeur pour un matériau semi-conducteur homogène dopé P ou N : $V=0$) et il reste $N-1$ équations pour déterminer les $N-1$ inconnues restantes. On utilise une variante de la méthode de Newton décrite ci-dessus lorsqu'il n'y a pas une inconnue x , mais $N-1$ inconnues $(V_1, V_2, \dots, V_{N-1})$. On notera que chacune des $N-1$ équations ci-dessus a 3 inconnues V_{i-1}, V_i et V_{i+1} . On doit donc résoudre en bloc le système de $N-1$ équations non linéaires à $N-1$ inconnues (avec N de l'ordre de 100 à 10000), et on ne peut pas résoudre successivement ces $N-1$ équations.

La méthode de Newton appliquée ici à ce système converge en une dizaines d'itérations avec une précision de 10^{-15} volt, avec un temps calcul très petit, non "mesurable" par l'utilisateur du simulateur. A chaque itération, on résout un système linéaire de $N-1$ équations à $N-1$ inconnues qui font intervenir les relations :

$$\frac{V_{i-1} - 2 \cdot V_i + V_{i+1}}{pas} = \frac{-rho}{epsilon} \quad \text{et les dérivées des termes de ces relations par rapport à } V_{i-1}, V_i \text{ et } V_{i+1}, \text{ y compris ceux qui apparaissent dans la charge volumique rho.}$$

On obtient des courbes $E_c(z)$, et $E_v(z)$ itératives sensiblement différentes des courbes obtenues par le calcul analytique. Le calcul itératif nécessite de partir de valeurs initiales

suffisamment proches de la solution. Le calcul analytique fournit ces valeurs approchées pour le calcul itératif.

La connaissance de $E_c(z)$ permet de trouver tous les autres résultats pour la jonction PN non polarisée.

c - densité d'électrons $n(z)$ et de trous $p(z)$

La densité d'électrons $n(z)$ a pour expression (formule 1-139 p 54, Henry Mathieu, Physique des semi-conducteurs, Dunod 2001) :

$$n(z) = N_c F_{1/2}(\eta) \text{ avec } F_{1/2}(\eta) = (\pi)^{-1/2} \int_0^{\infty} 2 \frac{(\varepsilon^{1/2})/(1+e^{(\varepsilon-\eta)})}{d\varepsilon}$$

$$\text{et } N_c = 2 (2\pi m_c kT)^{3/2} h^3$$

m_c est la masse effective des électrons, k la constante de Boltzmann, T la température en kelvin, h la constante de Planck.

$\eta = (E_F - E_c(z)) / kT$ où E_F est le niveau de Fermi, pris égal à 0 pour la jonction non polarisée, mais qui sera non nul et dépendant de z pour la jonction polarisée.

De même :

$$p(z) = N_v F_{1/2}(-\eta - (E_g / kT))$$

$$\text{avec } N_v = 2 (2\pi m_v kT)^{3/2} h^3$$

m_v est la masse effective des trous et E_g la valeur du gap (séparation entre le minimum d'énergie de la bande de conduction et le maximum d'énergie de la bande de valence).

Tous ces calculs sont effectués rapidement par l'ordinateur à partir des caractéristiques des matériaux introduites et de la connaissance de $E_c(z)$. La fonction $F_{1/2}(\eta)$ est tabulée suite à un calcul fait une fois pour toutes avec le logiciel Maple, et complétée par des développements asymptotiques pour les petites et pour les grandes valeurs de η (Henry Mathieu p 55).

d - densité de donneurs ionisés $N_{di}(z)$ et d'accepteurs ionisés $N_{ai}(z)$

La densité $N_{di}(z)$ a pour expression (formule 1-158 p 61, Henry Mathieu) :

$$N_{di}(z) = N_d / (1 + 2 \exp(E_F - E_c(z) + E_D)) \text{ où } E_D \text{ est l'énergie d'ionisation des donneurs et } N_d \text{ est la concentration de donneurs en m}^{-3} \text{ (dopant N).}$$

La densité $N_{ai}(z)$ des accepteurs ionisés a pour expression :

$$N_{ai}(z) = N_a / (1 + (1/4) \exp(-E_F + E_c(z) - E_g + E_A)) \text{ où } E_A \text{ est l'énergie d'ionisation des accepteurs et } N_a \text{ la concentration des accepteurs introduits (dopant P).}$$

Taux d'ionisation Ndi(z) et Nai(z)

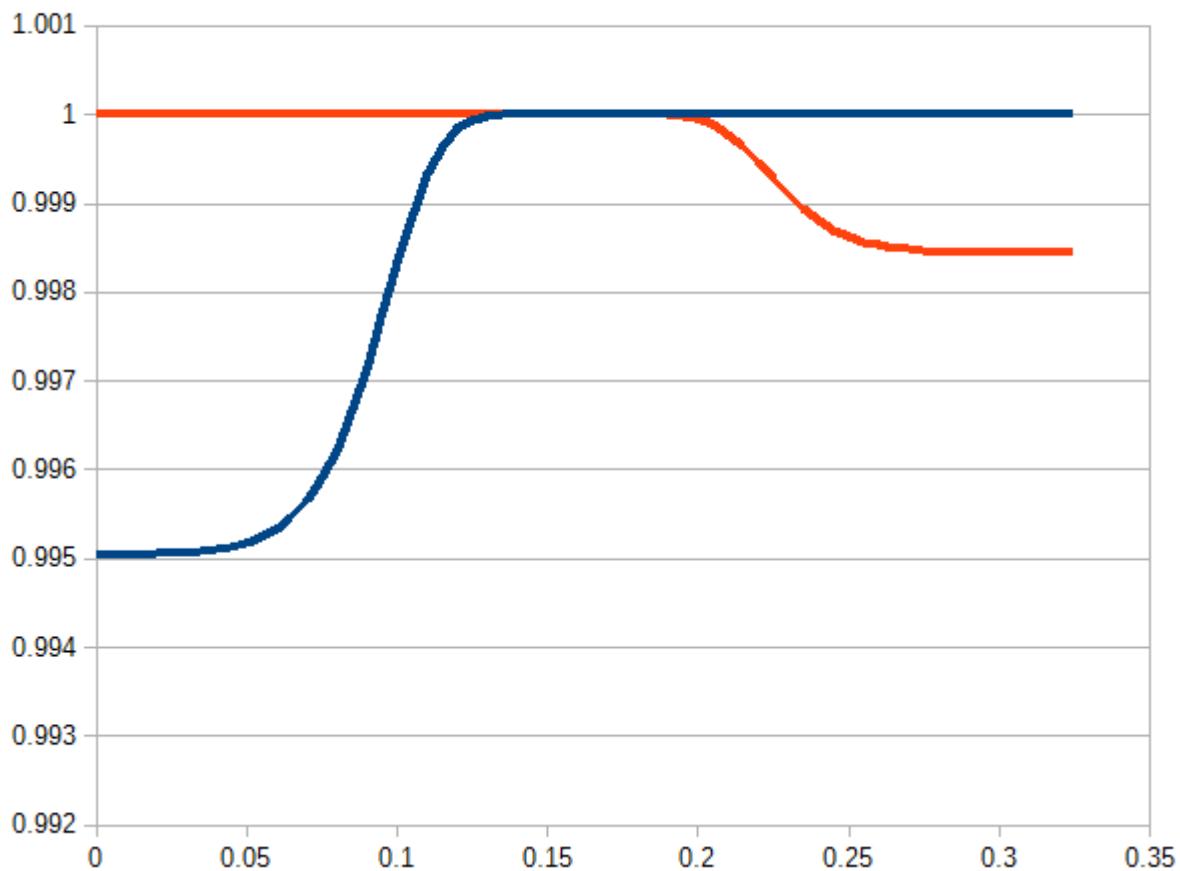


Fig. 2 Taux d'ionisation des dopants (donneurs en rouge, accepteurs en bleu).

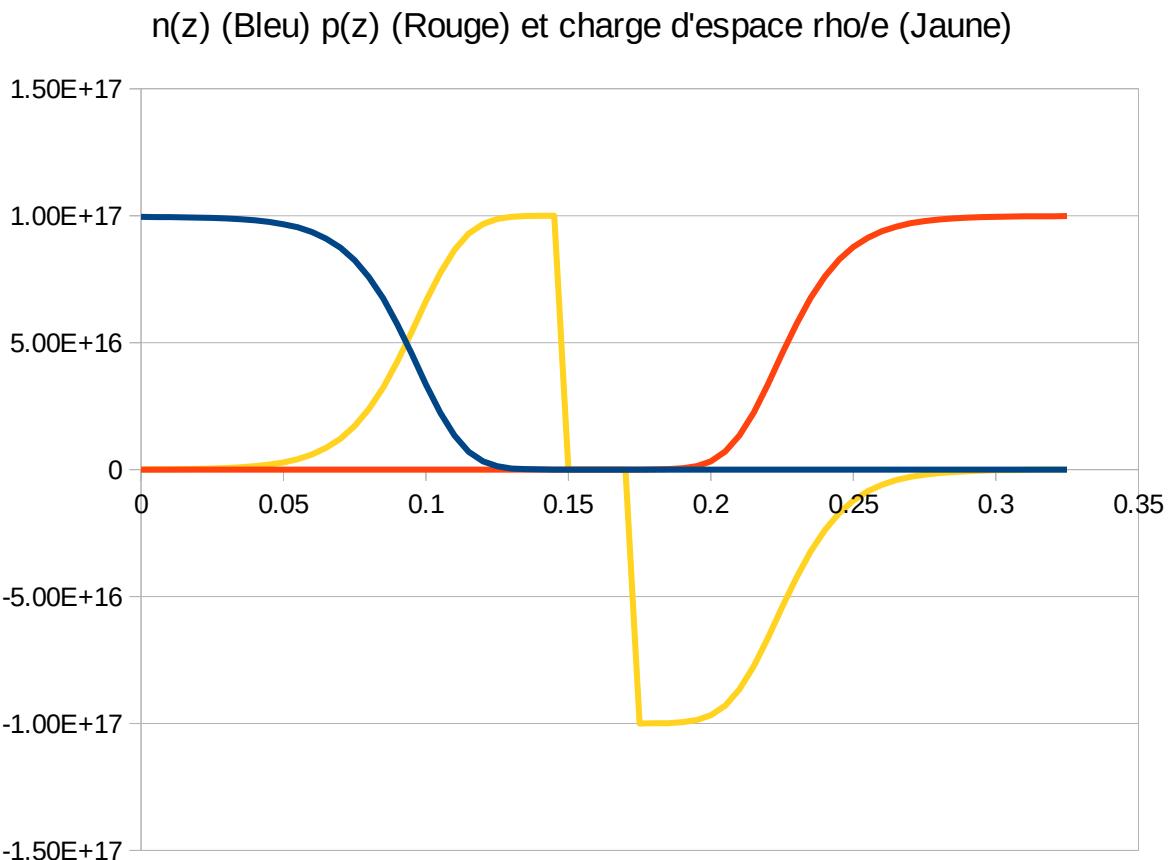


Fig. 3 Les densités de charges calculées de façon itérative s'écartent notablement du modèle abrupt.

e - charge d'espace rho(z)

La charge d'espace est le bilan entre les charges positives $p(z)$ et $N_{di}(z)$ et les charges négatives $n(z)$ et $N_{ai}(z)$:

$\rho(z) = e(p(z) - n(z) + N_{di}(z) - N_{ai}(z))$ où e est la charge élémentaire. $\rho(z)$ apparaît ici comme un résultat, mais c'est également une grandeur qui intervient dans l'équation qui permet de trouver $V(z)$ et $E_c(z)$.

4 - Résultats obtenus pour une jonction polarisée

a - $E_c(z)$, $E_{fn}(z)$, $E_{fp}(z)$

Dans un dispositif polarisé (lorsqu'on lui applique une tension), le niveau de Fermi E_f dépend de la position z . Il y a en général un courant électrique qui apparaît. E_f et la température T sont des paramètres qui décrivent statistiquement les électrons. Les trous obéissent aussi à une description statistique, avec leur niveau de Fermi E_{fp} , a priori différent du niveau de Fermi des électrons qu'on notera de ce fait E_{fn} . On considérera ici que la température des trous est

identique à la température des électrons, elle-même supposée égale à la température du dispositif (cristal). Dans le cas contraire, on parle d'électrons chauds et de trous chauds, qu'on ne considérera pas ici.

La densité de courant d'électron j_n est reliée au niveau de Fermi des électrons E_{Fn} par :

$j_n(z) = \mu_n n(z) d E_{Fn}(z) / dz$ où μ_n est la mobilité des électrons, rapport de leur vitesse moyenne au champ électrique appliqué E . On voit apparaître la dérivée du niveau de Fermi $E_{Fn}(z)$ par rapport à la coordonnée spatiale z : si le niveau de Fermi est constant, j_n est nul (pas de courant). On note aussi que la densité de courant d'électrons est proportionnelle à la densité d'électrons $n(z)$.

De même la densité de courant de trous j_p est reliée au niveau de Fermi de trous E_{Fp} par :

$j_p(z) = \mu_p p(z) d E_{Fp}(z) / dz$ où μ_p est la mobilité des trous, et $p(z)$ est la concentration de trous.

Les densités de courant $j_n(z)$ et $j_p(z)$ varient du fait des recombinaisons entre électrons et trous. La théorie de Shockley - Read - Hall conduit à la valeur R du taux de recombinaison entre électrons et trous :

$R(z) = (n(z) p(z) - n_i^2) / (\tau_p (n(z) - n_t) + \tau_n (p(z) + p_t))$ qui comporte des paramètres ajustables pas forcément faciles à déterminer expérimentalement.

Les équations vérifiées par j_n et j_p sont :

$$d j_n(z) / dz = e R(z) \quad \text{et}$$

$d j_p(z) / dz = -e R(z)$ ce qui conduit à des équations où des dérivées premières et secondes des niveaux de Fermi $E_{Fn}(z)$ et $E_{Fp}(z)$ apparaissent, mélangées à des dérivées secondes de $E_c(z)$ (ou $V(z)$, ce qui est équivalent).

Les inconnues discrétisées aux $N+1$ noeuds sont donc :

$E_{Fn0}, E_{Fp0}, E_{c0}, E_{Fn1}, E_{Fp1}, E_{c1}, \dots, E_{Fn(i)}, E_{Fpi}, E_{ci}, \dots, E_{Fn(N)}, E_{Fp(N)}, E_{c(N)}$ soit

3 ($N+1$) variables, dont les valeurs en 0 et en N sont imposées (conditions aux limites = tension en volt appliquée au dispositif $U = E_{Fn}(N) - E_{Fn}(0) = E_{Fp}(N) - E_{Fp}(0)$, ainsi que E_{c0} et $E_{c(N)}$ prises comme valeurs des matériaux homogènes N et P).

On a alors pour chaque valeur de i trois équations à 9 inconnues du fait des dérivées secondes.

La résolution est un peu plus lourde que pour la jonction non polarisée mais le principe est le même avec la méthode de Newton. Les algorithmes bandec et banbks (Numerical recipes in C, p 54) réalisent la décomposition LU de la matrice de largeur de bande 12 obtenue par la méthode de Newton, et la recherche d'une valeur de plus en plus proche de la solution pour les $3(N-1)$ inconnues $E_{Fn1}, E_{Fp1}, E_{c1}, \dots, E_{Fn(i)}, E_{Fpi}, E_{ci}, \dots, E_{Fn(N-1)}, E_{Fp(N-1)}, E_{c(N-1)}$.

Les 3 équations obtenues pour chaque valeur de i sont les suivantes :

$$-nnd*(efn[i+1]-efn[i-1])*(efn[i+1]-efn[i-1])/4+nnd*(ec[i+1]-ec[i-1])*(efn[i+1]-efn[i-1])/4+nn*(efn[i+1]-2*efn[i]+efn[i-1])/ev-R/ev*pas*pas/mu_n = 0$$

$$-ppd*(efp[i+1]-efp[i-1])*(efp[i+1]-efp[i-1])/4+ppd*(ec[i+1]-ec[i-1])*(efp[i+1]-efp[i-1])/4+pp*(efp[i+1]-2*efp[i]+efp[i-1])/ev+R/ev*pas*pas/mu_p = 0$$

$$ec[i+1]-2*ec[i]+ec[i-1]-rho*pas*pas/epsilon = 0$$

Dans ces équations, nnd est la dérivée de la densité d'électrons nn par rapport au bas de la bande de conduction Ec en joule, ppd la dérivée de la densité de trous pp par rapport à Ec, les niveaux de Fermi efn (pour les électrons) et efp (pour les trous) sont en électron-volt (1 eV = $1,6 \cdot 10^{-19}$ J), ev = $1,6 \cdot 10^{-19}$ est la charge élémentaire du proton, R est le taux de recombinaison Shockley - Read - Hall qui dépend de efn, efp et ec au noeud i, pas est le pas de discréétisation spatial (0,0002 micromètre par défaut), mu_n est la mobilité des électrons et mu_p est la mobilité des trous, rho est la densité de charge nette qui dépend de efn, efp et ec au noeud i et epsilon est la permittivité du matériau (de l'ordre de 12 fois la permittivité du vide pour le silicium, soit $12 * 8.854187817e-12$).

Les résultats obtenus avec les valeurs par défaut du simulateur Silipin, pour une diode NP en silicium sont montrés ci-dessous.

Ec(z) et Ev(z) pour U = -0.09 (J V) U = 0 (Bl Rou) et U = 0.1 volt (Br Bc)

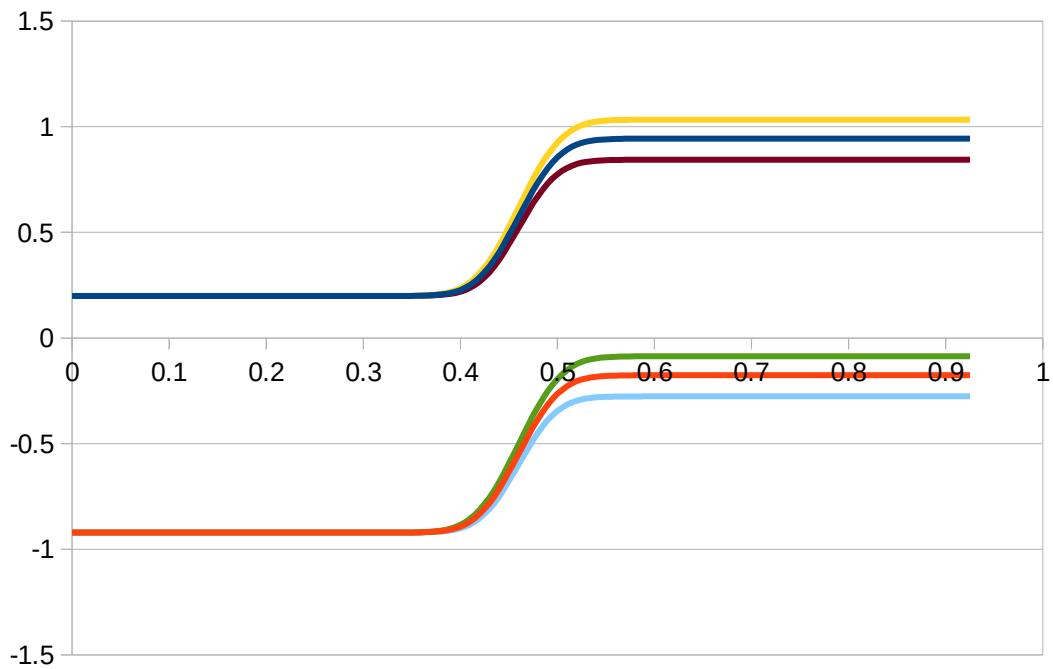


Fig. 4 Une tension négative U = - 0.09 volt appliquée à la zone P (ici à droite) augmente la hauteur de barrière (Jaune et Vert). Une tension positive abaisse la hauteur de barrière (Brun et Bleu clair). Les énergies sont en électron-volt. Les courbes bleue et rouge sont pour U = 0.

$n(z)$ $p(z)$ et $\rho(z)$ pour $U = -0.09$ V (B R J) et $U = 0.1$ V (V Br Bc)

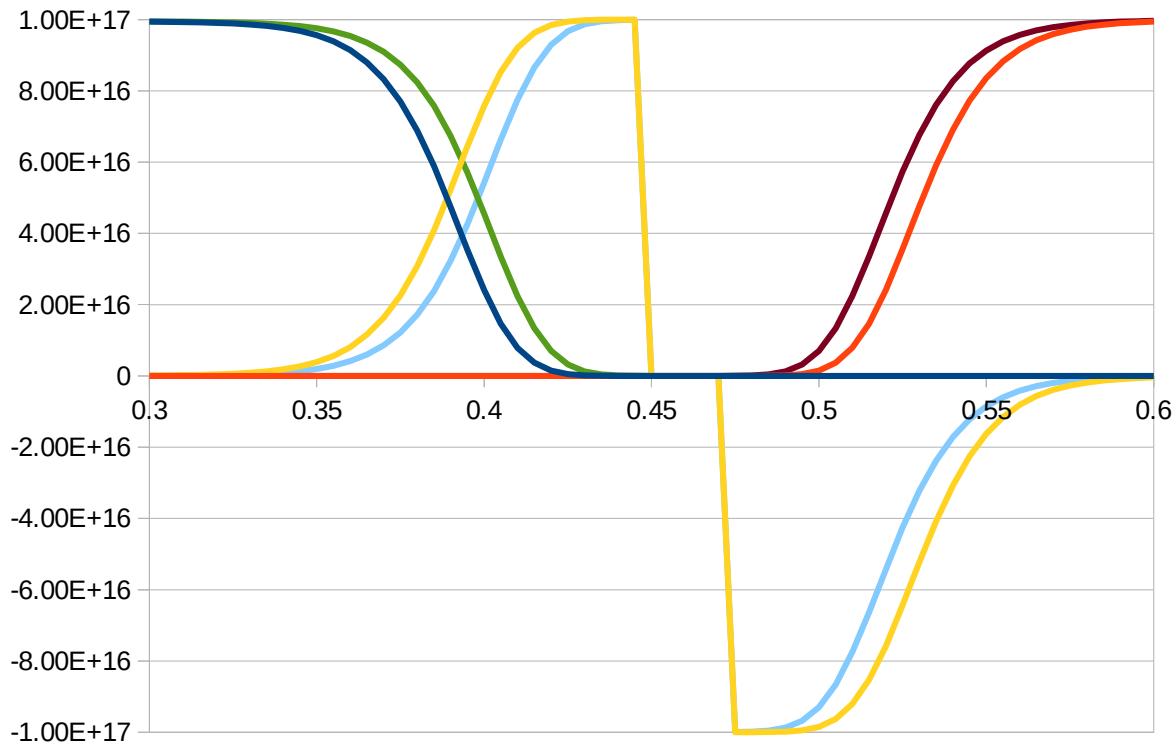


Fig. 5 Une tension négative (inverse) appliquée à la diode augmente la largeur de la zone désertée par les porteurs (entre la courbe bleue foncé et la courbe rouge). Une tension positive (directe) réduit la largeur de la zone désertée par les porteurs (entre la courbe verte et la courbe brune). On le voit également sur les courbes de charge d'espace (Jaune pour $U = -0.09$ volt et Bleue clair pour $U = 0.1$ volt).

$Efn(z)$ et $Efp(z)$ pour $U = -0.09$ V (B R) et pour $U = 0.1$ V (J V)

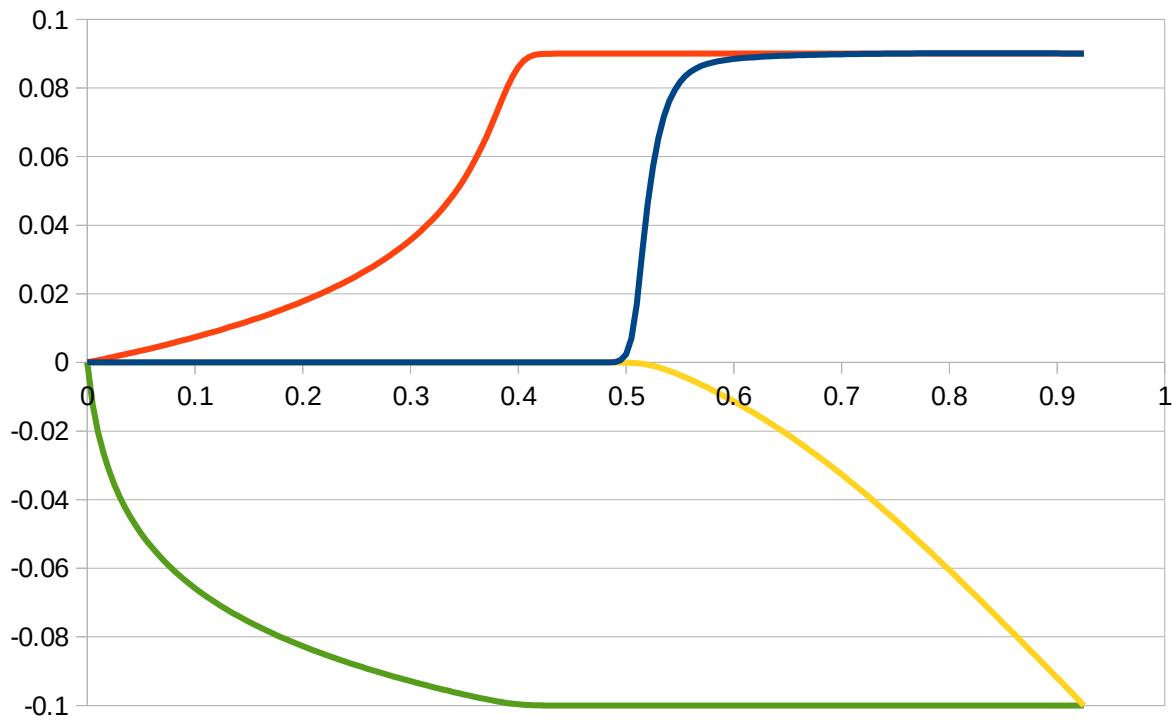


Fig. 6 Niveaux de Fermi des électrons et des trous : Efn pour les électrons (courbe Bleue pour $U = -0.09$ volt et Jaune pour $U = 0.1$ volt). Efp pour les trous (courbe rouge pour $U = -0.09$ volt et Verte pour $U = 0.1$ volt). La tension appliquée U est égale à la différence de eFn en eV entre les deux extrémités. Il en est de même pour eFp .

$j_n(z)$ et $j_p(z)$ tension inverse -0.05 volt

21125 mailles

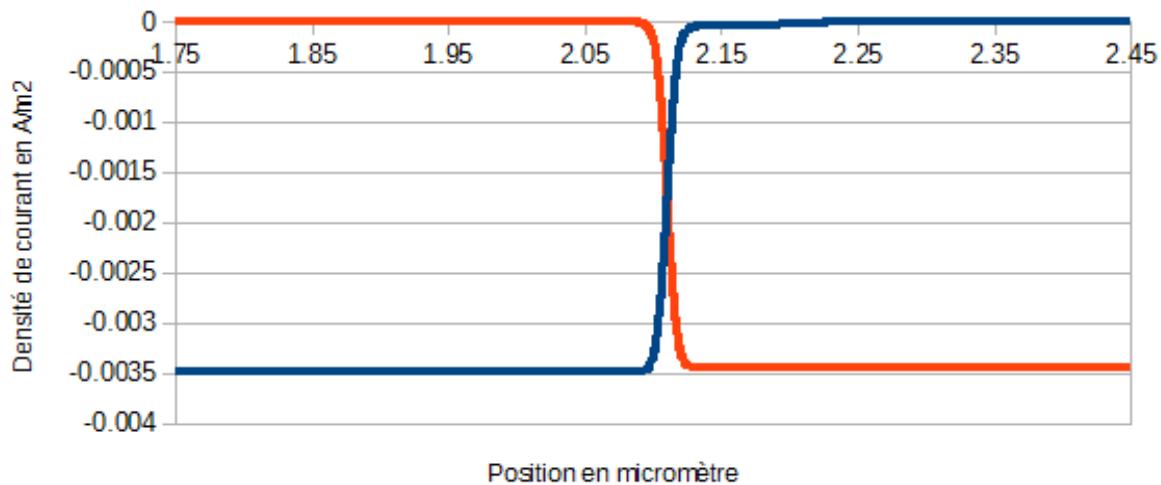


Fig. 7 Densités de courant d'électrons et de trous pour une jonction polarisée en inverse ($U = -0.05$ V). Courant négatif d'électrons dans la zone N et courant négatif de trous dans la zone P. Les électrons et les trous sont générés en très petit nombre à la jonction (courant de fuite de la diode).

densités de courant $j_n(z)$ et $j_p(z)$

21125 mailles $U = 0,1$ volt

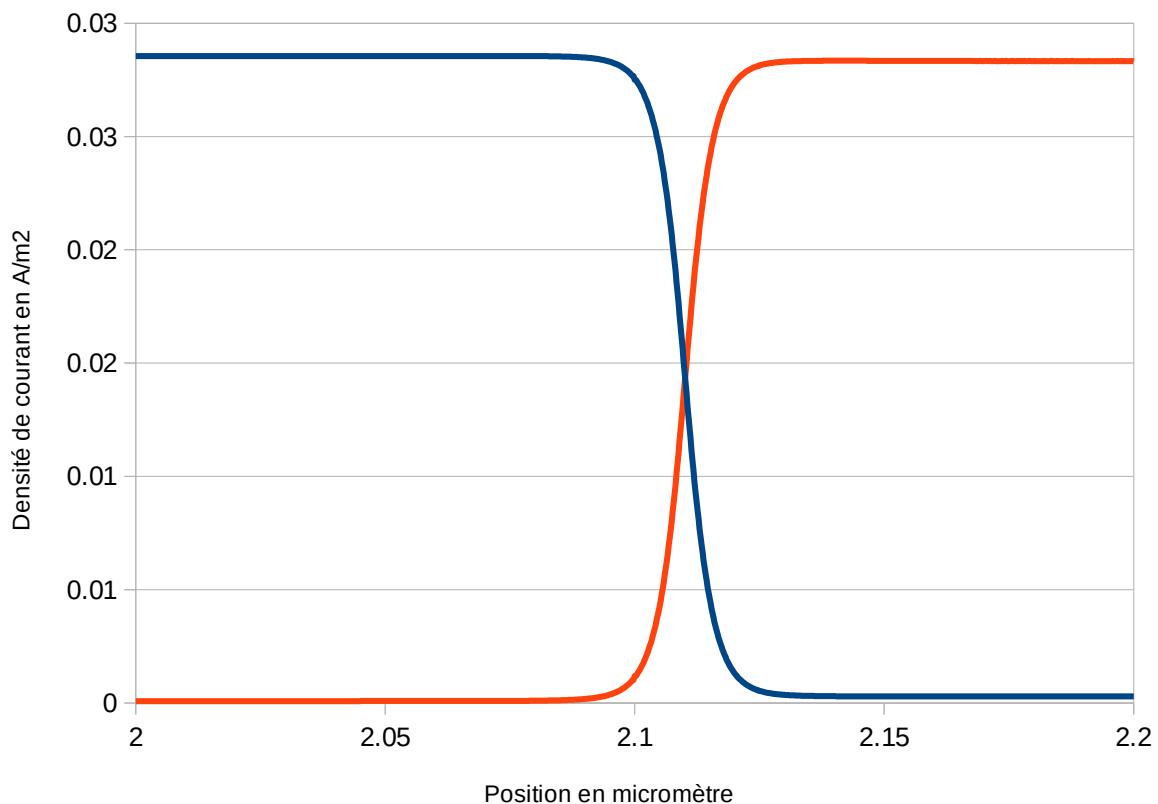


Fig. 8 Densités de courant d'électrons et de trous pour une jonction polarisée en direct ($U = 0,1$ V). Le courant d'électrons, en bleu, est remplacé par un courant de trous, en rouge au passage de la jonction. La densité de courant dans une section de la diode ne dépend pas de la position z , et vaut $j_n(z) + j_p(z)$.

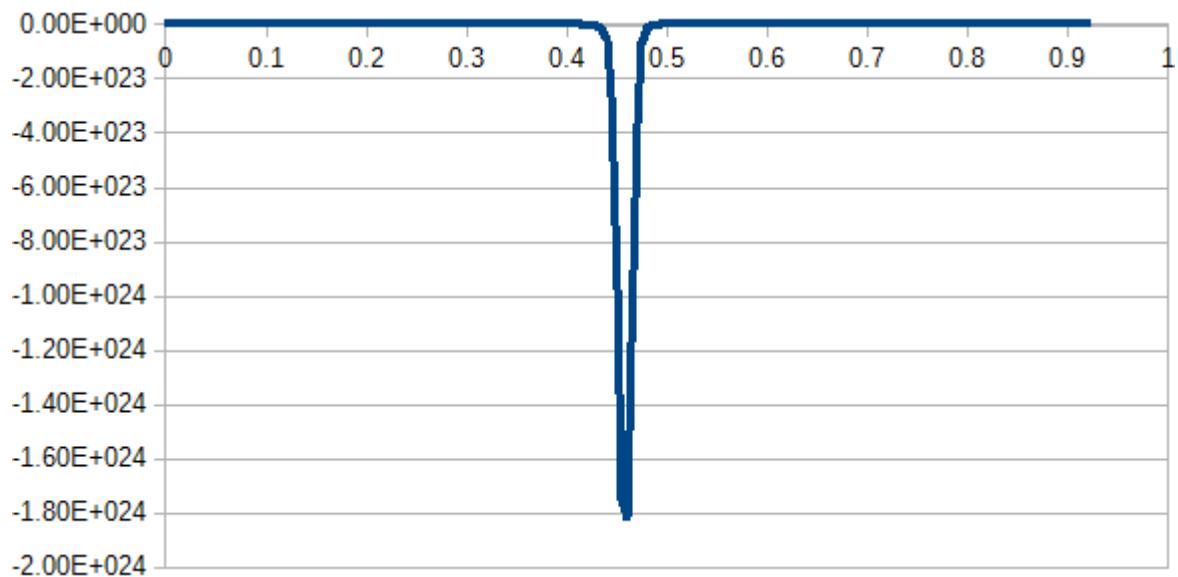


Fig. 9 Taux de recombinaison électron-trou négatif (génération) pour une polarisation inverse de la jonction NP.

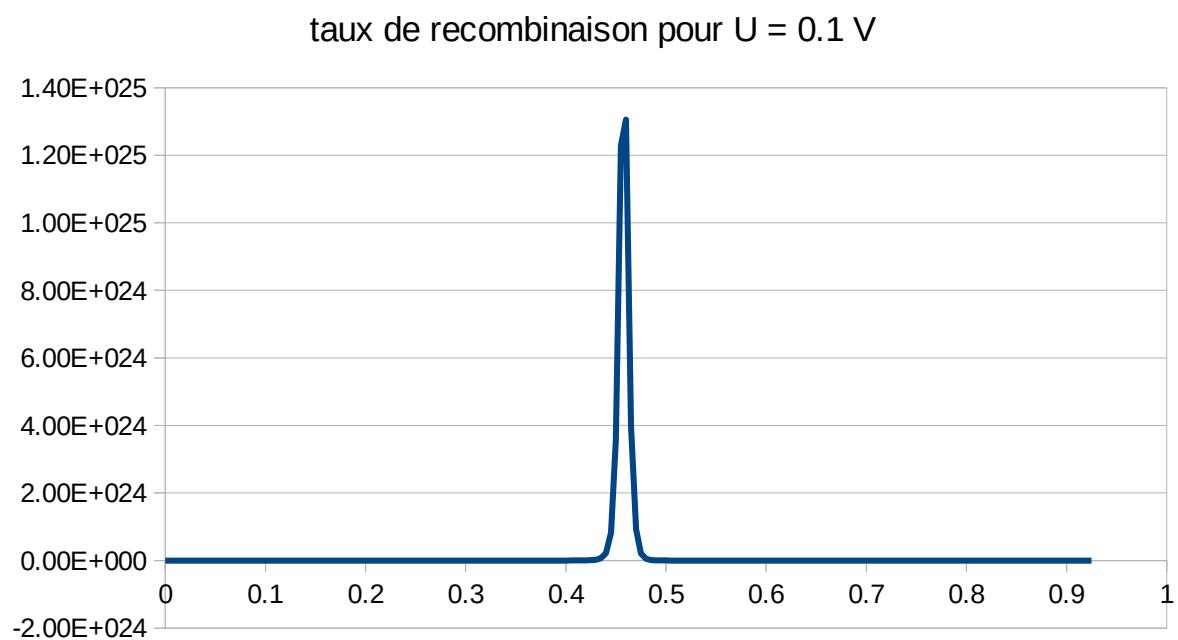


Fig. 10 Taux de recombinaison électron-trou positif pour une jonction polarisée en direct.

Caractéristique $I(V)$ de la jonction PN

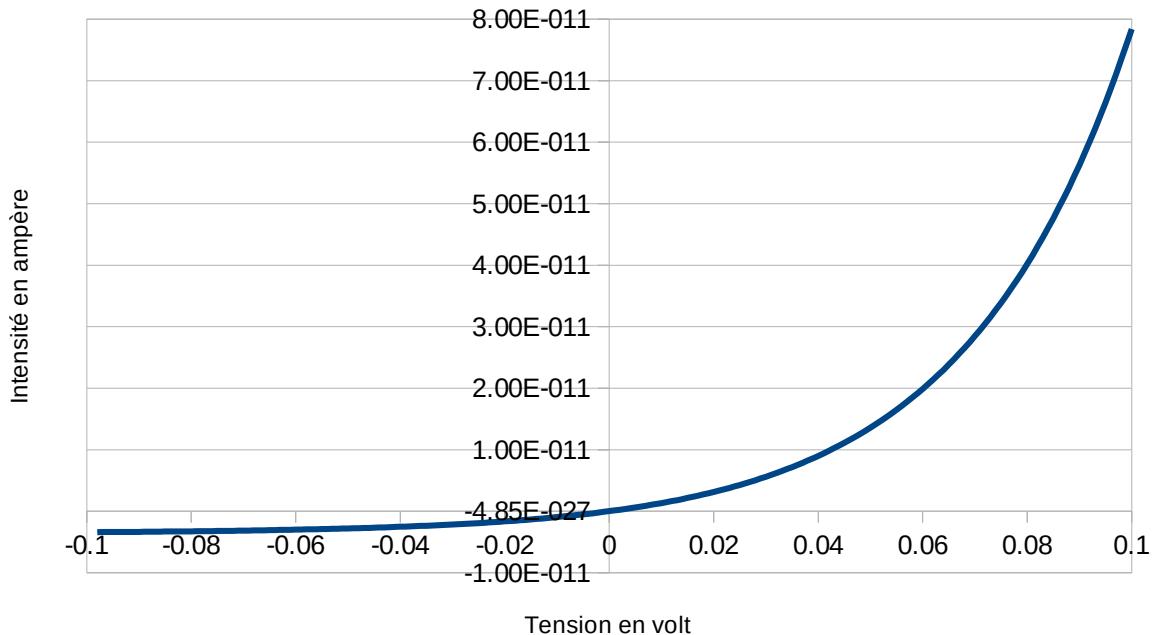


Fig. 11 Observation du comportement redresseur de la jonction PN : un très petit courant circule avec une polarisation inverse et un courant beaucoup plus important pour une polarisation directe. L'intensité est proportionnelle à l'aire de la jonction, ici 10^{-8} m^2 .

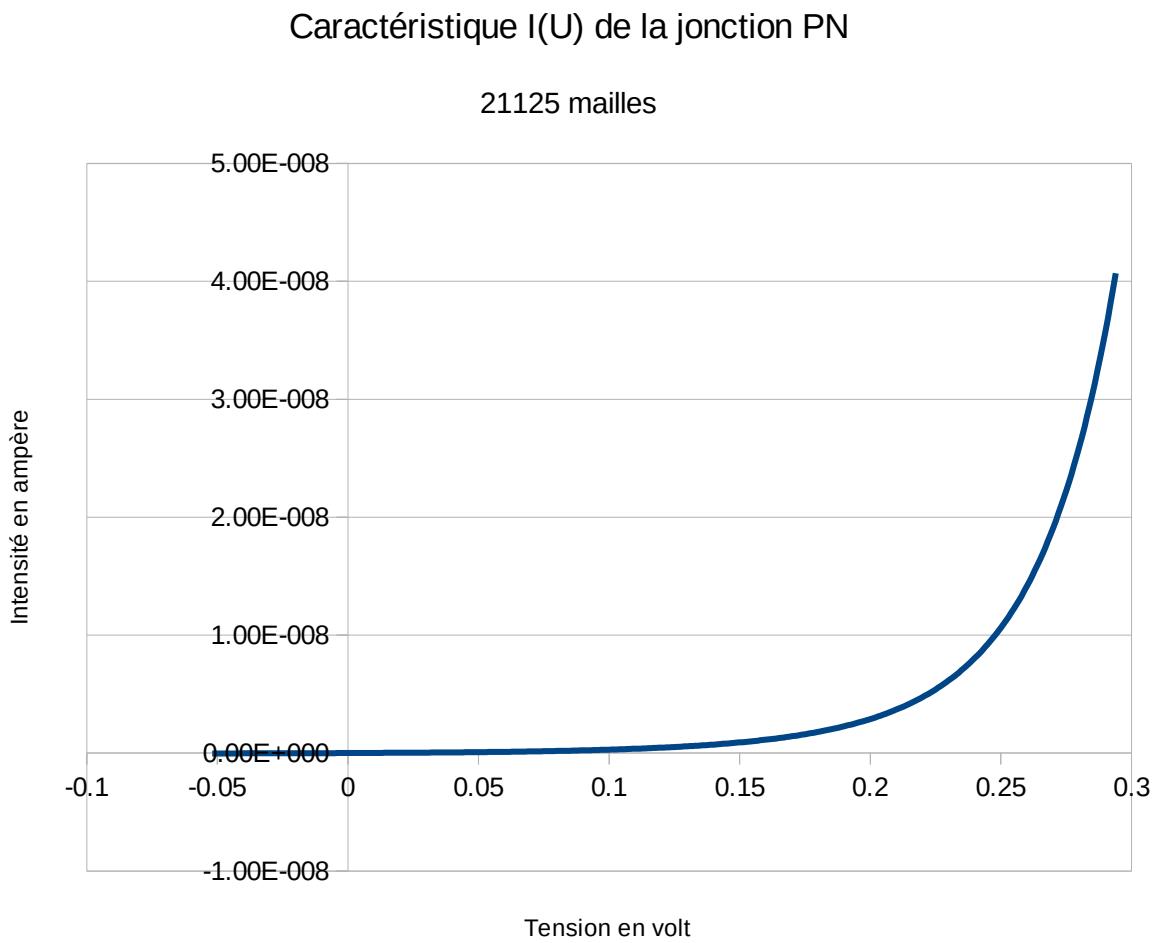


Fig. 12 Même caractéristique de la jonction PN en poursuivant le calcul jusqu'à $U = 0.294$ volt

5 - Conclusion

Le choix de la méthode de résolution par différences finies plutôt que par éléments finis a un caractère pédagogique, pour ne pas introduire un niveau d'abstraction supplémentaire. La manipulation des différents paramètres dans le simulateur Silipin permet de comprendre et d'illustrer les phénomènes physiques qui se produisent dans un composant tel qu'une diode. La modification du code source de cette page html par l'utilisateur peut permettre d'étendre cet exemple à des dispositifs voisins, comme une photo-diode, une LED, un transistor, un thyristor, ... en analysant les processus supplémentaires qui se déroulent dans ces dispositifs. De nombreuses améliorations seront par ailleurs apportées à cette page de calcul.