

Processus de conduction par multi-piégeage et saut des électrons dans les semi-conducteurs désordonnés

Souad Tobbèche^{1*} et Amar Merazga²

¹ Laboratoire des Matériaux Semi-Conducteurs et Métalliques
Département de Génie Electrique, Faculté des Sciences et de la Technologie
Université Mohamed Khider, B.P. 145, Biskra, Algérie

² Physic Department de Physique, Faculté des Sciences,
King Khaled University, 'KKU', PO Box 3236, Abha, Arabie Saoudite

(reçu le 30 septembre 2010 – accepté le 25 Mars 2011)

Abstract - *In this paper, we study the phototransport properties of disordered semiconductors by simulation. We have simulated numerically the transient photoconductivity (TPC) which takes into account the multiple trapping transitions to describe conduction in extended states and the hopping transitions to describe conduction in localised states. We have developed a model which joins together the multiple trapping and hopping transport mechanisms. It is formed by continuity equations in transient state and these equations were solved numerically to calculate transient photoconductivity. The TPC results obtained for low temperatures in hydrogenated amorphous silicon a-Si:H are in excellent agreement with the predictions of the Monroe's analysis on the thermalisation of the charge carriers and transport in exponential distribution of localised states. We also used the simulation to study the relative contributions of extended state conduction with multiple trapping and hopping conduction through the localized states on transient photoconductivity for various densities of localized states in disordered semiconductors.*

Résumé - *Ce travail porte sur l'étude des propriétés de phototransport dans les semiconducteurs amorphes. Cette étude est faite par simulation numérique de la photoconductivité en régime transitoire qui repose sur les deux mécanismes de transport: le processus de multi-piégeages ('multiple trapping') des électrons à travers les états étendus et le processus de saut ('hopping') des porteurs de charges à travers les états localisés de la queue de bande de conduction. Nous avons développé un modèle sous forme d'équations de continuité en régime transitoire et qui réunit les deux mécanismes de transport de 'multiple trapping' et de saut. Ces équations ont été résolues numériquement pour calculer la photoconductivité transitoire (PCT). Les résultats obtenus de la PCT pour les basses températures dans le silicium amorphe hydrogéné a-Si:H sont en excellent accord avec les prédictions qui découlent de l'analyse de Monroe sur la thermalisation des porteurs de charges et le transport dans une distribution des états localisés de forme exponentielle. Nous avons utilisé la simulation pour étudier les contributions relatives aux deux processus de conduction par 'multiple trapping' et saut dans la PCT pour différentes densités des états des semiconducteurs désordonnés.*

Mots clés: a-Si:H - Multiple trapping – Hopping – Phototransport.

1. INTRODUCTION

La photoconductivité joue un rôle très important dans l'étude des semiconducteurs amorphes. Elle n'implique non seulement les processus de génération, recombinaison et piégeage des porteurs de charges mais aussi les différents mécanismes de transport soit

* souad_tobbeche@yahoo.fr

la conduction par le processus de 'multiple trapping' à travers les états étendus ou le processus de saut à travers les états localisés des queues de bandes.

Plusieurs modèles de transport ('multiple trapping', saut) dépendent de la température et de la distribution des états des défauts dans ce type de matériau. Les mécanismes de transport de porteurs de charge dépendent sensiblement de la température et de la densité des états localisés. Aux températures suffisamment hautes et/ou à la densité des états localisés faible, les porteurs de charges se déplacent dans les bandes des états étendus. Quand la température est suffisamment basse et/ou la densité des états localisés est haute, le transport est contrôlé par saut des porteurs dans les états localisés.

Plusieurs études analytiques [1-4] ont été développées sur les propriétés de transport par les deux processus de conduction de saut et de 'multiple trapping' dans lesquelles on détermine le processus de conduction le plus dominant. Ces études se sont concentrées principalement sur des distributions des états de queue de bande de forme exponentielle pour simplifier l'analyse.

Marshall [5, 6] a étudié la photoconductivité en régime transitoire en considérant le mécanisme de conduction des porteurs par saut dans une queue de bande de forme exponentielle. Cette étude est effectuée par simulation numérique en utilisant les techniques de Monte-Carlo.

Main *et al.* [7] ont également utilisé l'approche décrite par Marshall [5, 6] et ont considéré les deux processus de transport de saut et de 'multiple trapping' pour étudier par simulation numérique la photoconductivité en régime transitoire 'PCT', dans les semi-conducteurs amorphes en utilisant une méthode numérique de la matrice de Markov.

Ce travail est une étude par simulation numérique de la photoconductivité en régime transitoire dans les semi-conducteurs désordonnés en général et dans le silicium amorphe hydrogéné a-Si:H en particulier. Nous avons développé un modèle qui réunit les deux mécanismes de transport de 'multiple trapping' et de saut dans une simulation numérique de la photoconductivité qui tient compte, des conditions de température et de la densité des états en mode transitoire.

Le modèle est basé sur la recombinaison dans les états des queues de bandes et des liaisons pendantes. Il prend en considération les transitions de 'multiple trapping' pour décrire la conduction dans les états étendus et les transitions de saut des porteurs dans les états de queue de bande pour décrire la conduction dans les états localisés.

La structure électronique du a-Si:H est modélisée par une densité des états des liaisons pendantes calculée selon le modèle de 'defect pool', 'MDP' [8, 9] et deux densités des états de la queue de bande de conduction, 'QBC' et de valence, 'QBV' de formes exponentielles.

Les résultats obtenus de la PCT pour les basses températures sont en excellent accord avec les prédictions qui découlent de l'analyse de Monroe sur la thermalisation des porteurs de charges et le transport dans une distribution des états localisés de forme exponentielle.

Nous avons aussi utilisé notre programme de simulation pour étudier les contributions relatives aux deux processus de conduction par 'multiple trapping' et saut dans la PCT pour différentes densités des états localisés de la QBC dans les semi-conducteurs désordonnés.

2. SIMULATION DE LA PHOTOCONDUCTION TRANSITOIRE

La procédure de simulation de la photoconduction transitoire ‘PCT’ est exactement pareille à celle que nous avons détaillée dans l’article portant sur la simulation de la photoconductivité en régime stationnaire [10].

La densité des états que nous avons utilisée dans notre modèle est représentée sur la figure 1.

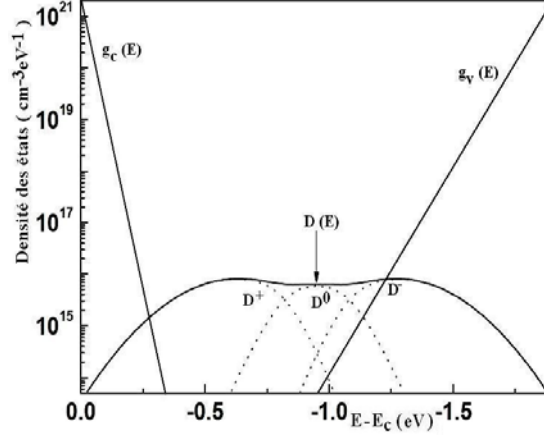


Fig. 1: Densité des états du a-Si:H intrinsèque ($E_F = -0.9V$) calculée à partir du modèle ‘defect pool’

La queue de bande de conduction ‘QBC’ et la queue de bande de valence ‘QBV’ prennent des formes exponentielles et leurs densités des états respectivement $g_c(E)$ et $g_v(E)$.

$$g_c(E) = G_c \times \exp\left(\frac{E - E_c}{k_B T_c}\right) \text{ et } g_v(E) = G_v \times \exp\left(\frac{E_v - E}{k_B T_v}\right) \quad (1)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, G_c (G_v) la densité des états au niveau E_c (E_v) et $k_B T_c$ ($k_B T_v$) l’énergie caractéristique de la ‘QBC’ (QBV). Les paramètres des queues de bandes $T_c = 310K$, $T_v = 550K$ et $G_c = G_v = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ sont choisis en accord avec les valeurs qu’on trouve dans la littérature. La distribution des états des liaisons pendantes est calculée par le modèle de ‘defect pool’ [8, 9]:

$$D(E) = \xi \left(\frac{2}{f^0(E)} \right)^{k_B T^*/2E_{v0}} \times P \left(E + \frac{\sigma^2}{2E_{v0}} \right) \quad (2)$$

Avec

$$\xi = \left(\frac{G_v 2E_{v0}^2}{(2E_{v0} - k_B T^*)} \right) \left(\frac{H}{N_{SiSi}} \right)^{k_B T^*/4E_{v0}} \times \exp \left(\frac{-1}{2E_{v0}} \left(E_p - E_v - \frac{\sigma^2}{4E_{v0}} \right) \right)$$

$P(E)$ est la distribution de forme gaussienne avec σ et E_p , qui sont respectivement la largeur et la position du pic dans le gap. $E_{v0} = k_B \times T_v$ est la largeur de la QBV. H et N_{SiSi} sont respectivement les concentrations totales de l'hydrogène et du silicium, et T^* est la température à l'équilibre. Les distributions des différents états défauts chargés (état neutre ou occupé par un électron D^0 , état chargé positivement ou inoccupé D^+ et état chargé négativement ou doublement occupé D^-) sont données par:

$$D^0(E) = D(E) \times f^0(E) \quad (3)$$

$$D^+(E) = D(E) \times f^+(E) \quad (4)$$

$$D^-(E) = D(E) \times f^-(E) \quad (5)$$

Avec f^0 , f^+ et f^- , les fonctions d'occupation des états des liaisons pendants à l'équilibre thermique [11], le niveau de Fermi, E_F , à 0.9 eV en dessous de E_c , est déterminé par la résolution de l'équation de neutralité de charge. La condition de neutralité de charges est vérifiée pour chaque instant pendant la simulation.

Les paramètres utilisés pour le calcul de la densité des états sont groupés dans le **Tableau 1**.

Tableau 1: Paramètres utilisés dans le calcul de la densité d'états

Paramètres	Valeur	Paramètres	Valeur
E_g (eV)	1.9	N_{SiSi} (cm ⁻³)	2×10^{23}
G_v (cm ⁻³ eV ⁻¹)	2×10^{21}	H (cm ⁻³)	5×10^{21}
T_v (K)	555	U (eV)	0.2
σ (eV)	0.19	T^* (K)	500
$E_c - E_p$ (eV)	0.63	T_c (K)	310
E_{v0} (meV)	47.4	G_c (cm ⁻³ eV ⁻¹)	2×10^{21}

Le modèle en régime transitoire est décrit par les équations de continuité pour les électrons et les trous libres n et p en E_c et E_v :

$$\frac{dn}{dt} = \sum_i R e_{T,i}^n + R e_{D,i}^n - \sum_i R c_{T,i}^n + R c_{D,i}^n \quad (6a)$$

$$\frac{dp}{dt} = \sum_i R e_{T,i}^p + R e_{D,i}^p - \sum_i R c_{T,i}^p + R c_{D,i}^p \quad (6b)$$

et 4 N équations, à chacun des N niveaux d'énergie E_i ($i=1, \dots, N$) à travers le gap, pour 4 N densités de porteurs de charges piégés, n_i (électrons piégés dans la QBC), p_i

(trous piégés dans la QBV), N_i^+ (trous occupant les états D^0) et N_i^- (électrons occupant les états D^0):

$$\frac{dn_i}{dt} = R c_{T,i}^n - R e_{T,i}^n + R_{hi,i}^n - R_{h0,i}^n \quad (7a)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = R c_{T,i}^p - R e_{T,i}^p \quad (7b)$$

$$\frac{dN_i^+}{dt} = R c_{D,i}^n - R e_{D,i}^n \quad (8a)$$

$$\frac{dN_i^-}{dt} = R c_{D,i}^p - R e_{D,i}^p \quad (8b)$$

Les densités de porteurs de charges sont obtenues par la résolution numérique de $4N + 2$ équations non linéaires en utilisant des méthodes numériques appropriées et ces densités de porteurs de charges doivent satisfaire l'équation de neutralité de charges:

$$p + \sum_i p_i + \sum_i N_i^+ - n - \sum_i n_i + \sum_i N_i^- = 0 \quad (9)$$

Les taux de 'multiple trapping' $R c_{T/D,i}^{n/p}$ et $R e_{T/D,i}^{n/p}$ sont associés à la capture des électrons et des trous par les états de queues de bandes et à l'émission des électrons et des trous à partir des états de queues de bandes du niveau E_i , ils sont souvent ceux utilisés dans la simulation conventionnelle de la PCT où les transitions par saut sont négligées [12, 13].

Les taux de saut $R_{hi,i}^n$ et $R_{h0,i}^n$, liés à la densité des électrons piégés n_i , représentent le saut des électrons vers les états de la QBC du niveau E_i ou le saut des électrons à partir des états de la QBC du niveau E_i , ils sont exprimés en termes provenant de la théorie de saut aux plus proches voisins dans les semi-conducteurs amorphes [14]. Dans cette approche, le transport est décrit par une simple transition de saut du niveau E_i vers le niveau E_j avec le taux [14-16]:

$$\Gamma_{i,j} = v_0 \left(\frac{g_c(E_j)}{G_T} \right) \times \exp\left(-\frac{2R_{i,j}}{a} \right) \quad \text{si } E_i \geq E_j \quad (10a)$$

$$\Gamma_{i,j} = v_0 \left(\frac{g_c(E_i)}{G_T} \right) \times \exp\left(-\frac{2R_{i,j}}{a} \right) \times \exp\left(-\frac{E_j - E_i}{k_B T} \right) \quad \text{si } E_i < E_j \quad (10b)$$

Pour un saut vers le bas, $G_T = \int_{E_v}^{E_i} g_c(E) dE$ est la densité totale des états plus profonds que le niveau E_i de la QBC. Pour un saut vers le haut, $G_T = \int_{E_v}^{E_j} g_c(E) dE$ est la densité totale des états plus profonds que le niveau E_j de la QBC. v_0 est la fréquence de saut 'attempt to hop frequency' et a la longueur de localisation.

$g_c(E_j)/G_T$ dans l'équation (10a) et $g_c(E_i)/G_T$ dans l'équation (10b) sont des facteurs de poids statistiques de la probabilité de saut entre deux niveaux E_i et E_j dans un volume donné. $R_{i,j}$, la distance correspondante au saut d'un électron situé au niveau E_i vers un niveau plus proche voisin E_j est donnée par [4, 14-15]:

$$R_{i,j} = \{(4\pi/3) G_T\} \quad (11)$$

Avec G_T , défini précédemment, par un intégral dépendant du saut vers le haut ou vers le bas à partir du niveau E_i . Le taux de saut total au delà du niveau E_i est $R_{h0,i}^n = n_i \times \sum_j \Gamma_{i,j}$ et la photoconductivité de saut au niveau E_i , en tenant compte de la relation d'Einstein [14], est donnée par:

$$\sigma_h(E_i) = \frac{e^2}{6k_B \times T} (R_{i,j})^2 \times R_{h0,i}^n \quad (12)$$

La photoconductivité de saut totale est donc,

$$\sigma_h(t) = \frac{e^2}{6k_B \times T} \sum_i (R_{i,j})^2 \times R_{h0,i}^n \quad (13)$$

Le processus de 'multiple trapping' des électrons et des trous libres par les états des queues de bandes contribuent à la photoconductivité par la relation connue suivante:

$$\sigma_{MT}(t) = e [\mu_n n(t) + \mu_p p(t)] \quad (14)$$

où μ_n (μ_p) est la mobilité de l'électron (trou) libre et e la charge de l'électron. La PCT totale est simplement la somme des composantes de la photoconductivité par 'multiple trapping' et la photoconductivité par saut.

$$\sigma_{ph}(t) = \sigma_h(t) + \sigma_{MT}(t) \quad (15)$$

Le **Tableau 2** illustre les valeurs des paramètres utilisées dans la simulation de la PCT.

Tableau 2: Paramètres de la simulation de la PCT

Paramètres	Valeur	Paramètres	Valeur
$N_c = N_v \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	10^{20}	$a \text{ (cm)}$	5×10^{-7}
$C_n^0 = C_p^0 \text{ (cm}^3\text{s}^{-1}\text{)}$	8.5×10^{-8}	$C_n^+ = C_p^- \text{ (cm}^3\text{s}^{-1}\text{)}$	3×10^{-7}
$C_n^c = C_p^v \text{ (cm}^3\text{s}^{-1}\text{)}$	5×10^{-8}	$C_p^c = C_n^v \text{ (cm}^3\text{s}^{-1}\text{)}$	5×10^{-9}
$\mu_n \text{ (cm}^2\text{s}^{-1}\text{V}^{-1}\text{)}$	10	$\mu_p \text{ (cm}^2\text{s}^{-1}\text{V}^{-1}\text{)}$	0.3
$\nu_0 \text{ (s}^{-5}\text{)}$	2×10^{12}		

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans notre simulation de la PCT, nous avons considéré deux cas de transport: le transport par le processus de ‘multiple trapping’ seul (MT-seul) et le transport par les deux processus de ‘multiple trapping’ et de saut (‘hopping’) se déroulant simultanément (MT+saut).

La PCT dans le cas MT-seul, est calculée en attribuant la valeur zéro à la fréquence de saut ν_0 ($\nu_0 = 0$) dans le modèle et le programme de simulation fonctionne en mode MT-seul.

Pour savoir lequel des deux cas de transport domine la photoconductivité, nous avons tracé dans la figure 2, la photoconductivité (σ_{ph}) et ces deux composantes (σ_{MT} , σ_h) correspondantes au mode de ‘multiple trapping’ associé au processus de saut et la photoconductivité σ_{MT-s} relative au mode ‘multiple trapping’ seul pour une excitation optique $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, et une température $T = 90 \text{ K}$.

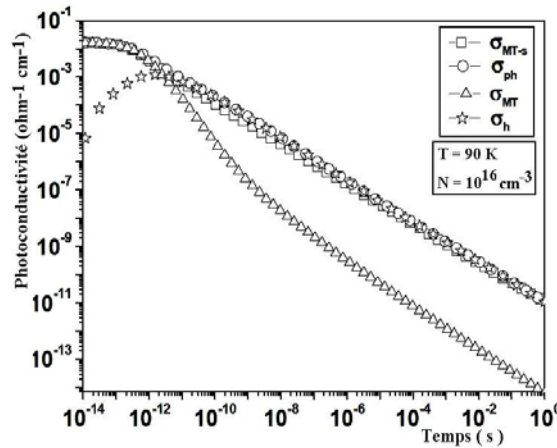


Fig. 2: Courbes de la PCT simulée à $T = 90 \text{ K}$ dans les deux cas de transport MTseul et MT+saut

Rappelons que la photoconductivité σ_{ph} est la somme de deux composantes σ_{MT} et σ_h : $\sigma_{ph} = \sigma_{MT} + \sigma_h$. Et où σ_{MT} est la photoconductivité des porteurs libres résultante du mécanisme de ‘multiple trapping’ et σ_h est la photoconductivité de saut.

On remarque que la PCT totale σ_{ph} et la PCT σ_{MT-s} sont superposées sur toute la gamme de temps considéré (10^{-14} -1s). Le transport de saut n'a pas d'influence sur la forme et la grandeur des deux courbes. On peut conclure que la PCT due au transport de saut et celle correspondante au processus de MT sont similaires pour une densité des états de la QBC de forme exponentielle.

Ce résultat est identique à celui trouvé par Silver *et al.* [17] et Marshall [5, 6] qui ont utilisé dans leur simulation la méthode de Monte Carlo. La PCT commence presque constante du fait que les porteurs se trouvent totalement aux niveaux des états étendus.

A partir de $t = 6 \times 10^{-13}$ s, la PCT décroît suivant une loi de puissance $t^{\alpha_c - 1}$, telle que $\alpha_c = T / T_c = 0.29$ est le paramètre de dispersion. Ce comportement de la PCT est identique à celui prévu par le modèle de l'énergie de thermalisation ou le modèle de 'multiple trapping' seul dans une QBC de forme exponentielle [1, 2].

A partir de $t = 6 \times 10^{-13}$ s, on remarque l'effet du processus de saut; la composante liée aux électrons libres σ_{MT} diminue par rapport à la photoconductivité due au processus de MT-seul σ_{MT-s} , de plus toutes les courbes sont parallèles et décroissent suivant la même loi de puissance $t^{\alpha_c - 1}$ au delà de l'instant $t = 5 \times 10^{-13}$ s.

D'après l'analyse de Monroe [3] qu'il a effectuée sur l'étude du transport par saut des porteurs de charges dans une queue de bande de forme exponentielle, il expliquait le mécanisme de saut de la façon suivante: les porteurs s'accumulent dans les états profonds où ils ont des taux de saut lents et n'effectuent pas de saut.

La majorité des porteurs se concentre dans les états proches du niveau de démarcation des électrons E_d qui diminue avec le temps. E_d représente l'énergie du maximum de la densité de la charge, il est donné par l'équation suivante:

$$E_d = kT_c \ln(8\alpha^3 / (kT_c G_c)) - 3kT_c \ln[\ln(v_0 t)] \quad (16)$$

L'équation (16) correspondante à l'énergie de démarcation s'applique dans le cas du transport de saut vers le bas pour les instants $t < \tau_s$. Monroe a suggéré que la thermalisation doit être dominée par un saut vers le bas jusqu'à l'instant $\tau_s = v_0^{-1} \exp(3T_c / T)$ appelé le temps de ségrégation.

Pour les instants $t > \tau_s$, la majorité des porteurs se concentre autour d'une énergie de thermalisation de la forme:

$$E_{th} = -kT \ln(v_{typ} t) \quad (17)$$

$v_{typ} = \tau_s^{-1} \exp(-E_t / kT)$, la fréquence du saut typique est appropriée pour le saut vers le haut avec un chemin de transport de saut dominant. Monroe a prévu que ce chemin est centré autour d'un niveau de transport E_t défini par:

$$E_t = kT_c \ln(8\alpha^3 / (27kT_c G_c)) - 3kT_c \ln(T_c / T) \quad (18)$$

Le développement d'un tel chemin de conduction dominant à l'intérieur des états localisés est illustré dans la figure 3. Elle montre la variation en fonction du temps, de la position du pic de la photoconductivité de saut.

Le saut des électrons vers le bas entraîne un déplacement du pic de la photoconductivité qui débute à 7×10^{-13} s et va jusqu'à 10^{-5} s. Après cet instant, une énergie de transport constante ($E_t = -0.17$ eV) s'établit et garde cette profondeur dans le gap par la suite.

En effet, comme il a été prévu par l'analyse de Monroe, le niveau de transport, exprimé donc par l'équation (18) est égal à (-0.18 eV). Cette valeur est en excellent accord avec le niveau de transport simulé (-0.17 eV) pour les instants supérieurs à 10^{-5} s.

Ce résultat est aussi en excellent accord avec une étude par simulation de la PCT dans les semi-conducteurs amorphes réalisée par Main *et al.* [7].

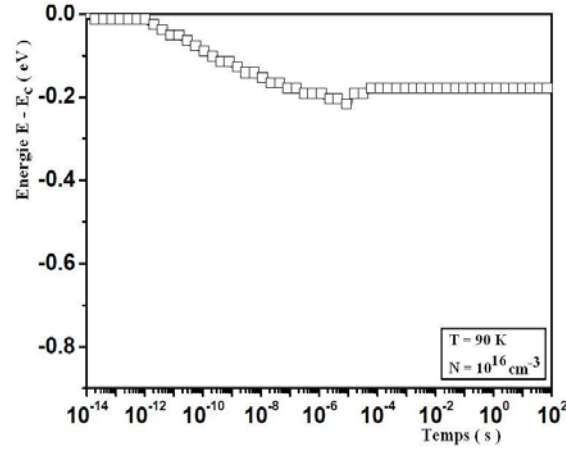


Fig. 3: Variation de la position de l'énergie de transport correspondante au pic de la photoconductivité de saut avec le temps pour $T = 90$ K

La figure 4 montre l'évolution avec le temps de la position du pic de la charge électronique. Cette courbe est comparée avec les valeurs prévues par Monroe pour une queue de bande de forme exponentielle. Ces valeurs correspondent au niveau de démarcation E_d pour les instants $t < \tau_s$ ($\tau_s = 10^{-8}$ s) et le niveau de thermalisation E_{th} pour $t > \tau_s$ (équations (16) et (17)). De plus, nous avons représenté, l'évolution avec le temps, de la position du pic de la charge qui est aussi comparée avec la courbe illustrant la variation du niveau de thermalisation $E_{th} = -kT \ln(v_0 t)$, dans le cas du transport de MT seul.

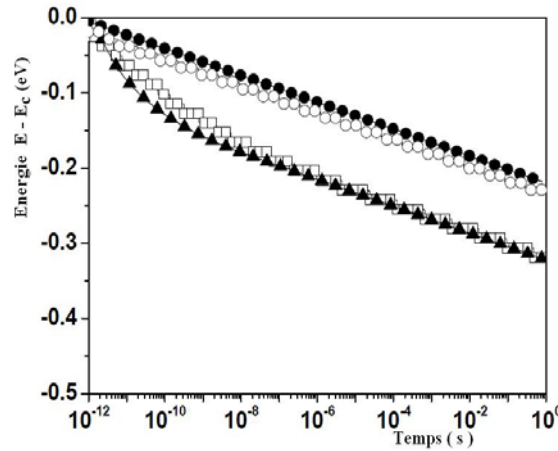


Fig. 4: Variation de la position du pic de la charge en fonction du temps

- cas du transport par MT seul, □ cas du transport par MT+saut,
- variation du niveau de thermalisation dans le modèle MT seul,
- ▲ variation du pic de la charge selon le modèle prévu par Monroe

Nous pouvons constater que dans le cas du transport de saut, les deux courbes (simulée et celle prévue par Monroe) ont la même allure et sont très proches l'une de l'autre pour les instants $t > \tau_s$, la seule petite divergence notable entre les deux courbes réside dans la région pour $t < \tau_s$. Ceci peut être dû au fait à l'approche elle-même de Monroe qui n'a pas donné suffisamment d'importance au rôle des états plus peu profonds dans le processus de saut [5].

Nous pouvons aussi constater d'après cette figure, que la courbe simulant la variation de la position du pic de la charge dans le cas du transport de saut est parallèle avec celle dans le cas du transport de MT seul pour $\tau_s > 10^{-9}$ s.

Nous passons maintenant à étudier la photoconductivité transitoire dans les semi-conducteurs désordonnés. Pour cela, nous avons examiné l'effet de la variation de la densité des états de la QBC sur les processus de conduction ('multiple trapping', saut).

Nous avons tracé sur la figure 5 la photoconductivité à $T = 125$ K et pour une densité des états de la QBC, telle que $G_c = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ et $T_c = 580$ K. Les deux courbes de la photoconductivité correspondante au mode MT+saut (σ_{ph}) et la PCT relative au mode MT-seul (σ_{MT-s}) sont superposées sur une gamme de temps étendue (10^{-14} -1s).

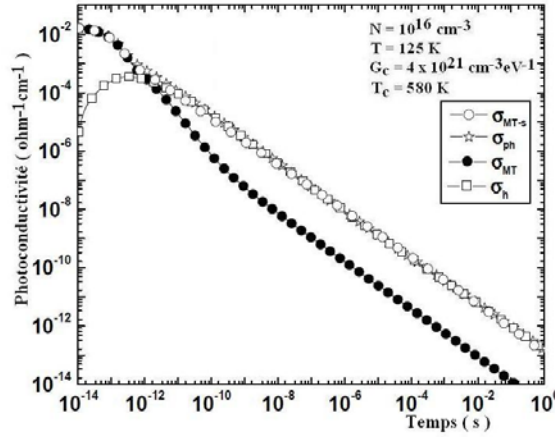


Fig. 5: Courbes de la PCT simulée à $T=125$ K pour le transport MT-s et MT+Saut dans une densité des états de la QBC où $G_c = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ et $T_c = 580$ K

Le transport de saut n'a pas d'influence sur la forme et la grandeur des deux courbes. A l'exception des premiers courts instants, on observe l'influence du transport de saut sur la composante de σ_{ph} liée aux électrons libres σ_{MT} . Cette dernière chute rapidement, à partir de l'instant $t = 3 \times 10^{-10}$ s, et cette diminution est de deux ordres de grandeurs par rapport à la composante de saut σ_h de σ_{ph} , de plus les deux composantes sont parallèles et décroissent suivant la même loi de puissance $t^{\alpha_c - 1}$.

La figure 6 représente les courbes simulées de la PCT pour une densité des états où $G_c = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ et $T_c = 260 \text{ K}$. Nous avons effectué la simulation pour la même température $T = 125 \text{ K}$. Nous pouvons constater que le transport par les électrons libres est dominant sur toute la gamme de temps étendue entre 10^{-14} et 1 s . Nous pouvons ainsi conclure que l'introduction du processus de transport de saut n'a pas d'influence sur la grandeur ou la forme de la PCT pour une densité des états moins élevée ($T_c = 260 \text{ K}$) et que le transport de conduction de MT est le plus dominant.

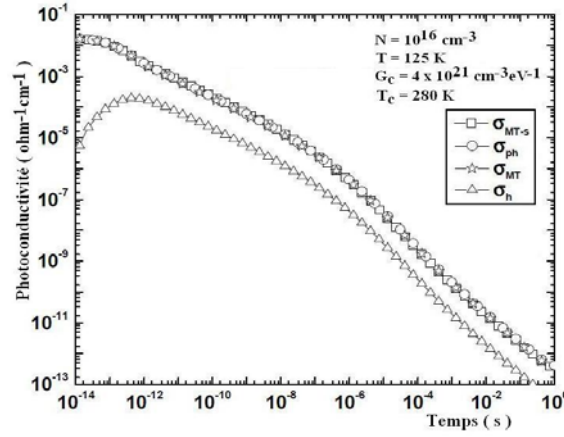


Fig. 6: Courbes de la PCT simulée à $T=125 \text{ K}$ pour le transport MT-s et MT+Saut dans une densité des états de la QBC où $G_c = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ et $T_c = 260 \text{ K}$

Pour poursuivre l'illustration de l'effet de la densité des états sur le processus de conduction de saut, nous avons choisi cette fois-ci, une densité des états avec $G_c = 10^{23} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ et $T_c = 580 \text{ K}$ et nous avons gardé dans la simulation la même température $T=125 \text{ K}$ (Fig. 7).

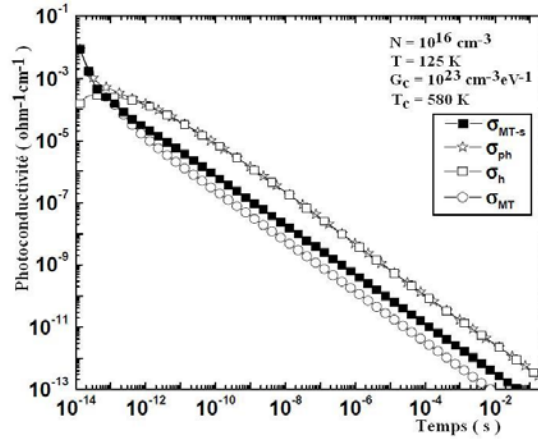


Fig. 7: Courbes de la PCT simulée à $T=125 \text{ K}$ pour le transport MT-s et MT+Saut dans une densité des états de la QBC où $G_c = 10^{23} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ et $T_c = 580 \text{ K}$

Nous pouvons observer que la conduction de saut est dominante et que la photoconductivité σ_h dépasse d'un ordre de grandeur la photoconductivité σ_{MT-s} . La composante σ_{MT} a diminué par l'effet de l'introduction du processus de conduction de saut. Nous pouvons ainsi conclure que le transport de conduction de saut est le plus dominant en comparaison avec le transport de MT dans le cas d'une densité des états de la QBC élevée.

4. CONCLUSION

Le travail que nous avons effectué a pour objectif principal, la modélisation de la photoconductivité en régime transitoire dans les semi-conducteurs désordonnés pour nous permettre l'étude des contributions relatives à la conduction dans les états étendus avec le processus de 'multiple trapping' et par le mécanisme de saut à travers les états localisés.

Les résultats obtenus de la photoconductivité transitoire 'PCT' pour les basses températures dans le silicium amorphe hydrogéné a-Si:H sont en excellent accord avec les prédictions qui découlent de l'analyse de Monroe sur la thermalisation des porteurs de charges et le transport dans une distribution des états localisés de forme exponentielle.

La simulation numérique de la photoconductivité transitoire 'PCT' dans les semi-conducteurs désordonnés pour différentes densités des états de la QBC et une température constante ($T=125\text{ K}$) montre que la photoconductivité est dominée par le processus de saut pour les densités des états élevées et le processus de 'multiple trapping' pour les densités des états moins élevées.

REFERENCES

- [1] T. Tiedje and A. Rose, '*A Physical Interpretation of Dispersive Transport in Disordered Semiconductors*', Solid State Communications, Vol. 37, N°1, pp. 49 - 52, 1980.
- [2] J. Orenstein and M. Kastner, '*Photocurrent Transient Spectroscopy: Measurement of the Density of Localized States in a-As₂Se₃*', Physical Review Letters, Vol. 46, N°21, pp. 1421 - 1424, 1981.
- [3] D. Monroe, '*Hopping in Exponential Band Tails*', Physical Review Letters, Vol. 54, N°2, pp. 146 - 149, 1985.
- [4] S.D. Baranovskii, O. Rubel and P. Thomas, '*Theoretical Description of Hopping Transport in Disordered Materials*', Thin Solid Films, Vol. 487, N°1, pp. 2-7, 2005.
- [5] J.M. Marshall, '*Analytical Procedures for the Modeling of Hopping Transport in Disordered Semiconductor*', Philosophical Magazine Letters, Vol. 80, N°10, pp. 691 - 701, 2000.
- [6] J.M. Marshall, '*Computer-Assisted Study of Carrier Thermaliza by Hopping in Disordered Semiconductors*', Journal of Materials Science. Materials in Electronics, Vol. 14, N°10-12, pp. 611 - 614, 2003.
- [7] C. Main, J.M. Marshall and S. Reynolds, '*Computer Modeling of Multi-Trapping and Hopping Transport in Disordered Semiconductors*', Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, Vol. 7, N°1, pp. 107 - 114, 2005.
- [8] M.J. Powell and S.C. Deane, '*Improved Defect-Pool Model for Charged Defects in Amorphous Silicon*', Physical Review B, Vol. 48, N°15, pp. 10815 - 10827, 1993.

- [9] M.J. Powell and S.C. Deane, '*Defect-Pool Model and the Hydrogen Density of States in Hydrogenated Amorphous Silicon*', Physical Review B, Vol. 53, N°15, pp. 10121 – 10132, 1996.
- [10] A. Merazga, S. Tobbeche, C. Main, A. Al-Shahrani and S. Reynolds, '*Numerical Simulation of the Steady State Photoconductivity in Hydrogenated Amorphous Silicon Including Localized State Electron Hopping*', Journal of Physics: Condensed Matter, Vol. 18, N°15, pp. 3721 - 3734, 2006.
- [11] H. Okamoto, H. Kida and Y. Hamakawa, '*Steady-State Photoconductivity in Amorphous Semiconductors Containing Correlated Defects*', Philosophical Magazine B, Vol. 49, N°3, pp. 231 – 248, 1984.
- [12] C. Main, J. Berkin and A. Merazga, New Physical Problems in Electronic Materials: Proceedings of the 6th International School on Condensed Matter Physic, Varna, Bulgaria, 21-29 Sep. 1990, Ed. M. Borissov, N. Kirov, J.M. Marshall and A. Vavrek, World Scientific Press, Singapore, pp. 55 – 86, 1991.
- [13] A. Merazga, A.F. Meftah, A.M. Meftah, C. Main and S. Reynolds, '*Defect Pool Model Based Transient Photoconductivity and the Conduction Band Tail Profile in a-Si:H*', Journal of Physics: Condensed Matter, Vol. 13, N°48, pp. 10969 - 10977, 2001.
- [14] N.F. Mott and E.A. Davis, '*Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*', 1979, Oxford: Clarendon Press, N.Y, Oxford University Press, 590 p., 1979.
- [15] A. Miller and E. Abraham, '*Impurity Conduction at Low Concentrations*', Physical Review, Vol. 120, N°3, pp. 745 – 755, 1960.
- [16] C. Godet, '*Hopping Model for Charge Transport in Amorphous Carbon*', Philosophical Magazine B, Vol. 81, N°2, pp. 205 – 222, 2001.
- [17] M. Silver, G. Schoenherr and H. Baessler, '*Dispersive Hopping Transport from an Exponential Energy Distribution of Sites*', Physical Review Letters, Vol. 48, N°5, pp. 352 - 355, 1982.