LP-55 Cellules photovoltaïques

Maud

12 juin 2022

Pré-requis

- Electrocinétique (charge, générateur, etc)
- Semi-conducteur (jonction PN)
- Optique (photon, absorption)

Références

- [1] Hervé Fanet Henry Mathieu. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Sciences sup, 2009.
- [2] Kambiz Arab Tehrani Ludovic Barrandon, Denis Réant. *Maxifiches :Electronique*. Dunod, 2010.

↗ [Intro sur les jonctions PN](#)

Table des matières

1	Introduction	2
I	Passage de Sadek	2
2	Contexte et phénomènes en jeu	2
2.1	La jonction PN	2
2.2	L'effet photoélectrique	2
3	La photodiode	3
3.1	Principe	3
3.2	Calcul du photocourant	3
4	Aspect énergétique	4
4.1	Puissance fournie	4
4.2	Rendement	4
II	Révisions	4
5	Création de porteurs en excès	4
5.1	Taux de génération par photoexcitation	4
5.2	Taux de recombinaison	5
5.3	Equations d'évolution	5
5.4	Distributions des photoporteurs	6
6	Fonctionnement de la cellule photovoltaïque	7
6.1	Approche qualitative du mouvement des porteurs de charges	7
6.2	Calcul du photocourant	7
6.2.1	Courant de génération, région 2	7
6.2.2	Courant de génération, région 3/1	7

7	Rendement	7
8	Questions	8
9	Remarques	8

1 Introduction

Introduction pédagogique

Objectifs pour les profs

-

Objectifs pour les élèves

-

Activités pour les élèves

-

Première partie

Passage de Sadek

Introduction générale

Introduction

Cellules photovoltaïques éclairée par une QI qui fait tourner un petit ventilateur

- 1883 Charles Fritts : rendement de 1%
- 1945 première photodiode qui crée des cellules photovoltaïques de meilleure qualité, rendement de 5÷
- 2000 rendement avec les panneaux solaires avec rendement entre 20 et 40 % (puissance fournie / puissance reçue)

2 Contexte et phénomènes en jeu

2.1 La jonction PN

La jonction PN est la mise en contact entre deux semi-conducteurs un dopé N (plus d'électrons) et un dopé P (plus de trous). La zone de contact entre les deux semi-conducteurs est appelé la zone de charge d'espace (ZCE). Il s'agit d'une zone d'espace à champs électrique fort. On branche une jonction PN, qui forme une diode, a un voltmètre. On a alors l'équation suivante (tension fléchée positive de n vers p) :

$$I(V) = I_v(\exp\{KV\} - 1) \quad (1)$$

I_s est le courant d'inversion, courant très faible qui apparaît quand on branche la diode en inverse, $1/K$ qui correspond à la tension thermique. On a $1/K = kT/e = 0.025$ V avec $T = 300$ K et e est la charge de l'électron. Un ordre de grandeur donne $1/K \approx 0.025$ V. Ainsi, on a une croissance exponentielle très forte pour la diode ce qui permet de l'approximer à un fil : tension "faible" et courant aussi grand que l'on veut. On dit alors que la diode est **passante**. (tension seuil prise de 0.6V.

2.2 L'effet photoélectrique

Ce phénomène caractérise l'interaction entre les électrons et les photons. Il a été découvert par Becquerel en 1839 puis expliqué en 1905 par Einstein dont il reçoit un Prix Nobel en 1921. Soit un électron dans la bande de valence qui reçoit de l'énergie par un rayonnement $E = \hbar\nu$; Cet électron passe de la bande de valence à la bande de conduction à la condition d'avoir $E > E_g$, E_g l'énergie du gap entre les deux bandes.

On représente ceci en parlant de photo émission : avec un rayonnement assez grand, on va pouvoir émettre des électrons depuis la photodiode

3 La photodiode

3.1 Principe

On a vu qu'une photodiode permettait de générer un courant quand on lui applique un rayonnement. On va donc mesurer l'intensité générée par ce rayonnement ainsi que la tension à ses bornes pour tracer sa caractéristique en fonction de l'intensité du rayonnement lumineux auquel elle est soumise. On adjoint un photocourant à l'expression de $I(V)$:

$$I(V) = -I_s(\exp\{KV\} - 1) + I_\phi \quad (2)$$

avec I_ϕ le photocourant. Ce photocourant est a priori positif. Faire un schéma de la ZCE avec zones dopé n et p. (axe x qui va de n vers p), ZCE de taille W . Par absorption d'un photon, il y a génération d'une paire électron-trou (dans le dopé n par exemple). Il y a alors diffusion des électrons autour du point de création. Seuls les trous vont contribuer au photocourant en étant accélérés par le champ électrique régnant dans la ZCE (ils passent de l'autre côté). De même pour les électrons créés dans la zone P qui diffusent vers la ZCE. Il y a trois contributions à considérer :

- les électrons créés dans la zone P
- les trous créés dans la zone N
- les électrons et les trous créés dans la ZCE

La mobilité des électrons est beaucoup plus grande que la mobilité des trous **Pourquoi ?**. Dans une première approximation, on peut dire que seuls les électrons contribuent au photocourant. Ainsi $\vec{j}_{phi} = \vec{j}_{ge}(x)$. En notant les abscisses des limites des zones P et N avec la ZCE x_n et x_p , on peut aller plus loin et dire que le photocourant correspond à $\vec{j}_{ge}(x_n)$ **là encore j'ai pas compris pourquoi**. On considère pour la suite $x_n = 0$ et $x_p = W$.

3.2 Calcul du photocourant

On peut regarder les valeurs de densité énergétique de flux de photon $\Psi(E, x)$, avec un coefficient de réflexion en énergie de la photodiode R et un coefficient d'absorption α .

$$\begin{aligned} \Psi(E, x=0) &= (1 - R(E))\Psi_0(E) \\ \Psi(E, x) &= \Psi(E, x=0)e^{\alpha(E)x} \\ R(E) &= R, \quad \alpha(E) = \alpha \text{ pour } E > E_g \end{aligned}$$

L'arrivée d'un photon sur la photodiode correspond à la formation d'un électron de conduction.

$$g(E, x) = \begin{cases} -\frac{d\Psi}{dx} & \text{pour } E > E_g \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

$$G(x) = \int_{E_g}^{+\infty} g(E, x) dE \quad (3)$$

$$G(x) = \int_{E_g}^{+\infty} dE \alpha e^{-\alpha x} \Psi(E, x) \quad (4)$$

$$G(x) = \alpha e^{-\alpha x} \phi_g \quad (5)$$

avec $\phi_g = \int_{E_g}^{+\infty} dE \Psi(E, x)$ On peut alors utiliser la relation de conservation de la charge :

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \vec{j}_{ge}(x) = -eG(x) \quad (6)$$

$$\vec{j}_{ge}(x) = \vec{j}_\phi = +e\phi_g(1 - e^{-\alpha W}) \quad (7)$$

On aboutit enfin à la relation du courant en fonction de la tension appliquée :

$$I(V) = S_e \phi_g + I_v(1 - e^{KV}) \quad (8)$$

mettre un schéma

4 Aspect énergétique

4.1 Puissance fournie

On branche une résistance à une photodiode qui est éclairée par un photocourant. La puissance fournie s'écrit alors $I * V$ (bien flécher courant et tension...). On caractérise une diode par un facteur de forme :

$$P_m := FF \times I_\phi V_{ce} \quad (9)$$

FF est le facteur de forme

Typiquement, FF est compris entre 0.25 et 0.9.

4.2 Rendement

On définit le rendement comme :

$$\eta := \frac{P_f}{P_l} = \frac{FF \times I_\phi V_{ce}}{P_l} \quad (10)$$

Pour $I = 20\text{mA}/\text{cm}^2$, $FF = 0.8$ et $V = 0.7\text{V}$, et $P_l = 1\text{kW}/\text{m}^2$, on trouve une valeur de rendement de 20% ce qui est assez décent. En effet, la puissance reçue par l'énergie solaire est assez gratuite en fait. On peut comparer

Deuxième partie

Révisions

Remarque

Il y a un récap utile sur les relation entre les grandeurs pour savoir quand utiliser quoi [1] p.106

Un peu d'histoire [ici](#)

5 Création de porteurs en excès

5.1 Taux de génération par photoexcitation

Hypothèses faites tout au long des calculs

- absorption α constante dans le semi
- reflection indé de l'énergie incidente, c'est le cas généralement :
- caractéristiques des gaps directs : on a une variation en "marche d'escalier" pour $\alpha(E)$ [1] p.497 et un odg de 10^4 cm^{-1}
- rayonnement incident normal sur l'interface du semi

Plusieurs processus peuvent être utilisés pour créer un excès de porteurs de charges dans un semi-conducteur : on va parler de la photoexcitation [1] p.494. Soumis à un rayonnement, la surface du semiconducteurs réfléchit une partie du rayonnement incident et en absorbe une partie (on définit les coefficient associé respectivement $R(E)$ et α). On reprend le calcul de [1] p.494 et qui suit.

On fait le calcul pour avoir le flux de photons dans le semiconducteurs en fonction de la pénétration dans le semi. On obtient :

$$\phi(E, x) = (1 - R(E))\phi_0(E)e^{-\alpha(E)x}$$

Commentaires : $\alpha = 0$ le matériau est transparent pour ce rayonnement c'es tle cas pour les semi intrinsèques tels que $E_g > E$, avec E l'énergie des photons incidents.

Chaque photon absorbé crée une paire électron-trou, de sorte qu'en un point d'abscisse x le nombre de paires créées par seconde est égal au nombre de photons disparus. Le taux de génération de paires électron-trou et donc égal au taux de disparition de photons :

$$g(E, x) = -\frac{d\phi(E, x)}{dx}$$

. Ainsi, on obtient le taux de générations de paires électrons-trous avec la forme précédentes de ϕ . On obtient le taux de générateur pour un éclairage non monochromatique (le soleil quoi) en intégrant sur tout le spectre. **Commentaires** : on fait un choix entre une gros absorption ou une grande pénétration : Si α est petit, le rayonnement est peu absorbé, il pénètre alors profondément dans le matériau. Il crée peu de porteurs par unité de volume mais il en crée dans un grand volume. Au contraire si α est grand le rayonnement est très absorbé, les porteurs sont créés dans un petit volume sous la surface. Pareil on suit les commentaires de [1] p.406. Au final, on perd 30% du rayonnement incident dans les meilleures conditions. Avec l'hypothèse d'un gap direct (cf. hypothèses ci-dessus), on a un rayonnement qui pénètre que environ qq microns, donc des photoporteurs créés sur cette zone. On obtient au final :

$$g(x) = (1 - R)\phi_o\alpha e^{-\alpha x}$$

5.2 Taux de recombinaison

[1]p.87 On définit :

- $r = r' - g_{th}$, r' le nombre de porteurs qui disparaissent par unité de volume et unité de temps, il est propre au matériau
- g' le nombre de porteurs créés par unité de volume et unité de temps, il s'agit de la contribution spontanée par agitation thermique g_{th} (caractéristique du matériau) et de la contribution d'excitation g

Le nombre de recombinaisons directes électron-trou est proportionnel d'une part au nombre d'électrons et d'autre part au nombre de trous. De plus, le nombre d'électrons qui se recombinent est égal, et pour cause, au nombre de trous qui se recombinent, soit

$$r'_n = r'_p = r' = knp$$

Le taux de recombinaison s'écrit donc :

$$r_n = r_p = r = r' - g_{th} = knp - g_{th}$$

Hypothèses

- on se met dans le cas de faible injection (i.e. le nombre de porteur de charges créés est faible face au nombre de porteurs de charge à l'équilibre) $\Delta n = \Delta p \ll n_o$ En d'autres termes un excès de porteurs par rapport au régime d'équilibre est faible devant la densité de porteurs majoritaires du semiconducteur.

On trouve les expressions des taux de recombinaisons pour un matériau dopé P et dopé N [1] p.90 :

$$\begin{aligned} r_n &= \Delta n / \tau_n \\ r_p &= \Delta p / \tau_p \end{aligned}$$

$\tau_n = 1/kp_o$ ($\tau_p = 1/kn_o$) est appelé durée de vie des porteurs minoritaires.

5.3 Equations d'évolution

[1] p.95 On peut faire un calcul propre de conservation de la charge comme on peut le voir en prépa, on a juste deux terme en plus :

- un terme de recombinaison $r_s dx$ avec $r = r' - g_{th}$, r' le nombre de porteurs qui disparaissent par unité de volume et unité de temps, il est propre au matériau
- un terme de création $g_s dx$ avec g' le nombre de porteurs créés par unité de volume et unité de temps, il s'agit de la contribution spontanée par agitation thermique g_{th} (caractéristique du matériau) et de la contribution d'excitation g

On a la forme générale :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{dx} \left[\left(-\frac{1}{e} j_x \right) - \left(-\frac{1}{e} \left(j_x + \frac{dj_x}{dx} dx \right) \right) \right] + g_n - r_n$$

On peut généraliser à 3 dimensions !

5.4 Distributions des photoporteurs

Remarque

Ca va trop loin dans ce paragraphe... On passe directement au paragraphe sur la cellule.

Remarque

La ref fait tout un calcul pour les porteur trous et les porteurs électrons en régime non stationnaire blablabla... En gros c'est impossible (très complexe) de résoudre un tel truc du coup on va faire plusieurs hypothèses pour ne considérer que l'équation de diffusion dite ambipolaire.

Lorsque le semiconducteur est photoexcité, les porteurs excédentaires créés diffusent et se recombinent. L'évolution de ce régime hors équilibre est régie par les équations de continuité :

dans lesquelles les taux de génération g_n et g_p sont le taux de génération optique donné par l'expression

$$g_n = g_p = \phi \alpha e^{-\alpha x}$$

. Pour résoudre les équations de continuité, on utilise également l'équation de poisson mais tout ça on en parle pas parce que c'est pas utile on va directement à l'équation finale mais faut en être conscient.

Hypothèses

- on est a une dimension
- champs interne E_i du à la forte différence de mobilité entre les électrons et les trous
- à l'instant $t=0$, $\Delta n(x, 0) = \Delta p(x, 0)$
- la neutralité du matériau est vérifiée à chaque instant sous éclairement i.e. $\Delta n(x, t) \approx \Delta p(x, t)$ car $\ll u_{\text{diel}} \sim 10^{-12} \text{ s} \ll \tau_{\text{vie porteur}} \sim 10^{-9} - 10^{-3} \text{ s} \rightarrow$ les électrons et les trous créés par la photoexcitation diffusent en même temps c'est ce qu'on appelle la **diffusion ambipolaire**
- $g_n = g_p$ les porteurs se recombinent par paires et leur durée de vie sont égale (on donne les équations 9-60, sur slide?)
- $\mu_n E_i \partial \Delta n / \partial x \ll D_n \partial^2 \Delta n / \partial x^2$ car ????

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= n \mu_n \frac{\partial E_i}{\partial x} + \mu_n (E_a + E_i) \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta n}{\tau} \\ \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= -p \mu_p \frac{\partial E_i}{\partial x} - \mu_p (E_a + E_i) \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \phi \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (9 - 60 - b) \end{aligned}$$

On veut simplifier ces équations. Par combinaisons linéaires des deux équations, on a :

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \mu^* E_a \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D^* \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau} + \phi \alpha e^{-\alpha x}$$

avec ν^* et D^* de nouveaux coefficients [1] p.506. **Equation de diffusion ambipolaire**

Hypothèses

- on a deux cas soit $n=p$ soit $n \ll p$ mais dans les deux cas on obtient la même équation cf [1] p.506
- il y a pas de champ électrique extérieur $E_a = 0$
- régime stationnaire $\frac{\partial \Delta n}{\partial t}$
- échantillon éclairé uniformément par un rayonnement permanent d'énergie supérieur au gap

L'équation de diffusion ambipolaire devient :

$$D \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau} + \phi \alpha e^{-\alpha x} = 0$$

On peut résoudre cette équation.

6 Fonctionnement de la cellule photovoltaïque

6.1 Approche qualitative du mouvement des porteurs de charges

[1] p.516 Le rayonnement implique au niveau de la jonction PN :

- création de porteurs minoritaires dans les zones neutres i.e. les zones N et P. Pour le côté P les minoritaires sont les électrons et pour le côté N les minoritaires sont les trous
- création de paires électrons-trous dans les zones de charge d'espace

Les porteurs minoritaires diffusent jusque la zone de charge d'espace, une fois dedans ils sont propulsés par le champ de cette zone pour traverser la zone. Ces photoporteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photocourant de diffusion. Et les paires électrons-trous créent un photocourant de génération.

6.2 Calcul du photocourant

[1] p.512 La mobilité des électrons est très supérieure à celles des trous pour ce qui on peut prendre dans le [2] p.79.

6.2.1 Courant de génération, région 2

Hypothèses

- régime stationnaire
- en négligeant les recombinaisons

On a l'équation de continuité suivante :

$$0 = \frac{1}{e} \frac{dj_n}{dx} + g$$

Suivre le calcul [1] p.519

6.2.2 Courant de génération, région 3/1

On a un courant de diffusion donc on prend l'équation de Fick pour la diffusion de particules

Hypothèses

- région 3 beaucoup plus épaisse que la longueur de diffusion des trous et que $1/\alpha$
- région 1 d'épaisseur très faible devant la longueur $1/\alpha$ la longueur de pénétration

On obtient le photocourant sous ses hypothèses tel que

$$j_{ph} \approx -e\phi \left(1 - \frac{1}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha w} \right)$$

Si on veut avoir un grand courant on doit maximiser $\alpha w \gg 1$. Cette expression traduit tout simplement le fait que dans ces conditions optimales le flux d'électrons débités par la photodiode j_{ph}/e , est égal au flux ϕ de photons d'énergie supérieure au gap du semiconducteur, qui pénètrent dans le détecteur. Le rendement de la photodiode est maximum.

7 Rendement

[1] p.526

- on ne fait pas grand chose avec la courbe expérimentale.
- dans l'intro, peut-être faire un contexte énergétique plutôt qu'historique pour axer la leçon par la suite sur la quête du rendement.
- associer les quadrants récepteur / générateur peut-être. Pour parler de production d'énergie.