

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSIGEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de
MAGISTER EN ELECTRONIQUE
Option : Composants et microsystemes

Soutenu par :
SAOULI ABDELALI

**Modélisation de la réponse d'un détecteur de
rayonnements en technologie TFA (Thin film on ASIC)
destiné à la numérisation en imagerie médicale**

Jury

REMARAM	M.	Professeur à l'université de Constantine	Président
MANSOUR	K.	Professeur à l'université de Constantine	Rapporteur
SAHLI	S.	Professeur à l'université de Constantine	Examineur
MAHAMDI	R.	Maître de conférences à l'université de Batna	Examineur

27 - 06 - 2007

REMERCIEMENTS.

J'exprime ma plus grande reconnaissance et mes remerciements à :

Madame **MANSOUR. F**, Professeur à l'université de Mentouri de Constantine, Directrice du laboratoire d'étude des matériaux Electronique pour Application Médicales et Directrice de la formation Doctorale de biocapteurs, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Monsieur **REMRAM. M**, Professeur à l'université de Mentouri de Constantine, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse. Je le prie de trouver ici le témoignage de ma très sincère gratitude et de mon profond respect.

Monsieur **MANSOUR. K**, Professeur à l'université de Mentouri de Constantine, de m'avoir proposé le sujet de cette thèse et de m'avoir suivi la progression de ma recherche avec compétence et disponibilité. Je le remercie très vivement. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance et la marque de mon profond respect.

Monsieur **SAHLI. S**, Professeur à l'université de Mentouri de Constantine, département d'électronique, d'avoir accepté de faire partie du jury, je le remercie très vivement et lui adresse l'expression de ma reconnaissance.

Monsieur **MHAMDI. R**, Maître de conférences à l'université de Batna, département d'électronique, d'avoir accepté de faire partie du jury, je le remercie très vivement et lui adresse l'expression de ma reconnaissance.

Introduction.

Les images médicales, réalisées à l'aide de différentes modalités (IRM, scanner X, échographie, scintigraphie), permettent une exploration à l'intérieur du corps humain sans acte invasif sur celui-ci.

La relation entre la physique des particules et l'imagerie médicale n'est pas évidente, pourtant les outils de base reposent sur le même principe : la détection de radiations ionisantes. Les détecteurs sont basés sur des systèmes électroniques, ce qui permet de transformer les signaux générés par les particules en codes numériques qui sont par la suite stockés et traités par ordinateur. L'électronique n'est cependant pas encore très présente dans un cabinet de radiologie, où l'émulsion photographique reste le support le plus utilisé.

Pendant un examen radiologique, un générateur produit un faisceau de rayon X dirigé vers le patient. Le spectre en énergie du faisceau X est déterminé par le matériau qui compose l'anode de génération et les filtres, ainsi que par la tension appliquée au générateur. Le spectre a une composante continue, dont l'énergie maximale correspond à la tension appliquée (de l'ordre de quelques dizaines de kv), sur laquelle se superposent des lignes intenses caractéristiques du matériau de l'anode. Le choix de l'anode étant déterminé par le type d'objet que l'on veut radiographier [Lep 97].

Le faisceau de rayon X est plus au moins absorbé par le corps du patient et la partie restante va atteindre un détecteur de radiations, qui à son tour l'absorbe. L'image classique en noir et blanc n'est autre qu'une mesure des photons par émulsion photographique à un endroit donné.

L'émulsion photographique est un détecteur que l'on connaît bien et qui présente deux avantages majeurs. En effet, on sait le fabriquer à un prix compétitif et sa résolution spatiale est très élevée (la résolution d'une radiographie n'est pas limitée par la résolution de l'émulsion mais par des phénomènes de diffusion des rayons X

dans le corps humain et dans l'air). Cependant, la photographie a deux grandes limites intrinsèques : La première est que la photographie n'est pas électronique (on peut numériser des images mais il s'agit d'une procédure longue). Il n'est donc pas possible d'appliquer des procédés de traitement d'image pour améliorer la qualité de l'image ni de transférer l'image par réseau électronique. La deuxième limite de l'émulsion photographique a des conséquences très importantes sur la santé du patient. En effet, la plus grande partie (environ 90 %) des rayons X traverse l'émulsion sans interagir. Il faut donc disposer d'un nombre suffisant de photons pour que l'image ait un bon contraste.

Une autre limitation intrinsèque à l'émulsion est liée à sa réponse en fonction de l'exposition : le film a une réponse qui n'est pas du tout linéaire, il sature aux fortes intensités, ne présente pas de variations pour de faibles flux et la gamme dynamique que l'on peut exploiter est inférieure à 100, c'est-à-dire relativement limitée.

Ces limites de l'émulsion photographique ont fait que des techniques de numérisation ont été développées ces dernières années. Actuellement, il en existe trois, deux sont déjà en exploitation : la numérisation directe et la numérisation par plaques et la troisième est en développement : la numérisation à l'aide de détecteurs à semi-conducteurs.

En numérisation directe, l'image obtenue au cours de la radiographie est enregistrée directement par un tube analyseur haute définition et restituée sur une console d'ordinateur. Cette technique présente des avantages certains lorsqu'il s'agit des examens dynamiques mais présente des limites de définition notamment pour l'étude des petits détails de par la taille des pixels.

En numérisation par plaques, l'image est enregistrée sur un écran plastique recouvert d'un sel de phosphore, puis analysée par un système laser. Les données obtenues sont alors transférées vers un ordinateur pour y être traitées par un logiciel de traitement d'image. Cette méthode présente une meilleure résolution et permet ainsi d'étudier des structures extrêmement fines, cependant elle est limitée dans les études dynamiques.

La numérisation par détecteurs semi-conducteurs est actuellement en cours de développement, elle pourrait allier l'aspect dynamique à la finesse de l'image.

Le présent travail s'inscrit directement dans cet axe de recherche, l'objectif étant de contribuer au développement d'un détecteur à base de silicium amorphe hydrogéné. Pour ce faire nous avons opté pour la technique appelée «Thin-Film on ASIC» (TFA) qui est basé sur la déposition d'un capteur en Silicium Amorphe Hydrogéné directement sur un circuit intégré.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à l'étude de l'interaction des photons de haute énergie avec les structures semi-conductrices. Nous mettons en évidence le mécanisme à l'origine de la création des paires électron-trou dans le détecteur à partir des interactions, puis étudions le signal électrique induit au niveau des électrodes du détecteur par le mouvement des porteurs libres dans le champ électrique interne de celui-ci.

Dans le chapitre deux, nous étudions les propriétés cristallographiques du silicium amorphe hydrogéné. La mobilité, les queues de bandes ainsi que les états des défauts sont présentés dans ce chapitre. Ces états induisent des propriétés spécifiques du transport électronique qui sont discutées dans ce même chapitre.

Le chapitre trois est consacré à l'aspect microélectronique de notre travail. En effet, nous intéressons aux films épais dans la technologie ASIC et au transport de la charge et la spécification de l'induction du signal dans le détecteur TFA.

Enfin, le dernier chapitre traite des performances d'un détecteur TFA que nous avons simulées. Nous y présentons les principaux résultats que nous avons obtenus et les conclusions auxquelles nous avons abouti.

Chapitre 1.

Interaction des photons avec les semiconducteurs.

Le premier détecteur à semi-conducteur a été fabriqué par Van Heeden pendant la deuxième guerre mondiale (1943) à l'Utrecht (pays Bas), sous forme d'un cristal de AgCl [Hei03]. Depuis, les dispositifs de détection à semi-conducteur sont devenus incontournables dans la technologie de détection, le plus utilisé étant le détecteur au Silicium. Il est aujourd'hui utilisé dans un vaste champ d'application en imagerie médicale. L'état solide des détecteurs offre une conversion directe et efficace de l'énergie radiante et permet ainsi, une haute résolution spatiale (jusqu'à quelques μm) et une grande vitesse de collection (temps de collection de l'ordre de quelques ns) [Des06]. La détection des radiations est présentée dans ce chapitre dans le but d'introduire les mécanismes de base dans la création du signal.

Lorsque des rayonnements ionisants traversent un semi-conducteur il se produit un courant électrique, donc un champ électrique. Les dispositifs de détection à semi-conducteurs sont généralement conçus à l'aide de jonctions p-n [Des06]. Le champ électrique interne du détecteur permet la séparation des paires électron-trou qui sont alors collectées. Le processus de détection peut être décrit par les deux mécanismes suivants :

- *Création des paires électron-trou dans le détecteur à partir des interactions subies par le rayonnement incident dans le matériau (paragraphe I).*
- *Induction d'un signal au niveau des électrodes du détecteur par le mouvement des porteurs libres dans le champ électrique interne du détecteur (paragraphe II).*

I. MECANISME DE CREATION DES PAIRES ELECTRONS–TROUS.

L'interaction des rayonnements ionisants avec le silicium est le phénomène fondamental de la détection. Le rayonnement incident perd la totalité ou une partie de son énergie, ce qui génère des porteurs de charges libres dans le détecteur (les électrons sont remontés de la bande de valence vers la bande de conduction, ce qui a pour conséquence la création de paires électron-trou libres). Les détecteurs à

semi-conducteur sont réalisés à l'aide de jonctions p-n polarisées en inverse dans le but d'obtenir une séparation entre les porteurs libres diffusés et collectés.

Cependant, il est important de noter que l'agitation thermique peut elle aussi être à l'origine de la création de porteurs libres. Cette création dépend directement de l'écart de bande du matériau et peut avoir un effet nuisible sur le détecteur à semi-conducteur à cause de l'importance du bruit. L'écart de bande du matériau doit donc être assez grand en comparaison à l'énergie thermique kT pour réduire la génération thermique. Dans le Silicium, l'écart de bande est de 1.12 eV accompagné d'une faible probabilité d'excitation directe à la température ambiante ($kT \approx 26\text{meV}$).

Lorsqu'un rayonnement électromagnétique traverse un milieu matériel, il y a disparition progressive des photons qui le constituent. Cette diminution du nombre de photons incidents, appelée atténuation, est due à l'interaction d'un certain nombre de photons avec les particules matérielles et plus particulièrement avec les électrons. Ces interactions sont dues aux forces s'exerçant, à très courte distance, entre le champ électromagnétique du photon et le champ électrique de l'électron. L'énergie perdue par le faisceau, dans ce phénomène d'atténuation, se retrouve sous deux formes. Une partie de l'énergie est absorbée par les atomes du milieu traversé. L'autre partie est diffusée, elle quitte le milieu matériel avec une direction de propagation différente de celle du rayonnement incident.

L'interaction des photons avec le silicium et la perte d'énergie qui accompagne celle-ci, dépendent de l'énergie transportée et la nature de ces photons, ainsi que de la densité, du nombre atomique Z et de la masse du matériau détecteur. Contrairement aux particules chargées qui créent des paires électron-trou le long de leur trajectoire dans le détecteur, les interactions des photons sont localisées. Le photon traverse une certaine distance dans le milieu avant le dépôt de son énergie. La probabilité η de l'interaction du photon après une trajectoire de longueur d dans le détecteur est donnée par :

$$h = 1 - \exp[-\mu(E, Z) d] \quad (1.2)$$

où μ est le coefficient linéaire d'atténuation qui dépend de l'énergie E des photons et du nombre atomique Z du détecteur. Cette dépendance est due au fait que le photon

dépose son énergie localement par absorption photo-électrique, par effet Compton ou par production de paires.

Effet photoélectrique.

Cet effet résulte de l'absorption par un électron de l'atome cible, de la totalité de l'énergie $E=hn$ du photon incident. L'effet photoélectrique ne peut se produire que si l'énergie incidente hn est supérieure à l'énergie de liaison w_o de l'électron. Dans ce cas, l'énergie excédentaire $E_c=E-W_o$ est l'énergie cinétique qu'acquiert l'électron qui est alors éjecté de sa couche électronique. Il est appelé photoélectron (figure I.1).

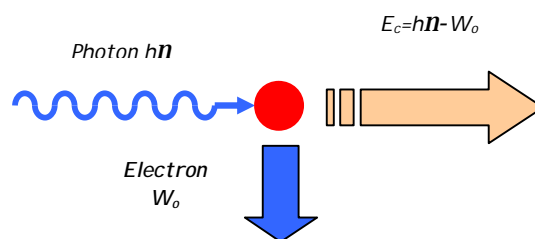


Figure I.1 : Schématisation de l'effet photo-électrique

L'équation fondamentale de l'effet photoélectrique s'écrit :

$$E_c = h\nu - W_o \quad (1.3)$$

Théoriquement, l'effet photoélectrique peut se produire avec tous les électrons dont les énergies de liaison W_o sont inférieures à l'énergie incidente $h\nu$. En réalité, il ne se produit presque uniquement que pour les électrons des couches les plus profondes telles que $h\nu > W_o$. L'électron éjecté laisse sa place vacante. Elle sera occupée par un des électrons des couches supérieures ou tout simplement par un électron libre. Le retour à la structure fondamentale s'accompagne d'une émission d'énergie qui peut se faire de deux manières différentes :

- Ø Emission d'un photon dit de fluorescence.
- Ø Expulsion d'un électron Auger.

La masse du noyau est de plusieurs milliers de fois supérieure à celle de l'électron, l'énergie de recul de l'atome E_r est donc négligeable par rapport à celle emportée par le photoélectron (T). La direction du photoélectron est liée à la direction et l'énergie du photon incident. Dans le cas des numéros atomiques peu élevés, la section efficace différentielle ds/dW est proportionnelle à la fonction $j(q)$ suivante :

$$j(q) = \frac{\sin^2(q)}{(1 - b \cdot \cos(q))^3} \left[\frac{1}{(1 - b \cdot \cos(q))} + \frac{1}{2} \frac{(1 - \sqrt{1 - b^2}) - 2b^2}{(1 - b^2)} \right] \quad (1.4)$$

avec $b=v/c$. Le premier terme de cette relation tient compte du cas classique, le second terme est une correction pour le cas relativiste. La distribution angulaire ds/dq peut être représentée à partir de l'équation précédente.

Notons par ailleurs que plus l'électron est lié à l'atome, et plus la probabilité d'être éjecté lors de l'interaction augmente. L'atome ionisé a une énergie d'excitation égale à w_0 qu'il va disperser sous forme de fluorescence et par éjection d'un électron Auger. Le processus photoélectrique est d'autant plus important que le numéro atomique du milieu (Z) est élevé et l'énergie du photon est faible. La probabilité d'interaction p d'un photon avec un atome est de la forme :

$$p = A \cdot \frac{Zn}{E_r^m} \quad (1.5)$$

$n=4$ à 0,1MeV et croît graduellement jusqu'à 4,6 à 3MeV, $n=3$ à 0,1MeV et croît graduellement jusqu'à 1 à 5MeV.

Diffusion Compton.

Lors d'une diffusion Compton, le photon incident, d'énergie hn , entre en collision avec un électron faiblement lié au milieu matériel traversé ($w_0 \ll hn$). Il lui transfère une énergie cinétique E_c . Le reste de l'énergie ($E' = hn - E_c$) est emporté par un photon diffusé. Electron et photon partent dans des directions différentes (figure 1.2). Les angles de diffusion et les énergies transportées par chacun d'eux sont calculés à partir des équations établies sur la base des principes de conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement.

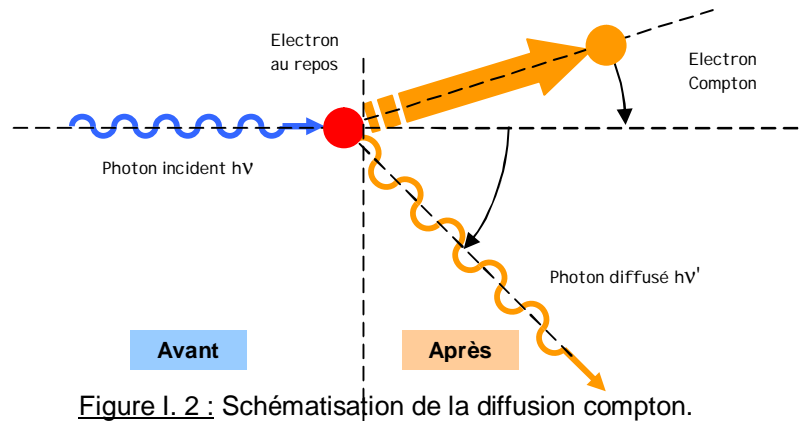


Figure I. 2 : Schématisation de la diffusion Compton.

L'énergie cinétique E_c acquise par l'électron est comprise entre 0 et E_{cmax} . Elle est nulle dans le cas d'un choc tangentiel et égal à E_{cmax} dans celui d'un choc frontal. Les relations de Compton font apparaître que le photon incident ne peut pas transférer la totalité de l'énergie qu'il transporte à une particule isolée. Ce qui confirme l'existence d'un photon diffusé dont l'énergie $h\nu'$ est comprise entre $h\nu$ (choc tangentiel) et $h\nu'_{min}$ (choc frontal).

Les principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement appliqués à cette interaction, permettent de lier entre elles la longueur d'onde λ du photon incident et λ' celle du photon diffusé. Ce qui permet d'écrire :

$$\lambda' - \lambda = \lambda_e (1 - \cos(\theta)) \quad (1.6)$$

λ_e , appelée longueur d'onde associée à l'électron, vaut $h/m_e c$, h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et m_e la masse au repos de l'électron.

On considère que l'électron est libre du fait que l'énergie de liaison des électrons est faible devant l'énergie des photons incidents. L'étude cinématique de ce processus nous donne la relation qui lie l'angle γ à l'énergie du photon incident E_g et du photon Compton E'_g :

$$\frac{E'_g}{E_g} = \frac{1}{1 + (E_g/m_e c^2)(1 - \cos(\theta))} \quad (1.7)$$

Klein et Nishina (1928) ont donné une formulation de la section efficace adaptée à la plupart des applications courantes. Cette formulation permet de connaître la section efficace en fonction de l'énergie E_g du photon g incident et de l'angle de diffusion θ .

$$\frac{dS}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{1 + (E_r/m_e c^2)(1 - \cos(q))} \left[1 + \cos^2(q) \frac{[(E_r/m_e c^2)(1 - \cos(q))]^2}{1 + (E_r/m_e c^2)(1 - \cos(q))} \right] \right\} \quad (1.8)$$

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (1.9)$$

À partir de l'équation et un changement de variable, l'angle de diffusion q est lié à l'angle d'éjection f du photoélectron par la relation suivante:

$$\frac{E_r'}{E_r} = \frac{1}{1 + a(1 - \cos q)} \quad \text{avec} \quad a = \frac{E_r}{m_e c^2} \quad (1.10)$$

En introduisant le rapport entre la variation d'angle solide du photon dW et de l'électron dW' :

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{[(1 - a)^2 (1 - \cos q)^2]}{\cos^2 f} \quad (1.11)$$

On obtient la section efficace différentielle ds/dW et la distribution angulaire ds/df de l'électron en fonction de l'angle d'éjection ϕ :

$$\frac{dS}{df} = 2p \sin f \frac{dS}{d\Omega'} = 2p \sin f \frac{dS}{d\Omega} \frac{d\Omega}{d\Omega'} \quad (1.12)$$

À partir de la formule de Klein-Nishina et quelques développements, il est possible de déterminer la distribution de l'énergie transmise à l'électron de recul.

Création de paires.

Le photon incident est complètement atténué et crée une paire électron-trou. Ce phénomène peut se produire quand l'énergie de photon incident est plus grande que 1.024 Mev. Les positrons ayant une vie très courte, ils disparaissent donc avec la formation de deux photons de 0.51 Mev. La production de paires est d'une importance particulière pour les photons de haute énergie qui traversent un matériau de nombre atomique élevé.

Chacun des trois effets a une certaine probabilité (section efficace) de se produire, celle-ci dépend de l'énergie du photon incident et du nombre atomique (Z) du matériau cible (figure I.3).

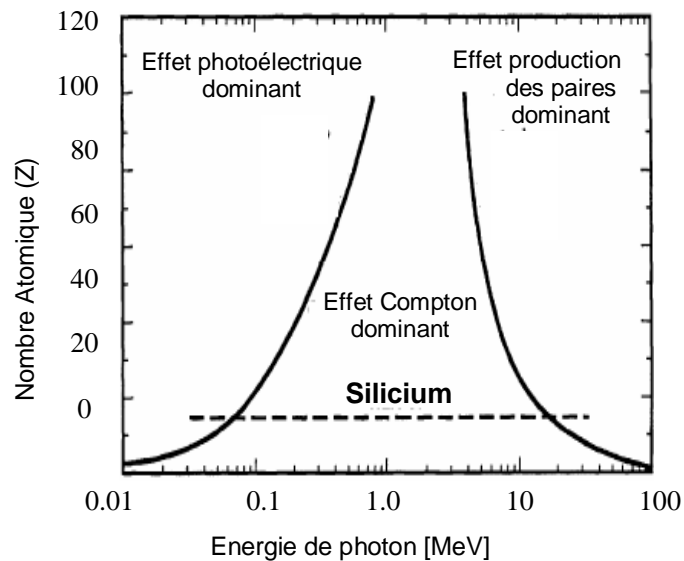


Figure I.3 : Variations de la prédominance des trois processus en fonction de l'énergie du photon incident et du nombre atomique (Z) du matériau détecteur [Des06].

II. DE L'EFFET PHYSIQUE AU SIGNAL ELECTRONIQUE.

Un dispositif détecteur à semi-conducteur est formé d'une jonction p-n polarisée en inverse dans le but d'obtenir une région de charge d'espace et un champ électrique dans le détecteur (figure I.4.a). Les électrons et les trous libres générés par la radiation arrivent dans la région de charge d'espace du détecteur et sont séparés par un champ électrique interne et diffusés à une vitesse v_{diff} définie par :

$$v_{diff} = \pm \mu \vec{E} \quad (I.13)$$

où μ est la mobilité des porteurs et \vec{E} le champ électrique. Cette vitesse est positive pour les trous et négative pour les électrons. Pour le Silicium, la vitesse de diffusion est définie par l'équation (I.13) au dessus du seuil de saturation de la vitesse de 10^7 cm/s [Des06] (la vitesse n'est plus proportionnelle au champ électrique pour des vitesses supérieures à 10^4 cm/s).

Les porteurs de charges libres générés par la radiation induisent un courant électrique aux bornes des électrodes du détecteur. Shokley et Ramo furent les premiers à calculer la charge et le courant induits par le mouvement des porteurs libres dans des tubes à vides [Sho38, Ram39]. Les calculs sont basés sur les lois de

l'électrostatique (Théorème de Ramo) [Ram39] et permettent d'établir l'expression du courant I induit par les charges en mouvement :

$$I = \pm q N \mathbf{v}_{diff} \cdot \mathbf{E}_w \quad (I.14)$$

E_w est le champ de pondération (exprimé en m^{-1}), il mesure le couplage électrostatique entre la charge et l'électrode orientée. Le courant induit dépend des charges en mouvement, de leurs vitesses et du champ pondération.

Le théorème de Ramo permet de valider l'équation (I.14) pour les détecteurs à semi-conducteurs [Cav71].

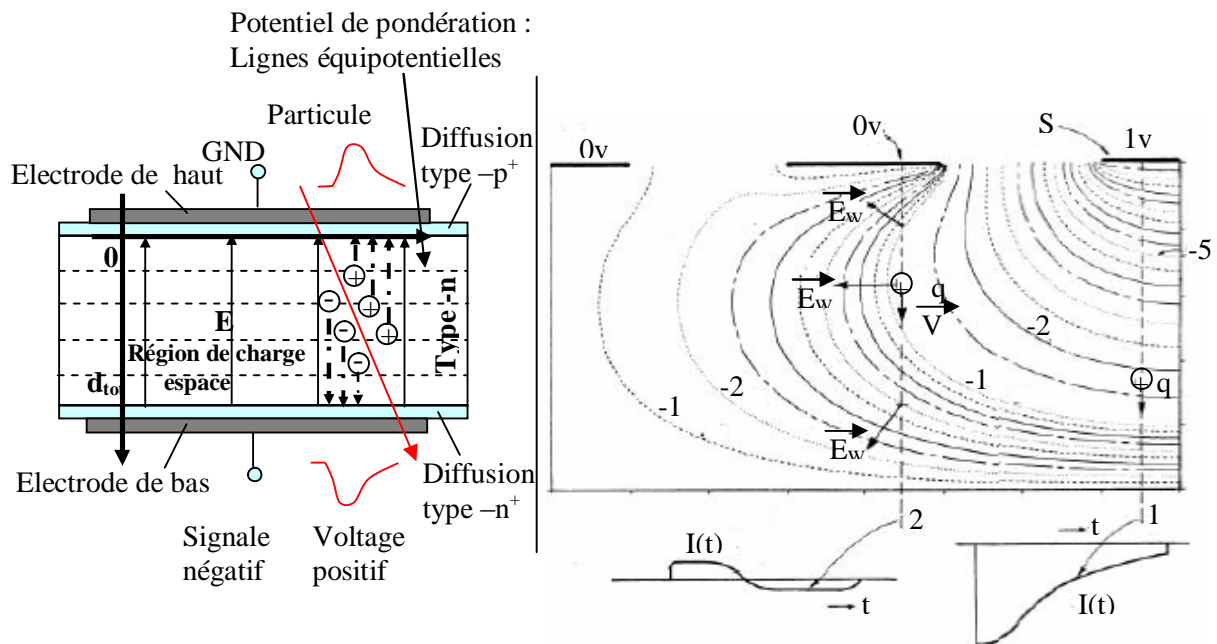


Figure I.4.: (a) Détecteur à semi-conducteur complètement déplété en configuration plate parallèle. (b) Représentation du champ de pondération pour un détecteur à configuration multi-électrode [Des06].

Deux champs sont alors considérés dans le calcul du signal induit par les porteurs libres, le champ électrique physique responsable du mouvement des charges et le champ de pondération qui est défini par la géométrie de détecteur. Dans une configuration simple (figure I.4 a) formée par des électrodes planes parallèles séparées d'une distance d_{tot} , le champ de pondération est égale $1/d_{tot}$, il est perpendiculaire aux électrodes. Dans le cas d'un dispositif à plusieurs électrodes, comme dans les

détecteurs micro-pistes, l'expression et la topographie du champ de pondération sont plus complexes (figure I.4). Il est déterminé par application d'un potentiel unique sur l'électrode de détection et un potentiel nul sur les autres électrodes. Toutes les charges fixées sont négligées, il en résulte alors un champ de pondération différent du champ électrique.

Riegler [Rei04] a montré que pour un détecteur contenant des éléments résistifs, ce qui est le cas du détecteur à semi-conducteur (figure I.5), les variations temporelles du signal ne sont pas toujours données par le mouvement des charges. En effet, lorsque les charges atteignent la partie résistif du détecteur, elles sont compensées par les charges flottantes avec une constante de temps t . Cette constante est donnée par $t = \epsilon_0 \epsilon_r / \sigma$, où σ est la conductivité de la couche résistive (la couche non-déplétée dans le cas du détecteur à semi-conducteur). Le signal induit aura donc différentes formes (figure I.5.b).

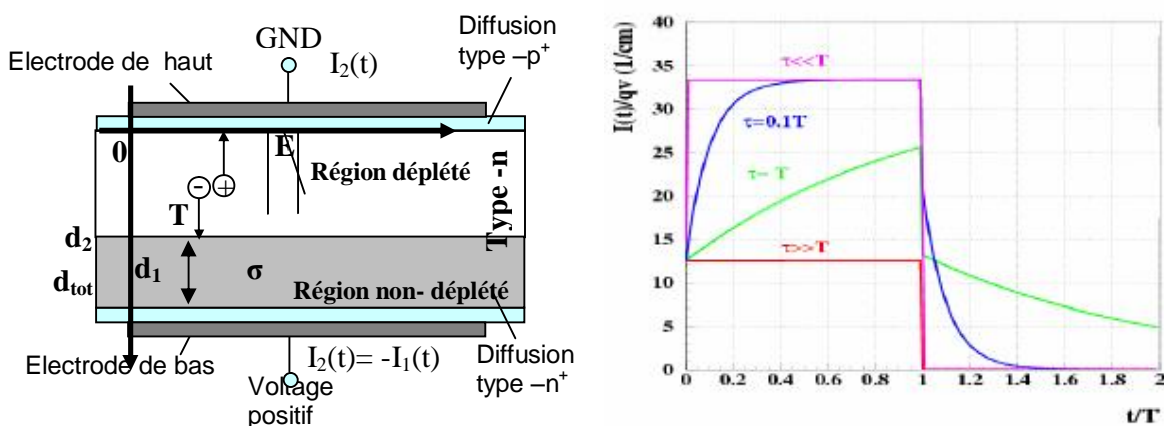


Figure I.5. : (a) Schéma représenté la configuration de plate parallèle de détecteur en Silicium incomplètement déplété. (b) : Le courant induit de la charge et la vitesse de charge [Rie04].

Pour une couche de haute résistivité, $t \gg T$, le courant est induit par le mouvement des charges. Quand la charge atteint la surface, elle est collectée, le courant est alors nul (figure I.5 b). Dans le cas $t = T$, le courant est induit après un temps T . Pour une couche de résistivité basse ($t \ll T$) la couche agit comme une plaque de métal et le courant induit est alors égal au courant créé généré par une géométrie de plaques parallèles séparées par une distance d_2 (figure I.5.a). Dans le cas d'un détecteur en silicium incomplètement déplété, avec une concentration de dopant $N_A = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, la

couche non déplétée a une résistivité égale à $1/\sigma \approx 5k\Omega.cm$, ce qui correspond à $t \gg 0.5ns$ (cas où $t \ll T$). La situation est différente pour le Si-a:H qui sera étudiée en détail dans les chapitres suivants. Le signal créé par les particules sur l'électrode du détecteur est donc déterminé par le mouvement des porteurs libres générés. La collection de ces porteurs libres correspond alors au signal créé.

Le signal induit par le mouvement des porteurs libres générés dans le détecteur par la radiation, est généralement faible. Dans une épaisseur de $300\mu m$ d'un détecteur en Silicium, la charge créée est de l'ordre de 22000 électrons [Alva04]. L'amplification de signal induit dans le détecteur à semi-conducteur est donc cruciale dans la construction d'un système complet de détection. La préamplification et la mise en forme du signal sont nécessaires avant tout autre traitement de ce signal. L'étage de préamplification est suivi d'un étage de mise en forme.

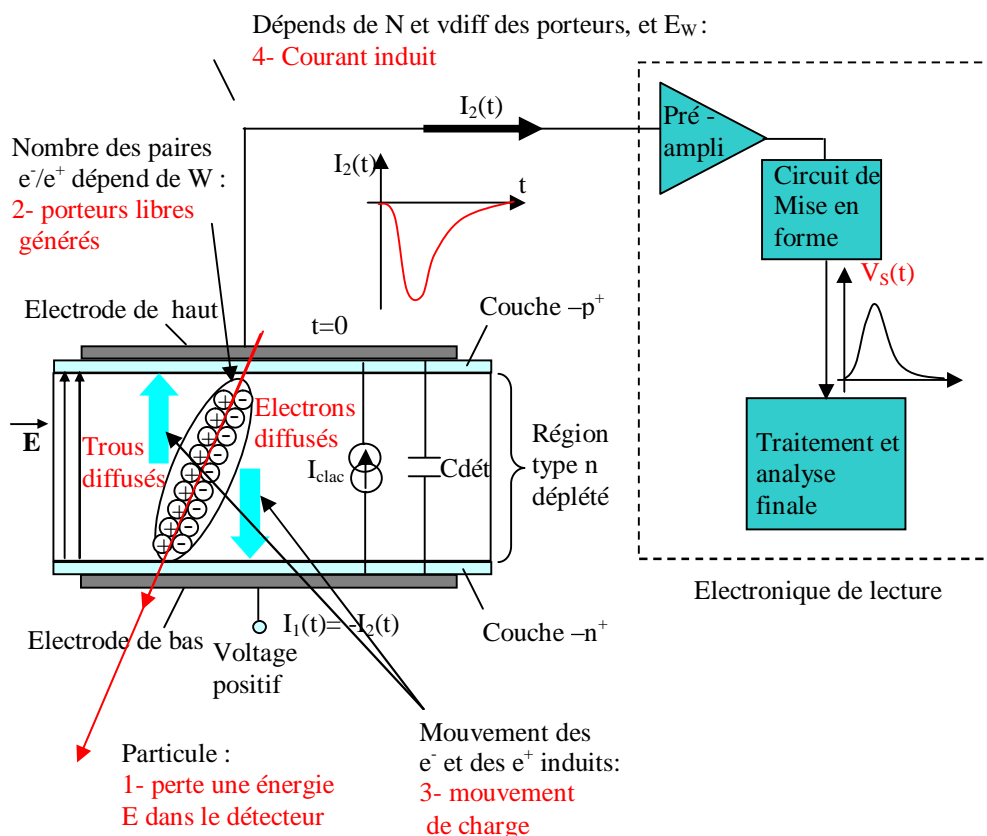


Figure I.6. Diagramme représente la relation entre l'énergie déposée par la radiation incidente et le signal de sortie V_S de lecture

III. Conclusion.

Les différents concepts et mécanismes décrivant la détection des radiations par des dispositifs à semi-conducteur ont été présentés dans ce chapitre dans le but de fournir les bases nécessaires à la compréhension de la caractérisation présentée dans le chapitre suivant.

Les performances et les limites des détecteurs basés sur cette nouvelle technologie du silicium amorphe hydrogéné comme matériau de détection ont été présentées dans le but d'étudier l'apport de celle-ci en imagerie médicale.

Chapitre 2.

Le Silicium Amorphe Hydrogéné.

Les solides Amorphes sont des solides non cristallins : Il n'y a pas un ordre dans l'alignement des arrangements des atomes contrairement au réseau périodique formé par les atomes pour les solides cristallins. Néanmoins, le réseau Amorphe contient des alignements à faible portée lorsqu'on considère l'atome et ses plus proches voisins. Les semi-conducteurs amorphes sont classés dans les chalcogénides (comme le Sélénium), et les semi-conducteurs amorphes tétra hydrides (comme le Silicium et Germanium). La recherche d'un dispositif en Si-a:H a été initié par Carlson et Wronski [Car76] avec le développement de dispositifs photovoltaïques. L'ordre de l'alignement à courte portée et le désordre de l'alignement à longue portée dans le Si-a:H sont présentés dans le paragraphe I. Les études électroniques et l'existence de l'écart de mobilité et la queue de bande ainsi que les états des défauts sont présentés dans le paragraphe II. Ces états induisent des propriétés spécifiques de transport électronique qui sont discutées dans le paragraphe III. Enfin, les propriétés de l'absorption optique du Si-a:H sont présentées dans le paragraphe IV.

I. L'ORDRE DANS LE DESORDRE.

Le silicium amorphe hydrogéné est un semi-conducteur qui ne représente pas la même structure régulière et périodique du silicium cristallin, mais qui n'est cependant pas totalement aléatoire. En effet, il présente un alignement covalent entre les atomes de silicium. La présence de l'ordre à courte portée a été montrée par des mesures de diffraction X. L'analyse mathématique des résultats de la diffraction a abouti à la définition de ce qu'on appelle la Fonction de Distribution Radial (FDR) [Laa99]. La FDR $G(r)$ représente le nombre d'atomes sur une distance r à partir du centre d'un atome de référence. Elle est donnée par [Laa99]:

$$G(r) = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot g(r) \quad (\text{II.1})$$

La fonction $g(r)$ est appelée fonction de corrélation des paires atomiques et donne la densité d'atomes sur une distance comprise entre r et $r+dr$ de l'atome de référence.

Pour un cristal, $g(r)$ est un pic (figure II.1.a) situé respectivement dans la première et la seconde distances voisines. Au contraire, pour le Silicium amorphe (figure II.1.b) les quelques premières distances plus proches voisines sont bien séparées, mais les pics deviennent larges et moins distincts lorsque r augmente.

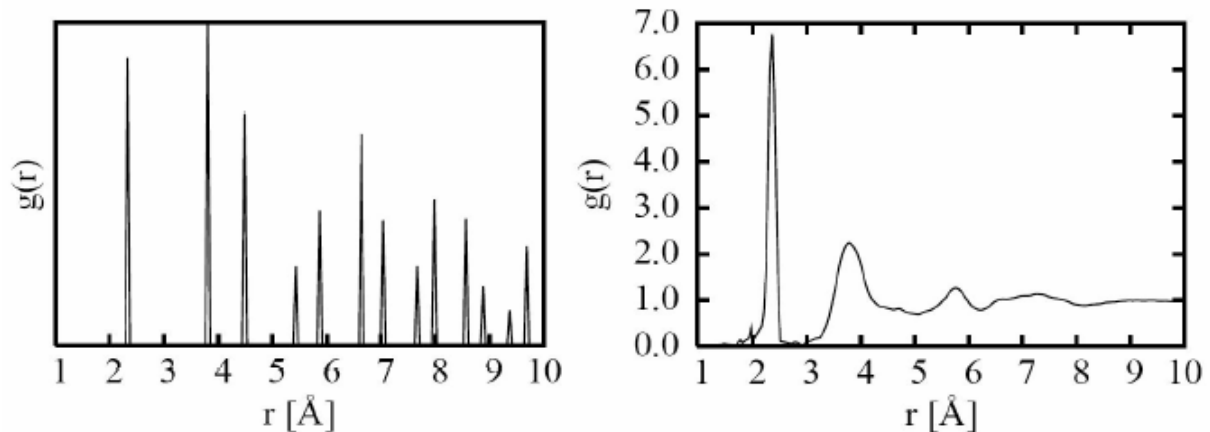


Figure II.1 : La fonction de corrélation des paires atomique $g(r)$ pour le Silicium Cristallin (gauche), obtenue à partir de la génération par ordinateur des structures Cristallin et pour le Silicium Amorphe (droite), obtenue via la diffraction avec rayon $-X$ [Laa99].

Les positions du premier et du second pics sont les estimations respectives des moyennes des distances du premier et du second voisins. A partir de ces distances, on constate que la moyenne de la longueur du lien Si-Si dans le silicium amorphe est égale à celle du silicium cristallin (~ 2.35 Å), et que la moyenne de l'angle Si-Si-Si est égale à $109^{\circ}28' \pm 8^{\circ}$ à 10° . A des distances plus grandes, $g(r)$ et FDR ont des valeurs constantes. Les matériaux amorphes peuvent cependant avoir par-dessus de la longueur escaladée un ordre plus long à ce que proposé par diffraction par rayon $-X$, électron ou neutron. Cette méthode est insensible au matériau à ordre d'"alignement moyen". Récemment, des méthodes microscopiques [Gib97] utilisés dans les mesures, ont montré que la structure des semi-conducteurs amorphe présent aussi un ordre d'alignement moyen (OAM), [Das03]. Différents modèles ont été développés pour expliquer le OAM dans les structures amorphes.

Il est difficile de déterminer la structure du silicium amorphe à travers les expériences, à cause du désordre des alignements de longues portées. La modélisation des réseaux amorphes permet d'obtenir une base importante dans la détermination des structures. La comparaison entre la FDR obtenue expérimentalement et théoriquement permet l'élaboration d'un modèle précis. En

1932, Zachariasen [Zac32] fut le premier à proposer un Réseau Aléatoire Continu (RAC) pour expliquer les arrangements atomiques dans le réseau amorphe. Dans ce réseau, la structure amorphe est déterminée par le lien entre les atomes, la coordination d'un atome étant définie par le nombre d'atomes qui lui sont liés. Le modèle induit un désordre homogène qui est le même pour chaque atome. Le réseau aléatoire a la propriété de faciliter le regroupement des atomes de différentes coordination : Les défauts élémentaires sont définis comme des défauts de coordination, quand la liaison Si-Si casse, forment ce qu'on appelle les balancements des liens. Les liens balancer son en haute concentration dans le Silicium amorphe pure, mais peuvent être presque tous passivés par un hydrogène (Figure 2.2).

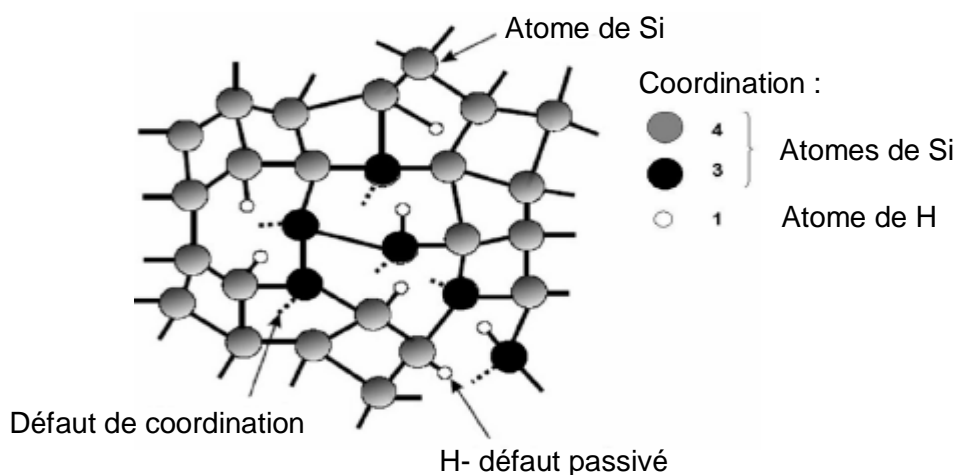


Figure II.2 : Modèle de réseau aléatoire continu (RAC) de Si-a :H avec triple et quadruple de coordinations de Silicium, liens balancés (défauts de coordination) et l'atome de Hydrogène [Des06].

Le Si-a :H n'est pas un matériau homogène, sa structure consiste en des vides encastrés dans des matrices amorphes [Mos 69, Van 92]. La dimension et la densité des vides dépendent des conditions de dépôt. Les surfaces de vide peuvent être occupées partiellement par l'Hydrogène, et l'influence des vides dans la densité des défauts dans le Si-a :H est un sujet encore discuté. La densité de Si-a :H est donc légèrement basse que celle du Silicium Cristallin, et pour une bonne qualité de Si-a :H elle est $\sim 2.15\text{g/cm}^3$.

Des nombreux réseaux amorphes générés par ordinateur ont été développés, et la distribution des réseaux peut être traitée avec des simulation de cellules avec moind

de dix mille atomes. Différentes techniques sont utilisées pour simuler le réseau de Silicium Amorphe. L'algorithme le plus efficace est la technique de Monte Carlo [Woo85]. Les challenges à court terme sont la génération des dispositifs avec des dimensions réalisables, et la simulation de dispositifs électroniques au niveau atomique.

II. ETAT ELECTRONIQUE.

Dans le silicium cristallin, la périodicité de grands treillis simplifie la théorie pour les propriétés électroniques. L'énergie potentielle périodique au niveau de la structure atomique des cristaux est donnée par l'équation de Schrödinger [Sze81]. Les électrons et les trous sont décrits par les fonctions d'onde à travers le cristal avec un moment d'onde k . Les bandes d'énergie sont donc décrites par la vitesse de dispersion de l'énergie $E(k)$. Dans le Silicium amorphe, l'énergie potentielle n'est pas périodique, la solution de la fonction d'onde ne peut pas être appliquée, et la fluctuation de potentiel résulte de la dispersion des électrons [Str91]. Il est donc nécessaire de faire appel à différentes approches théoriques pour présenter les propriétés électroniques du silicium amorphe. La description des atomes et les bandes d'énergie sont décrits par la distribution de la densité des états $N(E)$.

Les limites entre les états localisés et les états prolongés des bandes de valence et de conduction sont appelées les bords de la mobilité (E_c et E_v), et la région entre ces deux énergies définit l'écart appelé écart de la mobilité. L'origine des états localisés à partir des fluctuations spatiales des liaisons crée ce qu'on appelle les queues de bande dans l'écart de la mobilité (figure 2.3). Le comportement exact des propriétés des états à proximité des bords de la mobilité et la localisation jusqu'à la transition prolongée n'est pas encore bien compris. Cependant, en pratique, la conduction des films Si-a:H peut aussi être décrite en terme d'écart de la mobilité. Celui-ci est pour le Si-a:H, différent de celui de son équivalent cristallin à 300°K et $E_g=1.6$ à 1.8eV. La queue de bande dans la distribution de la densité d'état peut être approximée par une fonction exponentielle :

$$N(E) = N_0 \exp\left(-\frac{E}{kT_V}\right) \quad (II.2)$$

La pente de la queue est décrite par la température. Pour la queue de silicium amorphe, cette gamme de température est à partir de 220°K à 270°K ($kT_V \sim 25$ eV) pour la queue de la bande de conduction et à partir de 400°K à 450°K ($kT_V \sim 45$ meV)

pour la queue de la bande de valence [Str91]. Il n'y a pas une symétrie entre la queue de la bande de valence et celle de la bande de conduction.

Plusieurs atomes dans le silicium amorphe peuvent avoir une déviation à partir de leur coordination optimale qui résulte dans les défauts des états électroniques à l'intérieur de l'écart de bande. Les états localisés dans la queue de bande et les états des défauts de coordination dans l'écart de la mobilité, son illustré dans la figure II.3.

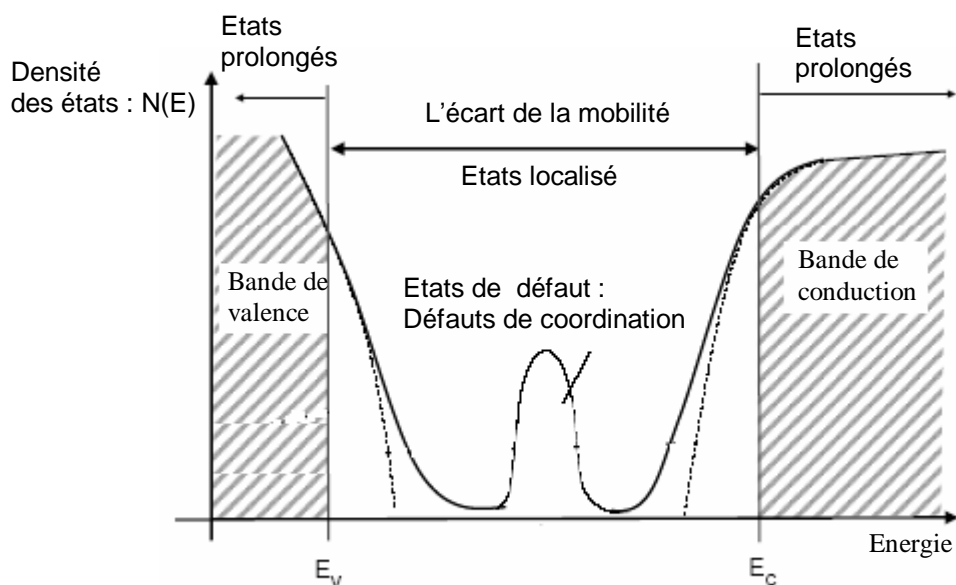


Figure II.3 : Diagramme de la distribution de la densité des états pour le Si-a :H [Des06].

III. Transport électronique.

Le transport électronique dans un semi-conducteur amorphe est un quantum microscopique qui présente une moyenne des porteurs qui sont déplacés d'un site à un autre. La conductivité dans les semi-conducteurs est le produit de la densité " n " des porteurs, de la mobilité des porteurs μ et de la charge élémentaire. La contribution de la conductivité peut être donnée en fonction de la densité des états :

$$s = \int N(E) e m(E) f(E, T) dE \quad (II.3)$$

Où $f(E, T)$ est la distribution de Fermi-Dirac. Si on considère le cas des électrons et si E_C est très largement supérieure à E_f , alors la statistique de Boltzman peut être appliquée, de ce fait :

$$s = \frac{1}{kT} \int s(E) \exp\left(-\frac{(E - E_f)}{kT}\right) dE \quad (II.4)$$

$$\text{où } s(E) = N(E) e^{-m(E)kT} \quad (II.5)$$

Le modèle de choix est celui qui dépend des bords pointus de la mobilité qui séparent les états prolongés des états localisés. Le calcul de la conductivité dans le Si-a:H concerne en premier, la haute bande, ce qui donne la conductivité dans les états prolongés, appelé modèle standard de transport. Le transport gouverné par le processus de piégeage multiple s'effectue dans les états localisés, ce qui ramène au transport dispersif.

III.1. Le modèle standard de transport.

Le modèle standard de transport est basé sur la première théorie des bords pointus de la mobilité décrite par Mott. De l'énergie d'activation E_A (qui est $E_c - E_f$ pour la bande de conduction et $E_f - E_v$ pour la bande de valence), la conductivité peut être calculée à partir de l'équation (II.4) :

$$s(T) = s_0 \exp\left(-\frac{E_A}{(k_B T)}\right) \quad (II.6)$$

Le facteur pré-exponentiel σ_0 est corrélé empiriquement avec l'énergie d'activation :

$$\ln(s_0) = \ln(s_{00}) + \frac{E_A}{k_B T_{MN}} \quad (II.7)$$

L'équation de corrélation (équation II.6) provient de la modification statistique de l'énergie de Fermi [Ove89]. Le facteur σ_{00} est une valeur constante de $0.1 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ et $k_B T_{MN}$ est une caractéristique de l'énergie de Meyer-Neldel. La température T_{MN} de Meyer-Neldel, appelée température isométrique [Sta05], est approximativement égale à 450°K pour les électrons et 800°K pour les trous [Ham97]. Bien qu'il n'existe pas de description précise, le modèle standard de transport est un modèle suffisant pour décrire la conductivité dans le Si-a :H à la température ambiante et au-dessus.

III.2. Conduction de saut.

La localisation d'Anderson des états électroniques mène à la non conductivité dans les états localisés à 0°K. Cependant, au dessus de 0°K, quelques transitions entre les états localisés peuvent se produire et les porteurs peuvent sauter d'un site à un autre par effet tunnel. Cette conduction de saut est plus probable entre deux états

qui sont fermés dans l'énergie et la position. La probabilité de transition P_S , entre deux états séparés par une distance R et une énergie W est :

$$P_S = w_0 \exp\left(-\frac{2R}{R_0} - \frac{W}{kT}\right) : \text{Pour } W > 0. \quad (\text{II.8})$$

$$P_S = w_0 \exp\left(-\frac{2R}{R_0}\right) : \text{Pour } W < 0. \quad (\text{II.9})$$

où R_0 est la longueur de localisation, le facteur $\exp(-R/R_0)$ exprimant la fonction d'onde de chevauchement de deux états. La conduction peut être décrite par deux types de sauts d'un plus proche voisin à un autre, et la différence d'énergie entre les états est compensée par un phonon. Le saut de la queue de la bande est de ce type, puisque les états localisés peuvent être fermés spatialement, mais séparés par une énergie qui peut être atténuée par un couplage électron-phonon. Quand la température diminue, le nombre de phonons diminue et la probabilité de saut dans la queue de la bande diminue également. La conductivité σ_S est exprimée dans l'équation (II.10) :

$$\sigma_S = \sigma_{S0} \exp\frac{W}{kT} \quad (\text{II.10})$$

Où le pré facteur σ_{S0} est proportionnel à la densité des états $N(E)$. Pour $N(E)$ égal à 10^{-19}cm^{-3} , σ_{S0} est de l'ordre de 10^{-1} à $10^{-2} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ et W est l'énergie moyenne d'échange entre les états. Dans une forme différente du modèle de sauts, les porteurs sautent entre les états localisés qui sont fermés avec la même énergie (petit W), mais spatialement plusieurs distances sont possibles comme dans le modèle du plus proche voisin. Il se produit des états localisés dans le milieu dus à l'écart induit par les défauts de coordination. A basse température, les porteurs saute plutôt vers un site qui est non fermé que vers le site qui a le niveau d'énergie le plus fermé. Mott a calculé la conductivité, dans ce cas :

$$\sigma_S = \sigma_{S0} \exp\frac{T_0}{T^{\frac{1}{4}}} \quad (\text{II.11})$$

Dans le cas du silicium amorphe, cette gamme variable de la conduction de saut a une contribution importante dans la conductivité globale, et ce à cause de la haute densité de défauts. Cependant, dans le silicium amorphe hydrogéné, la saturation de presque toutes les liaisons mène à une petite contribution de la conduction de saut, sauf à basse température. Le couplage électron-phonon représente les interactions

de coordinations, il est responsable de la dispersion des électrons. Des porteurs en excès dans les états localisés polarisent leur environnement par le couplage électron-phonon. Dans le cas des interactions fortes électron-phonon, des polarisations sont formés, les électrons entourent le nuage de phonons, donc la conduction électrique est remplacée par le saut de polarisations.

III.3. Le transport dispersif.

Les états de queue de la bande dans le silicium amorphe hydrogéné ont un autre rôle fondamental dans le transport électronique : le transport dispersif. Ce type de transport peut être décrit par le modèle de piégeage [Tie80]. La conduction des porteurs en excès est fonction de la fréquence de piégeage dans la queue des états. Le cycle de piégeage, émission, re-piégeage, re-émission, etc. produit pendant le transport d'un porteur en excès est appelé piégeage multiple (figure II.5). Les porteurs piégés sont considérés être immobiles, donc la mobilité effective (ou "diffusion") des porteurs est déterminée par la mobilité μ_0 dans les états prolongés et par la fraction $f_{\text{piège}}$ des porteurs dans les états piégés :

$$m_d = \frac{m_0}{(1 + f_{\text{piège}})} \quad (\text{II.12})$$

$$f_{\text{piège}} = \frac{n_{\text{piège}}}{n_e} = \frac{\tau_{\text{piège}}}{\tau_{\text{libre}}} \quad (\text{II.13})$$

n_e est la densité des porteurs, $n_{\text{piège}}$ la densité des porteurs, $\tau_{\text{piège}}$ le temps écoulé dans le piégeage et τ_{libre} le temps écoulé dans l'état libre. La mobilité de diffusion reflète le temps de libération des porteurs piégés.

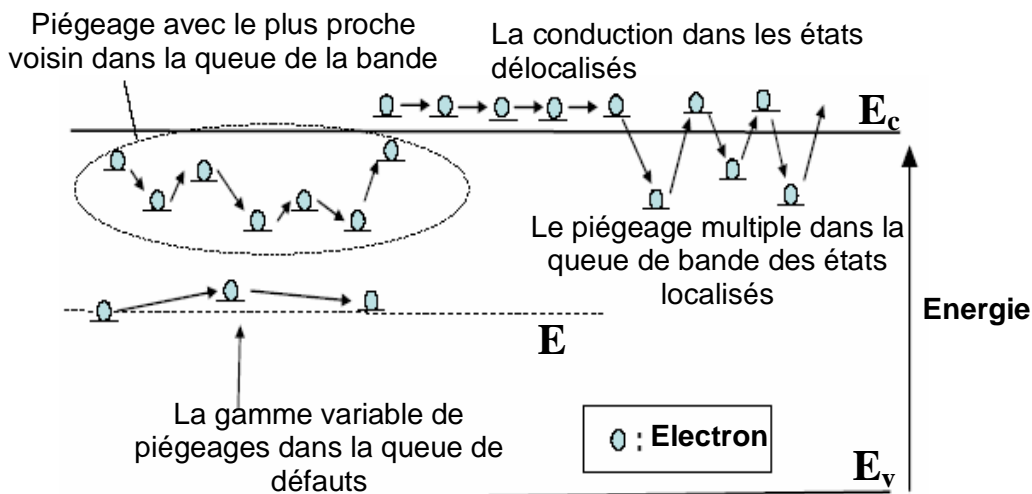


Figure II.4 : Mécanisme de conduction des électrons dans le Si-a :H : conduction dans les états délocalisés (modèle standard de transport), conduction de piégeage dans les états localisés et le piégeage multiple des porteurs dans les états localisés.

L'émission de porteur par l'énergie de piégeage E dépend de l'énergie d'activation de piégeage (qui est $E_c - E_f$ pour les électrons et $E_f - E_v$ pour les trous). L'allure de la distribution des porteurs par activation thermique est définie par :

$$t_{libre} = w_0^{-1} \exp\left(\frac{E_A}{k_B T}\right) \quad (II.14)$$

Où le pré-facteur w_0 est la fréquence de "attempt-to escape" (quitter de piégeage).

Ce pré-facteur est corrélé à l'énergie d'activation E_A suivant la règle de Meyer-Nedel [Bra94] et :

$$w_0 = w_{00} \exp\left(\frac{E_A}{k_B T_{MN}}\right) \quad (II.15)$$

Les valeurs de " w_{00} " dans la littérature sont de l'ordre de 10^9 s^{-1} pour les électrons et 10^{10} s^{-1} pour les trous [Ham97]. La fréquence de "attempt-to escape" (quitter le piégeage) w_0 peut varier et dépend de l'énergie de piégeage, mais normalement elle se situe dans la gamme de 10^{10} à 10^{12} s^{-1} [Sch04]. L'énergie d'activation de la puissance de piégeage varie par l'application d'un haut champ électrique (l'effet de Poole-Frenkel [Fre38]).

Pour une distribution exponentielle de l'énergie de piégeage $N(E)$ (dans la queue de bande, équation II.2) avec une pente kT_v , la mobilité de diffusion reflète un temps moyen de libération des porteurs donné par :

$$t_{av} = \frac{1}{N_T} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{E}{kT_v} + \frac{E}{kT}\right) dE = N_0 w_0^{-1} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{E}{kT_v} + \frac{E}{kT}\right) dE \quad (II.16)$$

La résolution de l'équation (I.14) permet de calculer la mobilité de diffusion qui dépend de la température. A haute température, quand $T > T_v$ ($\sim 250^\circ\text{K}$ pour les électrons et 450°K pour les trous) l'équation (II.16) peut être résolue. Le piégeage de la queue de la bande est à température élevée, d'effet relativement faible et la mobilité dépend d'une faible température résiduelle :

$$m_d = m_0 \left(1 - \frac{T_v}{T}\right) \quad (II.17)$$

Ce modèle de piégeage pour les hautes températures n'est pas totalement exact à cause du fait qu'il ne tient pas compte de la dépendance de la température de la largeur de queue de bande. De ce fait, d'autres théories ont été récemment proposées [Sch04]. Les valeurs typiques de la mobilité des électrons libres à haute température sont dans la gamme de $5\text{-}15 \text{ cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$ et autour de $1 \text{ cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour les trous [Sch04]. A basse température, les porteurs libres ont un haut transport dispersif, de ce fait la mobilité diminue avec le temps.

A température ambiante, la conduction dans le Si-a:H est décrite par le modèle standard de transport et par le transport à piégeage multiple causé par l'exponentiel de queue de la bande du matériau. Les trous sont plus que les électrons, sujets au piégeage multiple dans la queue de bande, à cause de leur haute densité d'états localisés dans la queue de bande de valence que dans la queue de bande de conduction. La conduction d'un état prolongé à l'autre est plus difficile dans le silicium cristallin que dans les semi-conducteurs amorphes en générale à cause de la faible mobilité des porteurs due à leur forme Cristalline. Dans le Si-a:H et à température ambiante, la mobilité de diffusion est de l'ordre de 1 à $10 \text{ cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour les électrons et de l'ordre de $0.1 \text{ cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour les trous.

IV. L'absorption optique.

Les propriétés optiques du silicium amorphe hydrogéné sont importantes à cause de leurs applications pratiques. Dans le silicium amorphe, le désordre mène à une incertitude sur le moment d'onde k , donc il n'est pas conservé dans les transitions optiques. Par conséquent, contrairement au silicium cristallin, plusieurs transitions optiques peuvent être considérées dans le Si-a:H. Le coefficient d'absorption de la lumière visible a une haute amplitude dans le Si-a:H comparé à celui du silicium cristallin. La sensibilité spectrale du Si-a:H est proche de la réponse des yeux humains, avec un pic dans la gamme spectrale du vert (figure II.5).

Pour un photon de haute énergie, l'écart de bande E_g du matériau est de l'ordre de 1.5 à 1.8 eV, le coefficient d'absorption est supérieur à 10^3cm^{-1} et l'absorption s'installe entre les états prolongés [Tau72] :

$$\left(\alpha(E) n(E) E \right)^{\frac{1}{1+p+q}} = B (\hbar\omega - E_g) \quad (\text{II.18})$$

où $\alpha(E)$ est le coefficient d'absorption qui dépend de l'énergie, $n(E)$ l'indice de réfraction, p et q sont des constantes qui dépendent de la forme des bords de bande, B est un coefficient de proportionnalité et n la fréquence. Tauc a montré que la densité des états proches des bords de la bande dépend du carré de l'énergie, ce qui est le cas pour les semi-conducteurs cristallins, résulte dans $q=p=1/2$ [Tau72]. L'extrapolation de l'équation (II.18) par $\alpha(E)=0$ donne l'écart de Tauc. Klazes [Kla82] a proposé des bords de bande linéaire, donc $p=q=1$. L'évolution de l'équation (II.18) donne l'écart cubique, qui est inférieur à l'écart de Tauc d'environ 0.1 à 0.2 eV. Ce tracé cubique est linéaire dans une large gamme d'énergie, ce qui permet d'avoir des valeurs précises. Cependant, l'écart de Tauc est encore utilisé, pour le Si-a:H il vaut 1.7 eV

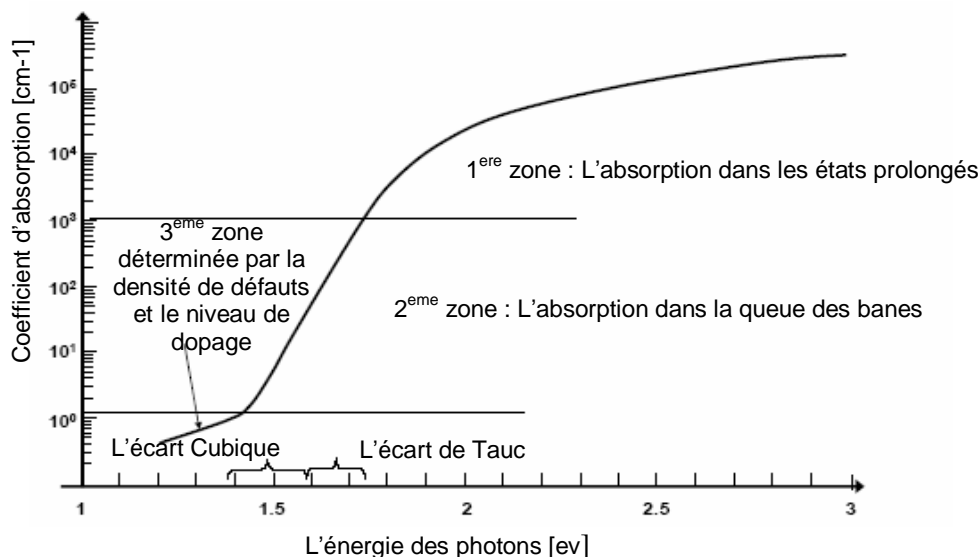


Figure II.5 : Exemple de variations du coefficient d'absorption optique dans le Si-a:H en fonction de l'énergie des photons incidents [Sh95].

Pour les photons avec une énergie inférieure à l'écart optique du matériau, l'absorption s'installe entre les états dans l'écart de bande. Les photons d'énergie de 0.2 eV autour de l'écart de Tauc ou Cubique (à partir de 1.4 à 1.7 eV) ont un coefficient d'absorption qui varie entre 10^3 et 10^4 cm^{-1} , l'absorption s'installe entre les états dans la queue de la bande. Au-delà de ces valeurs, ce coefficient obéit à une loi exponentielle [Tau72]:

$$a = a_0 \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) \quad (\text{II.19})$$

où α est un pré- facteur, E_0 est l'énergie d'Urbach, qui dépend de la température et du désordre dans le matériau. Il est déterminé par la pente de la queue de la bande de valence, E_0 est de l'ordre de 50 MeV.

Enfin, aux basses énergies (c à d les photons avec une énergie bas de 1.4 eV), l'absorption se positionne dans les états de défauts. Le coefficient d'absorption est entre 1-10 et dépend de la densité de défauts, du niveau de dopage et du mode de préparation du dispositif. Les propriétés optiques du Si-a:H dépendent de la concentration d'hydrogène, des liaisons dans le film et du désordre dans le réseau de Si-a:H [Mal87].

Au cours des trente dernières années, de nombreux travaux ont été consacrés à la mise à profit des propriétés des matériaux amorphes et en particulier du silicium amorphe hydrogéné. Dans le tableau II.1 [Des06] sont données les différentes propriétés d'un film amorphe épais.

Tableau II.1. Propriétés idéales pour une bonne qualité de Film épais en Si-a:H [Des06].

Grandeurs	Symbole	Valeur
Densité de matériau	ρ	$\sim 2.15 \text{ g.cm}^{-3}$
Teneur en Hydrogène	C_H	10-20 %
Densité des défauts	N_{db}	$\sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
Energie de corrélation	U	0.2-0.4 meV
Largeur de la Queue de la bande de valence	kT_v	45-50 meV
Largeur de la Queue de la bande de conduction	kT_v	$\sim 25 \text{ meV}$
L'écart de la mobilité	E_G	1.7-1.8 eV
L'écart de Tauc	E_{tauc}	1.6-1.7 eV
L'écart cubique	$E_{cubique}$	1.4-1.6 eV
Energie d'urbach	E_0	50meV
Constante diélectrique	ϵ_{aSi}	~ 12
Densité des défauts ionisés de la couche -i	N_{ab}	$\sim 30\% \times N_{ab}$
Voltage de déplétion de la couche intrinsèque	V_f	$\sim 1100V$ pour $50\mu\text{m}$
Epaisseur	d	$\sim 0.45V \times d$ en μm^2
Coefficient d'absorption (600nm)	α_{600}	$4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$
Mobilité des électrons	μ_e	$1-10 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
Mobilité des trous	μ_t	$0.01-1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
Conductivité dans le Si-a:H intrinsèque	σ_d	$10^{-12}-10^{-10} \text{ s cm}^{-1}$

V. Conclusion.

Le désordre dans le Si-a:H provoque des problèmes et de nombreuses incertitudes, la recherche sur ce matériau est jusqu'à présent très active. La possibilité de déposer le matériau de Si-a:H sur de larges zones, pour un bas coût, à de basses températures, ainsi que une haute absorption optique, ont permis le développement d'une large gamme de dispositifs basés sur le Si-a :H, comme les cellules solaires. Ce matériau présente également l'avantage d'être résistants aux radiations comparativement au Silicium Cristallin.

Chapitre 3.

La technologie TFA sur ASIC.

Les porteurs libres créés dans le détecteur en Si-a:H, par le rayonnement électromagnétique incident, induit un courant aux bornes des électrodes directement après leurs créations. Ce signal induit dépend du mouvement des porteurs générés, et l'expression "efficacité et vitesse de signal" est utilisée plutôt que "efficacité et vitesse de charge collectée".

En imagerie médicale, la vitesse du signal induit est un paramètre de performance très important, il est étudié dans ce chapitre. Les films épais dans la technologie ASIC est présenté dans le paragraphe 1. Le transport de la charge et la spécification de l'induction du signal dans le détecteur TFA sont présentés dans le paragraphe 2.

I. Les films épais en technologie ASIC.

Les films épais en technologie ASIC représentent une solution alternative et attrayante pour la construction de détecteurs de particules pour les applications en physique de haute énergie (PHE) et en imagerie médicale. Dans ce chapitre, nous présentons le concept de la technologie et les propriétés des dispositifs de détection en Si-a:H développés pour la détection des particules. Les différents avantages qu'offre la technologie TFA pour la détection des particules ainsi que les difficultés rencontrées dans son développement seront discutés.

I.1. Les films épais en concept ASIC.

Le silicium amorphe hydrogéné est un excellent matériau pour la détection optique [Des06]. Il présente un haut coefficient d'absorption dans le spectre visible comparé à celui du silicium cristallin. Sa réponse spectrale correspond à la réponse de l'œil humain. Ses caractéristiques de dépôt font de lui un matériau intéressant. Cependant, son utilisation dans les circuits électroniques n'est pas encore très développée. En effet, malgré le fait que le silicium cristallin ne possède pas de bonnes propriétés photoélectriques, il est cependant largement utilisé dans une large gamme de composants de très haute technologie, comme par exemple les circuits intégrés [Des06]. Par dépôt de Si-a:H sur le haut d'un ASIC, il est possible de

combiner les avantages de chaque matériau. Le silicium amorphe hydrogéné présente un avantage technologique d'être déposé à basse température sur de grandes surfaces avec un coût réduit [Des06]. Par la méthode PE-CVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition), le Si-a:H peut être déposé dans un intervalle de température de 150°C à 250°C. Pour le substrat CMOS en silicium cristallin avec des contacts en Aluminium, le maximum de température de post-traitement est légèrement faible et au-dessus de 450 °C [Sed01], dans ce cas les raccordements de l'Aluminium commence à fondre. La température de dépôt du Si-a:H est donc au dessous de cette limite. Les films en Si-a:H peuvent être déposés sur le haut d'un substrat CMOS post-traité. Il est possible d'intégrer dans le dispositif de détection en Si-a:H, l'électronique de lecture. C'est ce qui est appelé film épais en ASIC (TFA) ou film épais en technologie CMOS (TFC). Il a un potentiel intéressant pour la haute détection, l'imagerie dynamique, l'imagerie en petites zones de pixels et l'imagerie par rayons X en zones larges pour les applications médicales.

Les détecteurs TFA consiste en un dépôt d'un film épais de Si-a:H comme dispositif de détection directement sur le haut de l'ASIC. Le dispositif de détection peut être réalisé sous forme de couches n-i-p ou dispositif Shottky. Dans le cas d'une structure n-i-p (figure III.1), l'électrode en Oxyde Conducteur Transparent (OCT) est déposée sur le haut de la couche p.

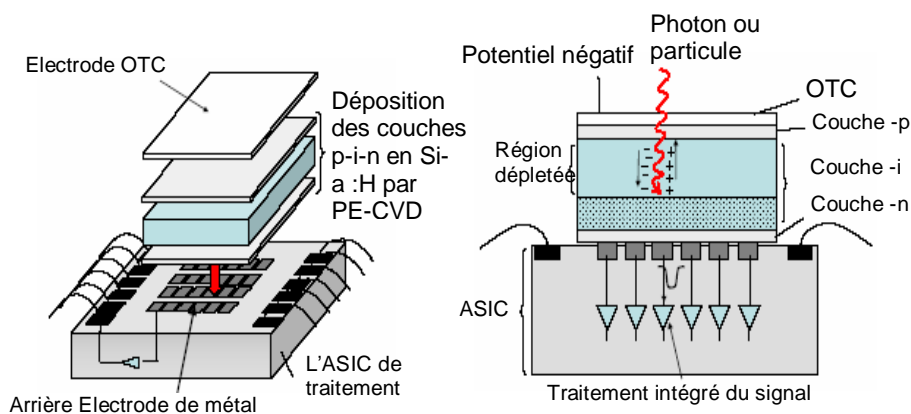


Figure III.1 : (a) dépôt de couches n-i-p en Si-a:H sur le haut de l'ASIC pour construire le détecteur TFA. (b) coupe du détecteur : les porteurs photo générés dans la région dépletée de la zone -i- sont séparés et collectés par l'électrode.

Le contact en bas de coupe est en métal, il représente la dernière électrode intégrée en ASIC raccordée à l'électronique. Une tension inverse est appliquée à toutes les

électrodes du haut. La génération des porteurs par les photons ou les particules dans la couche *i* crée une région déplétée séparée par un champ électrique, ces porteurs sont collectés par les électrodes. Le signal induit correspondant est traité par l'électronique intégrée de lecture. La technologie TFA offre un haut niveau d'intégration des dispositifs de détection et de l'électronique de lecture, il en résulte une réduction du coût de fabrication. Elle permet également d'obtenir des géométries optimales (rapport entre la zone active de détecteur et la zone total de détecteur égal à 1). L'électronique de lecture est intégrée dans la zone active du détecteur. Cette technologie présente un autre avantage qui est la flexibilité : le dispositif de détection et le circuit de l'électronique de lecture peuvent être conçus séparément et optimisés.

Le premier détecteur basé sur la technologie TFA a été développé en imagerie [Fis92, Sch99]. La première compagnie à avoir commercialisé un tel imageur est la société *Silicon Vision* fondée en 1996 en Allemagne. Ce type de détecteur est constitué d'une structure n-i-p utilisée comme dispositif de détection pour un imageur en noir et blanc. Les multicouches en Si-a:H comme les structures n-i-p-i-n ou p-i-n-i-p ou les structures n-i^x-p (couches *i* subdivisées), peuvent être employées pour les la reconnaissance des couleurs [Sch99]. Aussi, pour les couches épaisses actives, le Si-a:H reste le matériau de choix de par sa haute absorption optique. La flexibilité est l'un des avantages clé de la technologie TFA. En effet, il est possible de connecter à l'ASIC, différentes structures de détecteurs. Les propriétés photoélectriques comme la sensibilité peuvent être adaptées aux besoins spécifiques des applications. Le schéma d'un détecteur d'imagerie en technologie TFA de Silicon Vision est présenté dans la figure III.2.

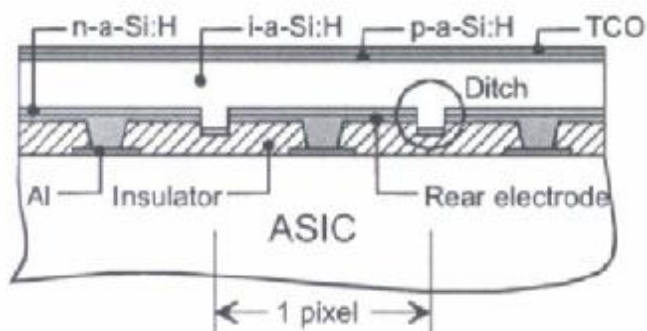


Figure III.2 : Schéma d'un détecteur d'imagerie en technologie TFA de Silicon Vision

Lors de la réalisation de l'ASIC, la couche finale de métal est déposée sur l'ouverture de passivation (isolant). Préalablement au dépôt du film épais, *les canaux* peuvent être gravés dans l'isolant entre le détecteur et l'ASIC. Pendant le dépôt du dispositif, la couche n'épaisse est déposée aux bords des canaux, le courant latéral entre les pixels est donc supprimé.

I.2. Détection des particules dans le Si-a:H.

Le silicium amorphe a fait l'objet de recherches récentes dans le domaine de la détection des radiations de haute énergie [Des06]. De nombreux travaux ont montré la très grande résistance du Si-a:H aux radiations ionisantes comparativement au silicium cristallin [Sro68, Kis98, Kun03]. Les dispositifs de Si-a:H à couche mince avec des épaisseurs de 1 μ m ne sont cependant pas adaptés à la détection des particules de haute énergie. Les particules de haute énergie diffusent plus facilement à travers une couche de Si-a:H que des particules de basse énergie. Le signal induit par les particules seules est donc faible pour être lu. Les détecteurs TFA ou à pixel actif, basés sur le Si-a:H et développés pour les dispositifs de l'imagerie, ne peuvent pas être utilisés directement pour la détection des particules. La détection des particules de haute énergie avec un dispositif de Si-a:H ne peut avoir lieu qu'avec le dépôt de dispositifs épais ou par l'utilisation de couches de scintillateurs.

La couche de scintillateur fabriquée à partir d'un matériau à nombre atomique (Z) élevé peut être déposée sur un photodétecteur en Si-a:H. Ce scintillateur convertit l'énergie des particules incidentes en photons ou en particules détectables par le dispositif d'imagerie en Si-a:H. Les détecteurs de rayon X utilisent le phosphore ou l'iodure de césium comme couche de scintillateur [Fis03]. Les détecteurs de neutrons en Si-a:H utilisent le gadolinium comme scintillateur, il convertit les neutrons en électrons d'énergie de 70KeV, ce scintillateur est en cours de développement [Mir94]. Le scintillateur en CsI(Tl) a une haute capacité de conversion (40000 photons/Mev déposé) [Jin95]. La détection d'un Minimum de Particules Ionisantes (MIP) est démontré avec le concept de détection avec une création de 22000 paires e^-/e^+ dans une couche de Si-a:H [Jin95]. Cependant, cette technologie nécessite l'addition d'une couche de scintillateur d'épaisseur égale à 1000 μ m, ce qui dégrade la résolution spatiale du détecteur et augmente le coût de fabrication.

La détection directe de particules dans un dispositif de détection en Si-a:H nécessite que la particule crée un signal électrique suffisant. L'amplitude du signal induit dépend de l'épaisseur du dispositif de détection à travers lequel les particules passent. L'épaisseur déplétée d'une couche en Si-a:H ($\sim 50\mu\text{m}$) fournit un signal très suffisant comparativement au bruit. Dans une diode p-i-n, la zone i est la partie sensible, elle est déplétée sous une polarisation inverse appropriée. Les zones n et p peuvent être minces ($\sim 20\mu\text{m}$), puisqu'elles ont pour but de fournir la déplétion de la couche i. Les porteurs générés dans cette zone ne peuvent pas être collectés à cause du rythme rapide de leur recombinaison due à la haute densité de défauts de la densité de la zone dopée dans le Si-a:H. Les porteurs générés dans la zone i déplétée sont séparés et accélérés par un champ électrique inverse induisant le signal aux bornes des électrodes. Mais les porteurs générés dans la zone i non déplétée ne sont pas séparés et ne participent pas au signal (figure III.3).

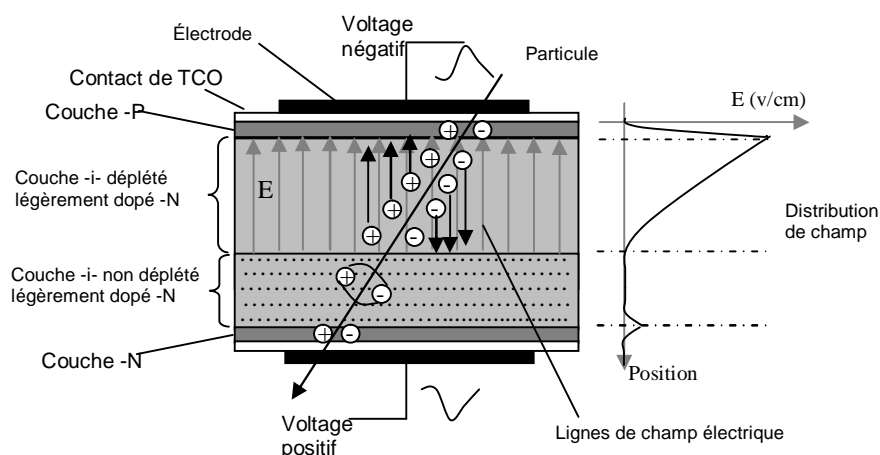


Figure III.3 : Schéma d'une diode p-i-n épaisse. Les porteurs chargés induits dans la zone i déplétée sont séparés et accélérés par le champ électrique interne. Ils contribuent à la formation du signal.

Une zone i épaisse avec une déplétion complète répond au besoin de la détection des particules.

Une couche épaisse en Si-a:H est légèrement dopée n, c'est-à-dire une partie des états profonds du semi conducteur amorphe sont des donneurs chargés positivement sous une polarisation inverse. Par conséquent, le champ électrique n'est pas constant, il a plutôt une forme linéaire dans la quasi-totalité de l'épaisseur déplétée de la couche i figure (III.3). Le profil de champ électrique à l'intérieur de la zone i est donné par l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{-r}{e_0 e_{Sia}} = \frac{-q N_{ab}^*}{e_0 e_{Sia}} \quad (\text{III.1})$$

où V est le potentiel électrique, ρ la densité de charge électrique, ϵ_0 la constante diélectrique de l'air, ϵ_{Sia} la constante diélectrique relative, q la charge de l'électron et N_{ab}^* la densité des défauts ionisés. En considérant un modèle simple où la densité des défauts ionisés est uniforme dans la région déplétée, la tension V_f nécessaire pour dépléter une épaisseur d de la zone i est donnée par :

$$V_f = \frac{-q N_{ab}^* d^2}{2e_0 e_{Sia}} \quad (\text{III.2})$$

Par conséquent, la tension nécessaire pour la déplétion de la zone i varie linéairement avec la densité des défauts ionisés N_{ab}^* . Elle est de plus, proportionnelle au carré de l'épaisseur de la zone i . Si on suppose que la densité des dopants est de $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ pour le Si-a:H et que 30% environ de cette densité est ionisé, alors une tension $V_f > 1100\text{V}$ déplete une épaisseur de $50\mu\text{m}$ d'une diode en Si-a:H. Pour les dispositifs épais, même si le dépôt de Si-a:H est de bonne qualité, la haute tension fait dépléter la diode p-i-n mais n'augmente pas le courant de fuite du fait de la présence d'un très haut champ électrique à l'interface p-i. Pour une diode d'épaisseur de $100\mu\text{m}$, une tension de 4.5 kV est nécessaire pour une déplétion complète de la couche.

Plusieurs travaux se sont intéressés à la caractérisation de la détection des particules dans le Si-a:H [Des06]. Ils ont relevé la complexité de la modélisation de la charge des porteurs collectés et du signal généré dans un détecteur en Si-a:H. Les diodes p-i-n avec des épaisseurs de 10 à $50 \mu\text{m}$ ont été caractérisées [Dub91]. L'absence de signal de saturation est toujours observée même dans un très haut champ de collection ($60\text{V}/\mu\text{m}$). L'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou dans le Si-a:H a été mesurée et simulée entre 3.6 et 6eV . Bien que ce travail avait montré que la détection des particules chargées est réalisable, la détection d'un minimum de particules ionisantes s'est avérée irréalisable pour les applications de la physique de haute énergie. En effet, l'électronique de lecture du bas signal induit par un minimum de particules ionisantes interagissant dans la diode p-i-n en Si-a:H semble être l'obstacle majeur dans l'utilisation du Si-a:H pour la détection des particules. L'intégration d'un détecteur en Si-a:H directement sur le

haut de l'ASIC peut minimiser la capacité parasite et permettre la réalisation de petits pixels. Les films minces en technologie ASIC apparaît donc comme étant une solution de choix pour la détection des particules.

I.3. La technique TFA pour la détection de particule.

La technologie TFA est intéressante pour les détecteurs de radiations car elle permet une intégration comparable à celle des détecteurs à pixel monolithique, qui présentent l'avantage de l'approche des pixels hybrides.

Les propriétés de cette technologie sont très intéressantes, mais plusieurs défis sont à relever. Le premier défi est le développement technologique du détecteur TFA à pixel :

- le dépôt d'une diode épaisse en Si-a:H sur le haut d'un ASIC classique,
- une basse densité des défauts pour permettre la déplétion totale du dispositif de détection en Si-a:H,
- les diodes présentent un bas courant de fuite.

Les particules créent un faible signal dans le Si-a:H comparativement aux détecteurs classiques en silicium cristallin. Le minimum particules ionisés (MIP) crée un pic de charges d'environ 22 000 électrons dans une épaisseur de 300 μ m de détecteur en silicium cristallin, ce qui correspond à environ 80 e⁻/ μ m. Le MPI crée un pic de charges d'environ 770 électrons dans une épaisseur de 21 μ m de détecteur en Si-a:H, ce qui correspond à environ 37 e⁻/ μ m. Cette différence dans la charge collectée d'un détecteur en silicium cristallin et un détecteur en silicium amorphe peut être attribuée à l'énergie élevée de création des paires électrons-trous dans le Si-a:H et à la collection partielle des trous due à leur transport dispersif dans le Si-a:H. Le contact entre le détecteur en Si-a:H (couche n) et le circuit intégré est également atteint pendant le dépôt. L'excitation de la couche de passivation dans le dispositif classique en ASIC résulte sur l'irrégularité du substrat.

Enfin, les différents mécanismes de l'interaction des radiations, la charge collectée et le signal induit dans le Si-a:H sont complexes et ne sont pas bien connus.

Le détecteur considéré est constitué d'une diode p-i-n épaisse en Si-a:H déposée par PE-CVD directement sur le haut de l'ASIC fabriqué en technologie CMOS sub-micronique. La figure III.4 présente une coupe d'un tel détecteur. Dans cet exemple, l'ASIC comprend trois niveaux de métal et une partie intégrée de traitement du signal. La couche de passivation couvre la surface de l'ASIC.

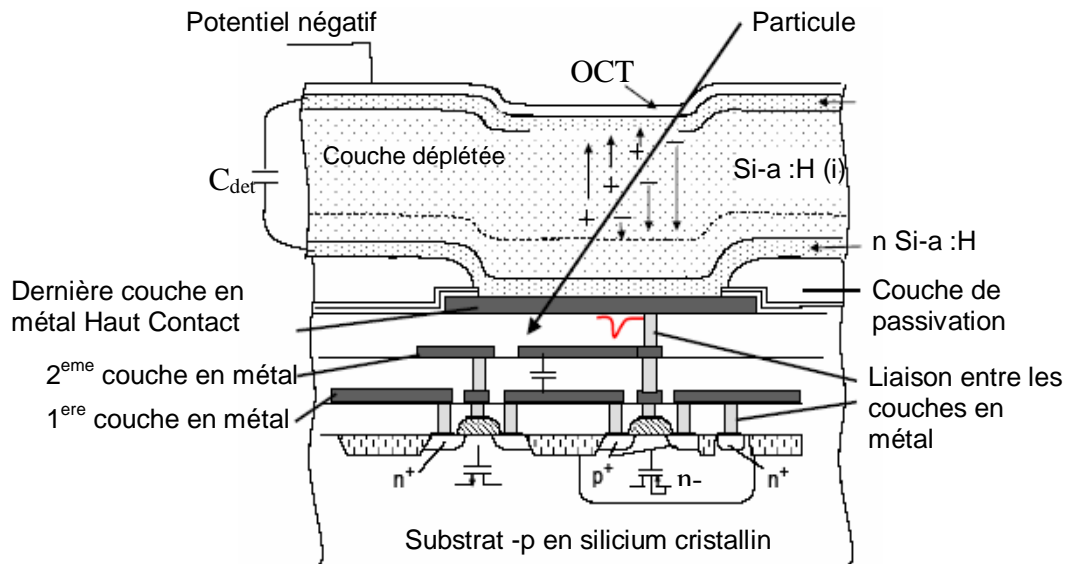


Figure III.4: tranche coupe détecteur pixel TFA. Une couche p-i-n est déposée sur un circuit CMOS à trois couches de métal.

La diode p-i-n épaisse en Si-a:H est déposée sur la surface transparente de l'ASIC. Une électrode transparente en Oxyde de Zinc (ZnO) ou en oxyde de l'Indium de Tin est déposée sur le haut de la structure p-i-n. Elle est transparente pour permettre la caractérisation du détecteur par des techniques utilisant des lasers. Le mouvement de la charge générée par les particules dans la couche i induit le signal dans la dernière couche de métal de l'électrode. Ce signal est directement traité par le circuit électronique intégré.

II. Transport de charge dans le silicium amorphe hydrogéné (Si-a:H).

Le transport électronique des porteurs de charges dans le Si-a:H et le modèle à piégeage multiple ont été présentés dans le chapitre II. Le transport non dispersif des trous à la température ambiante est présenté dans le paragraphe II.2. Les modèles des signaux induits par la diffusion des trous sont présentés dans le paragraphe II.2.

II.1. Mobilité des porteurs et champ électrique interne dans le Si-a:H.

A température ambiante, la mobilité des porteurs dans le Si-a:H est expliquée par le modèle de piégeage multiple. Au dessus de la température T_V , le transport est considéré non-dispersif et défini par la constante de la mobilité de diffusion. Pour une température inférieure à T_V , le transport est considéré dispersif et la mobilité de diffusion varie avec le temps, [Zho94] :

$$m_d(t) = a(1-a)m_0(wt)^{(a-1)} \quad (III.3)$$

Où μ_0 est la mobilité ohmique, α le paramètre de dispersion égal à T/T_V ($0 < \alpha < 1$).

Au niveau de la bande de conduction, la température T_V est égale à 270~300°K, donc à température ambiante $\alpha \sim 1$ et le transport des électrons est considéré non-dispersif. La mobilité dans ce cas, est constante ($\mu_{de} \sim 1-5 \text{ cm}^2 \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}$) [Hon95].

Au niveau de la bande de valence, la température T_V vaut environ 450°K, donc à température ambiante $\alpha \sim 0.65$ et le transport des trous est considéré dispersif. La valeur moyenne de la mobilité est égale environ $0.01 \text{ cm}^2 \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}$ [Hon95].

La durée de vie t des porteurs de charges correspond à l'intervalle de temps pour qu'un électron ou un trou recombine ou soit piégé au niveau des états profonds. La vitesse de diffusion des porteurs v_{diff} et la durée de vie définissent la longueur de diffusion des porteurs L_{diff} qui représente la distance où les porteurs peuvent diffuser puis être piégés au niveau profond ou se recombiner.

$$V_{diff} = m_d E \quad (III.4)$$

$$L_{diff} = V_{diff} t \quad (III.5)$$

La mobilité de diffusion dans le silicium cristallin est de l'ordre de $1350 \text{ cm}^2 \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}$ pour les électrons et $480 \text{ cm}^2 \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}$ pour les trous [Sze81]. Aussi la durée de vie des porteurs est de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-3} s [Sze81], elle dépend de la concentration des dopants.

Le produit $\mu \tau$ pour le silicium amorphe hydrogéné est très petit par rapport à celui du silicium cristallin et joue un rôle très important dans les détecteurs basés sur la technologie TFA. Le détecteur fonctionne sous une haute tension inverse pour

obtenir une grande valeur du champ électrique interne. Cette dernière peut augmenter la vitesse de diffusion.

Quand la tension inverse est appliquée aux bornes de la jonction p-i-n en Si-a:H, une longue ionisation thermique des défauts profond cause la formation d'un champ électrique stable dont le profil varie pendant un temps compris entre 10 et 600s [Dub91].

Les électrons des défauts profonds excités sortent grâce au champ électrique interne et laissent derrière eux une zone de charges positives. Dans une première approximation, la zone de charge déplétée de la jonction intrinsèque est déterminée par la densité des défauts ionisés N_{db}^* . L'état constant du profil du champ électrique peut être calculé à partir de l'équation de Poisson (III.1). La tension inverse est liée à la longueur de déplétion d par l'équation (III.2). Pour un haut potentielle, N_{db}^* est supposé constante, donc le champ électrique diminue linéairement sur une distance x à partir de l'interface p-i (fig III.5).

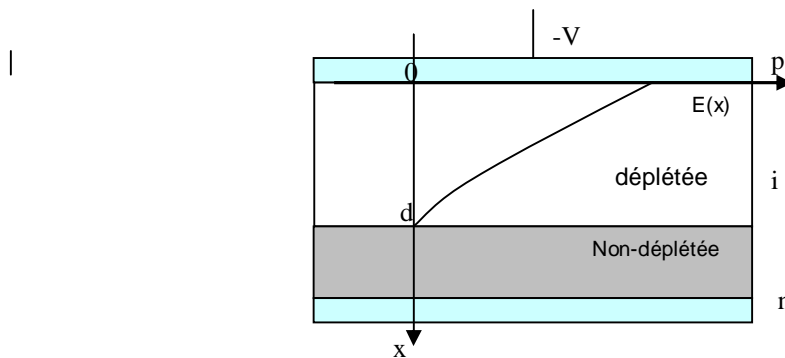


Figure III.5: structure p-i-n en Si-a:H et le champ électrique $E(x)$ sur une longueur de déplétion d .

Pour une diode incomplètement déplétée, le champ électrique prend sa valeur maximale à l'interface p-i et on peut simplifier son expression par une fonction en racine carrée de la tension inverse appliquée, définie par l'équation (III.4) :

$$E(x) = \frac{-qN_{db}^*}{\epsilon_0 \epsilon_{Sia}} x + \sqrt{\frac{2qN_{db}^*}{\epsilon_0 \epsilon_{Sia}} \sqrt{V}} \quad (III.6)$$

Entre la déplétion complète et la région de base, pour une distance x jusqu'à d , N_{db}^* varie linéairement avec le champ électrique, il en résulte une forme exponentielle de la diminution jusqu'à la valeur nulle du champ électrique [Qur89]. Ce modèle de champ électrique est représenté dans la figure III.6.a. Il est basé sur la densité de charge définie par la concentration de défauts ionisés et par la densité des électrons et des trous libres et piégés. Le champ électrique est calculé à partir de l'équation de Poisson et les équations basiques qui gouvernent les propriétés de transport d'un dispositif semi-conducteur, sont appelées équations de la densité et de la continuité du courant [Fis94]. Le champ électrique a une forme linéaire pour les grandes valeurs de la tension et une forme exponentielle pour les faibles tensions (figure III.6.b).

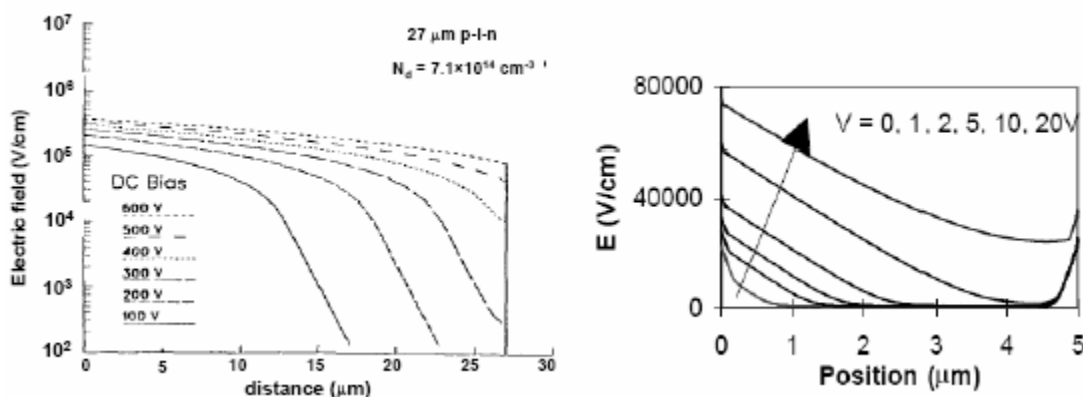


Figure III.6: (a)profil du champ électrique dans une diode p-i-n d'épaisseur de 27μm [Qur89]. (b) le profil du champ électrique dans une diode p-i-n d'épaisseur de 27μm [Cha96].

La valeur moyenne du champ électrique dans la région déplétée par définition $E(x=0)/2$, il correspond au rapport V/d (équation II.4). Il est égal à 10^5 V/cm, la tension appliquée vaut 200V sur une épaisseur de 20μm. Le temps de diffusion des électrons et des trous peut être estimé par division de l'épaisseur du détecteur, la mobilité des porteurs et la valeur moyenne de champ électrique. Pour une diode d'épaisseur de 20 μm, le temps de diffusion égale 20ns pour les électrons et 2μs pour les trous.

Malgré le fait que la mobilité des porteurs de charges est faible dans le Si-a:H, une tension inverse élevée doit être appliquée, il en résulte un champ électrique interne élevé.

II.2. Modèle des courants générés par les électrons et les trous.

Les électrons diffusés et le signal créés sont étudiés en considérant un modèle simple à une seule dimension développé sur la base de l'hypothèse d'un profil linéaire du champ électrique dans la zone déplétée (équation III.6). La déplétion en fonction de d est définie par l'équation (I.2). Le champ électrique et la vitesse de diffusion peuvent être écrits sous les formes ci-dessous:

$$E(x) = \frac{qN_{db}^*}{\epsilon_0 \epsilon_{Si}} (d - x) \quad (\text{III.7})$$

$$V_{diff}(x) = -m_{diff} E(x) \quad (\text{III.8})$$

Le transport des électrons à température ambiante peut être considéré non dispersif. Quelque soit la mobilité de diffusion des porteurs dans le Si-a:H, il dépend de la température et du champ électrique. La mobilité de diffusion est mesurée pour un champ électrique élevé. Une tension élevée est appliquée sur les détecteurs TFA, il en résulte un champ électrique interne élevé. Le maximum de champ électrique est atteint à l'interface p-i, il peut être estimé par l'équation III.6. Pour une épaisseur de 32.6 μm et une tension égale à 280V, le champ à l'interface p-i est $E(0) = 2.2 \cdot 10^5 \text{V/cm}$.

L'augmentation de la mobilité de diffusion lorsque de champ électrique augmente est attribuée à la modification avec le champ des paramètres de fréquence de "attempt-to escape" (quitter le piégeage) ω qui détermine le temps de libération des porteurs piégés.

L'augmentation du champ cause la diminution du temps nécessaire au piégeage des porteurs. Ce phénomène peut être représenté par la relation suivante [Gu95] :

$$w = w_0 \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) \quad (\text{III.9})$$

où E est le champ électrique et E_0 est un paramètre constant ($E_0 \sim 5.7 \cdot 10^4 \text{V/cm}$). La mobilité dépend de la fréquence de "attempt-to escape" (quitter le piégeage), elle est

définie par l'équation III.3. Le temps de libération du piégeage varie avec le champ. L'effet du champ est important pour le transport dispersif, il est négligeable pour le transport non dispersif [Gu95].

A température ambiante, le paramètre de dispersion α est proche de 1, on aboutit donc à une simple variation de mobilité. Pour $\alpha=0.95$, le facteur $\exp(E/E_0)^{(\alpha-1)}$ varie entre 1.2 et 1.05 à partir de l'interface p-i jusqu'à la limite de la zone déplétée avec une tension inverse de 280V. Les faibles variations prédites de la mobilité pour les électrons à température ambiante sont observées. La non saturation de la vitesse de diffusion est observée, elle est de l'ordre de $\sim 10^6$ cm/s [Gu95]. Dans le modèle présenté, la moyenne de la constante de la mobilité des électrons est considérée. L'effet de champ peut être important pour le transport des trous, pour simplifier le modèle de la mobilité des électrons et le champ électrique linéaire, le temps pour qu'un électron dans une position originelle x_0 aille à une position x est définie par :

$$t(x) = \int_{x_0}^x \frac{1}{m_d E(x)} dx = \frac{e_0 e_{sia}}{q m_a N_{ab}^*} \int_{x_0}^x \frac{1}{(d-x)} dx = \frac{e_0 e_{sia}}{q m_a N_{ab}^*} \ln \left(\frac{d-x}{d-x_0} \right) \quad (\text{III.10})$$

A partir de ce modèle, le temps de transit ou la constante de temps de collection τ qui définit le mouvement de l'électron est donnée par :

$$t_c = \frac{e_0 e_{sia}}{q m_a N_{ab}^*} \quad (\text{III.11})$$

Pour un électron positionné à l'interface p-i ($x=0$), sa position en fonction du temps au niveau de la zone déplétée de la diode est donnée par :

$$x(t) = d \left(1 - \exp \left(-t/t_c \right) \right) \quad (\text{II.12})$$

Le temps de collection des électrons est donc déterminé par la mobilité de diffusion μ_d et par la densité des défauts ionisés N_{ab}^* . Il ne dépend pas de la tension inverse appliquée. En effet, le champ électrique, la vitesse des électrons et la distance de diffusion de la charge diminuent proportionnellement à la racine carrée de la tension appliquée. Il en résulte la constante de temps total de diffusion.

Le signal généré au niveau de l'électrode connectée à l'AFP du préamplificateur peut être calculer par l'utilisation du théorème de Scokly-Ramo étendu au cas des

électrodes connectées à un élément résistive [Rie04]. Le courant induit peut être exprimé par :

$$I(t) = -q N(t) V_{diff}(t) E_w \tag{II.13}$$

Où $N(t)$ est le nombre de porteurs diffusés, q la charge élémentaire et E_w le champ de pondération. La haute résistivité de la zone non déplétée de la couche de Si-a:H intervient dans la génération du courant quand les charges se déplacent dans le champ électrique (figure III.7). Le champ de pondération au fond de l'électrode peut être calculé par la considération d'une simple configuration des plates parallèles de détecteur.

Le détecteur peut être représenté par deux zones : la zone déplétée et la zone non déplétée, avec les épaisseurs d et d' respectivement, les perméabilités relatives sont ϵ_{r1} et ϵ_{r2} pour chaque zone respectivement fig (III.7).

Le calcul de E_w est donné par l'expression suivante [Des06]:

$$E_w = \frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r2}d + \epsilon_{r1}d_2} \tag{III.14}$$

Les perméabilités relatives de la zone déplétée et la zone non déplétée du Si-a:H intrinsèque sont égales, le potentiel de pondération est donc simplifié, il est réduit à $1/d+d'$,

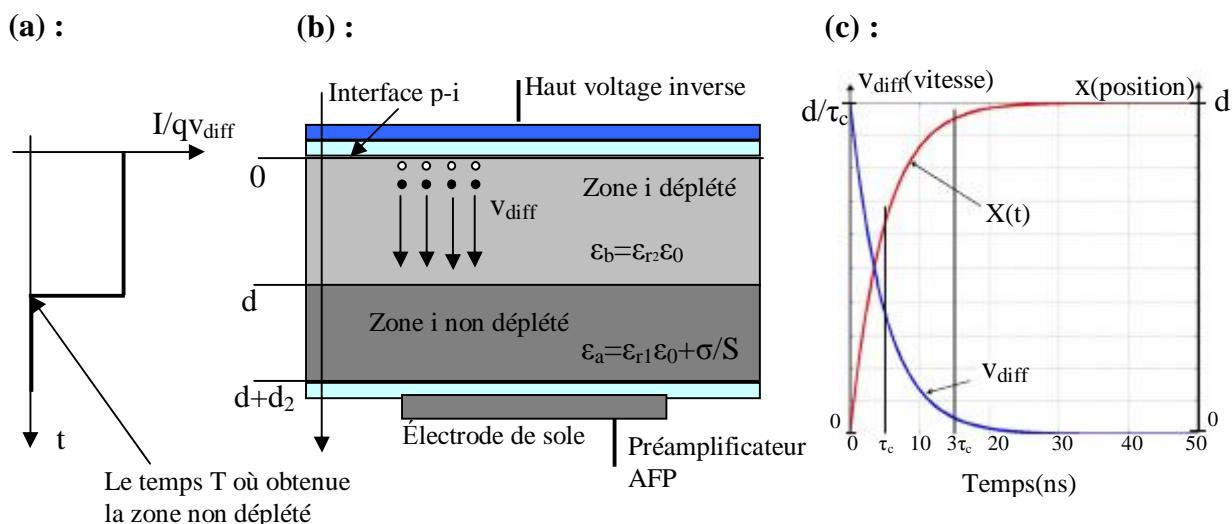


Figure III.7 : a) courant induit pour une zone non déplétée à haute résistivité. b) géométrie du détecteur à silicium amorphe sous déplétion. c) variations de position et de vitesse des électrons avec $\tau_c=5ns$.

La vitesse de diffusion est obtenue par la dérivée de l'équation (III.12). Le courant généré par les électrons est obtenu par :

$$I(t) = \frac{-qN(t)d}{(d+d_2)t_c} \exp\left(-t/t_c\right) \quad (\text{III.15})$$

$$I(t) = \frac{-qN(t)}{(d+d_2)} m_d \sqrt{\frac{2qN_{db}^*}{e_0 e_{sia}}} \sqrt{V} \exp\left(-t/t_c\right) \quad (\text{III.16})$$

Le nombre des électrons diffusé $N(t)$ diminue linéairement avec le temps pendant une impulsion légère de laser d'une durée $t_1 \sim 3\text{ns}$ et peut être considéré constant à proximité de la fin de diffusion, où la durée de vie des électrons est toujours considérée autour de $1\mu\text{s}$. Le AFP du préamplificateur forme le signal pendant une période t_2 , la charge total est définie par Q_{pic} créée par les électrons diffusé. Le pic de l'amplitude de l'impulsion de sortie correspondre de cette charge, la charge Q_{pic} peut être calculée par l'équation (III.16) avec $t=0$ jusqu'à $t=t_1$ et $N(t)=(N.t)/t_1$, et par intégration de l'équation (III.16) de t_1 à t_2 et $N(t)=N$, où N est le nombre total des électrons diffusés.

La charge équivalente créée par les électrons diffusés pendant le temps de formation t_1 du préamplificateur peut aussi être définie ($t_1 < t_2$) par :

$$Q_{pic} = \frac{-qN}{(d+d_2)} m_d \sqrt{\frac{2qN_{db}^*}{e_0 e_{sia}}} \sqrt{V} t_c \left(\left(\frac{t_c}{t_1} \exp\left(-t_1/t_c\right) - 1 \right) + \exp\left(-t_2/t_c\right) \right) \quad (\text{III.17})$$

Le pic de l'amplitude du signal de sortie dépend de cette charge Q_{pic} , donc le maximum de l'amplitude varie avec le pic de temps t_2 du préamplificateur, avec la durée t_1 de l'impulsion de laser, le nombre totale N des électrons créés, le temps de diffusion des électrons et la racine carré du potentiel inverse appliqué au le détecteur.

Les mesures confirment l'hypothèse de la linéarité du champ électrique interne du profil dans la plupart de la région déplété du détecteur et le modèle développé pour le signal créé par les électrons diffusé [Des06]. Les photons d'énergie 1.88eV théoriquement totalement absorbés dans une couche de $3\mu\text{m}$ de Si-a:H [Des06]. Par l'utilisation des paramètres des mesures représentés dans le tableau (II.1) et le signal extrait du courant équivalent, il est possible d'estimer le nombre des électrons diffusé à partir de l'équation (III.17). Les calculs donnent pour une épaisseur de $32.6\mu\text{m}$, $N \sim 68000 e^-$. Cette information peut être extraite à partir des mesures et

l'équation (III.17). La plupart des électrons créés par l'impulsion du laser est alors mesurée [Des06].

Tableau III.1 : Paramètres extraits des mesures de laser sur des détecteurs d'AFP TFA [Des06]

Échantillon	τ_c	t_{collec}	$\mu_d N_{\text{db}}^*$	μ_d
Epaisseur de 13 μm	4ns	12ns	$1.65 \times 10^{15} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$2.7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Epaisseur de 32.6 μm	5.6ns	16.8ns	$1.18 \times 10^{15} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$2.7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

Le signal de réponse contient une "long" composons [Des06]. Le courant collecté varie avec la diminution de la tension appliquée. Différents mécanismes peuvent causes ce "long" queue, il peut être attribué du lent mouvement des trous créés au voisinage de l'interface p-i ou (et) la non linéarité de champ de profil entre les zones déplétée et non déplétée.

Les trous sont créés par L'impulsion de laser dans la zone de 1 μm . A cause de leur faible mobilité (presque 100 fois moins que pour les électrons), ils ne sont pas directement absorbé dans la couche p^+ et leur mouvement crée le signal $I(t)$ qui est défini par l'équation (III.13). Le champ électrique peut être considéré constant dans une petite région de diffusion des trous. Cependant, il est présenté à l'équation (III.3), Le transport des trous est dispersive, donc leur mobilité varie dans le temps par $t^{(\alpha-1)}$. De plus, le nombre des trous diffusé est augmente pendant la duré de l'impulsion de laser puis diminué et les trous qui porte la zone p^+ ne participe aucune changement sur le signale créé. Le signale créé par les trous peut écrire par :

$$I(t) = -q N(t) m_{d,t}(t) E(x=0) E_w \quad (\text{III.18})$$

Les électrons et les trous générés proches de l'interface p-i suivent une diminution exponentielle dans la couche i. la distribution spatiale des trous générés est une diminution en exponentiel avec un constante du $\alpha_{\text{ab}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Le nombre N de trous diffusés correspond à l'intégrale de cette distribution (figure III.8). Quand les trous arrivent à la couche p^+ , ils ne participent pas au signal. Le nombre $N(t)$ équivalent peut être calculé en considérant la variation en fonction du temps aux bornes du point x_0 de l'intégrale de distribution (figure III.8).

$$N(t) \propto \int_{x_0}^{\infty} I_0 \exp(-a_{ab} x) dx = \frac{I_0}{a_{ab}} \exp(-a_{ab} x_0) \quad (\text{III.19})$$

$$x_0(t) = m(t) t E = a(1-a) m_0 w^{(a-1)} t^a E \quad (\text{III.20})$$

$$N(t) \propto \frac{I_0}{a_{ab}} \exp(-a_{ab} a(1-a) m_0 w^{(a-1)} t^a E) \quad (\text{III.21})$$

On combine les effets de diminution du nombre de trous participant au signal induit (équation III.21) et la diminution de la mobilité de diffusion en fonction du temps (III.3)

On trouve la variation du signal induit :

$$I(t) \propto A t^{(a-1)} \exp(-B t^a) \quad (\text{III.22})$$

$$B = a_{ab} a(1-a) m_0 v(E)^{(a-1)} E \quad (\text{III.23}) \quad A = B \left(\frac{q I_0}{(d+d_2) a_{ab}^2} \right) \quad (\text{III.24})$$

La fréquence pour quitter les pièges varie avec le champ électrique lequel est inférieur à l'énergie d'activation de piégeage, donc A et B sont des variables qui augmente avec le champ électrique. Le signal induit pour différentes valeurs du paramètre B est présenté à la figure III.8.

La forme de la dérivée du signal induit est de basse aptitude et de signal long induit par les trous peut être expliqué la longue queue observée. L'augmentation de la tension du détecteur augmente également la vitesse et l'amplitude du signal.

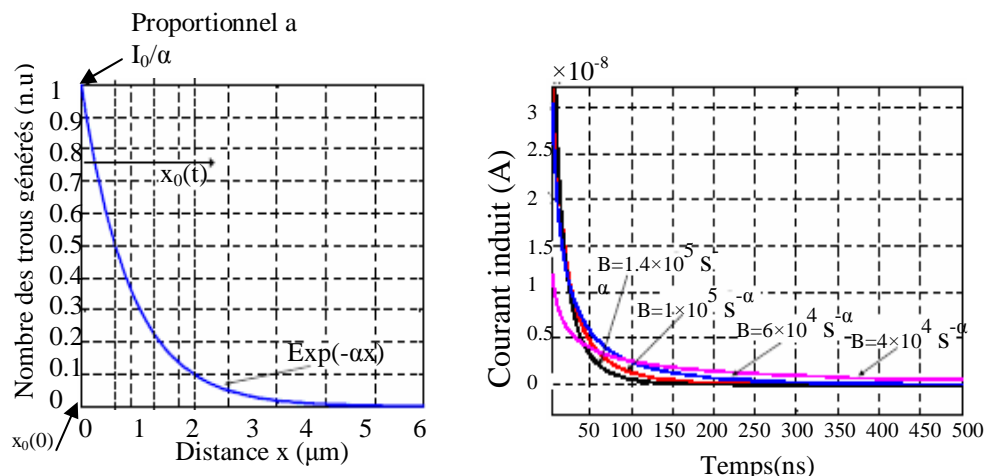


Figure III.8. a) distribution des trous créés par l'impulsion de laser de 660 nm. b) Evolution qualitative du courant induit par les trous en fonction de champ.

Cependant, différents phénomènes contribuant à la formation du signal comme la mobilité dispersive des trous et le champ dépendant la fréquence pour quitter les pièges, et rendent l'analyse compliquée : les variations des paramètres μ_0 , ω ou E_0 implique une variation importante de signal. La basse amplitude observée du signal rendre également l'analyse compliquée.

Le modèle considéré donne de bonnes explications qualitatives à la forme du signal et une idée sur les variations de la forme du signal induit par les trous pour différentes valeurs des particules. Dans la détection des particules, les trous sont créés dans toute l'épaisseur de la région déplétée pour différentes valeurs du champ électrique. Le modèle présenté met en évidence la complexité de l'estimation de la forme total originale signal généré par les trous.

Le champ électrique interne dans le Si-a:H dépend de la densité des défauts ionisé, (équation III.7). Cependant, le champ électrique agit sur l'énergie d'activation de piégeage et donc sur la densité des défauts ionisé. La densité N_{ab}^* et le champ électrique dépendent ainsi l'un au l'autre. Pour une région de champ électrique bas, comme le cas de la région entre les zones déplétée et non déplétée, la basse N_{ab}^* peut attendre. Le profil non linéaire du champ électrique est aussi probablement présent au voisinage de la région non déplétée avec un décade lent de champ. Les

électrons diffusés dans cette région sont aussi responsables de la forme du signal.

III. Conclusion.

Les électrons diffusent dans une épaisseur complètement déplétée et les trous attendent la couche P⁺ quand ils sont collectés, et ce mouvement induit un signal négatif dans l'électrode de haut de détecteur intégré dans le circuit intégré de lecture. Le modèle que nous allons utiliser et qui est basé sur l'hypothèse de la linéarité de champ électrique et sur une mobilité des électrons constante a été développé et mène à la définition de la diminution exponentielle du courant induit par l'électron en fonction de temps avec un constant de temps τ_c . Après un temps $t=3\tau_c$, 95% de signal a été créé. Le constant de temps est inversement proportionnel de $\mu_d \times N_{ab}^*$, donc une haute mobilité mais ainsi une haute densité des défauts ionisés mène à un signal rapide. En effet, pour une diode au-dessus de la déplétion un seul signal rapide résulte puisque le champ électrique interne va être augmenté, et la longueur de diffusion soit constante et égale à l'épaisseur de la diode.

Dans le cas des rayonnements électromagnétiques, le photon va créer des paires électron-trou à travers la couche $-i$ déplétée. Les électrons vont diffuser dans le champ électrique interne et induire le signal. La plus longue contribution de signal total induit par les électrons, donc le signal est originaire aux électrons créés à l'interface p-i, puisque les électrons vont diffuser à travers l'épaisseur qui est complètement déplétée. La mobilité de trou est dépendante du champ, donc l'amplitude et le temps de signal induit par le trou est dépendant de la position de cette création dans la région déplétée, c à d dans la gamme linéaire de champ électrique. L'évolution des queues de signal observées avec la variation de champ est donc une image de la différence de signal qui va être induite par le trou s'il est créé à l'interface p-i ou à la région de bas champ dans la zone déplétée. Toujours la fraction de signal total créée par le trou va donc être lisible pendant un temps de 20 ns.

L'analyse présentée dans ce chapitre démontre que pour l'application de la détection des rayonnements électromagnétiques par détecteur TFA, l'électron crée un signal et toujours la fraction de signal créée par les trous va être obtenue pendant un temps moins que 18 ns, et que les régimes de dessus de la déplétion ou complète des diodes n-i-p sont en besoin d'un détecteur optimal.

Chapitre 4.

Etude des performances d'un détecteur TFA.

Le mécanisme participant à la création du signal par des radiations ionisantes qui traversent un capteur de Si-a:H est étudié pour maîtriser les performances et les limitations du détecteur TFA. Le signal induit sur une électrode du capteur de Si-a :H dépend :

- *de l'interaction des radiations électromagnétiques avec le capteur : création des paires électron-trou dans la zone déplétée du capteur.*
- *du signal induit sur l'électrode du capteur par la génération des porteurs libres dans la région déplétée et leur collection.*

I. Atténuation des photons dans le Si-a :H.

Lors de l'interaction des radiations ionisantes avec un capteur, l'intensité du signal obtenu dépend du nombre de paires électron-trou créées et de leurs positions respectives dans le capteur. Par ailleurs, cette interaction est caractérisée par :

- l'énergie déposée dans la zone déplétée du capteur de Si-a:H,
- l'énergie moyenne de création des paires électron-trou dans le Si-a:H.

L'interaction d'un photon est localisée, donc l'emplacement des paires électron-trou est statistique. L'atténuation des photons à la position x dans le matériau détecteur, est exprimée par le rapport de l'intensité I des photons incidents sur l'intensité initiale I_0 : $I/I_0 \times \exp(-\mu x)$. Le coefficient massique d'atténuation μ/ρ des photons dans le silicium peut être obtenu à partir de la base de données [Xcom] et le coefficient linéaire d'atténuation peut alors être estimé en considérant $\rho=2.15\text{g/cm}^3$.

Pour les rayonnements électromagnétiques de basse énergie, le coefficient d'atténuation est déterminé par l'effet photoélectrique. Nous avons donc étudié les variations de cette atténuation pour différentes valeurs de l'énergie incidente. Les résultats sont présentés dans la figure IV.1. Nous constatons que pour des rayons γ d'énergie égale à 150keV, le coefficient d'atténuation μ est estimé à 22.23cm^{-1} , de ce fait 96% de l'énergie seront donc absorbés dans une épaisseur de 1500 μm de

Si-a:H, alors que pour des photons d'énergie 300keV, moins de 40% de cette énergie est absorbée sur la même distance.

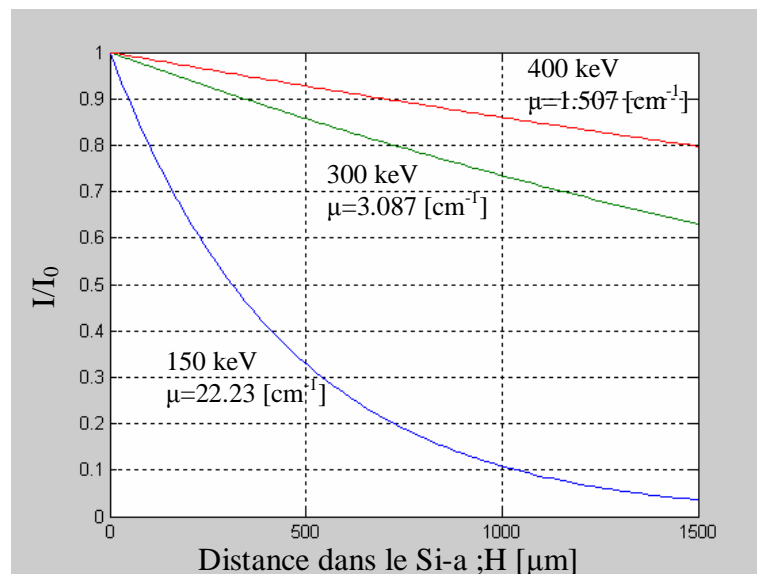


Figure IV.1 : Atténuation de photons X (300 keV, 400 keV) et rayons γ (150 keV) dans le Si-a:H.

Une partie de l'énergie perdue dans le détecteur en Si-a:H est utilisée pour la création des paires électron-trou. L'énergie moyenne w nécessaire à la création des paires électron-trou dépend de l'écart entre les bandes d'énergie du matériau, elle est calculée à partir de la relation de Klein [Kle68]. Pour un écart de bandes d'énergie de 1,8eV, $w=6$ eV. Cependant, la notion d'écart dans le Si-a:H n'est pas bien définie à cause de la distribution des états bandes qui sont formés par les queues de bandes de valence et de conduction [Des06].

II. Signal induit par les porteurs libres générés dans le détecteur :

Le courant est induit dans l'électrode du détecteur après la création des paires électron-trou par l'interaction des photons dans le détecteur. Le signal dépend du mouvement des porteurs de charges libres dans la région déplétée (chapitre III). Nous avons établi un modèle simple (chapitre III) pour calculer le courant induit par une paire électron-trou créée à la position x_0 dans un détecteur en Si-a:H incomplètement déplétée (figure IV.2).

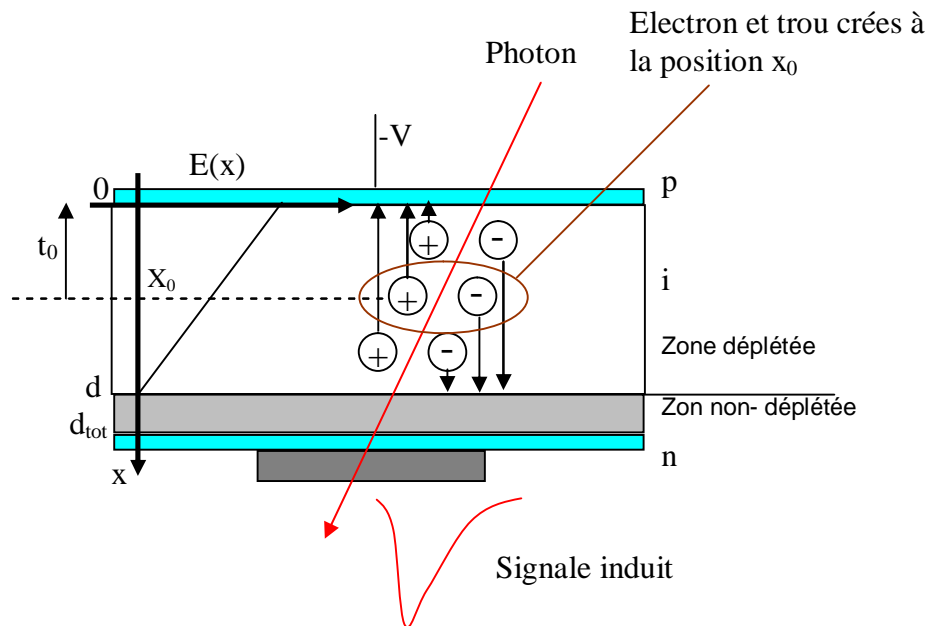


Figure IV.2. Schéma d'une coupe d'un détecteur en Si-a:H. Les paires électron-trou sont générées à la position x_0 dans la région déplétée. Les électrons générés diffusent jusqu'à $x=d$ ($x=0$) puis ils sont collectés.

Les électrons créés à la position x_0 sont accélérés par le champ électrique jusqu'à la région non déplétée. Leur position en fonction du temps peut être calculée à partir de l'équation ci-dessous :

$$x(t) = d - (d - x_0) \exp\left(-\frac{t}{t_c}\right) \quad (\text{IV.1})$$

où d est l'épaisseur de déplétion et t_c la constante de transit de l'électron (équation III.11). La vitesse de diffusion de la charge en mouvement qN est obtenue par la dérivation de l'équation IV.1. Le potentiel de pondération peut être approximé par $1/d_{tot}$ (d_{tot} étant l'épaisseur de la zone active i). Le courant induit sur le haut de l'électrode peut donc être exprimé par :

$$I(t) = \frac{-qN}{d_{tot}} (d - x_0) \frac{1}{t_c} \exp\left(-\frac{t}{t_c}\right) \quad (\text{IV.2})$$

Le signal induit par 10^6 électrons créés à la position x_0 pour différentes épaisseurs du détecteur ($35\mu\text{m}$, $30\mu\text{m}$ et $25\mu\text{m}$) pour des tensions de polarisation inverse de 553V, 406V et 282V respectivement a été simulé. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure IV-3 pour différentes positions x_0 .

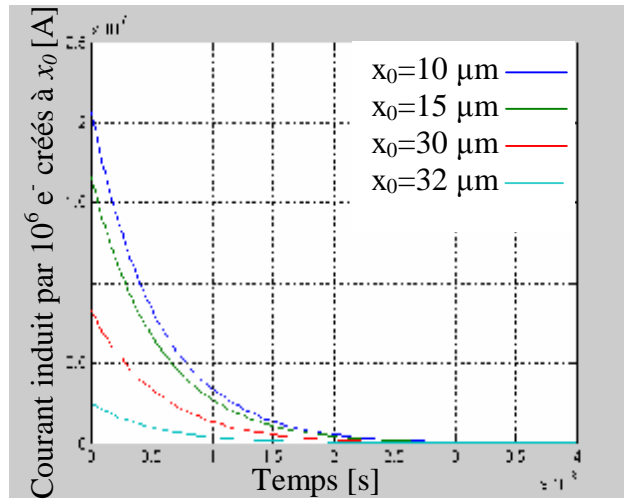


Figure IV.3.a. Courant absolu généré par 10^6 e^- créés à la position x_0 de la région déplétée du détecteur, pour une diode d'épaisseur de $35\mu\text{m}$ et une polarisation inverse de 553V .

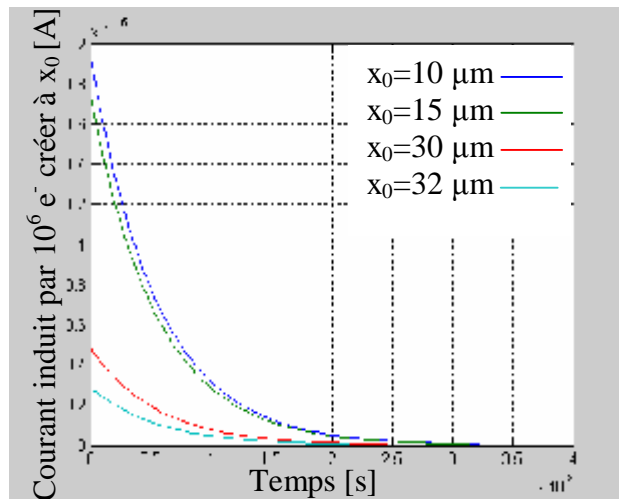


Figure IV.3.b. Courant absolu généré par 10^6 e^- créés à la position x_0 de la région déplétée du détecteur, pour une diode d'épaisseur de $30\mu\text{m}$ et une polarisation inverse de 406V .

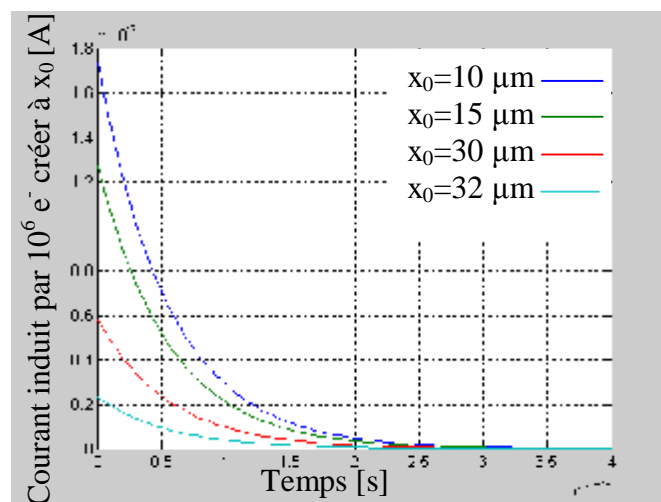


Figure IV.3.c. Courant absolu généré par 10^6 e^- créés à la position x_0 de la région déplétée du détecteur, pour une diode d'épaisseur de $25\mu\text{m}$ et une polarisation inverse de 282V .

La charge totale Q_e induite par N électrons créés à la position x_0 peut donc être calculée par intégration de l'équation IV.2. Pour un temps $t > 3t_c$:

$$Q_e = \frac{qN}{d_{tot}}(d - x_0) \quad (IV.3)$$

La charge totale dépend de la longueur de diffusion totale des électrons. Cette relation est illustrée par la simulation présentée dans les figures IV.4.a, IV.4.b et IV.4.c. La charge totale Q_e est intégrée pendant 20ns. Le signal induit par les électrons créés diminue linéairement avec l'augmentation de la longueur le long de laquelle les électrons sont créés.

Le signal induit par les trous à la position x_0 a également été étudié, mais son calcul est plus compliqué. La mobilité de diffusion des trous μ_d est dispersive et dépend du champ électrique, elle varie donc en fonction du temps et de la position à l'intérieur du détecteur.

Nous remarquons qu'au-delà la valeur de la charge créée à la position x_0 croît rapidement pour atteindre finalement un plateau. Plus la distance est grande et plus la charge collectée est faible et le plateau est atteint plus rapidement. En effet, les charges étant loin de l'électrode, l'énergie nécessaire pour atteindre celle-ci est grande. De ce fait, la probabilité pour atteindre l'électrode devient faible.

Par ailleurs, nous constatons que plus l'épaisseur du détecteur est faible et plus la charge collectée diminue.

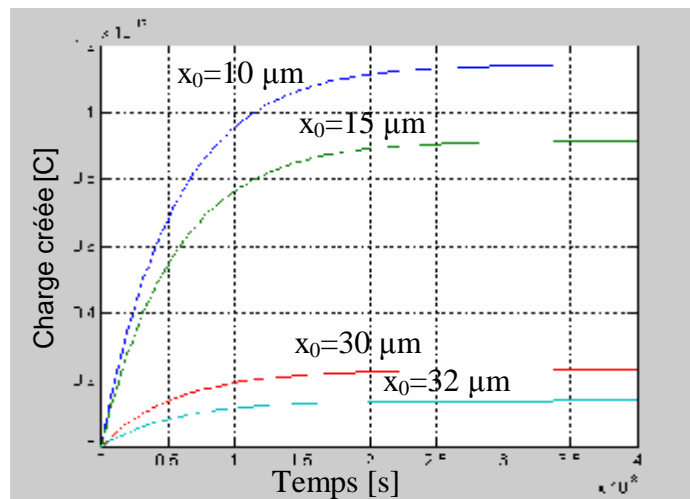


Figure IV.4.a : Intégrale du signal représentant la charge totale collectée ($d_{tot}=35\mu\text{m}$, $N=10^6 e^-$, $v=553\text{V}$).

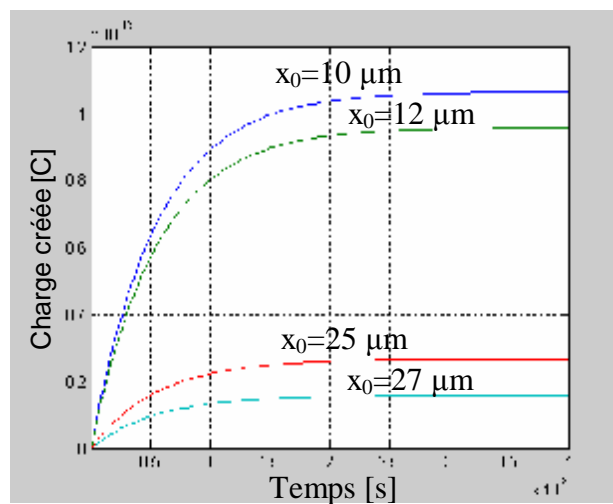


Figure IV.4.b : Intégrale du signal représentant la charge totale collectée ($d_{tot}=30\mu\text{m}$, $N=10^6 e^-$, $v=406\text{V}$).

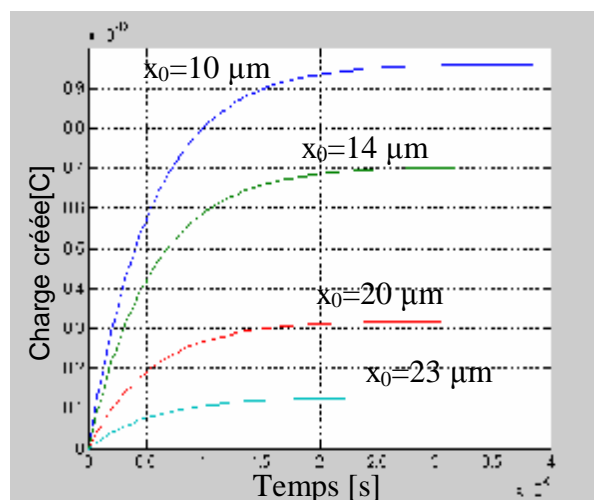


Figure IV.4.c : Intégrale du signal représentant la charge totale collectée ($d_{tot}=25\mu\text{m}$, $N=10^6 e^-$, $v=282\text{V}$).

L'expression définissant la mobilité de diffusion des trous est rappelée par l'équation IV.4. Ses variations dépendent du temps et de l'intensité du champ électrique :

$$m_d(t, x) = a(1-a)m_0 w[E(x)]^{(a-1)} t^{(a-1)} \quad (IV.4)$$

$$w[E(x)] = w_0 \exp\left[-\frac{E(x)}{E_0}\right] \quad (IV.5)$$

où $E(x)$ est le champ électrique à la position x dans le détecteur (équation III.7). $\alpha=0.65$ à la température ambiante, $\mu_0 \sim 1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\omega = 10^{11} - 10^{12} \text{ s}^{-1}$ et $E_0 \sim 5.7 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ [Sch04]. Le calcul direct tel qu'il a été développé pour les électrons ne peut être fait dans ce cas. Cependant le calcul de la position et du temps peut être développé à partir des relations suivantes :

$$dt = -\frac{dx}{m_d(t, E(x))E(x)} \quad (IV.6)$$

$$\int_0^x a(1-a)m_0 t^{(a-1)} dt = \int_{x_0}^x \frac{-1}{E(x)[a(E(x))]^{(a-1)}} dx \quad (IV.7)$$

La relation de base (équation IV.6) est négative du fait que le champ électrique et l'axe des abscisses sont en directions inverses (figure IV.2), mais l'intégrale de droite de l'équation IV.7 ne peut pas être exprimée dans une forme simple. Le calcul a été développé par l'utilisation de l'intégrale d'une fonction exponentielle :

$$E_i = \int_z^{+\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx \quad (IV.8)$$

L'expression temporelle de la position $x(t)$ ne peut pas être obtenue analytiquement comme il a été fait pour le cas des électrons, mais le temps $t(x)$ nécessaire pour atteindre la position x peut être formulé à partir de la résolution de l'équation IV.7. De ce fait,

$$t(x) = \left[\frac{1}{(1-a)m_0 w_0^{(a-1)}} \frac{e_0 e_{Sia}}{qN_{ab}^*} \left[E_i \left[\frac{qN_{ab}^*(1-a)}{E_0 e_0 e_{Sia}} (d-x) \right] - E_i \left[\frac{qN_{ab}^*(1-a)}{E_0 e_0 e_{Sia}} (d-x_0) \right] \right] \right]^{\frac{1}{a}} \quad (IV.9)$$

$t(0)$ définit le temps nécessaire à la diffusion complète des trous à la position x_0 , si bien sûr les porteurs ne subissent aucune recombinaison. Ce temps de diffusion peut être calculé analytiquement à partir de l'équation IV.9 ($t=0$). La vitesse de diffusion peut être considérée comme fonction de x à partir de l'équation IV.9 ($v_{diff}(x) = l/t'(x)$). La variation de la vitesse dans le temps $v_{diff}(t)$ peut être représentée numériquement par une courbe paramétrique de $v_{diff}(x)$. La fonction globale prend en

compte le fait que les trous diffusés à la position $x=0$ sont aussi collectés. Le courant induit à l'électrode par N trous créés à la position x_0 est donné :

$$I(t) = -\frac{qN}{d_{tot}} v_{diff}(t) \quad (IV.10)$$

Les différentes équations permettent la simulation du signal induit par le mouvement des trous. La simulation du signal créé par 10^6 trous générés à la position x_0 pour différentes épaisseurs du détecteur ($35\mu\text{m}$, $30\mu\text{m}$ et $25\mu\text{m}$) respectivement pour différents potentiels inverses (553V , 406V et 282V) est présentée dans les figures IV.5.a, IV.5.b et IV.5.c.

Le courant induit présente un pic dans les premières nano-secondes. Ce signal correspond à une haute mobilité de diffusion (proche de μ_0) des trous juste après leurs créations. Le mouvement des trous est donc caractérisé par la diminution de la mobilité avec le temps mais augmente avec le champ électrique, et par une augmentation de champ électrique le long du chemin de diffusion du trou.

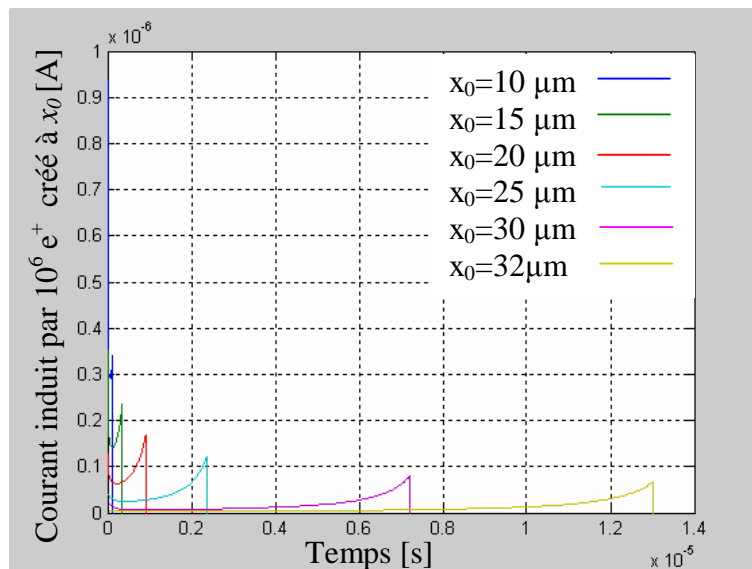


Figure IV.5.a : Courant induit par $10^6 e^+$ créés à la position x_0 de la région dépletede du détecteur, pour une diode d'épaisseur de $35\mu\text{m}$ et une polarisation inverse de 553V et pour différentes valeurs de x_0 .

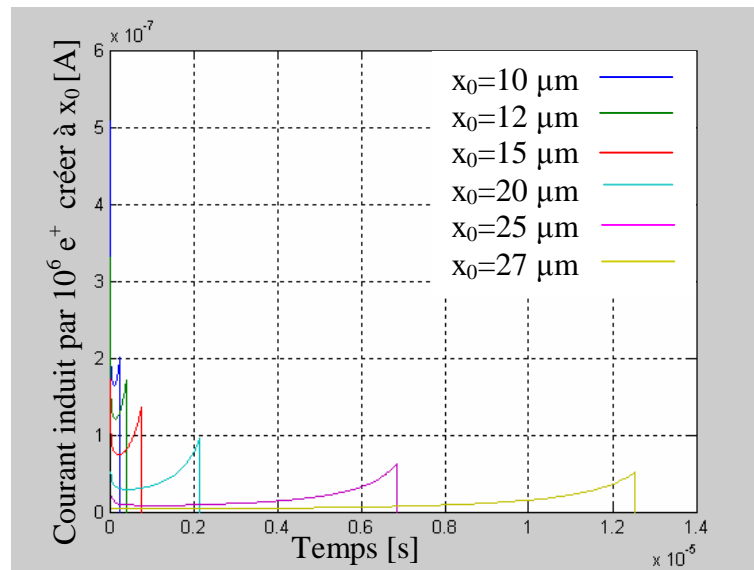


Figure IV.5.b : Courant induit par $10^6 e^+$ créés à la position x_0 de la région dépeletée du détecteur, pour une diode d'épaisseur de $30\mu\text{m}$ et une polarisation inverse de 406V et pour différentes valeurs de x_0 .

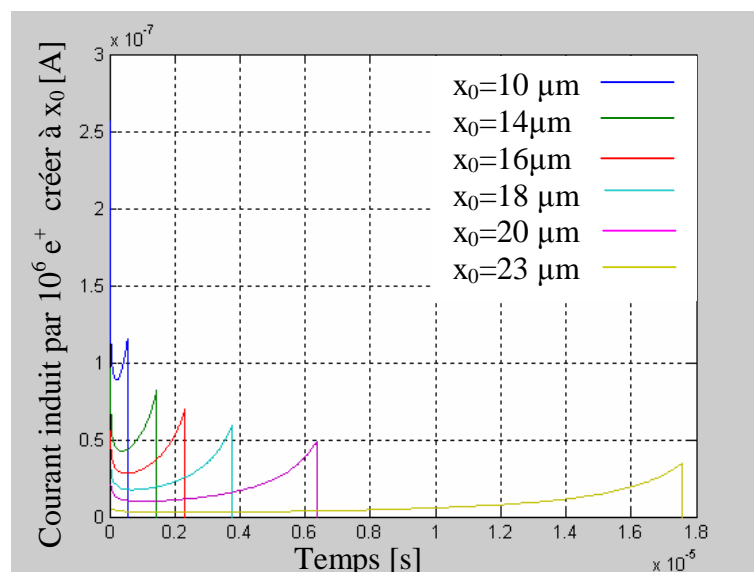


Figure IV.5.c : Courant induit par $10^6 e^+$ créés à la position x_0 de la région dépeletée du détecteur, pour une diode d'épaisseur de $25\mu\text{m}$ et une polarisation inverse de 282V et pour différentes valeurs de x_0 .

Ces figures montrent d'abord une diminution puis une augmentation du signal et une brusque diminution de celui-ci. Cette transition brusque observée à $t=t_0$ est due à la collecte des trous dans la couche p^+ .

La charge totale créée par N trous générés à la position x_0 , peut être calculée par intégration de l'équation IV.10. S'il n'y a aucun piégeage ou recombinaison, les trous diffusent et la charge totale qu'ils induisent Q_t et la charge totale Q_{signal} collectées après un temps $t > t_0$ sont données par :

$$Q_t = \frac{qNx_0}{d_{tot}} \tag{IV.11}$$

$$Q_{Signal} = Q_e + Q_t = \frac{qNd}{d_{tot}} \tag{IV.12}$$

La charge créée par le mouvement des trous est représentée dans les figures IV.6.a,b,c, elle est obtenue par intégration du courant induit que nous avons simulé (figures IV.5.a,b,c). La charge au temps t_0 (qui correspond à la fin de la courbe IV.6) est en accord avec l'équation IV.11. Cette relation n'est vraie que pour $t > t_0$ et pour $t < t_p$, t_p est le temps de piégeage. Cependant, comme observé dans les figures IV.5, le temps de diffusion des trous t_0 devient très long quand la distance de diffusion augmente, $t_0 > 0.9\mu s$ pour $x_0 > 20\mu m$ (figure IV.5.a), $t_0 > 2.5\mu s$ pour $x_0 > 20\mu m$ (figure IV.5.b), et $t_0 > 6.5\mu s$ pour $x_0 > 20\mu m$ (figure IV.5.c).

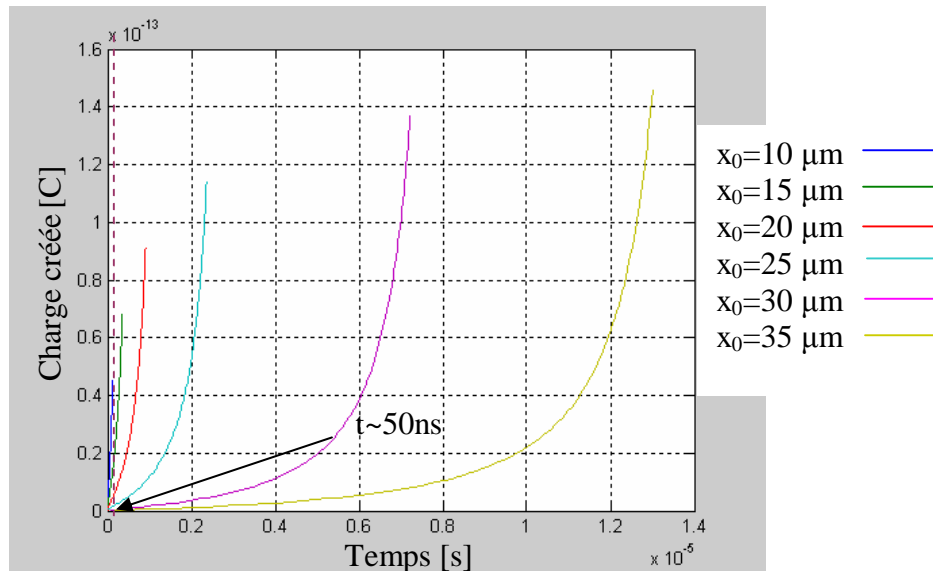


Figure IV.6.a. Variations de la charge totale collectée en fonction du temps ($d_{tot}=35\mu m$, $N=10^6 e^-$, $v=553V$).

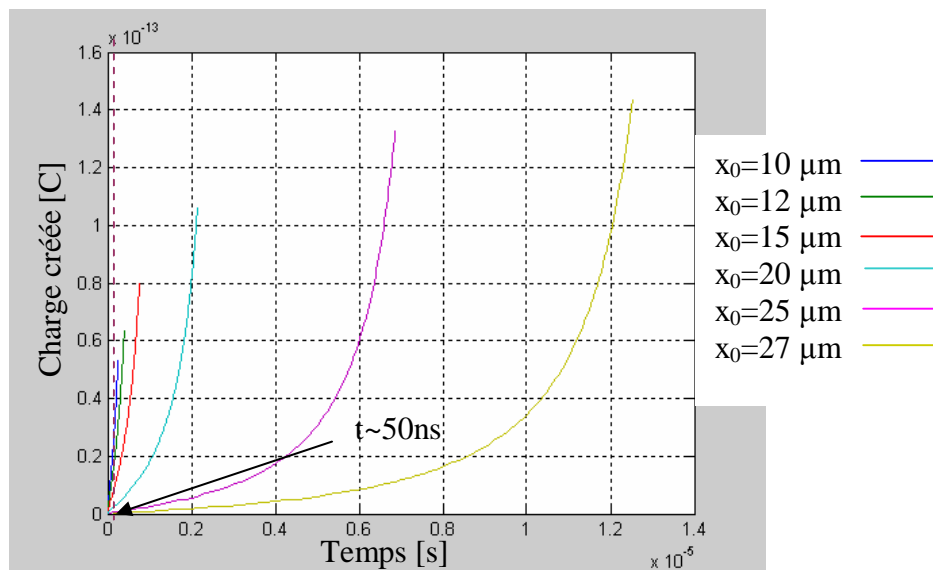


Figure IV.6.b : Variations de la charge totale collectée en fonction du temps
 ($d_{\text{tot}}=30\mu\text{m}$, $N=10^6 e^-$, $v=406\text{V}$).

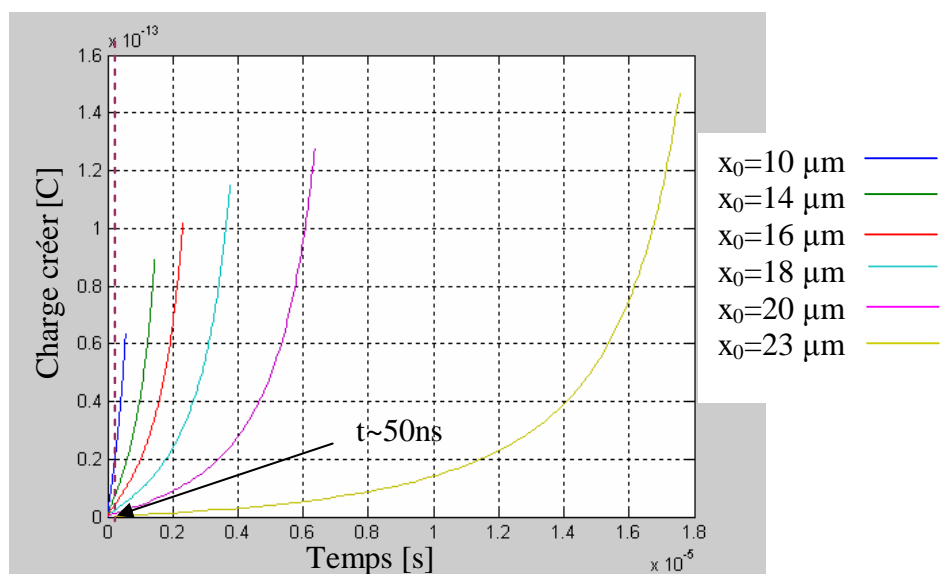


Figure IV.6.c. Variations de la charge totale collectée en fonction du temps
 ($d_{\text{tot}}=25\mu\text{m}$, $N=10^6 e^-$, $v=282\text{V}$).

De ce fait, les préamplificateurs intégrés aux détecteurs TFA doivent avoir un temps de formation $t_f < 50\text{ns}$ pour pouvoir avoir une large détection. Ce temps de résolution de l'électronique de lecture est inférieur au temps de diffusion des trous t_0 , et au temps de piégeage t_p . En absence de piégeage des trous le signal créé par ces derniers pendant ce faible temps t_f est toujours une faible partie du courant créé par

les trous. Le signal créé par les trous pendant le temps t_f est équivalent à la charge qui peut être exprimée par : $Q_{teff}=(qN/d_{tot})(x_0-x(t_f))$.

Lorsque les trous se déplacent pendant 50ns ils parcourent une distance moyenne ($x_0-x(50ns)$) égale à $0.3\mu m$ (création à la position $x\sim 23\mu m$ dans un détecteur d'épaisseur de $25\mu m$ avec un potentiel inverse de 282V). L'amplitude du signal dépend du champ électrique à la position x_0 , elle diminue quand x_0 augmente. La charge Q_{teff} créée par les trous diminue donc par augmentation de x_0 pour un bas temps de formation, ce comportement est représenté par les courbes des figures IV.6 : à 50 ns. Le courant induit et la charge totale subissent une diminution par augmentation de x_0 .

Ces propriétés limitent la sensibilité des détecteurs TFA puisque seule une petite partie du signal créé par les trous contribue au signal total amplifié par l'électronique de lecture pour un temps de formation inférieur à 50 ns. Dans de telles conditions, la forte contribution des trous dépend du champ interne du détecteur. Pour un temps de formation infini, le rapport Q_e/Q_t est égal à $(d-x_0)/x_0$ (figures IV.4 et IV.6). Cependant, pour un temps de formation de 50 ns, ce rapport augmente avec x_0 (~ 6 pour $x_0=10\mu m$, ~ 10 pour $x_0=14\mu m$ et ~ 16 pour $x_0=20\mu m$, $d_{tot}=25\mu m$). Le rapport est donc définie par $(d-x_0)/(x_0-x(t_f))$.

Ce modèle de signal créé par les trous est basé sur l'hypothèse de la forte variation de la mobilité avec le champ électrique. La charge totale amplifiée pendant le temps de formation par l'électronique de lecture est attribuée à la génération des trous par les photons incidents. Elle dépend ainsi fortement du potentiel inverse appliqué au détecteur et du temps de formation. Il est à noter que la simulation a été réalisée en utilisant des valeurs standards de μ_0 , ω_0 et E_0 . Cependant, la forte variation de ces paramètres a un impact sur le temps et la vitesse de diffusion des trous et induit une variation de la charge et du temps de formation t_f . Le modèle présenté peut donc décrire les bases et les mécanismes de formation du signal, néanmoins une prévision exacte de la charge de sortie est difficile à obtenir.

Le signal induit par N paires électron-trou créées à la position x_0 est donc défini par :

- La charge Q_e induit par les électrons :

Elle dépend de l'épaisseur de déplétion (qui dépend de N_{ab}^* et du potentiel inverse appliqué) et de la position x_0 . Pour $t_f \gg \sim 20$ ns, $Q_e = (qN/d_{tot})(d-x_0)$, et le maximum de signal est obtenu pour une déplétion complète du détecteur.

- La charge Q_t induit par les trous :

Pour un temps de formation inférieur au temps de formation de l'électronique de lecture (<50 ns), en absence de piégeage des trous seule une partie du signal induit est amplifiée à cause du mouvement lent des trous : $Q_t = (qN/d_{tot})(x_0 - x(t_f))$. Le signal créé dépend de la vitesse des trous et du temps de formation du préamplificateur. La mobilité et la vitesse des trous sont dépendent étroitement du champ électrique. Le signal maximum est obtenu pour une tension inverse maximale appliquée au détecteur.

La charge totale Q collectée par l'électrode d'un détecteur TFA suite à l'interaction avec des radiations électromagnétiques peut être calculée par :

$$Q = \int_0^d \frac{\left[\frac{dE}{dx} \right]^{x_0}}{w} (Q_e(x_0) + Q_t(x_0)) dx_0 \quad (\text{IV.12})$$

où $[dE/dx]^{x_0}/w$ est le nombre de paires créées à la position x_0 dans le détecteur. $Q_e(x_0)$ et $Q_t(x_0)$ correspondent respectivement à la charge créée par un électron et par un trou à la position x_0 dans le détecteur. L'intégration de $x_0=0$ jusqu'à $x_0=d$ (épaisseur de déplétion) permet donc de calculer la charge totale collectée par les électrodes de détecteur.

III. Conclusion.

La détection de radiations électromagnétiques par un détecteur TFA a été caractérisée et les mécanismes nécessaires à la création du signal ont été étudiés dans le but de comprendre les performances et les limites du détecteur TFA.

Le signal créé par l'interaction des radiations dans le détecteur de Si-aH dépend en premier du profil de perte d'énergie dans le détecteur et de l'énergie moyenne de

création des paires. Il dépend donc de la distribution des paires électron-trou dans le détecteur. La charge totale collectée est égale à la somme des charges créées par le mouvement des électrons et de celui des trous. Pour un temps de formation de préamplificateur de quelque nano-secondes, la charge induite par les électrons est collectée entièrement. Cependant, seule une partie de la charge créée par les trous est intégrée, et ce à cause du transport lent de ces derniers, ce qui constitue une limite importante pour ce type de détecteur.

Les résultats de simulation que nous avons obtenus ainsi que l'approche théorique qui a permis d'y aboutir, montrent que les détecteurs épais peuvent offrir une détection optimisée. En effet, le signal induit par les électrons est maximum pour une déplétion complète du détecteur et celui induit par les trous pour un temps de formation de l'électronique de lecture très court est maximum pour une tension de polarisation inverse maximum. La basse mobilité des trous est étroitement liée à l'intensité du champ. De ce fait, l'utilisation des détecteurs épais améliore l'efficacité de détection par augmentation du volume utile et permet également d'appliquer une tension inverse élevée, ce qui augmente le signal induit par les trous.

Conclusion générale.

Les différents concepts et mécanismes décrivant la détection des radiations par des dispositifs à semi-conducteur ont été présentés dans le but de fournir les bases nécessaires à la compréhension de la formation du signal électrique.

Le désordre dans le Si-a:H provoque des problèmes et de nombreuses incertitudes, la recherche sur ce matériau est jusqu'à présent très active. La possibilité de déposer le matériau Si-a:H sur de larges zones, pour un bas coût, à de basses températures, ainsi qu'une haute absorption optique, ont permis le développement d'une large gamme de dispositifs basés sur le Si-a :H, comme les cellules solaires.

Les électrons diffusent dans une épaisseur complètement déplétée et les trous atteignent la couche P⁺ quand ils sont collectés, ce mouvement induit un signal négatif dans l'électrode du détecteur.

Nous avons développé un modèle qui se base sur l'hypothèse de la linéarité du champ électrique et sur une mobilité constante des électrons.

Dans le cas des rayonnements électromagnétiques, le photon crée des paires électron-trou à travers la couche-i déplétée. Les électrons diffusent dans le champ électrique interne et induisent le signal. Le signal total est en grande partie induit par les électrons créés à l'interface p-i. La mobilité des trous dépend de l'intensité du champ électrique. L'évolution des queues de signal observé avec la variation du champ est la conséquence de la différence de signal qui va être induit par le trou s'il est créé à l'interface p-i ou s'il est créé à la région de bas champ dans la zone déplétée.

La détection de radiations électromagnétiques par un détecteur TFA a été caractérisée et les mécanismes nécessaires à la création du signal ont été étudiés dans le but de comprendre les performances et les limites de détecteur TFA.

Le signal créé par l'interaction des radiations dans le détecteur de Si-aH dépend en premier du profil de perte d'énergie dans le détecteur et de l'énergie moyenne de création des paires. Il dépend donc de la distribution des paires électron-trou dans le détecteur. La charge totale collectée est égale à la somme des charges créées par le mouvement des électrons et de celui des trous. Pour un temps de formation de préamplificateur de quelque nanosecondes, la charge induite par les électrons est collectée entièrement. Cependant, seule une partie de la charge créée par les trous est intégrée, et ce à cause du transport lent de ces derniers, ce qui constitue une limite importante pour ce type de détecteur.

Les résultats de simulation que nous avons obtenus ainsi que l'approche théorique qui a permis d'y aboutir, montrent que les détecteurs épais peuvent offrir une détection optimisée. En effet, le signal induit par les électrons est maximum pour une déplétion complète du détecteur et celui induit par les trous pour un temps de formation de l'électronique de lecture très court est maximum pour une tension de polarisation inverse maximum. La basse mobilité des trous est étroitement liée à l'intensité du champ. De ce fait, l'utilisation des détecteurs épais améliore l'efficacité de détection par augmentation du volume utile et permet également d'appliquer une tension inverse élevée, ce qui augmente le signal induit par les trous.

المخلص:

نظرا للعجز المفروض في التصوير الإشعاعي الطبي، فإن ترقيم المعلومة المستمرة في مجال التصوير الطبي أصبح أمرا محتوما، لأن ترقيم الإشارة المستمرة يسمح لنا بتخزين المعلومة و معالجتها للحصول على صورة طبية أكثر وضاحة، بالإضافة إلى نقل الصورة وهي عبارة عن معلومة رقمية إلى أي مكان في العالم عبر الشبكة الإلكترونية العالمية، حيث يوجد هناك طبيب مختص له خبرة أكبر يشخص و يوجه في معالجة المرض. بالإضافة إلى ذلك، فإن الحساسية الكبيرة لملتقط الإشعاعات المخصص للترقيم في المجال الطبي يسمح لنا بإبعاد الخطر الناتج عن الإشعاعات. إن ترقيم الإشارة في أي مجال متعلق يقسم الملتقط الذي هو أيضا متعلق بالقسم المخصص لمعالجة الإشارة المدمج داخل الدارة. إذن والى هذا المستوى، البحث عن تكنولوجيا جديدة في مجال التصوير الطبي موضح في هذا العمل، هذه التكنولوجيا متمثلة في (TFA) (Thin-Film on ASIC) أو (TFC) (Thin-Film on CMOS) التي تعتمد على وضع ملتقط مصنوع من مادة Si-a :H (Silicium Amorphe Hydrogéné) مباشرة فوق دارة مدمجة. ادن في عملنا هذا، قمنا بدراسة القسم الملتقط الذي هو عبارة عن وصلة من الشكل p-i-n، مكانز مات الالتقاط و تشكيل الإشارة درست في هذا العمل، بالإضافة إلى إيجابيات و سلبيات استعمال المادة Si-a :H لصناعة الملتقط. وفي الأجير و بالنسبة للجانب المتعلق بسرعة و تشكيل الإشارة، استعملنا النموذج النظري الموضح في [Des06] الذي يعتمد على خطية الحقل الكهربائي داخل الوصلة p-i-n. الدراسة تمت بأخذ درجة الحرارة المثالية، النتائج موضحة في هذا العمل، الإيجابيات و السلبيات لهذه التكنولوجيا (TFA) يمكن استخلاصها من النتائج و هي موضحة في هذا العمل.

Résumé.

L'objectif de notre travail est de contribuer au développement d'un détecteur à base de silicium amorphe hydrogéné. Pour ce faire nous avons opté pour la technique appelée «Thin-Film on ASIC» (TFA) qui est basé sur la déposition d'un capteur en Silicium Amorphe Hydrogéné directement sur un circuit intégré. Nous avons mis en évidence le mécanisme à l'origine de la création des paires électron-trou dans le détecteur à partir des interactions, Nous avons ensuite étudié le signal électrique induit au niveau des électrodes du détecteur par le mouvement des porteurs libres dans le champ électrique interne de celui-ci. Par ailleurs, nous nous sommes intéressés aux propriétés cristallographiques du silicium amorphe hydrogéné, aussi qu'aux états des défauts à la base des propriétés spécifiques du transport électronique. Sur le plan microélectronique nous avons étudié les films épais dans la technologie ASIC. Les performances d'un détecteur TFA ont été simulées, Les résultats de simulation que nous avons obtenus ainsi que l'approche théorique qui a permis d'y aboutir, montrent que les détecteurs épais peuvent offrir une détection optimisée. En effet, le signal induit par les électrons est maximum pour une déplétion complète du détecteur et celui induit par les trous pour un temps de formation de l'électronique de lecture très court est maximum pour une tension de polarisation inverse maximum. La basse mobilité des trous est étroitement liée à l'intensité du champ. De ce fait, l'utilisation des détecteurs épais améliore l'efficacité de détection par augmentation du volume utile et permet également d'appliquer une tension inverse élevée, ce qui augmente le signal induit par les trous.

Abstract.

The objective of our work is to contribute to the development of a detector containing hydrogenated amorphous silicon. With this intention we chose the technique called " Thin-Film one ASIC " (TFA) which is based on the deposition of Hydrogenated Amorphous Silicon sensor a directly on an integrated circuit. We highlighted the mechanism at the origin of the creation of the pairs electron-positron pair in the detector starting from the interactions, We then studied the electric signal induced on the level of the electrodes of the detector by the movement of the free carriers in the electric field interns this one. In addition, us sums be interested in the crystallographic properties of hydrogenated amorphous silicon, therefore that with the states of the defects at the base of the specific properties of electronic transport. On the microelectronic level we studied thick films in technology ASIC. The performances of a detector TFA were simulated, the results of simulation which we obtained as well as the theoretical approach which made it possible to succeed to it, show that the thick detectors can offer an optimized detection. Indeed, the signal induced by the electrons is maximum for a complete depletion of the detector and that induces by the holes for a very short time of formation of the electronics of reading is maximum for a biasing reverses maximum. The low mobility of the holes is closely related to the intensity of the field. So the use of the thick detectors improves the effectiveness of detection by increase in useful volume and also makes it possible to apply a tension reverses high, which increases the signal induced by the holes.

Références bibliographiques.

- [Alv04] **AVAREZ-GAUME., BLAIZOT J.P., CVETIC M., et al.** Review of particle physics. Physics letters B, 2004, vol. 592, issues 1-4, pp. 262-263.
- [Ane99] **ANELI G., CAMPBEL M., DELMASTRO M., et al.** Radiation tolerant VLSI circuits in standard deep submicron CMOS technologies for the LHC experiments: practical design aspects. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1999, vol. 46, n° 6, pp. 1690-1696.
- [Bei90] **BEISTINGL W., SAWDCITANG P., HOPEL R.A., et al.** Drift time limited hydrogenated amorphous silicon detectors with picoseconds response times. Journal of applied physics, 1990, vol. 67, n° 8, pp. 3888-3890.
- [Bra94] **BRANZ H.M., YELON A., MOVAGHAR B.** Physics of meyer-Nedel rule in amorphous silicon. Material research society symposium proceedings, 1994, vol. 336, p. 159.
- [Car76] **CARLSON D.E., WRONSKI C.R.** Amorphous silicon Solar Cell. Applied physics letters, 1976, vol. 28, n° 11, pp. 671-673.
- [Cas98] **CASSE G.** the effect of hadron irradiation on the electrical properties of particle detectors made from various silicon materials. Thèse physique Grenoble, France: Université joseph Fourier, 1998, 182 p.
- [Cha96] **CHABLOZ P.** les couches épaisses en Silicium Amorphe, application comme détecteur de rayon X. Thèse Microtechnique n° 1485. Lausanne, suisse : Ecole polytechnique Fédérale de Lausanne, 1996, 88p.
- [Chi69] **CHITTICK R.C., ALEXANDER J.H., STERLING H.F.** The preparation and properties of amorphous silicon. Journal of the electrochemical society, 1969, vol. 116, n° 1, pp. 77-81.

- [Das03] **DASH R.K., VOYELES P.M., GIBSON J.M., et al.** A quantitative measure of medium-range order in amorphous materials from transmission electron micrographs. *Journal of physics: condensed matter*, 2003, vol. 15, pp. S2425-S2435.
- [Des 03] **DESPIESSE M., ANELLI G., COMMICHAU S., et al.** Characterisation of 13 and 30 μm thick hydrogenated amorphous silicon diodes deposited over CMOS integrated circuits for particle detection application. *Nuclear instruments and methods in physics research A*.2004, vol. 518, pp. 357-361.
- [Des06] **DESPIESSE M.** Etude et caractérisation d'un capteur en silicium amorphe hydrogéné déposé sur circuit intégré pour la détection de particules et de rayonnements. Thèse présentée devant l'Institut National des sciences Appliquées de Lyon, France, 2006, 265p.
- [Dub91] **DUBEAU J., POCHE T., HAMEL L.A., et al.** Response of amorphous p-i-n detectors to ionising particles. *Nuclear instruments and methods in physics research B*, 1991, vol. 54, pp. 458-471.
- [Fac05] **FACCIO F., CERVELLI G.** Radiation induced edge effects in deep-submicron CMOS transistors. *IEEE transactions on nuclear science*, 2005, vol. 52, no. 6, pp. 2413-2420.
- [Fis94] **FISCER D.** Electric Field and photocarrier collection in amorphous silicon p-i-n solar cells, effects of light- induced degradation and of low- level i-layer doping, Thèse Microtechnique. Neuchatel, Suisse: université de Neuchatel, 1994, 131 p.
- [Fis03] **FICHBACH F., FREUND T., PECH M., et al.** Comparison of indirect CsI/a:Si and direct a:Si digital radiography. *Acta Radiologica*, 2003, vol. 44, pp. 616-621.
- [Fre38] **FRENKEL J.** On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semiconductors. *Physical Review*, 1938, vol. 54, pp. 647-658.

- [Fri77] **FRITZSCHE H.** Electrons in disordered systems, scaling near the mobility edge. In: SPEAR W.E.eds. Proceeding of the 7th international Conference on Amorphous and liquid Semiconductors, Edinburgh, 1977, pp. 301.
- [Gat86] **GATTI E., MANFREDI P. F.** Processing the signals from solid state detectors in elementary-particle physics. Review del nuovo cimento, 1986, vol. 9, n° 1, 146 p.
- [Gib97] **GIBSON J.M., TREACY M.M.** Diminished Medium-Range Order observed in Annealed amorphous Germanium. Physical review letters, 1997, vol. 78, n°6, pp. 1074-1077.
- [Gu95] **GU Q., SCHIFF E.A., CHERIER J6B., et al.** High-field electron-drift measurements and the mobility edge in hydrogenated amorphous silicon. Physical Review B, 1995, vol. 52, n° 8, pp. 5695-5707.
- [Ham97] **HAMEL L – A., CHAO CHEN W., YELON A.** Monte-Carlo simulation Meyer-Neldel effect on carrier time-of-flight in a-Si:H. Journal of non-Crystalline Solids, 1997, vol. 220, pp. 254-260.
- [Hei03] **HEIJNE E.H.M.** Semiconductor detectors in the Low Countries. Nuclear instruments and methods in physics research A. 2003, vol. 509, pp. 1-6.
- [Hon95] **HONG W., MIRESHGI A., DREWREY J.S., et al.** Charged particle Detctor Based on high quality amorphous silicon deposited with hydrogen or helium dilution of Silane. IEEE Translations on nuclear science, 1995, vol. 42, n°4, pp.240-246.
- [Jin95] **JING T., GOODMAN A., DREWERY J., et al.** Detection of charged particles and X-rays by scintillator layers coupled to amorphous silicon photodiode arrays. Nuclear instruments and methods in physics research A, 1996, vol. 368, pp. 757-764.
- [Kis98] **KISHIMOTO N., AMEKURA H., KONO K., et al.** Stable photoconductivity in meta-stable a-Si:H under high energy proton irradiation. Journal of non-crystalline solids, 1998, vol. 227-230, pp. 238-242.

- [Kla82] **KLAZES R.H., VAN DEN BROEK M.H.L.M., BEZEMER J., et al.**
Determination of the optical band gap of amorphous silicon. Philosophical magazine B, 1982, vol. 45, p. 377.
- [Kle68] **KLEIN C.A.** Band gap dependence and related features of radiation ionizing energies in semiconductors. Journal of applied physics, 1968, vol. 39, n° 4, pp. 2029-2038.
- [Kno99] **KNOLL G.F.** Radiation detection and measurement. Third edition. New York: John Wiley and sons, 1999, 802 p.
- [Kun03] **KUNDIG J.** Cellules solaires en couche minces de silicium: Résistance aux radiation et application spatiales. Thèse science et techniques de l'ingénieur, Microtechnique, n° 2874. Lausanne: Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2003, 121 p.
- [Lep97] **LEPSI.** Vers une mammographie toute électronique. La Lettre des Sciences Physiques. Laboratoire d'Electronique et de Physique des Systèmes Instrumentaux. STRASBOURG. N° 37 Sept.-Oct. 1997.
- [Lut99] **LUTZ G.** Semiconductor Radiation Detctors. Berlin: Springer-Verlag, 1999, 378 p.
- [Mal87] **MALEY N., SHIMIZU R., HARADA K., et al.** Investigation of kilovolt electron energy dissipation in solids. Journal of applied physics, 1974, vol. 45, n° 2, pp. 733-740.
- [Mir94] **MIRESHI A., CHO G., DREWERY J.S., et al.** High efficiency neutron Amorphous Silicon Pixel detectors. IEER Transaction on nuclear science, 1994, vol. 1, n° 4, pp. 915-921.
- [Ove89] **OVERHOF H., THOMAS P.** Electronic transport in hydrogenated amorphous semiconductors. Berlin, Germany: Springer 1989, 174 p.(Springer tracts in modern physics; vol.114).

- [Poc96] **POCHET T., EQUER E., ILIE A., et al.** Sensitivity measurements of thick amorphous silicon p-i-n Nuclear Detectors. IEEE transaction on nuclear science, 1996, vol. 43, n° 3, pp. 1452-1557.
- [Qur89] **QURESHI S., PEREZ-MENDEZ V., KAPLAN S.N., et al.** Signal generation in a hydrogenated amorphous silicon detector. IEEE Transactions on nuclear science, 1989, vol. 36, n° 3, pp. 194-198.
- [Rad88] **RADEKA V.** Low-noise techniques in detectors. Annual review of Nuclear Particle Science, 1988, vol. 38, pp. 217-277.
- [Ram39] **RAMO S.** Currents induced by Electron Motion. Proc. I.R.E, 1939, vol. 27, p. 584.
- [Rav04] **RAVOTTI F., GLASER M., DUSSEAU L., et al.** Conception of Integrated Sensor for the Radiation Monitoring of the CMS Experiment at the large hadron Collider. IEEE Transaction on nuclear science, 2004, vol. 51, pp. 3642-3648.
- [Rie04] **RIEGLER W.** Extended theorems for signal induction in particle detectors VCI 2004 Nuclear instruments and methods in physics research A, 2004, vol. 535, pp. 287-293.
- [Sch94] **SCHWANK J.R.** Basic mechanisms of radiation effects in the natural space environments. **In:** Short course notes of the IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference, 1994, Tucson, usa. Section II, pp. 1-109.
- [Sch04] **SCHIFF E.A.** Drift-mobility measurements and mobility edges in disordered silicons. Journal of physics: condensed matter, 2004, vol. 16, pp. S5256-S5275.
- [Sed01] **SEDKEY S., WITVROUW A., BENDER H., et al.** Experimental Determination of the maximum post-process annealing temperature for standard CMOS wafers. IEEE Transaction on electron devices, 2001, vol. 48, n° 2, pp. 377-385.

- [Sel06] **SELLIN P.J., VIATKUS J.** New material for radiation hard semiconductor detectors. Nuclear instruments and methods in physics research A, 2006, vol. 557, pp. 479-489.
- [Sho38] **SHCKLEY W.** Current to conductors induced by a moving point charge. Journal of applied physics, 1938, vol. 9, pp. 635-636.
- [Sno00] **SNOEYS W., ANELLI G., CAMBELL M., et al.** Integrated circuits for particle physics experiments. IEEE Journal of solid-state circuits, 2000, vol. 35, n° 12, pp. 2018-2030.
- [Spe75] **SPEAR W.E., LECOMBER P.G.** Substitutional doping of amorphous silicon. Solid state communication, 1975, vol. 17, pp. 1193-1196.
- [Sro98] **SROUR J.R., VENDURA G.J., LO D.H., et al.** Damage Mechanisms in radiation-tolerant Amorphous Silicon Solar Cells. IEEE Transaction on nuclear science, 1998, vol. 45, n° 6, p. 2624.
- [Sta05] **STALLINGA P., GOMES H.L.** Trap states as an explanation for the Meyer-Neldel rule in semiconductors. Organic electronics, 2005, vol. 6, pp. 137-141.
- [STAR05] **BERGER P., COURSEY J.S., ZUCKER M.A., et al.** ESTAR , PSTAR and ASTAR : Computer Programs for Calculating Stopping-power and Range tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3) [**en ligne**].
Disponible sur:
<http://physics.nist.gov/physRefDATA/Star/Text/contents.html>
- [Str91] **STREET R.A.** Hydrogenated Amorphous Silicon. New York: Cambridge university press, 1991.
- [Sze81] **SZE S.M.** Physics of semiconductor Devices. 2nd edition. New York: John Wiley & Sons, 1981, 564 p.

- [Tau02] **TAUC J.** Chapitre 5. Optical Proprieties of solids. Amsterdam, the Netherlands North Holland. Publisher, 1972, p.277.
- [Tie80] **TIEDJE T., ROSE A.** A physical interpretation of dispersive transport in disordered semiconductors. Solid state communication, 1980, vol. 37, p. 49.
- [Van92] **VAN DEN BOOGAARD M.J., et al.** The influence of void structure on deuterium diffusion in a-Si:H. Material research society symposium proceedings, 1992, vol. 258, p. 407.
- [Woo85] **WOOTEN F., WINER K., WEARE D.** Computer generation of structural models of Amorphous Si and Ge. Physical Review Letters, 1985, vol. 54, n° 13, pp. 1392-1395.
- [XCOM] **BERGER M.J., HUBBEL J.H., SELTZER S.M., et al.** XCOM : photon cross section database. Online :
www://physics.nist.gov/physRefData/Xcom/Text/Xcom.html
- [Zac32] **ZACHARIASEN W.H.** The atomic arrangement in glass, Journal of American chemical society, 1932, vol. 54, pp. 3841-3851.
- [Zho94] **ZHOU J-H.** Estimation of the Mobility-Lifetime products in Amorphous Silicon in the Presence of Dispersive Transport. Journal of applied physics, 1994, vol. 33, pp. 1655-1658.