

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Télécommunications

Spécialité : Systèmes des Télécommunications

Par : (SIRAT Ahmed et TEMMIME Abdelillah)

Sujet

Etude et conception d'une photodiode à avalanche à photon unique (SPAD)

Soutenu publiquement, le 25 / 06 /2023 , devant le jury composé de :

KARIM Fethallah	Professeur	Université de Tlemcen	Président
BORSALI Ahmed Riad	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur
DJELTI Hamida	M.C.A	Université de Tlemcen	Encadreur

Année_universitaire:2022/2023

Remerciements

Nous tenons particulièrement à remercier ALLAH le tout puissant, ce mémoire n'aurait jamais été réalisé sans sa bénédiction.

Nous adressons nos remerciements à notre encadreur Melle **Djelti Hamida**, Maître de Conférences au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, pour son aide consistante, ses conseils judicieux, pour ses remarques objectives et pour son encadrement afin de mener à bien ce modeste travail.

Nous exprimons notre profonde gratitude à Monsieur **KARIM FethAllah**, Professeur au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, pour l'intérêt qu'il a accordé à ce travail en acceptant de le juger et de présider le jury.

Nous sommes très honorées de la présence dans ce jury de mémoire de Monsieur **BORSALI Ahmed Riad**, Professeur au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen.

Dédicace

A nos chers parents, pour tous leurs
prières, leurs sacrifices, leur amour, que
dieu les garde et les protège.

A nos chers amies , pour leurs
encouragements et leur soutien de moral

A nos chers frères et sœurs.

A tous ceux qui ont contribué de près ou de
loin à la réalisation de ce travail .

SIRAT Ahmed et TEMMIME Abdelillah

Résumé :

La photodiode à avalanche à photon unique SPAD (Single Photon Avalanche Diode) est devenue un composant incontournable pour la mesure dite de « temps de vol » dans le proche infrarouge. La SPAD est facilement intégrable dans les technologies CMOS pour couvrir les longueurs d'onde de 500 à 950 nm notamment pour les applications de télémétrie, des télécommunications optiques, etc.

Ce travail a pour objectif la modélisation, la conception et la simulation électriques optiques et thermiques électrique de diodes à avalanche à photon unique (Single Photon Avalanche Diodes - SPAD). Il s'agit de la modélisation et de la simulation bidimensionnelle thermique et non thermique de la SPAD à base du Silicium et des matériaux semiconducteurs III-IV comme l'InGaAs. En effet, le comportement électrique et optique de la SPAD est analysé en termes de caractéristique I-V, densité de courant, champ électrique, probabilité d'avalanche par électron, la distribution de la température dans la SPAD...etc

Mots clés: SPAD, modélisation, absorption, ionisation par impact, mode Geiger, Silvaco.

Abstract :

The single photon avalanche photodiode SPAD (Single Photon Avalanche Diode) has become an essential component for the so-called "time of flight" measurement in the near infrared. The SPAD is easily integrated into CMOS technologies to cover wavelengths from 500 to 950 nm, in particular for telemetry applications, optical telecommunications, etc.

The objective of this work is the modeling, design and electrical, optical and thermal electrical simulation of single photon avalanche diodes (Single Photon Avalanche Diodes - SPAD). It is the two-dimensional thermal and non-thermal modeling and simulation of the SPAD based on Silicon and III-IV semiconductor materials such as InGaAs. Indeed, the electrical and optical behavior of the SPAD is analyzed in terms of I-V characteristic, current density, electric field, avalanche probability per electron, temperature distribution in the SPAD...etc.

Keywords: SPAD, modeling, absorption, impact ionization, Geiger mode, Silvaco..

ملخص :

أصبح الفوتون المفرد الانهيار الضوئي SPAD (صمام ثنائي فوتون واحد الانهيار) مكونًا أساسيًا لما يسمى بقياس "وقت الرحلة" في الأشعة تحت الحمراء القريبة. يتم دمج SPAD بسهولة في تقنيات CMOS لتغطية الأطوال الموجية من 500 إلى 950 نانومتر، ولا سيما لتطبيقات القياس عن بعد والاتصالات البصرية وما إلى ذلك.

الهدف من هذا العمل هو النمذجة والتصميم والمحاكاة الكهربائية والبصرية والحرارية الكهربائية لثنائيات فوتون واحدة الانهيار (SPAD). إنها النمذجة الحرارية ثنائية الأبعاد وغير الحرارية ومحاكاة SPAD على أساس السيليكون ومواد أشباه الموصلات III-IV مثل InGaAs. في الواقع، يتم تحليل السلوك الكهربائي والبصري لـ SPAD من حيث خصائص I-V، وكثافة التيار، والمجال الكهربائي، واحتمال الانهيار الجليدي لكل إلكترون، وتوزيع درجات الحرارة في SPAD ... إلخ.

الكلمات المفتاحية: سباد، نمذجة، امتصاص، تأين تأثير، وضع جيجر، سيلفاكو.

Table des matières

Remerciements	I
Dédicace	II
Résumé :	III
Abstract :	III
ملخص:.....	IV
Listes des figures	X
Listes des tables.....	XIII
Introduction générale.....	1
Chapitre I : État de l'art des photodiodes à avalanche	3
I.1 Introduction.....	4
I.2 Photodétection.....	4
I.3 Différents types de photodétecteurs	6
I.3.1 Photoconducteurs	6
I.3.2 La photodiode PN classique.....	6
I.3.3 Photodiode PIN	7
I.3.4 Photodiodes à avalanche	9
I.3.5 Photodiode à avalanche à photon unique.....	10
I.4 Caractéristiques de la photodiode à avalanche	12
I.4.1 Caractéristique statique	12
I.4.2 Gain d'avalanche	14
I.4.3 Tension de claquage et tension d'excès.....	15

I.5 Principe de fonctionnement des détecteurs SPAD.....	15
I.6 Critères de performance des SPAD	18
I.6.1 Courant d'obscurité et tension de claquage	18
I.6.2 L'efficacité quantique (QE - Quantum Efficiency)	19
I.6.3 La probabilité de détection d'un photon - PDP	20
I.6.4 Le compte d'obscurité - DCR	21
I.6.5 La probabilité d'afterpulsing.....	22
I.6.6 Jitter, gigue temporelle ou résolution temporelle	23
I.7 Etat de l'art sur la conception des SPAD.....	23
I.7.1 Technologie CMOS	23
I.7.2 Technologie CMOS SOI.....	26
I.7.3 SPAD réalisées avec d'autres matériaux que le silicium.....	27
I.8 Photodiodes à avalanche en mode Geiger	29
I.9 Conclusion	30
Chapitre II : Modélisation thermo-électro-optique de la photodiode SPDA	31
II.1 Introduction	32
II.2 Modèle physico-électrique de la photodiode SPAD	32
II.2.1 Energie du seuil d'ionisation.....	32
II.2.2 Modèles d'ionisation par impact	34
II.2.2.1 Modèle d'ionisation par impact de Selberherr's	35
II.2.2.2 Modèle d'ionisation par impact de Valdinoci	38
II.2.2.3 Modèle d'ionisation par impact de Grant.....	41

II.2.3	Modèle de transport des charges.....	42
II.2.4	Modèles de génération-recombinaison de porteurs	44
II.2.5	Modélisation de la probabilité d’avalanche	44
II.2.6	Modélisation du compte d’obscurité ou DCR	45
II.3	Modèle physico-thermique de la photodiode SPAD.....	47
II.3.1	Equation de transfert de chaleur	47
II.3.2	Capacité calorifique	48
II.3.4	Conditions aux limites	50
II.4	Méthode de propagation du faisceau en 2D	51
II.4.1	Méthode BMP.....	51
II.4.2	Photocourant et Efficacité Quantique.....	51
II.5	Conclusion.....	52
Chapitre III: Résultats de simulations et interprétations		53
III.1	Introduction	54
III.2	Étapes primordiales de la simulation	54
III.2.1	Simulateur TCAD	55
III.2.2	Entrées et sorties d’Atlas	55
III.2.3	Ordres de commandes d’Atlas	57
III.2.4	Spécification de la structure	58
a.	Mesh	58
b.	Region	59
c.	Electrodes	59

d. Dopage	60
III.2.5 Spécification du modèle et du matériau	61
a. Matériau.....	61
b. Modèle.....	61
III.2.6 Sélection de la méthode numérique	61
III.2.7 Spécification des solutions	62
a. Log.....	62
b. Beam.....	62
c. Solve	62
d. Load et save.....	62
III.2.8 Analyse des résultats	62
a. Extract.....	62
b Plot.Tony	63
III.3 Résultats et discussions sans effets thermiques.....	63
III.3.1 Topologies des structures étudiées	63
III.3.2 Caractéristiques I-V sans illumination	63
III.3.3 Cartographie de grandeurs électriques et optiques.....	64
III.3.4 Comparaison de la caractéristique avec et sans illumination	65
III.3.5 Cartographie sous illumination du champ électrique	66
III.3.6 Cartographie sous illumination de la probabilité d'avalanche	67
III.4 Résultats et discussions avec effets thermiques	68
III.4.1 Caractéristique I-V	68

III.4.2 Evolution de la température	69
III.5 Caractéristiques statiques de la photodiode à base d'InGaAs.....	70
III.5.1 Caractéristiques I-V avec et sans illumination a base d'InGaAs	70
III.6 Conclusion.....	72
Conclusion générale	74
Références bibliographiques	75

Listes des figures

Figure I.1 : Principe d'un détecteur à base de semi-conducteur	5
Figure I.2 : Schéma du dispositif photoconducteur.....	6
Figure I.3: Principe de fonctionnement d'une photodiode PN.	7
Figure I.4: Photodiode PIN, a) Structure en couches ,b) diagramme d'énergie correspondant	8
Figure I.5: Dimensionnement d'une photodiode PIN en fonction de sa fréquence de coupure.....	8
Figure I.6 : Structure d'une photodiode à avalanche $p\pi pn$	10
Figure I.7 : Vue en coupe d'une photodiode dans un substrat type P (gauche) et type N (droite) ..	11
Figure I.8: Courbe IV d'une photodiode à avalanche.....	12
Figure I.9 Circuit simplifié d'un avec étouffement passif	13
Figure I.10 circuit simplifié d'un SPAD	13
Figure I.11: Détails d'une SPAD :en a) structure d'une jonction PN et en b)caractéristique I (V) avec visualisation du mode Geiger.....	16
Figure I.12 : Exemples de différents types de circuit d'étouffement en : a) passif , b) actif	17
Figure I.13 : Cycle de fonctionnement d'une SPAD en mode Geiger	18
Figure I.14 : Exemple de caractéristiques I(V) en fonction du diamètre de la cellule (adapté de [23]).....	19
Figure I.15 : Caractéristique courant-tension d'une jonction PN polarisée en inverse.....	20
Figure I.16 : Illustration de la probabilité de transmission et de l'efficacité interne, la couche de passivation typique des technologies CMOS, composée de Si ₃ N ₄ et de SiO ₂	21
Figure I.17: Phénomène d'afterpulsing.	22
Figure I.18 : Schéma en coupe de SPAD en technologie CMOS en a) 40 nm , en b) 65nm , et en c) 150 nm.....	24

Figure I.19 : Vue layout de structures SPAD en technologie CMOS 40 nm avec visualisation de l'électronique de lecture et d'étouffement.	26
Figure I.20 : a) Schéma en coupe de SPAD en technologie CMOS SOI 140 nm, et b) Mesures de PDP réalisées sur cette même structure.....	27
Figure I.21 : a) Schéma en coupe d'une SPAD conçue en InGaAs/InP avec b) la mesure de PDE associée, et c) schéma en coupe d'une SPAD conçue avec le Ge.....	28
Figure I.22: Différence entre une photodiode à avalanche en mode linéaire (à gauche) et une photodiode à avalanche en mode geiger (à droite).....	30
Figure II. 1 : Cas simple pour le calcul de l'énergie seuil E_{th} , avec une courbe de dispersion $E(k)$ de forme parabolique.....	33
Figure II. 2 : Cas simple pour le calcul de l'énergie seuil E_{th} , avec une courbe de dispersion $E(k)$ de forme parabolique.....	46
Figure II. 3 : Cas simple pour le calcul de l'énergie seuil E_{th} , avec une courbe de dispersion $E(k)$ de forme parabolique.....	47
Figure III.1 : Outil de simulation SILVACO.	55
Figure III.2 : Entrées et sorties d'Atlas.	56
Figure III.3 : Groupes des commandes fondamentales dans un programme Atlas [63].	57
Figure III.4 : Structure de maillage dans la photodiode.	59
Figure III.5 : Régions d'Atlas.	59
Figure III.6 : Electrodes.	60
Figure III.7 : Dopage uniforme.	60
Figure III.8 : Topologie de la SPDA	63
Figure III.9 : Caractéristique I-V de la PDA.	64

Figure III.10 : Cartographie de: a) champ électrique, b) Coefficient d'ionisation pour électron, c) la densité de courant,d) taux génération d'ionisation par impact.	65
Figure III.11 : Caractéristique I-V de la PDA avec et sans illumination.	65
Figure III.12 : Cartographie de champ électrique. a) polarisation de la cathode 10V ?b) polarisation de la cathode 70V	66
Figure III.13 : Evolution du champ électrique dans la SPAD.....	67
Figure III.14 Cartographie de la probabilité d'avalanche pour les électrons.	68
Figure III.15 : Probabilité d'avalanche en fonction de la polarisation.....	68
Figure III.16 : Comparaison des caractéristiques I-V thermique et non thermique de la SPAD	69
Figure III.17 : Variation de la température de réseau dans SPAD.	70
Figure III.18 : Caractéristique I-V de la PDA en $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ avec et sans illumination.	71
Figure III 19: Caractéristique I-V de la PDA en $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ avec et sans illumination.	71

Listes des tables

Tableau I. 1: Paramètres caractéristiques des SPAD conçues en technologie CMOS.....	25
Tableau I. 2: Paramètres caractéristiques des SPAD conçues en technologie CMOS SOI.	27
Tableau I. 3: Paramètres caractéristiques des SPAD conçues avec d'autres matériaux que le silicium	29
Tableau II. 1: Paramètres d'ionisation par impact du modèle de Selberherr's.....	37
Tableau II. 2: Paramètres de coefficient de température du modèle d'ionisation par impact de Selberherr's pour le silicium dans les équations II.5 à II.8	38
Tableau II. 3: Paramètres du modèle de libre parcours moyen des phonons optiques dans les équations II.13 et II.14.	38
Tableau II. 4: Paramètres par défaut pour le modèle d'ionisation par impact de Valdinoci	41
Tableau II. 5: Sensibilité théorique de la jonction	45
Tableau II. 6 : Valeurs de la capacité thermique.....	48
Tableau II. 7: Valeurs de paramètre par défaut pour la conductivité thermique.....	49
Tableau II. 8: Valeurs des paramètres d'inclinaison par défaut pour la conductivité thermique	50

Introduction générale

Introduction générale

La détection de photons uniques est un domaine de recherche en pleine expansion. Les détecteurs à comptage de photons uniques sont utilisés dans un large éventail d'applications, notamment l'astronomie, les communications optiques, les capteurs biologiques et les utilisations militaires. Les tubes photomultiplicateurs (PMT) ont répondu à ces besoins dans le passé. Les photodiodes à avalanche (APD) fonctionnant en mode Geiger en tant que compteurs à photon unique offrent des avantages par rapport aux PMT, notamment une efficacité quantique plus élevée, une taille plus petite et des tensions de claquage plus faibles. Les APD en mode Geiger ont démontré des sensibilités à un seul photon de l'infrarouge lointain aux longueurs d'onde de l'ultraviolet profond.

Les dispositifs à semi-conducteurs, en particulier les photodiodes à avalanche (APD), sont des alternatives aux photomultiplicateurs. Les photodiodes à avalanche peuvent détecter le rayonnement électromagnétique d'intensité extrêmement faible. En appliquant une tension de polarisation inverse élevée, les APD montrent un interne effet de gain de courant dû à l'ionisation par impact (effet d'avalanche). Sous l'influence d'un champ électrique élevé, les électrons/trous dans la région d'épuisement d'un APDs sont accélérés et acquérir progressivement une énergie cinétique suffisante pour ioniser d'autres électrons / trous conduisant à la rupture de la jonction. Il en résulte un gain actuel de plusieurs millions de fois.

Dans ce mémoire, nous avons étudié par simulation le comportement électro-thermo-optique de la photodiode à avalanche opérant en mode Geiger.

Le premier chapitre de ce mémoire examine l'état de l'art des photodiodes à avalanche, en se concentrant sur les différentes méthodes de détection de photons uniques et les avantages et inconvénients des différents types de photodiodes. Nous mettons également en évidence les défis techniques et les limites actuelles de la technologie SPAD.

Le deuxième chapitre présente la modélisation physico-électro-optique de la photodiode SPAD. Nous expliquons les principaux processus physiques et électro-optiques qui se produisent dans la photodiode, et comment ces processus sont modélisés mathématiquement. Nous présentons également critères de performances des SPADs tels que le temps de montée, le temps de descente

et le facteur de multiplication, qui sont importants pour comprendre la performance de la photodiode.

Le troisième chapitre présente les résultats de simulation de la photodiode SPAD à l'aide du logiciel Atlas de Silvaco. Nous présentons la configuration de la photodiode que nous avons étudiée, ainsi que les paramètres de simulation que nous avons utilisé. Nous discutons ensuite des résultats de simulation pour différents paramètres de la photodiode, tels que la tension de polarisation, la probabilité d'avalanche, le champ électrique, la densité du courant, le taux d'ionisation par impact.

Chapitre I : État de l'art des photodiodes à avalanche

I.1 Introduction

Les dispositifs semi-conducteurs, en particulier les photodiodes à avalanche (PDA), sont des alternatives pour les photomultiplicateurs. En effet, Les photodiodes à avalanche peuvent détecter le rayonnement électromagnétique d'intensité extrêmement faible. Ces détecteurs sont omniprésents dans de nombreuses applications notamment l'astronomie, les communications optiques, les capteurs biologiques ainsi les applications militaires [1, 2]. Principalement, les photodiodes à avalanche sont des diodes dotées d'un mécanisme d'amplification interne. Autrement dit, les photons génèrent des paires électron-trou, qui subissent alors une telle accélération induite par la tension appliquée de l'extérieur, que des électrons supplémentaires sont introduits dans la bande de conduction par l'ionisation par impact électronique. À leur tour, les électrons supplémentaires absorbent suffisamment d'énergie pour introduire d'autres électrons dans la bande de conduction. Il est ainsi possible d'atteindre un coefficient multiplicateur de plusieurs centaines.

Les photodiodes à avalanche (PDA) couvrent les domaines spectraux du bleu, du rouge et des infrarouges, entre 905 nm et 1064 nm, de la plupart des applications [3].

Dans ce premier chapitre, nous présentons le concept global de la photodiode à avalanche et son dérivé, c'est-à-dire la photodiode à avalanche à photon unique (Single Photon Avalanche Diode, SPAD). Nous détaillons le principe de base de la photo détection l'ensemble des caractéristiques de la photodiode à avalanche (efficacité quantique, tension de claquage et tension d'excès, taux de comptage en obscurité et les sources de bruits,...) qui permettent d'évaluer les performances de la structure. Ensuite, nous présentons les principales applications des détecteurs SPAD. Finalement, nous décrivons les différentes technologies de la SPAD.

I.2 Photodétection

Einstein a défini dans son article [4] l'effet photo-électrique, il le considère comme un phénomène des électrons sont injectés de la surface d'un métal lorsqu'elle absorbe de la radiation électromagnétique (lumière). Donc c'est un phénomène au cours duquel des particules chargées (électrons, ions) sont éjectées d'un matériau (solide, liquide, gaz) lorsqu'il absorbe de la radiation électromagnétique.

La photodétection dans les semi-conducteurs fonctionne sur le principe général de la création de paires électron-trou sous l'action de la lumière (Figure I.1) Lorsqu'un matériau semiconducteur est excité par une radiation lumineuse, les photons d'énergie ($h\nu$) supérieure ou égale à sa bande interdite (E_g), sont absorbés de manière à porter les électrons de la bande de valence (BV) vers les états excités situés dans la bande de conduction (BC), où ils se comportent comme des électrons presque libres susceptibles de se déplacer sous l'influence d'un champ électrique intrinsèquement présent ou extrinsèquement appliqué. De même, les trous de charge positive laissés dans la bande de valence participent à la conduction électrique en se déplaçant d'un site atomique à l'autre sous l'effet du champ électrique. La séparation des paires électron/trou générées par l'absorption lumineuse donne ainsi naissance au photocourant, qui correspond par définitions aux porteurs libres photo-générés collectés par les électrodes du composant et dont le signal électrique (à une longueur d'onde donnée) est une fonction croissante de l'intensité lumineuse incidente [5].

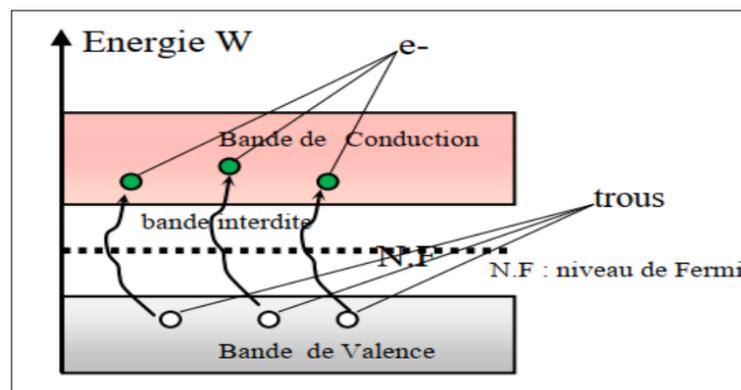


Figure I.1 : Principe d'un détecteur à base de semi-conducteur [4].

La photodétection représente la fonction suivant :

$$E_{ph} = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (I.1)$$

Avec : h : constante de Planck ($6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$), c : vitesse de la lumière, ν : Fréquence de la lumière, λ : longueur d'onde de la lumière.

Cette relation est plus connue par la dépendance entre énergie et longueur d'onde tel que :

$$\lambda = \frac{1.24}{E_{ph}} \quad (I.2)$$

I.3 Différents types de photodétecteurs

Le photodétecteur est un composant à base de semiconducteur. Il absorbe de l'énergie optique et la convertit en énergie électrique, qui se manifeste en photocourant. La tension à la sortie est proportionnelle à la puissance optique incidente.

Dans ce paragraphe nous allons présenter les différents photodétecteurs, tels que les photoconducteurs, les photodiodes PN, PIN, et les photodiodes MSM et UTC.

I.3.1 Photoconducteurs

Les photoconducteurs sont composés par un semiconducteur relié aux électrodes par un contact ohmique comme montre la figure I.2: c'est la variation de la conductivité du semiconducteur consécutive à l'éclairement qui est mesurée. Lorsqu'un photon d'une énergie supérieure à la bande interdite du semiconducteur est absorbé, il génère une paire électron-trou surnuméraire par rapport à l'état initial. En appliquant une tension de part et d'autre du semiconducteur, on crée un champ électrique qui sépare les porteurs de charge et un photo-courant est mesuré. Dans certaines circonstances, qui seront discutées plus loin, ces photoconducteurs peuvent présenter un gain important.

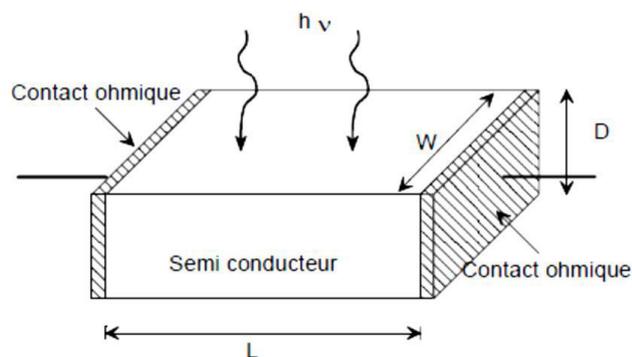


Figure I.2 : Schéma du dispositif photoconducteur [6].

I.3.2 La photodiode PN classique

Une photodiode historique est une simple jonction PN polarisée en inverse afin d'obtenir une grande zone de charge d'espace ou zone de déplétion favorisant la photodétection (Figure I.3). La diffusion des électrons et des trous générés atteignent la ZCE de la jonction où règne un champ

électrique fort, et les paires électron-trou sont séparées et les porteurs minoritaires sont accélérés dans un côté pour devenir des porteurs majoritaire dans l'autre côté, participant ainsi à la génération du photocourant.

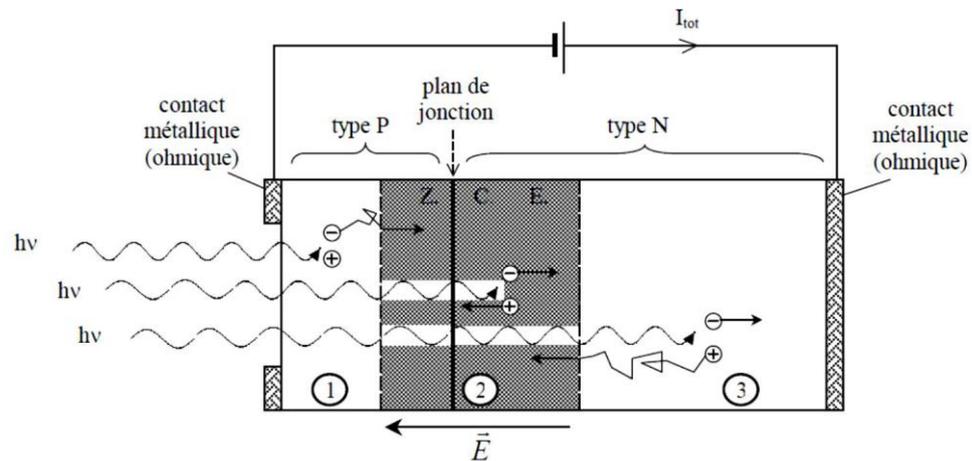


Figure I.3: Principe de fonctionnement d'une photodiode PN.

I.3.3 Photodiode PIN

La photodiode PIN est constituée par trois zones : Une zone dopée P suivie d'une zone intrinsèque I et d'une zone N d'où le nom du composant. Le composant est fabriqué sur un substrat, par exemple pour un composant en InGaAs on aura une zone P en InGaAs, une zone N-intrinsèque InGaAs et une zone N en InP qui constitue le substrat.

La largeur de la zone intrinsèque est optimisée afin de maximiser le rendement et aussi la réponse en fréquence à travers la bande passante. Le rayonnement est entièrement absorbé dans la zone intrinsèque I.

Pour le fonctionnement à haute fréquence la zone intrinsèque doit être complètement dépeuplée et le champ électrique doit atteindre, pour InGaAs, environ des valeurs de l'ordre de 50 Kv.cm^{-1} , de façon à atteindre la vitesse de saturation des porteurs.

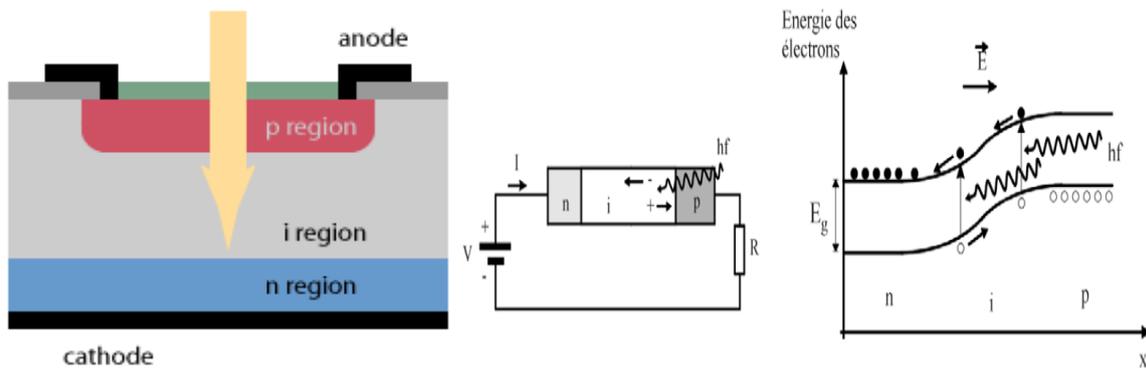


Figure I.4: Photodiode PIN, a) Structure en couches ,b) diagramme d'énergie correspondant

La traversée de la zone de déplétion par les porteurs définit le temps de transit et la capacité de la jonction dépend de la permittivité relative du semi-conducteur, de la surface et de l'épaisseur de la zone déserte.

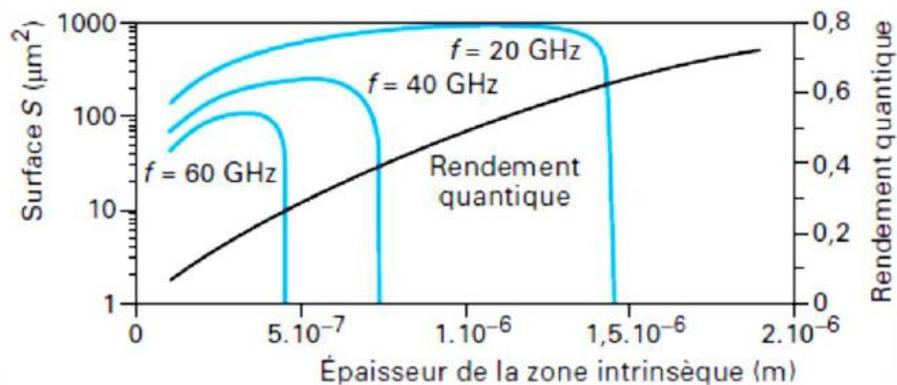


Figure I.5: Dimensionnement d'une photodiode PIN en fonction de sa fréquence de coupure.

Une augmentation de l'épaisseur de la zone active améliore le rendement quantique et diminue la capacité, ce qui tend à augmenter la bande passante. Cependant le temps de transit augmente également, ce qui à l'inverse tend à diminuer la bande passante [7]. En effet, Les contributions au temps de réponse sont de différente nature [8] :

- Temps de transit t_{tr} à travers la zone intrinsèque $10\text{ ps} < t_{tr} < 100\text{ ps}$

$$t_{tr} = W/V_d \tag{I.3}$$

Où W est la largeur de la zone de transition et V_d la vitesse de dérive des électrons. Un bon compromis entre rapidité et rendement impose de choisir une largeur $1/\alpha < W < 2/\alpha$

Où α est le coefficient d'absorption du matériau.

- Temps de diffusion t_{diff} à travers la zone intrinsèque, surtout quand W est grand alors $t_{diff} \approx 10$ ns.

La capacité de la jonction dans la photodiode C_j dépend des caractéristiques diélectriques et géométriques et de la tension inverse appliquée V_p :

$$C_j = \epsilon_s \cdot S_d / W \quad (I.4)$$

Où ϵ_s est la constante diélectrique du semiconducteur détecteur, S_d sa surface, W la largeur de la zone intrinsèque et V_p la tension inverse de polarisation.

C_j est en général de l'ordre de quelques pF.

I.3.4 Photodiodes à avalanche

Contrairement à la photodiode PIN, la photodiode à avalanche (APD pour Avalanche Photo Diode) est un dispositif avec gain, c'est-à-dire que le nombre de paires électron-trou collectées est supérieur au nombre de photons absorbés. Le mécanisme de multiplication est lié au phénomène d'ionisation par impact, sous l'action d'un champ électrique intense, les porteurs peuvent acquérir une énergie cinétique suffisante pour ioniser –ou exciter- d'autres paires électron-trou.

Tout comme pour les photodiodes PIN, il existe plusieurs structures possibles. Voici à titre d'exemple le cas d'une structure dans le Silicium. Elle résulte d'un compromis entre une zone d'absorption large, et une jonction très abrupte pour obtenir un très fort champ électrique. C'est le principe de la structure $p\pi pn$ (Figure I.6) [9].

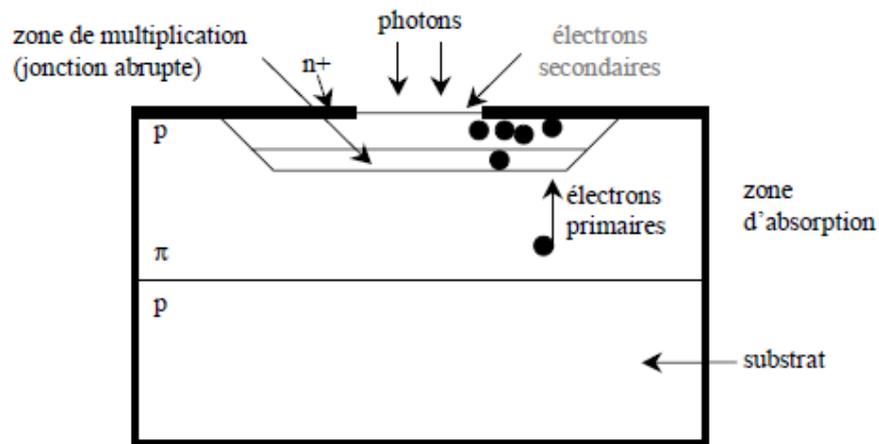


Figure I.6 : Structure d'une photodiode à avalanche p π pn.

L'absorption a lieu dans une zone large et peu dopée, dite π et la multiplication a lieu dans la jonction abrupte pn^+ . En outre, pour une tension inverse élevée, la zone de charge d'espace s'étend dans la zone π , dont la résistivité va augmenter avec la tension. Ce principe introduit un effet stabilisateur : le champ électrique et le gain augmentent lentement ce qui permet d'éviter le claquage.

Cette situation est obtenue en séparant la zone d'absorption qui est la zone intrinsèque I de la zone d'avalanche, qui la jonction $P-N^+$, on obtient donc des composants à base de jonctions $P^+-I-P-N^+$ que l'on appelle SAM-APD Separate Absorption Multiplication Avalanche Photo Diode

I.3.5 Photodiode à avalanche à photon unique

Durant les mêmes années où les diodes PIN et PDA ont été développées, exactement en 1961, on découvre qu'il est possible d'opérer une PDA en mode non linéaire en la polarisant au-dessus de sa tension de claquage. Ce mode d'opération permet le comptage de photons et une résolution d'un seul photon [10]. Contrairement à une PDA en mode linéaire où le photocourant est proportionnel au flux de photons incident, ce mode fonctionne comme un compteur; pendant un certain laps de temps, aucun courant ne circule dans la diode jusqu'au moment où un porteur photogénéré ou généré thermiquement déclenche une avalanche incontrôlée de porteurs qui sature la jonction. Pour fonctionner correctement, un circuit externe détecte l'avalanche, l'étouffe en abaissant la tension et réamorçage la diode en vue d'une nouvelle détection. C'est en 1964 que Haitz associe le fonctionnement de ce type de diode à un compteur Geiger [11]. C'est ainsi qu'est apparue un nouveau type de photodétecteur appelé « diode avalanche opérée en mode Geiger »

(Geiger mode avalanche photodiode, ou GAPD) ou diode avalanche à photon unique (Single Photon Avalanche Photodiode, ou SPAD).

En effet, d'autres configurations des photodétecteurs conçus par le GRAMS (Groupe de recherche en appareillage médical de Sherbrooke) sont des matrices de photodiodes à avalanche monophotoniques (single photon avalanche diode - SPAD). La structure technologique de la diode est illustrée à la figure I.7.

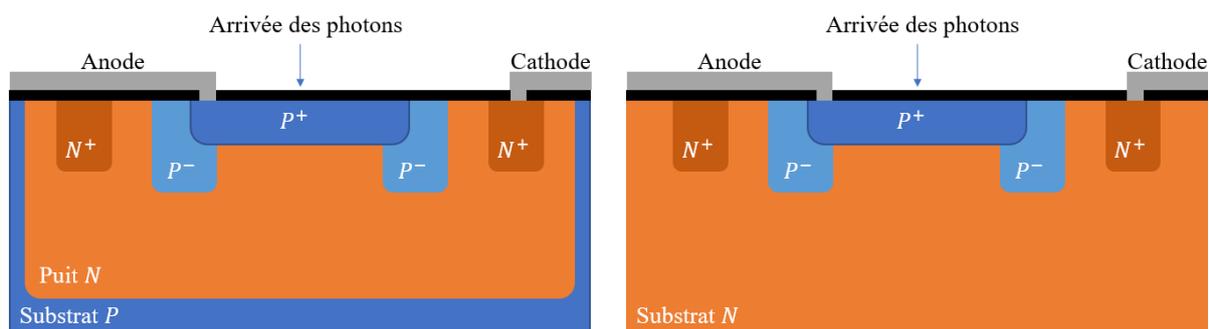


Figure I.7 : Vue en coupe d'une photodiode dans un substrat type P (gauche) et type N (droite)

Ces diodes, formées de jonctions PN conventionnelles, sont opérées en inverse de façon à fortement polariser la zone de déplétion localisée directement à l'interface entre le silicium dopé de type P et de type N. Ceci permet d'augmenter le champ électrique dans la zone de déplétion. Lorsqu'un photon interagit avec cette zone, il libère une paire électron-trou qui sera soumise au champ électrique. Devant ce fort champ électrique, l'électron est propulsé vers la zone au potentiel plus élevé et le trou inversement. Au passage, les charges génèrent d'autres paires électron-trou qui, à leur tour, participent à l'augmentation du nombre de charges en mouvement dans la jonction, ce qui est appelé le phénomène d'avalanche [12]. Les charges en mouvement sont maintenant en quantité suffisante pour qu'elles représentent un courant non négligeable. C'est ainsi que la photodiode transforme un événement aussi difficile à observer, soit l'arrivée d'un seul photon, en signal électrique quantifiable.

I.4 Caractéristiques de la photodiode à avalanche

I.4.1 Caractéristique statique

Les photodiodes à avalanche sont opérées en mode Geiger, c'est-à-dire que la diode est polarisée en inverse avec une différence de potentiel appliquée à la jonction supérieure à sa tension de claquage (V_{BD}). La différence entre la tension appliquée (V_{bias}) et la tension de claquage est dénie comme étant la tension d'excès (V_{ex}). En mode Geiger, la photodiode est dans un état métastable (1) où sa jonction ne conduit pas. La génération d'une paire électron-trou dans la jonction mène à une avalanche (2). Lorsqu'une avalanche a lieu, on considère que le gain en courant est infini. Il est alors nécessaire de limiter le courant en abaissant la tension pour éviter le bris de la jonction et arrêter le phénomène d'avalanche, c'est ce qui est appelé l'étouffement (3). Une fois la diode étouffée, il faut recharger la diode, c'est-à-dire augmenter la tension de polarisation an que la diode soit de nouveau prête pour la détection [13].

La courbe typique du courant en fonction de la tension d'une diode est illustrée à la figure I.8.

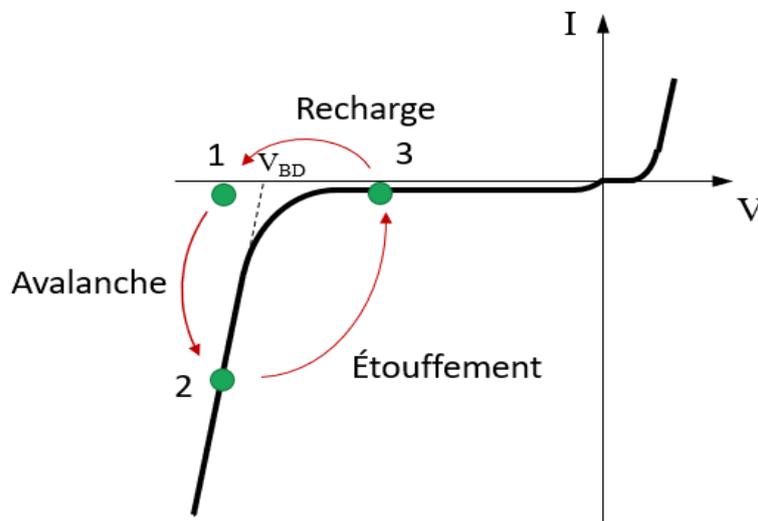


Figure I.8: Courbe IV d'une photodiode à avalanche.

Pour permettre l'opération de la diode, un circuit externe à la diode est nécessaire pour assurer le contrôle du cycle décrit précédemment. Pour les matrices de SPAD (silicon photomultiplier - SiPM) analogiques, l'étouffement est fait de façon passive c'est-à-dire par une résistance, comme à

la Figure I.8. Les cathodes sont reliées ensemble pour lire le nombre total de charges transmises lors des avalanches et en extraire le nombre de photodiodes déclenchées. Initialement, aucun courant ne passe à travers le circuit et la diode est polarisée en inverse. Lorsqu'une avalanche a lieu, un grand courant circule à travers la résistance et une différence de potentiel se développe alors à ses bornes, abaissant ainsi la tension de polarisation sur la diode pour étouffer l'avalanche.

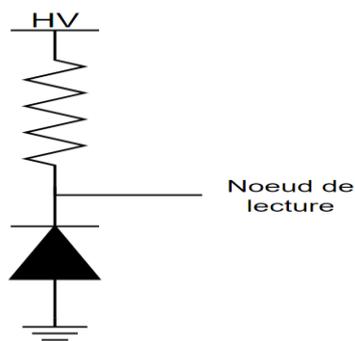


Figure I.9 Circuit simplifié d'un avec étouffement passif

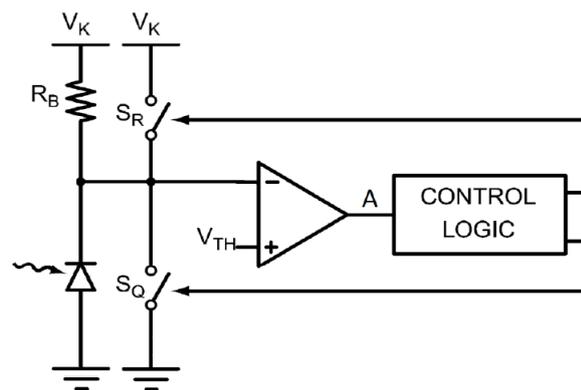


Figure I.10 circuit simplifié d'un SPAD

l'intégration d'un comparateur [14]

Les systèmes conçus par le GRAMS sont plutôt des matrices de SPAD numériques, c'est à-dire avec un circuit de conversion du niveau de tension de chaque SPAD en information numérique à l'aide d'un comparateur. Des circuits, modélisés à la Figure I.8 par des interrupteurs, forcent un courant de recharge ou d'étouffement an d'accélérer le cycle de remise en opération du SPAD suite à une avalanche. Cette configuration permet donc de contrôler le temps de la recharge et l'étouffement pour diminuer le temps mort du SPAD.

Le circuit de contrôle ajoute à la complexité de la caractérisation, car il présente inévitablement des effets parasites tels qu'une capacité entre la diode et le circuit de lecture ce qui influence le comportement de la diode. Dans le cadre du projet, il est donc nécessaire de trouver des méthodes

de caractérisation qui permettent d'identifier les effets du circuit et du banc de test an de différencier et d'isoler les propriétés des diodes directement.

I.4.2 Gain d'avalanche

Dans une photodiode à avalanche PDA, les électrons créés dans la zone intrinsèque I sont multipliés par effet d'avalanche. On caractérise cet effet par un gain d'avalanche appelé aussi facteur de multiplication M ou gain d'avalanche. Le courant engendré s'écrit [15] :

$$I_{PDA} = M \cdot S(\lambda) \cdot P_{opt} \quad (I.5)$$

Alors que dans une photodiode PIN on a :

$$I_{PIN} = S(\lambda) \cdot P_{opt} \quad (I.6)$$

En récapitulant le principe de base de la photodiode PDA dans les points deux points suivants :

- Pour obtenir l'effet d'avalanche il faut appliquer sur la PDA une tension inverse élevée.
- Le facteur de multiplication M dépend de cette tension inverse. L'effet d'avalanche est déclenché pour une tension inverse supérieure à la tension d'avalanche V_A .

On peut déterminer la valeur de M en déterminant d'abord le courant I_0 pour des tensions en dessous de la tension d'avalanche $V < V_A$ où la PDA se comporte comme une PIN avec $M = 1$, et ensuite faire le rapport du courant en zone d'avalanche I_M pour une tension $V > V_A$ et du courant

$$I_0: \quad M = \frac{I_M}{I_0}$$

Les tensions d'avalanche varient typiquement de 10 V à 100 V, et les facteurs de multiplication M de 1 à 100.

Le gain dans une PDA dépend du taux d'ionisation K_{ion} qui est relié aux coefficients d'ionisation des électrons α_e et des trous α_h , dans le semiconducteur. L'inverse de ces grandeurs constitue le libre parcours moyen d'ionisation. Ces coefficients augmentent avec le champ électrique E et diminuent avec la température T :

$$K_{ion} = \frac{\alpha_h}{\alpha_e} \quad (I.7)$$

Le facteur d'avalanche M est exprimé au moyen de la relation suivante :

$$M = \frac{1 - K_{ion}}{\exp[-(1 - K_{ion})\alpha_e W_M] - K_{ion}} \quad (I.8)$$

Où W_M est la longueur sur laquelle a lieu le phénomène d'avalanche et qui augmente avec la tension V appliquée.

Les meilleures performances sont obtenues pour des matériaux ayant un seul type de porteur ionisé, électron ou trou, qui correspond au cas $K_{ion} \rightarrow 0$ pour les électrons ou $K_{ion} \rightarrow \infty$ pour les trous. Dans ce cas on obtient une plus grande rapidité, le bruit est minimisé et le phénomène d'avalanche devient plus stable.

I.4.3 Tension de claquage et tension d'excès

La tension de claquage (V_{BD}) et la tension d'excès (V_{ex}) ne sont généralement pas utilisées comme des indicateurs de performance pour qualifier les SPAD. Elles sont toutefois essentielles puisqu'elles ont un effet direct sur les performances de la photodiode et de l'électronique. La tension appliquée à la jonction de la photodiode augmente le champ électrique de celle-ci, augmentant ainsi plusieurs paramètres comme l'efficacité de photodétection, le taux de comptage en obscurité, le bruit post-impulsionnel, la diaphonie optique et la résolution temporelle. Le ratio (V_{ex}/V_{BD}) est toutefois le paramètre généralement utilisé pour la caractérisation, car la performance est reliée à la tension d'excès au-dessus de la tension de claquage [13].

I.5 Principe de fonctionnement des détecteurs SPAD

Les diodes à avalanche à photon unique (SPAD, Single Photon Avalanche Diode) sont des jonctions PN polarisées en inverse (Figure I.11.a) dans un mode dit Geiger qui consiste à travailler au-delà de la tension de claquage que l'on note V_{BD} (Figure I.11.b). Dans ces conditions de polarisation, le champ électrique présent dans la zone de charge d'espace (ZCE) est très élevé, ce qui a pour conséquence de positionner la structure dans un point de fonctionnement métastable. Tout porteur libre situé dans la ZCE est susceptible d'être accéléré par le champ (supérieur à quelques 1×10^5 V/cm) et peut acquérir une énergie cinétique suffisante pour donner lieu à la génération d'une paire électron-trou par processus d'ionisations des atomes du cristal. Ces paires sont ensuite accélérées par le champ électrique et peuvent conduire à de nouvelles ionisations par

impact induisant alors un processus en chaîne appelé "effet d'avalanche". L'apparition de l'avalanche au sein de la SPAD entraîne un gain en courant tellement important que ce dernier va engendrer des dommages irréversibles à la cellule voire même la destruction de cette dernière [15]. Par conséquent, lorsqu'une SPAD fonctionne en mode Geiger, il est nécessaire d'utiliser un circuit d'étouffement ou quenching en anglais [16]. Si les conditions de polarisation sont telles qu'un seul porteur peut déclencher l'avalanche, ce qui pourra être le cas d'un porteur généré par effet photoélectrique, le détecteur est dit à photon unique ou Single Photon Avalanche Diode. Cet unique porteur est alors théoriquement capable de générer un signal de courant macroscopique qu'il sera aisé de détecter [15]. De plus, les SPAD peuvent aussi être utilisées pour détecter des particules chargées puisque l'énergie libérée au cours de leurs trajets est susceptible de générer des paires électron-trou [17]. Enfin, si le porteur à l'origine de l'avalanche provient d'un effet thermique ou de défauts présents dans la structure, il contribue au taux d'évènements dans l'obscurité.

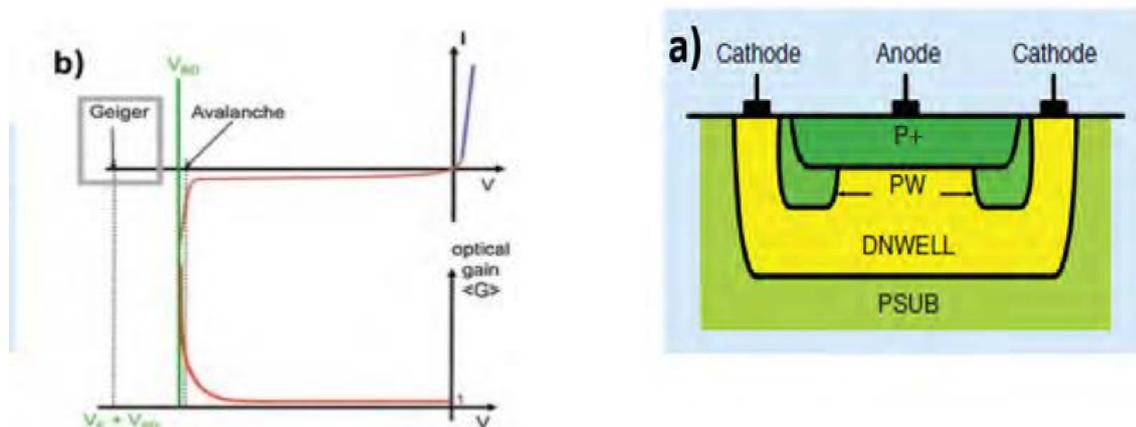


Figure I.11: Détails d'une SPAD :en a) structure d'une jonction PN [18] et en b)caractéristique I (V) avec visualisation du mode Geiger (adapté de [19])

Le circuit d'étouffement permet d'étouffer l'avalanche en abaissant la polarisation inverse de la diode en delà de la tension de claquage [16]. Dans la littérature, il existe deux grandes familles de circuits d'étouffement. Tout d'abord, les circuits passifs (Passive Quenching Circuit, PQC) sont les plus simples avec l'utilisation de résistances ou de transistors fonctionnant comme une résistance (figure 1.12.a). Ces circuits présentent l'avantage de n'avoir recours qu'à un faible nombre de composants mais le temps d'étouffement et de recharge est en général plus long

qu'avec un circuit actif, et il n'est pas ajustable [16]. Le second type de circuits est dit actif (Active Quenching Circuit, AQC) et présente une structure plus complexe mettant en œuvre une électronique CMOS.

Un circuit actif peut étouffer les SPAD plus rapidement et il est possible d'ajuster le temps mort pour optimiser les performances du dispositif. Les circuits passifs permettent d'obtenir un temps mort d'environ maximum 75 ns [10], et les circuits actifs permettent d'obtenir des temps morts <10 ns [11]. Il est ainsi possible avec les circuits d'étouffement actifs d'optimiser la probabilité de détection (PDP) au détriment de l'afterpulsing. Plus le temps mort est court, plus la PDP est élevée, mais plus la probabilité d'afterpulsing est élevée, un problème important pour plusieurs applications [12].

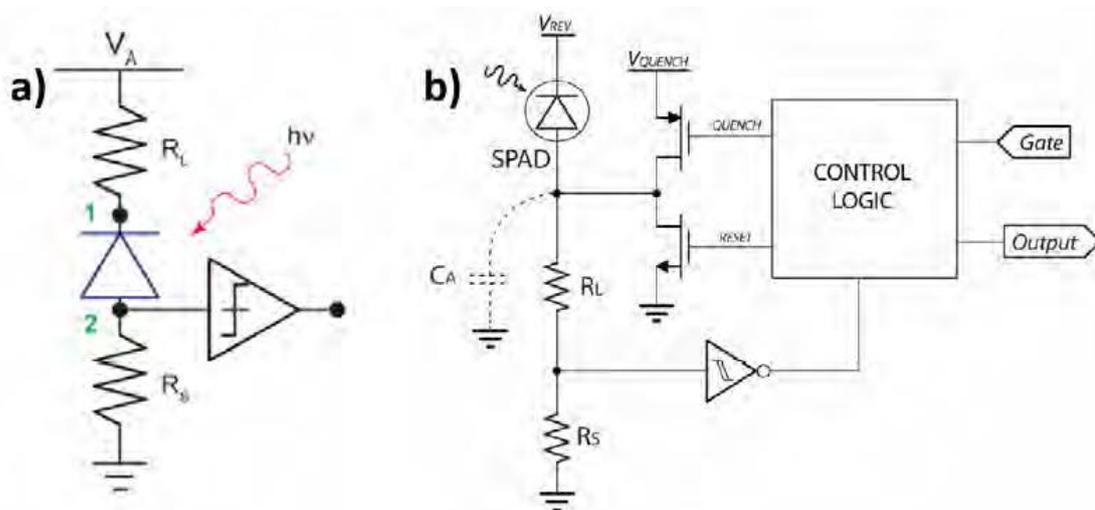


Figure I.12 : Exemples de différents types de circuit d'étouffement en : a) passif [20], b) actif [16]

L'apparition d'une avalanche doit respecter deux conditions. Tout d'abord, le champ électrique au sein de la ZCE doit être suffisamment élevé (dans la gamme de 1×10^5 V/cm) pour que la probabilité d'avalanche (Avalanche Triggering Probability, ATP) soit non nulle. Il faut également au moins un porteur libre présent dans la zone de multiplication (dans la ZCE). Lorsque ces conditions sont remplies, le cycle d'avalanche de la SPAD démarre et comprend plusieurs phases comme illustré sur la Figure I.13. Au départ la structure est polarisée à une tension (V_A) supérieure à celle de claquage (V_{BD}), l'écart entre les deux est nommé la tension d'excès (V_{ex}). Dans cet état (1), la SPAD est prête pour la détection d'un photon. Une fois ce dernier absorbé dans la ZCE ou dans une zone proche, une paire électron-trou est générée et les porteurs sont accélérés par le

champ électrique. Le processus d'ionisation par impact se met en place, l'avalanche se déclenche et le courant dans la structure augmente très rapidement (zone entre 1 et 2). Le circuit d'étouffement réagit alors et entraîne la diminution de la tension de polarisation (zone entre 2 et 3). Une fois l'avalanche stoppée (état 3), la tension augmente de nouveau pour retourner à l'état 1, la cellule SPAD est prête pour une nouvelle détection.

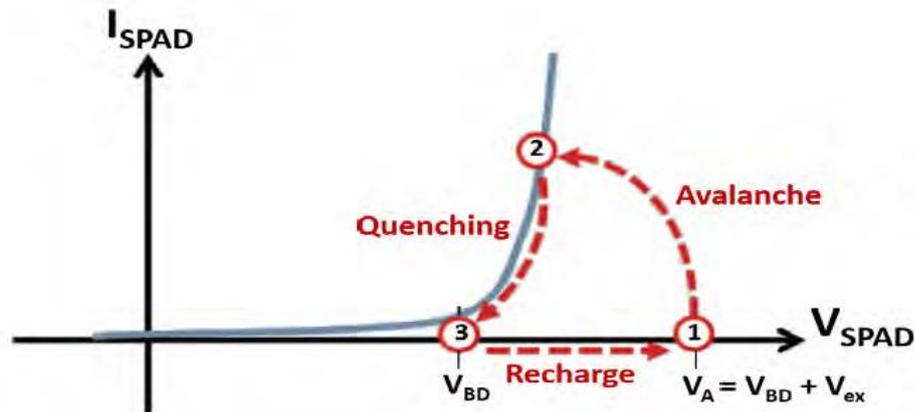


Figure I.13 : Cycle de fonctionnement d'une SPAD en mode Geiger (adapté de [20])

I.6 Critères de performance des SPAD

Les SPADs sont polarisées au-delà de la tension de claquage V_{br} , la différence entre la tension de claquage et la tension de polarisation V_{pol} est appelée tension d'excès V_e tel que :

$$V_e = V_{pol} - V_{br}.$$

Les critères de performance sont les suivants [21] :

- L'efficacité quantique (QE - Quantum Efficiency) ;
- La probabilité de détection d'un photon (PDP – Photon Detection Probability) ;
- Le compte d'obscurité (DCR - Dark Count Rate) ;
- La probabilité d'afterpulsing ;
- Le jitter ou gigue temporelle, appelé également résolution temporelle.

I.6.1 Courant d'obscurité et tension de claquage

En l'absence d'excitation lumineuse, le courant n'est pas nul. Les effets de durée de vie et les défauts cristallins et impuretés génèrent un courant, dit courant d'obscurité.

Ce courant d'obscurité intervient aussi sur le comptage du composant, c'est ce comptage des porteurs thermiques qui gênent le comptage photonique. Le comptage thermique (Dark Count Rate) est un paramètre très important jouant un rôle essentiel sur la sensibilité optique de l'APD-Geiger.

Lors de la mesure d'une caractéristique $I(V)$ sous polarisation inverse et dans l'obscurité, deux grandeurs sont analysées pour définir le comportement de la structure : la tension de claquage, V_{BD} , et le courant d'obscurité, I_{dark} (Figure I.14). La tension de claquage correspond à la tension à partir de laquelle l'avalanche se déclenche avec une augmentation rapide du courant. Le courant d'obscurité est observé avant l'avalanche ; il est lié à des phénomènes parasites présents dans la ZCE et dans les zones adjacentes. Pour les structures SPAD intégrées dans une technologie CMOS, les tensions de claquage sont en général autour de 15 à 25 V avec un compromis entre une tension pas trop élevée compatible avec l'électronique CMOS mais suffisamment élevée pour minimiser le courant parasite par effet tunnel qui est responsable d'avalanches indésirables [22]

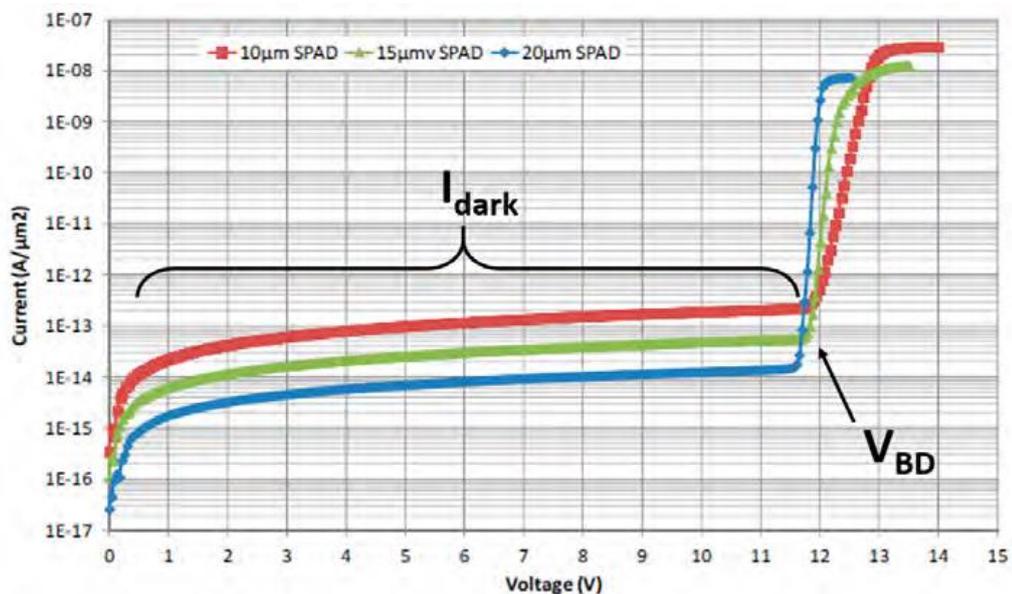


Figure I.14 : Exemple de caractéristiques $I(V)$ en fonction du diamètre de la cellule (adapté de [23])

I.6.2 L'efficacité quantique (QE - Quantum Efficiency)

L'efficacité quantique dans le cas des SPADs est définie comme la probabilité qu'un photon ayant atteint la surface photosensible soit absorbée puis génère un claquage par avalanche. En fonction

de la position initiale de la charge, celle-ci possède plus au moins de chance de créer une avalanche. En effet, en prenant l'exemple de la jonction PN présentée figure I.15, si la charge est générée directement au sein de la ZCE, elle a plus de chance de déclencher une avalanche que si elle est générée dans la région P+ non déplétée ou dans la région N non déplétée. Dans le cas où la charge est générée dans ces régions, elle doit d'abord parcourir une certaine distance, sans subir de recombinaison, pour atteindre les bords de la ZCE, puis être entraînée dans la zone de fort champ avec suffisamment d'énergie pour ioniser et créer une avalanche.

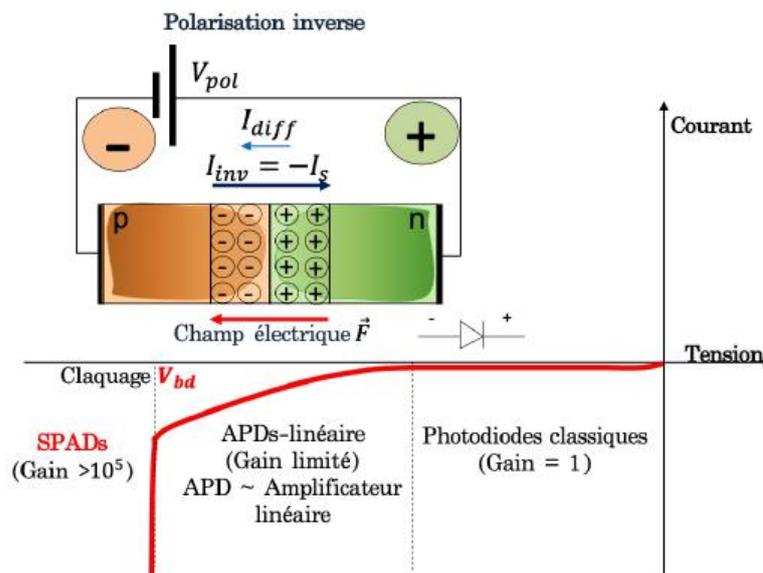


Figure I.15 : Caractéristique courant-tension d'une jonction PN polarisée en inverse.

I.6.3 La probabilité de détection d'un photon - PDP

La probabilité de détection est la probabilité qu'un photon incident soit détecté.

Avant d'atteindre la photodiode, un photon traverse plusieurs couches de matériaux. À la surface de la photodiode, des phénomènes de réflexion et de réfraction peuvent avoir lieu. Les SPADs CMOS sont généralement recouvertes d'une fine couche d'oxyde de silicium ou couche de passivation qui influence profondément la réflexion et les transmissions au sein de la photodiode. Une fois que le photon a atteint la photodiode, il lui reste encore à générer une paire électron-trou. Enfin, comme vu précédemment, la photo-charge doit déclencher une avalanche, phénomène alors caractérisé par l'efficacité quantique. Ainsi, la PDP est le produit entre la probabilité de

transmission d'une charge à travers la couche de passivation jusqu'à la photodiode, notée PT , et l'efficacité quantique QE .

Ces différents paramètres sont illustrés figure I.16, et dépendent de la longueur d'onde λ du photon incident tel que.

$$PDP(\lambda) = PT(\lambda) \times QE(\lambda) \quad (I.9)$$

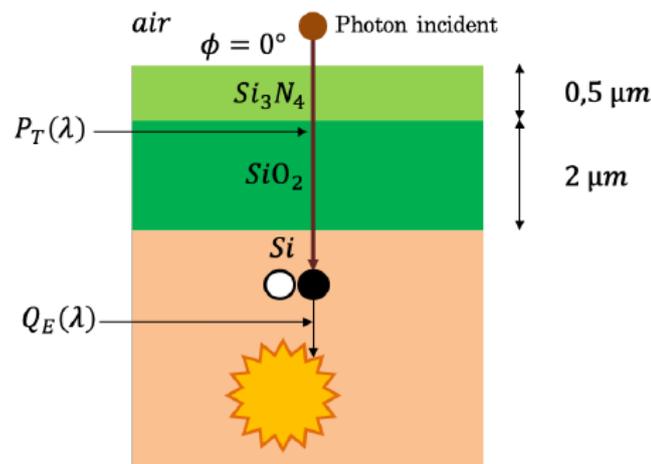


Figure I.16 : Illustration de la probabilité de transmission et de l'efficacité interne, la couche de passivation typique des technologies CMOS, composée de Si_3N_4 et de SiO_2 .

I.6.4 Le compte d'obscurité - DCR

C'est la principale source de bruit des SPADs. Un compte d'obscurité ou "dark count" est un claquage par avalanche initié par un porteur n'ayant pas été photo-généré. Les facteurs suivants peuvent expliquer la présence de ce type de porteur :

- la génération thermique provoquant la diffusion provenant des régions neutres et la génération au sein de la zone de déplétion ;
- l'effet tunnel bande à bande ;

Ce phénomène est problématique au sein des SPADs car l'impulsion en sortie n'est pas distinguable d'une impulsion obtenue pour un porteur photo-généré. Le taux de compte d'obscurité, DCR pour "Dark Count Rate", est la fréquence à laquelle un compte d'obscurité apparaît.

Le DCR s'exprime en compte par seconde (cps). Il augmente avec la génération thermique, qui croît avec la température, et la tension de polarisation en excès. La génération thermique est fortement dépendante du procédé de fabrication qui détermine la concentration des pièges, la tension de claquage et la probabilité d'avalanche [24]. La génération par effet tunnel dépend du profil de dopage et de la tension de polarisation, et sa dépendance en température est faible.

I.6.5 La probabilité d'afterpulsing

Les pièges créés par des impuretés ou des défauts cristallins peuvent devenir des centres de génération-recombinaison. Le pic de courant induit par le claquage par avalanche augmente la probabilité qu'un piège soit comblé par un porteur issu du claquage. Ce porteur peut être relâché par la suite, selon les caractéristiques du piège, ce qui peut engendrer un second claquage par avalanche non désiré. Ce claquage parasite peut être détecté par le système comme étant un photon et induire un compte erroné. Ce phénomène souffre d'un retard statistique fluctuant dont la valeur moyenne dépend du niveau du piège.

L'afterpulsing (Figure I.17) augmente avec le temps d'extinction et avec l'intensité du courant qui dépend de la tension de polarisation. Une tension de polarisation élevée entraîne une augmentation de la largeur de la zone de déplétion et donc du nombre de pièges susceptibles de capturer un porteur. Ce dernier point entraîne une augmentation de la probabilité de piégeage [24].

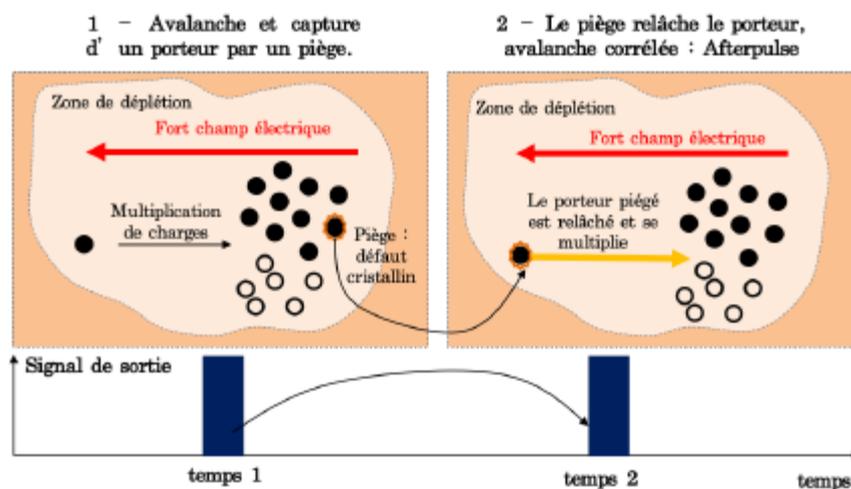


Figure I.17: Phénomène d'afterpulsing.

I.6.6 Jitter, gigue temporelle ou résolution temporelle

La résolution temporelle ou jitter du capteur est définie comme la fluctuation statistique de délais entre l'arrivée d'un photon sur le capteur et le front montant du signal de sortie.

Elle dépend notamment de la variation de délais entre l'instant où le porteur est généré et l'instant où il atteint la zone de multiplication. Cette variation dépend :

- de la profondeur d'absorption, coefficient d'absorption, du photon incident .
- de la statistique d'établissement du courant d'avalanche. Ce temps augmente avec la tension de polarisation en excès.

I.7 Etat de l'art sur la conception des SPAD

I.7.1 Technologie CMOS

Les SPAD ont été réalisées initialement dans des technologies spécifiques. Néanmoins, de nombreux travaux ont porté sur l'utilisation de la technologie CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) pour concevoir ce type de détecteur car elle permet l'intégration "on chip" de l'électronique associée [25] et une production à grande échelle. La difficulté majeure dans cette intégration repose sur le fait que cette technologie n'est pas prévue pour l'intégration de diodes verticales optimisées pour le mode Geiger, mais développée pour la fabrication de transistors de plus en plus petits afin de réaliser des circuits électroniques toujours plus performants. Ainsi, dans de nombreuses études, l'optimisation des cellules SPAD en technologie CMOS s'accompagne de la violation de règles de dessin [27]. Il a tout d'abord fallu concevoir des géométries circulaires afin d'obtenir un champ électrique uniforme dans le dispositif ou encore d'intégrer des anneaux de garde conçus à partir de caissons moins dopés, et cela pour éviter par exemple, un claquage prématuré dans les angles ou sur les bords. Enfin, les technologies CMOS reposent sur l'utilisation de caissons P et N très dopés, ce qui présente un inconvénient pour la SPAD car le DCR sera alors très élevé (effet tunnel) et la PDP beaucoup trop faible pour une détection efficace des photons. Il a alors fallu réduire de manière assez importante les niveaux de dopage moyens.

Au cours des dernières années, des SPAD ont été conçues et fabriquées dans la plupart des technologies CMOS. Nous pouvons notamment citer les SPAD en technologie CMOS 40 nm [27], ou bien en 65 nm [28], ou encore en 150 nm [29] (Figure I.18) qui présentent des caractéristiques différentes en termes de tension de claquage, de PDP, de DCR et de jitter (Tableau I.1).

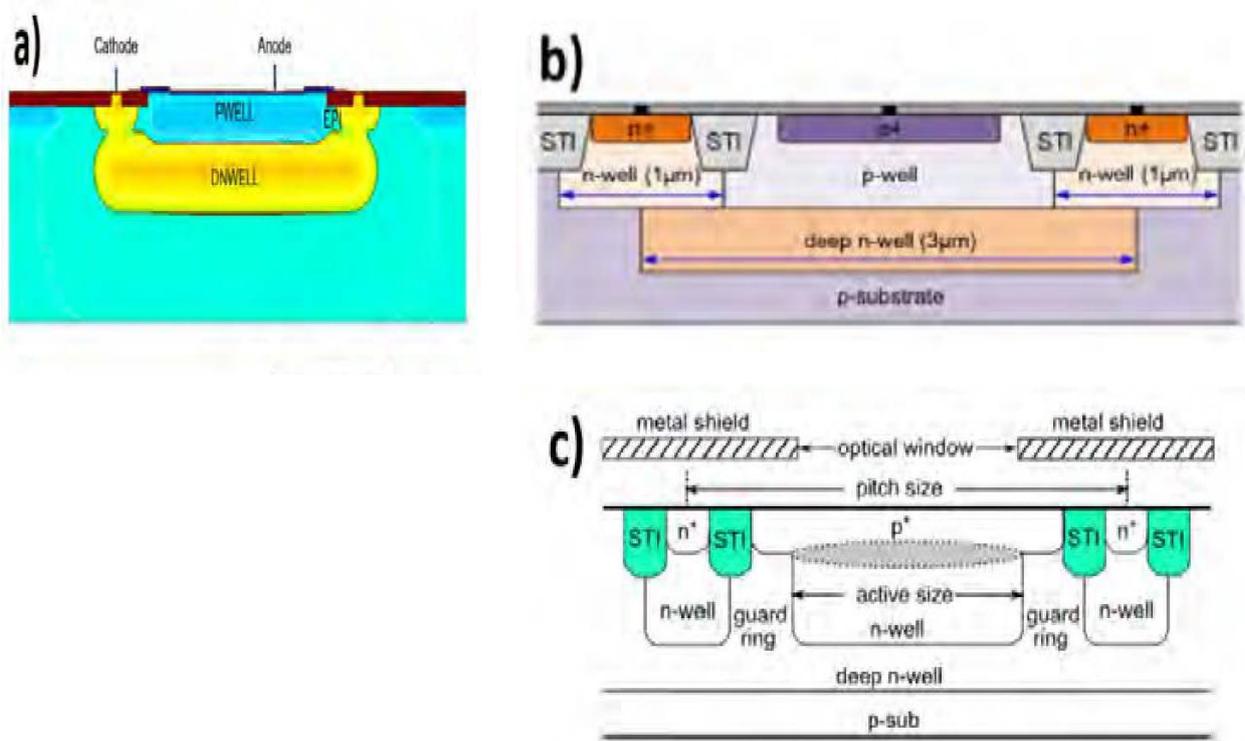


Figure I.18 : Schéma en coupe de SPAD en technologie CMOS en a) 40 nm [26], en b) 65nm [27], et en c) 150 nm [28]

Technologie	Surface active	V_{BD}	PDP	DCR	Jitter
CMOS 40 nm en 2017[27]	49 μm^2 (FF = 40%, et 70% avec les lentilles)	15.5V	30% à $V_{ex}=1\text{V}$ (6.5% de V_{BD}) et $\lambda = 500\text{ nm}$	50 Hz (1.0 Hz/ μm^2) à $V_{ex} = 1\text{V}$ (6.5% de V_{BD}) et T= 25 °C	140 ps à $V_{ex}=1\text{V}$ (6.5% de V_{BD}) et $\lambda = 840\text{ nm}$
CMOS 65 nm en 2020[30]	2.8 μm^2 (FF = 17.7%)	9.6V	51.9% à $V_{ex}=2\text{V}$ (20.8% de V_{BD}) et $\lambda = 480\text{ nm}$	204.4 Hz (73.0 Hz/ μm^2) à $V_{ex}=1\text{V}$ (10.4% de V_{BD}) et T= 20 °C	158 ps à $V_{ex}=2\text{V}$ (21% de V_{BD}) et $\lambda = 485\text{ nm}$
CMOS 150 nm en 2017[29]	97.12 μm^2 (FF = 39.9%)	18.01V	31% à $V_{ex}=3\text{V}$ (16.6% de V_{BD}) et $\lambda = 450\text{ nm}$	39 Hz (0.4 Hz/ μm^2) à $V_{ex}=3\text{V}$ (16.6% de V_{BD}) et T= 20 °C	52 ps à $V_{ex}=3\text{V}$ (16.6% de V_{BD}) et $\lambda = 468\text{ nm}$

Tableau I. 1: Paramètres caractéristiques des SPAD conçues en technologie CMOS.

Les SPAD CMOS sont limitées par des facteurs de remplissage faibles, inférieurs à 50 %.

En effet, l'électronique associée à la SPAD avec notamment le circuit de quench est réalisée juste à côté de la ou des structures SPAD (Figure I.19), et l'intégration se fait de manière planaire. Par ailleurs, les SPAD réalisées dans ces technologies présentent une seconde limite avec une PDP faible dans le proche infrarouge : 5 % sur la structure 40 nm [28], 3 % sur la 65 nm [31], et 2.5 % sur la 135 nm [32].

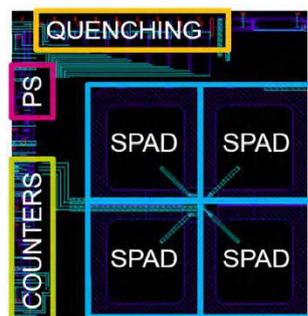


Figure I.19 : Vue layout de structures SPAD en technologie CMOS 40 nm avec visualisation de l'électronique de lecture et d'éteignement [28].

I.7.2 Technologie CMOS SOI

Le développement de transistors toujours plus performants (consommation et vitesse) afin de répondre aux nouveaux besoins (Loi de Moore), a permis d'élaborer de nouvelles solutions comme la technologie SOI (Silicon-On-Insulator) qui repose sur l'utilisation de deux couches de silicium isolées électriquement par une couche d'oxyde enterrée, des travaux ont porté sur l'intégration de SPAD dans cette technologie [33], d'abord avec des approches FSI puis BSI [27]. Dans cette technologie, la SPAD est intégrée dans la couche silicium dopée situé au-dessus du BOX (Figure I.20.a). Une des structures les plus performantes publiée en 2015 par M. Lee a été conçue en technologie CMOS SOI 140 nm avec une couche de silicium épaisse de 1.5 μm [34]. Les caractéristiques de cette structure sont détaillées dans le Tableau I.2.

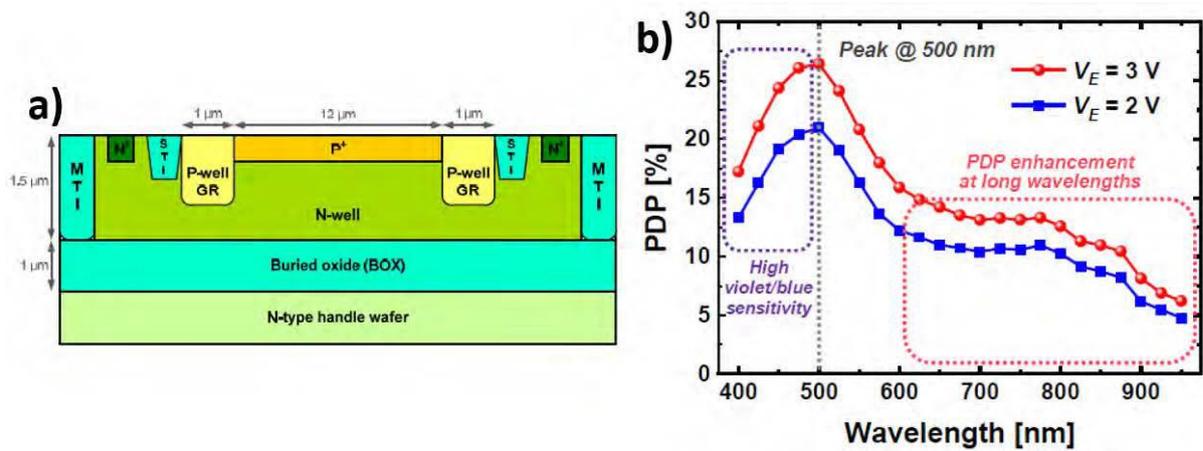


Figure I.20 : a) Schéma en coupe de SPAD en technologie CMOS SOI 140 nm, et b) Mesures de PDP réalisées sur cette même structure [34].

Technologie	Surface active	V_{BD}	PDP	PDP	Jitter
SOI 140 CMOS nm en 2015 [35], [36]	$113.1\ \mu\text{m}^2$	11.3V	26.4% à $V_{ex}=3\text{V}$ (26.5% de V_{BD}) et $\lambda = 500\text{ nm}$	44 800Hz (396.1 Hz/ μm^2) à $V_{ex}=3\text{V}$ (26.5% de V_{BD}) et $T=20\text{ }^\circ\text{C}$	119 ps à $V_{ex}=3\text{V}$ (26.5% de V_{BD}) et $\lambda = 637\text{ nm}$

Tableau I. 2: Paramètres caractéristiques des SPAD conçues en technologie CMOS SOI.

Cette structure présente des résultats remarquables avec une PDP élevée s'étendant du visible au NIR. Pour une tension d'excès de 3 V, la PDP est systématiquement supérieure à 10 % sur la plage [400 ; 875 nm] (Figure I.20b).

I.7.3 SPAD réalisées avec d'autres matériaux que le silicium

En raison des limites du silicium en matière d'absorption en dehors du visible, de nombreux travaux de recherche s'orientent autour de la fabrication de SPAD dans d'autres matériaux semiconducteurs. Parmi ces derniers, nous retrouvons par exemple l'utilisation de InGaAs/InP [34], qui permet de réaliser des détecteurs très performants pour la détection dans le NIR entre 900

et 1 600 nm (Tableau I.3 et Figure I.21). De manière générale, ces structures fonctionnent à des températures approximatives de 230 K (soit environ $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$) qui sont obtenues par l'utilisation d'un système de refroidissement par effet Peltier. En effet, le gap plus petit de ces matériaux permet une meilleure sensibilité dans le NIR mais entraîne davantage de générations/recombinaisons SRH et nécessite un fonctionnement à basses températures. Un exemple de structure est donné en Figure I.21 a, à partir d'un substrat InP dopé N, une couche de InGaAs est réalisée et servira de couche d'absorption. La zone de multiplication est mise en œuvre dans une structure PiN en InP avec une couche dopée P+ dans la partie supérieure et une couche dopée N directement sur la zone d'absorption [39]. Néanmoins ces structures présentent plusieurs limites : elles sont très coûteuses, possèdent un afterpulsing très élevé, et sont peu compatibles avec des technologies CMOS silicium. D'autres SPAD sont conçues en technologie SiGe [37]. Ces structures reposent sur la séparation des zones d'absorption, de transport des charges, et de multiplication (Figure I.21c). Elles sont aussi tout particulièrement utilisées pour la détection de photons issus du proche infrarouge (Tableau I.3).

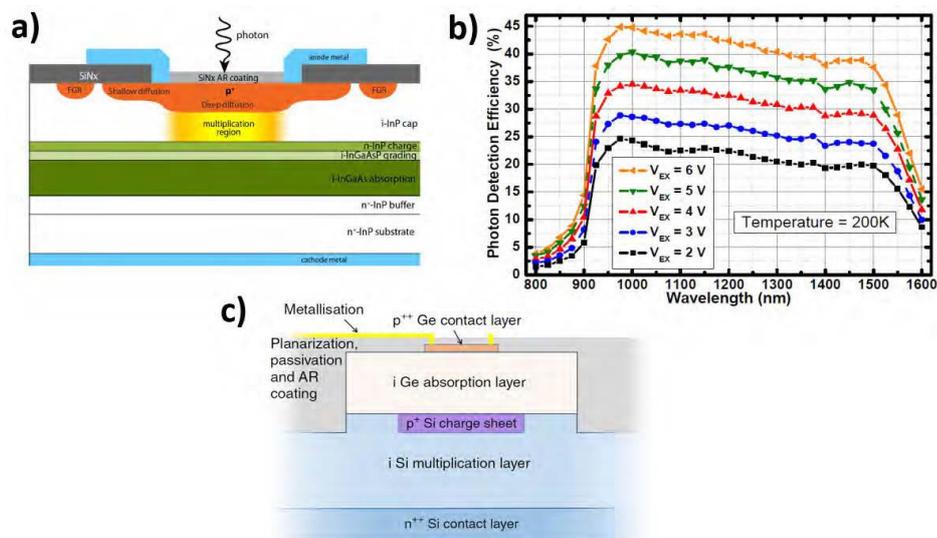


Figure I.21 : a) Schéma en coupe d'une SPAD conçue en InGaAs/InP avec b) la mesure de PDE associée, et c) schéma en coupe d'une SPAD conçue avec le Ge.

Matériau	Sactive	V_{BD}	PDE	DCR	Jitter
InGaAs/InP en 2012 [38]	490 μm^2	71V	45% à $V_{ex}=6\text{V}$ (8.5% de V_{BD}) et $\lambda = 1000\text{nm}$	100 000Hz (204.1 Hz/ μm^2) à $V_{ex}=6\text{V}$ (8.5% de V_{BD}) et T= -48 °C	87 ps à $V_{ex}=5\text{V}$ (7.0% de V_{BD}) et $\lambda = 550\text{nm}$
Ge en 2019 [34]	7 854 μm^2	40V	38% à $V_{ex}=5.5\%$ de V_{BD} et $\lambda = 1310\text{nm}$	2 000000Hz (254.8 Hz/ μm^2) à $V_{ex}=5.5\%$ de V_{BD} et T= -148 °C	310 ps à $V_{ex}=5.5\%$ de V_{BD} et $\lambda = 1310\text{nm}$

Tableau I. 3: Paramètres caractéristiques des SPAD conçues avec d'autres matériaux que le silicium

I.8 Photodiodes à avalanche en mode Geiger

Les photodiodes à avalanche offrent une seconde option puisqu'elles peuvent être conçues pour opérer plus particulièrement au-delà de la tension de claquage. Lorsqu'elles sont polarisées dans cette condition, elles portent la dénomination de photodiodes à avalanche monophotoniques (PAMP) opérées en mode Geiger, plus communément appelées selon l'acronyme anglais SPAD (Single Photon Avalanche Diode) [39]. Le fort champ électrique appliqué entre ses bornes amène la photodiode dans un état métastable où un seul photon absorbé dans la région photosensible suffit à déclencher une avalanche divergente. Cette dernière provient de l'ionisation par impact impliquant autant les porteurs positifs que négatifs résultant de l'énorme potentiel appliqué à la PAMP (figure I.22). Il en résulte ainsi un gain pratiquement infini où seule la résistance interne de

la photodiode limite le courant [40], Une fois déclenchée, l'avalanche s'emballe et cause l'autodestruction de la photodiode si cette dernière n'est pas rapidement étouffée par un circuit capable de diminuer sa tension sous la tension de claquage. Par sa vitesse de réaction, son emballement dans l'avalanche et par le fait qu'elle nécessite qu'un seul photon pour s'activer, la photodiode à avalanche en mode Geiger est utilisée plutôt comme un déclencheur, contrairement à son rôle d'amplificateur lorsqu'elle est utilisée en mode linéaire.

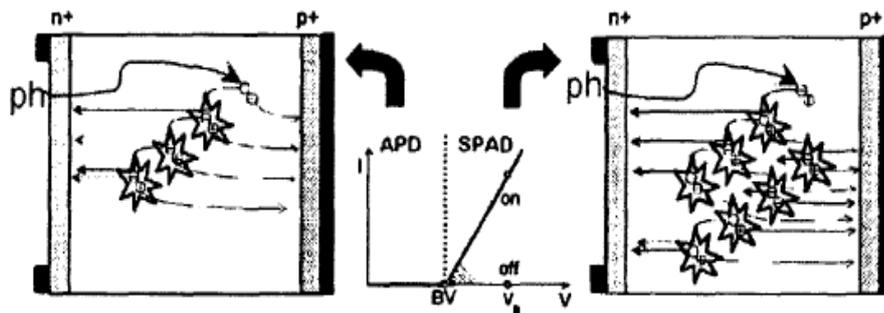


Figure I.22: Différence entre une photodiode à avalanche en mode linéaire (à gauche) et une photodiode à avalanche en mode geiger (à droite)

I.9 Conclusion

Ce chapitre a permis de décrire le concept théorique de la photodiode à avalanche à photon unique (SPAD) en terme de fonctionnement physique, critères de performance tels que le courant d'obscurité, la tension de claquage, le taux de comptage dans l'obscurité, la probabilité de détection des photons, la gigue temporelle, le facteur de remplissage ainsi que le circuit d'étouffement. Ce dernier permet d'arrêter l'avalanche avant que cette dernière n'entraîne une détérioration de la structure. Dans la dernière partie de ce chapitre, différentes structures SPAD issues de la littérature conçues en technologie CMOS, SOI, ou avec d'autres matériaux que le silicium, ont été présentées dont certaines s'appuient sur des intégrations 3D. Le prochain chapitre décrira le modèle thermo-électro-optique de la photodiode à avalanche à photon unique.

Chapitre II : Modélisation thermo-électro-optique de la photodiode SPDA

II.1 Introduction

La prédiction des performances des SPADs nécessite une connaissance théorique approfondie pour cerner la physique des phénomènes d'avalanche électronique et d'ionisation par impact. Le paramètre clé est alors le taux ou coefficient d'ionisation et le seuil d'ionisation. En effet, le transfert thermique est un concept important à tenir compte dans les modèles numériques car l'excitation thermique dans la photodiode peut générer des électrons libres et parfois déclencher des avalanches, même en l'absence de lumière.

Dans ce chapitre nous allons présenter les modèles de ces mécanismes physiques et le modèle numérique thermo-électro-optique régissant le fonctionnement physique de la photo-diode à avalanche à photon unique.

II.2 Modèle physico-électrique de la photodiode SPAD

II.2.1 Energie du seuil d'ionisation

Une particule incidente accélérée par un champ électrique doit atteindre une énergie seuil E_{th} . Arracher une charge à un atome nécessite moins d'énergie lorsque l'énergie nécessaire pour passer de la bande de valence à la bande de conduction est faible. Ainsi, la valeur du champ électrique requise pour observer l'ionisation par impact dépend de cette énergie, dite énergie de bande interdite ou de "gap" du matériau, notée E_g . Le champ électrique varie d'environ 10^4 V/cm pour les semi-conducteurs faibles gaps tels que l'arséniure d'indium, InAs ($E_g = 0.33$ eV), à des valeurs pouvant dépasser les 10^5 V/cm pour les larges gaps tels que le phosphore de gallium, GaP ($E_g = 2.24$ eV) [41]. Ainsi, la valeur de cette énergie minimale E_{th} nécessaire pour provoquer l'ionisation dépend grandement de la structure de bande du matériau.

Keldysh, en 1960 [42], fût le premier à mettre en évidence la relation entre ionisation par impact et énergie seuil d'ionisation. Anderson et Crowell, en 1972 [42], ont également grandement contribué en développant un algorithme capable de calculer l'énergie seuil pour des structures de bande complexes et réalistes, ils ont alors pu fournir des valeurs d'énergie

seuil pour le silicium et le germanium. Une méthode alternative et plus précise a été développée en 1973 par Ballinger [41, 44].

Dans un cas très simple où la courbe de dispersion est de forme parabolique (Figure II.1), l'énergie seuil vaut, pour les électrons $E_{the} = E_g \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^* + m_e^*}\right)$, et pour les trous

$E_{thh} = E_g \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^* + m_e^*}\right)$ [45], où m^* désigne la masse effective isotrope. Si les masses sont égales alors $E_{the} = E_{thh} = \frac{3}{2} E_g$

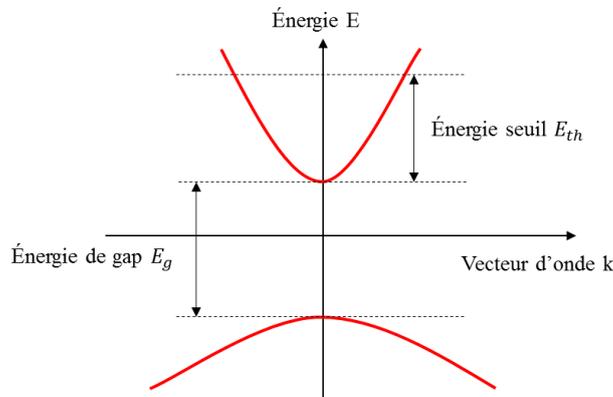


Figure II. 1 : Cas simple pour le calcul de l'énergie seuil E_{th} , avec une courbe de dispersion $E(k)$ de forme parabolique

En réalité, la structure de bande des matériaux semi-conducteurs ne peut jamais être décrite par une courbe de dispersion parabolique aussi simple. L'énergie seuil peut alors présenter des variations considérables en fonction de l'orientation cristallographique. Par exemple, dans le cas de l'arséniure de gallium, $E_{the} = 2.01 \text{ eV}$ pour les électrons se propageant suivant la direction $\langle 110 \rangle$, $E_{the} = 2.05 \text{ eV}$ pour la direction $\langle 100 \rangle$, alors que ceux qui se propagent suivant $\langle 111 \rangle$ ne causent pas d'ionisation par impact [45]. Dans le silicium, parmi les nombreuses valeurs d'énergies seuils possibles, les valeurs minimales sont de 1.1 eV pour les électrons et 1.8 eV pour les trous [43, 46]. Des valeurs qui se rapprochent de 1.12 eV, l'énergie de bande interdite du silicium à 300K.

Anderson et Crowell [43] ont calculé les énergies seuils pour différents types de semi-conducteurs et concluent que: l'énergie seuil d'ionisation dépend de l'orientation cristalline considérée; pour un semi-conducteur, il existe une multiplicité d'énergie seuil, ce qui suggère une dépendance au champ électrique; l'énergie seuil la plus basse pour une ionisation initiée par un électron ne dépasse, dans aucun matériau, une fois et demie l'énergie de gap, excepté le silicium pour lequel

: $1,5E_g < E_{thmin}$.

Lorsque l'énergie E d'un porteur vaut la valeur de l'énergie seuil, la probabilité d'ionisation par impact est nulle. Ce n'est que lorsque cette énergie dépasse la valeur seuil que la probabilité d'ionisation évolue et peut être approximée par la relation [45, 42]:

$$\bar{p} \propto (E - E_{th})^2 \quad (\text{II.1})$$

Le nombre de porteurs de charge ayant une énergie supérieure à E_{th} décroît exponentiellement avec l'augmentation de l'énergie du porteur E . De ce fait, très peu de porteurs présentent une énergie significativement supérieure à E_{th} , si bien que l'énergie d'ionisation effective est très proche de l'énergie seuil.

Lorsque le semi-conducteur est à l'équilibre, la probabilité d'ionisation par impact est très faible. Dans le cas du silicium à température ambiante, pour une énergie seuil de 1.1eV, la probabilité de trouver un électron capable d'ioniser est d'environ $6 \cdot 10^{-13}$ [45].

II.2.2 Modèles d'ionisation par impact

Dans toute région de charge d'espace avec une polarisation inverse suffisamment élevée, le champ électrique sera suffisamment élevé pour accélérer les porteurs libres jusqu'à un point où ils auront acquis suffisamment d'énergie pour générer plus de porteurs libres lorsqu'ils entreront en collision avec les atomes du cristal. Afin d'acquérir suffisamment d'énergie, deux conditions principales doivent être remplies.

Tout d'abord, le champ électrique doit être suffisamment élevé. Ensuite, la distance entre les collisions du porteur libre doit être suffisante pour permettre une accélération à une vitesse suffisamment élevée. En d'autres termes, le porteur doit gagner l'énergie d'ionisation E_i entre les collisions. Si le taux de génération de ces porteurs libres est suffisamment élevé, ce processus conduira éventuellement à une rupture par avalanche.

Le processus général d'ionisation par impact est décrit par l'équation II.2 :

$$G = \alpha_n |J|_n + \alpha_p |J|_p \quad (\text{II.2})$$

Où, G est le taux de génération local des paires électron-trou $\alpha_{n,p}$ sont le coefficient d'ionisation des électrons et des trous et $J_{n,p}$ sont leurs densités de courant. Le coefficient d'ionisation représente le nombre de paires électron-trou générées par un porteur par unité de distance parcourue. Le calcul précis de ce paramètre a été recherché car il est vital si les effets liés à l'ionisation par impact, tels que le courant du substrat et la panne du dispositif, doivent être simulés. Ces modèles peuvent être classés en deux types principaux : les modèles locaux et non locaux

Les premiers supposent que l'ionisation à tout point particulier à l'intérieur du dispositif est une fonction uniquement du champ électrique à cette position. Les modèles non locaux, cependant, effectuent une approche plus rigoureuse en tenant compte de l'énergie que le porteur gagne.

II.2.2.1 Modèle d'ionisation par impact de Selberherr's

Le modèle de taux d'ionisation proposé par Selberherr's [47] est une variante du modèle classique de Chynoweth [48]. Ce modèle est activé sous Atlas en utilisant le paramètre SELB de l'instruction IMPACT, qui est basé sur les expressions suivantes [49]:

$$\alpha_n = AN \exp \left[- \left(\frac{BN}{E} \right)^{BETAN} \right] \quad (II.3)$$

$$\alpha_p = AP \exp \left[- \left(\frac{BP}{E} \right)^{BETAP} \right] \quad (II.4)$$

Avec, E est le champ électrique dans la direction du flux de courant à une position particulière dans la structure et les paramètres AN , AP , BN , BP , $BETAN$ et $BETAP$ sont définis sur la déclaration IMPACT et ont les valeurs par défaut indiquées dans le Tableau II.1

Les paramètres AN et BN sont également fonction de la température du réseau dans ce modèle [50]. La dépendance de la température de ces coefficients est définie comme suit :

$$AN = AN_{1,2} \left(1 + A \cdot NT \left[\left(\frac{T_L}{300} \right)^{M.ANT} - 1 \right] \right) \quad (II.5)$$

$$AP=AP_{1,2} \left(1 + A. PT \left[\left(\frac{T_L}{300} \right)^{M.APT} - 1 \right] \right) \quad (II.6)$$

$$BN=BN_{1,2} \left(1 + B. NT \left[\left(\frac{T_L}{300} \right)^{M.BNT} - 1 \right] \right) \quad (II.7)$$

$$BP=BP_{1,2} \left(1 + B. PT \left[\left(\frac{T_L}{300} \right)^{M.BPT} - 1 \right] \right) \quad (II.8)$$

Les paramètres associés à ces équations sont présentés dans le tableau II.2

Un modèle alternatif pour la dépendance de la température de AN et AP est donné par les expressions suivantes:

$$AN=AN_{1,2} + CN2 * T + DN2 * T^2 \quad (II.9)$$

$$AP=AP_{1,2} + CP2 * T + DP2 * T^2 \quad (II.10)$$

Où T est la température et CN2, CP2, DN2 et DP2 sont des paramètres empiriques, le modèle de température des équations II.5 et II.6 est utilisé et les valeurs de CN2, CP2, DN2 et DP2 sont toutes nulles.

Les champs critiques donnés par BN et BP peuvent être modélisés sur la base de la bande interdite et des libres parcours moyens des phonons optiques à l'aide des expressions suivantes :

$$BN = \frac{E_g}{q\lambda_n^0} \quad (II.11)$$

$$BN = \frac{E_g}{q\lambda_p^0} \quad (II.12)$$

Où λ_n^0 et λ_p^0 sont les libres parcours moyens des phonons optiques pour les électrons et les trous et E_g est bande interdite. Les chemins libres sont modélisés à l'aide des expressions suivantes :

$$\lambda_n^0 = LAMDAH \frac{\tanh [qOPPHE/2kT_L]}{\tanh [qOPPHE/2k300]} \quad (II.13)$$

$$\lambda_p^0 = LAMDAE \frac{\tanh [qOPPHE/2kT_L]}{\tanh [qOPPHE/2k300]} \quad (II.14)$$

Où T est la température du réseau et LAMDAE, LAMDAH, OPPHE sont des valeurs empiriques représentées dans le Tableau II.3 Pour activer les modèles décrits par les équations II.7, II.8, II.9, et II.10, il faut spécifier BN1,2 ou BP1,2 ou les deux comme zéro.

Instruction	Paramètre	Valeur par défaut
IMPACT	AN1	$7.03 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$
IMPACT	AN2	$7.03 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$
IMPACT	AP1	$6.71 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$
IMPACT	AP2	$1.58 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$
IMPACT	NE1	$1.231 \times 10^6 \text{ V/cm}$
Instruction	Paramètre	Valeur par défaut
IMPACT	BN2	$1.231 \times 10^6 \text{ V/cm}$
IMPACT	BP1	$1.693 \times 10^6 \text{ V/cm}$
IMPACT	BP2	$2.036 \times 10^6 \text{ V/cm}$
IMPACT	BETA N	1.0
IMPACT	BETAB	1.0
IMPACT	EGRAN	$4 \times 10^5 \text{ V/cm}$

Tableau II. 1: Paramètres d'ionisation par impact du modèle de Selberherr's

Déclaration	Paramètre	Valeur par défaut
IMPACT	A.NT	0.588
IMPACT	B.NT	0.248
IMPACT	A.PT	0.588
IMPACT	B.PT	0.248
IMPACT	M.ANT	1.0
IMPACT	M.BNT	1.0
IMPACT	M.APT	1.0
IMPACT	M.BPT	1.0

Tableau II. 2: Paramètres de coefficient de température du modèle d'ionisation par impact de Selberherr's pour le silicium dans les équations II.5 à II.8

Tableau II. 3: Paramètres du modèle de libre parcours moyen des phonons optiques dans les équations II.13 et II.14.		
Instruction	Paramètre	Valeur par défaut
IMPACT	LAMDAE	$6.2 \times 10^{-7} \text{ cm}$
IMPACT	LAMDAH	$3.8 \times 10^{-7} \text{ cm}$
IMPACT	OPPHE	0.063 eV

II.2.2.2 Modèle d'ionisation par impact de Valdinoci

Valdinoci et al. [51] ont rapporté une technique de mesure pour calibrer la dépendance de la température des modèles d'ionisation par impact et ont proposé un nouveau modèle basé sur leur

étude. Leur modèle des coefficients d'ionisation des électrons et des trous a été calibré pour le silicium pour des températures allant de 25 à 400°C.

Ce modèle est basé sur les éléments suivants :

$$\alpha_{n,p} = \frac{E}{a_{n,p}(T_L) + b_{n,p}(T_L) \exp[d_{n,p}(T_L)/(E + c_{n,p}(T_L))]} \quad (\text{II.15})$$

où E est le champ électrique le long des lignes de courant. Les paramètres de l'Équation II.15 dépendent de la température comme sont exprimés au moyen de:

$$a_n(T_L) = VAL.AN0 + (VAL.AN1. T_L^{VAL.AN2}) \quad (\text{II.16})$$

$$b_n(T_L) = VAL.BN0 \exp(VAL.BN1. T_L) \quad (\text{II.17})$$

$$c_n(T_L) = VAL.CN0 + (VAL.CN1. T_L^{VAL.CN2}) + VAL.CN3. T_L^2 \quad (\text{II.18})$$

$$d_n(T_L) = VAL.DN0 + VAL.DN1. T_L + VAL.DN2. T_L^2 \quad (\text{II.19})$$

$$a_p(T_L) = VAL.AP0 + (VAL.AP1. T_L^{VAL.AP2}) \quad (\text{II.20})$$

$$b_p(T_L) = VAL.BP0 \exp(VAL.BP1. T_L) \quad (\text{II.21})$$

$$c_p(T_L) = VAL.CP0 + (VAL.CP1. T_L^{VAL.CP2}) + VAL.CP3. T_L^2 \quad (\text{II.22})$$

$$d_p(T_L) = VAL.DP0 + VAL.DP1. T_L + VAL.DP2. T_L^2 \quad (\text{II.23})$$

Instruction	Paramètre	Défaut
IMPACT	VAL.AN0	4.3383
IMPACT	VAL.AN1	-2.42×10^{-12}
IMPACT	VAL.AN2	4.1233
IMPACT	VAL.BN0	0.235
IMPACT	VAL.BN1	0.0
IMPACT	VAL.CN0	1.6831×10^4
IMPACT	VAL.CN1	4.3796
IMPACT	VAL.CN2	1.0
IMPACT	VAL.CN3	0.13005
IMPACT	VAL.DN0	1.233735×10^6
IMPACT	VAL.DN1	1.2039×10^3
IMPACT	VAL.DN2	0.56703
IMPACT	VAL.AP0	2.376
IMPACT	VAL.AP1	0.01033
IMPACT	VAL.AP2	1.0
IMPACT	VAL.BP0	0.17714
IMPACT	VAL.BP1	-0.002178

IMPACT	VAL.CP0	0.0
IMPACT	VAL.CP1	0.00974
IMPACT	VAL.CP2	2.4924
IMPACT	VAL.CP3	0.0
IMPACT	VAL.DP0	1.4043×10 ⁶
IMPACT	VAL.DP1	2.9744×10 ³
IMPACT	VAL.DP2	1.4829

Tableau II. 4: Paramètres par défaut pour le modèle d'ionisation par impact de Valdinoci

Nos paramètres par défaut pour le silicium sont présentés dans le Tableau II.3 Ces paramètres sont également tirés de Valdinoci et al. [51]. Pour activer ce modèle, spécifiez le paramètre logique VALDINOCI dans l'instruction IMPACT.

II.2.2.3 Modèle d'ionisation par impact de Grant

Le deuxième modèle d'ionisation a la même forme que le modèle de Selberherr mais une implémentation plus simple où :

$$\alpha_n = AN \exp \left[- \left(\frac{BN}{E} \right) \right] \quad (\text{II.24})$$

$$\alpha_p = AP \exp \left[- \left(\frac{BP}{E} \right) \right] \quad (\text{II.25})$$

Cette implémentation présente trois différences essentielles :

- Le modèle a un champ faible, un champ intermédiaire et une région de champ élevé.
- Les coefficients pour le silicium sont différents.
- Il n'y a pas de dépendance à la température.

Ce modèle a été développé après que des recherches de Baraff [52] aient suggéré l'existence d'une région de réponse de champ faible, intermédiaire et élevée pour les taux d'ionisation des électrons

et des trous. Les coefficients implémentés dans ce modèle correspondent aux données expérimentales de Grant [53], qui suggéraient que les trois régions différentes existaient.

Dans Atlas, ce modèle est activé avec le paramètre GRANT de l'instruction IMPACT. Les paramètres du modèle : AN, AP, BN et BP dépendent fortement du champ électrique. Donc les trois régions de champ électrique ont des valeurs intégrées comme suit :

1) Champ électrique faible $E < 2,4 \times 10^5 \text{ V/cm}$

$$AN = 2,6 \times 10^6 \quad AP = 2,0 \times 10^6$$

$$NE = 1,43 \times 10^6 \quad NE = 1,97 \times 10^6$$

2) Champ électrique intermédiaire $2,4 \times 10^5 > E > 5,3 \times 10^5 \text{ V/cm}$

$$AN = 6,2 \times 10^5 \quad AP = 2,0 \times 10^6$$

$$BN = 1,08 \times 10^6 \quad BP = 1,97 \times 10^6$$

3) Champ électrique élevé $E > 5,3 \times 10^5 \text{ V/cm}$

$$AN = 5,0 \times 10^5 \quad AP = 5,6 \times 10^5$$

$$BN = 9,9 \times 10^6 \quad BP = 1,32 \times 10^6$$

II.2.3 Modèle de transport des charges

Lors de la modélisation des SPAD, il est essentiel de prendre en compte l'interaction des phénomènes optiques, électriques et thermiques qui se produisent pendant le fonctionnement de la SPAD. Différentes méthodes développées récemment afin d'améliorer la précision de la solution optique produisent des résultats qui varient considérablement d'une méthode à l'autre. La variation est particulièrement forte entre les modèles vectoriels qui ont tendance à produire une dispersion des résultats beaucoup plus importante que les modèles scalaires plus simples.

Les équations de base des semi-conducteurs sont résolues de manière auto cohérente avec l'équation de dérive-diffusion et l'équation de flux de chaleur du réseau.

Le modèle historique de transport de porteurs de charges est le modèle de dérive-diffusion des électrons et des trous [54, 55]. Les densités de courant sont alors définies selon les équations suivantes:

$$\vec{J}_n = e \cdot \mu_n \cdot n \cdot \vec{E} + e \cdot D_n \cdot \vec{\nabla}_n \quad (\text{II.26})$$

$$\vec{J}_p = e \cdot \mu_p \cdot p \cdot \vec{E} - e \cdot D_p \cdot \vec{\nabla}_p \quad (\text{II.27})$$

Avec :

e est la charge élémentaire valant ($1,6 \times 10^{-19} \text{C}$)

E est le champ électrique (V/m)

J_n et J_p sont les densités de courants respectivement des électrons et des trous (A/m^2)

μ_n et μ_p sont les mobilités respectivement des électrons et des trous ($\text{m}^2/\text{V s}$)

n et p sont les densités de concentration respectivement des électrons et des trous (m^{-3})

D_n et D_p sont les constantes de diffusion respectivement des électrons et des trous (m^2/s)

$\vec{\nabla}_n$ et $\vec{\nabla}_p$ Gradients des densités de concentration respectivement des électrons et des trous (m^{-4})

La relation d'Einstein liant la constante de diffusion à la température et à la mobilité s'applique donc :

$$D = \frac{k_B \cdot T}{e} \mu \quad (\text{II.28})$$

Avec k_B est la constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23} \text{J/K}$) et T la température. Les densités de courant prennent alors les expressions suivantes :

$$\vec{J}_n = -n \cdot e \cdot \mu_n \cdot \vec{\nabla}_{\phi_n} \quad (\text{II.29})$$

$$\vec{J}_p = -p \cdot e \cdot \mu_p \cdot \vec{\nabla}_{\phi_p} \quad (\text{II.30})$$

ϕ_n et ϕ_p représentent respectivement les potentiels de Fermi des électrons et des trous. Enfin, les variations du champ électrique dans la structure sont modélisées en accord avec la loi de Poisson.

Le champ dérive d'un potentiel électrique avec la relation suivante :

$$\text{div}(\vec{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (\text{II.31})$$

avec ρ la densité volumique de charges prenant en compte les dopants ionisés, les électrons et les trous, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide ($8,85 \times 10^{-12} \text{F/m}$), ϵ_r la permittivité diélectrique relative du matériau, et V le potentiel électrique.

II.2.4 Modèles de génération-recombinaison de porteurs

La génération-recombinaison de porteurs est le processus par lequel le matériau semi-conducteur tente de revenir à l'équilibre après en avoir été perturbé. Si l'on considère un semi-conducteur dopé de manière homogène avec des concentrations de porteurs n et p aux concentrations d'équilibre n_0 et p_0 alors à un équilibre en régime permanent existe selon :

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (\text{II.32})$$

Les semi-conducteurs, cependant, sont sous une excitation continue par laquelle n et p sont dérangés de leurs états d'équilibre : n_0 et p_0 . Par exemple, la lumière brillante sur la surface d'un semi-conducteur de type p provoque la génération de paires électron-trou, perturbant fortement la concentration des porteurs minoritaires. Un filet résultats de recombinaison qui tentent de ramener le semi-conducteur à l'équilibre. Les processus responsables de la génération-recombinaison sont connus pour appartenir à six catégories principales :

- Transitions de phonons
- Transitions de photons
- Transitions de tarière
- Recombinaison de surface
- Ionisation par impact

II.2.5 Modélisation de la probabilité d'avalanche

La probabilité d'avalanche est maximale dans la zone à très fort champ électrique et baisse de part et d'autre de cette zone. A droite, c'est naturellement les électrons qui provoquent l'avalanche en remontant le champ électrique et à gauche, (en surface), ce sont les trous les mieux placés pour enclencher le phénomène d'avalanche. Pour pouvoir différencier le signal utile du bruit de fond, il est donc important de bien calculer le champ électrique maximum, c'est-à-dire l'épaisseur de la jonction par rapport à la pénétration des photons. Le tableau II.5.

Profondeur de la jonction (nm)	longueur d'onde la mieux détectée : λ (nm)
100	400
500	500
1000	600
10000	800

Tableau II. 5: Sensibilité théorique de la jonction [56].

Le rendement quantique de la photodiode fonctionnant en mode Geiger, ne diffère pas fondamentalement de la photodiode dans le mode classique :

- Pour les courtes longueurs d'onde (400nm), la probabilité du rendement quantique tient à la vitesse de recombinaison en surface. En effet, les paires générées sont très près de la surface (100 nm) et sont immédiatement recombinées.

- Pour les longueurs d'ondes supérieures à 800 nm, le problème est celui de la durée de vie ou plutôt de la longueur de diffusion qui limite la collecte des paires électrons-trous générées aux limites de la charge d'espace.

Il faut constater que ce phénomène de bruit est la limitation principale à la sensibilité de détection.

Il peut amener à des solutions diverses :

Baisse de la température, ce qui a pour effet de baisser le courant de fuite d'un facteur 2 tous les 8°C.

Utilisation d'une technique de comptage par coïncidence.

Mettre en œuvre une technique de filtrage numérique basée sur la dispersion aléatoire du bruit thermique.

Mettre en œuvre une technologie qui garantit une grande durée de vie des porteurs de charge.

II.2.6 Modélisation du compte d'obscurité ou DCR

Le compte d'obscurité, ou DCR "Dark Count Rate", désigne les comptes produits par la SPAD lorsqu'aucun photon n'atteint la surface photosensible. Comme illustré par la Figure II.2, le

compte d'obscurité possède trois contributions [57] :

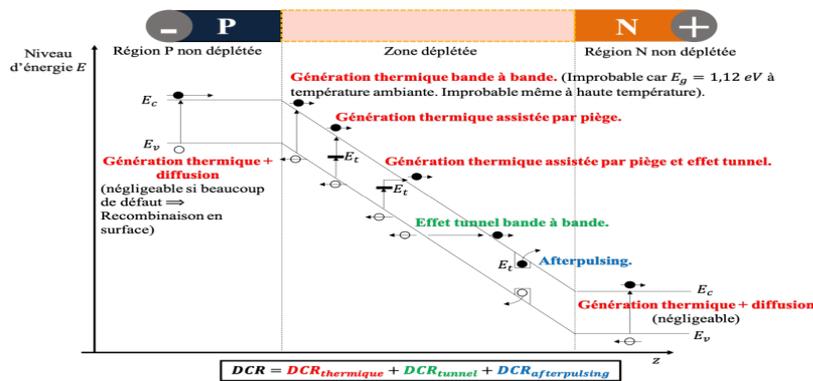


Figure II. 2 : Cas simple pour le calcul de l'énergie seuil E_{th} , avec une courbe de dispersion $E(k)$ de forme parabolique

- La contribution thermique** : elle est liée aux charges générées thermiquement, soit directement au sein de la zone déplétée, soit dans les zones non déplétées et ayant diffusées jusqu'à la zone de fort champ. La génération thermique hors zone déplétée contribue minoritairement au compte d'obscurité, d'autant plus que de nombreux défauts sont présents en surface, ce qui augmente la probabilité de recombinaison et contribue à rendre cette contribution marginale. Au sein de la zone déplétée, la génération thermique bande à bande est improbable étant donné la largeur de bande interdite du silicium à température ambiante de 1.12 eV. Même à haute température, l'énergie de bande interdite resterait trop élevée pour rendre ce phénomène possible. Les deux contributions thermiques majeures sont en réalité, la génération thermique assistée par piège et la génération thermique assistée par piège et effet tunnel ou contribution de Shockley-Read-Hall assistée par piège et effet tunnel ("Shockley-Read-Hall with trap-assisted-tunneling", abrégée en SRH,TAT). Cette contribution est donc étroitement liée à la population de défauts présents au sein de la photodiode. La contribution thermique diminue drastiquement avec la baisse de température.
- La contribution de l'effet tunnel bande à bande**. Au sein de la zone déplétée, le fort champ électrique provoque le passage des charges de la bande de valence à la bande de conduction par effet tunnel. Cette contribution évolue peu avec la température. Ainsi, à basse température, c'est la contribution majeure au compte d'obscurité.
- La contribution liée à l'afterpulsing**. Le phénomène d'afterpulsing génère également des

comptes non photogénérés. À l'image de la contribution thermique, cette contribution est liée à la population de défaut de la photodiode.

$$DCR = DCR_{SRH,TAT} + DCR_{BTBT} + DCR_{Afterpulsing} \quad (II.33)$$

Le compte d'obscurité ou DCR s'exprime en compte par seconde (cps). Dans cette partie, la modélisation de la contribution thermique. Il est alors possible de décorrélérer la contribution liée à l'afterpulsing, soit par une mesure directe de l'afterpulsing, soit en utilisant des résultats de simulation de ce paramètre. Comme pour la PDP, le compte d'obscurité ou DCR "Dark Count Rate" est évalué pour chacune des régions de la Figure II.3 et nous allons voir, par la suite, la modélisation de ces contributions.

$$DCR_{SRH,TAT} + DCR_{BTBT} = DCR_{Top} + DCR_{Dep} + DCR_{Bot} \quad (II.34)$$

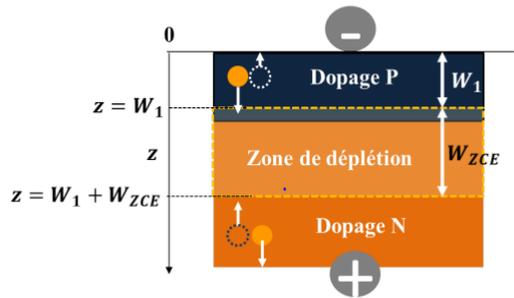


Figure II. 3 : Cas simple pour le calcul de l'énergie seuil E_{th} , avec une courbe de dispersion $E(k)$ de forme parabolique

II.3 Modèle physico-thermique de la photodiode SPAD

II.3.1 Equation de transfert de chaleur

L'équation de flux de chaleur est exprimée au moyen de l'équation différentielle suivante [58]:

$$C \frac{\partial T_L}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla T_L) + H \quad (II.35)$$

Où:

- C est la capacité thermique par unité de volume.
- κ est la conductivité thermique.
- H est la génération de chaleur
- T_L est la température locale du réseau.

II.3.2 Capacité calorifique

Pour les calculs transitoires, spécifiez les capacités calorifiques pour chaque région de la structure. Ce sont aussi fonctions de la température du réseau et sont modélisés comme suit [59] :

$$C = HC.A + HC.B + HC.CT^2 + \frac{HC.D}{T^2} (j/cm^3/k) \quad (II.36)$$

Les valeurs par défaut de HC.A, HC.B, HC.C et HC.D sont fournies pour les matériaux courants, ces valeurs sont spécifiées dans l'instruction MATERIAL.

Capacité calorifique en fonction de la température

La dépendance à la température de la capacité calorifique peut être exprimée par :

$$C(T_L) = \rho \left[C_{300} + C_1 \frac{\left(\frac{T_L}{300}\right)^{\beta-1}}{\left(\frac{T_L}{300}\right)^{\beta} + \frac{C_1}{300}} \right] \quad (II.37)$$

Où :

$C(T_L)$ est la capacité thermique dépendant de la température, ρ est la masse volumique, C_{300} , C_1 et β sont paramètres dépendant du matériau. Le tableau III.4 récapitule les valeurs par défaut de ρ , C_{300} , C_1 et β pour les composés binaires, Si et Ge.

Matériel	$\rho(g/cm^3)$	$C_{300}(j/k/kg)$	$C_1(j/k/kg)$	β
Si	2.33	711	255	1.85
Ge	5.327	360	130	1.3
GaAs	5.32	322	50	1.6
AlAs	3.76	441	50	1.2
InAs	5.667	394	50	1.95
Inp	4.81	410	50	2.05
Gap	4.138	519	50	2.6

Tableau II. 6 : Valeurs de la capacité thermique [59].

II.3.3 conductivité thermique

En général, la conductivité thermique et la capacité thermique dépend à la fois la composition « x » et de la température.

Le modèle de base de la conductivité thermique est donné par :

$$\kappa(T_L) = k_{300} \cdot \left(\frac{T_L}{300}\right)^\alpha \quad (\text{II.38})$$

Où :

$\kappa(T_L)$: est la conductivité thermique dépendante de la température, T_L est la température du réseau.

K_{300} et α : sont des paramètres dépendant du matériau.

Le tableau III.7 montre les valeurs par défaut à température ambiante et α pour Si, Ge et les composés binaires III-V.

Matériau	K300 (W/Kcm)	A
Si	1.48	-1.65
Ge	0.60	-1.25
GaAs	0.46	-1.25
AlAs	0.80	-1.37
InAs	0.273	-1.1
Inp	0.68	-1.4
Gap	0.77	-1.4

Tableau II. 7: Valeurs de paramètre par défaut pour la conductivité thermique [59].

Les paramètres k_{300} et α sont interpolés en fonction de la fraction de composition x à l'aide des équations III.39 et III.40.

$$k_{300}^{AB} = \frac{1}{\frac{1-x}{k_{300}^A} + \frac{x}{k_{300}^B} + \frac{(1-x)x}{c}} \quad (\text{II.39})$$

$$\alpha^{AB} = (1 - x)\alpha^A + \alpha^B \quad (\text{II.40})$$

Le paramètre C dans l'équation III.40 est un facteur d'inclinaison utilisé pour tenir compte des aspects non linéaires de la variation de la conductivité thermique avec la composition. Le tableau III.8 montre les valeurs par défaut de la courbure facteur, C, pour les divers composés ternaires et SiGe.

Matériau	C(W/K cm)
SiGe	0.028
AlGaAs	0.033
InGaAs	0.014
InAlAs	0.033
InAsp	0.033
GaAsp	0.014
InGap	0.014

Tableau II. 8: Valeurs des paramètres d'inclinaison par défaut pour la conductivité thermique [59].

II.3.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites thermiques utilisées ont la forme générale suivante [60] :

$$\sigma \left(\vec{J}_{tot}^u \cdot \vec{S} \right) = \alpha(T_L - T_{ext}) \quad (\text{II.41})$$

T_{ext} : spécifie la température extérieure.

T_L : spécifie la température du réseau cristallin.

Où σ vaut 0 ou 1, \vec{J}_{tot}^u est le flux d'énergie total et est la normale externe unitaire de la frontière.

La projection du flux d'énergie sur s est :

$$\left(\vec{J}_{tot}^u \cdot \vec{S} \right) = -k \frac{\partial T_L}{\partial n} + (T_L P_n + \phi_n) \vec{J}_n \cdot \vec{S} + (T_L P_p + \phi_p) \vec{J}_p \cdot \vec{S} \quad (\text{II.42})$$

Lorsque $\sigma = 0$, l'équation III.41 spécifie une condition aux limites de Dirichlet (température fixe) :

$$T_L = \text{TEMPER}$$

Lorsque $\sigma = 1$, l'équation III.41 prend la forme :

$$\left(\vec{J}_{tot}^u \cdot \vec{S} \right) = \frac{1}{R_{th}} (T_L - TEMPER) \quad (\text{II.43})$$

où la résistance thermique, R_{th} , est donnée par :

$$R_{th} = \frac{1}{ALPHA} \quad (\text{II.44})$$

ALPHA : spécifie le coefficient d'abaissement linéaire du dipôle.

II.4 Méthode de propagation du faisceau en 2D

II.4.1 Méthode BMP

LUMINOUS est un programme de propagation et d'absorption de la lumière à usage général intégré au framework ATLAS. Lorsqu'il est utilisé avec des simulateurs S-PISCES ou BLAZE, ou DEVICE 3D, la 3D LUMINEUSE et LUMINEUSE calcule les profils d'intensité optique dans le dispositif à semi-conducteur. Ils convertiront ensuite ces profils en taux de photogénération. Ce couplage unique d'outils vous permet de simuler des réponses électroniques à des signaux optiques pour une large gamme de détecteurs optiques. Ces dispositifs comprennent, sans s'y limiter, les photodiodes pn et pin, les photodiodes à avalanche, les photodétecteurs Schottky, les MSM, les photoconducteurs, les FET optiques, les transistors optiques, les cellules solaires et les CCD.

La méthode de propagation du faisceau (BMP) qui fait cela s'appelle la méthode de propagation du faisceau (BPM). Les BPM tels que [61] reposent sur une approximation paraxiale. Le BPM en LUMINOUS, cependant, a été étendu pour résoudre une équation d'onde de Helmholtz (Équation II.45).

$$\nabla^2 E(r, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.45})$$

Ici, E est le champ électrique d'une onde optique, n est l'indice de réfraction complexe du matériau et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation d'onde de Helmholtz est cohérente avec la formulation de Rayleigh-Sommerfeld de la théorie de la diffraction scalaire [61].

II.4.2 Photocourant et Efficacité Quantique

L'une des performances importantes d'un photodétecteur est l'efficacité quantique. Cette dernière est définie comme le rapport du nombre de porteurs détectés à une électrode photodéetectrice

donnée divisé par le nombre de photons incidents sur le détecteur. LUMINOUS ne calcule pas directement l'efficacité quantique. Il calcule cependant deux quantités utiles imprimées sur la sortie d'exécution et enregistrées dans le fichier journal. Ces quantités sont le photocourant source et le photocourant disponible, qui peuvent être visualisés dans TONYPLOT à partir des fichiers journaux produits par LUMINOUS.

Le photocourant de source pour une source monochromatique est donné par l'équation II.46. :

$$I_S = q \frac{B_n \lambda}{h c} W_t \quad (\text{II-46})$$

Ici, B_n est l'intensité du nombre de faisceaux n

λ est la longueur d'onde source spécifiée par le paramètre de longueur d'onde dans l'instruction BEAM.

h est la constante de Planck.

c est la vitesse de la lumière.

W_t est la largeur du faisceau.

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle électro-thermo-optique de la photodiode à avalanche à photon unique SPAD. Nous avons exploré les différents modèles d'ionisation par impact tels que le modèle de Selberherr, le modèle de Valdinoci, le modèle de Grant, ainsi que le modèle de transport de charges c'est-à-dire le modèle de dérive-diffusion, le modèle de transfert de la chaleur. Le modèle de propagation du faisceau lumineux est aussi examiné. Le modèle électro-thermo-optique sera exploité dans le chapitre suivant pour l'analyse par simulations des performances électriques et optiques de la photodiode à avalanche fonctionnant en mode Geiger avec et sans la prise en compte des effets thermiques.

Chapitre III: Résultats de simulations et interprétations

III.1 Introduction

Les photodiodes à avalanche à semi-conducteurs permettent de détecter des photons individuels lorsque le flux incident de lumière est très faible. Ceci est possible grâce à l'utilisation du mécanisme de la multiplication d'avalanche. L'effet de multiplication d'avalanche dans les semi-conducteurs est déterminé par le taux de génération causé par l'ionisation par impact.

Dans ce chapitre, nous présenterons l'outil de simulation SILVACO que nous avons utilisé pour l'étude de la photodiode à avalanche fonctionnant en mode Geiger et dans la gamme du visible (longueur d'onde de 700 nm). Nous analyserons numériquement le comportement électrique, thermique et optique de cette photodiode en tenant en compte le couplage électro-thermo-optique en prenant en compte de tous les mécanismes possibles de génération, de recombinaison et d'ionisation par impact.

III.2 Étapes primordiales de la simulation

La simulation établit un lien entre le monde expérimental et le concept théorique. La première étape de la simulation est la modélisation d'un phénomène physique. Un modèle de composant physique est une entité mathématique avec la précision des lois qui connectent ses variables. Un modèle mathématique est toujours distinct d'un composant physique, même si le comportement de ce composant est semblable à un autre, le modèle n'est pas équivalent, mais plutôt une estimation ou une approximation [62].

Le simulateur SILVACO est un logiciel conçu pour aider à la conception et à la prédiction des performances des dispositifs à semi-conducteurs. Il est principalement utilisé pour modéliser ces dispositifs avant leur fabrication et est très utile dans de nombreux projets de recherche. Le simulateur utilise de nouveaux modèles physiques, des méthodes et des algorithmes numériques efficaces ainsi que des techniques de maillage pour optimiser les solutions linéaires et fournir des résultats de simulation très proches de ceux de la pratique. Un avantage clé de l'utilisation de ce type de simulateur est qu'il permet de visualiser des phénomènes physiques difficiles à observer directement [63].



Figure III.1 : Outil de simulation SILVACO.

III.2.1 Simulateur TCAD

ATLAS est un logiciel (module) de simulation qui permet de modéliser des composants en deux ou en trois dimensions. Il est capable de prédire les caractéristiques électriques, thermiques et optiques de la plupart des composants à semi-conducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. Cette prédiction est obtenue en résolvant numériquement l'équation de Poisson et les équations de continuité pour les électrons et les trous en 2D ou en 3D à l'aide d'un maillage structural défini par l'utilisateur ou un autre programme. En plus de fournir des informations sur le comportement électrique "externe", il permet également d'analyser la distribution interne de variables telles que les concentrations des porteurs, les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel...etc Ces données sont importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques [64].

III.2.2 Entrées et sorties d'Atlas

Dans le schéma de la figure III.2, nous voyons les types d'informations qui circulent en entrée et en sortie « d'Atlas ».

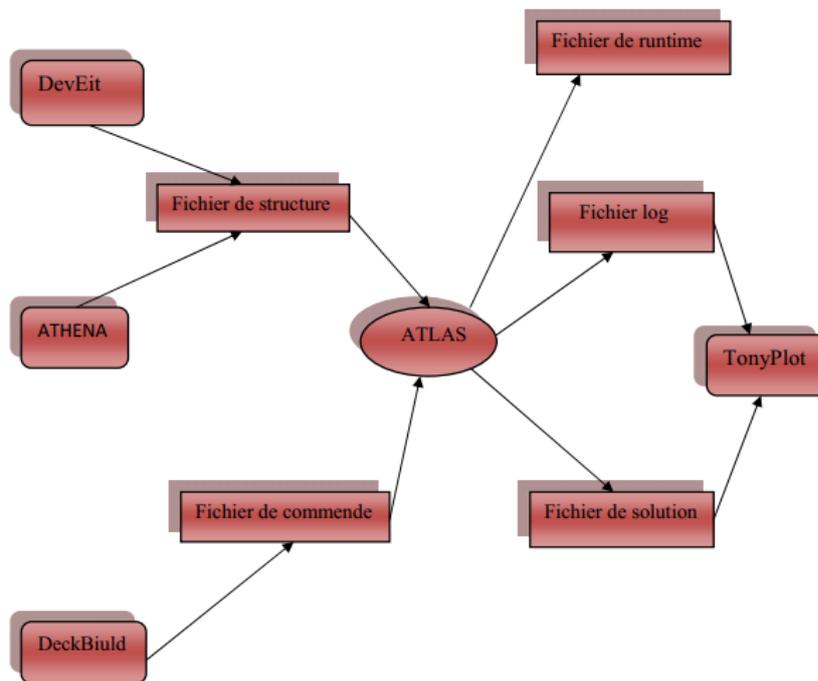


Figure III.2 : Entrées et sorties d'Atlas.

La plupart des simulations effectuées avec "Atlas" nécessitent deux fichiers d'entrée :

Le premier est un "Fichier script" contenant les commandes pour exécuter Atlas, également appelé "Fichier de commande", tandis que le second est un "Fichier de structure" qui définit la structure à simuler. Les sorties d'Atlas se présentent sous trois formes :

- La première sortie est la sortie "Run-time" qui indique la progression, les erreurs, les avertissements pendant la simulation, ainsi que les résultats majeurs de la simulation.
- Le deuxième type de fichier est le "fichier log", qui enregistre toutes les valeurs de tensions et de courants obtenues à partir de l'analyse du dispositif simulé.
- Le troisième fichier de sortie est le "Fichier de solution", qui stocke les données 2D ou 3D relatives aux valeurs des variables de solutions dans le dispositif à un point donné [65].

Les entrées et sorties d'Atlas sont :

ATLAS se compose de deux parties : une partie de traitement numérique (méthodes d'intégration et de discrétisation) et une partie de modèle physique des derniers éléments semi-conducteurs, y compris la recombinaison, l'ionisation par impact, la mobilité en température ainsi que des statistiques de Fermi-Dirac et de Boltzmann. ATLAS travaille en conjonction avec d'autres outils interactifs tels que DeckBuild, TonyPlot et DevEdit .

ATHENA : est un logiciel de simulation destiné à la création de structures avec une haute résolution de maillage. Il permet également d'effectuer des opérations telles que l'implantation ionique, la diffusion des impuretés, l'oxydation et d'autres processus technologiques de fabrication.

DEVEDIT : est un environnement où la structure (dimensions, dopage, etc.) et son maillage sont conçus.

DECKBUILD : est un environnement où le programme de simulation est défini.

La sortie Run-Time affiche les erreurs de programmation et les avertissements après la compilation[97].

TONYPLOT : est un environnement où sont visualisés les résultats des simulations (structure du composant, distributions de grandeurs diverses dans celui-ci caractéristiques électriques...).

Après avoir expliqué l'outil de simulation Atlas de SILVACO TCAD, nous allons maintenant aborder l'organisation des commandes nécessaires à la logique de programmation d'Atlas. Ces commandes sont divisées en cinq groupes qui doivent être disposés dans un ordre précis (comme illustré dans la figure III.3). Si cet ordre n'est pas respecté, un message d'erreur s'affichera et le programme ne s'exécutera pas correctement [98].

III.2.3 Ordres de commandes d'Atlas



Figure III.3 : Groupes des commandes fondamentales dans un programme Atlas [63].

III.2.4 Spécification de la structure

La spécification de la structure est faite en définissant le maillage, la région, les électrodes, les niveaux de dopage et les propriétés des matériaux semiconducteurs utilisés dans la conception des composants semiconducteurs.

a. Mesh

Le maillage utilisé est bidimensionnel. Par conséquent, seuls les paramètres x et y sont définis. Le maillage est une série de lignes horizontales et verticales et d'espacement entre eux. A partir de la figure III.4, les instructions de maillage sont spécifiées. Le format général pour définir le maillage est:

```
X.MESH LOCATION = <valeur> SPACING = <valeur>
```

```
Y.MESH LOCATION = <valeur> SPACING = <valeur> [101]
```

Par exemple :

```
SECTION 1: Mesh Specification
```

```
mesh space.mult=4.0
```

```
#
```

```
x.mesh loc=0.0 spacing=0.25
```

```
x.mesh loc=10.0 spacing=0.25
```

```
#
```

```
y.mesh loc=0.0 spacing=0.05
```

```
y.mesh loc=5.0 spacing=0.2
```

```
y.mesh loc=10.0 spacing=0.05
```

Un maillage grossier ou fin détermine la précision de la simulation. Un maillage grossier produit une simulation plus rapide, mais des résultats moins précis. Un maillage fin entraîne un ralentissement de la simulation, mais des résultats plus précis [66].

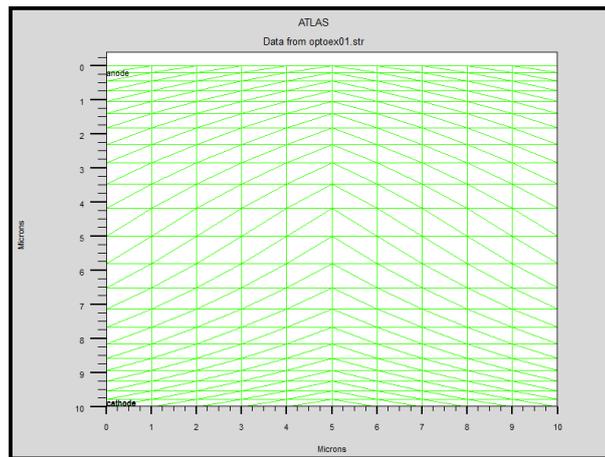


Figure III.4 : Structure de maillage dans la photodiode.

b. Region

Les régions sont définies par l'instruction suivante :

```
REGION number= <integer><material_type><position parameters>
```

En peut avoir 200 régions différentes dans ATLAS.

Dans notre exemple une seule région de silicium occupe tout le maillage de la structure par [62].

```
#SECTION 2: Structure specification
```

```
region num=1 material=Silicon
```

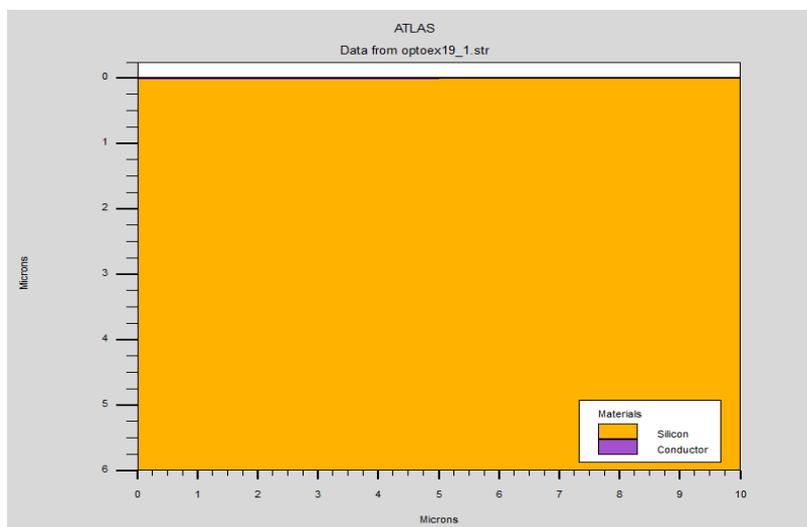


Figure III.5 : Régions d'Atlas.

c. Electrodes

En règle générale, Silvaco Atlas a une limite de 50 électrodes pouvant être défini. Le format pour définir les électrodes est le suivant [66] :

ELECTRODE NAME = <nom de l'électrode>=<position_parameters>

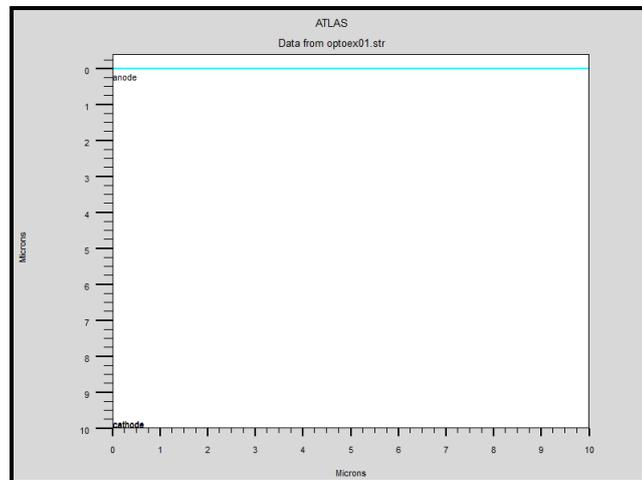


Figure III.6 : Electrodes.

d. Dopage

Le dernier aspect de la spécification de la structure qui doit être défini est le dopage. Le format d'atlas déclaration est la suivante:

DOPING <type de distribution><type de dopant>/<paramètres de position>

Le dopage peut être de type n ou de type p. Le type de distribution peut être uniforme ou gaussien [63].

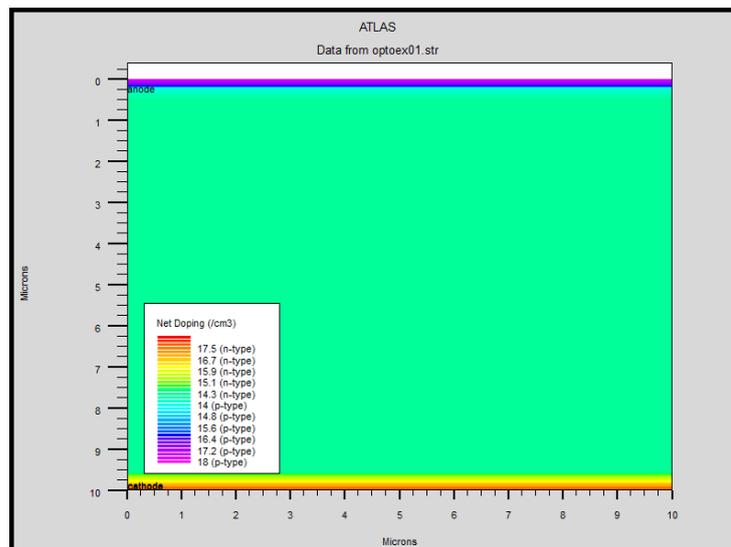


Figure III.7 : Dopage uniforme.

III.2.5 Spécification du modèle et du matériau

Après avoir défini la spécification de la structure, l'étape prochaine est la spécification des modèles des matériaux qui est divisé en : matériau, modèles, contact et interface [66]

a. Matériau

Le format de la déclaration du matériau est le suivant :

```
MATERIAL <localisation><définition_matière>
```

Par exemple :

```
material taup0=2.e-6 taun0=2.e-6
```

b. Modèle

Les modèles physiques se répartissent en cinq catégories: la mobilité, recombinaison, statistiques des transporteurs, l'ionisation d'impact, et effet de tunnels. La syntaxe de la commande Model est la suivante :

```
MODELS<model flag><general parameter>< model dependentparameters>
```

Le choix du modèle dépend des matériaux choisis pour la simulation. L'exemple ci-dessous cite quelques modèles.

- CONMOB est le modèle de la mobilité à faible champ électrique.
- FLDMOB est le modèle de dépendance du champ électrique avec la mobilité .
- SRH est le modèle de Schottky-Read-Hall [63].

III.2.6 Sélection de la méthode numérique

Après la spécification du modèle des matériaux, le choix de la méthode numérique doit être spécifié. La seule commande qui s'applique pour la sélection de la méthode numérique est "Method". Il existe plusieurs méthodes numériques pour calculer des solutions aux problèmes des dispositifs à semi-conducteur. Trois types de techniques de solution sont utilisés dans le simulateur Silvaco Atlas:

- Découplée (Gummel).
- Entièrement couplé (NEWTON).
- BLOC.

La méthode de Gummel résout chaque inconnue tout en gardant les autres inconnues constantes. Le processus est répété jusqu'à ce qu'une solution stable soit formée. La méthode de Newton résout toutes les inconnues à la fois. La méthode BLOC résout environ équations en utilisant la méthode de Gummel et le reste en utilisant la méthode de NEWTON. La méthode de Gummel est

utilisée pour un système d'équations faiblement liées et à convergence linéaire. La méthode de NEWTON est utilisée lorsque les équations sont fortement couplées à la convergence quadratique. Les équations sont résolues par la méthode de Newton. Les méthodes numériques sont fournies dans l'instruction METHOD du fichier d'entrée [67].

III.2.7 Spécification des solutions

Les simulations sont maintenant prêtes à passer à l'étape suivante : solution. Cette section de saisie pour ATLAS est l'endroit où le simulateur calcule pour résoudre le périphérique sélectionné. Il est divisé en quatre parties: LOG, Beam, SOLVE, OUTPUT et SAVE.

a. Log

LOG enregistre toutes les caractéristiques du terminal dans un fichier. Toute donnée de type DC, transitoire, ou AC générée par la commande SOLVE après une commande LOG est enregistré.

La commande suivante montre un exemple de la commande LOG:

```
LOG OUTFILE=myoutputfile.log
```

b. Beam

La commande SOLVE suit l'instruction LOG. SOLVE effectue une solution pour un ou plusieurs points de polarisation.

c. Solve

Lorsque l'illumination est importante pour un dispositif, il y'a la possibilité d'utiliser un certain nombre de sources de lumière et d'ajuster leurs localisation, orientation et intensité. Le spectre de la lumière peut être décrit dans tous les détails nécessaires. Polarisation, réflectivité et lancer le tracé de rayons est aussi parmi les caractéristiques du simulateur [63]

d. Load et save

La commande LOAD entre les solutions précédentes à partir de fichiers comme estimation initiale à d'autres points de polarisation. L'instruction SAVE entre toutes les informations d'un point de nœud dans un fichier de sortie.

III.2.8 Analyse des résultats

a. Extract

La commande EXTRACT permet d'extraire les paramètres du périphérique. Il fonctionne sur le fichier de structure ou de courbe résolu précédent. Par défaut, EXTRACT utilise le fichier journal

actuellement ouvert. Pour remplacer cette valeur par défaut, indiquez le nom du fichier à utiliser par EXTRACT avant la routine d'extraction [68].

b Plot.Tony

Tous les graphiques dans Atlas sont réalisés en enregistrant un fichier et en le chargeant dans TonyPlot. La commande TONYPLOT permet à enregistrer automatiquement un fichier de structure et à le tracer dans Tony Plot [69].

III.3 Résultats et discussions sans effets thermiques

III.3.1 Topologies des structures étudiées

La topologie de la structure étudiée est une structure de la photodiode à avalanche à base de silicium, il s'agit d'une jonction PN dont le dopage est de type gaussien comme montre la figure III.8.

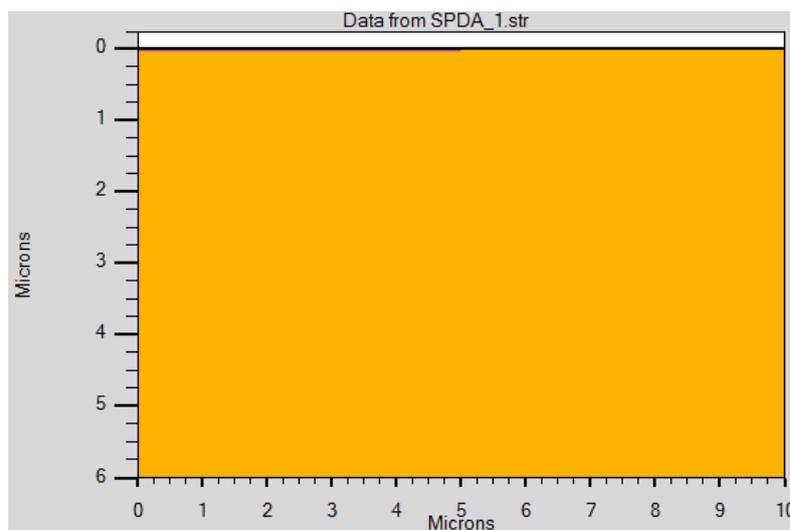


Figure III.8 : Topologie de la SPDA

III.3.2 Caractéristiques I-V sans illumination

Nous avons représenté sur la figure III.9 les caractéristiques de sortie donnant l'évolution du courant de l'anode lorsque l'on fait croître la tension de la cathode de 0 à 45 V. En polarisation inverse, le courant est la somme : des courants de fuites de surfaces et des courants de génération-recombinaison dans le champ d'espace. Aux tensions élevées, le courant inverse croît très vite : on est dans la zone d'avalanche.

A partir de la simulation électro-optique du claquage avec ionisation par impact, nous trouvons que la tension de claquage est d'environ 36,1 V.

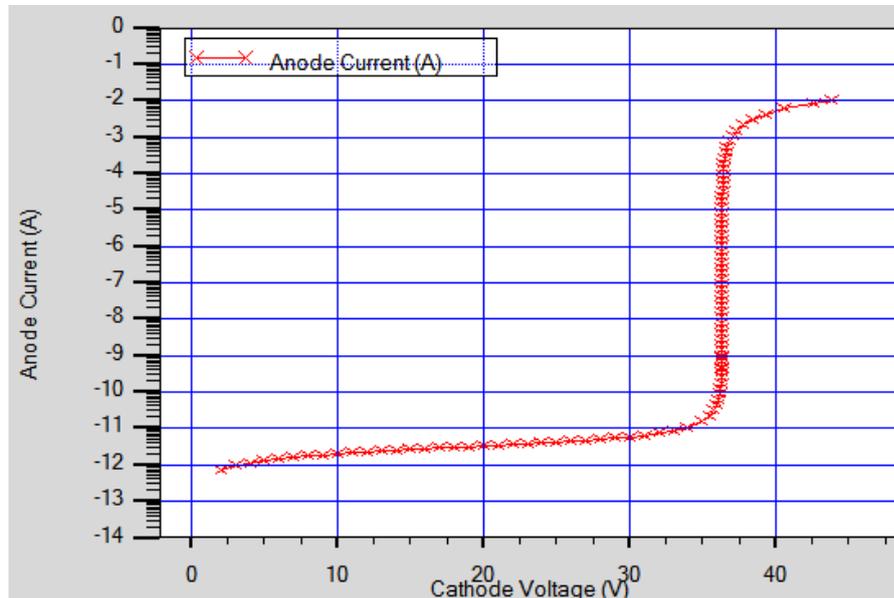
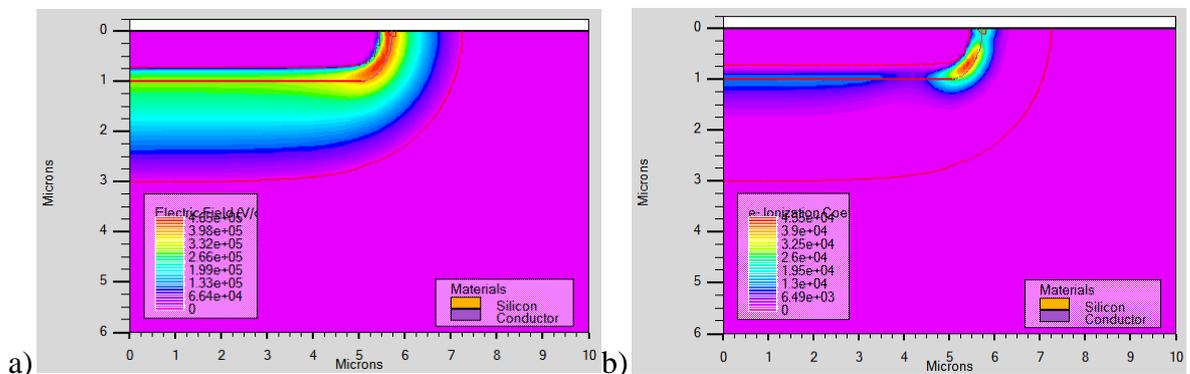


Figure III.9 : Caractéristique I-V de la PDA.

III.3.3 Cartographie de grandeurs électriques et optiques

Pour mieux comprendre le profil de distribution des grandeurs électriques et optiques dans le composant, nous avons tracé les cartes 2D (Figure III.10.a, III.10.b, III.10.c et III.10.d) du champ électrique de la densité de courant et du taux d'ionisation par impact, la valeur maximale de champ électrique est d'environ $4.65 \cdot 10^5$ V/cm.

La polarisation du composant électronique en régime statique se fait par une tension de la cathode de 45 V.



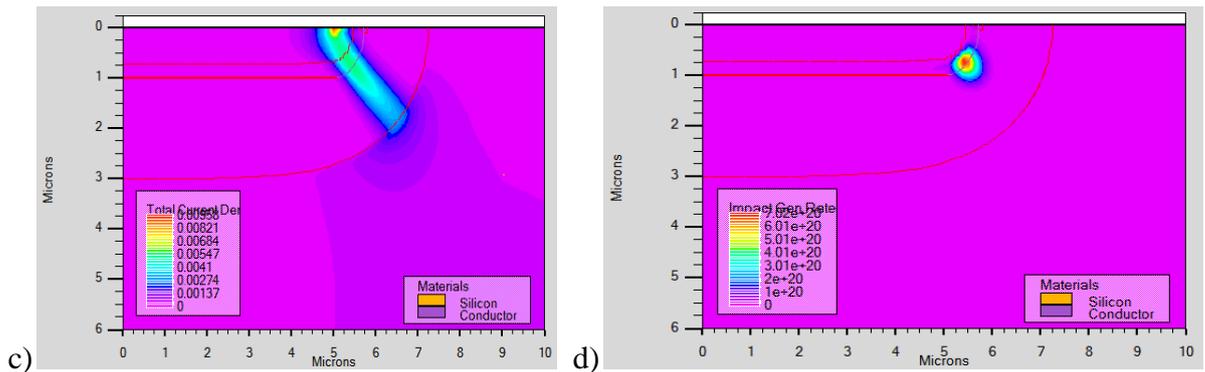


Figure III.10 : Cartographie de: a) champ électrique, b) Coefficient d’ionisation pour électron, c) la densité de courant, d) taux génération d’ionisation par impact.

III.3.4 Comparaison de la caractéristique avec et sans illumination

La figure III.11 montre l'évolution du courant dans la photodiode PDA en fonction de la tension de la cathode, cette dernière varie de 0 à 45 V. En comparant la caractéristique I-V avec et sans illumination, on remarque que la tension de claquage est pratiquement similaire, mais au-delà de cette tension le courant généré par la photodiode est important avec illumination. La figure III.11 montre un grand rapport signal sur bruit.

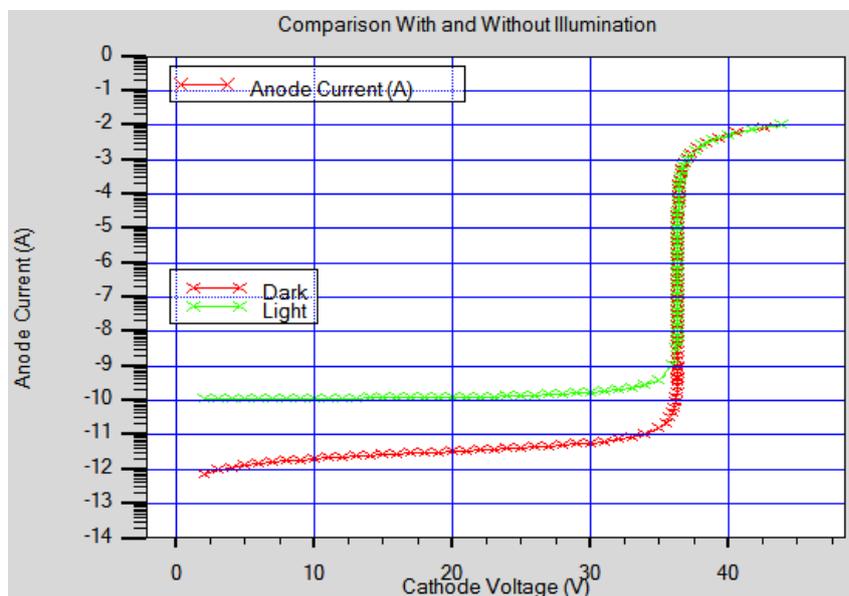


Figure III.11 : Caractéristique I-V de la PDA avec et sans illumination.

III.3.5 Cartographie sous illumination du champ électrique

Les figures III.12.a et III.12.b illustrent la cartographie du champ électrique pour deux polarisations de la cathode de 10 V et 70 V respectivement. On remarque clairement que le champ électrique augmente avec l'augmentation de la polarisation de la cathode et atteint $7,48 \cdot 10^5$ V/cm.

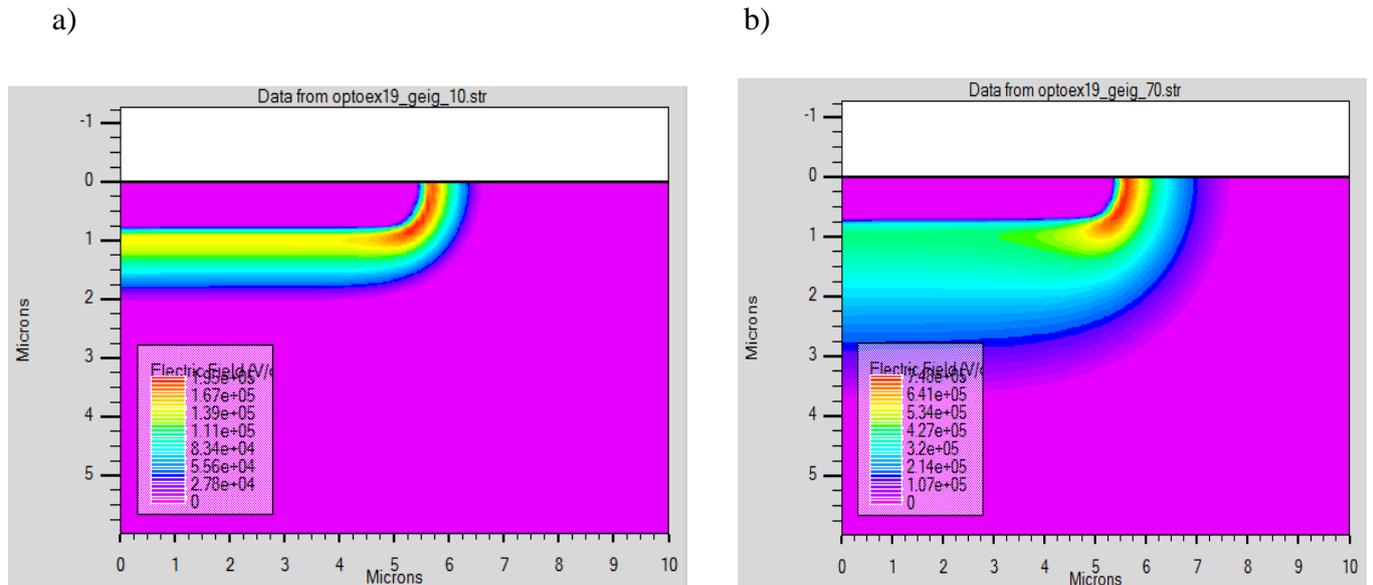


Figure III.12 : Cartographie de champ électrique. a) polarisation de la cathode 10V ?b) polarisation de la cathode 70V

Les performances de la photodiode à avalanche fonctionnant en mode Geiger sont grandement influencées par la distribution du champ électrique. Pour maintenir le gain élevé et faible courant d'obscurité, le bon contrôle du champ électrique dans la structure est important.

Les figures III.13.(a) et III.13(b) illustrent une coupe verticale du champ électrique au centre de la structure pour deux polarisations de la cathode 40 V et 70 V respectivement. On constate que le champ électrique atteint le pic de $6 \cdot 10^5$ V/cm. En effet, Les SPADS peuvent fonctionner sous une tension de polarisation importante pour éviter le perçage d'un tunnel dans la structure avec un dopage élevé.

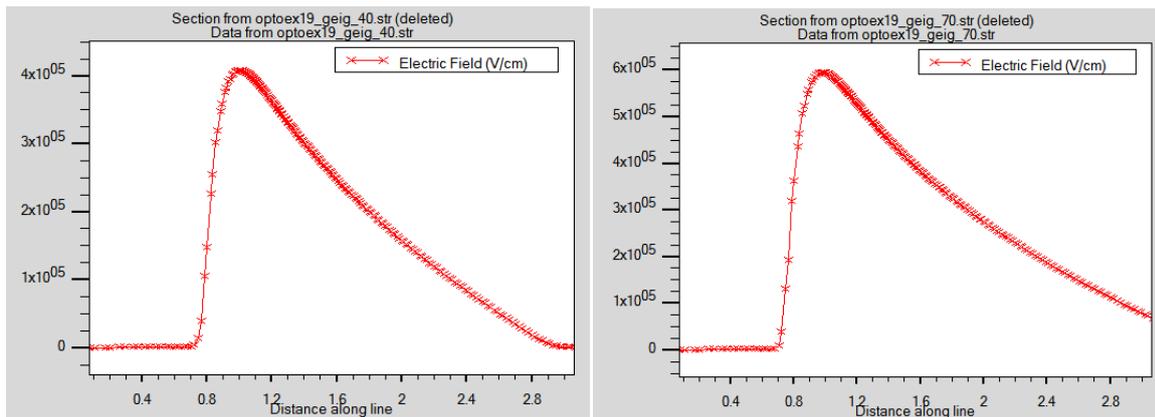
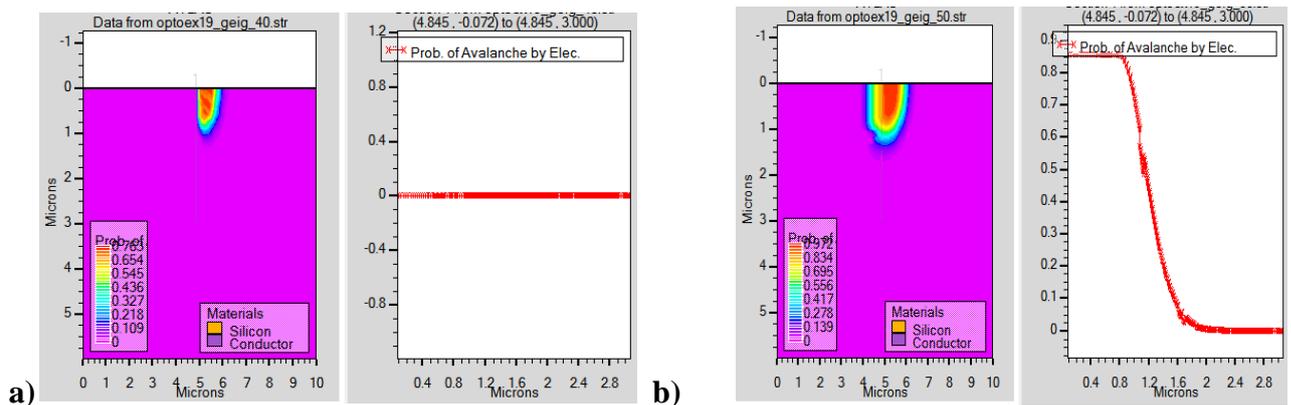


Figure III.13 : Evolution du champ électrique dans la SPAD.

III.3.6 Cartographie sous illumination de la probabilité d'avalanche

La simulation en mode Geiger dans ATLAS nous permet d'examiner la probabilité qu'un porteur provoque une avalanche.

Nous avons tracé dans les figures III.14.(a), III.14.(b) III.14.(c) et III.14.(d) une coupe longitudinale la carte de la probabilité d'avalanche dans la photodiode à avalanche pour quatre polarisations de la cathode de 40 V, 50 V, 60 V et 70 V respectivement. A la lumière de ces quatre figures, on constate que la probabilité d'avalanche varie linéairement avec la polarisation de la cathode.



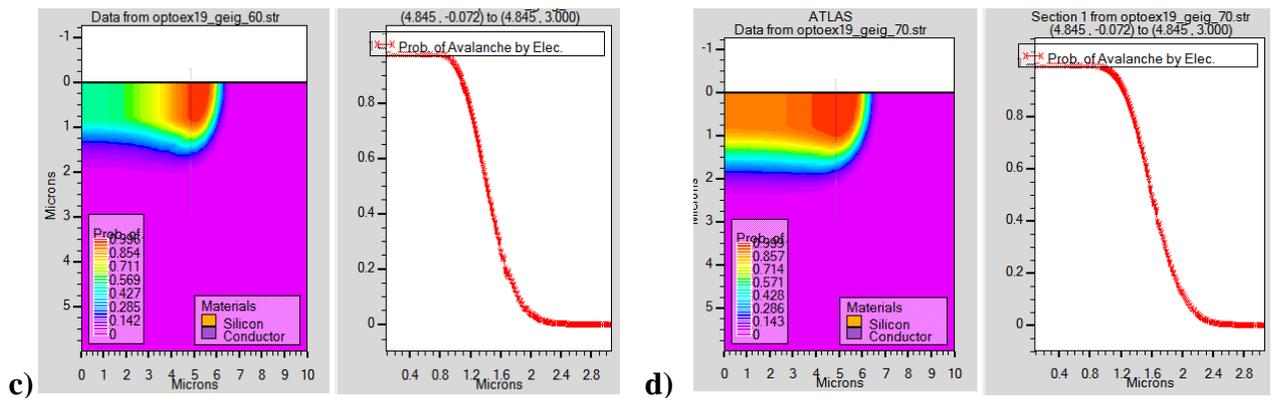


Figure III.14 Cartographie de la probabilité d'avalanche pour les électrons.

La figure III.15 montre la variation des probabilités d'avalanche pour les électrons et les trous en fonction de la polarisation de la cathode. On remarque qu'au-delà de la tension de seuil la probabilité d'avalanche augmente linéairement. À partir de 60 V cette probabilité se sature à 100%.

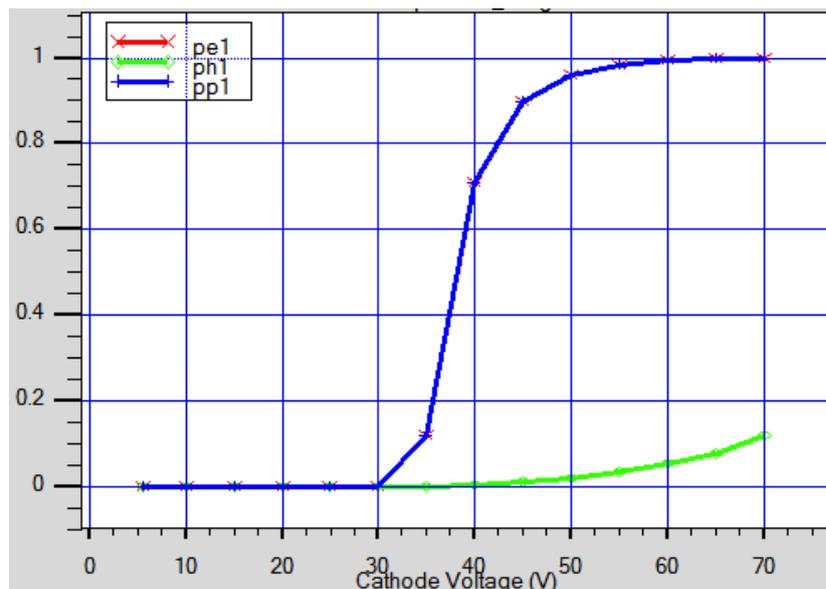


Figure III.15 : Probabilité d'avalanche en fonction de la polarisation.

III.4 Résultats et discussions avec effets thermiques

III.4.1 Caractéristique I-V

Nous avons représenté sur la figure III.16 les caractéristiques de sortie donnant l'évolution du courant de l'anode lorsque l'on fait croître la tension de la cathode de 0 à 45 V.

A partir de la simulation thermo-optique du claquage avec ionisation par impact, nous trouvons que la tension de claquage est identique pour la simulation thermique et non thermique, elle est de l'ordre de 36,1 V.

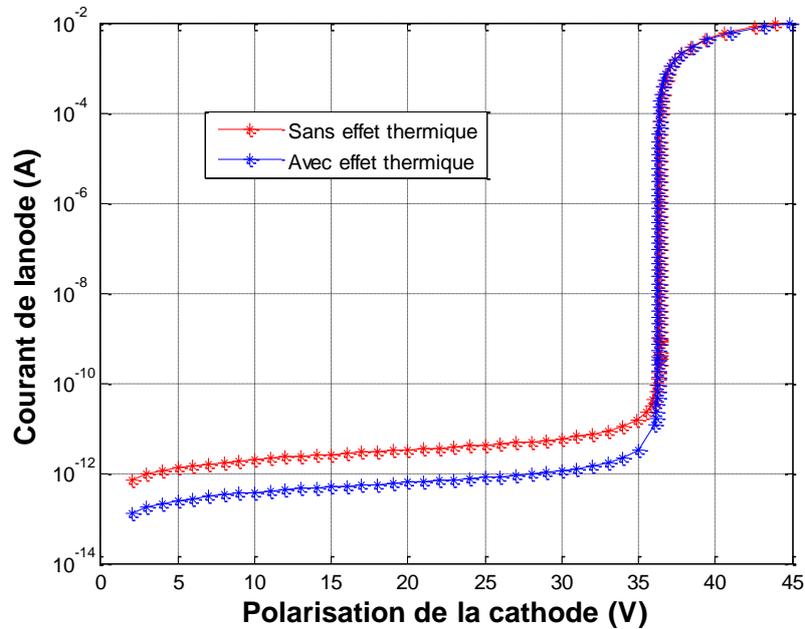


Figure III.16 : Comparaison des caractéristiques I-V thermique et non thermique de la SPAD

III.4.2 Evolution de la température

Nous avons tracé la variation de la température de réseau dans la photodiode a avalanche opérant en mode Geiger (Figure III.17) en fonction de la polarisation de la cathode allant de 0 à 45 V.

On remarque qu'au-dessous de la tension de claquage température du réseau est fixé a la température du réseau, puis au-dela de la tension de laquage, la température croit rapidement et linéairement avec la polarisation de la cathode. Le maximum de température du réseau est de 342 K.

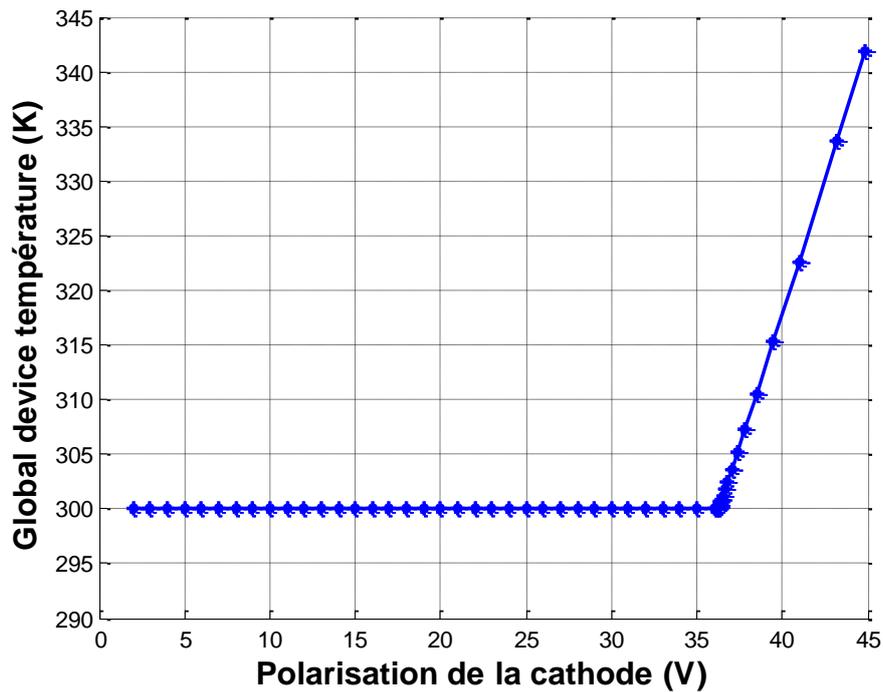


Figure III.17 : Variation de la température de réseau dans SPAD.

III.5 Caractéristiques statiques de la photodiode à base d'InGaAs

Le détecteur à photon unique est très utile dans le domaine visible, car cette gamme spectrale comporte beaucoup plus d'émetteurs de photon unique que la gamme UV. Les matériaux ternaires sont largement utilisés dans la conception de ces détecteurs comme par exemple l'InGaAs, l'AlGaAs, le GaAsP...etc.

Dans ce paragraphe nous présentons les caractéristiques I-V de la photodiode à base d'InGaAs.

III.5.1 Caractéristiques I-V avec et sans illumination a base d'InGaAs

Les figures III.18 et III.19 montrent l'évolution du courant dans la photodiode PDA à base d'InGaAs pour deux fractions d'indium $x = 0.3$ et 0.4 respectivement. A la lumière des figures III.18 et III.19 on remarque que la tension de claquage est pratiquement similaire, mais au-delà de cette tension le courant généré par la photodiode est important avec illumination. La tension de claquage est d'environ 39 V. Ainsi, on constate que l'augmentation de la fraction molaire d'indium entraîne une diminution du courant de l'anode.

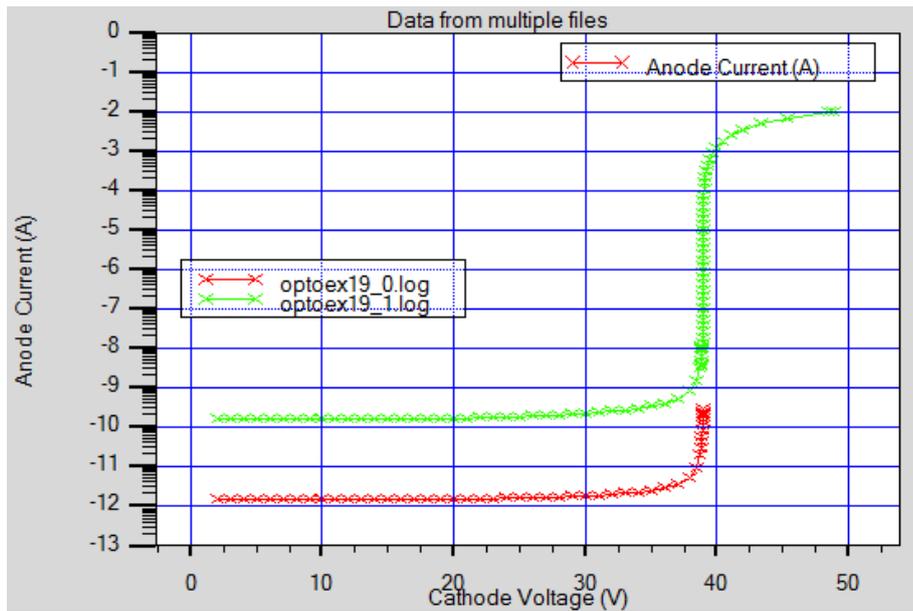


Figure III.18 : Caractéristique I-V de la PDA en $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ avec et sans illumination.

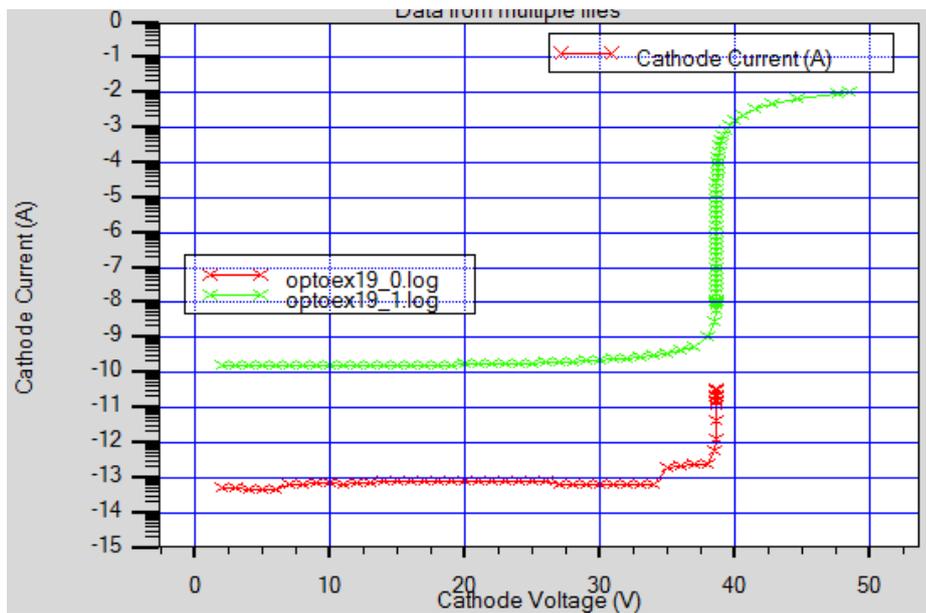


Figure III 19: Caractéristique I-V de la PDA en $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ avec et sans illumination.

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de simulation de la photodiode à avalanche opérant en mode Geiger avec et sans la prise en compte des effets thermiques. L'étude par simulation a été menée à l'aide du module Atlas du simulateur SILVACO.

Le modèle proposé inclut tous les mécanismes physiques participant à la génération du photocourant. Ce modèle a permis d'étudier les performances électriques, optiques et thermiques de la photodiode à avalanche. La distribution des grandeurs électriques optiques et thermiques telles que la densité du courant, le champ électrique, la probabilité d'avalanche ainsi que le taux d'ionisation par impact.

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce mémoire s'est concentré sur l'étude et la conception d'une photodiode à avalanche à photon unique (SPAD) dans le domaine du proche infrarouge. La SPAD est un composant essentiel pour la mesure du "temps de vol" dans cette plage de longueurs d'onde et offre une intégration aisée dans les technologies CMOS.

En mode de fonctionnement Geiger, une photodiode à avalanche sera pulsé à une polarisation inverse au-delà de sa tension de claquage d'avalanche et maintenu là pendant un certain temps. Si cette tension est maintenue, une panne d'avalanche finira par se produire, probablement en raison de la génération thermique de porteurs, de porteurs parasites provenant de défauts cristallins ou de pièges. Si, avant qu'une panne spontanée ne se produise, un photon crée une paire électron-trou dans le dispositif, alors l'un ou les deux porteurs créés peuvent traverser la région de champ élevé de l'APD, gagnant suffisamment d'énergie pour provoquer une panne d'avalanche auto-entretenue. La probabilité qu'une avalanche se produise dépendra de la force du champ et de l'emplacement initial du porteur chargé.

L'objectif principal de ce projet de fin d'études était de comprendre et de modéliser le comportement optique et électrique de la photodiode SPAD à travers des études théoriques et des simulations. Plus spécifiquement, la modélisation et la simulation bidimensionnelle de la SPAD ont été réalisées en utilisant des matériaux semi-conducteurs. Ce processus a permis d'analyser différents paramètres tels que le potentiel, le champ électrique, la tension de claquage, le facteur de bruit, le courant d'obscurité et le rendement quantique.

Les résultats obtenus grâce à notre étude de la SPAD opérant en mode Geiger offrent une meilleure compréhension de son comportement électrique et optique, ce qui est crucial pour son utilisation dans des domaines tels que la télémétrie et les télécommunications optiques.

Ce mémoire présente l'étude, la conception et la simulation d'une photodiode SPAD à avalanche à photon unique. Les résultats de ce travail contribuent à une meilleure compréhension de la performance des photodiodes SPAD et peuvent aider à optimiser leur conception pour des applications futures.

Références bibliographiques

- [1] Campbell JC., “Recent advances in avalanche photodiodes”, *Journal of Lightwave Technology*; 43(2):278-285, 2016
- [2] Mitra P, Beck JD, Skokan MR, Robinson JE, Antoszewski J, Winchester KJ, et al. “Adaptive focal plane array (AFPA) technologies for integrated infrared Microsystems”. In: *Proceedings of SPIE 6232*. SPIE - The International Society for Optics and Photonics, pp. 62320G-1-62320G-11, 2006
- [3] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Photodiode>
- [4] A. Einstein, *Annalen der physic* 17, 132 (1905)
- [5] <https://fr.lambdageeks.com/photo-detector-photo-diode/>
- [6] D. Decoster, J. Harari, “Détecteurs optoélectroniques”, Hermès Science Publications, Lavoisier, Paris, 2002
- [7] Béatrice Cabon, “Optoélectronique hyperfréquence Composants”, *Techniques de l’Ingénieur, traité Électronique*
- [8] Zeno Toffano, “Optoélectronique : Composants photoniques et fibres optiques”, Ellipses, 2001.
- [9] Jean-Louis Verneuil, “Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [10] M. Liu, C. Hu, J. C. Campbell, Z. Pan and M. M. Tashima, "Reduce afterpulsing of single photon avalanche diodes using passive quenching with active reset," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 44, pp. 430-4, 2008
- [11] A. Rochas, M. Gani, B. Furrer, P. A. Besse, R. S. Popovic, G. Ribordy and N. Gisin, "Single photon detector fabricated in a complementary metal-oxide-semiconductor high-voltage technology", *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 74, pp. 3263-70, 2003.
- [12] M. Gronholm, J. Poikonen and M. Laiho, "A ring-oscillator-based active quenching and active recharge circuit for single photon avalanche diodes," in *2009 European Conference on Circuit Theory and Design (ECCTD 2009)*, pp. 5-8
- [13] W. J. Kindt, “Geiger mode avalanche photodiode arrays”. Delft University Press, Mar. 1999.
- [14] H. Xu, L. Pancheri, G.-F. D. Betta, and D. Stoppa, “Design and characterization of a p⁺/n-well SPAD array in 150 nm CMOS”, *process, Optics Express*, vol. 25, p. 12765, May 2017

- [15] C. Hu, "PN and Metal-Semiconductor Junctions, in Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits", p. 335, Pearson Higher Education, Prentice Hall ed., February 2010.
- [16] D. Bronzi, F. Villa, S. Bellisai, B. Markovic, S. Tisa, A. Tosi, F. Zappa, S. Weyers, D. Durini, W. Brockherde, and U. Paschen, "Low-noise and large-area CMOS SPADs with timing response free from slow tails", Proceedings of the European Solid State Device Research Conference (ESSDERC), (Bordeaux, France), pp. 230233, 2012.
- [17] T. Leitner, A. Feinberg, R. Turchetta, R. Coath, S. Chick, G. Visokolov, V. Savuskan, M. Javitt, L. Gal, I. Brouk, S. Bar-Lev, and Y. Nemirovsky, "Measurements and Simulations of Low Dark Count Rate Single Photon Avalanche Diode Device in a Low Voltage 180 nm CMOS Image Sensor Technology", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 60, pp. 19821988, June 2013
- [18] L. Gallego, J. Rosado, F. Blanco, and F. Arqueros, "Modeling crosstalk in silicon photomultipliers", Journal of Instrumentation, vol. 8, pp. P05010P05010, May 2013.
- [19] J. Rosado and S. Hidalgo, "Characterization and modeling of crosstalk and afterpulsing in Hamamatsu silicon photomultipliers, Journal of Instrumentation", vol. 10, pp. P10031P10031, Oct. 2015
- [20] G.-F. Dalla, L. Panherie, D. Stoppa, R. Henderson et J. Richardson, "Avalanche Photodiodes in Submicron CMOS Technologies for High-Sensitivity Imaging" in Advances in Photodiodes, InTech, mars 2011. DOI
- [21] Aymeric Pangloss, "Modélisation pour la simulation et la prédiction des performances des photodiodes à avalanche en mode Geiger pour Lidars spatiaux", Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2019.
- [22] E. Charbon, H.-J. Yoon et Y. Maruyama, "A Geiger mode APD fabricated in standard 65nm CMOS technology", p. 27.5.1-27.5.4, 2013. DOI : 10.1109/IEDM.2013.6724705
- [23] S. Tisa, F. Zappa, A. Tosi et S. Cova, "Electronics for single photon avalanche diode arrays", Sensors and Actuators A : Physical, t. 140, no 1, p. 113-122, 2007. DOI: 10.1016/j.sna.2007. 06.022.
- [24] A. Vilà et al., "Geiger-mode avalanche photodiodes in standard CMOS technologies". In : Photodetectors. Intech Open, 2012 (cf. p. 23, 24).
- [25] S. Tisa, F. Guerrieri et F. Zappa, "Variable-Load Quenching Circuit for single-photon avalanche diodes", Opt. Express, vol 16, no 3, p. 2232-2244, 2008. Doi : 10.1364/OE.16.002232

- [26] M. Perenzoni, "Single-Photon Avalanche Diode-Based Detection and Imaging : Bringing the Photodiode Out of Its Comfort Zone", IEEE Solid-State Circuits Magazine, t. 10, no 3, p. 26-34, 2018. Doi : 10.1109/MSSC.2018.2844602
- [27] S. Pellegrini, B. Rae, A. Pingault, D. Golanski, S. Jouan, C. Lapeyre et B. Mamdy, "Industrialised SPAD in 40 nm technology", p. 16.5.1-16.5.4, 2017. DOI : 10.1109/IEDM.2017.8268404
- [28] K. Jradi, D. Pellion et D. Ginjac, " Design, Characterization and Analysis of a 0.35 μm CMOS SPAD", Sensors, t. 14, no 12, p. 22 773-22 784, 2014, ISSN : 1424-8220. DOI : 10 . 3390/s141222773.
- [29] A. Rochas, M. Gosch, A. Serov, P. Besse, R. Popovic, T. Lasser et R. Rigler, " First fully integrated 2-D array of single-photon detectors in standard CMOS technology", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 15, no 7, p. 963-965, 2003. DOI : 10.1109/LPT.2003.813387.
- [30] X. Lu, M.-K. Law, Y. Jiang, X. Zhao, P.-I. Mak et R. P. Martins, "A 4- μm Diameter SPAD Using Less-Doped N-Well Guard Ring in Baseline 65-nm CMOS", IEEE Transactions on Electron Devices, t. 67, no 5, p. 2223-2225, 2020. DOI : 10.1109/TED.2020.2982701.
- [31] H. Xu, L. Pancheri, G.-F. D. Betta et D. Stoppa, "Design and characterization of a p+/n-well SPAD array in 150nm CMOS process", Opt. Express, vol. 25, no 11, p. 12 765-12 778, 2017. DOI : 10.1364/OE.25.012765.
- [32] P. Sun, B. Mimoun, E. Charbon et R. Ishihara, "A flexible ultra-thin-body SOI single-photon avalanche diode", IEEE International Electron Devices Meeting, IEEE, déc. 2013, p. 284-287, ISBN : 978-1-4799-2306-9. DOI : 10.1109/IEDM.2013.6724606.
- [33] M.-J. Lee, P. Sun, G. Pandraud, C. Bruschini et E. Charbon, "First Near-Ultraviolet- and Blue-Enhanced Backside-Illuminated Single-Photon Avalanche Diode Based on Standard SOI CMOS Technology", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 25, no 5, p. 1-6, sept. 2019, ISSN : 1077-260X. DOI : 10.1109/JSTQE.2019.2918930.
- [34] M.-J. Lee, P. Sun et E. Charbon, "A first single-photon avalanche diode fabricated in standard SOI CMOS technology with a full characterization of the device", Opt. Express, vol. 23, no 10, p. 13 200-13 209, 2015. DOI : 10.1364/OE.23.013200.
- [35] A. M. Pawlikowska, A. Halimi, R. A. Lamb et G. S. Buller, "Single-photon three-dimensional imaging at up to 10 kilometers range", Optics express, vol. 25, no 10, p. 11 919-11 931, 2017. DOI : 10.1364/OE.25.011919.

- [36] A. Tosi, F. Acerbi, M. Anti et F. Zappa, “InGaAs/InP SPAD with improved structure for sharp timing response”, International Electron Devices Meeting, p. 24.4.1-24.4.4. Doi: 10.1109/IEDM.2012.6479095, 2012.
- [37] P. Vines, K. Kuzmenko, J. Kirdoda, D. C. S. Dumas, M. M. Mirza, R. W. Millar, D. J. Paul et G. S. Buller, “High performance planar germanium-on-silicon single-photon avalanche diode detectors”, Nature Communications, vol. 10, 2019. DOI : 10.1038/s41467-019-08830-w
- [38] Stapels, C. J., Lawrence, W. G., Augustine, F. L. et Christian, J. F., “Characterization of a CMOS Geiger photodiode pixel”. IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 53, n°4, pp. 631-635, 2006
- [39] Zappa, F., Tisa, S., Tosi, A. et Cova, S. “Principles and features of single-photon avalanche diode arrays”, Sensors & Actuators : A.Physical, vol. 140, n° 1, pp. 103- 112, 2007
- [40] Rech, I., Marangoni, S., Resnati, D., Ghioni, M. et Cova, S., “Multipixel single photon avalanche diode array for parallel photon counting applications”, Journal of Modern Optics, vol. 56, n° 2-3, pp. 326-333, 2009.
- [41] F. Capasso. « Physics of avalanche photodiodes ». In : Semiconductors and semimetals. T. 22. Elsevier, 1985, p. 1–172 (cf. p. 32, 33, 39, 41–43, 173).
- [42] L. V. Keldysh. « Kinetic theory of impact ionization in semiconductors ». In : Sov. Phys. JETP 37.10 (1960), p. 509–518 (cf. p. 32, 34).
- [43] C.L. Anderson et C.R. Crowell. « Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors ». In : Phys. Rev. 5.6 (1972), p. 2267 (cf. p. 32, 33, 38, 39).
- [44] R. A. Ballinger, K. G. Major et J. R. Mallinson. « Impact ionization thresholds in semiconductors ». In : Journal of Physics C : Solid State Physics 6.16 (1973), p. 2573 (cf. p. 33).
- [45] M. Levinshstein, J. Kostamovaara et S. Vainshtein. Breakdown phenomena in semiconductors. Sous la dir. de World Scientific. World Scientific Publishing Company, 2005 (cf. p. 15, 33, 34, 37, 39, 40, 169, 171, 172).
- [46] S. Ahmad et W.S. Khokley. « Transition probability of impact ionization in silicon ». In : J. Phys. Chem. Solids 28.12 (1967), p. 2499–2507 (cf. p. 33).
- [47] Selberherr, S. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices. Wien, New York: SpringerVerlag, 1984
- [48] Chynoweth A.G., “Ionisation Rates for Electrons and Holes in Silicon”, Phys. Rev. 109 (1958): 1537-1540
- [49] Van Overstraeten, R., and H. Deman, “Measurement of the Ionization Rates in Diffused Silicon p-n Junctions”, Solid-State Electronics 13 (1970): 583-608.

- [50] Mars, P. "Temperature Dependence of Avalanche Breakdown Voltage in p-n Junctions", *International Journal of Electronics* Vol. 32, No. 1 (1963): 23-27.
- [51] Valdinoci, M., D. Ventura, M.C. Vecchi, M. Rudan, G. Baccarani, F. Illien, A. Stricker, and L. Zullino, "The Impact-ionization in Silicon at Large Operating Temperature". *SISPAD '99*, Kyoto, Japan, Sept. 6-8, 1999.
- [52] Baraff G.A., "Distribution Functions and Ionisation Rates for Hot Electrons in Semiconductors", *Appl. Phys. Rev.* 128 (1962): 2507-2517.
- [53] Grant, W.N., "Electron and Hole Ionization Rates in Epitaxial Silicon at High Electric Fields", *Solid-State Electronics* 16 (1973): 1189-1203.
- [54] Miller et. al., "Device modeling of ferroelectric capacitors", *J. Appl. Phys.* 68, 12, 15 Dec. 1990.
- [55] Muth, J., et. al., "Absorption Coefficient, Energy Gap, Exciton Binding Energy, and Recombination Lifetime of GaN Obtained from Transmission Measurements", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 71 (1997): 2572-2574.
- [56] Alexis ROCHAS, "Single photon avalanche diodes in CMOS technology", Université de Lausanne, 2003
- [57] X. Hu et al., "Modeling dark count rate in avalanche photodiodes for single-photon detection", 2008
- [58] SILVACO International, *ATLAS User's Manual Device Simulation Software*, Santa Clara, CA 95054, 2010.
- [59] P.Beinstman et al, "Comparision of Optical VCSEL Models on the Simulation at Oxide Confined Devices." *IEEE J. of Quantum Electron.* 37, 1618-1631, (2001).
- [60] Harper, J.G., H.E. Matthews, and R. H. Bube, "Photo thermoelectric Effects in Semiconductors: n- and p-type Silicon", *J. Appl. Phys.*, Vol 41 (Feb 1970): 765 -770
- [61] Harvey, J.E., "Fourier treatment of near-field scalar diffraction theory". *Am. J. Phys.* Vol. 47, No. 11: 974, 1979
- [62] Bourouba, F., *Modelisation et simulation des contacts metal-semiconducteur a barrière inhomogene*, 2018.
- [63] YACINE, M., *Modélisation des cellules solaires en InGaN en utilisant Atlas Silvaco*, Université de Biskra-Mohamed Khider, 2013.
- [64] Denis, A., *Elaboration, cristallogénèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne IIIA et en particulier de GaN*, Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2003.

- [65] Zegudar, K., Simulation des caractéristiques courant-tension à base d'une diode Schottky en Phosphure d'indium InP, Université Mohamed Khider Biskra, 2014.
- [66] Garcia Jr, B., Indium gallium nitride multijunction solar cell simulation using silvaco atlas, NAVAL POSTGRADUATE SCHOOL MONTEREY CA, 2007.
- [67] Boumaraf, R., Simulation de l'effet de la température et les défauts sur les caractéristiques électriques des diodes à base de GaAs, Université Mohamed Khider Biskra, 2015.
- [68] Chala, S. Design and investigate of II-VI thin film solar cells Conception et investigation des cellules solaires en couches minces II-VI, Université de Mohamed Khider de Biskra, 2017.
- [69] Silvaco, I, ATLAS user's manual device simulation software. Santa Clara, CA, 2010.