



HAL
open science

Développement de photodiodes à avalanche en Ge sur Si pour la détection faible signal et grande vitesse

Léopold Viot

► **To cite this version:**

Léopold Viot. Développement de photodiodes à avalanche en Ge sur Si pour la détection faible signal et grande vitesse. Optique / photonique. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112414 . tel-01136096

HAL Id: tel-01136096

<https://theses.hal.science/tel-01136096>

Submitted on 26 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : Sciences et Technologies de l'Information, des
Télécommunications et Systèmes

Institut d'électronique fondamentale

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenance le 19 Décembre 2014

par

Léopold VIROT

Développement de photodiodes à avalanche en Ge
sur Si pour la détection faible signal et grande
vitesse

Directeur de thèse : Laurent VIVIEN IEF

Composition du jury :

Jean-Pierre VILCOT	IEMN	<i>Rapporteur</i>
Guy VITRANT	IMEP-LAHC	<i>Rapporteur</i>
Sophie BOUCHOULE	LPN	<i>Examineur</i>
Christophe PEUCHERET	FOTON	<i>Président du jury</i>
Mohand ACHOUCHE	Alcatel Lucent Bell Labs	<i>Examineur</i>
Jean-Marc FEDELI	CEA-Leti	<i>Encadrant</i>
Frédéric BEUF	STMicroelectronics	<i>Encadrant</i>

SOMMAIRE

SOMMAIRE	iv
INTRODUCTION GENERALE.....	1
PARTIE I : INTRODUCTION A LA PHOTODETECTION EN PHOTONIQUE SUR SI .	4
I. La photodétection en photonique sur Si	5
I.A. La photodétection dans les semi-conducteurs	5
I.B. Le Germanium comme matériau pour la photodétection.....	7
I.B.1. Propriétés	8
I.B.2. Croissance du Germanium sur Silicium.....	9
I.C. Intégration des photodétecteurs	12
I.C.1. Couplage évanescent (Figure I-6 (a)).....	12
I.C.2. Couplage direct ou « Butt coupling » (Figure I-6 (b))	12
I.D. Figures de mérites des photodétecteurs	13
I.D.1. La responsivité.....	13
I.D.2. La bande passante	14
I.D.3. Le courant d'obscurité	14
II. Etat de l'art des photodétecteurs en Germanium sur Silicium	16
II.A. Photodiodes « classiques ».....	16
II.A.1. Photodiodes MSM.....	16
II.A.2. Photodiodes p-i-n	17
II.B. Photodiodes à avalanche.....	21
III. Cadre de la thèse et objectifs.....	27
PARTIE II : LES PHOTODIODES P-I-N.....	29
I. Simulations TCAD (Technology Computer Assisted Design)	31
I.A. Dopage du Germanium	31
I.A.1. Implantation ionique	32
I.A.2. Recuit d'activation	34
I.A.3. Résultats	34
I.B. Simulations électriques et opto-électriques[68].....	39
I.B.1. Modèles utilisés pour les simulations des photodiodes p-i-n	41
I.B.2. Résultats	43
II. Modélisation analytique	49
II.A. Description et implémentation du modèle	49

II.A.1. Analyse électrostatique	50
II.A.2. Mobilité et vitesse de dérive des porteurs.....	51
II.A.3. Courant d'obscurité	52
II.A.4. Réponse en fréquence	54
II.B. Exploitation du modèle analytique.....	56
II.B.1. Etude du champ électrique.....	56
II.B.2. Etude de la réponse en fréquence	58
III. Conception et fabrication.....	60
III.A. Epitaxie sélective localisée du Germanium sur Silicium [14], [78], [79].....	60
III.B. Homojonction Germanium	63
III.B.1. Conception et fabrication sur substrat 200mm	64
III.B.2. Conception et fabrication sur substrat 300mm	65
III.C. Double hétérojonction Silicium-Germanium-Silicium.....	67
III.C.1. Evaluation des performances.....	67
III.C.2. Intégration et process flow.....	69
IV. Caractérisation	72
IV.A. Protocole de caractérisation.....	72
IV.A.1. Caractérisation électrique.....	72
IV.A.2. Caractérisation optique et responsivité	73
IV.A.3. Caractérisation opto-électrique RF	77
IV.B. Homojonction Germanium.....	78
IV.B.1. Résultats sur substrat 200mm.....	78
IV.B.2. Résultats sur substrats 300mm	94
IV.C. Double hétérojonction Silicium-Germanium-Silicium	96
IV.C.1. Courant d'obscurité	97
IV.C.2. Responsivité.....	97
IV.C.3. Bande passante opto-électrique	98
IV.C.4. Conclusion et discussion.....	99
IV.D. Conclusion.....	99
V. Discussion.....	101
V.A. Le bruit dans les photodiodes	101
V.A.1. Le bruit thermique ou de Johnson	101
V.A.2. Le bruit de grenaille	101
V.B. Etude de sensibilité	102

V.C. Limites des photodiodes p-i-n « classiques »	105
PARTIE III : PHOTODIODES A AVALANCHE	107
I Physique des photodiodes à avalanche	108
I.A. Ionisation par impact	108
I.A.1. Energie de seuil d'ionisation.....	108
I.A.2. Coefficients d'ionisation et probabilité d'ionisation	110
I.B. Gain	114
I.C. Bruit.....	116
I.C.1. Facteur d'excès de bruit.....	116
I.C.2. Influence du « dead space » [99].....	117
I.D. Bande passante	118
I.E. Sensibilité et point de fonctionnement optimal.....	118
I.F. Modèle analytique incluant la multiplication.....	120
I.F.1. Gain	120
I.F.2. Courant.....	121
I.F.3. Réponse en fréquence.....	122
II. Etude de la structure SACM.....	123
II.A. Principe de la structure SACM.....	123
II.A.1. De la structure SAM à la structure SACM	123
II.A.2. Optimisation d'une structure SACM	125
II.B. Structure SACM éclairée par la surface.....	126
II.B.1. Conception et fabrication	126
II.B.2. Caractérisation	136
II.C. Structure SACM intégrée avec un guide d'onde	146
II.C.1. SACM verticale.....	146
II.C.2. SACM latérale	149
II.D. Conclusion et discussion.....	154
III. Photodiodes p-i-n en avalanche.....	156
III.A. Introduction	156
III.B. Caractéristiques statiques.....	157
III.B.1. Courant d'obscurité.....	157
III.B.2. Gain	160
III.C. Comportement en fréquence	163
III.D. Fonctionnement en récepteur à 10Gbits/s	164

III.E. Conclusion.....	168
IV. Conclusion du chapitre	170
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	171
BIBLIOGRAPHIE.....	177
ANNEXES.....	186
I. Annexe A : Compléments sur le dopage N du Ge	186
I.A. Diffusion des dopants dans le Germanium.....	186
I.B. Etude du dopage de type n dans le Germanium par implantation ionique:	186
I.C. Amorphisation du Germanium :	187
I.D. Les mécanismes de diffusion.....	188
I.D.1. Première loi de Fick :	189
I.D.2. Deuxième loi de Fick :	189
I.E. Modèle pour la diffusion des dopants de type n (Phosphore) :	189
I.F. Simulation sous Athena :	190
II. Annexe B : Layout et fabrication en 200mm	192
II.A. Conception des masques	192
II.B. Procédé de fabrication.....	193
III. Annexe C : Compléments sur le diagramme de l'œil et l'extraction du bruit des photodiodes p-i-n en avalanche	196
IV. Liste des publications	199
IV.A. Articles dans des revues avec comité de lecture	199
IV.B. Communications avec actes.....	199

INTRODUCTION GENERALE

Depuis déjà plus de 30 ans, les fibres optiques sont utilisées pour les transmissions de données longue distance (« long haul ») et pour délivrer une connexion internet chez l'utilisateur final grâce notamment à l'utilisation de fibres présentant de faibles pertes aux longueurs d'onde comprises entre 1.3 et 1.6µm, et de composants à base de matériaux III-V et de verre. Les données reçues par l'utilisateur final sont traitées par des composants électroniques où l'information transite par des pistes électriques (ordinateur, téléphone mobile, tablette...). Cependant, face à l'augmentation continue des besoins en termes de transit de données de l'internet 2.0 et de l'internet mobile, les interconnexions électriques qui étaient alors utilisées ont montré leurs limites pour des débits supérieurs à 10Gbits/s : forte dissipation thermique, délais RC importants sur de longues distances (>10m) et donc consommation électrique importante, sensibles aux perturbations électromagnétiques et interférences. L'idée a donc été d'introduire l'utilisation d'interconnexions optiques dont l'avantage principal réside dans la possibilité de multiplexer les longueurs d'onde : plusieurs signaux distincts peuvent être transmis en simultanée dans une seule fibre sans interférence. Cette transition entre optique et électrique a été rendue possible grâce aux développements de la photonique Silicium qui permet d'intégrer des composants optiques à faible coût avec une forte densité d'intégration, en utilisant des substrats de type SOI (Silicon On Insulator) ainsi que les procédés de fabrication dédiés auparavant aux composants électroniques dits CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor). Cette technologie a conduit à l'introduction de câbles optiques actifs afin de remplacer les câbles électriques dans les « data center », impliquant une réduction de l'encombrement et de la consommation électrique tout en assurant des débits plus élevés. Comme montré sur les prédictions de la Figure I-1, une pénétration toujours plus importante de la photonique silicium est à prévoir pour les années à venir. Ainsi non seulement des applications de type « datacom » comme les câbles actifs optiques mais aussi de type communication inter-puces voir même intra-puces pourraient être le futur de cette technologie.

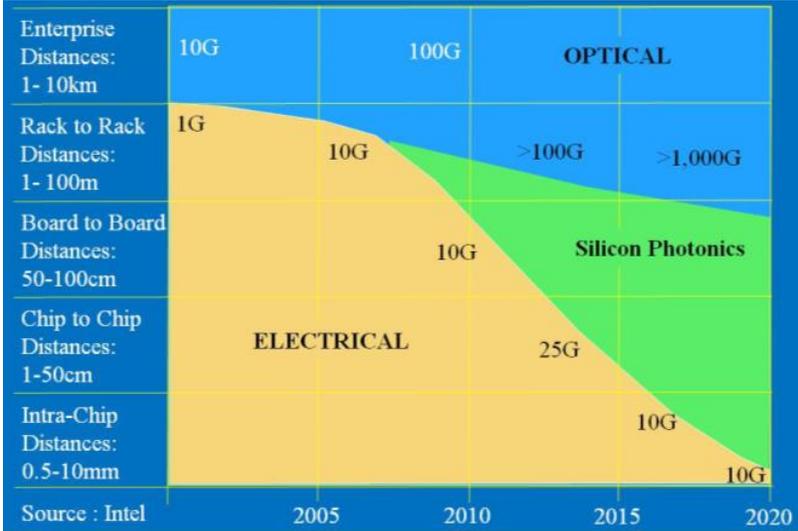


Figure I-1 Pénétration des interconnexions optiques et de la photonique Si[1].

Afin de réaliser des interconnexions optiques en utilisant la photonique silicium, il est nécessaire de développer un ensemble de composants optiques passifs et actifs qui assureront le lien entre les composants utilisant un signal électrique. Ce « lien optique » est composé généralement d'un laser qui émet l'onde optique qui sert de support au transport de l'information, d'un modulateur qui permet de convertir le signal électrique à transporter en signal optique, de guides d'onde qui sont l'analogie à la piste électrique pour des interconnexions électriques, et d'un photodétecteur qui convertit le signal optique en signal électrique utilisable par les circuits électroniques. Tous ces composants doivent être intégrés ensemble sur une même puce afin de réduire l'encombrement et les coûts de fabrication.

Au cours de cette thèse je me suis intéressé à la partie photodétection du lien optique et plus particulièrement à l'étude des photodiodes p-i-n et à avalanche qui permettent la détection de très faibles signaux optiques, en prenant en compte les contraintes d'intégration avec les autres composants. En effet, une des préoccupations majeure de notre époque est la réduction la consommation énergétique et la photonique silicium n'y échappe pas. Ainsi si l'on souhaite réduire la consommation électrique des interconnexions optiques, il est nécessaire de réduire d'une part la consommation électrique des lasers, et donc la puissance optique émise, et d'autre part la consommation électrique et les pertes optiques liées à la modulation et au transport de l'onde électromagnétique. Ceci a une incidence sur les photodétecteurs qui doivent pouvoir détecter des signaux optiques très faible tout en maintenant une faible consommation électrique. Comme nous le verrons, afin d'atteindre ces objectifs il conviendra tout d'abord d'employer des photodiodes dites « classiques » (sans gain) au maximum de leurs performances, pour ensuite converger vers des photodétecteurs à avalanche qui permettent d'augmenter encore la sensibilité des récepteurs.

C'est autour de ces axes que cette thèse a été menée et sera présentée. Une première partie, consacrée aux bases de la photodétection pour la photonique silicium sera d'abord présentée. Le choix du matériau ainsi que son intégration seront détaillés. Les figures de mérite des photodétecteurs seront spécifiées et un état de l'art du domaine sera présenté. Cette partie sera conclue par une présentation du cadre de la thèse ainsi que des objectifs. La seconde partie de la thèse, dédiée à l'étude des photodiodes p-i-n en Ge sur Si, s'articule en cinq chapitres. Tout d'abord les simulations de fabrication et de fonctionnement des dispositifs seront abordées ainsi que les différents modèles utilisés et leur calibration. Ensuite, afin de faciliter l'étude des photodiodes p-i-n, un modèle analytique est présenté et discuté. La conception des photodiodes p-i-n ainsi que leur fabrication sur substrats SOI 200mm et 300mm seront présentées, suivie d'un chapitre sur les résultats de caractérisations du comportement statique et dynamique des photodiodes. Cette partie est conclue par une discussion des performances des détecteurs à base de photodiodes p-i-n notamment du point de vue du bruit et de la sensibilité. La troisième partie de cette thèse est consacrée à l'étude des photodiodes à avalanche en Ge sur Si et se découpe en quatre chapitres. Le premier chapitre décrit la physique mis en jeu dans les dispositifs à avalanche ainsi que les principales figures de mérite des photodiodes à avalanche. L'étude des photodiodes à avalanche dites SACM (Separate Absorption Charge Multiplication) est abordée dans le deuxième chapitre avec une présentation détaillée de l'optimisation d'une

telle structure, suivie des procédés de fabrication mis en œuvre et des résultats de caractérisations des dispositifs fabriqués. Le troisième chapitre présente l'utilisation des photodiodes p-i-n en avalanche à faible tension grâce à une zone de multiplication de largeur réduite présentant des caractéristiques de gain et de bruit avantageuses pour la détection de signaux faible puissance à 10Gbits/s.

PARTIE I : INTRODUCTION A LA PHOTODETECTION EN PHOTONIQUE SUR SI

Dans cette partie, une vue générale de la photodétection ainsi que de son application à la photonique sur Silicium seront abordées. Dans un premier temps, les principes de base de la photodétection seront traités afin de mieux comprendre les paramètres importants et leurs enjeux en fonction des applications notamment concernant les circuits photoniques intégrés. Le choix du matériau sera également traité dans ce chapitre. Le deuxième chapitre sera consacré à un état de l'art des différents types de photodétecteurs pour la photonique silicium. Dans le dernier chapitre, le cadre de la thèse ainsi que les objectifs seront exposés.

I. LA PHOTODETECTION EN PHOTONIQUE SUR SI

I.A. La photodétection dans les semi-conducteurs

La photodétection consiste en la conversion d'un signal optique (photons) en un signal électrique (paires électron-trous). Nous nous limiterons ici à la photodétection dans les matériaux semi-conducteurs, mais ce phénomène peut aussi se produire dans un métal, on parle alors d'émission photo-électrique.

Dans un semi-conducteur, la bande de valence (BV) et la bande de conduction (BC) sont séparées par un « gap » d'énergie aussi appelé bande interdite. Si un matériau semi-conducteur est éclairé par un rayonnement d'énergie suffisante, alors les photons sont absorbés et cèdent leur énergie à des électrons de la bande de valence, qui sont alors excités dans la bande de conduction, où ils se comportent comme des porteurs libres. Dans le cas idéal, un photon donne lieu à la création d'une paire électron-trou : un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence. Il faut cependant distinguer les semi-conducteurs à « gap direct » et « gap indirect ». La structure de bande pour ces deux types est représentée sur la Figure I-1. Dans le cas d'un semi-conducteur à gap direct, l'énergie nécessaire à un photon incident ($h\nu$) pour exciter un électron de la bande de conduction est au moins égale à l'énergie du gap E_g :

$$h\nu \geq E_g \quad (\text{I-1})$$

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect, deux cas sont possibles :

- L'énergie du photon incident est supérieure ou égale à l'énergie du gap direct : c'est l'absorption directe.
- L'énergie du photon incident est supérieure, inférieure ou égale à l'énergie du gap indirect, l'émission (« stokes ») ou l'absorption (« anti-stokes ») d'un phonon permet la conservation de la quantité de mouvement.

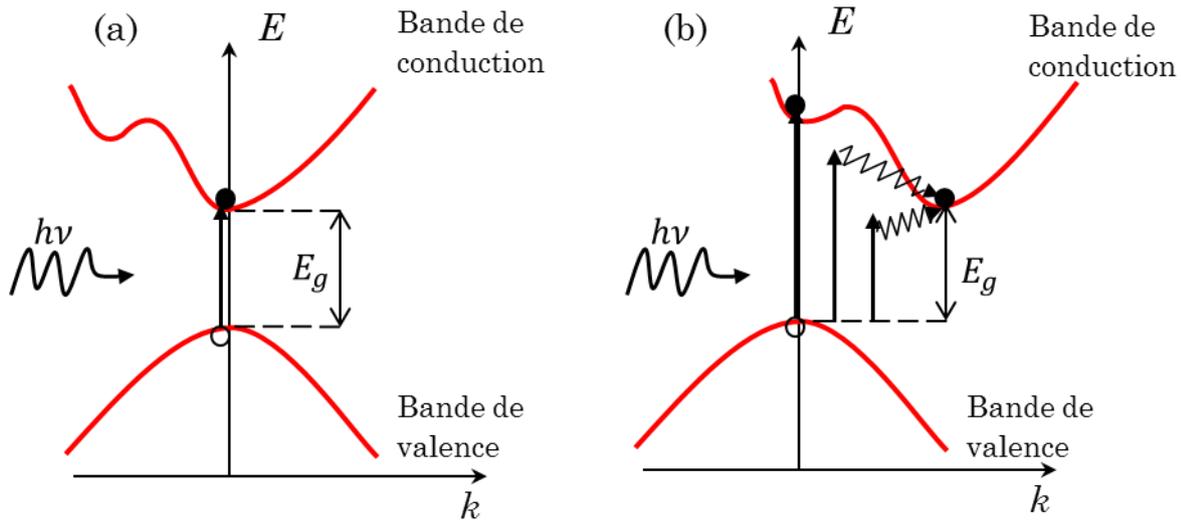


Figure I-1 Représentation schématique de la structure de bande et de l'absorption d'un photon dans un semi-conducteur à gap direct (a) et à gap indirect (b).

Le composant à semi-conducteurs de base utilisé pour la photodétection est la diode à jonction PN : un semi-conducteur de type P est accolé à un semi-conducteur de type N. Sous l'effet des forces électrostatiques, les charges positives et négatives se repoussent créant ainsi une zone de charge d'espace (ZCE) dépourvue de porteurs. Un champ électrique interne se met en place dans la ZCE. En disposant des électrodes sur les zones dopées, et sous éclaircissement, les porteurs photogénérés peuvent être collectés sous forme d'un courant traversant la jonction. Plus les zones N et P sont dopées plus la ZCE est fine. Par ailleurs si on polarise en inverse la jonction ($V_P - V_N < 0$) la ZCE s'élargira d'autant plus que la tension sera grande. Si les porteurs sont générés dans la ZCE, alors ils sont séparés sous l'effet du champ électrique et ne donne pas lieu à une recombinaison. En revanche si les photons sont absorbés dans les zones dopées à une distance de la jonction supérieure à la longueur de diffusion, ils seront recombinés et ne participeront pas au photocourant. Afin d'assurer la génération de porteurs dans la ZCE, on peut augmenter celle-ci artificiellement en intercalant une zone de matériau semi-conducteur intrinsèque (non-dopé). La structure ainsi créée est la diode PIN. Celle-ci permet d'avoir des dopages élevés dans les zones P et N (et ainsi diminuer la résistance d'accès) sans que ceux-ci diminuent la ZCE. Si la zone intrinsèque reste relativement large ($> 1\mu\text{m}$) alors la ZCE est environ égale à l'épaisseur de celle-ci.

Pour les applications visées dans le cadre de ce travail de thèse : les communications optiques sur puce, le domaine spectral s'étend de 400 à 1700nm. C'est cette plage de longueur d'onde qui va dicter le choix des matériaux à utiliser. En se concentrant sur les bandes télécoms 1300-1600nm, le choix de matériaux est restreint. A ces longueurs d'onde, le Silicium est transparent et permet le transport de la lumière : la photonique intégrée utilise cette propriété pour transporter la lumière dans des guides d'ondes en silicium.

En outre afin de faciliter l'intégration des différents composants photoniques (guide d'onde, modulateur, multiplexeur, démultiplexeur...) sur une même plateforme, qui plus est compatible avec les technologies CMOS, le choix du matériau pour la photodétection est très restreint. Actuellement les matériaux III-V (GaAs, InP ...) sont utilisés pour

fabriquer des photodétecteurs efficaces et rapides mais non-intégrés avec le reste des fonctions optiques. Cependant leur intégration dans un procédé compatible CMOS est difficile :

- Procédés complexes et coûteux (flip-chip, wafer bonding...)
- Matériaux chers
- Contamination potentielle (les III-V sont des dopants usuels pour les matériaux du groupe IV)

I.B. Le Germanium comme matériau pour la photodétection

Un photodétecteur doit être capable d'absorber efficacement le rayonnement incident. L'absorption dans les matériaux semi-conducteurs pour des intensités optiques incidentes relativement faibles (pas d'effet non-linéaire) suit une loi de type Beer-Lambert décrite par l'équation suivante :

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (\text{I-2})$$

Où I_0 est l'intensité lumineuse de l'onde incidente, $I(x)$ est l'intensité à une distance x de la surface du semi-conducteur, et α est le coefficient d'absorption du semi-conducteur à une longueur d'onde donnée. D'après l'équation (I-2), on peut définir la longueur d'absorption optimale d'un photodétecteur en fonction de son coefficient d'absorption et de l'efficacité d'absorption. Un des critères de choix du matériau sera donc un coefficient d'absorption élevé dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. Sur la Figure I-2, dans la gamme de longueur d'onde envisagée, seuls trois matériaux présentent un coefficient d'absorption élevé dont le Germanium, les autres étant des composés III-V.

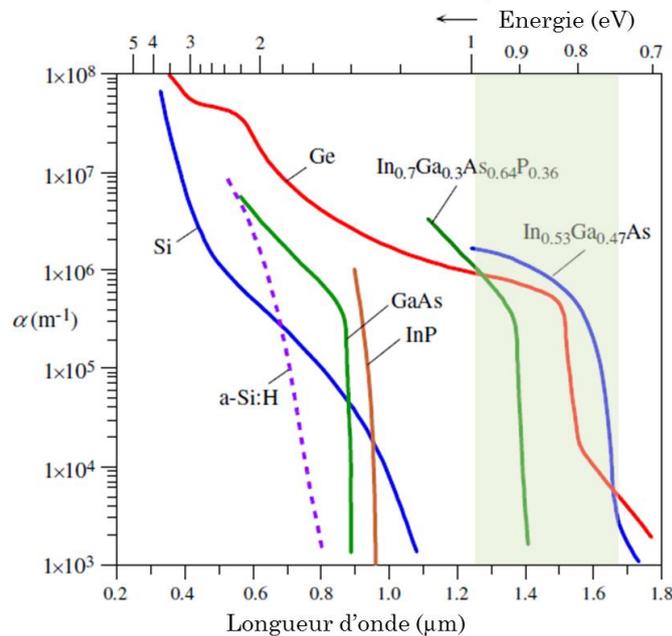


Figure I-2 Coefficient d'absorption de différents semi-conducteurs en fonction de la longueur d'onde.

Le Germanium après avoir été à la base du premier transistor en 1947, fut utilisé aussi pour ses propriétés de photodétection dès les années 50 [2] sous forme de phototransistor. Les premières photodiodes à avalanche en Germanium ont été développées au milieu des années 60 [3], puis lors des débuts des communications [4]–[6] par fibres optiques où celles-

ci étaient en compétition avec les photodiodes à base de semiconducteurs III-V, qui furent adoptés au dépend du Germanium, notamment grâce à leurs meilleures performances. Cependant depuis le début des années 2000, les développements technologiques, spécialement dans le domaine de l'épitaxie, ont permis un regain d'intérêt pour le Germanium, qui est devenu le matériau clé pour la photodétection intégrée sur Silicium. Une des forces de la photonique silicium est de pouvoir utiliser les mêmes outils et procédés de fabrication que la microélectronique classique, mais aussi le même matériau de base. Ainsi le développement des composants se fait à partir de substrat silicium de 200mm voire même 300mm de diamètre, et une intégration monolithique des dispositifs est préférable pour réduire les coûts et la complexité de fabrication. De ce point de vue il n'est pas envisageable d'utiliser des matériaux de type III-V alors qu'il est possible de réaliser une hétéro-épitaxie de Ge sur Si malgré la différence de paramètre de maille entre le Si et le Ge.

I.B.1. Propriétés

Le Germanium est un élément du groupe IV du tableau périodique, tout comme le Silicium. Dans sa phase cristalline, sa structure est de type cubique face centrée. C'est un semi-conducteur à gap indirect, dont la structure de bande, calculée par Chelikowsky [7], [8] est représentée sur la Figure I-3. A 300K, l'énergie du gap indirect vaut $E_g = 0.664 \text{ eV}$, et celle du gap direct vaut 0.8 eV . Cette structure de bande dicte directement les propriétés d'absorption du Germanium. Il absorbe ainsi efficacement la lumière jusqu'aux longueurs d'onde de $1.5 \mu\text{m}$ (0.8 eV), ce qui correspond à l'absorption directe. Au-delà de cette longueur d'onde, l'absorption des photons nécessite la mise en jeu de un ou plusieurs phonons, réduisant ainsi l'efficacité d'absorption.

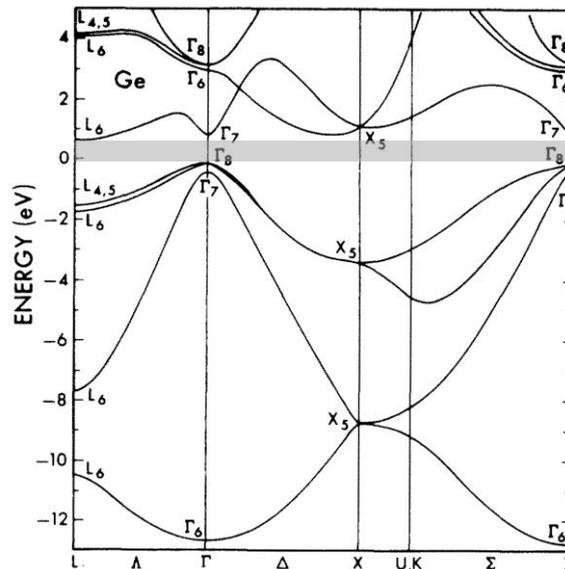


Figure I-3 Structure de bande du Germanium.

En plus de ses propriétés optiques remarquables pour la photodétection dans les bandes de longueur d'onde télécom, le Germanium dispose de propriétés électriques qui en font un très bon semi-conducteur. En effet, la mobilité des porteurs dans le Germanium est supérieure à celle du Silicium, ce qui signifie que l'extraction des porteurs photogénérés sera très efficace sous l'effet d'un champ électrique.

Du fait de son appartenance au même groupe que le Silicium, les propriétés du Germanium sont assez similaires, et d'un point de vue de la fabrication des composants à base de Germanium, les procédés seront aussi comparables à ceux utilisés pour le Silicium, rendant la fabrication de tels composants d'autant plus « facile ». Par exemple, les dopants utilisés pour le Silicium (Bore, Phosphore, Arsenic...) seront les mêmes pour le Germanium. Les propriétés essentielles du Germanium, ainsi que celles du Silicium à titre de comparaison, sont énumérées dans le Tableau I-1.

	Ge	Si
Energie du gap indirect	0.664 eV	1.12 eV
Energie du gap direct	0.8 eV	3.4 eV
Structure cristalline	Cubique face centrée	Cubique face centrée
Paramètre de maille	5.658 Å	5.431 Å
Permittivité	16.2	11.7
Indice de réfraction $\lambda=1550\text{nm}$	4.3 + 0.0049i	3.47

Tableau I-1 Principaux paramètres matériaux du Ge et Si.

I.B.2. Croissance du Germanium sur Silicium

Dans les circuits photoniques Silicium, la lumière se propage dans des guides d'onde en Silicium. Il est donc naturel de vouloir intégrer le Germanium directement sur le Silicium. Pour ce faire, de nombreuses techniques permettant d'épitaxier du germanium directement sur silicium ont été développées et ce malgré la différence de paramètre de maille de 4.18%. L'épitaxie permet de conserver la structure cristalline des matériaux. Le matériau épitaxié verra sa maille adaptée au substrat sur lequel la croissance a lieu, si l'épaisseur de la couche reste fine – couche pseudomorphique. Il en résulte que la couche de Germanium sera en contrainte compressive. Cependant si la couche atteint une certaine épaisseur critique, de l'ordre de la dizaine de nm, des dislocations vont se créer pour relaxer l'énergie accumulée par la contrainte. Ces défauts peuvent dégrader les propriétés du Germanium, et notamment servir comme centre de recombinaison/génération de porteurs. On distingue deux types de défauts dans les couches de Ge hétéro-épitaxiées :

- Les dislocations coins : cela correspond à la disparition d'un plan atomique de la structure cristalline afin d'adapter la différence de paramètre de maille. De ce fait elles permettent de relaxer les contraintes.
- Les dislocations émergentes : elles sont initiées par la présence d'un défaut et se propagent jusqu'à la surface de la couche.

La croissance du Germanium sur Silicium se fait selon un mode de croissance appelé Stranski-Krastanov (SK), qui est une combinaison de croissance 2D (planaire) et de croissance 3D par îlots, illustré sur la Figure I-4. Cependant il est possible d'éviter la formation d'îlots et de garder une croissance planaire en utilisant des conditions de croissance appropriées, notamment une température de croissance modérée.

Plusieurs techniques d'épitaxie de Germanium sur Silicium seront présentées ici, et la technique retenue pour la fabrication des photodiodes sur substrats 200mm et 300mm sera détaillée dans la Partie II.

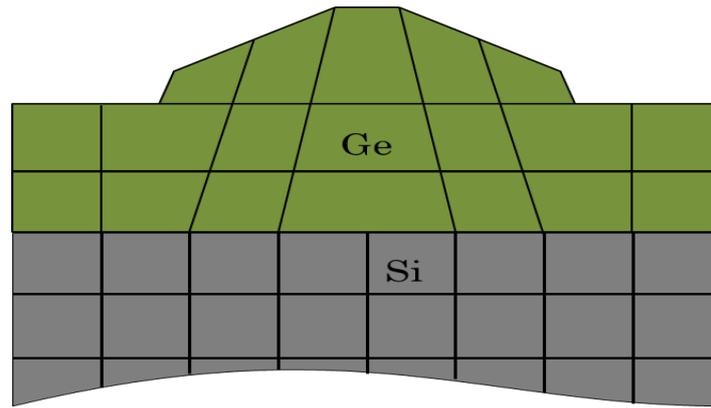


Figure I-4 Croissance de Ge sur Si selon le mode Stranski-Krastanov.

a) Croissance de Ge avec une couche tampon (« buffer ») de SiGe

Afin de relaxer les contraintes entre le Ge et le Si, une approche naturelle est de faire croître du SiGe en augmentant progressivement la concentration en Ge de 0% à 100%. Avec cette technique, des couches de Ge pur ont été obtenues avec de faibles taux de dislocations. En associant des étapes de polissage mécano-chimique (CMP), il est par ailleurs possible de réduire à la fois le nombre de dislocations et la rugosité de la couche [9].

En 2004, Huang et al. [10] ont démontré la fabrication d'un photodétecteur en Ge, en utilisant deux couches buffer de SiGe ($0.6\mu\text{m Si}_{0.45}\text{Ge}_{0.55}$ et $0.4\mu\text{m Si}_{0.35}\text{Ge}_{0.65}$) épitaxiées par UHV-CVD (Ultra High Vacuum Chemical Vapor Deposition). Un recuit in-situ de 15min à 750°C permet la réduction du taux de dislocation avant la croissance de $2.5\mu\text{m}$ de Ge pur à 400°C .

En 2008, Ang et al. [11] ont proposé une nouvelle approche utilisant une croissance par UHV-CVD, basée sur la croissance d'une fine couche (20nm) de SiGe avec une concentration graduelle de Ge (10% à 50%) suivie d'une couche de Ge pur de 30nm déposée à 370°C . Cette couche sert ensuite de base pour l'épitaxie d'un film de Ge plus épais, avec des épaisseurs de 200nm à $2\mu\text{m}$.

Ce mode de croissance conduit à des couches de Ge relaxée, notamment par les dislocations coins présentes dans la couche tampon et à l'interface Si/SiGe.

b) Croissance de Ge Basse Température/ Haute Température

En 1998, Colace et al. [12] démontrèrent la fabrication de photodiodes en Ge en utilisant un procédé de croissance en deux temps. Une première couche fine ($\sim 25\text{-}100\text{nm}$) de Ge est déposée à une température modérée ($\sim 300^\circ\text{C} - 400^\circ\text{C}$) sous flux d'hydrogène, afin de prévenir une croissance de type SK. De plus cette couche permet d'accommoder la différence de paramètre de maille et donc de relaxer une grande partie des contraintes. Ensuite, une couche épaisse de Ge est épitaxiée à plus haute température ($\sim 550^\circ\text{C} - 700^\circ\text{C}$). Une telle croissance peut être réalisée par différentes méthodes, notamment les procédés UHV-CVD, RP-CVD (Reduced Pressure Chemical Vapor Deposition) ou MBE (Molecular Beam Epitaxy). Cependant ces couches contiennent souvent un taux de dislocations élevé et nécessitent un recuit à haute température pour le réduire. Ces recuits sont effectués sous H_2 , soit de manière continue ou cyclique [13]–[15] et permettent de réduire efficacement le taux de dislocation.

c) Epitaxie en phase liquide

Une autre approche, originellement proposée par Liu et al. en 2004 [16] consiste à déposer une couche de protection sur le silicium, typiquement de l'oxyde de silicium ou du nitrure de silicium, et ensuite de graver une petite zone afin d'avoir une fenêtre de silicium. Une couche de Ge polycristallin est ensuite déposée. Un recuit rapide à une température proche de celle de fusion du Ge (937°C) est ensuite appliqué. En refroidissant, l'épitaxie en phase liquide se produit : la fenêtre de Si sert de germe cristallin, et la cristallisation du Ge se propage depuis cette zone. Il apparaît que la majorité des défauts reste concentrée autour cette fenêtre de Silicium, produisant ainsi des couches de Ge relaxées de très bonne qualité cristalline.

d) Les contraintes dans le Ge épitaxié

Les modes de croissance décrits précédemment nécessitent des températures relativement élevées, et durant le refroidissement, le Si et le Ge ne vont pas se comporter de la même manière du fait de la différence entre les coefficients de dilatation de ces matériaux. Le coefficient de dilatation thermique du Germanium étant supérieur à celui du Silicium, il en résulte une contrainte en tension de la couche de Germanium en opposition à la contrainte en compression due à la différence de paramètre de maille. Cependant, il a pu être observé [14], [17], que pour des couches de Germanium suffisamment épaisses, il en résulte une contrainte en tension. La Figure I-5 (a) montre l'évolution de l'énergie du gap direct du Ge, entre la bande de conduction et les trous « lourds » (C-HH) et entre la bande de conduction et les trous « légers » (C-LH) en fonction de la contrainte. Pour une couche de Ge contrainte en tension, l'énergie du gap direct diminue, conduisant ainsi à un décalage du bord de bande et donc une extension de l'absorption aux énergies plus faibles comme montré sur la Figure I-5 (b). Cette propriété constitue un point important pour la photonique Silicium, puisque cela signifie qu'il est possible de détecter des longueurs d'ondes au-delà du gap du Germanium massif, et donc d'étendre la gamme de longueurs d'ondes de fonctionnement des photodétecteurs à base de Germanium sur Silicium.

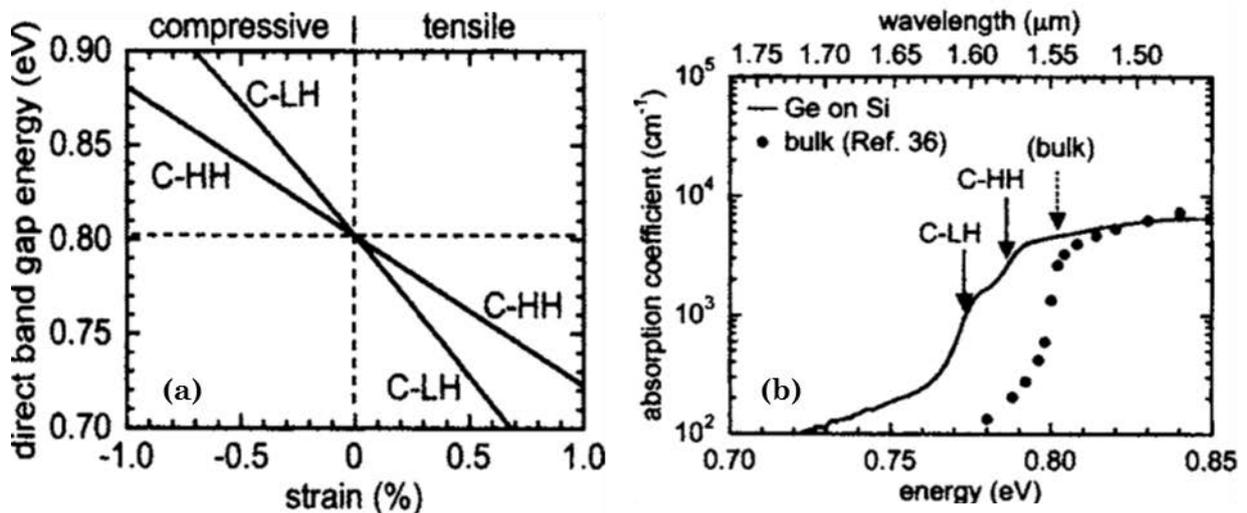


Figure I-5 (a) Evolution de l'énergie du gap direct du Ge en fonction de la contrainte pour les trous lourds (HH) et légers (LH) et (b) coefficient d'absorption du Ge épitaxié sur Si [17].

Afin de réaliser des photodétecteurs en Ge, toutes les techniques sus-mentionnée ont été utilisées produisant des résultats assez similaires. Cependant, dans le cadre de cette

étude, le photodétecteur doit être intégré avec des guides d'onde Si sur des wafers de type SOI (Silicon On Insulator), excluant certaines de ces techniques en fonction du type d'intégration choisi. Par exemple l'utilisation d'une couche tampon épaisse de SiGe impliquerait qu'une partie des porteurs serait déjà absorbée avant d'atteindre la partie active de la photodiode.

I.C. Intégration des photodétecteurs

Dans les circuits photoniques Silicium, les guides d'ondes qui transportent la lumière sont réalisés en Silicium. Afin de détecter les informations transportées, la lumière doit être couplée du guide d'onde Silicium vers le Germanium. Deux types d'intégration sont possibles pour les photodétecteurs : le couplage direct ou le couplage évanescent.

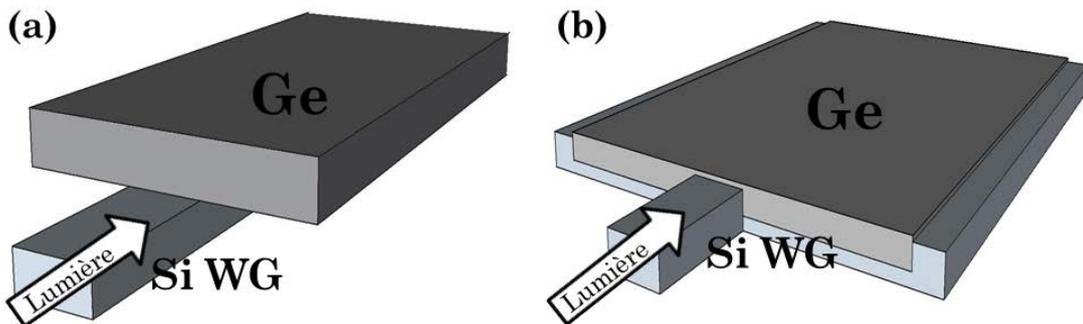


Figure I-6 Intégration du germanium pour les photodétecteurs : (a) Couplage évanescent et (b) Couplage direct.

I.C.1. Couplage évanescent (Figure I-6 (a))

D'un point de vue de l'intégration c'est la manière la plus simple. Le Germanium est directement déposé par-dessus le Silicium. La lumière est couplée de manière évanescente du guide d'onde vers le germanium. L'efficacité de couplage dépend alors de l'épaisseur et de la longueur de la couche de germanium et de la longueur d'onde [18].

I.C.2. Couplage direct ou « Butt coupling » (Figure I-6 (b))

Le couplage entre le guide d'onde et le germanium se fait de manière directe. L'efficacité de couplage dépend du coefficient de réflexion à l'interface Si/Ge. Pour les longueurs d'onde considérées, le coefficient de réflexion à l'interface Si/Ge en assumant que l'onde arrive perpendiculairement à la surface, est de l'ordre de 1%, ce qui assure un couplage très efficace entre le guide d'onde et le Ge.

Dans les deux cas de couplage, la longueur de la photodiode (dans la direction de propagation de l'onde) déterminera l'efficacité d'absorption. Cependant si l'on considère la même couche de germanium (mêmes dimensions), le couplage direct offrira une meilleure efficacité d'absorption comme le montre la Figure I-7. Pour une couche de Ge (350nm d'épaisseur et 10 μ m de large) couplée à un guide d'onde Si (220nm d'épaisseur et 500nm de large), 90% de la lumière (à 1550nm) est absorbée après $\sim 7\mu$ m de propagation pour un couplage direct, alors que pour un couplage évanescent, 11 μ m sont nécessaires. Autrement dit pour une efficacité d'absorption identique, il est nécessaire d'optimiser les dimensions (en particulier épaisseur et longueur) de la couche de germanium dans le cas d'un couplage

évanescents alors que les dimensions de la couche de Ge n'ont que peu d'influence sur l'efficacité du couplage direct.

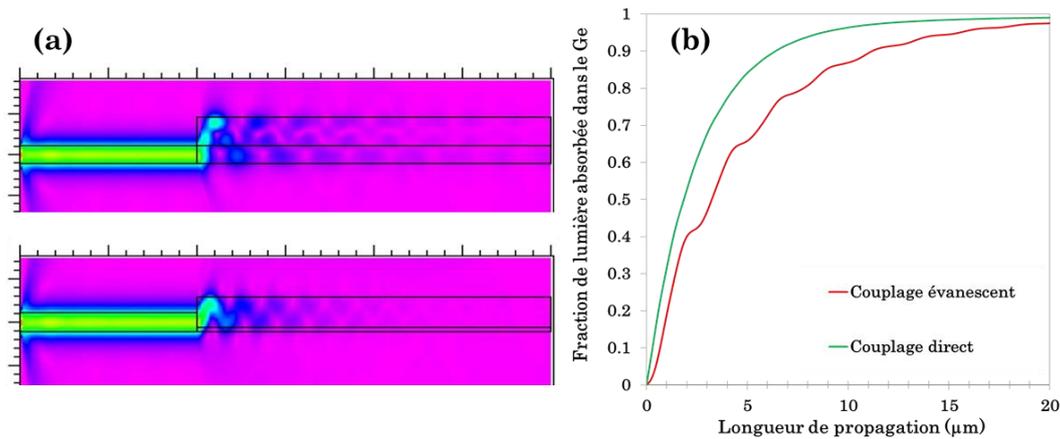


Figure I-7 (a) Couplage du mode optique guidé (à 1550nm) dans un guide d'onde Si (500nm de large et 220nm d'épaisseur) vers une couche de Ge (10µm de large et 350nm d'épaisseur) simulé par BPM (Beam Propagation Method) dans le cas d'un couplage évanescent (haut) et dans le cas d'un couplage direct (bas) et (b) Efficacité d'absorption en fonction de la longueur de propagation.

I.D. Figures de mérites des photodétecteurs

Pour les applications en photonique silicium qui nous intéressent, un photodétecteur doit être capable de détecter un signal optique très rapide (plusieurs gigabits par seconde), de faible puissance tout en ayant une consommation électrique la plus faible possible. Pour cela on peut définir des critères de performance qui sont fonction des paramètres physiques des photodétecteurs.

I.D.1. La responsivité

La responsivité d'un photodétecteur définit son efficacité à convertir un signal optique en signal électrique. Elle est définie comme le ratio du photo-courant à la puissance optique incidente, en A/W. Dans le cas où l'on considère que chaque photon absorbé donnera lieu à la génération d'une paire électron-trou, on peut écrire :

$$\mathcal{R} = \eta \frac{I}{P} \quad (\text{I-3})$$

η est le rendement quantique externe du composant, qui tient compte de l'efficacité de couplage entre le guide d'onde et le photodétecteur. Dans le cas d'un couplage direct, comme vu précédemment, η vaut 0.99.

La responsivité maximum théorique dépend de la longueur d'onde λ du signal optique incident et s'écrit alors :

$$\mathcal{R}_{th} = \frac{q\lambda}{hc} \quad (\text{I-4})$$

Pour une longueur d'onde de 1550nm, $\mathcal{R}_{th} = 1.25 \text{ A/W}$. C'est la valeur maximale qui correspond à une absorption et une collection de porteurs idéale. En pratique la responsivité mesurée sera toujours en dessous de cette valeur, notamment du fait du facteur η , mais aussi du fait que l'absorption suit une loi exponentielle décroissante, qui définit une absorption totale pour une longueur d'absorption infinie. Par ailleurs, si des porteurs sont générés dans des zones quasi-neutres où ils ne peuvent être extraits car le

champ électrique y est quasi nul, ils se recombineront et ne contribueront pas au photocourant.

Il est néanmoins possible d'atteindre des valeurs supérieures au maximum théorique en utilisant des détecteurs fonctionnant en régime de gain comme les photodiodes à avalanche, qui ont été étudiées au cours de cette thèse. Ce mode de fonctionnement sera détaillé dans la partie III du manuscrit. Dans le cas de photodétecteurs à avalanche, la responsivité effective en régime d'avalanche correspond alors à la responsivité nominale (pour un gain unitaire) multipliée par le gain.

I.D.2. La bande passante

Afin de convertir le signal optique en signal électrique, un photodétecteur doit être capable de fonctionner à une fréquence de l'ordre de celle du signal. La réponse fréquentielle d'un photodétecteur est principalement limitée par deux facteurs :

- Le temps de transit des porteurs photo-générés : c'est le temps nécessaire aux porteurs pour être collectés au niveau des électrodes et contribuer au signal. Cette contribution est intrinsèque à la structure du photodétecteur. Pour une photodiode de type p-i-n, qui sera détaillée dans les chapitres suivants, cela correspond au temps nécessaire aux porteurs pour transiter de la région intrinsèque (i) vers les électrodes sous l'effet d'un champ électrique. Le temps de transit, en considérant qu'un porteur à la vitesse de dérive v_{sat} doit traverser la totalité de la zone intrinsèque de largeur w_i , est alors donné par l'équation (I-5) :

$$\tau_{tr} = \frac{w_i}{v_{sat}} \quad \text{(I-5)}$$

- Le délai induit par les résistances et les capacités du photodétecteur. Dans le cas d'une photodiode de type p-i-n, la résistance des zones dopées (p et n) ainsi que la capacité de la jonction et les capacités extrinsèques vont intervenir directement dans le délai qui est communément noté RC. Ce délai est donné par l'équation (I-6), où R est la résistance équivalente et C la capacité équivalente de la photodiode.

$$\tau_{RC} = RC \quad \text{(I-6)}$$

Un troisième facteur peut intervenir, c'est le temps de diffusion des porteurs générés dans les zones de champ électrique nul. Les porteurs doivent alors diffuser vers les électrodes ou les zones où le champ électrique est établi, résultant en un temps de diffusion relativement long comparé au temps de transit. Cependant, le design des photodiodes est généralement réalisé de telle sorte que tous les porteurs photo-générés le soient dans des zones où ils pourront dériver sous l'effet du champ électrique.

Dans le cas de photodétecteurs à avalanche, un facteur supplémentaire intervient de manière plus ou moins significative suivant la structure et la nature de la zone de multiplication. En effet, la bande passante peut être limitée dans ce cas par le gain du photo-détecteur. Ce point sera détaillé dans le paragraphe I.D de la partie III.

I.D.3. Le courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est le courant généré lorsque le photodétecteur ne reçoit pas de signal optique. En pratique, par exemple pour une photodiode p-i-n, cela correspond au courant généré lorsque la photodiode est polarisée en inverse en l'absence de signal optique. Plusieurs phénomènes contribuent au courant d'obscurité et seront présentés en détails dans le paragraphe II.A.3 de la partie II.

Dans les matériaux semi-conducteurs comme le Germanium ou le Silicium, un point important est la qualité cristalline: les défauts présents dans la maille cristalline servent de centres de génération/recombinaison de porteurs, augmentant ainsi le courant d'obscurité. De plus, plus le gap du matériau est faible plus il sera possible de générer des porteurs par effets tunnel (tunneling bande à bande et tunneling assisté par des pièges). Le champ électrique dans le semi-conducteur va aussi dicter les taux de génération/recombinaison et à fort champ électrique, le courant d'obscurité augmente rapidement et plus particulièrement, ces porteurs générés peuvent ioniser par impact et donc accroître très significativement le courant d'obscurité dans les dispositifs à avalanche. Ces phénomènes présentent aussi une dépendance à la température : plus la température augmente, plus le courant d'obscurité augmente. C'est donc un facteur à ne pas négliger notamment dans les systèmes qui nous intéressent et où les températures de fonctionnement sont souvent au-dessus de la température ambiante, et varient au cours du temps.

Le courant d'obscurité intervient directement dans le bruit de grenaille d'un photodétecteur, et est donc une source de bruit. Afin de ne pas dégrader le rapport signal à bruit (SNR), mais aussi de limiter la consommation électrique du dispositif lorsqu'il n'y a pas de signal à détecter, il convient donc de minimiser le courant d'obscurité.

II. ETAT DE L'ART DES PHOTODETECTEURS EN GERMANIUM SUR SILICIUM

Les photodétecteurs pour la photonique silicium à base de germanium ont tout d'abord été développés comme des composants discrets, dans lesquels le couplage de la lumière est assuré par une illumination par la surface. Par la suite, des photodétecteurs intégrés avec les guides d'onde silicium ont été étudiés. Afin de présenter un état de l'art consistant et exhaustif, ces deux types de photodétecteurs seront passés en revue. Principalement, ces photodétecteurs sont des photodiodes, mais il est possible d'utiliser d'autres structures pour réaliser la photodétection tel que les phototransistors, qui ne seront pas abordés au cours de cette thèse.

II.A. Photodiodes « classiques »

Par photodiodes « classique », on désignera les photodiodes qui fonctionnent sans gain, c'est-à-dire dont la responsivité maximale ne peut dépasser les valeurs données par l'équation (I-4). Deux types de photodiodes se distinguent dans cette catégorie : les photodiodes de type p-i-n et les photodiodes de type Metal-Semiconducteur-Metal (MSM).

II.A.1. Photodiodes MSM

Les photodiodes MSM bénéficient d'un procédé de fabrication simple, car il n'est pas nécessaire de réaliser de dopage contrairement aux photodiodes de type p-i-n : les contacts sont directement réalisés sur le Ge. De plus la capacité de ces photodiodes est généralement très faible. Afin de prouver le concept de photodétecteurs Germanium sur Silicium, Colace et al. [12] présentèrent en 1998 leurs résultats portant sur un photodétecteur MSM à contact interdigités. La couche de Germanium de 500nm est épitaxiée sur Silicium par LP-CVD en deux étapes (basse température et haute température). La responsivité mesurée à 1V est alors de 0.24A/W à 1300nm. En 2005, Rouvière et al. [19] apportèrent la première démonstration de photodétecteurs MSM intégrés avec un guide d'onde en Silicium fonctionnant à des longueurs d'onde de 1310nm et 1550nm. Des électrodes interdigitées avec des écartements différents ont été utilisées, permettant d'atteindre des bandes passantes à -3dB à 2V de l'ordre de 10, 18, 20 et 35 GHz pour des écartements de 2, 1, 0.7 et 0.5 μ m, respectivement. Les courants d'obscurité mesurés sont compris entre 10 et 25 μ A/ μ m en fonctions de l'écartement des électrodes sous 1V. En 2007, Vivien et al. [20] rapportèrent la réalisation de photodiodes MSM avec une bande passante de l'ordre de 25GHz et une responsivité de 1A/W à 1550nm à -6V, en utilisant des contacts latéraux. L'espacement entre les contacts est de 1 μ m, et le courant d'obscurité atteint 130 μ A à 1V et 300 μ A à 5V. Dans ces deux références, un couplage direct est utilisé et l'épitaxie du Germanium est réalisée par RP-CVD en deux étapes (basse température et haute température). En 2008, Ang et al. [21] proposèrent l'utilisation d'une couche de SiC au niveau du contact afin d'améliorer la barrière Schottky et de la sorte réduire le courant d'obscurité. Ainsi sous -1V, le courant d'obscurité est de l'ordre de 100nA, quatre ordres de grandeurs en dessous du courant d'obscurité mesuré pour une même photodiode sans barrière en SiC. A 1550nm, la bande passante et la responsivité mesurées sont de 12GHz et \sim 0.76A/W respectivement. En 2008, Chen et al. [22] utilisèrent une technique de collage afin de réaliser des photodétecteurs MSM à partir de substrat de

Germanium collé sur Silicium. Le couplage entre le guide d'onde et le Germanium est évanescent, et les contacts sont réalisés par des électrodes latérales avec un espacement de $0.75\mu\text{m}$. Le courant d'obscurité est alors de seulement 100nA à 4V et la bande passante est estimée à 40GHz . La responsivité mesurée est de l'ordre de 0.3A/W à 1550nm .

Bien que les performances en termes de bande passante et de responsivité soient très bonnes, le courant d'obscurité élevé s'avère être un obstacle pour la détection de faibles signaux optiques. En effet, le contact de type Schottky présente une faible barrière notamment due au faible gap du Ge, conduisant à des courants d'obscurité très élevés pour ce type de photodétecteurs. De plus, lors de l'épitaxie du Germanium, des défauts se créent dans la couche de Germanium et contribuent également au fort courant d'obscurité. Comme présenté ici, des techniques permettent de réduire le courant d'obscurité pour ce type de photodétecteur cependant la simplicité de fabrication est perdue (collage de substrat) ou alors des matériaux spécifiques doivent être employés, limitant l'intégration des photodétecteurs MSM.

Référence et année	Responsivité @-1V (A/W)	Bande passante à-3dB (GHz)	Courant d'obscurité @-1V (μA)	Configuration
[12] 1998	0.24 @1300nm	-	-	Eclairage par la surface
[19] 2005		25.5-26.5 @1V 35-36.5 @2V	500	Intégrée en bout de guide d'onde
[20] 2007	~ 1 @1550nm	10 @1V 17 @3V	130	Intégrée en bout de guide d'onde
[21] 2008	0.76 @1550nm	12 @1V	0.1	Couplage évanescent
[22] 2008	0.3 @1550nm	40 (théorique)	0.1 @4V	Couplage évanescent Collage de Ge

Tableau II-1 Etat de l'art des photodétecteurs Ge de type MSM.

II.A.2. Photodiodes p-i-n

Les photodiodes p-i-n offrent une bonne alternative aux photodétecteurs MSM : bien que nécessitant plus d'étapes de fabrication elles permettent en théorie de limiter le courant d'obscurité, et ont fait l'objet de beaucoup d'études au cours de la dernière décennie. Deux types seront distinguées ici : celles éclairées par la surface et celles intégrées avec un guide d'onde silicium.

a) Eclairées par la surface

Les premières photodiodes p-i-n en Ge sur Si [23] ont été réalisées à partir de substrat Si par MBE (Molecular Beam Epitaxy) en utilisant une structure SiGe à gradient de concentration comme couche tampon afin de limiter le nombre de dislocations dans le Ge qui sert à l'absorption. Bien que cette technologie semblait prometteuse pour la photodétection dans le domaine des télécoms, le fort courant d'obscurité dans ces photodiodes n'a pas permis leur dissémination, au profit des photodiodes III-V plus performantes en terme de bruit. Ce n'est qu'à la fin des années 90, avec l'émergence de la photonique silicium que les photodiodes en Ge sur Si regagnèrent de l'intérêt. Les techniques d'épitaxie se diversifiant, la qualité du Ge a été améliorée et des courants d'obscurité de l'ordre de 0.15mA/cm^2 ont été obtenus [24], ce qui était au moins un ordre de grandeur inférieurs à ceux obtenus précédemment. Dans ce cas, le rendement

quantique externe mesuré était de $\eta = 12.6\%$ à la longueur d'onde $\lambda = 1.3\mu m$; et la bande passante était alors estimée à 2.35GHz. En 2000, Colace et al. [25] proposent des photodiodes dont la responsivité atteignait 0.55A/W et 0.25A/W à $\lambda = 1.32\mu m$ et $\lambda = 1.55\mu m$, respectivement. Le courant d'obscurité mesuré était alors de l'ordre de 30mA/cm². Le même groupe proposera alors en 2002 [26] un dispositif amélioré avec une responsivité atteignant 0.89A/W et 0.75A/W à $\lambda = 1.3\mu m$ et $\lambda = 1.55\mu m$, respectivement ; et le courant d'obscurité était alors divisé par deux et la bande passante dépassait les 2.5GHz.

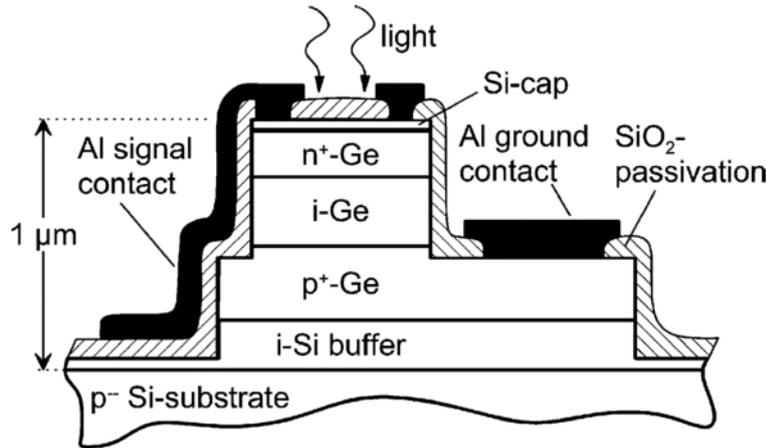


Figure II-1 Vue schématique en coupe d'une photodiode p-i-n de type « mesa » à éclairage par la surface[27].

Ces photodiodes sont de type « mesa », éclairées par la surface et présentent un compromis entre responsivité et bande passante: la zone intrinsèque où a lieu l'absorption doit être suffisamment épaisse pour maximiser la responsivité mais alors la bande passante peut s'en retrouver diminuée car le temps de transit des porteurs augmente proportionnellement avec l'épaisseur de la zone intrinsèque. Ainsi, Jutzi et al. [27] (Figure II-1) proposèrent en 2005 une photodiode à éclairage par la surface avec une bande passante de 39GHz à -2V, mais un rendement quantique externe de seulement 2.8% à 1552nm. De même, en 2009, Klinger et al. [28] ont proposé une photodiode avec une bande passante de 39GHz à 0V mais avec une responsivité de seulement 0.2 A/W et 0.05A/W à respectivement 1310nm et 1550nm.

Référence et année	Responsivité @-1V (A/W)	Bande passante à -3dB (GHz)	Courant d'obscurité @-1V (µA)	Densité de courant d'obscurité @-1V (mA/cm ²)	Largeur de la zone intrinsèque
[24] 1998	0.13 @1300nm	2.35 @-3V		0.15	Jonction p-n graduelle
[25] 2000	0.55 @1320nm 0.25 @1550nm			30	Jonction p-n
[26] 2002	0.89 @1300nm 0.75 @1550nm	~2.5		15	-
[27] 2005		~25 @0V ~39 @-2V	0.08	100	300nm
[28] 2009	0.2 @1310nm 0.05 @1550nm	39 @0V 49 @-2V	7	130	330nm

Tableau II-2 Etat de l'art des photodiodes p-i-n Ge à illumination par la surface.

Afin de limiter ce compromis dans les photodiodes à éclairissement par la surface, il est possible de concevoir des photodiodes présentant une cavité résonante permettant à la lumière de faire des aller-retour dans la zone intrinsèque et ainsi améliorer l'efficacité d'absorption. Cependant l'utilisation d'une cavité résonante implique une plus grande sélectivité en longueur d'onde et une optimisation plus fine du design.

b) Intégrées avec un guide d'onde

Avec l'essor de la photonique sur silicium, se développent alors des photodiodes intégrées avec les guides d'ondes, qui permettent de s'affranchir du compromis bande passante – responsivité : l'onde optique se propageant transversalement au champ électrique, la longueur de propagation de la lumière dans le Ge peut être grande, et ainsi augmenter la responsivité tout en contrôlant la bande passante avec la largeur de la zone intrinsèque. En 2007, Ahn et al. [29] proposèrent une photodiode p-i-n en Ge sur Si intégrée par couplage évanescent avec des guides d'ondes en SiN ou SiON. Le Germanium est épitaxié par UHV-CVD en deux étapes (basse température et haute température) sur un substrat de Si dopé p+. La couche dopée n+ est réalisée en Si poly-cristallin implanté. Le courant d'obscurité atteint $1\mu\text{A}$ à -1V et la responsivité est de l'ordre de 1A/W . La bande passante à -3dB est de 7.5GHz à -3V . La même année, Intel présentèrent des photodiodes en Ge sur Si utilisant un couplage évanescent (Figure II-2), dont la bande passante est de l'ordre de 30GHz et la responsivité de 1.1A/W à 1550nm [30]. Les courants d'obscurité sont relativement faibles, typiquement de $\sim 170\text{nA}$ et $\sim 270\text{nA}$ à -2V pour deux tailles de photodiodes.

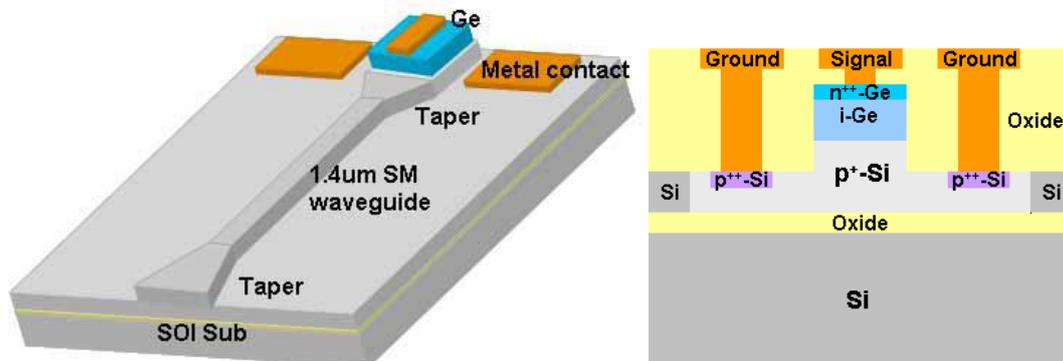


Figure II-2 Vue schématique 3D et en coupe d'une photodiode p-i-n intégrée avec un guide d'onde Silicium par couplage évanescent [30].

En 2009, Vivien et al. [31] démontrèrent qu'il est possible de diminuer le courant d'obscurité tout en maintenant de très bonnes performances : le courant d'obscurité est seulement de 18nA à -1V ; et à -4V , la bande passante et la responsivité atteignent alors 42GHz et 1A/W respectivement. Outre les laboratoires de recherche, de nombreux résultats ont été publiés par des entreprises dans le domaine de la micro-électronique et de l'informatique, montrant l'engouement que représente la photonique sur silicium. Ainsi, Kotura et Sun Microsystems publièrent en 2009 des résultats sur des photodiodes p-i-n latérales et verticales en Ge sur Si [32], [33], mais les résultats les plus prometteurs provenaient de la start-up Luxtera qui publia en 2007 les performances d'un récepteur fonctionnant à 10Gbits/s à 1550nm avec une sensibilité -14.2dBm pour un Bit-Error Rate (BER) de $1e-12$ [34]. Les résultats annoncés par la suite convergent plus ou moins vers une même tendance : préserver les bonnes performances en termes de bande passante et responsivité et réduire le courant d'obscurité et la capacité pour tendre vers des

photodiodes à faible consommation électrique. Ainsi, en 2011, DeRose et al. [35] proposèrent des photodiodes compactes : pour une photodiode de $4\mu\text{m}$ de long, à -1V la bande passante est de 45GHz , pour une responsivité de 0.8A/W à 1530nm et un courant d'obscurité de 3nA . En poussant le principe plus loin, il est possible d'utiliser des photodiodes à 0V et ainsi ne pas avoir de courant d'obscurité : Vivien et al. [36] démontrèrent ainsi la possibilité de détecter un signal à 40Gbits/s sans appliquer de tension sur la photodiode tout en ayant une responsivité de 0.78A/W .

Référence et année	Responsivité @-1V (A/W)	Bande passante à -3dB (GHz)	Courant d'obscurité @-1V (μA)	Densité de courant d'obscurité @-1V (mA/cm^2)	Configuration et largeur de zone intrinsèque
[29] 2007	1 @1550nm	6.6 @0V 7.5 @-3V	1	13	Couplage évanescant Jonction verticale $W_i=1.1\mu\text{m}$
[30] 2007	0.9-1.1 @1550nm	15.7 @0V 30 @-1V	~ 0.1	51	Couplage évanescant Jonction verticale $W_i=0.8\mu\text{m}$
[31] 2009	0.83 @1550nm	12 @0V 28 @-2V 42 @-4V	0.018	60	Couplage direct Jonction verticale $W_i=0.34\mu\text{m}$
[32] 2009	1.1 @1550nm	17.5 @0V 32.6 @-1V 36.8 @-3V	1.3		Couplage direct Jonction latérale $W_i=0.65\mu\text{m}$
[33] 2009	0.95 @-0.5V @1550nm	8.3 @-2.5V	0.6	28 @-0.5V	Couplage évanescant Jonction verticale $W_i=0.92\mu\text{m}$
[34] 2007	0.6 @1550nm	>20@-1V	10		Couplage évanescant Jonction latérale
[35] 2011	0.8 @1530nm	45	0.003	40	Couplage évanescant Jonction verticale $W_i=0.6\mu\text{m}$
[36] 2012	~ 0.8 @1550nm	>40 @0V	4		Couplage direct Jonction latérale $W_i=0.5\mu\text{m}$ (design)

Tableau II-3 Etat de l'art des photodiodes p-i-n Ge intégrées avec un guide d'onde.

Les deux technologies, p-i-n et MSM, ont montrés de très bons résultats et ont permis la réalisation de récepteurs avec des performances comparables à ce qui a pu être obtenu avec des photodiodes fabriquées à partir de matériaux III-V. L'avantage de la technologie Ge réside dans l'intégration des photodiodes sur Si. Alors que l'utilisation de matériaux III-V nécessite le report de couches par collage, une technique coûteuse et ne permettant pas la production de gros volumes, le Ge peut être directement épitaxié sur Si et traité

sur des lignes de fabrication 200mm et 300mm, autorisant ainsi la production de photodétecteurs à faible coût et en grand volumes.

Les photodiodes « classiques » sont intrinsèquement limitées en responsivité par l'absence de gain, et pour des applications nécessitant la détection de faibles signaux, comme les communications optiques longues distances, la sensibilité des récepteurs basés sur ces photodiodes n'est pas suffisante pour répondre aux standards en la matière. Il est alors nécessaire d'employer des photodiodes à avalanches.

II.B. Photodiodes à avalanche

Un moyen de comparer le bruit des photodiodes à avalanche est de comparer les valeurs de k_{eff} qui est le rapport effectif des coefficients d'ionisation extrait à partir de la théorie du facteur d'excès de bruit formulée par McIntyre [37]. Ce point sera abordé en détails dans la partie III, et nous nous contenterons donc ici de comparer ces valeurs.

Depuis les débuts des communications optiques, les photodiodes à avalanches ont été étudiées aussi bien à partir de matériaux III-V que de Ge. Dès les années 70, des photodiodes à avalanches en Ge sont étudiées pour ces applications [5], [6], [38]. Ces photodiodes sont développées à partir de substrat en Ge et la multiplication à lieu dans le Ge, conduisant à un bruit élevé, limitant la sensibilité de tels photodétecteurs. Elles seront donc abandonnées au profit de photodiodes à avalanche à base de matériaux III-V dont les performances sont bien meilleures en termes de bruit, et équivalentes en terme de mobilité des porteurs et d'efficacité d'absorption. Ainsi différentes structures sont développées à partir de matériaux III-V comme l'AlInAs et l'InGaAs, épitaxiées sur des substrats en InP. Une des premières structures, proposée par Nishida et al. [39] est la structure SAM (Separate Absorption Multiplication) dans laquelle un matériau à faible énergie de bande interdite est utilisé pour l'absorption (ici l'InGaAs) et un matériau à plus grande énergie de bande interdite est utilisé pour la multiplication (ici l'InP). Cette structure requière une optimisation des couches afin d'assurer l'établissement d'un champ électrique suffisamment élevé dans l'InP pour qu'il y ait ionisation par impact, et pas trop élevé dans l'InGaAs pour éviter le tunneling. Ces photodiodes ont été largement étudiées dans les années 80, et de très bons résultats ont été démontrés notamment par Campbell et al. [40], démontrant alors une sensibilité de l'ordre -40dBm à 1Gbit/s pour un BER de $1e-9$ à 1550nm et 1300nm de longueur d'onde.

Par ailleurs, le groupe de Capasso [41], [42], se base sur l'utilisation du GaAs comme substrat et une structure composée de multi-puits quantiques AlGaAs/GaAs pour développer des photodiodes à avalanche à faible bruit. Cependant, ces structures nécessitent un important travail d'ingénierie de bande et l'utilisation de technique de croissances spécifiques (ici Molecular Beam Epitaxy MBE) coûteuses, les rendant peu envisageables pour la commercialisation.

Une version améliorée de la structure SAM a aussi été étudiée : c'est la structure SACM pour Separate Absorption Charge Multiplication. Une couche intermédiaire appelée couche de charge est introduite entre les couches d'absorption et de multiplication afin de contrôler le champ électrique dans la structure. En 2000, Kinsey et al. [43] démontrèrent un produit gain-bande passante de 120GHz à 1550nm avec une structure SACM à base d'InGaAs et d'InAlAs épitaxiée sur InP intégrée avec un guide d'onde. L'épaisseur de la couche de multiplication est de 400nm, et une couche d'absorption de 800nm est utilisée.

Le rendement quantique externe est alors de 26% et 23% à $1.3\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$ respectivement, et pour un gain de 10, la bande passante est de l'ordre de 12GHz. Une valeur de k_{eff} de l'ordre de 0.27 est alors rapportée. Une version utilisant une couche de multiplication de seulement 150nm et une couche d'absorption de 200nm a permis l'obtention d'un produit gain-bande passante de 320GHz avec un rendement quantique externe de 16% à 1550nm [44]. Pour un gain de 10, la bande passante est alors de l'ordre de 20-25GHz et un k_{eff} de l'ordre de 0.15 est extrait. Ces deux structures sont représentées sur la Figure II-3.

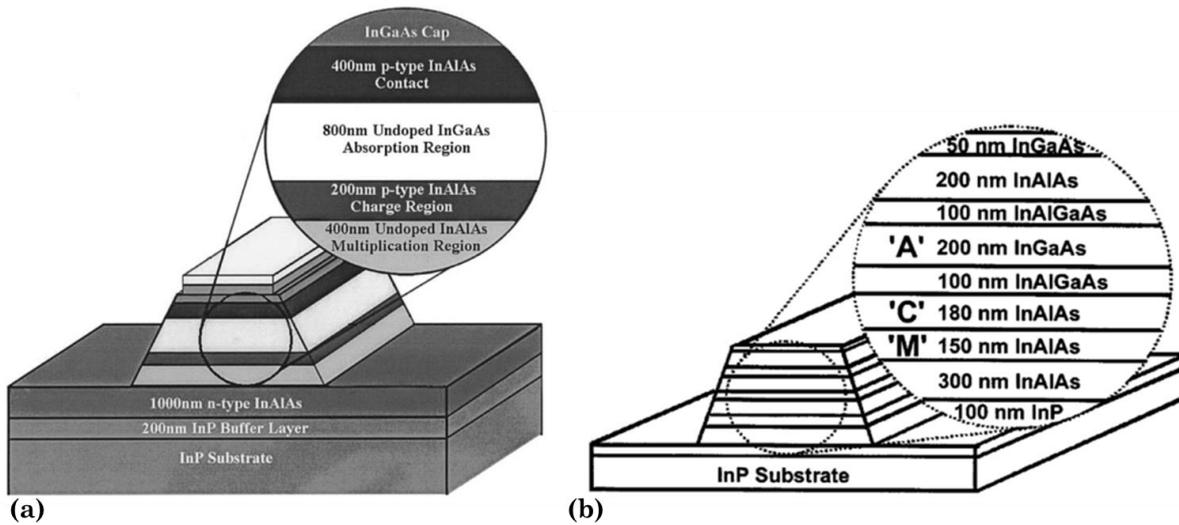


Figure II-3 Vue en coupe schématique de la photodiode à avalanche SACM utilisée dans (a) [43] et (b) [44].

En 2005 [45], le groupe de Campbell propose une structure SACM intégrée avec un guide d'onde encore plus complexe, où le but est de réduire au maximum le bruit de multiplication par ingénierie de l'ionisation par impact. L'utilisation de multiples hétérojonctions permet de localiser spatialement l'ionisation par impact et ainsi réduire le bruit. Pour un gain de 10, la bande passante est de l'ordre de 10-12GHz, et le produit gain-bande passante atteint 160GHz. Un k_{eff} de 0.1 est alors extrait. En 2008, un groupe de III-V Lab, a proposé une photodiode à avalanche SACM éclairée par la face arrière, réalisée par Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) sur substrat InP, en utilisant un système AlInAs pour la multiplication et un système GaInAs pour l'absorption [46]. Un produit gain-bande passante de 140GHz est atteint, avec un k_{eff} de l'ordre de 0.22. Pour un gain de 10, la bande passante est de l'ordre de 9GHz, mais la responsivité primaire atteint 0.95A/W à $1.55\mu\text{m}$. En 2009 et 2010, une version améliorée est présentée, avec un produit gain-bande passante qui atteint respectivement 180 et 240GHz [47], [48]. k_{eff} est alors de l'ordre de 0.15, notamment grâce à l'utilisation d'une couche de multiplication plus fine. D'autres développements sur les photodiodes à avalanches à partir de matériaux III-V ont suivi mais généralement, les produits gain-bande passante restent du même ordre que ceux présentés précédemment et les valeurs de bruit sont similaires avec des valeurs de k_{eff} de l'ordre de 0.1.

InGaAs, Contact, $p^+ > 9 \times 10^{18}$, 30nm
InGaAlAs Transition, $p^+ > 9 \times 10^{18}$, 50nm
InAlAs, $p^+ > 9 \times 10^{18}$, 100nm
InAlAs, p^+ , 4×10^{18} , 400nm
InGaAs, Be, 1.0×10^{16} , 270nm
InGaAs, Be, 4.0×10^{16} , 150nm
InGaAlAs Transition, 1.0×10^{16} , 50nm
InAlAs Charge, p, 2.2×10^{17} , 80nm
InGaAlAs charge, Q1.1, p, 2.2×10^{17} , 120nm
InGaAlAs, Q1.1, un-doped, 80nm
InAlAs, un-doped, 80nm
n^+ : InAlAs, 5×10^{18} , 500nm
n^+ : InAlAs, buffer, 500nm
i : InAlAs, buffer, 100nm
Si: InP substrate

Figure II-4 Structure schématique de la photodiode à avalanche SACM développée dans [45].

Les photodiodes à avalanche à partir de systèmes III-V se sont imposées comme un composant de choix pour la réalisation de récepteurs à grande sensibilité pour les applications de communication optique et sont toujours utilisées pour ces applications comme composants discrets ou intégrés sur substrat InP. Néanmoins, les développements en hétéro-épitaxie et l'essor de la photonique sur Si a relancé les études sur les photodiodes à avalanche à base de Ge à la fin des années 2000. En effet, le Ge pouvant être épitaxié directement sur Si, il serait avantageux de pouvoir fabriquer des photodiodes à avalanche en Ge sur Si. Ainsi, en 2007, Carrol et al. [49] proposent une structure de type SAM qui permet de palier à l'important bruit de multiplication dans le Ge en utilisant le Si comme milieu de multiplication des porteurs. Le gain en photocourant mesuré dépasse alors les 400, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour les photodiodes à avalanche à base de Ge. En 2008, le concept est poussé plus loin par Intel [50], [51], avec l'utilisation d'une structure de type SACM (Separate Absorption Charge Multiplication) présentée sur la Figure II-5, permettant de contrôler le profil de champ électrique dans la structure pour optimiser la multiplication dans le Si et l'extraction des porteurs photogénérés dans le Ge. Le produit gain-bande passante maximum obtenu est de l'ordre de 340GHz, démontrant ainsi une sensibilité de -28dBm à 10Gbps à 1300nm, et un k_{eff} de 0.09.

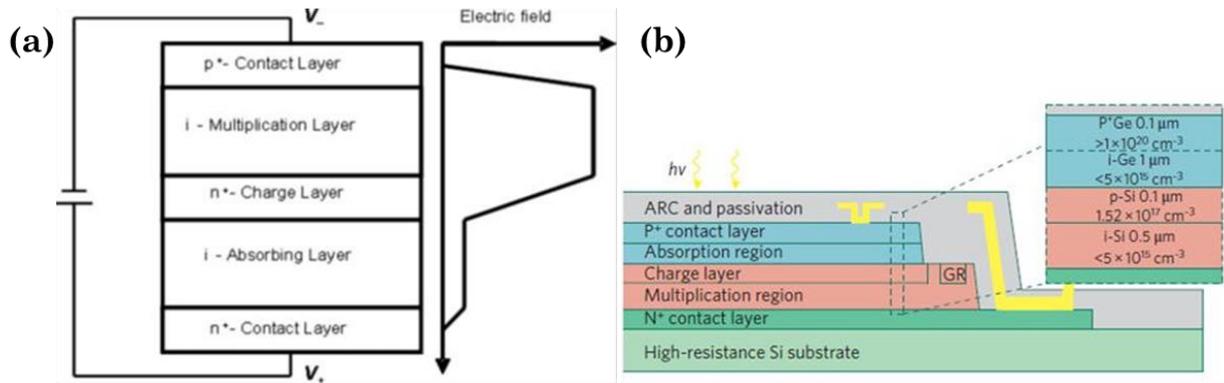


Figure II-5 (a) Vue schématique de la structure de photodiode à avalanche SACM et profil de champ électrique[52] et (b) vue en coupe de la structure SACM réalisée par Intel [50].

La structure présentée par Intel a tout d'abord été réalisée comme un composant discret illuminé par la surface, puis cette même structure a été intégrée avec un guide d'onde Si en utilisant soit un couplage évanescent soit un couplage direct [53], [54]. Une sensibilité de -30.4dBm a été atteinte à 10Gbps et 1304nm pour un BER (Bit Error Rate) de 10^{-12} , ce qui représente des performances équivalentes aux meilleurs photodiodes à avalanche intégrées avec un guide d'onde à base de III-V.

Cependant, ce type de structure nécessite des tensions de polarisation élevées de l'ordre de 20-30V pour obtenir le régime de gain souhaité. Ces tensions peuvent être rédhibitoires pour l'intégration de ces photodiodes avec l'électronique CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor).

Dans le but de réduire la tension nécessaire pour obtenir le régime de gain, IBM a proposé l'utilisation de photodiodes de type MSM [55]. Ainsi en réduisant l'espace inter-électrode à seulement 200nm et en utilisant une couche de Ge de faible épaisseur (~140nm), une tension de seulement 1.5V permet d'atteindre le régime d'avalanche. Le produit gain-bande passante de ces photodiodes est de l'ordre de 300, avec une bande passante de l'ordre de 30GHz permettant la transmission de signaux à 40Gbps. Toutefois, le courant d'obscurité de ce type de photodiode reste très élevé (50μA pour un gain de 1), avec une forte dépendance au champ électrique. De plus la multiplication s'effectuant dans le Ge, le bruit de ces photodiodes est plus élevée que dans la structure SACM, avec ici un k_{eff} de l'ordre de 0.2. Il en résulte des performances moindres, qu'il est possible d'atteindre avec des photodiodes de type p-i-n en Ge. En optimisant la hauteur de la barrière de Schottky dans ces structures, il est par ailleurs possible de réduire considérablement le courant d'obscurité comme montré précédemment. Un autre point clé est la réduction de la zone de multiplication. En effet, il est possible de réduire le bruit de multiplication dans le Ge en utilisant l'effet de « dead space » [56]. Ce point sera abordé plus en détails dans le chapitre I de la partie III du manuscrit. Un aperçu global des performances des photodiodes à avalanche abordées dans cet état de l'art est donné dans le Tableau II-4 ainsi que sur la Figure II-6.

Référence et année	Responsivité (A/W) pour M=1		Bande passante à-3dB (GHz)		Produit gain-bande passante maximum (GHz)	Tension pour M=10 (V)	Largeur de la zone de multiplication (nm)	Courant d'obscurité pour M=10 (μ A)	k_{eff}	Structure
	1.3 μ m	1.55 μ m	M=1	M=10						
[43] 2000	0.27	0.29	27	12	120	~41	400	<0.1	0.27	SACM Intégrée avec un guide d'onde InGaAs - InAlAs
[44][43][43] 2001		0.2	28	~25	320	~24	150	~50nA	0.15	SACM Intégrée avec un guide d'onde InGaAs - InAlAs - InGaAlAs
[45] 2005		0.23	15	~12	160	~21	160	~5	0.1	SACM éclairée par la surface InGaAs - InAlAs - InGaAlAs
[46] 2008		0.95	2	9	140	~27	200	17nA	0.22	SACM éclairée en face arrière InGaAs - InAlAs - InGaAlAs
[47] 2009		0.75	1-2	~10	180	26 - 33	200	10-20nA	0.15	SACM éclairée en face arrière InGaAs - InAlAs - InGaAlAs
[48] 2010		0.9		~10	240	22-23	100	~20nA	0.15	SACM éclairée en face arrière InGaAs - InAlAs - InGaAlAs
[49] 2007						~20	400			SAM Ge sur Si
[50] 2008	0.55			13	340	~23	500	1-2	0.09	SACM Ge sur Si éclairée par la surface
[51] 2008	0.54			10	153	~24	500	3	0.1	SACM Ge sur Si éclairée par la surface
[53] 2011		0.6	23	18	200	~25	600	~ μ A		SACM Ge sur Si intégrée avec un guide d'onde
[54] 2011		0.6-0.8	23 - 30			23-24	500	~ μ A		SACM Ge sur Si intégrée avec un guide d'onde
[55] 2010		0.15	~20	>30	~300	1.5		50 μ A @M=1	0.2	MSM Ge intégrée avec un guide d'onde

Tableau II-4 Etat de l'art des photodiodes à avalanche III-V et Ge sur Si.

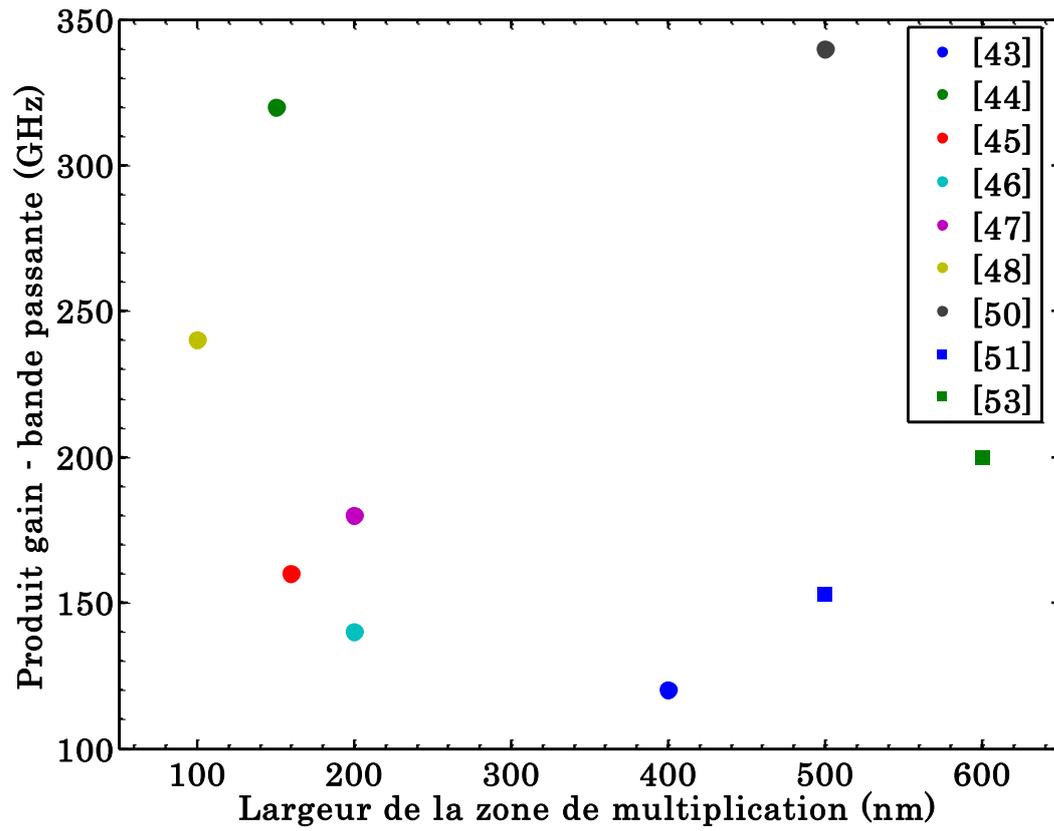


Figure II-6 Comparaison du produit gain – bande passante pour l'état de l'art des photodiodes à avalanche en fonction de la largeur de la zone de multiplication.

III. CADRE DE LA THESE ET OBJECTIFS

Le domaine de la photodétection en photonique Si a beaucoup évolué ces dix dernières années, avec l'émergence de la technologie Ge sur Si. Les photodiodes en Ge sur Si ont démontré des performances similaires voir supérieures à leurs homologues à base de matériaux III-V, tout en présentant de nets avantages en termes d'intégration et de fabrication, permettant ainsi la fabrication de circuits photoniques intégrés à grande échelle en utilisant les infrastructures dédiées auparavant à la microélectronique. En utilisant les techniques de multiplexage en longueur d'onde, il est possible de réaliser des liens optiques fonctionnant à des vitesses de l'ordre du Tbps en utilisant des composants fonctionnant à 25 ou 40 Gbps. Cependant, la consommation électrique des liens optiques reste le point le plus critique pour la conception des circuits, et il est nécessaire de réduire en parallèle la consommation électrique des composants optoélectroniques ainsi que les pertes optiques. Du point de vue du récepteur, cela implique :

- la réduction de la consommation électrique par le biais de la réduction du courant d'obscurité, de la capacité ainsi que de la tension nécessaire au fonctionnement de la photodiode.
- L'augmentation de la responsivité de la photodiode, notamment via l'utilisation de photodiodes à avalanche.

Ces deux points seront donc les fils conducteurs de cette thèse, et les moyens mis en œuvre pour y parvenir ainsi que les résultats obtenus seront présentés au cours de ce manuscrit. Cette thèse, soutenue par un financement CIFRE, s'inscrit dans un programme de collaboration entre le STMicroelectronics, le CEA-Leti et l'Institut d'Electronique Fondamentale. Le caractère industriel de ce travail de recherche est donc un facteur important dans l'orientation des études réalisées ainsi que dans les choix : outre la démonstration de performances, les solutions proposées devront pouvoir être transférée pour une fabrication à grande échelle en respectant les règles d'intégration.

**PARTIE II : LES
PHOTODIODES P-I-N**

Parmi les différents types de photodiodes énoncées dans le chapitre précédent, les photodiodes p-i-n sont les plus répandues car elles offrent un bon compromis entre efficacité d'absorption et vitesse de fonctionnement. Bien que plus complexes à réaliser que les photodiodes MSM, il est possible de les utiliser à faible tension, voir à 0V sans pour autant dégrader la responsivité, et les courants d'obscurité sont beaucoup plus faibles. La première partie du travail de thèse a consisté en l'étude des photodiodes p-i-n intégrées sur Silicium. Dans la perspective d'une fabrication à grande échelle sur substrat 200 et 300mm, il est nécessaire de limiter la complexité du design et de la fabrication. Suivant les considérations mentionnées dans la partie précédente, il a été décidé de restreindre l'étude aux photodiodes p-i-n intégrées en bout de guide d'onde. En effet le couplage dit en bout de guide ou « butt coupling » offre la meilleure efficacité indépendamment de l'épaisseur de la couche de Germanium. Par ailleurs, la disposition de la jonction a aussi été arrêtée : la Figure III-1 montre les deux cas possibles. Dans le cas d'une jonction latérale (a), les contacts métalliques sont réalisés en une seule étape de gravure alors que dans le cas d'une jonction verticale (b), deux gravures sont nécessaires. De plus, dans le deuxième cas, une topologie est ajoutée, au détriment des étapes de « back-end » suivantes et de l'intégration avec d'autres composants (modulateurs, lasers). Le design retenu pour les photodiodes p-i-n est donc la structure latérale intégrée en bout de guide d'onde. L'étude suivante a été menée en trois phases :

- Simulation des photodiodes p-i-n
- Fabrication des dispositifs
- Caractérisation des dispositifs fabriqués.

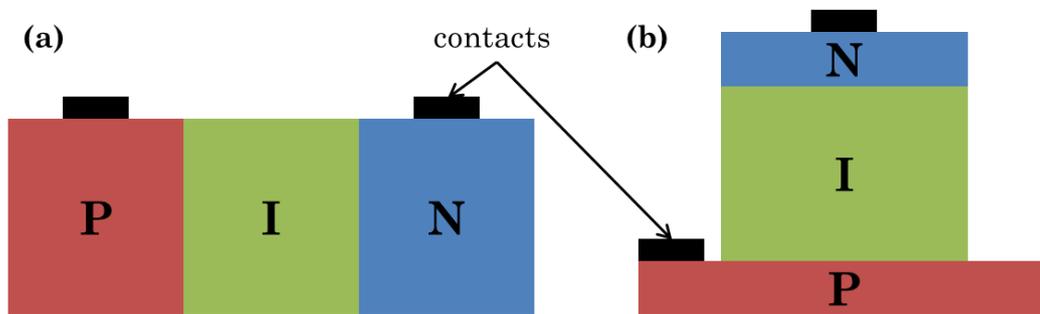


Figure III-1 Coupe schématique, perpendiculairement à la direction de propagation de la lumière, d'une photodiode p-i-n (a) à jonction latérale et (b) à jonction verticale.

Dans le chapitre I, la simulation des photodiodes p-i-n via l'utilisation des outils de TCAD sera présentée. Afin de simplifier la conception et d'obtenir une évaluation rapide des performances des photodiodes p-i-n, une modélisation analytique a été mise en place et sera détaillée dans le chapitre II. La conception et la fabrication des différentes générations de photodiodes seront présentées dans le chapitre III. Enfin, les résultats expérimentaux seront présentés et discutés dans le chapitre IV et la conclusion.

I. SIMULATIONS TCAD (TECHNOLOGY COMPUTER ASSISTED DESIGN)

Afin de simuler les photodiodes p-i-n, la suite d'outils TCAD de Silvaco a été utilisée. Elle se compose essentiellement de deux outils de simulations : ATHENA et ATLAS. ATHENA permet de simuler la fabrication de dispositifs à base de semi-conducteur en reproduisant les étapes de fabrication et les procédés associés. Une fois le dispositif fabriqué, l'outil ATLAS permet de simuler le comportement électrique et opto-électrique des composants. Ces outils sont basés sur des modèles physiques et statistiques et requièrent une connaissance préalable de la physique mise en jeu dans les composants que l'on souhaite modéliser. Afin de simuler des photodiodes p-i-n en Germanium, il a d'abord été nécessaire de vérifier l'existence de tels modèles adaptés au Germanium. En effet, ces outils ont été développés essentiellement pour les dispositifs à base de Silicium ou de matériaux III-V, et le Germanium est traité comme une impureté du Silicium pour les dispositifs à base de $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ mais peu de paramètres sont disponibles pour du Ge pur. Cependant les paramètres de la plupart des modèles peuvent être définis par l'utilisateur, laissant ainsi la possibilité d'utiliser des valeurs issues de la littérature.

L'utilisation combinée d'ATHENA et ATLAS permet de définir les conditions de fabrication pour un fonctionnement optimal des photodiodes : pour chaque jeu de paramètres de fabrication (dopage, gravure, ...) le comportement électrique et opto-électrique de la photodiode est étudié et en fonction des résultats, les paramètres sont ajustés pour obtenir le résultat que l'on vise. Il est par ailleurs possible d'utiliser un outil d'optimisation paramétrique interne pour récupérer le bon jeu de paramètres correspondant aux performances visées. Dans le cas des photodiodes p-i-n latérales, les principaux paramètres de fabrication à optimiser sont liés au dopage du Germanium pour la définition des zones dopées n et p. C'est donc les étapes d'implantation et de recuit d'activation qui ont été étudiées.

La structure d'une photodiode p-i-n intégrée avec un guide d'onde est invariable suivant la direction de propagation de la lumière. Il est donc logique de se contenter de simulations en deux dimensions, dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière. Les temps de calcul s'en retrouveront donc réduits sans pour autant altérer les résultats.

I.A. Dopage du Germanium

Nous ne présenterons ici que les résultats principaux concernant les simulations d'implantation ionique dans le Germanium. Une étude plus complète est présentée en Annexe A, présentant notamment la problématique de l'amorphisation du Ge et de la diffusion des dopants.

Pour la réalisation du dopage p et n dans le Germanium, plusieurs éléments peuvent être utilisés, ceux-ci appartenant au groupe III et V de la table périodique des éléments pour le dopage p et n, respectivement. Cependant, le Bore et le Phosphore sont les éléments les plus utilisés dans l'industrie du semi-conducteur pour le dopage du Silicium et du Germanium, notamment car ce sont les plus petits et qu'ils offrent la plus grande solubilité

solide. Ils ont donc été retenus pour les simulations et la fabrication des photodiodes p-i-n. Contrairement au Silicium, l'outil ATLAS ne propose pas de profils de dopage tabulés en fonction de l'énergie et de la dose pour le Germanium. Afin d'obtenir les profils de dopants après implantation dans le Germanium, il est nécessaire de simuler le procédé par une méthode de Monte Carlo. Ces simulations peuvent être réalisées en 1D, 2D voire même 3D. Pour notre cas, les profils en 2D sont suffisants. Une étape de recuit est ensuite nécessaire pour activer les dopants.

I.A.1. Implantation ionique

On considère un substrat de silicium massif. Le dopage résiduel dans le Si est de type p (Bore), et est fixé à 1^{e15} at/cm³. La couche de Germanium considérée est monocristalline avec un dopage résiduel de type p (Bore) de l'ordre de 5^{e16} at/cm³. L'épaisseur de cette couche peut varier, mais elle est généralement de l'ordre de 200-400nm. Afin de prévenir les effets de « channeling » (les dopants peuvent s'introduire très profondément dans la maille d'un semi-conducteur en fonction de l'angle entre l'axe cristallin de celui-ci et celui du faisceau d'ions), mais aussi de protéger la couche de Germanium et limiter l'exodiffusion des dopants lors du recuit d'activation, une fine couche de SiO₂ (de l'ordre de 40nm) est déposée sur la couche de Ge. La définition des zones à implanter est réalisée par un masquage de résine qui permet d'arrêter les ions. La structure ainsi définie est représentée sur la Figure I-1. Afin d'obtenir le meilleur compromis entre temps de calcul et précision, il convient de définir un maillage adapté à la structure. Une résolution verticale de 2nm est utilisée pour les couches supérieures (oxyde, germanium) alors que celui-ci est progressivement relâché dans le silicium, car cette zone n'a que peu d'intérêt et augmenterait considérablement le temps de calcul si le maillage y était plus fin. La résolution latérale est fixée sur toute la largeur de la structure à 5nm. Les simulations Monte Carlo sont faites en utilisant 10000 tirages et 600000 trajectoires sont calculées. Les conditions d'implantation pour cette simulation sont spécifiées dans le Tableau I-1. Le phosphore étant un élément plus lourd que le bore, une énergie plus grande est nécessaire pour avoir sensiblement la même profondeur de pénétration dans le Ge. Une double implantation permet d'uniformiser la concentration de dopants suivant la profondeur lorsque les couches à implanter sont relativement épaisses.

	Energie (keV)	Dose (at/cm ²)
Phosphore	150	6^{e14}
Phosphore	100	5^{e14}
Bore	50	1^{e15}

Tableau I-1 Conditions d'implantation typique pour une couche de Ge de l'ordre de 400nm.

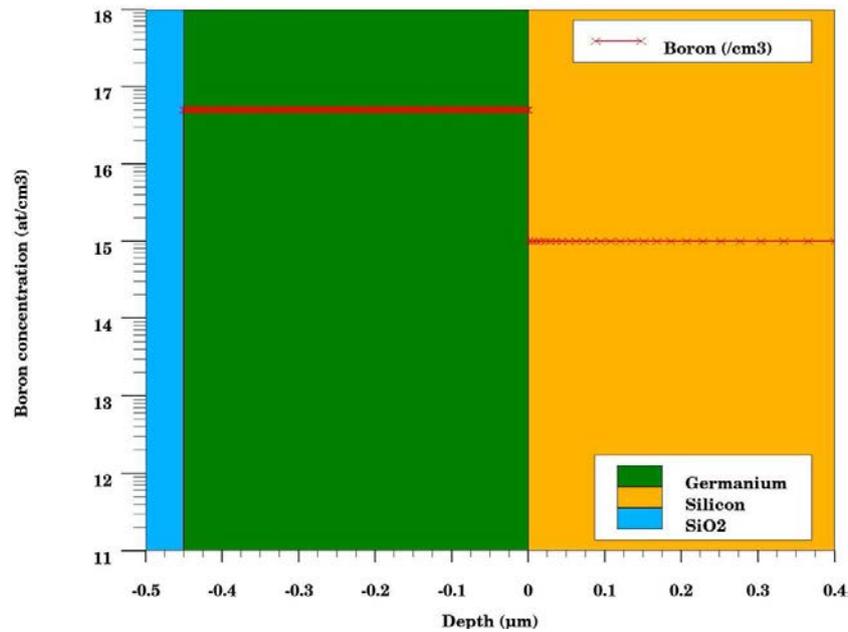


Figure I-1 Structure définie pour la simulation Monte Carlo du procédé d'implantation ionique.

Le dopage par implantation ionique crée des défauts (lacunaires ou interstitiels) dans la structure cristalline du germanium et il peut être nécessaire de tenir compte de la densité de ces défauts pour l'étape de recuit. Par ailleurs pour des doses élevées (typ. $>10^{15}$ at/cm²), les phénomènes de « clustering » et de ségrégation des dopants doivent être pris en compte.

Un autre point critique dans l'implantation ionique du Germanium est le phénomène d'amorphisation. En effet, en fonction de la dose et de l'énergie d'implantation, la structure cristalline peut être endommagée, conduisant à une amorphisation partielle ou totale de la couche implantée. La méthode dite CDED (Critical Damage Energy Density) permet de prédire la profondeur d'amorphisation dans un matériaux et pour un ion donné en fonction des paramètres d'implantation (dose, énergie) [57]–[59]. Les profondeurs d'amorphisation calculées par la méthode CDED pour les conditions d'implantation utilisées sont reportées dans le Tableau I-2. Le Phosphore étant un élément plus lourd, son pouvoir d'amorphisation est plus élevé que celui du Bore. Ainsi, on remarque que environ 220nm de Ge sera amorphe après l'implantation du Phosphore contre seulement 60nm après l'implantation du Bore

Conditions	Profondeur d'amorphisation
Phosphore 150keV 6×10^{14} at/cm ²	220nm
Phosphore 100keV 5×10^{14} at/cm ²	150nm
Bore 50keV 1×10^{15} at/cm ²	60nm

Tableau I-2 Profondeur d'amorphisation du Ge en fonction des conditions d'implantation.

Cependant, des études ont montré que de faibles bilans thermiques permettent de recristalliser la couche de Germanium par épitaxie en phase solide [60], [61]. De plus, ce phénomène améliore l'activation électrique des dopants.

I.A.2. Recuit d'activation

Après l'étape d'implantation ionique, très peu de dopants sont activés électriquement, et une étape dite de recuit d'activation permet d'ioniser les atomes introduits lors de l'implantation et ainsi de créer un excès de trous ou d'électrons, autrement dit un dopage de type p ou n, respectivement. Sous ATLAS, le modèle de Fermi est utilisé, mais il ne prend pas en compte les dommages liés à l'implantation comme l'amorphisation et l'introduction de défauts de type interstitiels.

Contrairement au Silicium, où le Bore diffuse très largement pour les bilans thermiques élevés, dans le Germanium celui-ci est relativement stable pour les températures considérées. En effet, la température de fusion du Germanium étant relativement basse (~940°C), il convient de maintenir un budget thermique faible pour le recuit afin de limiter dans un premier temps l'inter-diffusion Silicium-Germanium. Il en va du contraire pour le Phosphore qui diffuse « facilement » dans le Germanium. Il est donc nécessaire de tenir compte de ce phénomène pour la simulation du recuit d'activation. Néanmoins, les mécanismes de diffusion du Phosphore dans le Germanium n'ont pas été clairement identifiés et plusieurs hypothèses coexistent [62]–[67]. La plus probable, et celle qui a été retenue dans le cadre de ces simulations est la diffusion du Phosphore par paire lacune-Phosphore, qui peuvent être simplement ou doublement chargées. Dans le modèle utilisé, la concentration de lacunes est considérée comme nulle dans la partie du Germanium amorphisée, et égale à la concentration de lacunes présentes à l'équilibre thermodynamique dans le reste de la couche. Les coefficients de diffusion associés ont tout d'abord été fixés aux valeurs obtenues par S. Koffel dans sa thèse, puisque par défaut les simulations de recuit ne montrent aucune diffusion du Phosphore. Outre la diffusion assistée par les défauts, il convient de spécifier des coefficients de ségrégation et de transport afin de modéliser l'accumulation de dopants à proximité de l'interface oxide/germanium. La rampe de montée en température est ensuite modélisée et la diffusion des dopants est calculée.

I.A.3. Résultats

Avant de simuler les étapes d'implantation et de recuit pour la fabrication d'une photodiode p-i-n en Ge sur Si, la calibration des outils de simulation a été réalisée.

a) Calibration des simulations d'implantation ionique et de recuit

Afin de calibrer les outils de simulation, des expériences ont été menées en parallèles. Le Tableau I-3 présente les différents échantillons qui ont été fabriqués. L'utilisation combinée de mesures SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) et de mesures quatre pointes (mesure de résistance de feuille) permet l'obtention respective de la concentration chimique des dopants en fonction de la profondeur ainsi que la concentration électrique moyenne. Ces échantillons ont été fabriqués sur des substrats de silicium massif de 200mm : une couche de germanium de l'ordre de 450nm a été épitaxiée et une couche de SiO₂ de 50nm a ensuite été déposée. L'implantation ionique a été réalisée sur la plaque entière.

Plaque	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Implantation Bore ¹												
Implantation Phosphore ²												
Recuit RTP ³			700°C 60s	700°C 30s			550°C 10s	700°C 10s	700°C 30s	700°C 60s		
Recuit Spike ⁴					700°C						550°C	700°C
R_{\square} (Ω/\square)	195	107	47	47	107	200	28.5	26.6	26.9	27.2	29.3	26.3

^{1,2} Les conditions d'implantation du bore et du phosphore sont celles de la Tableau I-1.

³ Le recuit RTP (Rapid Thermal Processing) est un recuit rapide avec une montée en température modérée.

⁴ Le recuit Spike est un recuit très rapide avec une rampe de montée en température très rapide.

Tableau I-3 Echantillons fabriqués pour la calibration des simulations d'implantation et de recuit et résultats de la mesure quatre pointes.

La plaque 1 sert de référence : elle n'a pas été implantée ni recuite. Les plaques 2 et 6 sont les plaques de référence pour les mesures d'activation du bore et du phosphore respectivement : elles ont subis l'implantation ionique mais aucun recuit. Comme le montre la Figure I-2, les profils de concentration chimique du phosphore et bore obtenus par simulation sont en bon accord avec les profils obtenus par mesures SIMS. On notera cependant un écart sur la concentration du bore pour des profondeurs au-delà de 140nm. Les profils SIMS montrent par ailleurs que pour le bore (Figure I-3 (a)), aucune diffusion notable ne se produit quel que soit le budget thermique considéré : le modèle pour le recuit n'a donc pas à tenir compte de la diffusion du bore si l'on ne souhaite pas dépasser 700°C pendant 60 secondes pour le recuit. Pour le phosphore (Figure I-3 (b)), la diffusion se produit pour une température de 700°C pendant 10 secondes alors que pour un recuit à 550°C 10 secondes, la diffusion n'a pas lieu. De plus, pour un recuit très rapide de type « spike », même à 700°C aucune diffusion du phosphore n'a été observée. Néanmoins, il n'a pas été possible de modéliser correctement les phénomènes de diffusion et d'accumulation de dopants à proximité de l'interface SiO₂/Ge afin de faire concorder les mesures SIMS et les simulations dans le cas de recuits diffusants. Cependant les profondeurs de jonction obtenues en simulation concordent avec celles obtenues en SIMS (Figure I-4) et en première approximations, le modèle de simulation de la diffusion fournit une bonne indication du comportement du phosphore lors du recuit et peut servir de base pour la simulation de photodiode p-i-n.

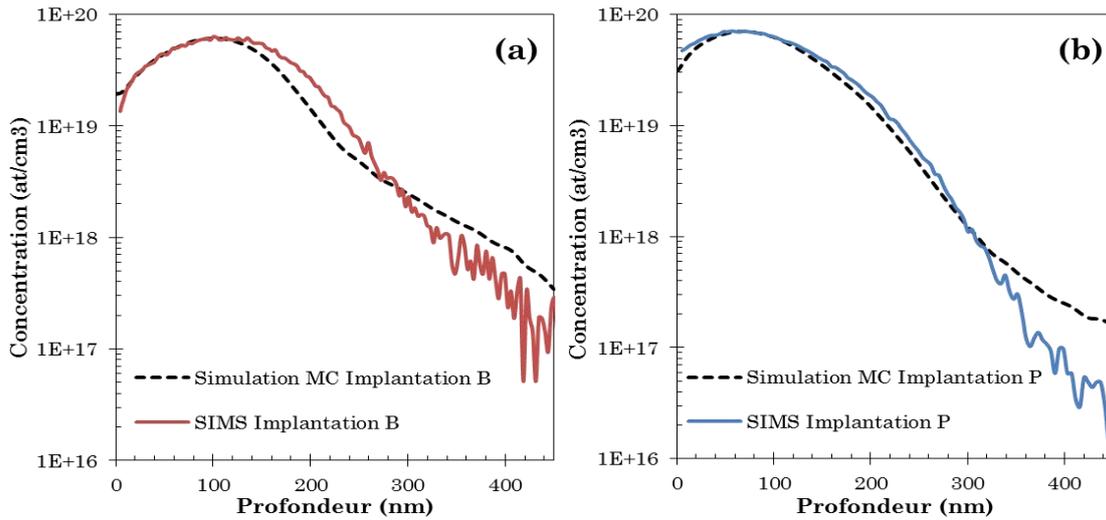


Figure I-2 Profils de concentration chimique de dopants après implantation ionique, obtenus par simulation Monte Carlo et par mesure SIMS pour (a) le Bore et pour (b) le Phosphore.

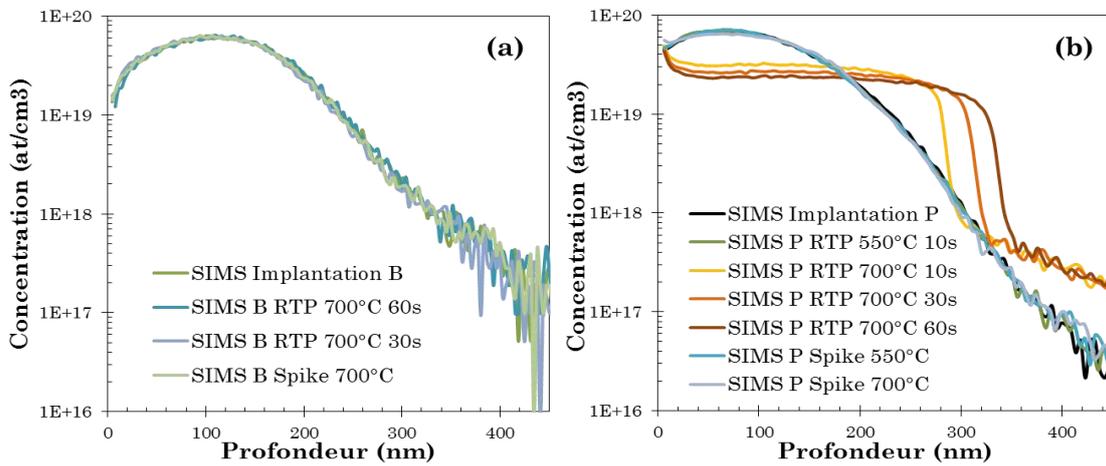


Figure I-3 Profils de concentration obtenus par SIMS après implantation et recuit d'activation pour (a) le Bore et (b) le Phosphore.

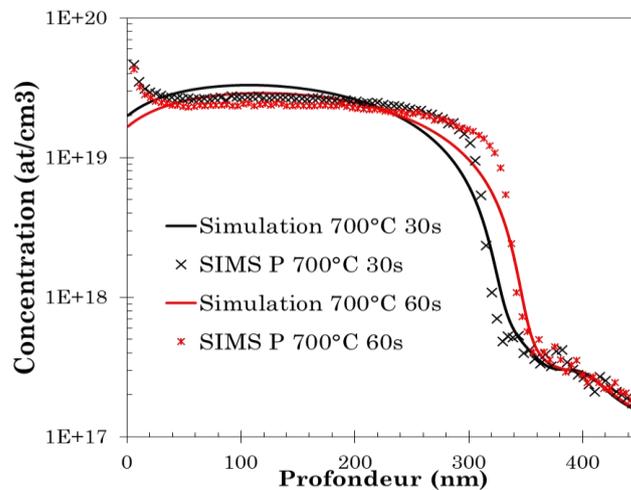


Figure I-4 Profils SIMS et simulés de la concentration en Phosphore après recuit RTP à 700°C.

Afin d'évaluer l'efficacité des recuits et le taux d'activation électrique, des mesures par la méthode 4 pointes ont permis d'obtenir la résistance de feuille de la couche de germanium. En utilisant l'échantillon 1 comme référence, il est possible d'avoir une mesure qualitative de l'efficacité des différentes conditions de recuit, cependant ces mesures ne nous permettent pas de déterminer un profil de concentration de dopants activés, et donc la calibration du simulateur pour le calcul de la concentration de dopants activés n'a pas été mise en place. Cependant, en première approximation, si la diffusion des dopants est relativement faible, le profil de concentration électrique suit le profil de concentration chimique. La valeur de R_{\square} mesurée pour chaque échantillon est reportée dans la Tableau I-3. Plus cette valeur est faible plus il y a de dopants activés. Pour le bore, indifféremment du temps de recuit à 700°C en RTP, le taux d'activation semble identique. En revanche le recuit de type « spike » semble inefficace. Pour le phosphore, le recuit à 700°C RTP améliore sensiblement le taux d'activation électrique et le « spike » à 700°C semble être le plus efficace en terme d'activation électrique.

Au-delà de la calibration du modèle, ces expériences mettent en évidence plusieurs points importants pour la conception de photodiodes en germanium sur silicium :

- Le phosphore peut être activé efficacement à 700°C avec un recuit « spike » sans qu'il n'y ait de diffusion.
- Le recuit « spike » à 700°C semble inefficace pour l'activation du bore alors qu'à 700°C pendant 30s en RTP, le taux d'activation maximum est atteint.
- Les recuits RTP à 700°C font diffuser le phosphore, avec pour conséquence la formation d'un profil de dopage avec un plateau qui s'étend en profondeur quand le temps de recuit augmente.

Afin de prédire au mieux les performances des photodiodes p-i-n, ces observations devront être prises en compte puisqu'elles impacteront directement le fonctionnement de celles-ci.

b) Simulation de l'implantation ionique et du recuit d'activation

Bien que le modèle de diffusion du phosphore puisse être amélioré, considérant le fait que peu de données étaient disponibles auparavant, ces résultats seront utilisés pour la simulation des photodiodes p-i-n.

Les expériences ayant été réalisées sur des substrats de silicium massif, il convient maintenant de modéliser le substrat qui sera utilisé pour la fabrication de photodiodes intégrées en bout de guide d'onde. Un substrat de type SOI est considéré, avec un BOX de 2 μ m et une couche supérieure de silicium de 50nm, ce qui correspond en fait à la couche de silicium nécessaire pour réaliser en pratique une épitaxie de germanium sur le silicium. Cette structure est illustrée sur la Figure I-5. L'épaisseur de la couche de Germanium a été réduite à 400nm.

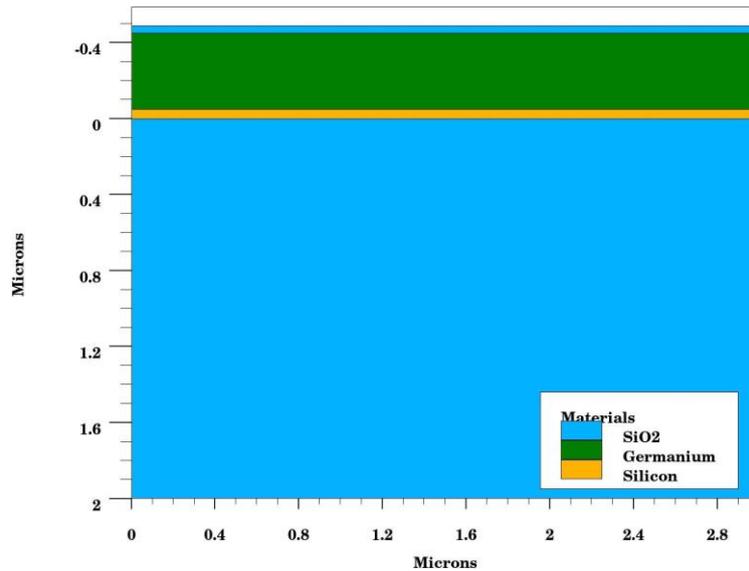


Figure I-5 Substrat utilisé pour la simulation des photodiodes p-i-n.

A partir de ce substrat, les zones à implanter p et n sont définies par un masque de résine qui arrête les dopants dans les zones souhaitées. Ainsi en alternant un dopage p et un dopage n et en définissant la distance entre les zones dopées, une structure p-i-n latérale est définie. L'étape d'implantation est suivie de la simulation du recuit d'activation. Un recuit de type RTP à 700°C pendant 10s est simulé, avec une rampe de montée en température de 450°C à 700°C en 40 secondes. Ces valeurs de température et de temps de recuit ont été choisies puisqu'elles avaient déjà été utilisées auparavant pour la fabrication de photodiodes p-i-n Ge au CEA-Leti. La Figure I-6 (a) montre la concentration de dopants après implantation et recuit dans la structure définie précédemment en utilisant les conditions de la Tableau I-1, suivant une coupe longitudinale au maximum de dopage. Elle permet de mettre en évidence le phénomène de « channeling » latéral et de diffusion du phosphore. L'implantation a été définie avec une zone intrinsèque de largeur $w_i=1\mu\text{m}$, cependant, les atomes implantés se dispersent latéralement suite aux multiples collisions avec la maille cristalline, et le recuit à 700°C pendant 10 secondes faisant diffuser le phosphore, il en résulte une réduction de la zone intrinsèque. Trois largeurs nominales de zone intrinsèques ont été étudiées : $1\mu\text{m}$, $0.7\mu\text{m}$ et $0.5\mu\text{m}$. Ces valeurs correspondent aux valeurs dessinées, et les largeurs obtenues après implantation et recuit sont rapportées dans le Tableau I-4. De plus, les profils de dopants pour ces trois largeurs sont représentés sur la Figure I-6 (b) selon une coupe au milieu de la couche de Ge après implantation et recuit à 700°C pendant 10s. Ces valeurs sont obtenues en prenant la largeur de la zone « intrinsèque » à un dopage arbitraire de $1\cdot 10^{17}\text{at}/\text{cm}^3$ et $5\cdot 10^{16}\text{at}/\text{cm}^3$. Ces valeurs arbitraires ont été décidées par rapport au dopage résiduel du Ge épitaxié qui a été estimé entre $1\cdot 10^{16}$ et $1\cdot 10^{17}\text{at}/\text{cm}^3$ d'une part et fixé à $5\cdot 10^{16}\text{at}/\text{cm}^3$ dans ces simulations ; et d'autre part en regardant l'évolution des concentrations des porteurs lorsque l'on polarise en inverse des diodes p-i-n ayant ces profils de dopage. Ce point sera abordé dans le paragraphe suivant, mais pour des concentrations supérieures à $1\cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$, le profil de charges n'évolue plus en fonction de la tension inverse. La réduction de la zone intrinsèque est significative et non négligeable pour des largeurs de l'ordre et inférieures au micron.

De plus lors de la fabrication, les tolérances d'alignement des outils de lithographie peuvent venir s'ajouter à cet effet et réduire encore cette largeur.

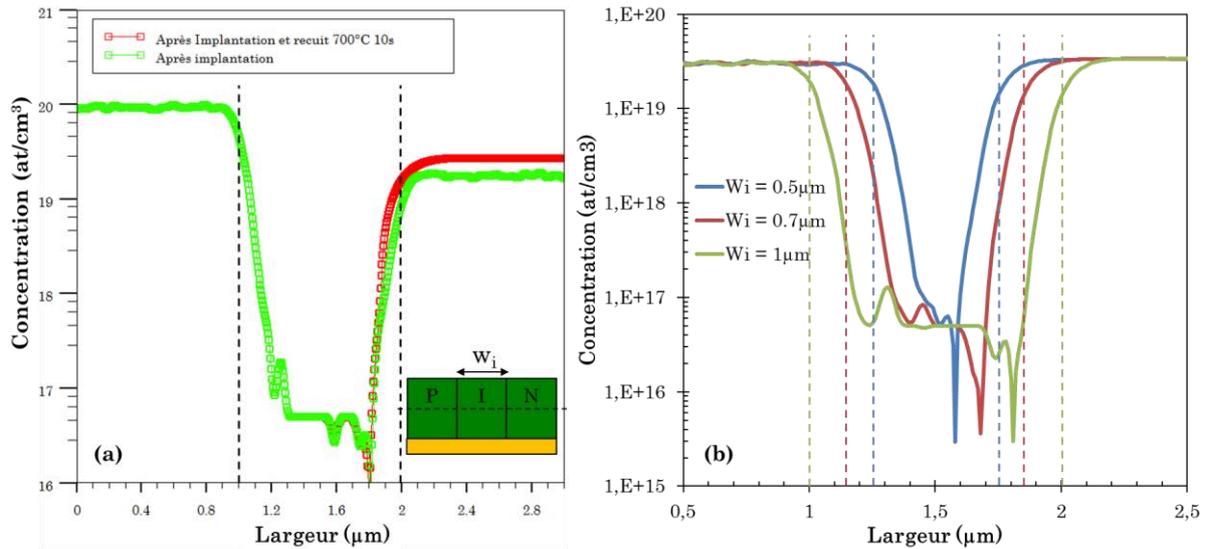


Figure I-6 Profil longitudinal de la concentration de dopants : (a) au maximum de dopage pour $w_i=1\mu\text{m}$ avant et après recuit. (b) au milieu de la couche de Ge pour $w_i=1\mu\text{m}$, $w_i=0.7\mu\text{m}$ et $w_i=0.5\mu\text{m}$, après implantation et recuit à 700°C 10s. Les pointillés verticaux représentent la largeur définie sur le masque.

Largeur nominale de la zone intrinsèque w_i	$1\mu\text{m}$	$0.7\mu\text{m}$	$0.5\mu\text{m}$
Largeur de zone intrinsèque après implantation et recuit 700°C 10s @ 1^{e17} at/cm ³	$0.7\mu\text{m}$	$0.4\mu\text{m}$	$0.2\mu\text{m}$
Largeur de zone intrinsèque après implantation et recuit 700°C 10s @ 5^{e16} at/cm ³	$0.6\mu\text{m}$	$0.3\mu\text{m}$	$0.1\mu\text{m}$

Tableau I-4 Largeurs de zone intrinsèque nominale et après implantation et recuit au milieu de la couche de Ge pour trois largeurs nominales dessinées.

Les résultats obtenus lors des simulations d'implantation et recuit seront ensuite utilisés comme entrées pour le simulateur électrique.

I.B. Simulations électriques et opto-électriques[68]

La physique des dispositifs à base de semi-conducteurs peut être décrite par un système d'équations fondamentales, qui permettent d'étudier notamment le transport des charges (électrons et trous). Ces équations consistent en :

- L'équation de Poisson
- Les équations de continuité des porteurs
- Les équations de transport.

Les équations de transport et de continuité permettent de décrire la manière dont les densités de porteurs évoluent en fonction des phénomènes de transport, génération et

recombinaison. L'équation de Poisson permet de relier le potentiel électrostatique à la densité volumique de charge :

$$\text{div}(\varepsilon \nabla \psi) = -\rho \quad (\text{I-1})$$

Où ε est la permittivité du matériau, ψ le potentiel électrostatique et ρ la densité volumique de charges :

$$\rho = q(p - n + N_D - N_A) \quad (\text{I-2})$$

q est la charge élémentaire, p et n représentent la concentration de trous et d'électrons respectivement, et N_D et N_A la densité de donneurs et d'accepteurs respectivement. Le champ électrique est obtenu à partir du gradient du potentiel selon :

$$\vec{E} = -\nabla \psi \quad (\text{I-3})$$

Les équations de continuité sont définies par :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{I-4})$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (\text{I-5})$$

Où \vec{J}_n et \vec{J}_p sont les densités de courant des électrons et des trous, G_n et G_p les taux de génération pour les électrons et les trous, et R_n et R_p sont les taux de recombinaisons des électrons et des trous. Les équations (I-4) et (I-5) peuvent être réécrites :

$$\text{div} \vec{J}_n = q \left(\frac{dn}{dt} + G_n - R_n \right) \quad (\text{I-6})$$

$$\text{div} \vec{J}_p = q \left(\frac{dp}{dt} + G_p - R_p \right) \quad (\text{I-7})$$

Afin de résoudre les densités de courant et les taux de génération et recombinaison, des équations supplémentaires sont nécessaires. Ces équations sont obtenues à partir des équations de transport de Boltzmann en utilisant des approximations et des simplifications. Différents modèles en découlent, tel le modèle de dérive-diffusion, qui est le plus simple et les modèles de type hydrodynamique, pour des simulations plus avancées, notamment pour des dispositifs de faibles dimensions où les effets quantiques ne sont plus négligeables. Pour les simulations des photodiodes de type p-i-n, seul le modèle de dérive-diffusion sera utilisé. Dans ce cas, les équations de Boltzmann donnent :

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \nabla \phi_n \quad (\text{I-8})$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \nabla \phi_p \quad (\text{I-9})$$

Où μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous, et ϕ_n et ϕ_p sont les quasi-niveaux de Fermi. En explicitant les quasi-niveaux de Fermi en assumant que la relation d'Einstein pour les coefficients de diffusion des électrons et des trous est valable, on obtient les équations suivantes pour le modèle de dérive-diffusion :

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E}_n + qD_n \nabla n \quad (\text{I-10})$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E}_p - qD_p \nabla p \quad (\text{I-11})$$

Avec D_n et D_p les coefficients de diffusion des électrons et des trous respectivement, et \vec{E}_n et \vec{E}_p le champ électrique effectif pour les électrons et les trous.

En addition, l'équation du courant de déplacement est nécessaire pour les simulations temporelles :

$$\vec{J}_{dis} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I-12})$$

La résolution des équations (I-1), (I-2), (I-3), (I-6), (I-7), (I-10), (I-11) et (I-12), permet d'étudier le comportement électrostatique des photodiodes p-i-n mais aussi temporel et permet ainsi d'obtenir la réponse en fréquence des dispositifs en fonction de la tension appliquée.

I.B.1. Modèles utilisés pour les simulations des photodiodes p-i-n

Pour des photodiodes p-i-n dont les zones p et n sont fortement dopés il faut faire attention à la statistique utilisée pour les porteurs. Etant donné que les concentrations de dopants observées sont supérieures à 1.10^{19}at/cm^3 , la statistique de Fermi-Dirac, prenant en compte la dégénérescence des semi-conducteurs, sera utilisée préférentiellement à celle de Boltzmann.

En plus des équations précédentes, il est nécessaire de spécifier les modèles pour prendre en compte la variation des paramètres tels que la mobilité des électrons et des trous ainsi que les taux de génération-recombinaison.

a) Modèle pour la mobilité du Germanium :

Afin de prendre en compte l'effet du champ électrique, le modèle de Caughey et Thomas [69] est utilisé. Les mobilités des électrons et des trous sont alors calculées suivant les formules suivantes :

$$\mu_n(E) = \mu_{n0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{n0} E}{v_{satn}} \right)^{\beta_n}} \right]^{\frac{1}{\beta_n}} \quad (\text{I-13})$$

$$\mu_p(E) = \mu_{p0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{p0} E}{v_{satp}} \right)^{\beta_p}} \right]^{\frac{1}{\beta_p}} \quad (\text{I-14})$$

μ_{n0} et μ_{p0} sont les mobilités des électrons et des trous pour les faibles champs électriques et sont assumées constantes. v_{satn} et v_{satp} sont les vitesses de saturations des électrons et des trous, et β_n et β_p sont des paramètres empiriques ajustables. Par défaut, ATLAS ne propose pas de paramètres pour le Germanium. Les valeurs de mobilité pour les faibles champs électriques ainsi que les valeurs de vitesse de saturation des porteurs, et de β_n et β_p ont été fixées aux valeurs trouvées dans la littérature [70], [71]. Par ailleurs il est possible d'ajuster le modèle en fonction de la température et de la concentration des porteurs en utilisant le modèle de Masetti [72] et les valeurs de la référence [71].

	Electrons	Trous
μ_0	0.39 m ² .s ⁻¹ .V ⁻¹	0.19 m ² .s ⁻¹ .V ⁻¹
v_{satn}	6.34x10 ⁴ m.s ⁻¹	6.34x10 ⁴ m.s ⁻¹
β	2	2

Tableau I-5 Paramètres pour la mobilité du Germanium dans ATLAS.

b) Modèles pour les taux de génération-recombinaison dans le Germanium :

Le Germanium étant un matériau avec une énergie de gap faible, les phénomènes de tunneling sont importants et doivent être pris en compte. Ces phénomènes ont comme principal effet dans les photodiodes p-i-n, polarisées en inverse, de contrôler les courants d'obscurité.

Le modèle de Shockley-Read-Hall (SRH) permet de rendre compte de la génération-recombinaison de porteurs via les défauts profonds dans la bande d'énergie. Les temps de vie des porteurs minoritaires interviennent ainsi que la concentration des défauts. Le modèle de Scharfetter est utilisé avec les paramètres de [71] comme première approximation pour prendre en compte la dépendance du temps de vie des porteurs minoritaires à la concentration de dopants. Le taux de génération-recombinaison volumique peut être décrit par [73], [74] :

$$RG_{SRH} = \frac{pn - n_{ie}^2}{\tau_p \left(n + n_{ie} e^{\frac{E_{trap}}{kT}} \right) + \tau_n \left(p + n_{ie} e^{\frac{-E_{trap}}{kT}} \right)} \quad (I-15)$$

Où τ_p et τ_n sont les temps de vie des trous et des électrons respectivement, et E_{trap} la différence des niveaux d'énergie des pièges par rapport au niveau de Fermi intrinsèque, qui sera prise égale à zéro, ce qui correspond à des pièges dont le niveau d'énergie se situe au milieu du gap.

Pour les termes de tunneling assisté par pièges et bande à bande, les modèles de Schenk [75], [76] sont utilisés avec les paramètres suivants :

	Electrons	Trous
Masse effective	0.12m ₀	0.34m ₀
Energie des phonons	0.037eV	

Tableau I-6 Paramètres pour les modèles de tunneling de Schenk.

D'autres paramètres pour le modèle de tunneling bande à bande peuvent être ajustés mais ils ont d'abord été fixés aux valeurs par défaut. Ils seront abordés dans le modèle analytique. Il est par ailleurs difficile de quantifier les contributions au courant d'obscurité, le calcul de celui-ci dans les simulations TCAD a été effectué mais ne donne en aucun cas des résultats quantitatifs.

c) Absorption et porteurs photo-générés

Dans ATLAS, le module LUMINOUS permet de prendre en compte l'absorption et la propagation de lumière et ainsi de calculer un taux de photo-génération de porteurs. Celui-ci est directement intégré dans les équations de continuité (I-4) et (I-5). Bien que plusieurs méthodes de calcul de propagation de lumière soient disponibles, elles sont soumises à certaines conditions. Les méthodes proposées sont souvent adaptée aux calculs de propagation dans un système multicouche ou pour une photodiode qui serait éclairée par

la surface. Cependant dans le cas de photodiodes p-i-n intégrées avec un guide d'onde, seule la FDTD est adaptée. Cela nécessite la définition d'une structure en 3D et des calculs en 3D qui sont très coûteux en temps et en mémoire. Une autre solution, celle qui a été retenue, est de spécifier directement dans un fichier écrit en langage C le taux de photo-génération. Dans une première approximation, le mode optique est évalué suivant le produit de deux fonctions cosinus au carré donnant ainsi le mode optique en 2D dont les dimensions verticales et latérales peuvent être ajustées en fonction des dimensions de la photodiode simulée.

Les simulations seront effectuées à la longueur d'onde de 1550nm et les indices de réfraction utilisés pour le Silicium et le Germanium sont ceux donnés dans la partie I.

I.B.2. Résultats

Une fois les modèles choisis et mis en place dans le simulateur, le comportement des photodiodes p-i-n peut être étudié en fonction de la tension inverse ainsi qu'en fonction de la fréquence du signal optique qui éclaire la photodiode. Le calcul s'effectue par itération par la méthode de Newton-Raphson. En fonction du maillage et du pas en tension utilisé, le temps de calcul peut s'avérer long et un bon compromis doit être trouvé pour que l'algorithme converge sans pour autant sur-mailler le dispositif. Toutes les grandeurs internes sont calculées simultanément et il est ensuite possible de visualiser celles-ci pour chaque tension enregistrée. Nous nous intéresserons principalement ici à l'évolution des porteurs, au champ électrique ainsi qu'à la réponse en fréquence des dispositifs.

Les trois largeurs de zone intrinsèque présentées au paragraphe PremierI.A.1)a) ont été étudiées ($w_i = 0.5, 0.7$ et $1\mu\text{m}$) et des électrodes de 500nm de large, espacées de $2\mu\text{m}$ pour les trois w_i ont été utilisées. La structure simulée est représentée sur la Figure I-7. Le dopage résiduel dans le Ge épitaxié a été défini à $5 \times 10^{16} \text{at}/\text{cm}^3$, et de type p.

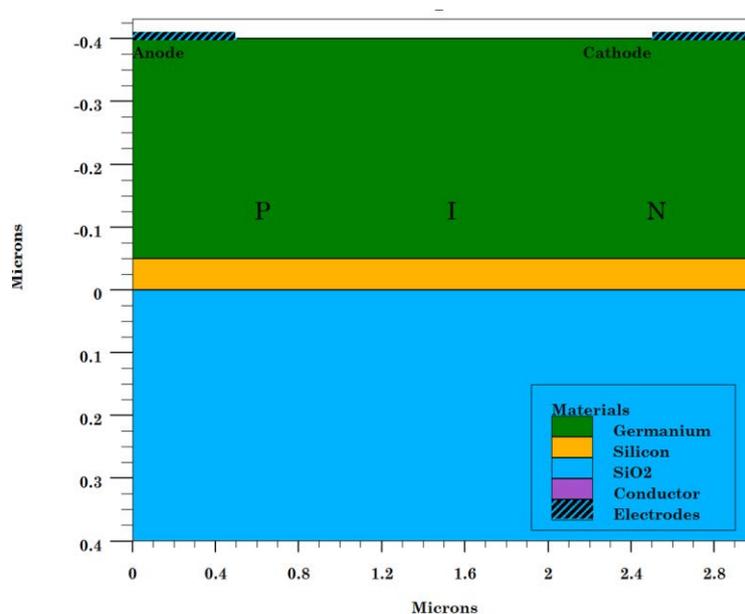


Figure I-7 Structure de la photodiode p-i-n simulée.

a) Evolution des densités de charges et du champ électrique

L'évolution de la densité des porteurs en fonction de la tension inverse appliquée permet d'évaluer directement l'extension de la zone de charge d'espace. Comme le montre la Figure I-8, quand la tension inverse augmente, la densité de porteurs dans la zone intrinsèque diminue. Cependant, en se limitant à ce qui se passe pour des concentrations supérieures à celle du dopage résiduel du Ge épitaxié, si la concentration des porteurs est supérieure à $10^{18}/\text{cm}^3$, alors les profils de porteurs n'évoluent pas avec la tension. La Figure I-9 représente en zoom l'évolution des concentrations d'électrons et de trous pour des concentrations supérieures à $10^{16}/\text{cm}^3$. La zone intrinsèque se déplète lorsque la tension inverse augmente, avec une plus forte déplétion du côté p. Il en résulte une extension de la largeur de la zone de charge d'espace.

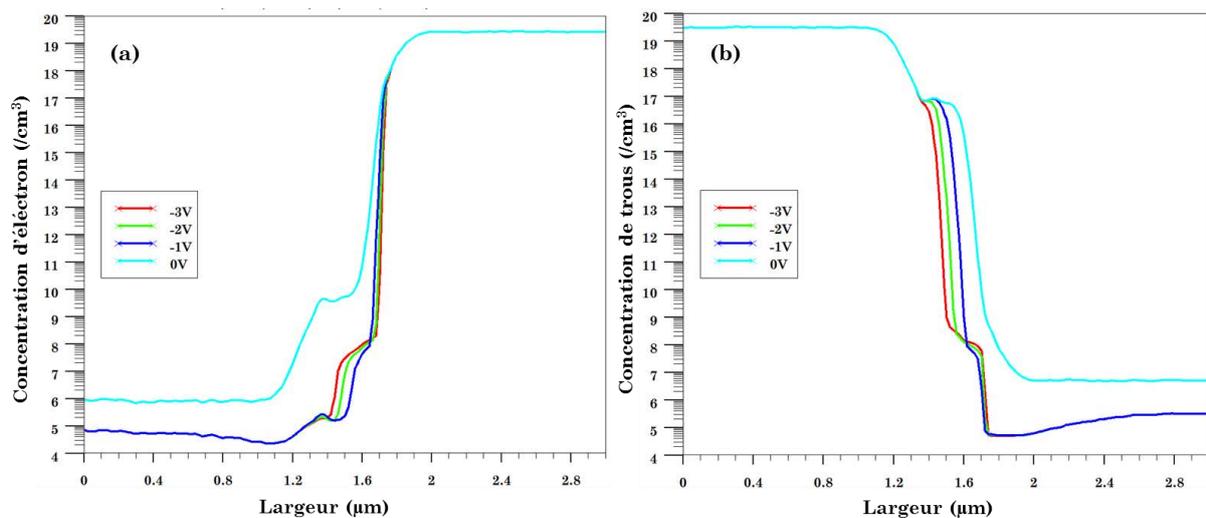


Figure I-8 Coupe longitudinale au milieu de la couche de Ge, montrant l'évolution de la concentration des électrons (a) et des trous (b) en fonction de la tension inverse, pour une photodiode p-i-n dessinée avec une largeur de zone intrinsèque de $0.7\mu\text{m}$.

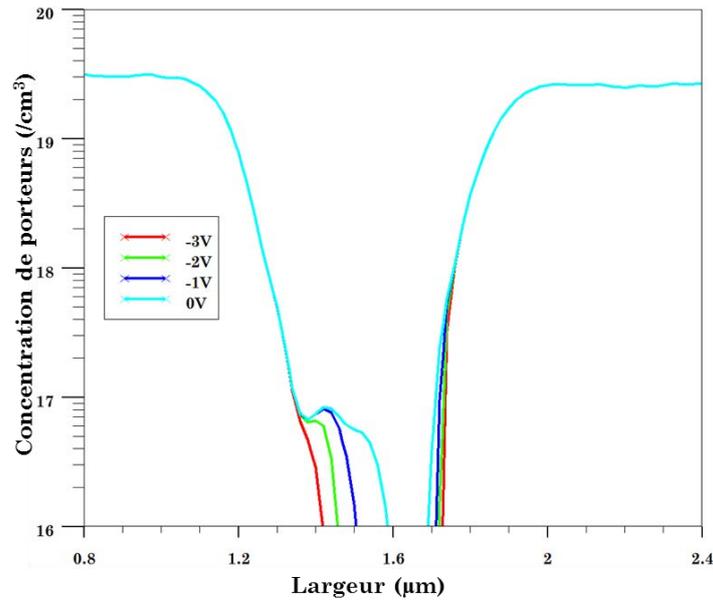


Figure I-9 Zoom sur l'évolution de la concentration des porteurs (trous à gauche et électrons à droite) en fonction de la tension inverse.

Alors que la zone de charge d'espace s'élargit, le champ électrique s'intensifie et occupe la zone de charge d'espace comme le montre la Figure I-10. On remarquera que même dans les zones neutres un faible champ électrique subsiste alors qu'en théorie celui-ci devrait être nul.

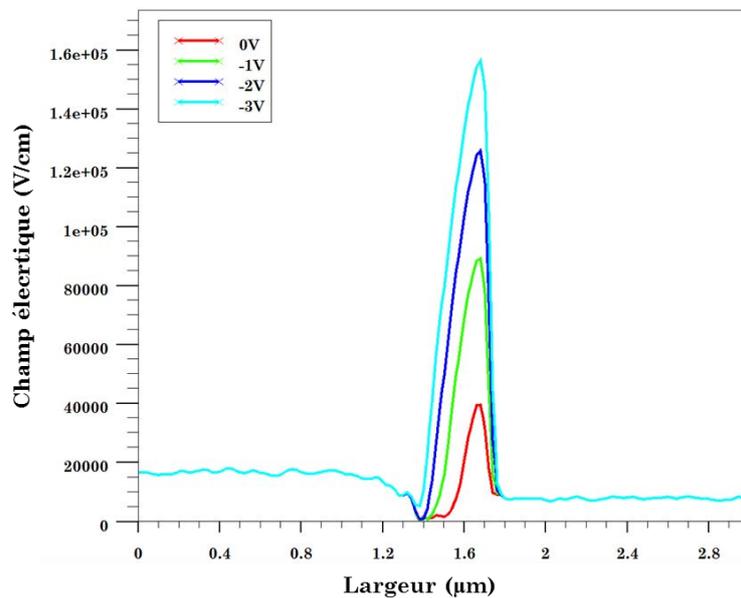


Figure I-10 (a) Evolution du champ électrique en fonction de la tension inverse au milieu de la couche de Ge et (b) Cartographie du champ électrique pour -3V pour une photodiode p-i-n avec $w_i=0.7\mu\text{m}$.

b) Courant d'obscurité et photocourant

La puissance optique incidente est fixée à $1\mu\text{W}$ et est répartie comme indiqué par la Figure I-11, en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe c). La largeur utilisée correspond à un guide d'onde de 500nm de large. Or comme montré précédemment, même si on

dessine la zone intrinsèque à 500nm, elle en fera moins, et donc une partie du mode optique sera en recouvrement avec les zones dopées de la photodiode. Il en résulte une perte de porteurs photogénérés puisque ceux-ci se recombineront dans les zones dopées et ne contribueront pas au photo-courant.

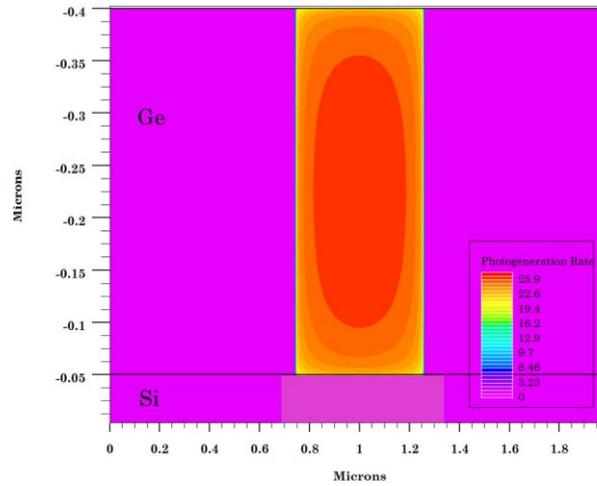


Figure I-11 Répartition du taux de photogénération de porteurs utilisé pour le calcul du courant sous éclaircissement.

Le courant d'obscurité et le photo-courant sont calculés en fonction de la tension et sont représentés sur la Figure I-12. Le courant d'obscurité présente une faible dépendance à la tension, ce qui n'est pas représentatif des vrais dispositifs. Ce point sera abordé dans les chapitres suivants, notamment dans le modèle analytique et les résultats de caractérisation des dispositifs fabriqués. Avec les paramètres optiques utilisés pour le Ge, une longueur de photodiode de 10 μm devrait être suffisante pour absorber plus de 95% des photons. Cependant, dans ce cas le photo-courant est de 0.5 $\mu\text{A}/\mu\text{m}$ soit 5 μA pour une photodiode de 10 μm de long. Pour la longueur d'onde de 1550nm utilisée, le photo-courant total pour 10 μm de propagation devrait être de l'ordre de 12.4 μA en supposant une responsivité maximale. Cela met bien en évidence que l'absorption dans les zones dopées dégrade la responsivité réelle de la photodiode. Ces résultats ne sont pas quantitatifs mais permettent de comprendre le fonctionnement réel d'une photodiode. Toutefois, le photo-courant ne présente pas de dépendance à la tension, ce qui signifie que le champ électrique même à 0V est suffisant pour extraire tous les porteurs photo-générés, et que ceux-ci sont efficacement collectés aux électrodes.

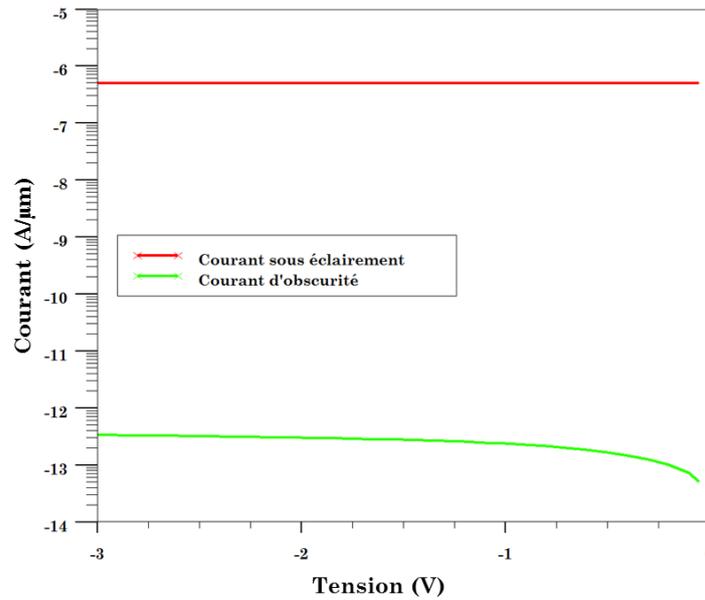


Figure I-12 Courant d'obscurité et photo-courant en fonction de la tension pour une photodiode p-i-n avec $w_i=0.7\mu\text{m}$.

c) Réponse en fréquence

Afin de connaître la réponse en fréquence des photodiodes, des simulations petits signaux sont nécessaires. Le signal optique est modulé en fréquence et le photo-courant est alors calculé pour chaque fréquence souhaité et ce à différents points de polarisation. La réponse fréquentielle de la photodiode est ainsi obtenue en pour différentes tensions, ici 0V (Figure I-13 (a)) et -3V (Figure I-13 (b)). Le fort champ à 0V permet déjà en théorie d'atteindre des bandes passantes opto-électriques à -3dB de l'ordre de 18GHz, 70GHz et 140GHz pour les designs à $w_i=1\mu\text{m}$, $w_i=0.7\mu\text{m}$ et $w_i=0.5\mu\text{m}$ respectivement. Cependant ce calcul est à modérer puisqu'il ne prend pas en compte la limitation due au délai RC. En effet ici, la résistance d'accès et de contact ainsi que la capacité liée au back-end et à la jonction des photodiodes n'ont pas été prise en compte, seul le temps de transit des porteurs intervient dans le calcul. Nous verrons dans le chapitre concernant la modélisation analytique que ce délai n'est pas négligeable et peut réduire drastiquement la réponse fréquentielle des dispositifs.

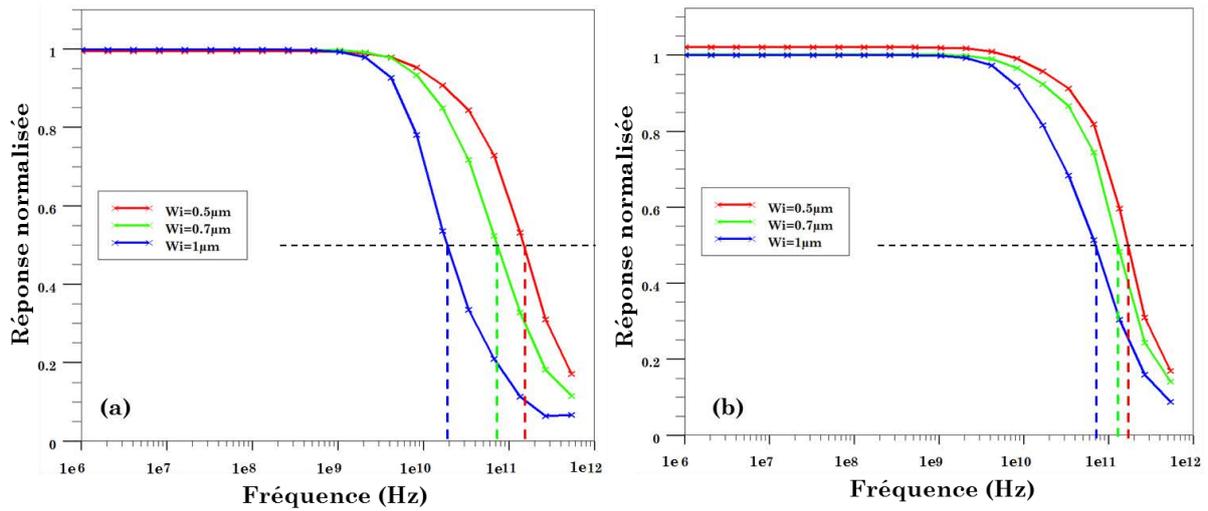


Figure I-13 Réponse en fréquence normalisée pour les trois designs de photodiodes étudiés (a) à 0V et (b) à -3V.

Les outils de simulation TCAD ont permis d'appréhender l'influence des procédés de fabrication, et plus précisément des étapes d'implantation ionique et de recuit sur le comportement des photodiodes p-i-n. Ces outils permettent d'obtenir une très bonne représentation du dispositif réel, toutefois pour mener des études paramétriques de premier ordre et faire varier de nombreux paramètres, le temps de calcul nécessaire limite l'étendue de celles-ci.

II. MODELISATION ANALYTIQUE

Afin d'obtenir des résultats rapides et permettre d'étudier qualitativement l'influence de certains paramètres sur le fonctionnement des photodiodes p-i-n, un modèle analytique a été développé à l'aide de MATLAB. Les hypothèses et les simplifications seront d'abord présentées. Ensuite, les équations ainsi que les phénomènes pris en compte et leurs modélisations seront abordés. Le modèle sera ensuite confronté aux résultats expérimentaux et aux résultats de simulation TCAD.

II.A. Description et implémentation du modèle

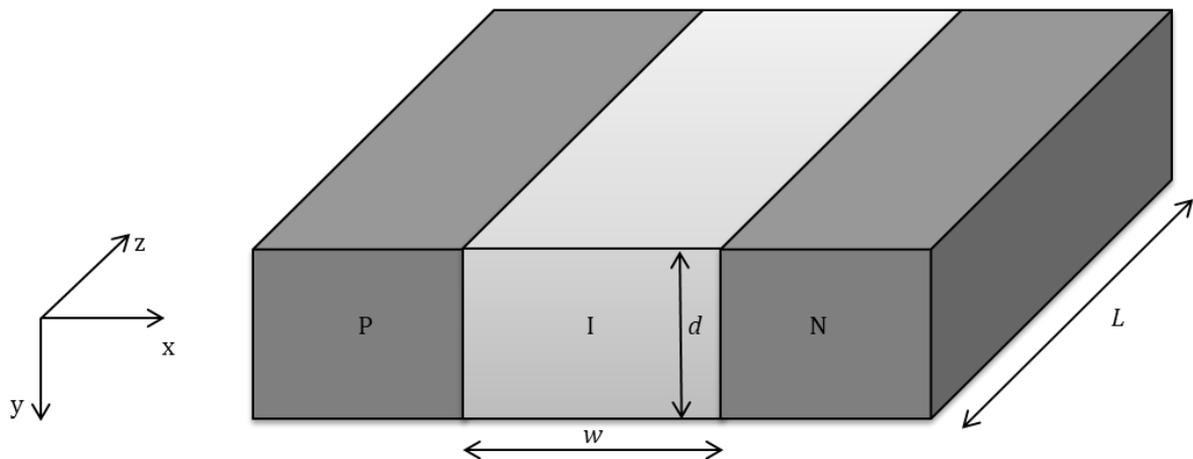


Figure II-1 Structure d'une photodiode p-i-n latérale et paramètres géométriques.

La Figure II-1 représente la structure de la photodiode ainsi que les grandeurs géométriques associées. L représente la longueur de la photodiode, w la largeur de la zone intrinsèque et d l'épaisseur de la couche de Germanium considérée.

Les profils de dopage sont supposés abrupts et uniformes selon la profondeur, et invariants selon z . L'étude peut donc se limiter à une seule dimension (x) et le résultat peut être intégré suivant y et z . Par ailleurs, on suppose que la zone intrinsèque est complètement déplétée et son dopage est négligeable. Cependant, il sera pris en compte pour les calculs de mobilité des porteurs dans la zone intrinsèque, et en accord avec ce qui a pu être observé il est de type p avec une valeur comprise entre 1^{e16} et 1^{e17} cm^{-3} .

La densité d'électrons et de trous est considérée comme nulle dans les zones neutres.

Pour l'analyse électrostatique, on suppose que la densité de porteurs dans la zone intrinsèque reste suffisamment faible pour ne pas perturber le champ électrique.

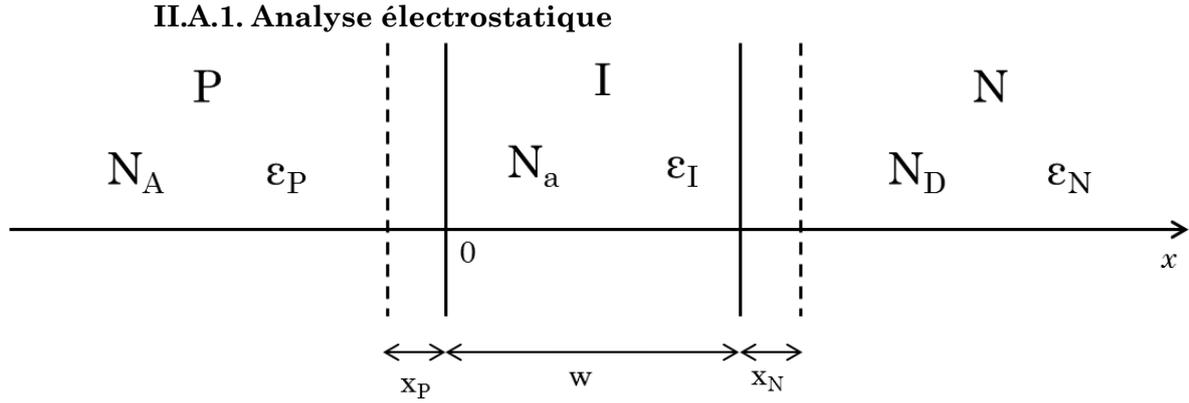


Figure II-2 Structure 1D pour l'analyse électrostatique.

Afin de rester général et prendre en compte la possibilité de changer les matériaux, chaque zone est définie par sa propre permittivité : ε_P , ε_I et ε_N respectivement pour les zones dopé p, intrinsèque et dopé n. N_A , N_a et N_D représentent la densité d'accepteurs dans la zone dopée p, la densité d'accepteur dans la zone intrinsèque et la densité de donneurs dans la zone dopée n, respectivement. x_P et x_N représentent l'extension de la zone de charge d'espace dans les zones neutres.

Afin de résoudre le potentiel électrostatique et le champ électrostatique dans la structure, il convient de discrétiser l'équation de Poisson en 1D. L'équation (I-1) devient alors

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (\text{II-1})$$

$$\rho(x) = -q(N_D - N_A) \quad (\text{II-2})$$

On prendra pour origine des abscisses $x=0$ au début de la zone intrinsèque, on peut alors écrire :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & x < -x_P \\ -qN_A & -x_P \leq x < 0 \\ 0 & 0 \leq x < w \\ qN_D & w \leq x < w + x_N \\ 0 & x \geq w + x_N \end{cases} \quad (\text{II-3})$$

En intégrant (II-3) par rapport à x , et en s'assurant de la continuité du déplacement électrique en $x = 0$ et $x = w$, c'est-à-dire $\varepsilon_P E(x = 0_-) = \varepsilon_I E(x = 0_+)$ et $\varepsilon_I E(x = w_-) = \varepsilon_N E(x = w_+)$, on obtient pour le champ électrique :

$$E(x) = \begin{cases} 0 & x < -x_P \\ \frac{-qN_A}{\varepsilon_P}(x + x_P) & -x_P \leq x < 0 \\ -\frac{qN_A}{\varepsilon_I}x_P & 0 \leq x < w \\ \frac{qN_D}{\varepsilon_N}(x - (x_N + w)) & w \leq x < w + x_N \\ 0 & x \geq w + x_N \end{cases} \quad (\text{II-4})$$

Et on a :

$$N_A x_P = N_D x_N \quad (\text{II-5})$$

En intégrant (II-4) et en satisfaisant la continuité du potentiel électrique en $x = 0$ et $x = w$, on obtient alors (II-6) :

$$V(x) = \begin{cases} -(V_d - V_a) & x < -x_p \\ \frac{qN_A}{2\varepsilon_p}(x + x_p)^2 - (V_d - V_a) & -x_p \leq x < 0 \\ \frac{qN_A}{\varepsilon_I}x_px + \frac{qN_A}{2\varepsilon_p}x_p^2 - (V_d - V_a) & 0 \leq x < w \\ \frac{-qN_D}{2\varepsilon_N}(x - (x_N + w))^2 + \frac{qN_D}{2\varepsilon_N}x_N^2 + \frac{qN_A}{\varepsilon_I}x_pw + \frac{qN_A}{2\varepsilon_p}x_p^2 - (V_d - V_a) & w \leq x < w + x_N \\ 0 & x \geq w + x_N \end{cases}$$

Où V_a est la tension appliquée et V_d est le potentiel de diffusion défini par l'équation (II-7), où n_i est la concentration intrinsèque du Ge.

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (\text{II-7})$$

De plus, lors de la détermination de la constante d'intégration grâce aux conditions aux limites, on obtient l'équation permettant de calculer l'extension de la zone de charge d'espace :

$$x_p^2 \left[\frac{qN_A}{2\varepsilon_p} + \frac{qN_A^2}{2\varepsilon_N N_D} \right] + x_p \frac{qN_A}{\varepsilon_I} w - (V_d - V_a) = 0 \quad (\text{II-8})$$

En résolvant cette équation on obtient x_p et en remplaçant dans (II-5) la valeur de x_N est obtenue. On définit alors la largeur de la zone de charge d'espace par :

$$w_i = x_p + w + x_n \quad (\text{II-9})$$

L'analyse électrostatique permet d'obtenir les valeurs du champ électrique dans la photodiode en fonction de la tension appliquée.

II.A.2. Mobilité et vitesse de dérive des porteurs

Afin de calculer le courant inverse ainsi que la vitesse des porteurs dans la zone déplétée, il est nécessaire de connaître la mobilité de ceux-ci. Le modèle utilisé est le même que celui décrit dans le paragraphe Premier.I.A.1)a). Il prend donc en compte la dépendance à la température, au dopage et au champ électrique. La vitesse des porteurs est ensuite calculée suivant l'équation (II-10) et sera utilisée pour l'analyse de la réponse fréquentielle des photodiodes. La mobilité et la vitesse des porteurs dans le Ge, calculées suivant les équations (I-13), (I-14), et (II-10) sont représentées sur la Figure II-3 en fonction du champ électrique à température ambiante.

$$v_{drift\ n,p} = \mu_{n,p} E \quad (\text{II-10})$$

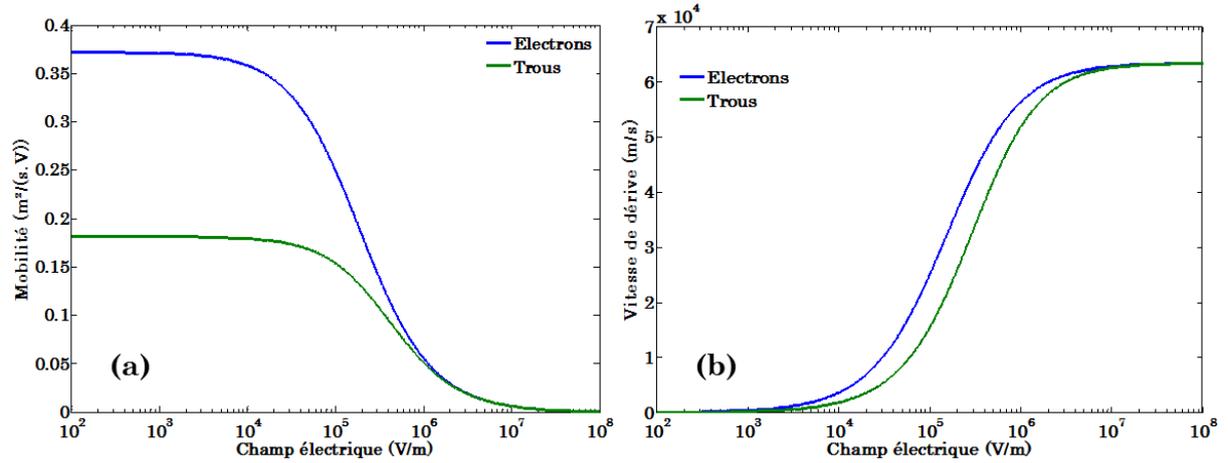


Figure II-3 (a) Mobilité et (b) vitesse de dérive des porteurs dans le Ge en fonction du champ électrique à T=300K.

La mobilité est aussi nécessaire pour calculer le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans les zones neutres qui est utilisé pour calculer les longueurs de diffusion qui seront nécessaires dans l'évaluation du courant dans la photodiode. Les coefficients de diffusion et les longueurs de diffusion sont donnés par les équations suivantes :

$$D_{n,p} = \mu_{n,p} \frac{kT}{q} \quad (\text{II-11})$$

$$L_{n,p} = D_{n,p} \tau_{diff\ n,p} \quad (\text{II-12})$$

Avec $\tau_{diff\ n,p}$ le temps de vie des porteurs minoritaires dans les zones neutres.

II.A.3. Courant d'obscurité

Pour la modélisation du courant d'obscurité, trois contributions ont été modélisées et prises en compte dans un premier temps :

- La génération SRH assisté par les pièges et le champ électrique
- Le taux de diffusion
- Le tunneling bande à bande.

Ces modèles comportent de nombreux paramètres relatifs aux matériaux et seront ajustés par la suite en se basant sur des mesures.

a) Taux de génération SRH assisté par pièges

Ce modèle est basé sur le modèle de Hurkx [77], il permet notamment d'inclure une dépendance à la densité de pièges, qui dans le cas du Germanium hétéro-épitaxié est généralement proportionnelle à la densité de dislocations émergentes. Le taux de génération-recombinaison SRH est simplifié d'après l'équation (I-15) :

$$RG_{SRH} = \frac{N_A N_D - N_a^2}{\tau_p (N_A + N_a) + \tau_n (N_D + N_a)} \quad (\text{II-13})$$

Les valeurs de τ_p et τ_n sont définies suivant l'équation suivante :

$$\tau_{p,n} = \frac{1}{v_{th\ p,n} \sigma n_T n_{TD}} \quad (\text{II-14})$$

Avec $v_{th,p,n}$ la vitesse thermique des trous et des électrons, σ la section efficace de capture, n_T la densité de centres de recombinaison et n_{TD} la densité de dislocations émergentes. Pour prendre en compte la dépendance au champ électrique, un terme correctif multiplie l'équation (II-13) :

$$TAT = 2\sqrt{3\pi} \frac{E}{E_\Gamma} e^{(E/E_\Gamma)^2} \quad (\text{II-15})$$

$$\text{Avec } E_\Gamma = \sqrt{\frac{24m_0 \cdot 0.12(kT)^3}{q\hbar/2\pi}}$$

b) Taux génération par diffusion des porteurs minoritaires

La présence de porteurs minoritaires dans les zones neutres entraîne la création d'un courant dit de diffusion. Si la longueur de diffusion des porteurs minoritaires est inférieure à la distance contact-zone de charge d'espace alors celui-ci deviendra nul avant d'atteindre les contacts. Dans le cas contraire un faible courant de diffusion subsiste. Bien souvent ce terme de génération est négligeable par rapport aux autres termes de génération. Il peut cependant être pris en compte suivant l'équation suivante :

$$G_{diff} = \frac{D_n}{N_A L_p \tanh\left(\frac{W_{dop}}{L_p}\right)} + \frac{D_p}{N_D L_n \tanh\left(\frac{W_{dop}}{L_n}\right)} \quad (\text{II-16})$$

Avec $D_{n,p}$ et $L_{n,p}$ les coefficients et longueurs de diffusion pour les électrons et les trous, et W_{dop} la largeur des zones dopées, supposée ici égale pour les zones p et n.

c) Taux de génération par effet tunnel bande à bande

Dans les semi-conducteurs à faible gap comme le Germanium, si le champ électrique devient important, les bandes de conduction et de valence se déforment, et des porteurs peuvent alors transiter de la bande de valence vers la bande de conduction et ainsi créer un courant. En se basant sur le modèle de Schenk [75], la contribution due au tunneling bande à bande a été incluse dans le modèle de génération de courant. Celle-ci est donnée par l'équation suivante :

$$G_{BBT} = A_{bbt} F^{7/2} \frac{N_A N_D - N_a^2}{(N_A + N_a)(N_D + N_a)} \left(\frac{E_c^{-3/2} e^{-E_c/F}}{e^{qh_{bbt}/kT} - 1} + \frac{E_c^{-3/2} e^{-E_c/F}}{1 - e^{-qh_{bbt}/kT}} \right) \quad (\text{II-17})$$

Avec E_c un champ électrique critique définit par :

$$E_c = B_{bbt} (E_g - h_{bbt})^{3/2} \quad (\text{II-18})$$

A_{bbt} et B_{bbt} des paramètres ajustables du modèle qui dépendent du matériau et h_{bbt} est l'énergie des phonons.

Les taux de générations exprimés dans les équations (I-12), (I-14) et (I-15) sont des taux de génération volumique. Il convient donc de les multiplier par le volume de la jonction et d'utiliser la loi de Shockley pour la dépendance avec la tension inverse, dans la mesure où les courants sont relativement faibles. On obtient alors pour le courant d'obscurité total :

$$I_{obs} = qdLw_i(RG_{SRH}TAT + G_{BBT} + G_{diff})\left(e^{qV_a/kT} - 1\right) \quad (II-19)$$

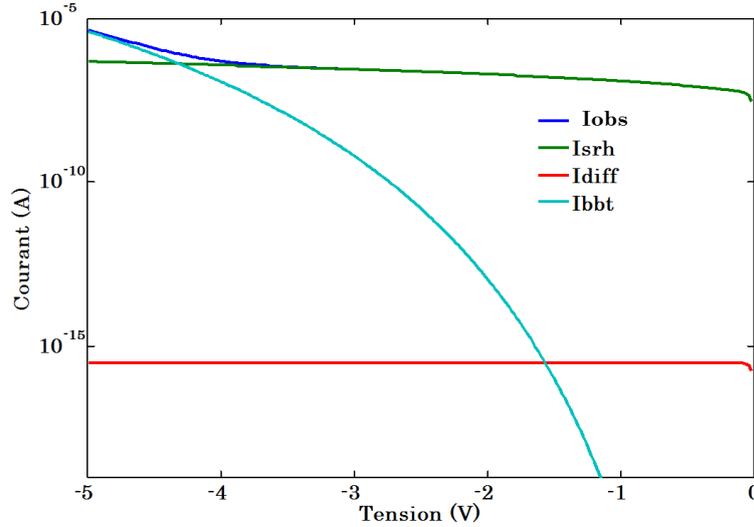


Figure II-4 Contributions au courant d'obscurité en fonction de la tension. En bleu foncé le courant d'obscurité total, en vert le courant du à la génération SRH, en rouge le courant de diffusion et en bleu clair le courant du à la génération par tunneling bande à bande.

La Figure II-4 montre les différentes contributions au courant d'obscurité en fonction de la tension. Le courant de diffusion augmente lorsque la tension inverse est inférieure au potentiel thermique kT/q , et est constant au-delà de celle-ci. A faible tension (i.e. faible champ électrique), le courant d'obscurité est dominé par la génération SRH, et lorsque le champ devient suffisamment élevé, alors le courant de tunneling band à bande domine.

II.A.4. Réponse en fréquence

La réponse fréquentielle de la photodiode à un signal optique modulé permet de déterminer la bande passante des photodiodes p-i-n. Celle-ci est limitée par deux facteurs :

- Le temps de transit des porteurs dans la zone déplétée
- Le temps lié au délai RC de la photodiode.

a) Réponse fréquentielle liée au temps de transit de porteurs

Les porteurs photogénérés dans la zone de déplétion, sous l'effet du champ électrique vont transiter jusqu'aux zones neutres. En supposant que le champ électrique est homogène dans la zone intrinsèque, avec des lignes de champ parallèles à l'axe x , la distance maximum parcourue par les porteurs est égale à w_i . En fonction de la vitesse des porteurs $v_{drift\ n,p}$, on peut exprimer le temps de transit de ceux-ci par l'équation (II-20)

$$\tau_{n,p} = \frac{w_i}{v_{drift\ n,p}} \quad (II-20)$$

On suppose que N paires électrons-trous ont été générées à $t = 0$ par absorption de photons. Pour $t > 0$, alors le nombre d'électrons et de trous peut s'écrire :

$$N_n(t) = N \left(1 - \frac{t}{\tau_n}\right) \quad (II-21)$$

$$N_p(t) = N \left(1 - \frac{t}{\tau_p} \right) \quad (\text{II-22})$$

En supposant que le signal optique incident est modulé à la fréquence ω , alors le photocourant résultant dans la photodiode peut s'écrire sous la forme complexe suivante :

$$I(t, \omega) = N \left(1 - \frac{t}{\tau_n} \right) \frac{q}{\tau_n} e^{j\omega t} + N \left(1 - \frac{t}{\tau_p} \right) \frac{q}{\tau_p} e^{j\omega t} \quad (\text{II-23})$$

Avec pour $t = 0$, le courant est défini suivant l'équation suivante :

$$I(0) = I(0)_n + I(0)_p = \frac{Nq}{\tau_n} + \frac{Nq}{\tau_p} \quad (\text{II-24})$$

En intégrant l'équation (II-23) de 0 à τ_n (τ_p), et en utilisant l'équation (II-24) pour la valeur du courant à $t = 0$, on obtient une expression du courant indépendante du temps :

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \int_0^{\tau_n} N \left(1 - \frac{t}{\tau_n} \right) \frac{q}{\tau_n} e^{j\omega t} dt + \int_0^{\tau_p} N \left(1 - \frac{t}{\tau_p} \right) \frac{q}{\tau_p} e^{j\omega t} dt \\ &= \left[N \left(1 - \frac{t}{\tau_n} \right) \frac{q}{j\omega\tau_n} e^{j\omega t} \right]_0^{\tau_n} + \int_0^{\tau_n} \frac{Nq}{j\omega\tau_n^2} e^{j\omega t} dt \\ &+ \left[N \left(1 - \frac{t}{\tau_p} \right) \frac{q}{j\omega\tau_p} e^{j\omega t} \right]_0^{\tau_p} + \int_0^{\tau_p} \frac{Nq}{j\omega\tau_p^2} e^{j\omega t} dt \\ &= -\frac{Nq}{j\omega\tau_n} + \left[\frac{Nq}{(j\omega\tau_n)^2} e^{j\omega t} \right]_0^{\tau_n} - \frac{Nq}{j\omega\tau_p} + \left[\frac{Nq}{(j\omega\tau_p)^2} e^{j\omega t} \right]_0^{\tau_p} \\ &= \left[\frac{Nq}{(\omega\tau_n)^2} (1 - e^{j\omega\tau_n}) - \frac{Nq}{j\omega\tau_n} \right] + \left[\frac{Nq}{(\omega\tau_p)^2} (1 - e^{j\omega\tau_p}) - \frac{Nq}{j\omega\tau_p} \right] \end{aligned} \quad (\text{II-25})$$

La fonction de transfert de la photodiode due au temps de transit s'écrit alors :

$$\begin{aligned} H_{tr} = \frac{I(\omega)}{I_0(\omega)} &= \left[\frac{1}{(\omega\tau_n)^2} (1 - e^{j\omega\tau_n}) - \frac{1}{j\omega\tau_n} \right] \\ &+ \left[\frac{1}{(\omega\tau_p)^2} (1 - e^{j\omega\tau_p}) - \frac{1}{j\omega\tau_p} \right] \end{aligned} \quad (\text{II-26})$$

b) Réponse fréquentielle liée au délai RC

A l'équation (II-26), s'ajoute la contribution due au délai introduit par la capacité et la résistance équivalente de la photodiode. D'un point de vue électrique, une photodiode peut être modélisée par un schéma équivalent présenté sur la Figure II-5.

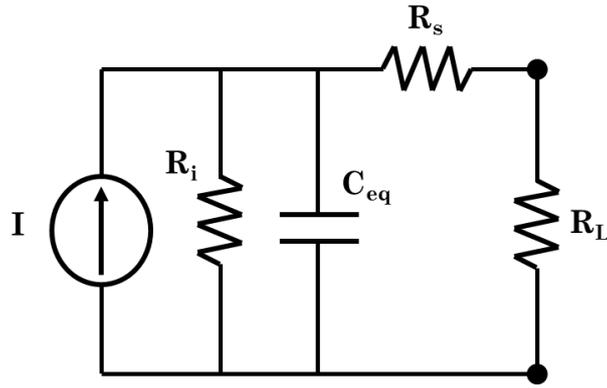


Figure II-5 Schéma électrique équivalent d'une photodiode p-i-n.

Lorsque que la photodiode est polarisée en inverse, elle peut être modélisée par un générateur de courant en parallèle avec la résistance de la zone intrinsèque R_i et une capacité équivalente C_{eq} et en série avec une résistance R_s qui correspond à la résistance des zones dopées et des contacts. La résistance R_L représente la résistance de charge. Cette résistance de charge est en générale égale à 50Ω . La résistance de la zone intrinsèque lorsque la photodiode est polarisée en inverse est très grande et donc négligeable devant les résistances R_s et R_L . C_{eq} est la capacité équivalente à la capacité de la jonction p-i-n, notée C_j , et aux diverses capacité parasites qui peuvent exister. La fonction de transfert d'un tel circuit peut s'écrire :

$$H_{RC} = \frac{1}{1 + j(R_S + R_L)C_{eq}\omega} \quad (\text{II-27})$$

La capacité de jonction C_j est calculée suivant la formule suivante :

$$C_j = \frac{\varepsilon A}{w_i} \quad (\text{II-28})$$

Avec ε la permittivité de la zone intrinsèque et $A = dL$, où d et L sont l'épaisseur et la longueur de la couche de Ge définis sur la Figure II-1. La dépendance à la tension de la capacité est incluse dans w_i qui prend en compte l'extension de la zone de charge d'espace.

La réponse totale de la photodiode incluant le temps de transit et le délai RC se calcule en multipliant les deux fonctions de transfert :

$$H_{total} = H_{tr}H_{RC} \quad (\text{II-29})$$

II.B. Exploitation du modèle analytique

Dans un premier temps, le modèle analytique sera confronté aux simulations TCAD, en se basant sur les mêmes paramètres de dopage, à savoir un dopage constant dans chaque zone avec des profils de dopage abrupts.

II.B.1. Etude du champ électrique

Afin d'évaluer la pertinence des hypothèses de départ pour la dérivation du modèle analytique électrostatique, les résultats du calcul du champ électrique sont confrontés à ceux obtenus par les outils de simulation TCAD, et ce pour différentes tensions. La structure utilisée est une jonction p-i-n en Ge, dont la largeur de la zone intrinsèque est

de $0.5\mu\text{m}$, avec un dopage constant de $5 \times 10^{19} \text{at}/\text{cm}^3$ pour les zones dopées p et n, et un dopage de $1 \times 10^{16} \text{at}/\text{cm}^3$ pour le Ge de la zone intrinsèque. Les résultats sont présentés sur la Figure II-6. Quelle que soit la tension, le champ électrique calculé par le modèle analytique comme présenté au paragraphe II.A.1 est constant dans la zone intrinsèque, et correspond plus ou moins à une valeur moyenne du champ électrique. Le modèle analytique a donc été amélioré afin de prendre en compte pour l'électrostatique le dopage de la zone intrinsèque et se rapprocher des résultats obtenus par TCAD. Cependant pour de faibles tensions (Figure II-6 (a) et (b)), un écart subsiste entre les deux calculs. Lorsque la tension inverse augmente (Figure II-6 (c) et (d)), l'écart devient très faible entre les deux. Néanmoins, le calcul obtenu par TCAD montre un champ électrique très élevé aux interfaces p/i et i/n. Dans le modèle analytique, l'équation (II-2) ne prend pas en compte la densité d'électrons et de trous dans la zone intrinsèque, alors que celle-ci n'est en fait pas négligeable à faible tension, comme le montre la Figure II-7 à 0V.

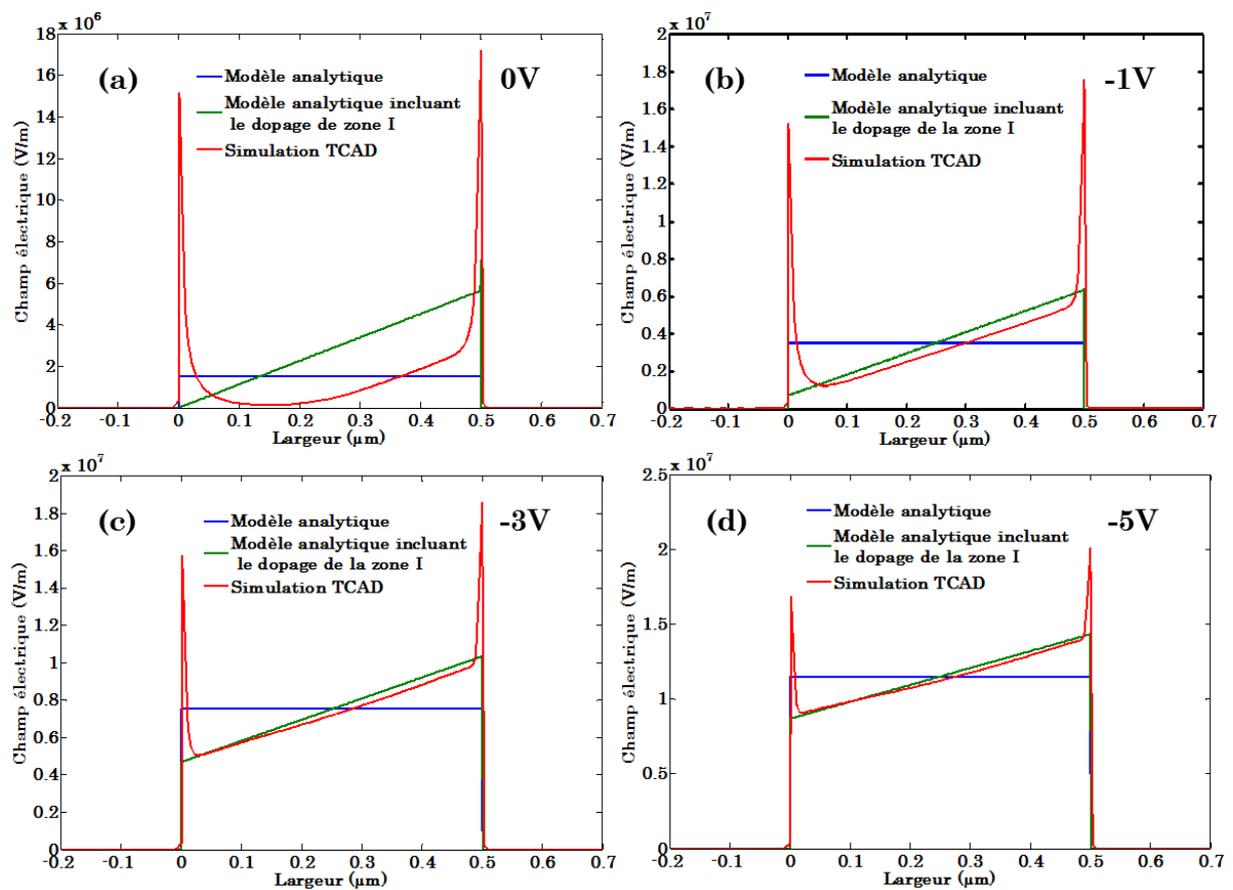


Figure II-6 Calcul du champ électrique dans une photodiode p-i-n avec $w=0.5\mu\text{m}$ en utilisant le modèle analytique et les outils TCAD, pour différentes tensions de polarisation (a) A l'équilibre $V_a=0\text{V}$; (b) $V_a=-1\text{V}$; (c) $V_a=-3\text{V}$ et (d) $V_a=-5\text{V}$.

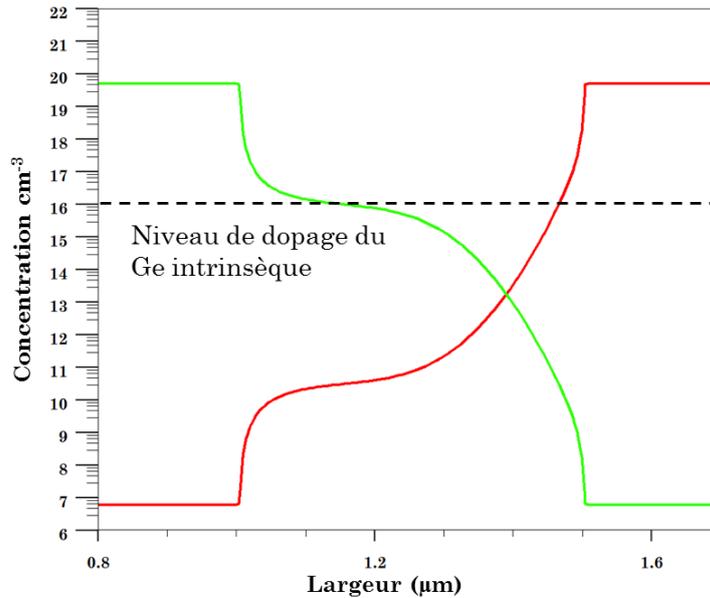


Figure II-7 Concentrations de trous (vert) et d'électrons (rouge) dans la jonction p-i-n à 0V obtenues par simulation TCAD.

Inclure les concentrations de porteurs dans l'équation (II-2) rendrait le modèle analytique plus exact mais au détriment de la simplicité de celui-ci. Il n'existe pas de solution analytique simple permettant de calculer la densité de porteur, et seule une méthode par itération prédiction-correction permettrait ce calcul, ce qui est fait par les outils TCAD. Le modèle analytique reste donc limité pour les calculs à faible tension et pour la prise en compte des variations de porteurs aux interfaces p/i et i/n, mais offre cependant une bonne représentation du champ électrique dans la zone intrinsèque en première approximation, tout en permettant un calcul rapide et direct. Il faudra donc garder en tête que l'utilisation du modèle pour des tensions faibles et larges jonctions (faible champ électrique), conduira à une surestimation du champ électrique.

II.B.2. Etude de la réponse en fréquence

La réponse en fréquence de la photodiode est directement liée au champ électrique calculé précédemment, par la vitesse des porteurs. Le champ électrique calculé par le modèle analytique est très proches des simulations TCAD lorsqu'il est bien établi dans la jonction, c'est-à-dire lorsque la zone intrinsèque est totalement déplétée. Ainsi, les résultats concernant la bande passante maximale d'une photodiode p-i-n ne devraient pas être trop affectés. En fonction de la largeur de la zone intrinsèque, la bande passante maximale à -3dB est représentée sur la Figure II-8, ainsi que les contributions dues au temps de transit et au délai RC. Plus la largeur de la zone intrinsèque diminue, plus le temps de transit diminue et donc la bande passante augmente. Cependant, la capacité de jonction est inversement proportionnelle à la largeur de zone intrinsèque, et donc limite la bande passante pour de faibles w_i .

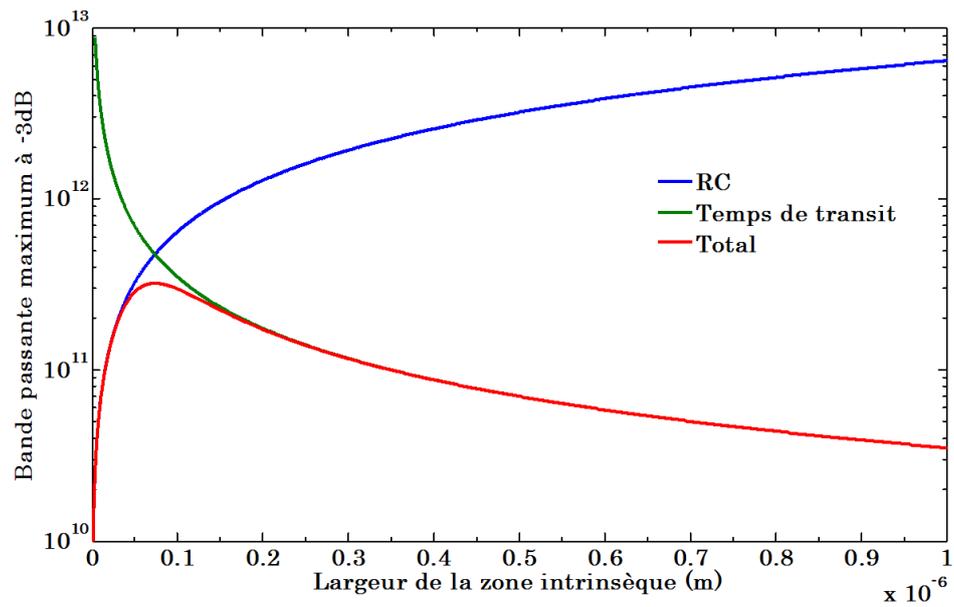


Figure II-8 Bande passante maximale d'une photodiode p-i-n en fonction de la largeur de zone intrinsèque, en assumant une résistance de charge de 50Ω . Dimensions de la photodiode : $L=10\mu\text{m}$ et $d=0.35\mu\text{m}$.

Une utilisation plus pratique du modèle analytique sera exposée dans le chapitre IV afin de mettre en relations les résultats expérimentaux avec les paramètres de la photodiode.

III. CONCEPTION ET FABRICATION

Au début de la thèse, le CEA-Leti disposait déjà de la technologie nécessaire pour la fabrication de photodiodes p-i-n en Ge sur Si. C'est en se basant sur cette technologie que de nouvelles photodiodes p-i-n ont été fabriquées et améliorées. La fabrication des photodiodes p-i-n Ge sur Si a été réalisée dans les salles blanches du CEA-Leti à Grenoble et de ST Microelectronics à Crolles, avec des lots procédés à partir de wafer SOI en 200mm et 300mm. Les substrats SOI utilisés sont composés d'une couche de Si de 220nm et d'un BOX de 2 μ m.

Avant la fabrication des dispositifs, il est nécessaire de concevoir les masques de lithographie pour toutes les étapes de fabrications. En fonction du degré d'intégration des photodiodes et de la plateforme de fabrication utilisée, les restrictions pour la conception des masques ne sont pas les mêmes. Les détails concernant la conception des masques et le « proces flow » associé sont décrits dans l'Annexe B.

L'étape d'hétéroépitaxie du Ge sur Si sera tout d'abord présentée. Les designs retenus en 200mm et 300mm seront ensuite abordés pour des photodiodes p-i-n à homojonction Ge et double hétérojonction Si/Ge/Si. Les conditions retenues pour la fabrication seront de même présentées.

III.A. Epitaxie sélective localisée du Germanium sur Silicium [14], [78], [79]

La base de la fabrication des photodiodes en Ge sur Si est l'épitaxie du Ge. Cette partie a été prise en charge par l'équipe d'épitaxie du CEA-Leti qui a développé un procédé spécifique de croissance de Ge sur Si. La croissance se doit d'être sélective sur le Si. Le procédé détaillé ici est générique pour la fabrication des différents lots en 200mm et 300mm.

Une cavité est gravée partiellement dans la couche de Si du SOI (Figure III-1), la couche d'oxyde assurant un masquage du Si là où le Ge ne doit pas croître. Il est nécessaire de laisser une fine couche de Si en fond de cavité afin que la croissance puisse démarrer sur un germe de Si cristallin. Idéalement, les flancs de la cavité doivent être passivés (fine couche d'oxyde thermique) afin d'éviter la croissance du Ge à partir des flancs de la cavité. Par ailleurs un nettoyage à base d'acide fluoridrique suivi d'un recuit à haute température (~820°C) sous hydrogène permet d'obtenir une surface très propre pour la croissance.

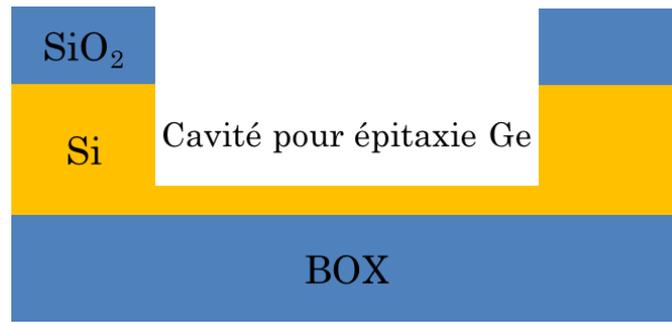


Figure III-1 Schéma de la cavité avant épitaxie.

Une stratégie de croissances basse température – haute température est utilisée afin d'obtenir des couches de Ge de bonne qualité cristalline. La croissance à basse température (330-450°C) permet d'accommoder la différence de paramètre de maille entre le Si et le Ge sans formation d'îlots. La Figure III-2 montre une cavité après 60s (a) et 300s (a) de croissance à 400°C avec une pression de 100torr dans la chambre de croissance. Si la croissance basse température se prolonge, alors une croissance 3D est amorcée et la couche de Ge devient très rugueuse comme le montre les images AFM (Atomic Force Microscopy) 3D de la Figure III-2 (b). Afin de garder une couche peu rugueuse la croissance basse température se limite à une couche de l'ordre de 50nm.

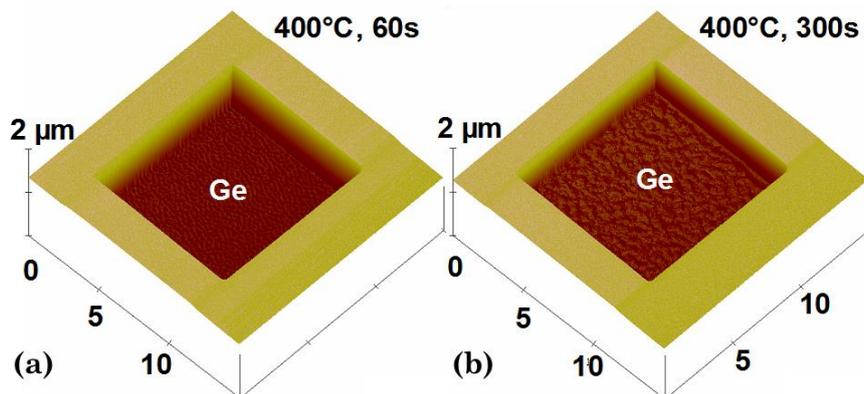


Figure III-2 Image AFM 3D d'une cavité Ge carrée de 10µm de côté après (a) 60s et (b) 300s de croissance à 400°C.

La température est ensuite augmentée et la croissance se poursuit à haute température (600-850°C) avec une pression réduite à 20Torr. Dans notre cas, la température est fixée à 750°C, et permet une croissance relativement rapide. La croissance n'étant pas parfaitement planaire, différentes facette du cristal de Ge apparaissent au cours de la croissance, il en résulte des coins d'air observable sur les images AFM 3D et les profils de la Figure III-4. Afin de ne pas dégrader le couplage de la lumière par réflexions multiples dans le coin d'air, la croissance se poursuit jusqu'à faire déborder le Ge de la cavité. De plus, cette prolongation de la croissance a pour effet d'augmenter le budget thermique et ainsi participer à la réduction des dislocations dans la couche de Ge.

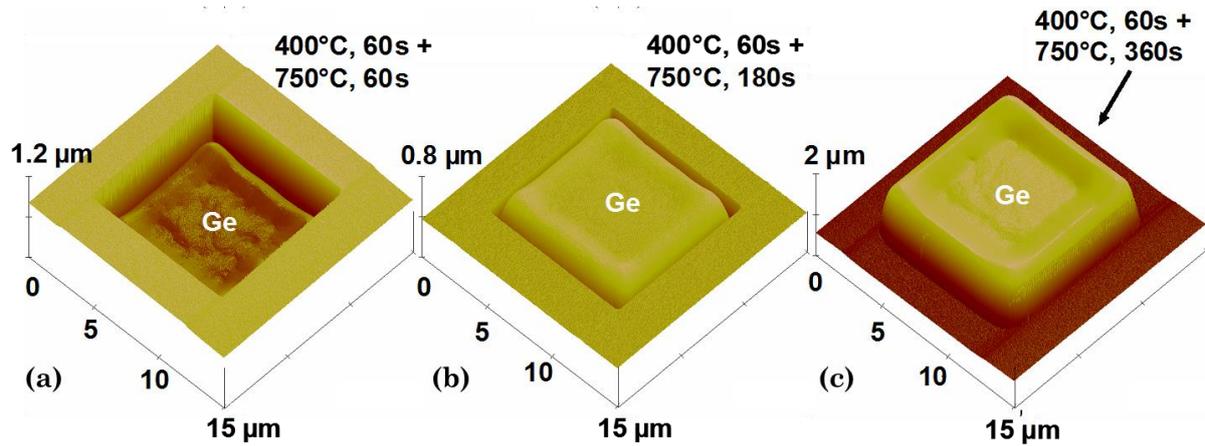


Figure III-3 Image AFM 3D d'une cavité Ge carrée de 10 μ m de côté après de croissance à 400°C et (a) 60s, (b) 180s et (c) 360s de croissance à 750°C.

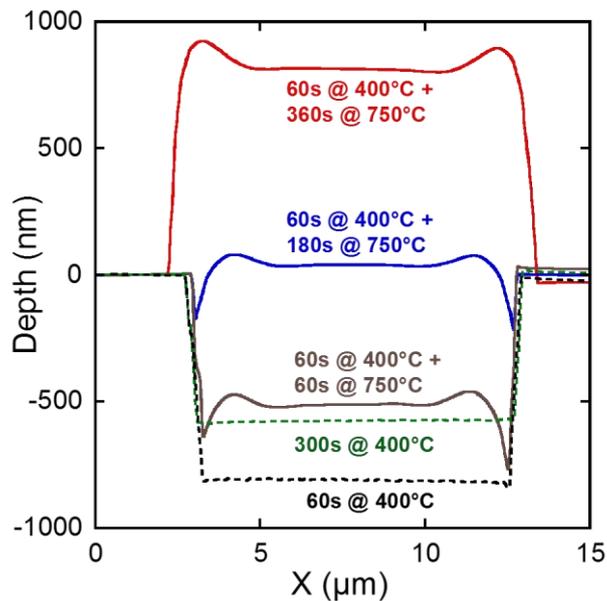


Figure III-4 Profils du Ge dans la cavité à différentes étapes de croissance, correspondants aux images AFM 3D des Figure III-2 et Figure III-3.

Afin de réduire encore les défauts dans la couche de Ge épitaxiée, un recuit post-épitaxie est utilisé. En fonction des paramètres de ce recuit, une couche de Ge de très bonne qualité cristalline peut être obtenue. Il faut cependant veiller à ne pas trop augmenter le budget thermique, car l'interdiffusion Si/Ge pourrait entraîner une réduction drastique de l'absorption du Ge. Un recuit sous hydrogène à 750°C pendant 1H est alors préférable à un cyclage thermique 750°C/890°C.

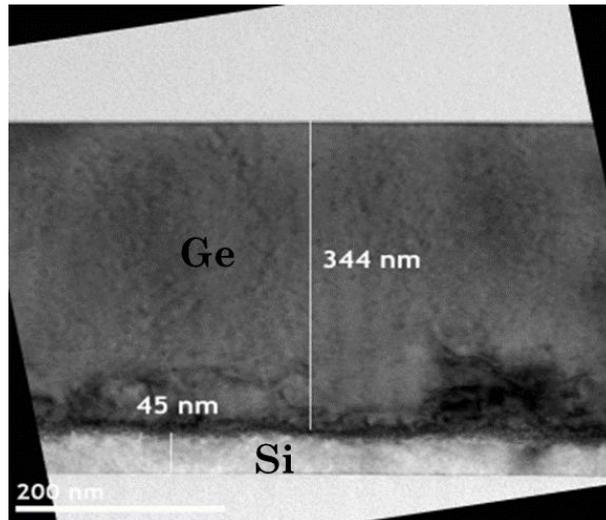


Figure III-5 Coupe MEB d'une couche de Ge épitaxiée après CMP.

Afin de recouvrir une surface plane et une couche de Ge d'une épaisseur contrôlée, une étape de CMP (Chemical Mechanical Polishing) est effectuée. Une épaisseur de Ge de l'ordre de 350nm est visée, et les paramètres pour l'implantation ionique seront calculés en se basant sur cette épaisseur. La Figure III-5 montre une coupe MEB (Microscopie Electronique à Balayage) d'une couche de Ge après CMP. Les défauts sont concentrés essentiellement dans la couche épitaxiée à basse température, alors que la couche supérieure à haute température en est exempte.

III.B. Homojonction Germanium

A partir des couches de Ge épitaxiées, des photodiodes p-i-n ont été fabriquée sur substrat 200mm et 300mm. Les différents paramètres utilisés pour la fabrication de celles-ci seront abordés. La Figure III-6 représente la vue en coupe schématique des photodiodes Ge qui ont été fabriquées, avec les valeurs des dimensions restées constantes quel que soit la plateforme de fabrication et les générations.

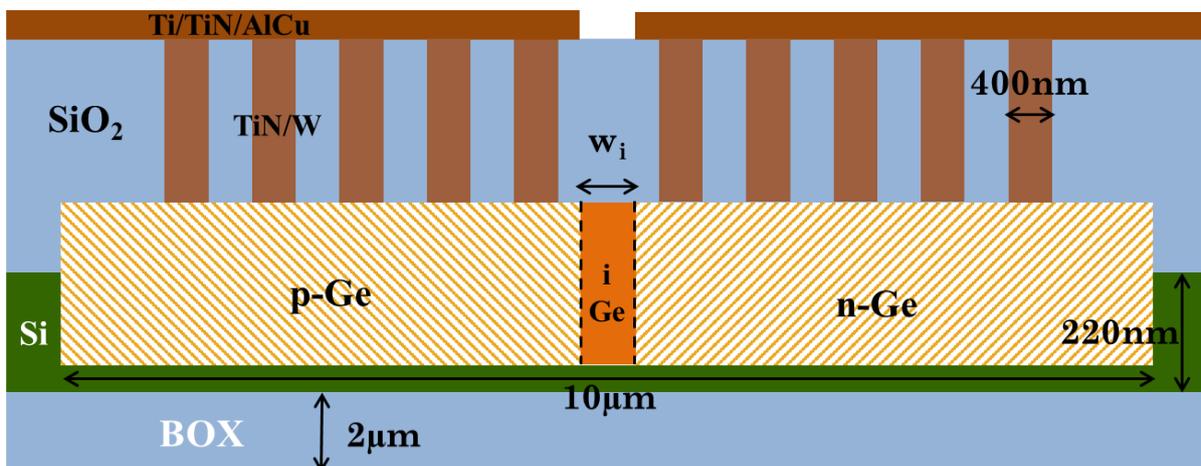


Figure III-6 Vue schématique en coupe d'une photodiode p-i-n en Ge sur Si.

III.B.1. Conception et fabrication sur substrat 200mm

Une première génération de photodiodes Ge sur Si avait déjà été fabriquée avant le début de la thèse et a servi de base pour les développements ultérieurs. Cette génération sera nommée par la suite génération 0. Elle constitue le point de départ de la thèse et sera donc utilisée comme point de comparaison. Par la suite deux autres générations ont été fabriquées. La largeur de la cavité pour la croissance de Ge a été fixée à $10\mu\text{m}$ et la hauteur de Ge visée à 350nm . Les autres paramètres géométriques sont récapitulés dans le Tableau III-1. Par ailleurs, tous les dispositifs fabriqués en 200mm sont conçus pour fonctionner à une longueur d'onde de 1550nm . Les photodiodes sont couplées en bout de guide d'onde. Ceux-ci sont de type « strip », de 220nm de haut et 500nm de large.

Génération	0	1	2
w_i	1; 0.7 ; $0.5\mu\text{m}$	1; 0.7 ; $0.5\mu\text{m}$	1; 0.7 ; $0.5\mu\text{m}$
Longueur	10 ; 15 ; 25 ; $50\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$

Tableau III-1 Paramètres géométriques des photodiodes pour chaque génération.

a) Génération 0

Pour cette génération, un procédé d'auto-alignement pour les étapes d'implantation ionique a été utilisé afin de ne pas être tributaire de l'alignement de la lithographie utilisée pour la définition des zones de dopage. En effet, pour cette étape, une lithographie UV 248nm étant utilisée, la tolérance d'alignement est de l'ordre de 120nm , ce qui introduit une incertitude non négligeable sur la largeur de la zone intrinsèque qui vient s'ajouter ou se soustraire à la réduction de celle-ci due à l'implantation ionique comme montrée dans le paragraphe I.A.1.

b) Génération 1

Cette génération utilise le même jeu de masques et le même procédé d'auto-alignement que la génération 0, cependant les conditions de recuit d'activation ont été modifiées et sont données dans le Tableau III-2

c) Génération 2

Pour cette génération, un nouveau jeu de masques a été créé, en gardant un design similaire aux générations 0 et 1. Cependant, pour la définition des zones dopées, le procédé d'auto-alignement n'est plus utilisé : la largeur w_i est donc ici tributaire des tolérances d'alignement des lithographies des niveaux P et N.

Les conditions d'implantation et de recuit pour les 3 générations sont récapitulées dans le tableau suivant :

Génération	0	1	2
Implantation P	B : $1e15\text{at}/\text{cm}^2$ 50keV	B $1e15\text{at}/\text{cm}^2$ 50keV	B $1e15\text{at}/\text{cm}^2$ 50keV
Implantation N	P : $6e14\text{at}/\text{cm}^2$ 150keV + $5e14\text{at}/\text{cm}^2$ 100keV	P : $6e14\text{at}/\text{cm}^2$ 150keV + $5e14\text{at}/\text{cm}^2$ 100keV	P : $6e14\text{at}/\text{cm}^2$ 150keV + $5e14\text{at}/\text{cm}^2$ 100keV
Recuit P	700°C 60s		
Recuit N	550°C 10s	700°C 10s	700°C 10s
Recuit post-épitaxie	750°C 1H sous H_2	750°C 1H sous H_2	Cyclage thermique $750^\circ\text{C}/850^\circ\text{C}$

Tableau III-2 Conditions d'implantation et de recuit pour la fabrication des photodiodes p-i-n en 200mm.

Une photodiode en fin de fabrication est montrée sur la Figure III-7, (a) en vue de dessus où seuls les électrodes GSG (Ground Signal Ground) sont visibles, et en coupe MEB (b), similaire à la représentation schématique de la Figure III-6. On y distingue notamment la couche de Ge, ainsi que les contacts de type « plug » et les électrodes.

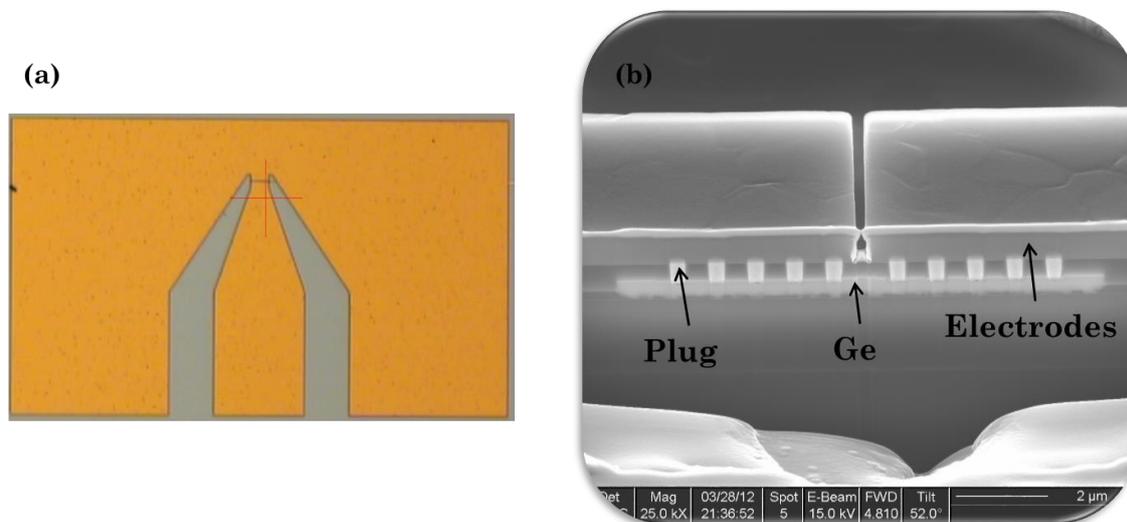


Figure III-7 (a) Vue de dessus et (b) vue en coupe MEB d'une photodiode p-i-n Ge en fin de fabrication.

III.B.2. Conception et fabrication sur substrat 300mm

Le procédé de fabrication en 200mm a été transféré sur la plateforme de fabrication 300mm dans le cadre du programme de collaboration STMicroelectronics-CEA Leti. Les développements en 200mm ont ainsi été adaptés et la fabrication de photodiodes en 300mm sur cette plateforme commune a été une première mondiale. Les designs utilisés sont équivalents à ceux qui ont été utilisés pour la fabrication en 200mm, mis à part le « back end » qui a été développé spécifiquement pour le 300mm, avec notamment l'utilisation de plusieurs niveaux de métaux.

a) Génération 1

Pour la première génération, un seul design a été retenu : une photodiode p-i-n avec une largeur $w_i=0.7\mu\text{m}$ et deux longueurs de 10 et $20\mu\text{m}$. La cavité garde une largeur de $10\mu\text{m}$. Une vue de celle-ci ainsi que du guide d'onde est donnée sur la Figure III-8, après l'étape de CMP du Ge. La technologie pour le « back end » est identique à celle utilisée en 200mm, c'est-à-dire des contacts de type plug de $400\times 400\text{nm}$, et un niveau métal pour les électrodes. Les guides d'onde sont par ailleurs identiques à ceux utilisés en 200mm (c.à.d. $220\times 500\text{nm}$).

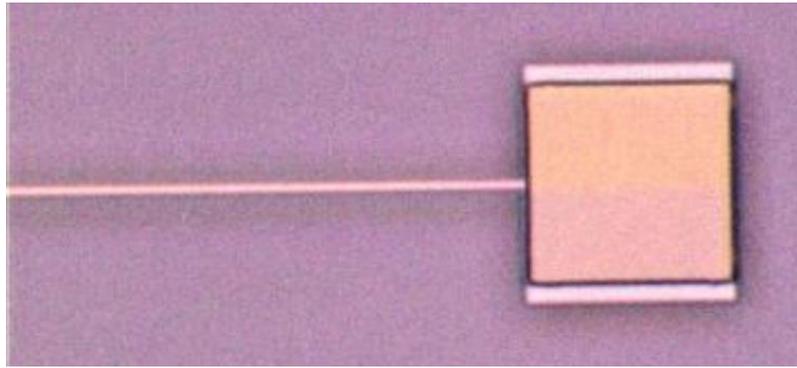


Figure III-8 Vue de dessus au microscope de la cavité Ge et du guide d'onde Si après l'étape de CMP du Ge.

b) Génération 2

Pour la génération 2, un nouveau substrat SOI a été introduit afin de favoriser un fonctionnement à la longueur d'onde de 1310nm. Des guides d'onde de type « rib » sont utilisés avec une largeur de rib de 400nm et un slab de 3µm de largeur totale (Figure III-9).

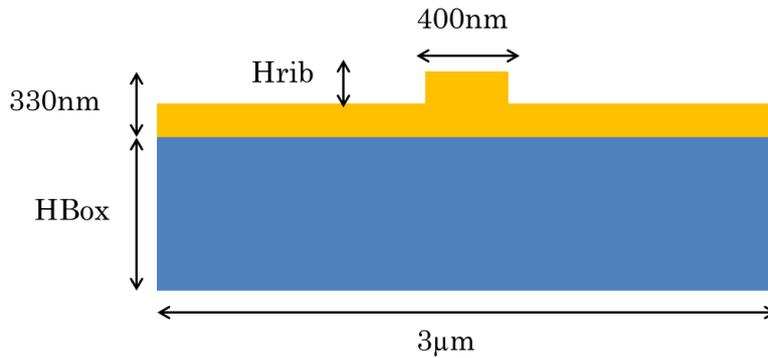


Figure III-9 Coupe transversale d'un guide d'onde utilisé pour la génération 2 en 300nm.

De plus, la cavité a été légèrement modifiée (Figure III-10) : la couche de Ge affleure la couche de Si sur les côtés et la couche de Si en fond de cavité mesurera 70nm. Il en résulte une couche de Ge de 260nm et donc des conditions d'implantation différentes de celles utilisées auparavant. Pour les p-i-n latérales, la largeur et la longueur de la cavité sont toujours de 10µm et trois largeurs de zone intrinsèque ont été dessinées : 1µm, 0.7µm et 0.5µm.

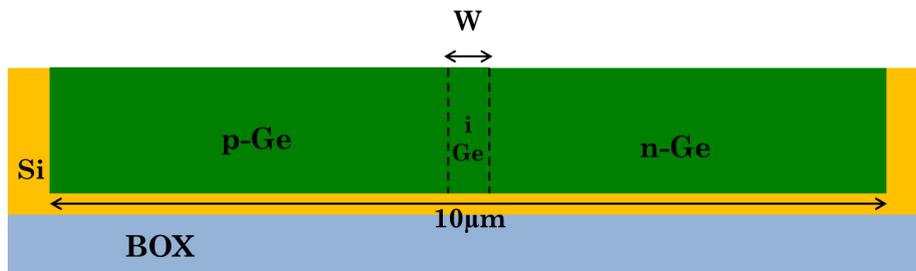


Figure III-10 Coupe transversale d'une photodiode p-i-n Ge pour la génération 2 en 300nm.

III.C. Double hétérojonction Silicium-Germanium-Silicium

Les circuits photoniques comportent souvent plusieurs dispositifs passifs et actifs sur une même puce. En effet, dans un souci de réduction des coûts notamment, il est intéressant de concevoir des circuits qui contiennent à la fois le récepteur et l'émetteur. Tous ces dispositifs doivent être fabriqués en même temps avec des procédés compatibles et en limitant le nombre d'étapes de fabrication, sans pour autant dégrader les performances. Les composants passifs (guides d'onde, multiplexeurs, de-multiplexeurs, coupleurs, etc...) sont tous fabriqués à partir de Silicium. Pour les composants actifs, seul le modulateur, pour le moment, utilise le Silicium. Les lasers sont fabriqués à partir de matériaux III-V reportés sur le Silicium et les photodétecteurs sont à base de Ge épitaxié sur Si ou à partir de III-V reporté sur Si. Il est donc intéressant de pouvoir maximiser l'utilisation du Si dans la fabrication des photodétecteurs et ainsi réduire la complexité d'intégration notamment du point de vue du « back-end ». En effet lorsque les photodétecteurs sont fabriqués dans le même « process flow » que les modulateurs, ils nécessitent des étapes spécifiques pour l'implantation et le recuit ainsi que pour les contacts qui ne peuvent bénéficier de la siliciuration qui peut être utilisée pour les modulateurs Si. Ainsi, j'ai mis en place une nouvelle structure basée sur le remplacement des zones dopées en Ge de la photodiode par du Si dopé, moyennant une réduction de la largeur de la cavité. On obtient alors une photodiode p-i-n à double hétérojonction Si/Ge/Si, représentée schématiquement sur la Figure III-11.

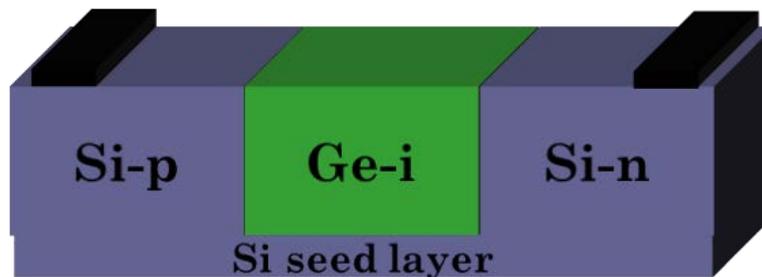


Figure III-11 Vue schématique d'une photodiode p-i-n à double hétérojonction Si/Ge/Si.

III.C.1. Evaluation des performances

Afin d'évaluer les performances d'une telle structures, des simulations optiques et électriques ont été effectuées.

a) Résultats optiques

D'un point de vue de la propagation des ondes optiques, les photodiodes p-i-n en Ge ne proposent pas un guidage optimal de la lumière. En effet lorsque l'onde est couplée du guide Si vers la cavité Ge, celle-ci étant très large (10 μ m dans notre cas), bien qu'elle soit absorbée rapidement par le Ge, elle diverge aussi rapidement dans la cavité qui se comporte comme un guide multimode. Comme le montre le résultat de simulation obtenu par BPM (Beam Propagation Methode) de la Figure III-12, une partie de la puissance optique est absorbée dans les zones dopées de la photodiode et ne contribue pas au photocourant car les porteurs sont recombinés quasi-instantanément dans ces zones.

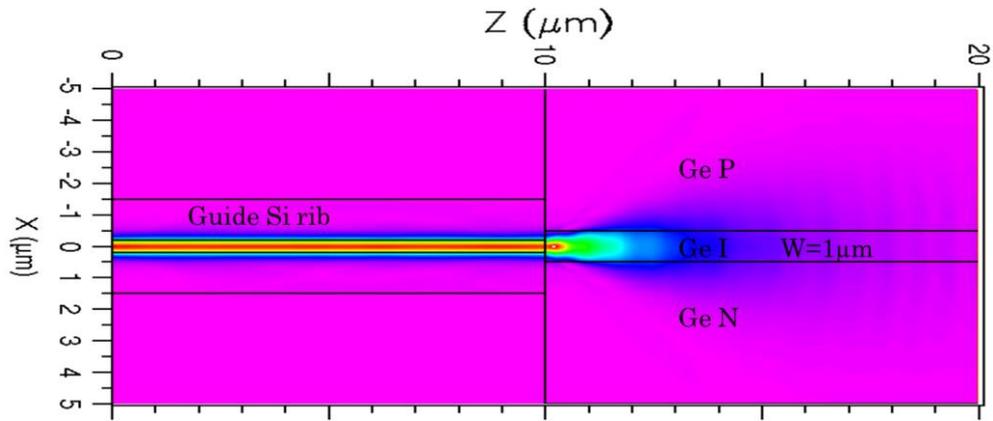


Figure III-12 Répartition de la puissance optique à 1310nm dans une cavité Ge de $10 \times 10 \mu\text{m}$ et 250nm d'épaisseur, couplée à un guide rib en Si (Figure III-9).

L'utilisation de zones dopées en Si permet de garder un confinement du mode optique dans le Ge intrinsèque, limitant ainsi les pertes dans les zones p et n, comme le montre le résultat de simulation de la Figure III-13, réalisée dans les mêmes conditions en changeant la largeur de cavité à $1 \mu\text{m}$ et en utilisant du Si pour les zones dopées p et n. Cette optimisation de la propagation du mode dans le Ge intrinsèque devrait permettre un gain en responsivité de l'ordre de 10%.

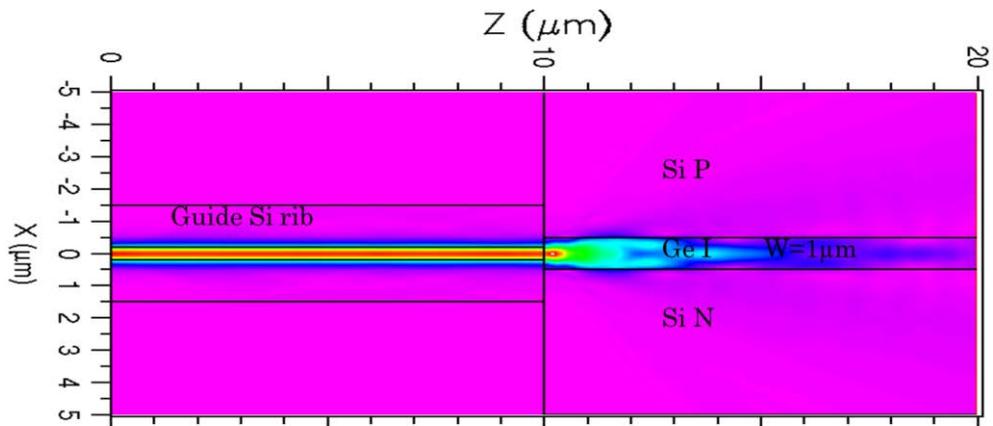


Figure III-13 Répartition de la puissance optique à 1310nm dans une cavité Ge de $1 \times 10 \mu\text{m}$ et 250nm d'épaisseur, couplée à un guide rib en Si (Figure III-9).

b) Résultats électriques

En utilisant le modèle analytique développé (Chapitre II), le champ électrique dans l'hétérostructure a été évalué, ainsi que la bande passante. La seule différence notable entre les deux structures (homojonction Ge et hétérojonction Si/Ge/Si) est la présence d'un pic de champ électrique aux interfaces Si/Ge et Ge/Si dû à la différence de permittivité des matériaux. Cependant le champ électrique reste identique dans le Ge, les performances en termes de bande passante devraient donc rester similaires à celles obtenues avec des photodiodes Ge.

III.C.2. Intégration et process flow

Une première étude de faisabilité a d'abord été menée sur la ligne de fabrication 200mm avant l'intégration dans un « process flow » incluant la fabrication conjointe avec des modulateurs Si en 300mm.

a) Process flow

Ces photodiodes sont intégrées en bout de guide d'onde tout comme celles présentées dans le paragraphe III.B.1. Les coupleurs et les guides d'onde sont fabriqués en premier et les plaques sont encapsulées par une fine couche d'oxyde (Figure III-14 (a)). Au lieu de procéder directement à la définition de la cavité comme cela aurait été fait pour des photodiodes p-i-n Ge, le Si est tout d'abord implanté afin de définir une jonction p-n (Figure III-14 (b)). La cavité est ensuite définie par lithographie et gravure, positionnée au centre de la jonction p-n définie précédemment (Figure III-14 (c)). L'étape d'épitaxie est faite selon les conditions définies dans le paragraphe III.A (Figure III-14 (d)). Après la planarisation, le Ge est encapsulé par une épaisse couche d'oxyde (800nm) qui est aussi planarisée. Les contacts de type « plug » sont définis par lithographie et gravure. Une étape de siliciuration peut ensuite être réalisée afin de favoriser une faible résistance de contact. Un dépôt de tungstène (W) et une CMP sont ensuite réalisés (Figure III-14 (e)). Les électrodes finales sont définies par un dépôt de métal (AlCu) et une gravure (Figure III-14 (f)).

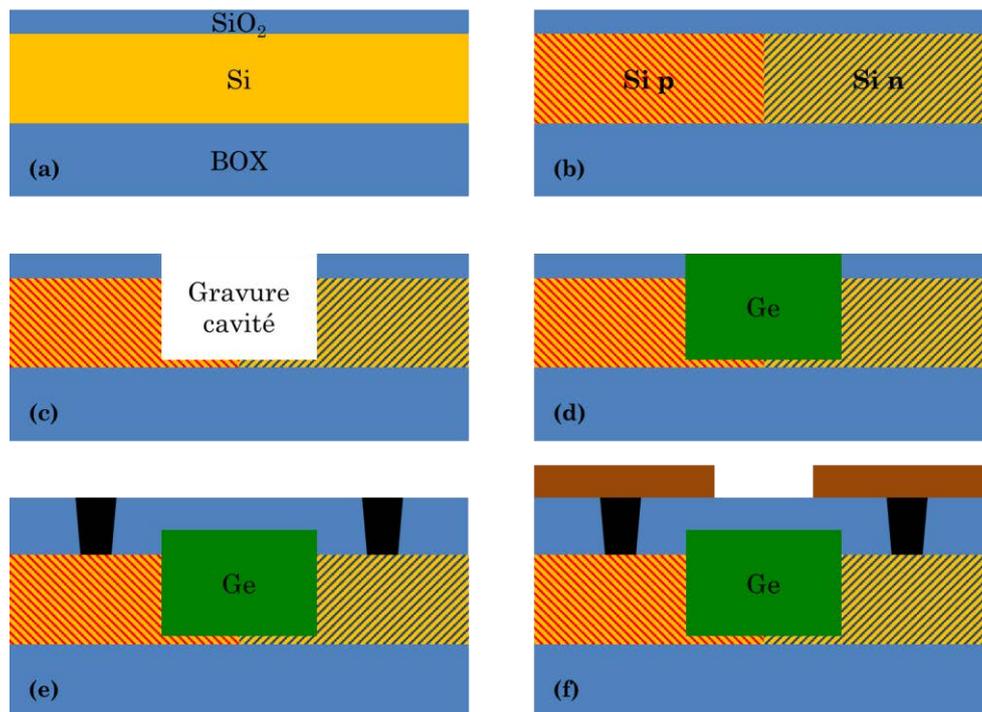


Figure III-14 Process flow simplifié de la fabrication des photodiodes p-i-n à double hétérojonction Si/Ge/Si. (a) Substrat SOI après fabrication des guides d'ondes et des coupleurs. (b) Implantation du Si pour former une jonction p-n. (c) Gravure de la cavité pour l'épitaxie du Ge. (d) Epitaxie du Ge et CMP. (e) Encapsulation, gravure, remplissage et CMP des contacts sur Si avec ou sans siliciuration. (f) Photodiode après dépôt et gravure des électrodes.

b) Fabrication sur substrat 200mm

Afin d'évaluer la fabrication de tels dispositifs, une première étude a été menée sur la ligne de fabrication 200mm. Un seul point critique a été identifié pour la fabrication de ces photodiodes : l'épithaxie. En effet, l'épithaxie de Ge dans des cavités de faible largeur n'avait pas été évaluée. Dans un premier temps, nous avons souhaité intégrer ces photodiodes sur des puces contenant aussi des photodiodes Ge avec des cavités de $10 \times 10 \mu\text{m}$. Des photodiodes p-i-n SiGeSi avec des cavités de $1 \times 10 \mu\text{m}$ et $2 \times 10 \mu\text{m}$ ont donc été dessinées sur le même jeu de masques utilisé pour la fabrication des photodiodes p-i-n Ge de génération 3. Les conditions d'implantation du Si ont été calculées avec les outils de simulation TCAD pour une couche de Si de 220nm, le but étant d'avoir un profil de dopage le plus élevé possible sur toute la profondeur. Deux couples de conditions ont été retenus et sont présentés dans le Tableau III-3. Pour chaque couple de conditions, deux wafers ont été fabriqués, l'un avec siliciuration et l'autre sans. Une coupe transverse observée en MEB (Figure III-15), montre une photodiode en fin de fabrication, ici avec une cavité de Ge de $1 \mu\text{m}$ de large.

	1	2
Dopage N	B : $6 \times 10^{14} \text{at/cm}^2$ 12keV	B : $1 \times 10^{15} \text{at/cm}^2$ 18keV
Dopage P	P : $5 \times 10^{14} \text{at/cm}^2$ 35keV	P : $5 \times 10^{14} \text{at/cm}^2$ 35keV + $5 \times 10^{14} \text{at/cm}^2$ 50keV

Tableau III-3 Conditions d'implantation pour la fabrication des photodiodes p-i-n Si/Ge/Si en 200mm.

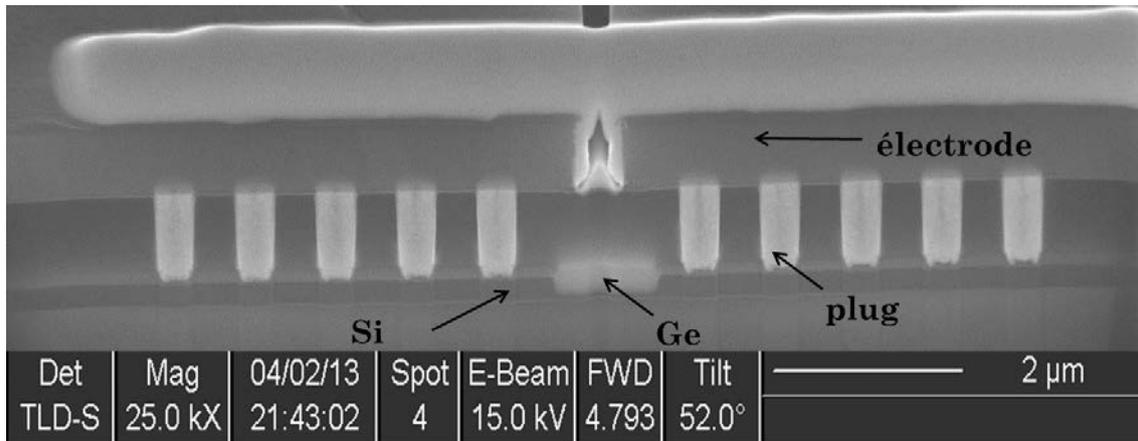


Figure III-15 Coupe MEB d'une photodiode p-i-n à double hétérojonction Si/Ge/Si après fabrication.

Après validation de cette première fabrication, un autre jeu de masques a été dessiné afin d'inclure des cavités moins larges et évaluer les limites du procédé d'épithaxie. Ainsi des cavités de $0.3 \mu\text{m}$, $0.5 \mu\text{m}$, $0.8 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$ ont été dessinées et sont en cours de fabrication.

c) Fabrication sur substrat 300mm

Après une fabrication réussie en 200mm, les photodiodes à double hétérojonction ont été transférées pour une fabrication en 300mm. Les puces incluent également des modulateurs Si. Le but était de réutiliser au maximum les niveaux de masques définis pour la fabrication des modulateurs. Ainsi, les dopages seront réalisés en utilisant les étapes et niveaux d'implantation des modulateurs. Pour les photodiodes, seuls les niveaux

des dopages les plus élevés ont été utilisés. Le seul niveau dédié à la fabrication des photodiodes est le niveau utilisé pour la définition de la cavité. Cela permet donc de supprimer les niveaux dédiés à l'implantation Ge p et n. Le Si sera implanté en même temps que pour les modulateurs, avec les mêmes conditions d'implantation, et la siliciuration des contacts sera profitable aussi aux photodiodes. Les designs incluent des largeurs de cavité de $0.6\mu\text{m}$, $0.8\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$ pour $10\mu\text{m}$ de long. La fabrication conjointe des modulateurs et des photodétecteurs est en cours, et une cavité de $1\mu\text{m}$ de large après CMP est visible sur l'image prise au microscope optique de la Figure III-16.

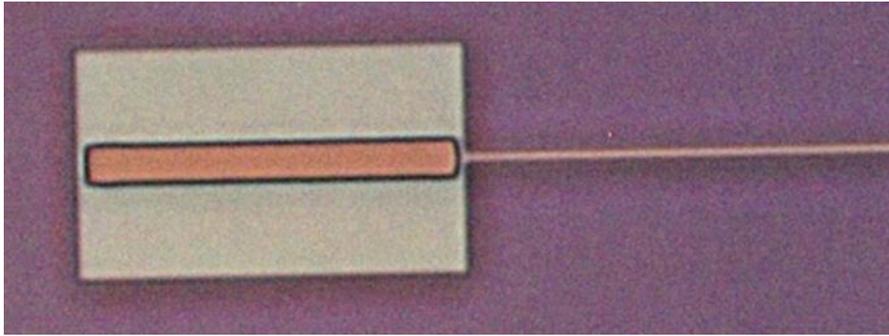


Figure III-16 Cavité Ge de $1\mu\text{m}$ de large après CMP.

IV. CARACTERISATION

Dans ce chapitre, les résultats concernant les photodiodes décrites dans le chapitre III seront abordés. Tout d'abord le protocole et la méthodologie employés pour la caractérisation seront présentés. Puis, les résultats pour les photodiodes p-i-n à base d'homojonction Ge et d'hétérojonctions Si/Ge/si seront abordés et discutés. Toutes les mesures ont été réalisées à température ambiante sauf pour des cas spécifiques qui seront indiqués. Cependant, le système de climatisation en place dans les salles de caractérisation étant capricieux, la température ambiante lors des mesures peut varier de 15 à 25°C.

IV.A. Protocole de caractérisation

La fabrication de tous les dispositifs testés a été faite sur des substrats 200 ou 300mm, comportant plusieurs centaines de puces, elles-mêmes contenant plusieurs photodiodes différentes. Cela représente un grand nombre de dispositifs à tester et bien que l'utilisation de stations automatisées de mesures (probers Figure IV-1) permette des tests rapides, tous les dispositifs n'ont pas été caractérisés entièrement. Les tests se déroulent généralement en 3 phases qui seront détaillées dans les paragraphes suivants :

- La caractérisation électrique
- La caractérisation optique
- La caractérisation opto-électrique RF.



Figure IV-1 Station de test automatisée 300mm utilisée pour la caractérisation des photodiodes.

IV.A.1. Caractérisation électrique

Cette caractérisation consiste à faire une mesure de type I-V : le courant d'obscurité est mesuré pour plusieurs valeurs de tension. Le nombre de valeurs mesurées est généralement faible, typiquement entre -2V et 2V tous les 0.5V. Les mesures sont réalisées

à l'aide d'une SMU (Source and Measurement Unit) Keithley. Cet appareil permet de mesurer des courants de l'ordre du nA avec une précision de l'ordre de 100pA.

Toutes les puces sont testées et chaque design de photodiode est mesuré. Cette première étape permet de discriminer les dispositifs fonctionnels, et aussi d'obtenir une cartographie des courants d'obscurité sur chaque wafer et ainsi évaluer la robustesse et la reproductibilité de la fabrication.

Les dispositifs testés pourront être classés selon 3 catégories en appliquant les critères définis dans le Tableau IV-1. Ces critères ne sont pas absolus mais représentatifs des dispositifs mesurés.

Classification	Critères
Court-Circuit (CC)	Le courant mesurée en direct et en inverse est $>1\text{mA}$ quel que soit la tension
Circuit Ouvert (CO)	Le courant mesuré en direct et en inverse est $<1\text{nA}$ quel que soit la tension
Fonctionnel	Le courant en direct dépasse ou est de l'ordre de 1mA à 1V (redressement) Le courant inverse est compris est inférieur à 1mA et non symétrique avec le courant en direct

Tableau IV-1 Critère de classification des dispositifs testés électriquement.

En plus des mesures I-V, dans certains cas, des mesures de type C-V sont effectuées afin d'évaluer la capacité des photodiodes. Ces mesures sont réalisées avec un LCR-mètre à une fréquence de 1MHz, après calibration de celui-ci.

IV.A.2. Caractérisation optique et reponsivité

Les photodiodes étant intégrées avec des guides d'onde, il est nécessaire de quantifier les pertes optiques dans les circuits passifs pour déterminer le plus précisément possible la responsivité. Des structures de test (Tableau IV-2) pour la mesure des pertes optiques sont donc intégrées sur chaque puce. Les circuits étant conçus pour fonctionner à 1550nm, un laser à cette longueur d'onde est utilisé. Les guides étant dessinées pour être monomode TE à 1550nm, un contrôleur de polarisation est nécessaire pour maximiser l'injection de puissance optique via les réseaux de couplage, eux aussi optimiser pour un fonctionnement à 1550nm en polarisation TE.

Structures de test

Guide d'onde



Coupleur



Tableau IV-2 Structure de test pour la détermination des pertes optiques.

a) Mesure des pertes de propagation

Dans un premier temps, les pertes de propagation des guides d'onde sont mesurées en utilisant la configuration de la Figure IV-2. Plusieurs structures avec des longueurs de guide différentes sont mesurées. Les pertes étant linéairement proportionnelles à longueur des guides, la puissance transmise (en dBm) du coupleur d'entrée au coupleur de sortie est mesurée pour chaque longueur de transmission, et en utilisant une régression linéaire du type $ax+b$, où x est la longueur de propagation en cm, b les pertes autres que celles des guides d'onde en dB et a les pertes de propagation des guides en dB/cm, les pertes de propagation des guides sont quantifiées. Dans l'exemple de la Figure IV-3, les pertes de propagation des guides d'onde sont estimées à -2.4dB/cm.

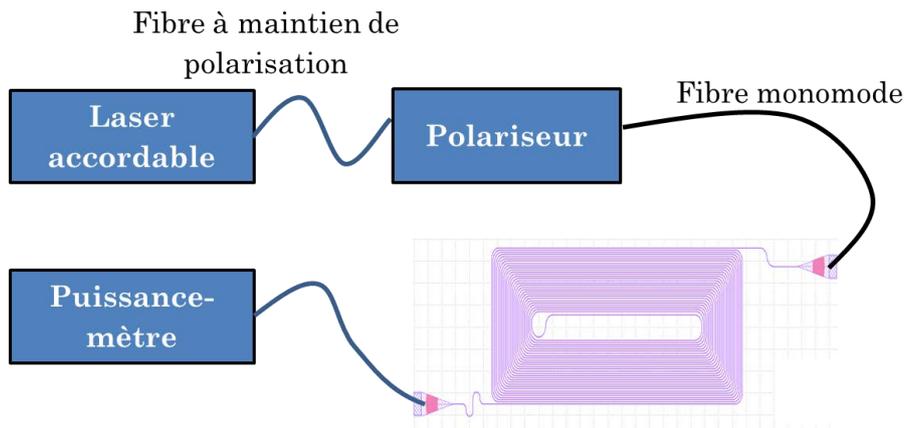


Figure IV-2 Configuration pour la mesure des pertes de propagation.

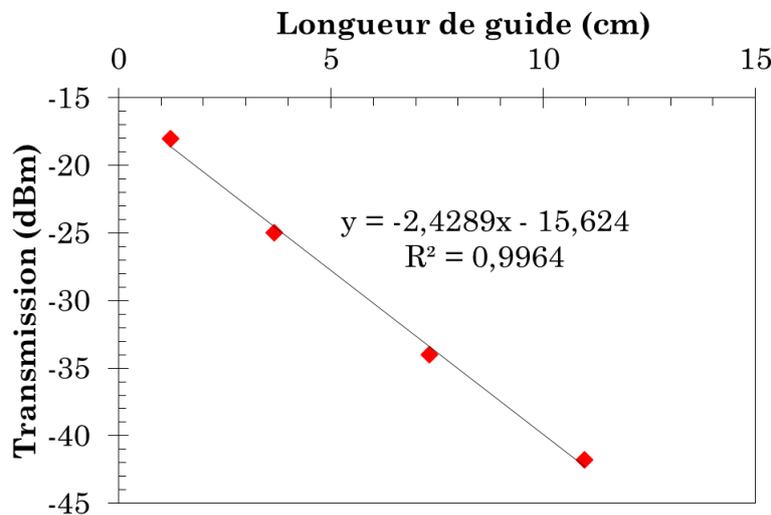


Figure IV-3 Mesure et régression permettant de quantifier les pertes de propagation des guides d'onde.

b) Mesure des pertes de couplage

La configuration décrite sur la Figure IV-4 est utilisée pour mesurer les pertes de couplage des réseaux. Tout d'abord une mesure de référence est effectuée afin de connaître la puissance en sortie du contrôleur de polarisation. Les pertes de la fibre monomode sont considérées négligeables et donc la puissance qui arrive sur le coupleur est celle mesurée par la référence.

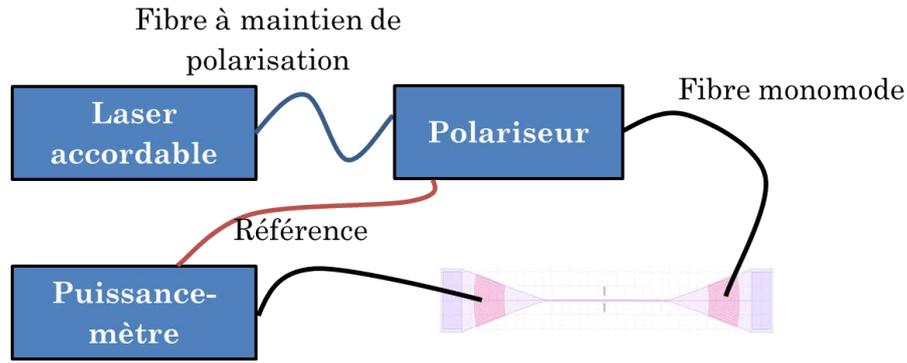


Figure IV-4 Configuration pour la mesure des pertes de couplage.

Le système de maintien de la fibre sur le prober ne permet pas d'ajuster précisément l'angle des fibres d'entrée et de sortie, celui-ci est donc fixé arbitrairement. Les réseaux de couplage étant optimisés pour un maximum de transmission à 1550nm à un angle donnée, en général lors des mesures sur prober, le maximum de couplage n'est pas obtenu à 1550nm comme le montre la Figure IV-5. Dans ce cas le maximum de transmission est plutôt autour de 1500nm. Dans ce cas précis, il n'est pas possible d'utiliser le coupleur à 1550nm puisque les pertes seraient trop élevée et l'incertitude due au bruit de mesure trop grande. Il est donc parfois nécessaire d'ajuster l'angle pour obtenir des mesures exploitables et fiables. De plus, les réseaux de couplage sont très sensibles au respect des dimensions lors de la fabrication, ainsi si une gravure n'a pas permis de définir le réseau avec une bonne précision, l'angle optimum de couplage peut changer et la position du maximum de transmission de même.

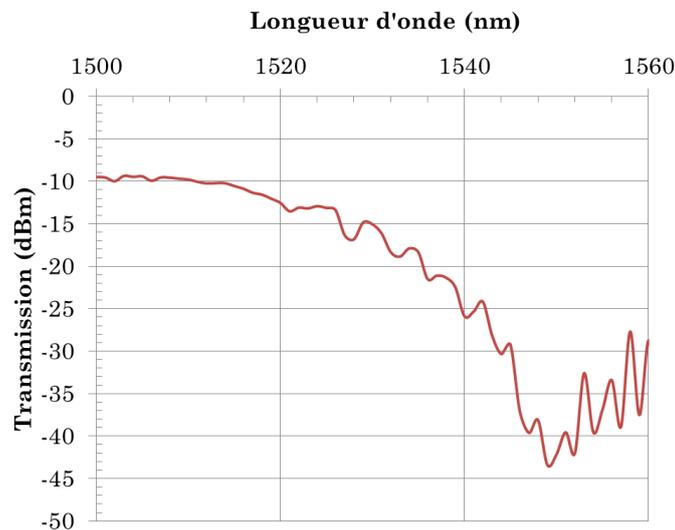


Figure IV-5 Transmission de deux coupleurs + guide d'onde en fonction de la longueur d'onde.

La puissance transmise mesurée et rapportée à la référence, les pertes des coupleurs peuvent être calculées. Un exemple Figure IV-6, montre les pertes d'un coupleur en fonction de la longueur d'onde. Les pertes minimum dans ce cas sont autour de 1545nm, et valent -5dB à 1550nm.

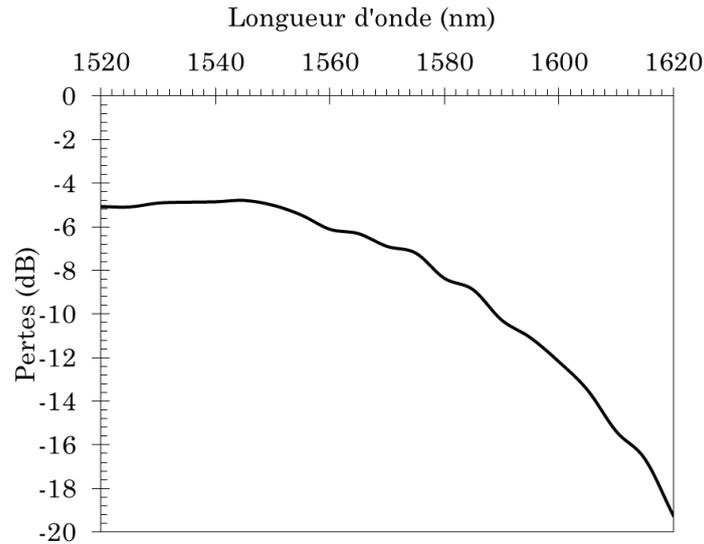


Figure IV-6 Pertes d'un coupleur en fonction de la longueur d'onde.

Bien que des mesures de pertes de couplage peuvent être automatisées afin d'être effectuées sur tout un wafer, la robustesse du procédé d'alignement des fibres avec les coupleurs ne permet pas d'obtenir des mesures fiables. Ces mesures ont donc été effectuées uniquement sur quelques puces.

c) Mesure de la responsivité

Une fois les pertes de couplage et de propagation déterminées, la responsivité des photodiodes peut être calculée à partir d'une mesure de photo-courant en utilisant la configuration de la Figure IV-7.

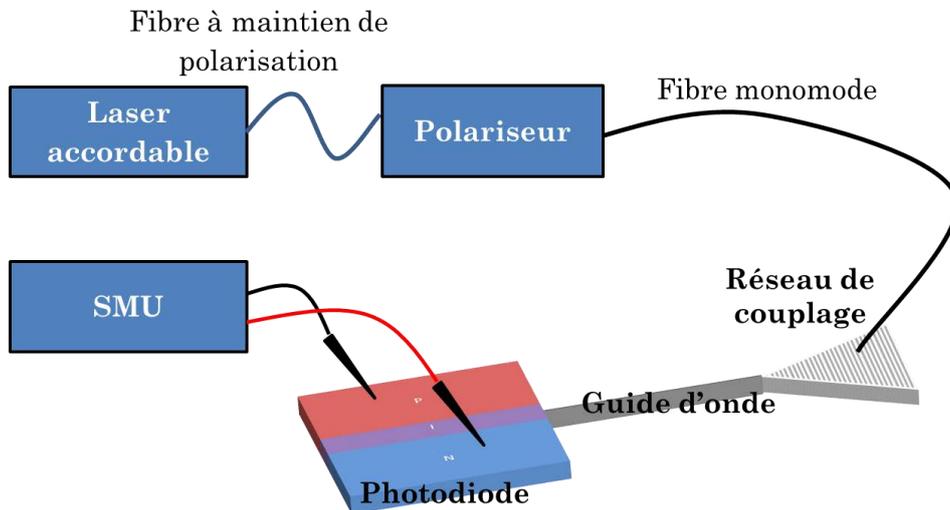


Figure IV-7 Configuration pour la mesure de photo-courant.

La responsivité est calculée suivant la formule suivante :

$$\mathcal{R}_{exp} = \frac{\text{Courant sous éclaircissement} - \text{Courant d'obscurité}}{\text{Puissance couplée dans la photodiode}} \quad (\text{IV-1})$$

Connaissant la mesure de la puissance incidente sur le réseau de couplage et les pertes de celui-ci, on en déduit la puissance couplée dans le guide. Si on néglige la réflexion à

l'interface guide Si – cavité Ge, alors la puissance couplée dans la photodiode est égale à la puissance couplée dans le guide moins les pertes de transmission dans le guide. Prenant en compte les incertitudes sur les mesures de pertes optiques et la réflexion à l'interface Si/Ge de l'ordre de 1%, les résultats de responsivité seront donnés avec une incertitude de $\pm 0.1A/W$.

IV.A.3. Caractérisation opto-électrique RF

La dernière étape de caractérisation consiste à mesurer la réponse de la photodiode à un signal optique modulé en fonction de la fréquence de celui-ci. Pour ce faire, un LCA (Lightwave Component Analyzer) est utilisé. Une signal RF électrique est généré et vient piloter un modulateur qui module la lumière issue d'un laser à 1550nm. Le signal optique modulé est injecté dans le guide d'onde via une fibre optique et le réseau de couplage. La photodiode est connectée à l'alimentation (SMU) et à l'analyseur de réseau intégré au LCA via une point RF de type GSG et un té de polarisation permettant d'isoler le signal RF du signal DC, comme montré sur le schéma de la Figure IV-8. Le LCA permet les mesures en fréquence jusqu'à 67GHz avec les pointes, câbles et té de polarisation adaptés. Les mesures jusqu'à 67GHz n'ont été possible qu'en fin de thèse, les mesures avant étant possible que jusqu'à 40GHz au CEA et 50GHz à l'IEF.

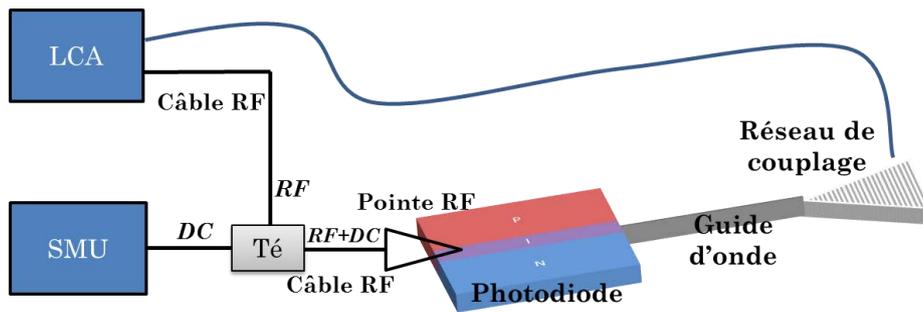


Figure IV-8 Configuration pour la mesure RF opto-électrique.

Pour les mesures RF, une calibration précise doit être effectuée au préalable afin de soustraire la réponse de tout ce qui se trouve avant la photodiode, c.à.d. la pointe RF, les câbles, les raccords de câbles et le té de polarisation. Les mesures peuvent alors se faire dans le plan de la photodiode, incluant les électrodes de la photodiode. Le principe de la mesure et le résultat qui en ressort est expliqué sur la Figure IV-9. Le LCA mesure la puissance optique modulée qui est émise et le courant modulé reçu et affiche le rapport des deux selon la formule suivante :

$$R_{RF}[dB] = 20 \log_{10} \left(\frac{\frac{\Delta I_{out}[A]}{\Delta P_{in}[W]}}{1 \left[\frac{A}{W} \right]} \right) \quad (IV-2)$$

La bande passante à -3dB qui sera donnée dans les résultats correspond à la fréquence où le maximum du signal donnée par l'équation (IV-2) aura chuté de 3dB.

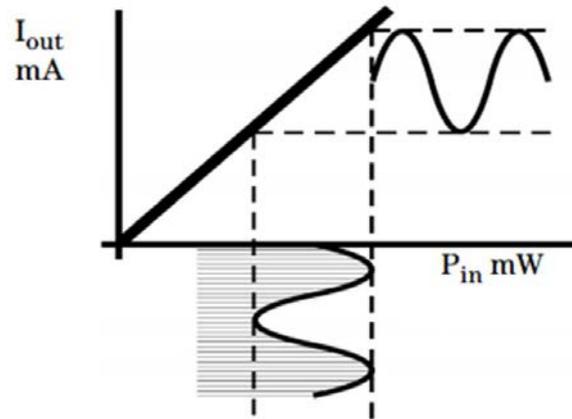


Figure IV-9 Principe de la mesure opto-électrique RF.

IV.B. Homojonction Germanium

Les dispositifs fabriqués, détaillés dans le chapitre III, ont été caractérisés en suivant la méthodologie décrite dans le paragraphe IV.A.

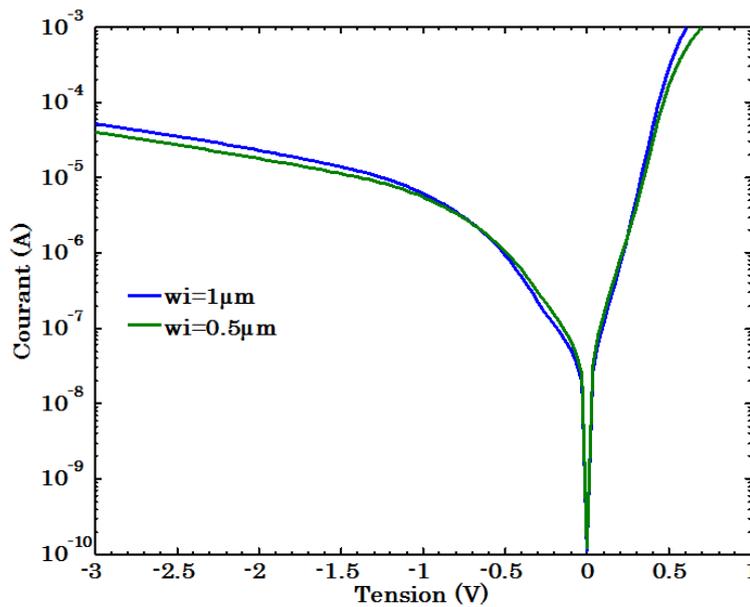
IV.B.1. Résultats sur substrat 200mm

a) Génération 0

Ces dispositifs ayant été fabriqués avant le début de la thèse, ils avaient déjà fait l'objet de caractérisations, néanmoins des mesures ont été refaites mais pas sur l'ensemble des dispositifs et l'ensemble des wafers disponibles.

Courant d'obscurité

Les photodiodes dessinées avec $w_i=0.5\mu\text{m}$ et $w_i=1\mu\text{m}$, et $10\mu\text{m}$ de long ont été testées électriquement sur plusieurs puces afin d'obtenir un panorama du courant d'obscurité.

Figure IV-10 Courant d'obscurité typique pour des photodiodes de la génération 0 avec $w_i=1\mu\text{m}$ et $0.5\mu\text{m}$, et $L=10\mu\text{m}$.

Comme le montre la Figure IV-10, le courant d'obscurité augmente très rapidement lorsque la tension inverse augmente, et est déjà de l'ordre du μA à -0.5V . Bien que la largeur de zone intrinsèque soit différente, les deux caractéristiques I-V représentées ici sont très proches. Cependant, en regardant les valeurs statistiques mesurées sur 85 puces pour les deux largeurs intrinsèques reportées dans le Tableau IV-3, on remarque que la déviation standard du courant d'obscurité est très élevée, et donc les deux courbes présentées dans la Figure IV-10 ne sont pas représentative de la largeur de zone intrinsèque.

	Déviation standard		Moyenne		Médiane	
	$w_i=1\mu\text{m}$	$w_i=0.5\mu\text{m}$	$w_i=1\mu\text{m}$	$w_i=0.5\mu\text{m}$	$w_i=1\mu\text{m}$	$w_i=0.5\mu\text{m}$
-0.5V	152 μA	280 μA	30.5 μA	103 μA	3.9 μA	4.38 μA
-1V	150 μA	298 μA	49.7 μA	134 μA	20.7 μA	28.7 μA
-2V	158 μA	302 μA	132 μA	226 μA	92 μA	144 μA
-3V	234 μA	323 μA	318 μA	440 μA	310 μA	450 μA

Tableau IV-3 Statistique de courant d'obscurité pour 85 photodiodes testées avec $w_i=0.5\mu\text{m}$ et $w_i=1\mu\text{m}$, et $L=10\mu\text{m}$, sur 85 puces différentes.

Une puce particulière a ensuite été sélectionnée afin de mesurer toutes les photodiodes avec des w_i et L différents. Les courants d'obscurité et photo-courants correspondants sont représentés sur la Figure IV-11.

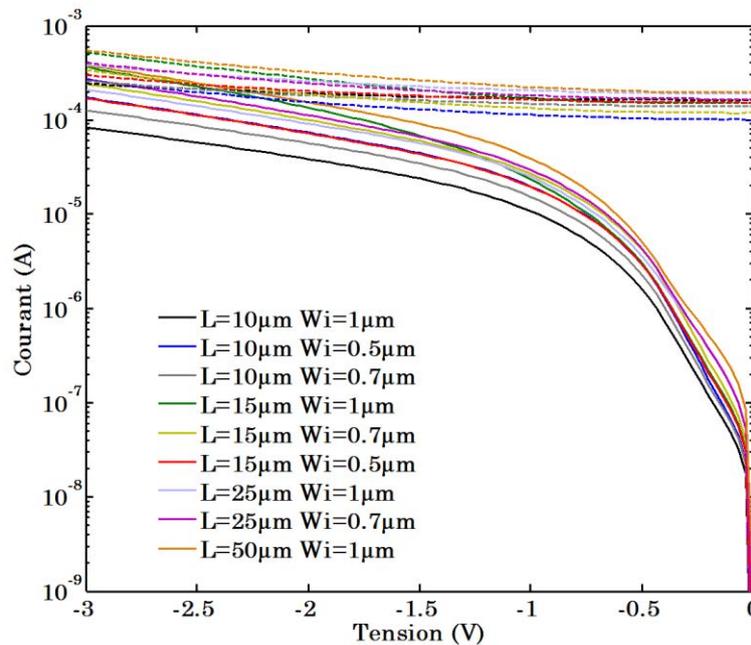


Figure IV-11 Courant d'obscurité et photo-courant pour des photodiodes de différentes longueurs et largeurs de zone intrinsèque sur une même puce.

Afin d'identifier en partie les raisons de ces forts courants d'obscurité, il est intéressant de regarder l'évolution de celui-ci à une tension fixe en fonction de la longueur de la photodiode. En appliquant une régression linéaire sur les valeurs mesurées, puisque la génération de courant varie linéairement avec la longueur de la photodiode, on peut extraire les valeurs de courant qui correspondraient à une longueur nulle (Figure IV-12). L'ordonnée à l'origine correspondrait en fait à une génération de courant en surface du

dispositif et non en volume, et les valeurs données ici sont déjà de l'ordre de 5-6 μA quelle que soit la valeur de w_i .

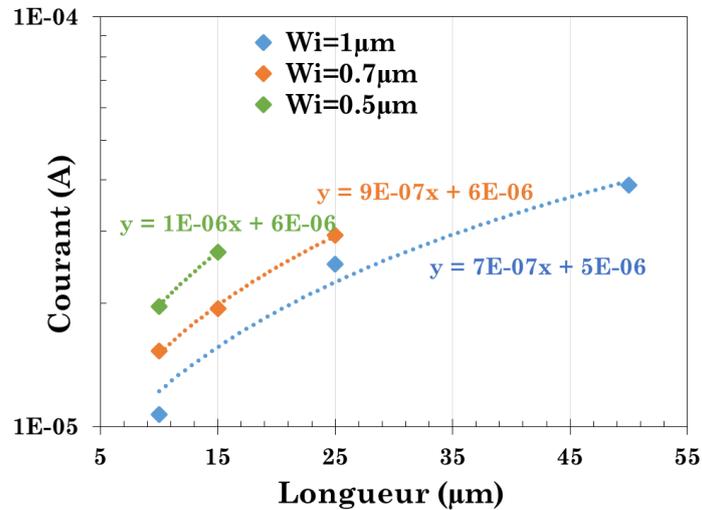


Figure IV-12 Courant d'obscurité à -1V pour différentes valeurs de L et w_i .

Une analyse du procédé de fabrication a mis en évidence l'utilisation d'une couche de Si amorphe après l'étape de CMP du Ge ayant pour but initial de passiver la surface et donc limiter les courants de surface. Une observation en TEM (Transmission Electron Microscopy) a confirmé la présence de cette couche, notamment au-dessus de la zone intrinsèque, comme le montre la Figure IV-13. L'hypothèse la plus probable est donc que c'est par cette couche que s'établit un fort courant de fuite, celle-ci réalisant en quelque sorte un court-circuit entre les zones dopées p et n par-dessus la zone intrinsèque.

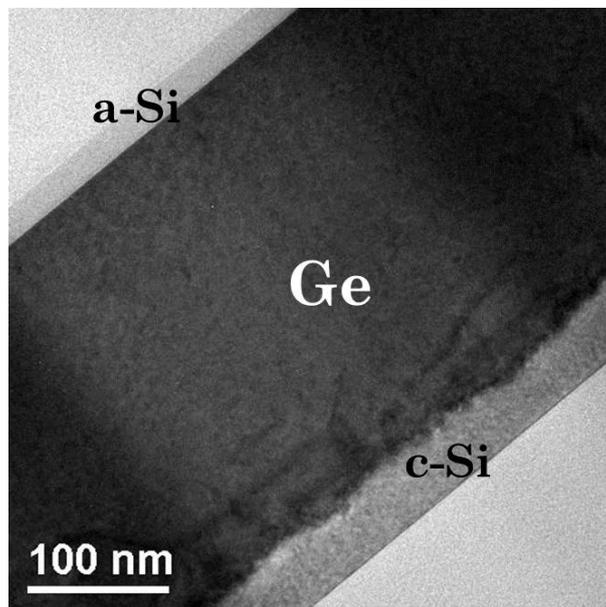


Figure IV-13 Coupe TEM au centre de la zone intrinsèque d'une photodiode de la génération 0.

Responsivité

A partir des mesures de pertes des guides et coupleurs et de la mesure de photo-courant, la responsivité des photodiodes a été calculée. Les valeurs sous -0.5V en fonction de la longueur des photodiodes sont reportés sur la Figure IV-14. Plus la longueur de la photodiode augmente, plus la responsivité augmente, et plus la largeur de la zone intrinsèque diminue plus la responsivité diminue pour une même longueur. En effet lorsque w_i diminue, une plus grande partie de la lumière est absorbée dans les zones dopées et ne contribue pas au photo-courant. Bien que les calculs théoriques prévoient une absorption quasi-totale pour $10\mu\text{m}$ de propagation à 1550nm , ce n'est pas le cas ici. Jusqu'à $25\mu\text{m}$ de longueur, l'augmentation de responsivité reste significative, mais entre 25 et $50\mu\text{m}$ le gain en responsivité est faible, et la responsivité semble saturer à 1.2A/W pour le plus large w_i .

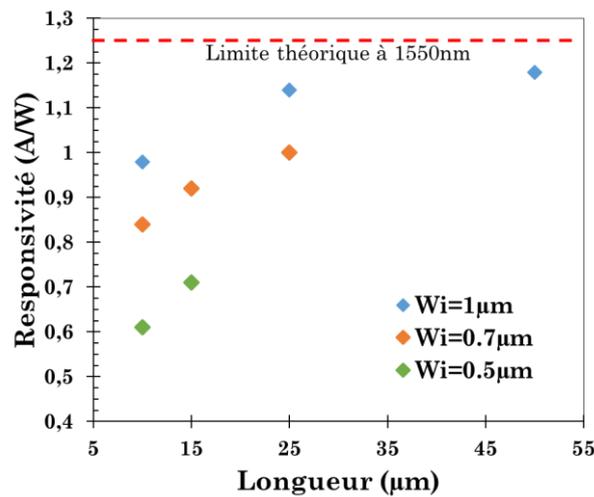


Figure IV-14 Responsivité à 1550nm sous -0.5V en fonction de L pour différents w_i .

Bande passante opto-électrique

Les mesures opto-électriques ont été menées par TU Wien dans le cadre du projet HELIOS pour lequel ces photodiodes ont été fabriqués, et les résultats de leurs mesures sont rapportés dans le Tableau IV-4. Les mesures ont été effectuées jusqu'à 50GHz .

L	Tension	$w_i = 1\mu\text{m}$	$w_i = 0.7\mu\text{m}$	$w_i = 0.5\mu\text{m}$
10μm	0V	14.5GHz	24GHz	>50GHz
	-1V	19.5GHz	45GHz	>50GHz
	-2V	23GHz	>50GHz	>50GHz
15μm	0V	14GHz	-	~45GHz
	-1V	18.3GHz	42GHz	>50GHz
	-2V	22.4GHz	>50GHz	>50GHz
25μm	0V	13.3GHz	24GHz	-
	-1V	18.1GHz	40GHz	-
	-2V	20GHz	~45GHz	-
50μm	0V	11.7GHz	-	-
	-1V	18GHz	-	-

Tableau IV-4 Bande passante à -3dB pour différents L et w_i en fonction de la tension.

Les photodiodes présentent des bandes passantes très élevées à 0V, permettant un fonctionnement à 0V, et plus w_i diminue plus cette bande passante augmente pour atteindre une valeur de l'ordre de 50GHz pour $w_i=0.5\mu\text{m}$ (Figure IV-15(c)). L'augmentation de la réponse en fréquence visible sur la Figure IV-15, est appelée « peaking ». Cet effet est observé dans la réponse en fréquence de circuit RLC correspondant à la résonance de ce circuit. Bien que la photodiode p-i-n soit modélisée par un circuit équivalent de type RC, les contacts et pads métalliques peuvent induire une inductance parasite qui provoque ainsi une résonance.

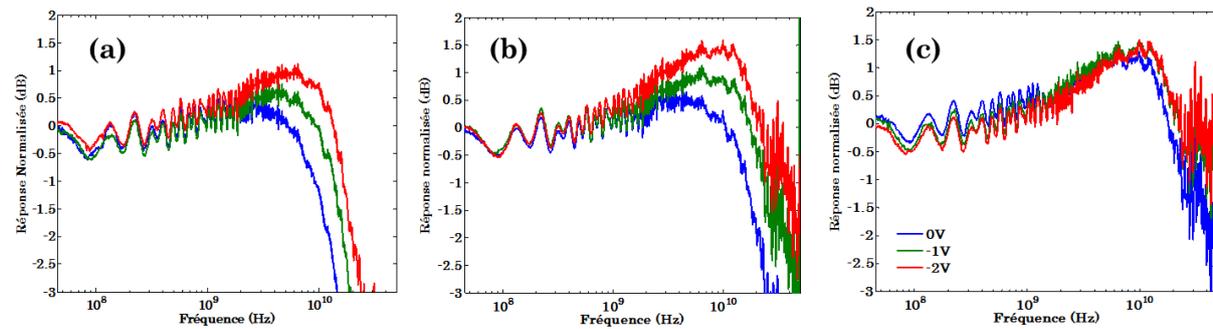


Figure IV-15 Réponse en fréquence opto-électrique des photodiodes p-i-n $L=10\mu\text{m}$ et (a) $w_i=1\mu\text{m}$, (b) $w_i=0.7\mu\text{m}$, et (c) $w_i=0.5\mu\text{m}$, pour différentes tension : 0V (bleu), -1V (vert) et -2V (rouge).

Plus la longueur des dispositifs augmente, plus la bande passante diminue à w_i constant : la capacité des photodiodes étant proportionnelle à la longueur, celle-ci augmente avec L et contribue de plus en plus à la limitation en fréquence.

b) Génération 1

Courant d'obscurité

Pour cette génération, 3 wafers 200mm ont d'abord été caractérisés électriquement. Sur chaque wafer, seules les photodiodes de longueur $L=10\mu\text{m}$ ont été mesurées, pour les 3 w_i 1 μm , 0.7 μm et 0.5 μm . Le courant d'obscurité a donc été mesuré et les statistiques sont récapitulées dans le Tableau IV-5, ainsi que le pourcentage de photodiodes fonctionnelles, appelé rendement dans le tableau. Tous les dispositifs de $w_i=1\mu\text{m}$ sont fonctionnels et présentent la plus faible valeur médiane du courant d'obscurité. Plus w_i diminue, plus la valeur médiane augmente à une tension donnée : en effet, pour une même tension, le champ électrique augmente quand w_i diminue, et donc les taux de génération de courant dépendant du champ électrique sont plus grands. La plaque P2 semble meilleure du point de vue du courant d'obscurité et du rendement. Par ailleurs, on remarque que les dispositifs de $w_i=0.5\mu\text{m}$ présentent un plus faible rendement : les électrodes GSG présentent un écartement égal à w_i , et donc la gravure de celles-ci est plus critique : il se peut que par endroit la gravure n'est pas ouvert complètement le métal créant ainsi un court-circuit et donc des dispositifs non-fonctionnels.

	$w_i=1\mu\text{m}$			$w_i=0.7\mu\text{m}$			$w_i=0.5\mu\text{m}$		
	P1	P2	P3	P1	P2	P3	P1	P2	P3
Moyenne (nA)	348	110	960	349	82.7	577	433	104	1071
Médiane (nA)	67.5	60.7	71.2	65.8	62.1	78.8	84.3	73.8	108
Déviati on standard (μA)	2.93	0.278	6.33	4.54	0.09	3.72	4.9	0.136	8.64
Rendement	100%	100%	100%	100%	100%	99.73 %	99.2%	99.73 %	97.85 %

Tableau IV-5 Statistiques du courant d'obscurité à -1V et rendement, mesurés sur 3 wafers et pour 3 valeurs de w_i , sur 372 puces.

Comparé à la génération 0, le courant d'obscurité a été réduit de plus d'un facteur 1000, et des rendements de l'ordre de 100% ont été obtenus sur 3 plaques issues d'un même lot. Bien que la déviation standard soit relativement élevée, les valeurs médianes et moyenne étant très proches et relativement faibles, cela indique une bonne uniformité dans les résultats électriques. Nous nous sommes par ailleurs intéressés aux photodiodes présentant le plus faible courant d'obscurité pour $w_i=1\mu\text{m}$ et $w_i=0.5\mu\text{m}$. Ces données sont résumées dans le Tableau IV-6.

Sur le meilleur wafer (P2), pour les $w_i=1\mu\text{m}$ et $w_i=0.5\mu\text{m}$, respectivement 86% et 76% des dispositifs ont un courant d'obscurité en dessous de 100nA avec une déviation standard de l'ordre de 18nA, avec des valeurs médianes et moyennes de courant d'obscurité très proches, signifiant que la dispersion en courant d'obscurité est très faible. De plus, la cartographie des dispositifs avec un courant d'obscurité inférieur à 100nA, pour chaque wafer, est similaire pour les deux largeurs étudiées. Ceci indique une corrélation entre la fabrication et les résultats électriques. Il est cependant difficile de discriminer quelle étape a eu le plus d'influence étant donné la corrélation entre celle-ci : par exemple, la CMP va introduire une variation de l'épaisseur de Ge, laquelle va directement impacter les profils. Si l'on considère que l'implantation est uniforme (même dose et énergie) sur tout le wafer, ce qui n'est probablement pas le cas, alors les profils d'implantation ne seront pas identiques dans toutes les photodiodes, le champ électrique sera différents aussi, et donc le courant d'obscurité de même.

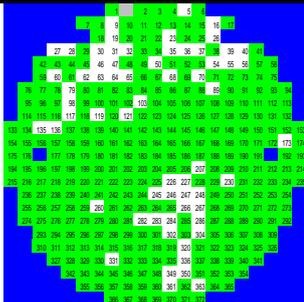
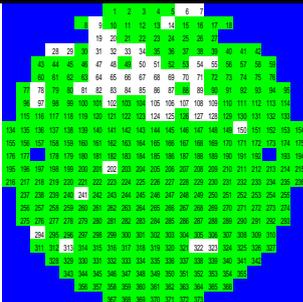
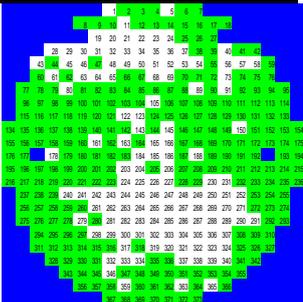
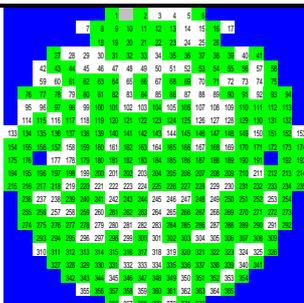
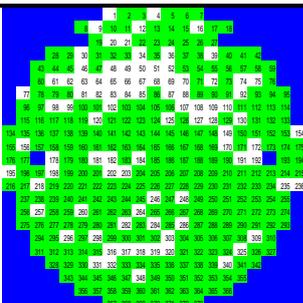
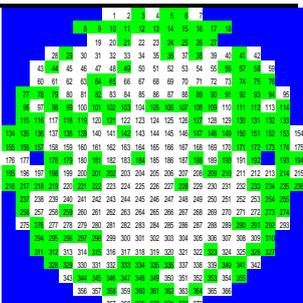
$w_i=1\mu\text{m}$	P1	P2	P3
			
% de dispositifs pour $I_{\text{obs}} < 100\text{nA}$	83%	86%	65%
Plus faible I_{obs}	19.3nA	17.2nA	6nA
Moyenne	62.7nA	58.3nA	58nA
Médiane	61.4nA	57.4nA	56nA
Déviatiion standard	18.4nA	18.5nA	19.7nA
$w_i=0.5\mu\text{m}$	P1	P2	P3
			
% de dispositifs pour $I_{\text{obs}} < 100\text{nA}$	67.5%	76%	43%
Plus faible I_{obs}	31.8nA	24.8nA	26.9nA
Moyenne	71.4nA	66.3nA	70.9nA
Médiane	71nA	65.5nA	71.5nA
Déviatiion standard	16.9nA	18nA	18nA

Tableau IV-6 Statistiques (@-1V) et cartographie sur wafer du courant d'obscurité pour des dispositifs présentant un courant d'obscurité inférieur à 100nA sous -1V, pour $w_i=1\mu\text{m}$ et $w_i=0.5\mu\text{m}$ (puces marquées en vert).

Les courants d'obscurité mesurés pour cette génération sont parmi les meilleurs jamais obtenus pour des photodiodes p-i-n latérales en Ge sur Si, et de l'ordre de ceux obtenus pour des photodiodes p-i-n à base de matériaux III-V. Le procédé de fabrication est le même que celui de la génération 0 et seule la couche de Si amorphe n'a pas été employée, ce qui confirme l'hypothèse du courant de fuite surfacique induit par cette couche.

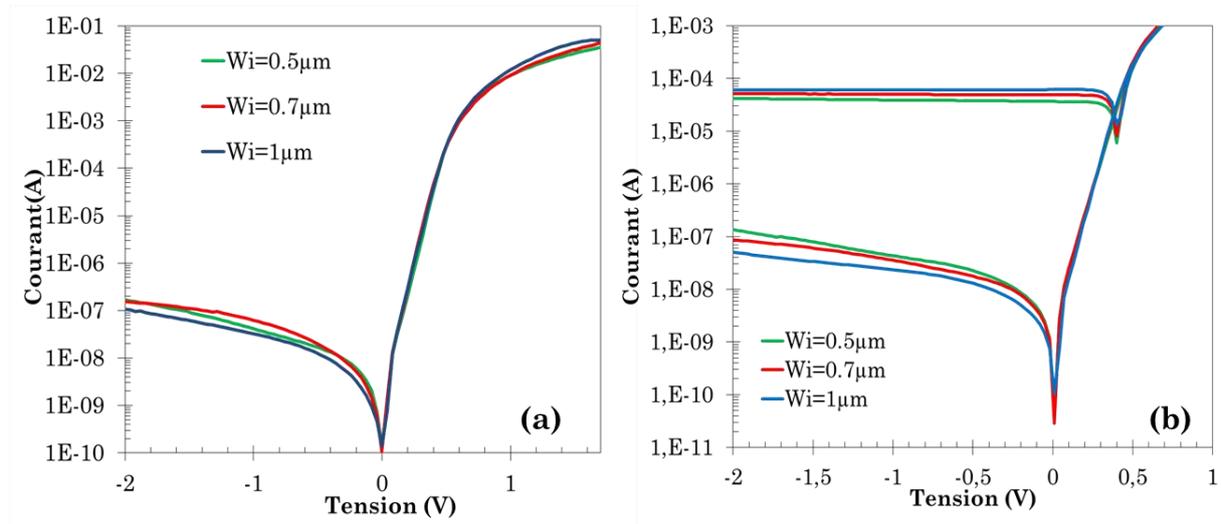


Figure IV-16 I-V typiques pour des photodiodes p-i-n Ge de la génération 1. (a) En obscurité et (b) En obscurité et sous éclairage à 1550nm pour d'autres photodiodes.

En mesurant maintenant le courant en direct, il est possible d'extraire la résistance série de la photodiode, permettant ainsi d'évaluer la qualité du contact ohmic réalisé sur Ge dopé. La Figure IV-16, montre les caractéristiques tension-courant typiques de diodes pour les 3 w_i . En mesurant la pente du courant en direct en régime de forte injection, c'est-à-dire au-delà du seuil, la valeur de la résistance série peut être extraite. Les valeurs extraites sont comprises entre 18 et 36 Ω , témoignant d'un bon contact ohmique.

Par ailleurs, des mesures en température jusqu'à 100°C, et pour des tensions inverses jusqu'à -7V ont été effectuées afin d'étudier la dépendance de la génération du courant d'obscurité à la température et à la tension en fonction de la largeur de zone intrinsèque. La Figure IV-17 représente les résultats de mesures pour les trois photodiodes étudiées. Le premier constat est que la dépendance au champ électrique (i.e. à la tension) est très forte, indiquant une forte contribution du taux de génération tunneling assisté par pièges (cf. PremierI.A.1)a)). Ce terme étant aussi dépendant de la température, la dépendance du courant d'obscurité à la température confirme la prépondérance de cette contribution notamment pour un champ électrique modéré. En effet, lorsque le champ électrique augmente, la dépendance à la température semble diminuer comme le montre la Figure IV-17 (a) : l'écart entre les courbes aux différentes températures diminue, ce qui n'était pas visible pour des w_i plus grand car pour une même tension, le champ électrique y était plus faible. Ceci indique qu'à plus fort champ, la génération par tunneling bande à bande semble être prédominante, celle-ci étant indépendante de la température.

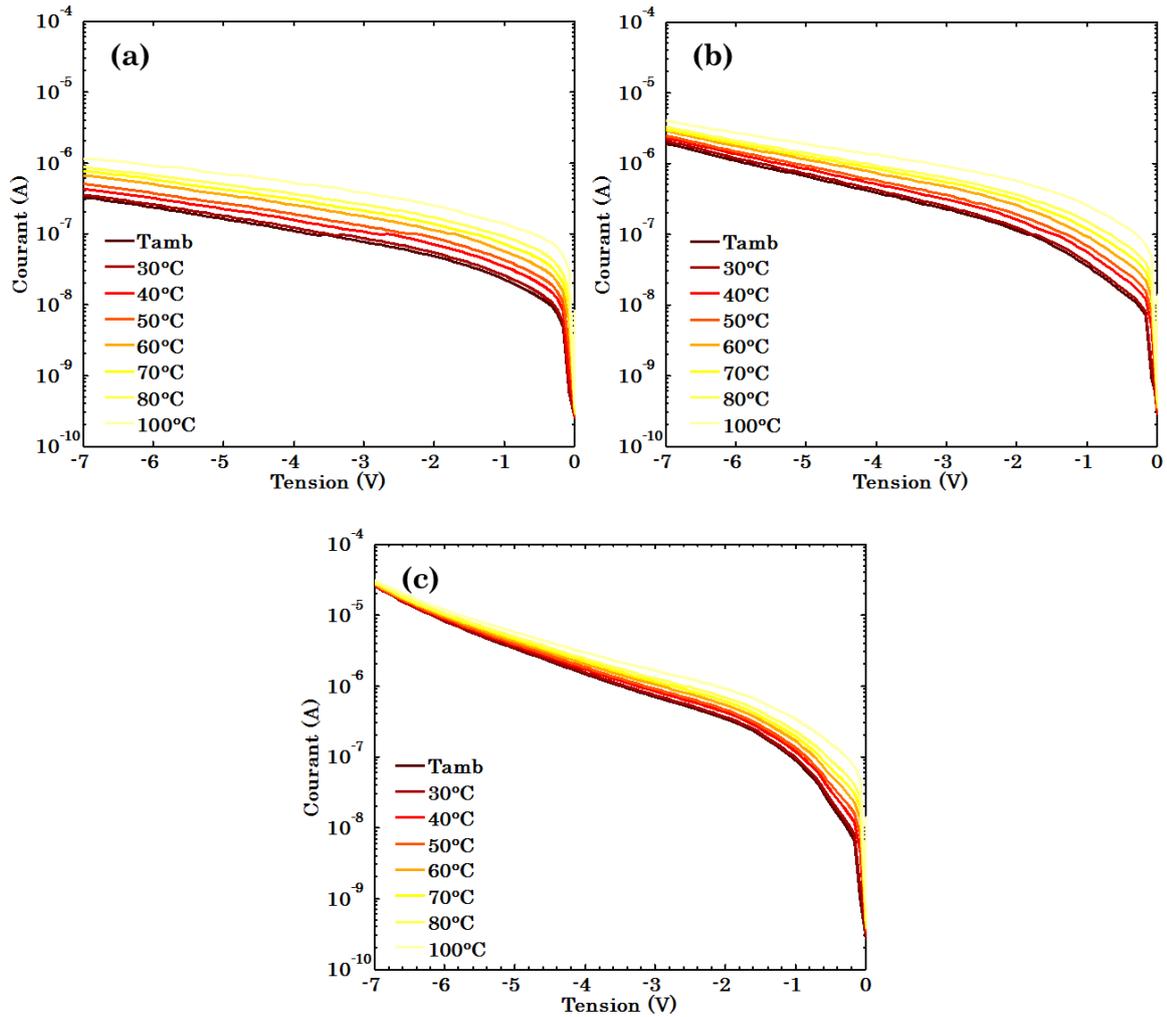


Figure IV-17 I-V en fonction de la température depuis la température ambiante jusqu'à 100°C pour (a) $w_i=1\mu\text{m}$, (b) $w_i=0.7\mu\text{m}$, et (c) $w_i=0.5\mu\text{m}$.

Afin d'analyser plus précisément ces effets, on peut modéliser le courant d'obscurité selon l'expression simplifiée suivante [80]:

$$I_{obs} = BT^{3/2}e^{-E_a/kT} \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right) \quad (\text{IV-3})$$

Où B un terme global indépendant de la température, T la température, et E_a l'énergie d'activation des pièges.

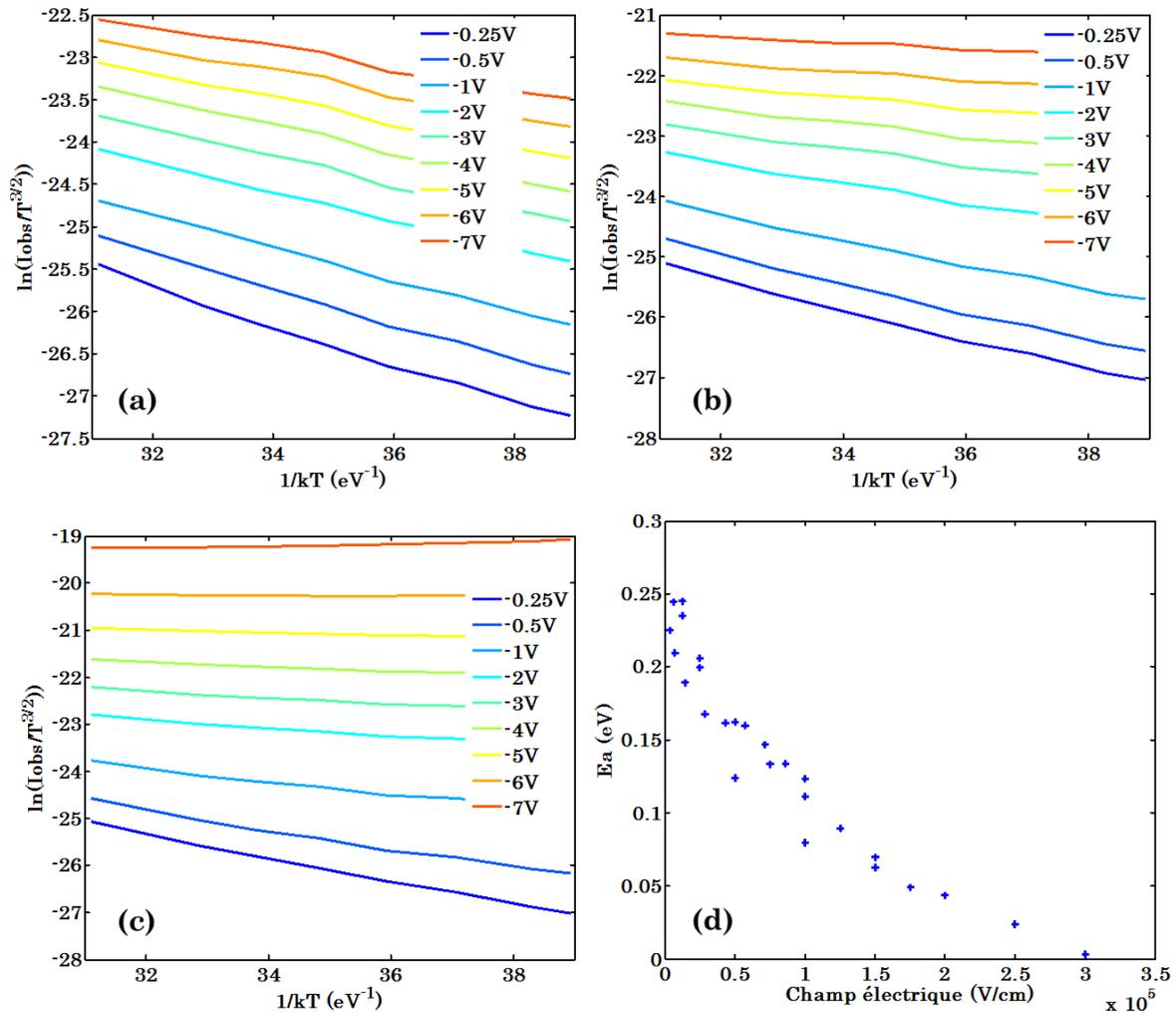


Figure IV-18 Tracé de l'équation (IV-3) permettant l'extraction de l'énergie d'activation en fonction de la tension pour (a) $w_i=1\mu m$, (b) $w_i=0.7\mu m$, et (c) $w_i=0.5\mu m$. (d) Energie d'activation extraite en fonction du champ électrique effectif.

L'équation (IV-3) peut être tracée sous la forme d'une loi d'Arrhenius pour obtenir les courbes de la Figure IV-18, à partir desquelles l'énergie d'activation pour chaque tension peut être extraire en réalisant un fit linéaire des courbes. La Figure IV-18(d) est obtenue en calculant le champ effectif dans la zone intrinsèque en prenant en compte la réduction de celle-ci due à l'implantation et au recuit. Cependant les valeurs de champ électrique ne sont pas quantitatives, mais cela permet de s'affranchir de la tension et de la largeur de la zone intrinsèque pour extraire la tendance de l'énergie d'activation. On note ainsi que plus le champ électrique augmente plus celle-ci diminue pour atteindre des valeurs proches de zéro. Cela signifie que la génération de courant d'obscurité est dominé par le tunneling bande à bande voir l'ionisation par impact (qui sera abordée dans la partie III) à très fort champ, et non plus par le tunneling assisté par piège. Les valeurs d'énergie d'activation extraite à faible champ sont inférieures à $E_g/2 = 0.33eV$, ce qui suggère que le taux de génération SRH simple n'est pas la principale source de courant d'obscurité, et nous conforte dans l'hypothèse de génération par tunneling assisté par pièges qui dépend du champ électrique. Ces pièges sont probablement générés par les dislocations présentent

dans la couche de Ge épitaxié, et dénotent l'importance de la bonne qualité de la couche de Ge.

Responsivité

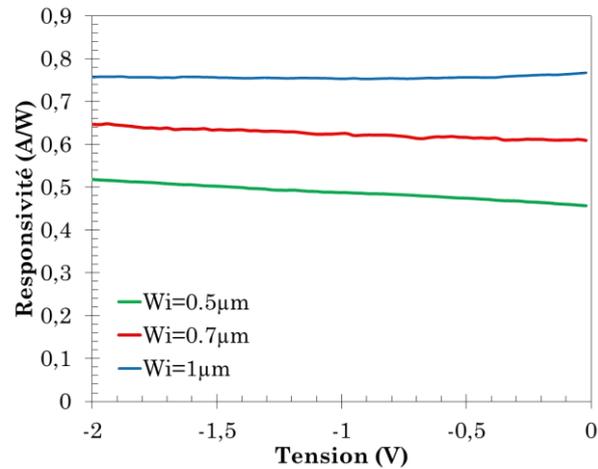


Figure IV-19 Responsivité à 1550nm en fonction de la tension pour différents w_i .

La responsivité extraite des mesures de courant et des mesures de pertes optiques est représentée sur la Figure IV-19, pour les 3 w_i étudiés. La dépendance en w_i est similaire à ce qui avait été observé pour la génération 0, cependant les valeurs extraites ici sont inférieures. Une hypothèse est que les conditions de recuit d'activation utilisées pour cette génération conduisent à un budget thermique total supérieur à celui de la génération 0. Il en résulte une moins bonne reconstruction de la maille cristalline du Ge (cf. Annexe A : Dopage du Ge) lors du recuit d'activation, et donc un coefficient d'absorption plus faible que pour la génération 0. La responsivité ne présente pas ou quasiment pas de dépendance à la tension inverse, ce qui indique que le champ électrique interne permet d'extraire tous les porteurs photogénérés.

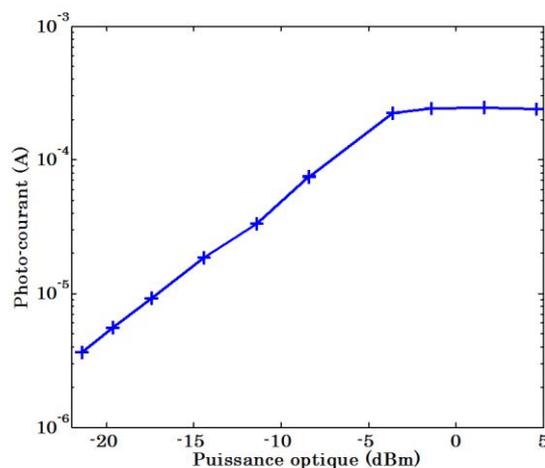


Figure IV-20 Mesure de linéarité en puissance à 1550nm pour une photodiode avec $w_i = 0.5 \mu\text{m}$.

La linéarité en puissance des photodiodes a été mesurée et un exemple pour $w_i = 0.5 \mu\text{m}$ est représenté sur la Figure IV-20. La puissance indiquée est la puissance couplée dans la

photodiode, les pertes de propagation et couplage ayant été déduite et une responsivité de $0.5A/W$ à $1550nm$ a été considérée. La réponse en courant commence à saturer pour une puissance optique de l'ordre de $-3.62dBm$ soit environ $434\mu W$. Ces photodiodes étant destinées à des applications de détection de faibles signaux, la non-linéarité au-delà de cette puissance ne devrait pas poser de problème.

Bande passante opto-électrique

La bande passante opto-électrique a été mesurée à différentes tension pour les 3 w_i étudiés. Les résultats sont présentés sur la Figure IV-21. La Figure IV-21 (a) représente la réponse en fréquence pour les 3 w_i à $-1V$, et les mesures sont décalées de $+3$ et $-3dB$. Les mesures ayant été effectuées jusqu'à $50GHz$, la courbe pour $w_i=0.5\mu m$ a été fittée afin d'extraire la bande passante à $-3dB$. Sur la Figure IV-21 (b), l'évolution en fonction de la tension inverse est représentée jusqu'à $5V$. Les valeurs au-delà de $50GHz$ ont été obtenue grâce à un fit en utilisant un filtre passe-bas de type RC.

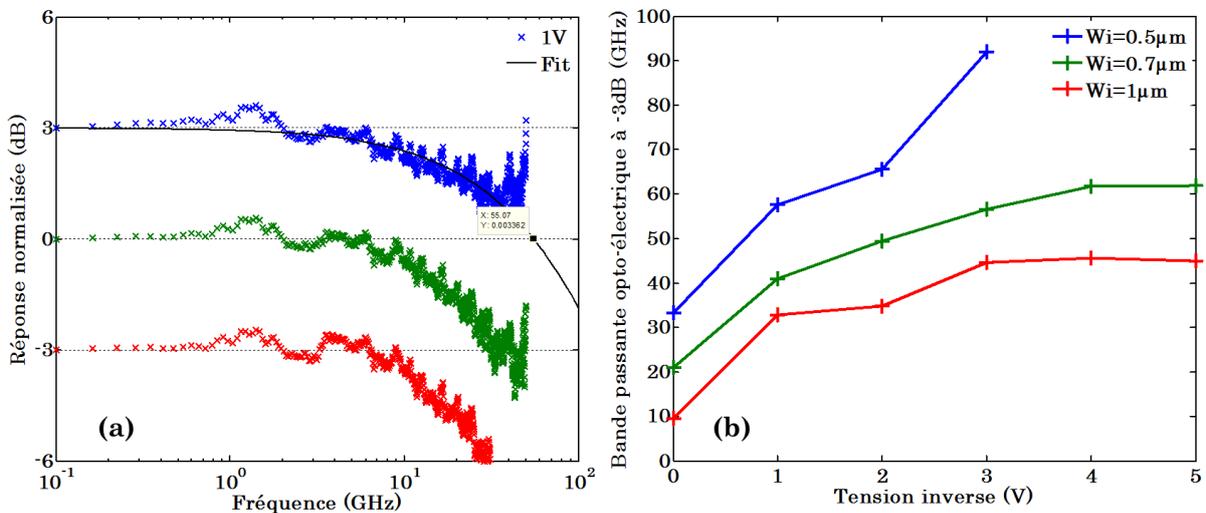


Figure IV-21 (a) Réponse en fréquence normalisée à $-1V$ et (b) Bande passante à $-3dB$ en fonction de la tension inverse pour $w_i=0.5\mu m$ (bleu), $w_i=0.7\mu m$ (vert) et $w_i=1\mu m$ (rouge).

Bande passante à $-3dB$	$w_i=1\mu m$	$w_i=0.7\mu m$	$w_i=0.5\mu m$
0V	10GHz	21GHz	33GHz
-1V	33GHz	41GHz	57GHz
-3V	45GHz	56GHz	92GHz
Max	45GHz	62GHz	>100GHz

Tableau IV-7 Bande passante à $-3dB$.

Les valeurs de bande passante présentée dans le Tableau IV-7 sont différentes de celle de la génération 0 données dans le Tableau IV-4 pour une longueur de $10\mu m$. Notamment à $0V$, la bande passante est réduite par rapport à la génération 0. Pour la génération 1, le recuit d'activation qui a été utilisé a permis une diffusion du phosphore et donc a potentiellement réduit la largeur de zone intrinsèque, et de ce fait à $0V$, il se peut que la capacité de jonction limite la réponse en fréquence. Quand la tension augmente, cependant la bande passante est supérieure à celle de la génération 0, ce qui confirmerait l'hypothèse

de la réduction de zone intrinsèque, et donc quand le champ augmente, les charges ayant diffusée sont évacuées par le champ électrique et la capacité tendrait à diminuer.

Capacité

Afin de vérifier l'hypothèse émise dans le paragraphe précédent, des mesures de capacité en fonction de la tension ont été effectuées afin d'obtenir une meilleure compréhension du comportement en fréquence de cette génération.

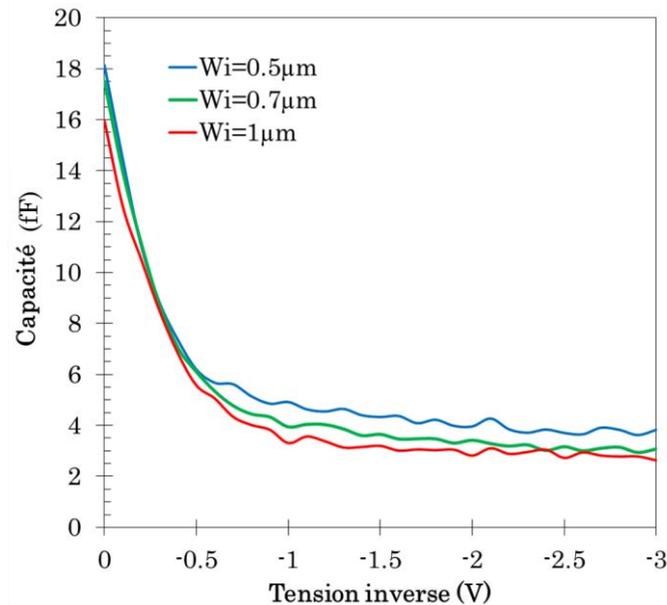


Figure IV-22 Capacité en fonction de la tension.

Comme le montre la Figure IV-22, la capacité des photodiodes présente une forte dépendance à la tension inverse pour de faibles tensions. A 0V, les capacités valent 16fF, 17fF et 18fF pour $w_i = 1 \mu\text{m}$, $0.7 \mu\text{m}$ et $0.5 \mu\text{m}$ respectivement. De 0 à -1V, la capacité diminue rapidement indiquant une forte déplétion de la zone de charge d'espace. La capacité semble ensuite saturer autour de 2.6fF, 3fF et 3.8fF pour $w_i = 1 \mu\text{m}$, $0.7 \mu\text{m}$ et $0.5 \mu\text{m}$ respectivement. En prenant en compte la variation de capacité dans le modèle analytique, un bon accord entre les bandes passantes mesurées à 0V a été trouvé, vérifiant ainsi l'hypothèse de de la diffusion de dopants lors du recuit entraînant une augmentation de la capacité à faible tension mais aussi une réduction de la zone intrinsèque.

c) Génération 2

Pour cette génération le but était avant tout de stabiliser le procédé de fabrication et vérifier que les performances des photodiodes étaient similaires à celle des générations précédentes.

Courant d'obscurité

Les courants d'obscurité ont été mesurés sur 2 wafers et les statistiques sont données dans le Tableau IV-8. La plaque P1 ayant servis à affiner certaines conditions de fabrication, elle présente de moins bonnes statistiques sur le courant d'obscurité. Cependant celui-ci reste faible et la dispersion aussi puisque les valeurs médiane et moyenne sont du même ordre. On remarquera tout de même que pour les dispositifs de $w_i = 0.5 \mu\text{m}$, la dispersion est plus grande. Ceci peut s'expliquer par le fait que pour cette génération, la définition

des zones à implanter est sujette aux tolérances d'alignement de la lithographie et donc plus l'espacement entre les zone p et n est faible, plus l'impact de cette tolérance est élevé puisqu'elle est indépendante de la largeur w_i . Néanmoins cela n'a pas compromis le nombre de dispositifs fonctionnels comme le montre le rendement de l'ordre de 98%. Par rapport à la génération 1, le courant d'obscurité a encore été amélioré : une réduction d'un facteur 7 et 3 est observée pour les valeurs moyennes des dispositifs de $w_i=1\mu\text{m}$ et $0.7\mu\text{m}$ respectivement. Pour w_i , l'impact de l'alignement de la lithographie des zones dopées n'a pas permis de gain sur la valeur moyenne et a dégradé la valeur médiane d'un facteur 2.

	$w_i=1\mu\text{m}$		$w_i=0.7\mu\text{m}$		$w_i=0.5\mu\text{m}$	
	P1	P2	P1	P2	P1	P2
Moyenne @-1V (nA)	29	21.4	53	27.5	310	208
Médiane @-1V (nA)	17.7	8.7	27.7	20	84.3	73.8
Moyenne @-3V (nA)	143.3	58.3	303.9	149.6	498.3	337.9
Médiane @-3V (nA)	122.1	42.55	259.7	112.5	456.4	252.9
Rendement	98.8%	97.3%	97.1%	97.5%	97.6%	98%

Tableau IV-8 Statistique du courant d'obscurité à -1V et -3V pour 2 wafers de la génération 2. 769 puces ont été testées.

Cependant, un courant d'obscurité de l'ordre du nA a été mesuré à -1V quel que soit le w_i sur plusieurs dispositifs, les meilleurs présentant même des courants en dessous du nA à -1V. Un exemple de très faible courant d'obscurité est représenté sur la Figure IV-23.

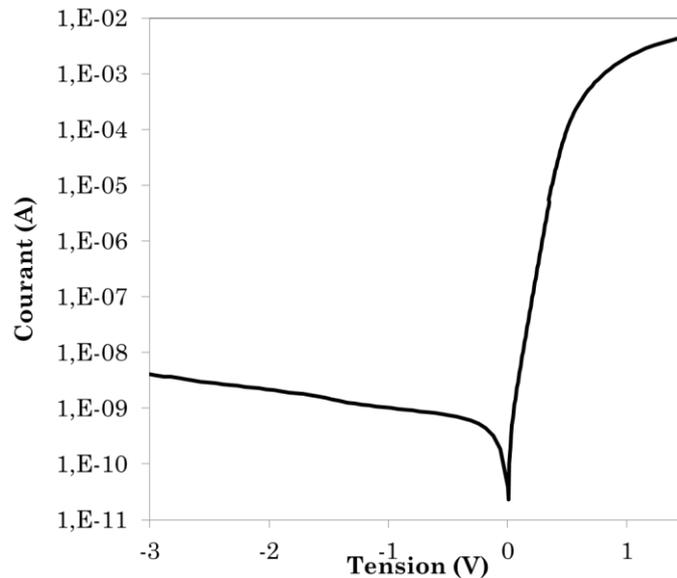


Figure IV-23 I-V à l'obscurité pour une photodiode de la génération 2 avec $w_i=1\mu\text{m}$.

La résistance série de la photodiode avec w_i a été extraite à partir des mesures de courant en direct et estimée à 180Ω . Cette valeur est supérieure à ce qui avait été observé pour la génération précédente, indiquant un contact moins bon sur le Ge.

Responsivité

La responsivité a été mesurée sur une photodiode de $w_i=1\mu\text{m}$ en fonction de la tension et de la longueur d'onde (Figure IV-24). A 1550nm, la responsivité est de 0.64A/W, et décroît lorsque la longueur d'onde augmente. En effet, le bord de bande d'absorption du Ge se situe autour de 1550nm (0.8eV), entraînant une diminution du coefficient d'absorption au-delà de cette longueur d'onde.

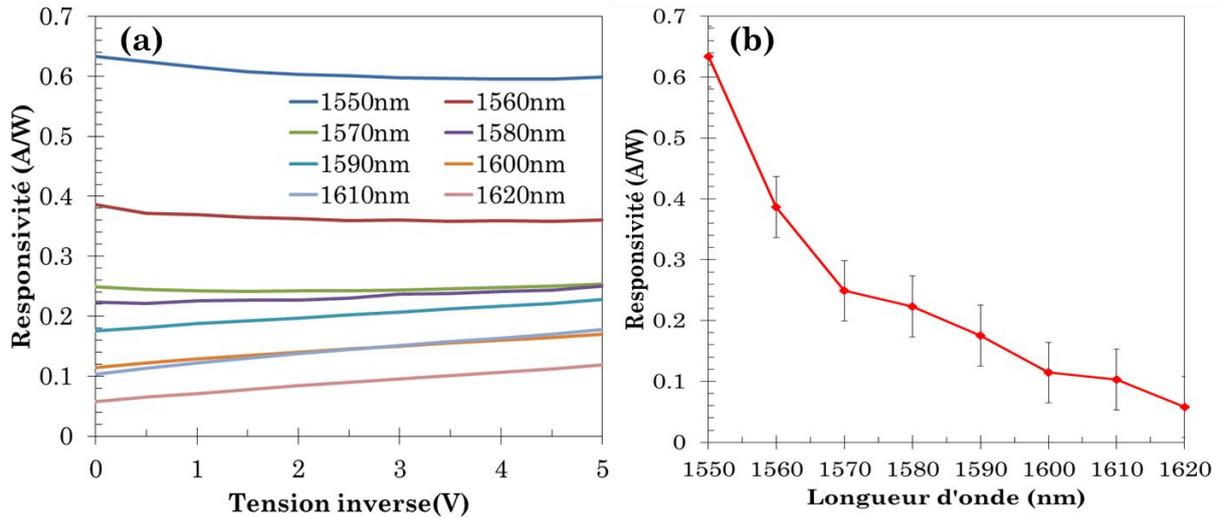


Figure IV-24 Responsivité (a) en fonction de la tension pour différentes longueurs d'onde et (b) à 0V en fonction de la longueur d'onde.

Sur la Figure IV-24 (a), la dépendance en tension est différente en fonction de la longueur d'onde. Entre 1550nm et 1570nm, la responsivité diminue légèrement quand la tension inverse augmente, alors qu'au-delà de 1570nm, la responsivité augmente avec la tension inverse. Cette augmentation du coefficient d'absorption peut être attribuée à l'effet Franz-Keldysh qui prédit une variation du coefficient d'absorption lorsqu'un semi-conducteur est soumis à un champ électrique suffisamment élevé. La variation relative du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde (énergie) est représentée sur la Figure IV-25. A 1620nm, pour une tension inverse de 5V, le coefficient d'absorption a doublé par rapport à 0V, alors qu'à 1550nm celui-ci a été réduit de l'ordre de 10%.

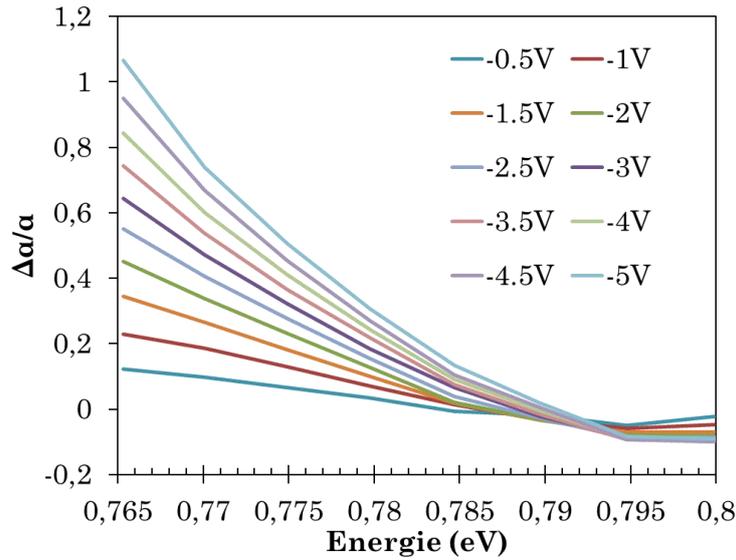


Figure IV-25 Variation du coefficient d'absorption du Ge en fonction de la tension.

Cet effet permet d'étendre la gamme de longueur d'onde de fonctionnement des photodiodes à base de Ge.

Pour des dispositifs avec une largeur de zone intrinsèque $w_i=0.5\mu\text{m}$, la responsivité mesurée est de l'ordre de 0.4A/W à 1550nm .

Bande passante opto-électrique

La bande passante opto-électrique n'a pu être mesurée que jusqu'à 40GHz et pour $w_i=1\mu\text{m}$ uniquement. La bande passante à -3dB atteint 32GHz à 0V et est au-delà de 40GHz sous -1V et -2V . Ces mesures sont représentées sur la Figure IV-26. En utilisant le modèle analytique, en incluant la réduction de la zone intrinsèque due à l'implantation et au recuit ainsi que la résistance série et la bande passante à 0V , la bande passante maximale a été évaluée à 52GHz .

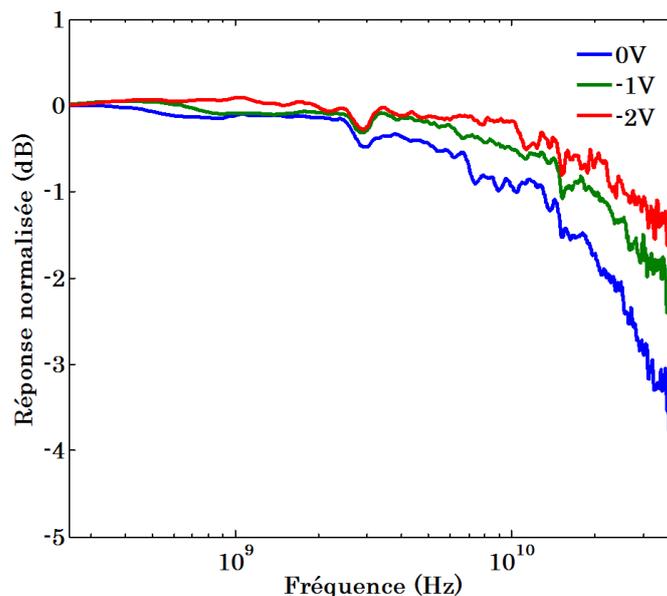


Figure IV-26 Réponse en fréquence d'une photodiode de la génération 2 avec $w_i=1\mu\text{m}$.

Pour la génération 2, un cyclage thermique entre 750°C et 850°C a été utilisé pour « guérir » les défauts dans la couche de Ge. Cependant ce type de recuit à haute température entraîne une inter-diffusion Si/Ge, et donc la couche de Ge contient un faible pourcentage de Si. Ceci entraîne une baisse des défauts donc du courant d'obscurité mais aussi une baisse du coefficient d'absorption du Ge et donc de la responsivité. C'est donc très probablement ce qui peut expliquer la différence de performances entre la génération 1 et 2 en termes de courant d'obscurité et de responsivité. L'augmentation de la bande passante elle est attribuée à l'implantation ionique, pour laquelle les tolérances d'alignement ne permettent pas de garantir une bonne définition du w_i en plus des phénomènes de diffusion lors du recuit d'activation.

IV.B.2. Résultats sur substrats 300mm

Seuls les résultats sur la génération 0 seront présentés puisque la génération 1 est encore en cours de fabrication. Cependant cette génération a été la première démonstration mondiale de photodiode p-i-n Ge sur Si en 300mm. Ce premier lot comportait 8 plaques, cependant toutes n'ont pas pu être caractérisées et ce seront donc des résultats partiels qui seront présentés.

a) Courant d'obscurité

Une cartographie du courant d'obscurité à -1V est représentée sur la Figure IV-27 : Les zones en rouge correspondent à un fort courant ce qui signifie que les photodiodes sont en court-circuit et les valeurs en bleu foncé correspondent à des photodiodes en circuit ouvert. La plaque P2 ayant servi pour la mise au point de certaines étapes de fabrication, il est normal de retrouver une plus forte variation des courants d'obscurités. Cependant, pour les plaques P3 et P4, plus représentatives d'un procédé au point, une très bonne homogénéité est obtenue, avec des courants d'obscurité de l'ordre de quelques dizaines de nA, la valeur médiane étant de 26.7 et 21.9nA respectivement (c.f. Tableau IV-9).

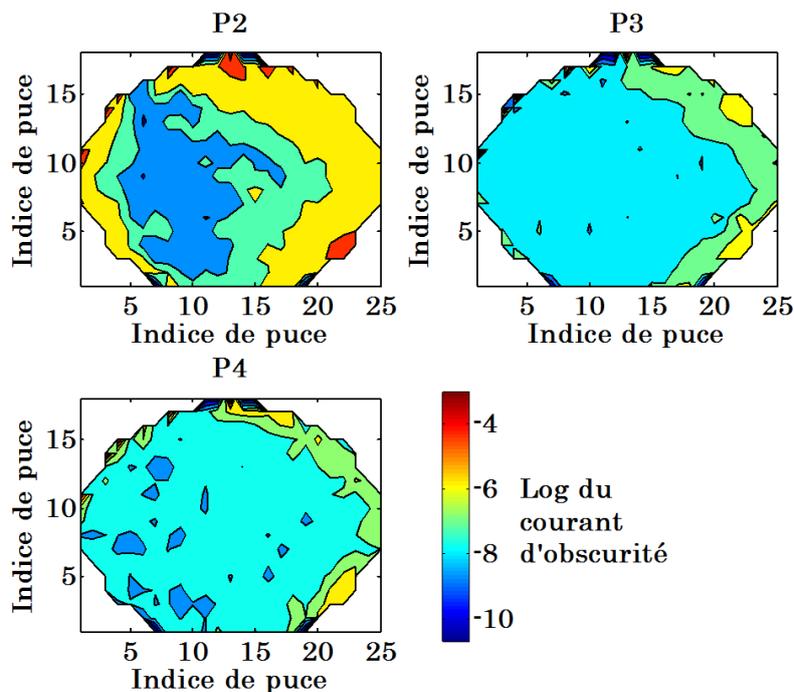


Figure IV-27 Cartographie du courant d'obscurité à -1V pour 3 plaques 300mm.

	P2	P3	P4
Médiane (nA)	813.5	26.7	21.9
Plus faible I_{obs} (nA)	7.55	7.7	3.9
	52% $I_{obs} < 1\mu A$	92% $I_{obs} < 1\mu A$	94% $I_{obs} < 1\mu A$
Rendement	96.87%	96.87%	98.3%

Tableau IV-9 Statistiques du courant d'obscurité à -1V pour 3 plaques 300mm.

Une caractéristique typique courant-tension est montrée sur la Figure IV-28.

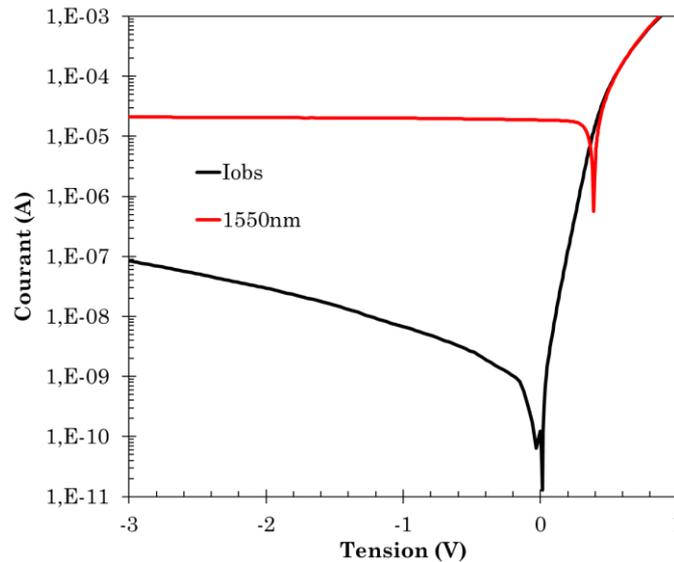


Figure IV-28 I-V typique d'une photodiode 300mm avec $w_i=0.7\mu m$ à l'obscurité et sous éclairage à 1550nm.

b) Responsivité

Un problème lors d'une étape de CMP d'oxyde avant la gravure de la cavité Ge a entraîné une forte dispersion sur la profondeur de gravure de la cavité et donc sur l'épaisseur de Ge finale. Il en résulte un couplage plus ou moins bon entre le guide Si et la photodiode, et la responsivité de celle-ci s'en trouve directement affectée. Une valeur de l'ordre de $0.5A/W$ a été mesurée sur certains dispositifs, mais sur d'autres seulement $0.2A/W$ ont été mesurés.

c) Bande passante opto-électrique

La bande passante opto-électrique a été mesurée jusqu'à 67GHz. La bande passante à 0V est de l'ordre de 20GHz et augmente avec la tension (Figure IV-29). Toutefois un défaut de calibration (visible autour de 30GHz) n'a pas permis de déterminer proprement la bande passante maximale des photodiodes. Un fonctionnement à 40Gbit/s a cependant été démontré avec l'obtention d'un diagramme de l'œil ouvert, en utilisation conjointe avec un modulateur fabriqué sur la même plateforme 300mm. Le dispositif expérimental ainsi que le diagramme de l'œil mesurés sont représentés sur la Figure IV-30.

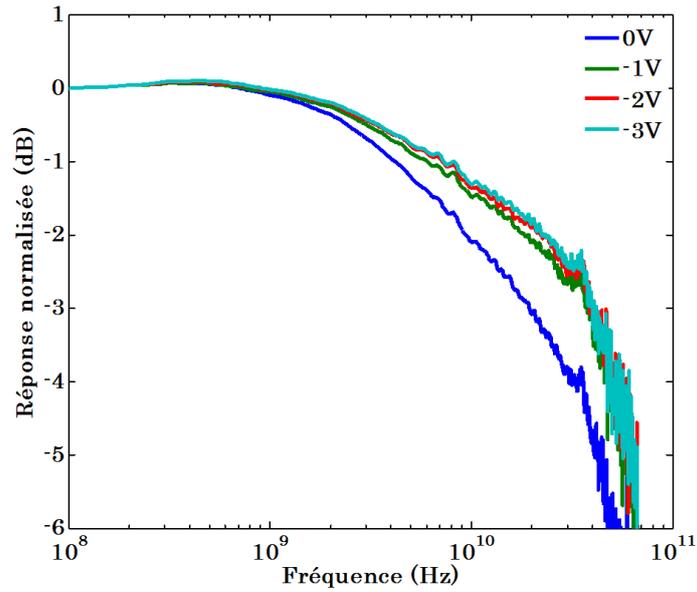


Figure IV-29 Réponse en fréquence d'une photodiode 300mm avec $w_i=0.7\mu\text{m}$.

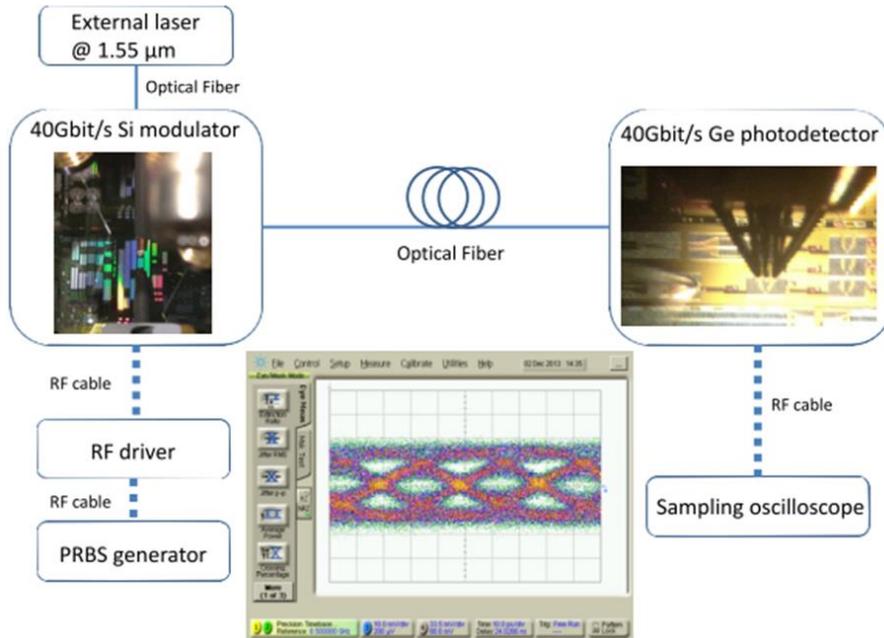


Figure IV-30 Dispositif expérimental et diagramme de l'œil mesuré à 40Gbits/s en utilisant un modulateur Si à déplétion de porteurs basé sur une jonction pn ainsi qu'une photodiode p-i-n Ge fabriqués sur la plateforme 300mm.

IV.C. Double hétérojonction Silicium-Germanium-Silicium

Les photodiodes p-i-n à base de double hétérojonction Si/Ge/Si fabriquées en 200mm ont été caractérisées suivant le même protocole que les photodiodes p-i-n Ge. Seuls les résultats sur les photodiodes avec $w_i=w_{Ge}=1\mu\text{m}$ seront présentés.

IV.C.1. Courant d'obscurité

Les statistiques du courant d'obscurité présentées dans le Tableau IV-10 ont été mesurées sur 4 plaques fabriquées chacune avec des conditions différentes comme présentées dans le Tableau III-3.

	P1	P2	P3	P4
@-3V	Dopage 1 – Pas de siliciuration	Dopage 2 – Pas de siliciuration	Dopage 1 – Avec siliciuration	Dopage 2 – Avec siliciuration
Moyenne	12.7nA	2.35nA	2.7.7nA	938nA
Médiane	7.5nA	830pA	6nA	704pA
	96.16% I<100nA 54.94% I<10nA	91.55% I<100nA 81.66% I<10nA	91.42% <667nA	51.56% I<100nA 41.61% I<10nA

Tableau IV-10 Statistiques du courant d'obscurité à -3V pour les photodiodes p-i-n à double hétérojonction Si/Ge/Si (769 puces testées par plaque).

Avec ou sans siliciuration, les courants d'obscurité sont très faibles et meilleurs que ce qui a pu être mesuré pour des photodiodes à homojonction Ge. Cependant les photodiodes pour lesquelles la siliciuration n'a pas été réalisé présentent une forte résistance série : le courant mesuré en direct est de l'ordre de 10 μ A à 1V alors que pour les photodiodes avec siliciuration il est de l'ordre du mA. Les conditions de dopage 2 semblent donner les meilleurs résultats en termes de courant d'obscurité : ces conditions visent à implanter plus profondément, avec une plus forte concentration, et avec un profil plus « homogène » sur la profondeur. Néanmoins, l'étape de siliciuration détériore la dispersion mais reste indispensable pour un bon contact.

Le courant d'obscurité présente une faible dépendance à la tension inverse comme le montre la Figure IV-31. Le courant vaut seulement 3nA pour une tension inverse de 6V.

Les caractérisations suivantes ont été menées sur la plaque P4 dont les dispositifs montraient le plus faible courant d'obscurité.

IV.C.2. Responsivité

La responsivité a été mesurée à 1550nm et une légère dépendance du photocourant à la tension inverse est observée (Figure IV-31). Ceci correspond probablement à l'établissement du champ électrique dans toute la cavité Ge.

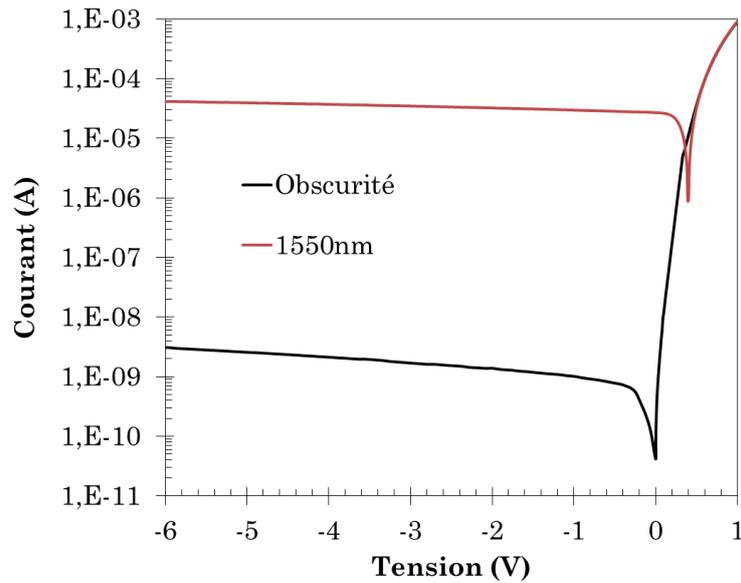


Figure IV-31 I-V d'une photodiode p-i-n à double hétérojonction Si/Ge/Si sous éclaircissement à 1550nm et à l'obscurité.

La responsivité mesurée s'étale entre 0.55A/W et 1.1A/W pour les meilleurs dispositifs. Après observation au MEB (Figure IV-32), il s'est avéré que pour certaines photodiodes, la cavité Ge n'était pas remplie complètement, ou plutôt que le Ge avait été en partie enlevée suite à un problème non-identifié lors de la fabrication. Les résultats sur la responsivité et les courants d'obscurité sont donc à modérer.

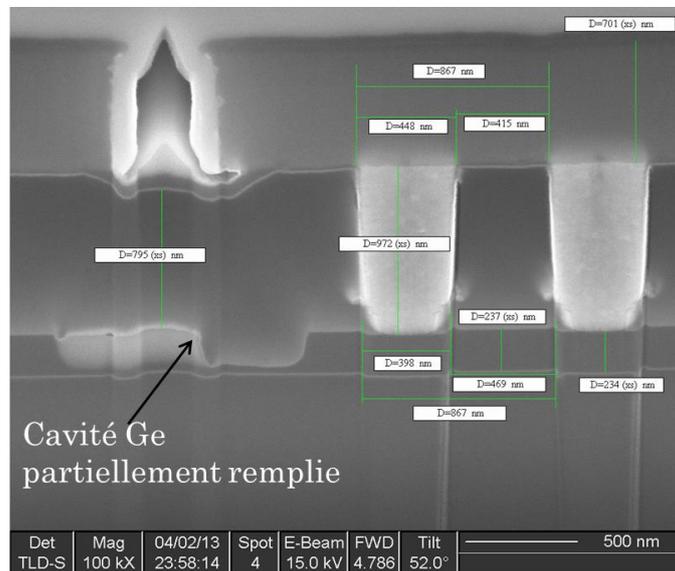


Figure IV-32 Coupe MEB d'une photodiode p-i-n Si/Ge/Si.

IV.C.3. Bande passante opto-électrique

En sélectionnant les dispositifs ayant la meilleure responsivité, des mesures de réponse en fréquence ont pu être effectuées. Un exemple de mesure est représenté sur la Figure IV-33.

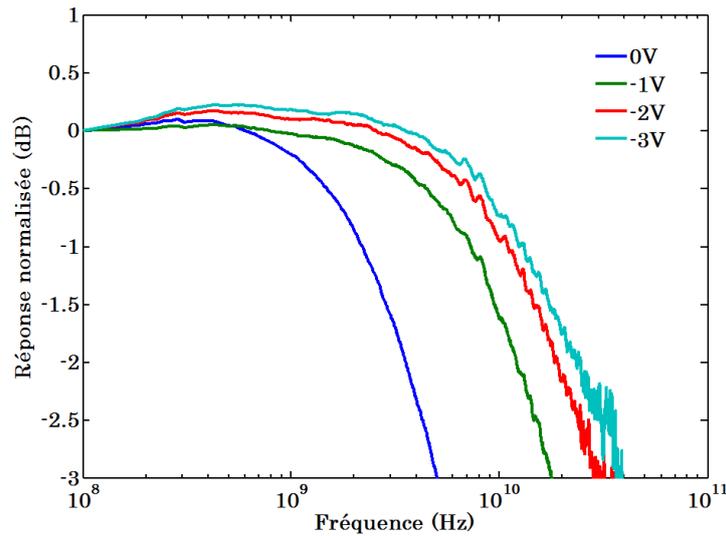


Figure IV-33 Réponse en fréquence d'une photodiode p-i-n à double hétérojonction Si/Ge/Si.

La bande passante à 0V est de 5GHz et augmente rapidement avec la tension pour atteindre 40GHz à -3V. En se basant sur le modèle analytique développé, la bande passante maximum devrait être de l'ordre de 35GHz. Cette différence peut être expliquée par la taille de la cavité qui peut varier quelque peu en fonction de la gravure. Néanmoins la faible bande passante à 0V est probablement due au faible champ électrique au centre de la cavité Ge. L'hétérojonction constitue une barrière de potentiel qui peut s'opposer l'établissement du champ électrique interne pour de larges cavités.

IV.C.4. Conclusion et discussion

Ces photodiodes à double hétérojonction ont montré des résultats encourageant en termes de performances pour une première fabrication. Des études plus poussées sont nécessaires afin d'améliorer la qualité de fabrication et la compréhension du comportement en fréquence. Pour ce faire, la fabrication en 300mm a été démarrée pour une intégration avec un modulateur Si. De plus, une étude en 200mm a été démarrée pour évaluer la croissance de Ge dans des cavités de tailles variées et étudier l'absorption en fonction de la largeur de cavité, la croissance dans des cavités de faible largeur pouvant induire une contrainte dans la couche de Ge et ainsi augmenter l'absorption.

IV.D. Conclusion

En partant d'une technologie déjà opérationnelle, les performances des photodiodes p-i-n en Ge sur Si ont été améliorées au fur et à mesure des générations. Ainsi, dans un premier temps le courant d'obscurité a été amélioré et la maturité de la technologie a permis l'obtention d'une très bonne reproductibilité et homogénéité des courants d'obscurité. Les études sur le dopage du Ge ont permis d'une part de calibrer les simulations d'implantation et de recuit, et d'autre part d'obtenir des conditions expérimentales robustes pour la fabrication des photodiodes p-i-n. Par ailleurs, l'influence de ces paramètres ainsi que des recuits post-épitaxie ont été mis en évidence. Pour chaque génération le lien entre résultats expérimentaux et conditions de fabrication a pu être étudié et a permis une explication cohérente des résultats.

	L=10 μ m w _i	p-i-n Ge			300mm Gen 0	p-i-n Si/Ge/Si
		Gen 0	200mm Gen 1	Gen 2		
Courant d'obscurité typique (nA)	0.5 μ m	30 μ A	74	75		
	0.7 μ m	25 μ A	62	20	20	
	1 μ m	20 μ A	60	10		1
Responsivité à 1550nm (A/W)	0.5 μ m	0.6	0.5	0.4		
	0.7 μ m	0.85	0.62		0.5	
	1 μ m	1	0.75	0.64		1.1
Bande passante à -3dB (GHz)	0.5 μ m	>50	57			
	0.7 μ m	45	41		~40	
	1 μ m	20	33	>40		18

Tableau IV-11 Aperçu des performances typiques à -1V de chaque génération de photodiode p-i-n en Ge sur Si.

Le Tableau IV-11 récapitule l'évolution des performances des photodiodes p-i-n étudiées au cours de la thèse. Un des points important à noter est que la diminution du courant d'obscurité s'est accompagnée d'une diminution de la responsivité. La réduction du courant d'obscurité passe par la réduction des défauts dans la couche de Ge, et pour ce faire un budget thermique relativement élevé est nécessaire et peut entraîner une interdiffusion Si/Ge et donc une réduction de l'absorption notamment à 1550nm où celle-ci est relativement faible à cause du bord de bande d'absorption du Ge. Pour la génération 0, les mesures de responsivité sont en accord avec les simulations BPM faites en utilisant le coefficient d'absorption du Ge épitaxié sur Si [81], il aurait donc fallu augmenter la longueur de propagation pour les générations suivantes ce qui aurait permis de garder une responsivité similaire. Cependant une autre approche a été mise en place afin de maximiser la responsivité des photodiodes p-i-n : une double hétérojonction Si/Ge/Si qui permet de garder le confinement du mode optique dans la zone intrinsèque en Ge, les zones dopées étant en Si, permettant ainsi une très bonne efficacité d'absorption. La montée en fréquence peut être obtenue en diminuant la largeur de la cavité pour ainsi adresser des applications 40Gbit/s avec une très bonne responsivité et une faible consommation électrique.

V. DISCUSSION

Pour les applications photoniques télécom et datacom, la photodiode ne représente qu'une partie du récepteur. En effet, la photodiode transforme le signal optique en courant, cependant les circuits de traitement du signal fonctionnent avec un signal en tension, il convient donc de transformer le courant de la photodiode en tension. Pour ce faire, un TIA (Trans Impedance Amplifier) est généralement utilisé. Ce TIA a ses propres caractéristiques de bruit tout comme les photodiodes et c'est la combinaison des deux (photodiode + TIA) qui définit généralement le signal minimum détectable. Dans un premier temps, les différentes contributions au bruit des photodiodes seront détaillées. Ensuite, la sensibilité des récepteurs sera étudiée afin de mieux comprendre l'impact des caractéristiques des photodiodes sur celle-ci. Et finalement les limitations des récepteurs à base de photodiodes p-i-n seront étudiées.

V.A. Le bruit dans les photodiodes

Dans les photodiodes p-i-n, on distingue généralement trois contributions au bruit :

- Le bruit en $1/f$
- Le bruit thermique ou de Johnson
- Le bruit de grenaille.

Pour des photodiodes fonctionnant à haute fréquence, comme c'est le cas pour nos photodiodes, le bruit en $1/f$ est négligeable devant les autres composantes, il ne sera donc pas abordé.

V.A.1. Le bruit thermique ou de Johnson

Le bruit thermique est dû à la génération thermique de porteurs dans des résistances. Une photodiode p-i-n pouvant être modélisée par un circuit équivalent comportant une résistance dite de shunt, qui est la résistance de la jonction appelée R_i dans le circuit de la Figure II-5, celle-ci étant en parallèle avec une résistance de charge R_L et la résistance d'accès R_s . Si on considère la résistance équivalente $R_{\text{éq}}$ alors, le courant de bruit thermique est donné par :

$$\langle i_{jn}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_{\text{éq}}}} \quad (\text{V-1})$$

Avec k_B la constante de Boltzmann, T la température et Δf la bande passante dans laquelle le bruit est considéré. La montée en fréquence des dispositifs implique donc une augmentation du bruit thermique.

V.A.2. Le bruit de grenaille

Le bruit de grenaille est lié à la fluctuation statistique du courant d'obscurité et du photocourant. Le courant rms (root mean square) du bruit de grenaille s'écrit :

$$\langle i_{sn}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{2q(I_{\text{photo}} + I_{\text{obs}})\Delta f} \quad (\text{V-2})$$

Ainsi pour minimiser cette contribution il convient de minimiser le courant d'obscurité des photodiodes.

Dans le cas de transmission de signal numérique, le courant rms total est à pondérer par un facteur appelé I_2 , qui est la deuxième intégrale de Personick [82], [83], dont la valeur dépend de la fonction de transfert du circuit. Le bruit total de la photodiode s'écrit donc :

$$\langle i_{pdt}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{I_2(\langle i_{sn}^2 \rangle + \langle i_{jn}^2 \rangle)} \quad (\text{V-3})$$

En substituant la bande passante Δf par le débit considéré B . Si l'on considère qu'un signal d'entrée de forme rectangulaire donne en sortie du récepteur un signal de forme sinusoïdale, alors $I_2 \approx 0.56$. Cela signifie que pour un débit de 40Gbit/s, la bande passante nécessaire pour le TIA et la photodiode est de seulement 22.4GHz.

V.B. Etude de sensibilité

La sensibilité d'un récepteur est définie comme la puissance minimale détectable à un débit donné et un BER (Bit Error Rate) donné. Un format de modulation simple sera ici considéré : l'OOK (On Off Keying). C'est-à-dire qu'un « 1 » sera associé à la présence d'un signal et un « 0 » à l'absence de signal. Si l'on considère que la distribution de bruit peut être approximée par une distribution Gaussienne, alors la probabilité de mal identifier un « 1 » ou un « 0 », appelée BER est définie par [82]–[84] :

$$BER = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_Q^\infty e^{-\frac{x^2}{2}} dx = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \quad (\text{V-4})$$

Où Q représente le rapport signal à bruit (SNR) au niveau du circuit de décision exprimé en tension ou en courant et s'écrit :

$$Q = \frac{|\mu_1 - \mu_0|}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (\text{V-5})$$

Avec μ_1 et μ_0 la valeur moyenne respective des bits « 1 » et « 0 », et σ_1 et σ_0 les variances des bits « 1 » et « 0 » respectivement. La relation entre ces paramètres et la mesure d'un diagramme de l'œil du signal reçu est représentée sur la Figure V-1 (a).

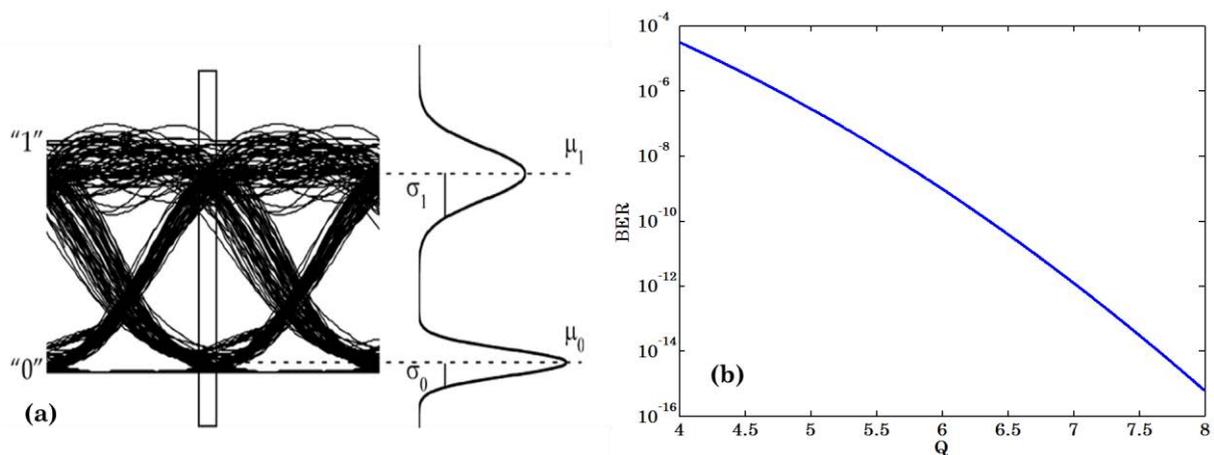


Figure V-1 (a) Diagramme de l'œil et paramètres permettant de définir Q pour un format de modulation de type OOK et (b) évaluation de l'équation (V-4).

L'équation (V-4) peut être tracée afin de déterminer la valeur de Q pour un BER donné. Ainsi sur la Figure V-1 (b), pour un BER de 10^{-12} , Q vaut environ 7.

En considérant les valeurs de bruit pour des TIA disponibles sur le marché, une valeur de l'ordre de quelques dizaines de $\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour ce qui est appelé « input referred noise », qui sera notée i_{tia} , semble correcte. Le bruit du TIA, qui s'ajoute au bruit total de la photodiode sera calculé selon l'expression suivante :

$$\langle i_{nTIA}^2 \rangle = i_{tia}^2 \Delta f \quad (\text{V-6})$$

Le bruit total du récepteur s'écrira donc :

$$\langle i_n^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\langle i_{nTIA}^2 \rangle + \langle i_{sn}^2 \rangle + \langle i_{jn}^2 \rangle} \quad (\text{V-7})$$

Comme nous nous intéressons à la puissance minimum détectable, l'hypothèse $\sigma_1 = \sigma_0$ n'introduit qu'une faible erreur dans les calculs et permet de simplifier l'étude. On aura donc $\sigma_1 = \sigma_0 = \sigma = I_{tn}$ dans le cas d'un signal en courant.

En considérant un débit $B = 40\text{Gbit/s}$, $i_{tia} = 15\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$, $I_{obs} = 50\text{nA}$, $R_{\text{éq}} = 100\Omega$, une puissance optique incidente de l'ordre de -20dBm et une responsivité maximum de la photodiode, soit 1.25A/W à 1550nm , on obtient les valeurs suivantes pour le bruit total pour la transmission d'un « 0 » et d'un « 1 » :

- $I_{tn1} = 2.973\mu\text{A}$ quand un « 1 » est transmis
- $I_{tn0} = 1.958\mu\text{A}$ quand un « 0 » est transmis

Si l'on diminue encore la puissance incidente, l'écart se réduit encore. L'hypothèse $\sigma_1 = \sigma_0$ est donc valable.

En suivant le raisonnement de Forrest[85], la puissance minimum détectable par un récepteur s'écrit donc :

$$P_{min} = \frac{1}{\mathcal{R}} \frac{1+r}{1-r} Q \langle i_n^2 \rangle^{1/2} \quad (\text{V-8})$$

Avec \mathcal{R} la responsivité de la photodiode en A/W , et r le rapport d'extinction défini par le rapport de la puissance reçue pour la transmission d'un « 0 » sur la puissance reçue pour la transmission d'un « 1 ». Dans le cas d'une modulation OOK on a donc $r = 0$, et l'équation (V-8) se simplifie pour donner :

$$P_{min} = \frac{Q}{\mathcal{R}} \langle i_n^2 \rangle^{1/2} \quad (\text{V-9})$$

La puissance minimale pour une valeur de Q donnée (correspondant à une certaine valeur de BER) et un débit donné (B), dépend donc de la responsivité, du courant d'obscurité, du bruit du TIA, de la résistance équivalente du récepteur et de la température.

Avant d'étudier l'évolution de la sensibilité en fonction de certains de ces paramètres, il est intéressant de comparer les contributions au facteur $\langle i_n^2 \rangle^{1/2}$. Le bruit de grenaille, le bruit du TIA ainsi que le bruit thermique sont ainsi évalués pour différents cas représentés sur la Figure V-2, pour un débit $B = 40\text{Gbit/s}$, une responsivité de 1.25A/W à 1550nm (le maximum théorique) et pour une température $T = 300\text{K}$. Pour des puissances $> -20\text{dBm}$, le bruit de grenaille ne dépend pas du courant d'obscurité si celui-ci reste inférieur à $1\mu\text{A}$ typiquement ; et à moins de disposer d'un TIA très faible bruit, le bruit du TIA sera prédominant ainsi que le bruit thermique. Cependant, dans les cas où le bruit du TIA est faible ainsi que le bruit thermique, le bruit de grenaille peut prédominer dans le cas d'un fort courant d'obscurité.

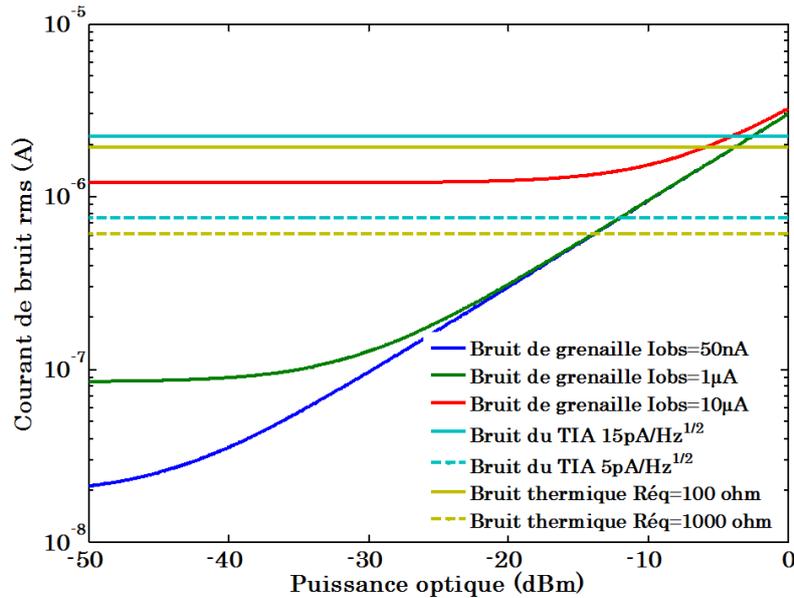


Figure V-2 Contributions au bruit d'un récepteur à base de photodiode p-i-n à un débit de 40Gbit/s et pour une responsivité de 1.25A/W à 1550nm , à 300K .

Les contributions au bruit du récepteur sont indépendantes du BER, mais dépendent d'un facteur commun qui est le débit. Les résultats sont donc similaires lorsque le débit change. Cependant pour l'évaluation de la sensibilité, ces deux paramètres deviennent prépondérants comme le montre la Figure V-3. Plus le BER souhaité est faible, et plus le débit souhaité est élevé et plus la sensibilité s'en retrouvera réduite. De plus la sensibilité dépend linéairement de la responsivité, ainsi pour une responsivité divisée par 2, la sensibilité s'en retrouve réduite de 3dB. Un autre point remarquable est l'influence du bruit thermique : un TIA avec une forte impédance d'entrée permet d'augmenter la sensibilité du récepteur. Néanmoins, cela s'accompagne par une réduction de la fréquence de coupure si le délai RC induit par le circuit équivalent Photodiode+TIA devient trop important. Ainsi pour une $R_{\text{eq}}=1\text{k}\Omega$, et si l'on considère une capacité équivalente de l'ordre de 5fF , la bande passante RC est de l'ordre de 31.8GHz . Si l'on souhaite encore augmenter l'impédance d'entrée du TIA il faudra donc veiller à ce que la capacité de la photodiode soit très faible.

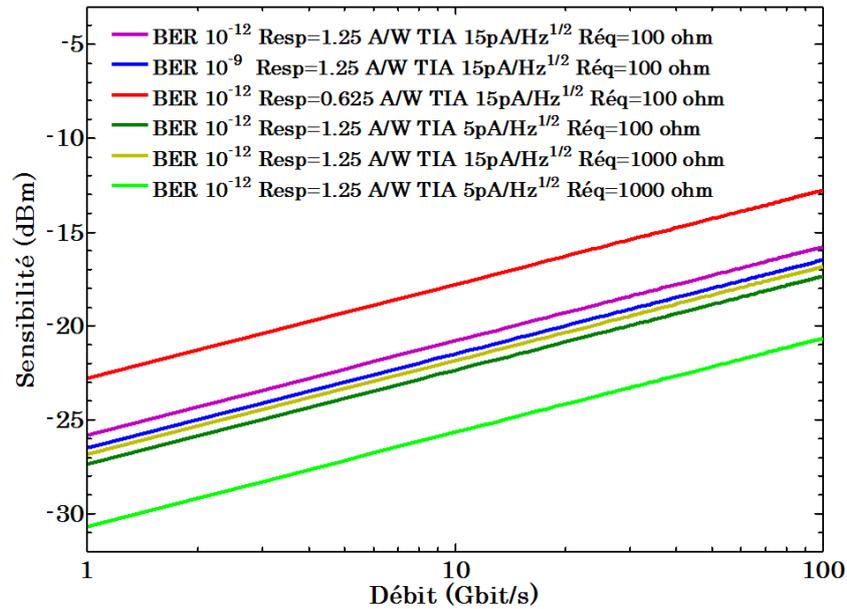


Figure V-3 Sensibilité en fonction du débit pour différentes valeurs des paramètres influant sur le bruit du récepteur à 300K.

La dépendance au débit est linéaire, et passer de 10Gbit/s à 40Gbit/s implique une pénalité de l'ordre de 3dB. Dans le meilleur des cas envisagé ici, pour un débit de l'ordre de 40Gbit/s, la sensibilité serait de l'ordre de -22.6dBm. Cependant cela suppose l'utilisation d'un TIA avec un bruit de seulement $5\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$, ce qui n'est pas encore envisageable avec les TIA actuellement commercialisés. Ces deux facteurs tendent à expliquer la tendance actuelle qui préconise la parallélisation des lignes de transmission plutôt qu'à l'augmentation du débit sur une seule ligne. Ainsi pour atteindre un débit de 40Gbit/s, il est très intéressant d'utiliser 4 lignes à 10Gbit/s puisque cela n'engendre pas de perte de sensibilité et réduit la contrainte sur les performances des photodiodes et des TIA.

V.C. Limites des photodiodes p-i-n « classiques »

Néanmoins, la tendance actuelle des développements dans l'industrie de la microélectronique et de la photonique, est de réduire au maximum la consommation des circuits. Pour les circuits photoniques sur Si, cela implique une réduction de la puissance optique qui transite dans les guides d'onde, une réduction des pertes de transmission (dans les composants passifs et actifs tel le modulateur), et par conséquent une augmentation de la sensibilité des récepteurs. Or comme discuté dans le paragraphe précédent, pour un récepteur à base de photodiode p-i-n, une fois le courant d'obscurité réduit voir même supprimé si l'on peut fonctionner sans polariser les photodiodes, et la responsivité augmentée à la limite imposée par le rendement quantique interne, le seul levier restant pour augmenter la sensibilité est de réduire le bruit du TIA. Ce n'est pas chose aisée, et bien que l'introduction de nouvelles technologies comme le Bi-CMOS à base de transistors en SiGe permette d'atteindre des bandes passantes élevées avec un bruit relativement faible, une autre approche est nécessaire. Cette approche consiste à augmenter la responsivité en introduisant du gain dans la photodiode. Ceci est possible grâce à la multiplication des porteurs photo-générés, et c'est cette approche qui a été étudiée au cours de la thèse et qui fera l'objet de la Partie III du manuscrit.

PARTIE III : PHOTODIODES A AVALANCHE

Comme énoncé dans la partie précédente, un des moyens d'améliorer la sensibilité des récepteurs passe par l'utilisation de photodétecteurs qui ont un rendement quantique interne supérieur à 1. Cela signifie que un photon absorbé donnera lieu non pas à une paire électrons-trous mais à plusieurs. Ces photodiodes, appelée photodiodes à avalanche, ont été étudiées depuis les débuts de la microélectronique et sont déjà utilisée dans des applications de type télécommunication longue distance, où le signal optique à détecter est de faible puissance. Elles sont généralement fabriquées à partir de matériaux III-V et de ce fait leur intégration dans des circuits photonique sur Si est complexe et coûteuse. Le Ge qui présente de très bonnes caractéristiques de détection pour les longueurs d'onde utilisées dans les communications optiques, et qui peut être intégrer par hétéroépitaxie sur Si est donc un matériau intéressant pour la fabrication de photodiodes à avalanche. Au cours de la dernière décennie, les photodiodes à avalanche à base de Ge sur Si ont été étudiées et les résultats obtenus sont très encourageant. En se basant donc sur la littérature et la technologie disponible au CEA-Leti, différentes démonstrations de photodiodes à avalanche en Ge sur Si ont pu être réalisées et seront présentées dans cette partie. Il est cependant nécessaire dans un premier temps d'étudier la physique qui est mise en jeu dans de tels dispositifs et comprendre l'impact des différents paramètres physique sur leur fonctionnement. A partir de la compréhension de la physique des dispositifs à avalanche, différentes structures de photodiodes à avalanche en Ge sur Si ont pu être étudiées, notamment des photodiodes dite SACM (Separate Absorption Charge Multiplication) et des photodiodes p-i-n présentant une fine couche de multiplication. La conception, la fabrication ainsi que les résultats de caractérisation seront présentés pour chaque type de photodiode.

I PHYSIQUE DES PHOTODIODES A AVALANCHE

Dans ce chapitre, la physique mise en jeu dans les photodétecteurs à avalanche sera étudiée et présentée, et les paramètres importants pour la compréhension et la réalisation de photodiodes à avalanche seront détaillés et discutés.

I.A. Ionisation par impact

En présence d'un champ électrique dans un semi-conducteur, les porteurs sont accélérés et s'ils acquièrent suffisamment d'énergie, ils peuvent alors, lors d'une collision avec un atome de la maille cristalline, transférer une partie de cette énergie pour faire passer un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. C'est ce qu'on appelle l'ionisation par impact. Cet effet, ne peut avoir lieu que si le champ électrique est suffisamment élevé, et dépend de la température et de l'énergie du gap du matériau considéré. L'énergie minimum nécessaire pour ioniser par impact est alors appelée l'énergie de seuil, notée ici E_{th} . Il en résulte une distance moyenne que les porteurs doivent parcourir avant de pouvoir ioniser par impact.

I.A.1. Energie de seuil d'ionisation

L'énergie de seuil d'ionisation dépend de la structure de bande du semi-conducteur, et seul un calcul précis de cette structure permet d'obtenir les valeurs de E_{th} . Différentes méthodes permettent le calcul de cette structure et l'estimation de E_{th} , comme la méthode du pseudo potentiel non-local [7], [86], [87] et plus récemment la méthode k.p [88]–[90].

Si l'on considère le processus typique d'ionisation par impact de la Figure I-1 : un électron initialement présent dans la bande de conduction de vecteur d'onde \vec{k}_i ionise par impact un électron de la bande de valence de vecteur d'onde \vec{k}_3 , et lui transfère donc suffisamment d'énergie pour le faire passer dans la bande de conduction, son vecteur d'onde devenant \vec{k}_2 et celui de l'électron initial \vec{k}_1 .

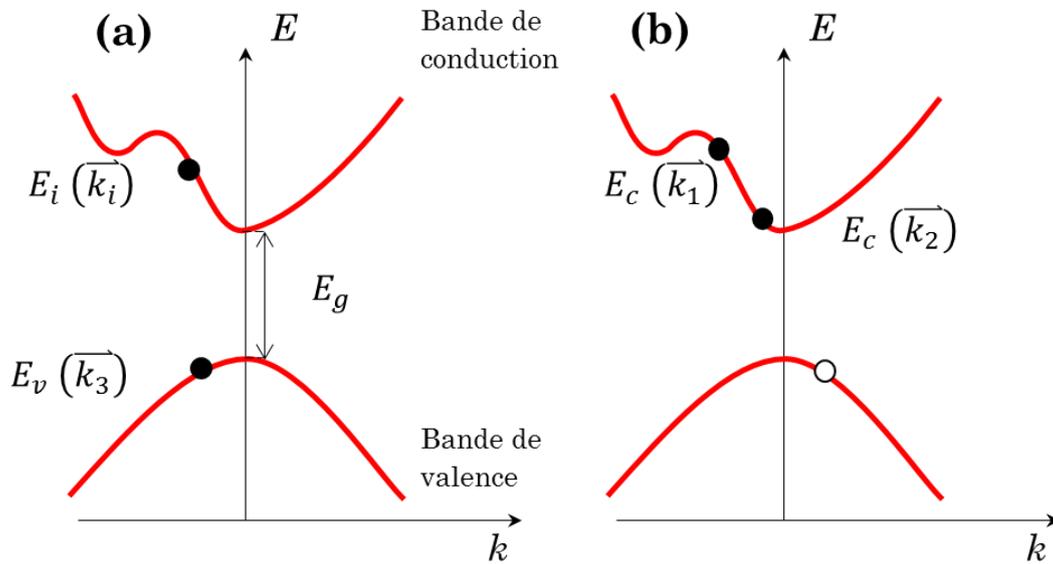


Figure I-1 Processus d'ionisation par impact : (a) Etat initial avant ionisation et (b) Après ionisation.

Alors l'énergie totale finale E_f et la quantité de mouvement résultante des porteurs dans l'état final K_f sont données par :

$$E_f = E_c(k_1) + E_c(k_2) - E_v(k_3) \quad (\text{I-1})$$

$$K_f = k_1 + k_2 - k_3 \quad (\text{I-2})$$

Pour trouver l'énergie de seuil d'ionisation, il faut minimiser l'énergie totale E_f pour une quantité de mouvement donnée K_f , et respecter la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement [87]. Anderson et Crowell [87] ont ainsi pu calculer l'énergie de seuil d'ionisation pour différents matériaux, notamment le Si et le Ge et les points importants à retenir sont les suivants :

- E_{th} dépend de l'orientation cristalline considérée
- $E_{th,min} > \frac{3}{2}E_g$ pour une ionisation par processus direct initiée par un électron [91]
- Il existe une multiplicité d'énergie de seuil d'ionisation pour le Si et le Ge, impliquant une dépendance de celle-ci au champ électrique
- L'ionisation par impact peut être indirecte, impliquant l'absorption d'un phonon ou un processus « umklap » (la quantité de mouvement n'est pas conservée lors de la collision).

Cependant en présence d'un fort champ électrique, des paires électrons-trous peuvent être créées à des énergies inférieures à E_{th} par un mécanisme appelé ionisation par impact par effet tunnel. C'est une combinaison de l'ionisation par impact et de l'effet tunnel Zener [92]. Ce processus est assimilable à l'effet Franz_Keldysh : dans le cas de l'effet Franz-Keldysh, le tunneling est assisté par un photon d'énergie inférieure à l'énergie du gap du matériau, alors que dans le cas de l'ionisation par impact par effet tunnel, un électron d'énergie inférieure à E_{th} de la bande conduction transfère de l'énergie à un électron de la bande de valence, qui ensuite par effet tunnel passe dans la bande de conduction. Cet effet peut être particulièrement important dans les matériaux à faible énergie de gap comme le Ge.

Les collisions des porteurs avec les phonons contrôlent les pertes d'énergie et de quantité de mouvement des porteurs, et donc influencent la distance moyenne requise pour créer une paire électron-trou par ionisation par impact. Si l'on néglige ces collisions, alors la distance requise pour acquérir E_{th} , aussi appelée « dead space » est donnée par :

$$d = \frac{E_{th}}{qE} \quad (I-3)$$

Avec E la norme du champ électrique et q la charge élémentaire. Si les porteurs perdent de l'énergie par collision avec les phonons, alors l'énergie seuil d'ionisation par impact effective augmente et le dead-space augmente. Les valeurs de E_{th} calculées par Anderson et Okuto [87], [93] pour le Si et le Ge sont données dans le Tableau I-1.

	Si	Ge
électrons	1.1 eV	0.8 eV
trous	1.8 eV	0.9 eV

Tableau I-1 Energies de seuil d'ionisation pour les électrons et les trous dans le Si et le Ge.

I.A.2. Coefficients d'ionisation et probabilité d'ionisation

Les coefficients d'ionisation sont généralement notés α pour les électrons et β pour les trous. En fonction de la structure considérée et du champ électrique, on distingue deux modèles :

- Le modèle local
- Le modèle non-local

a) Le modèle local

Le modèle local est valide dans le cas où les hypothèses suivantes sont satisfaites :

- Le champ électrique est indépendant du temps et uniforme spatialement
- La longueur de la zone d'avalanche L est grande devant le dead-space $L \gg d$
- Les porteurs atteignent un état stationnaire rapidement sous l'influence du champ électrique et des collisions avec les phonons.

Ces hypothèses, certes réductrices permettent d'obtenir un modèle relativement simple pour décrire la variation des coefficients d'ionisation avec le champ électrique. Dans ce cas, les coefficients d'ionisations sont définis et calculés comme la réciproque de la distance moyenne le long du champ électrique nécessaire à un porteur pour acquérir l'énergie E_{th} .

Autrement dit, c'est le rapport de la probabilité moyenne par unité de temps d'ioniser par impact sur la vitesse moyenne de dérive :

$$\alpha = \frac{1}{\tau_n v_{d,n}} \quad (\text{I-4})$$

$$\beta = \frac{1}{\tau_p v_{d,p}} \quad (\text{I-5})$$

Avec τ_n^{-1} , τ_p^{-1} la probabilité moyenne par unité de temps d'ioniser par impact pour les électrons et les trous respectivement, et $v_{d,n}$, $v_{d,p}$ la vitesse de dérive des électrons et des trous respectivement. Cependant l'évaluation de τ_n^{-1} et τ_p^{-1} nécessite la prise en compte de la structure de bande réelle des matériaux et l'évaluation de la distribution d'énergie des porteurs par le biais de la résolution de l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution de la quantité de mouvement [94]. Néanmoins, une forme analytique simple permet d'évaluer les coefficients d'ionisation en se basant sur des mesures de ceux-ci [95] :

$$\alpha(E) = a_n e^{\left(\frac{-b_n}{E}\right)^{c_n}} \quad (\text{I-6})$$

$$\beta(E) = a_p e^{\left(\frac{-b_p}{E}\right)^{c_p}} \quad (\text{I-7})$$

Avec a_n , a_p , b_n , b_p , c_n et c_p les paramètres de fit. Les valeurs de ces paramètres, issues de la littérature [68], [96] sont données dans le Tableau I-2 pour le Si et le Ge. Cependant ces valeurs ne sont valables que pour un certain domaine de champ électrique. Pour le Ge, $1.10^5 \text{ V.cm}^{-1} < E < 4.10^5 \text{ V.cm}^{-1}$; et pour le Si $E < 4.10^5 \text{ V.cm}^{-1}$. La Figure I-2 représente les coefficients d'ionisation du Ge et du Si calculés en utilisant les équations (I-6) et (I-7) et les valeurs des paramètres du Tableau I-2.

	Si	Ge
a_n	$7.03 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$	$8.04 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$
a_p	$1.58 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$	$6.39 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$
b_n	$1.231 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$	$1.4 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$
b_p	$2.03 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$	$1.27 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$
c_n	1	1
c_p	1	1

Tableau I-2 Valeurs des paramètres pour le modèle local des coefficients d'ionisation du Si et Ge.

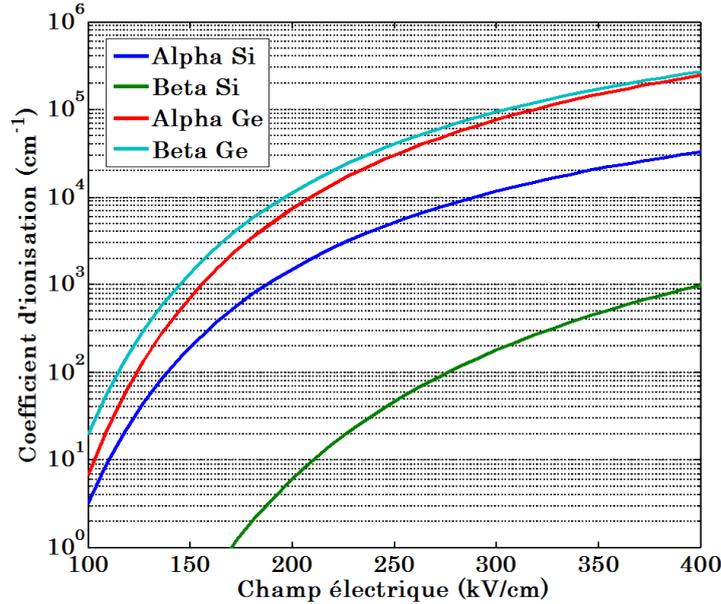


Figure I-2 Coefficients d'ionisation du Ge et du Si en fonction du champ électrique, calculés à partir des valeurs de paramètres données dans le Tableau I-2.

On peut alors définir la fonction de densité de probabilité d'ionisation par impact d'un électron qui serait créé à une position arbitraire $x = 0$ avec une énergie initiale nulle par :

$$p_n(x) = \alpha(E)e^{-\alpha(E)x} \quad (\text{I-8})$$

Une relation similaire peut être définie pour les trous :

$$p_p(x) = \beta(E)e^{-\beta(E)x} \quad (\text{I-9})$$

b) Le modèle non-local

Dans le cas où le dead space d n'est pas négligeable devant la longueur de la zone de multiplication L , alors le modèle local n'est plus vérifié. Le coefficient d'ionisation dépend non plus que du champ électrique, mais aussi de l'historique des porteurs[97], [98]. Deux différenciations peuvent être faites pour le calcul de la fonction de densité de probabilité d'ionisation :

- Le modèle « hard dead space » ou d'exponentielle déplacée

Dans ce modèle, les porteurs ne peuvent pas ioniser par impact avant d'avoir parcouru une certaine distance correspondant au « dead space » et les coefficients d'ionisation sont identiques à ceux présentés pour le modèle local. La fonction de densité de probabilité s'écrit alors :

$$p_n(x) = \begin{cases} 0, & x < d_n \\ \alpha(E)e^{-\alpha(E)x}, & x \geq d_n \end{cases} \quad (\text{I-10})$$

$$p_p(x) = \begin{cases} 0, & x < d_p \\ \beta(E)e^{-\beta(E)x}, & x \geq d_p \end{cases} \quad (\text{I-11})$$

Où d_n et d_p sont les « dead space » pour les électrons et les trous respectivement, définis par :

$$d_{n,p} = \frac{E_{th\ n,p}}{qE} \quad (\text{I-12})$$

- Le modèle « soft dead space »

Dans ce modèle, un champ électrique effectif est introduit qui tient compte du « dead space ». Si l'on considère que le champ électrique est constant ou varie peu sur une longueur $d_{n,p}$, alors le champ électrique effectif peut être calculé suivant l'expression suivante [97] :

$$E_{eff\ n,p}(x) = E(x)erf\left(\frac{x}{d_{n,p}}\right) \quad (I-13)$$

Et les coefficients d'ionisation effectifs sont alors donnés par :

$$\alpha_{eff}(x) = a_n e^{\left(\frac{b_n}{E_{eff\ n}(x)}\right)^{c_n}} \quad (I-14)$$

$$\beta_{eff}(x) = a_p e^{\left(\frac{b_p}{E_{eff\ p}(x)}\right)^{c_p}} \quad (I-15)$$

La fonction de densité de probabilité est définie par :

$$p_n(x) = \alpha_{eff}(x)e^{-\alpha_{eff}(x)x} \quad (I-16)$$

$$p_p(x) = \beta_{eff}(x)e^{-\beta_{eff}(x)x} \quad (I-17)$$

Les coefficients du modèle non-local a_n , a_p , b_n , b_p , c_n , et c_p sont identiques à ceux utilisés dans le modèle local. La différence entre ces trois modèles pour la fonction de densité de de probabilité d'ionisation est représentée sur la Figure I-3, pour le cas des électrons dans le Ge sous un champ électrique de 400kV.cm^{-1} . L'abscisse $x = 0$ représente la position à laquelle un électron est créé (par absorption d'un photon ou par ionisation par impact). Le modèle local suggère une probabilité maximale en $x = 0$, ce qui signifierait que l'électron a déjà assez d'énergie pour ioniser par impact. Bien que n'ayant peu de sens, ce modèle a permis de calculer le gain dans des structures à large zone de multiplication avec une bonne corrélation avec les mesures expérimentales. Néanmoins, les modèles non-locaux sont plus appropriés dans notre cas. Dans le cas du modèle « hard dead space », la transition entre une probabilité nulle et non-nulle est abrupte, ce qui revient à dire que les porteurs ne peuvent pas ioniser par impact avant d'avoir parcouru une certaine distance alors que dans le modèle dit « soft », la probabilité d'ioniser avant d'avoir parcouru une certaine distance, ou autrement dit, avant d'avoir une énergie supérieur à l'énergie de seuil est non nulle. C'est ce dernier qui sera utilisé notamment lors de la modélisation analytique du phénomène d'ionisation par impact.

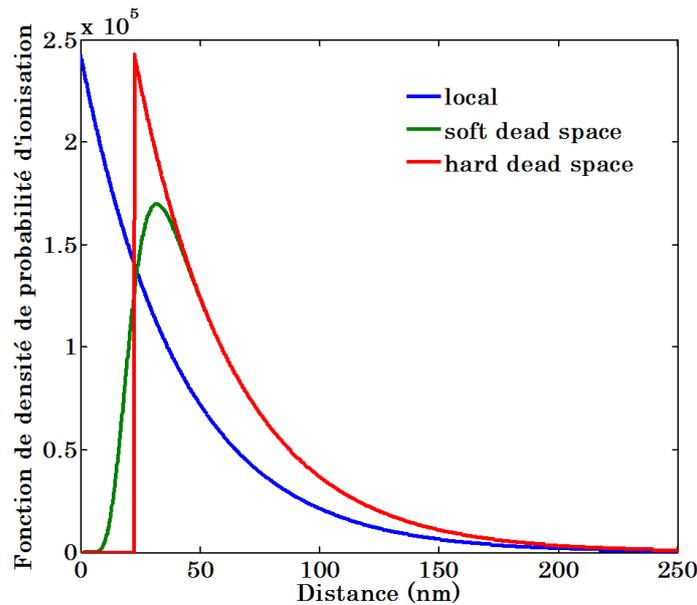


Figure I-3 Fonction de densité de probabilité d'ionisation des électrons dans le Ge pour un champ électrique de $400\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ à 300K .

I.B. Gain

Le gain dans les photodétecteurs est défini en pratique comme le rapport du nombre de paires électrons-trou effectivement collectées sur le nombre de paires électron-trou initialement générées par absorption de photons. Cependant dans le cadre de la modélisation des photodétecteurs à avalanche, il convient de définir le gain sous forme analytique.

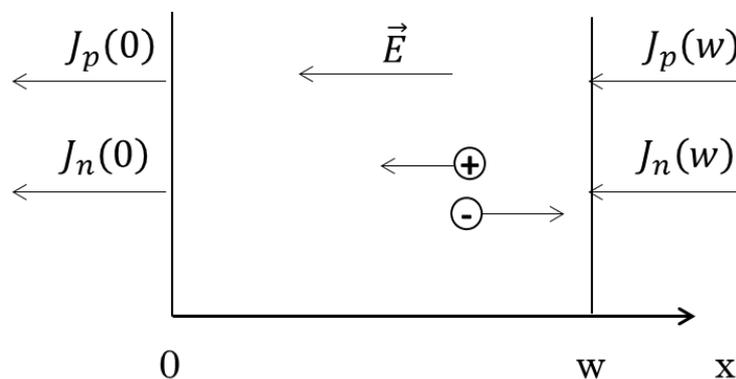


Figure I-4 Représentation de la zone de multiplication pour la détermination du gain.

On considère une zone de multiplication qui s'étend de $x = 0$ à $x = w$, représentée sur la Figure I-4, et une paire électron-trou qui serait injectée avec une énergie initiale nulle en x , tel que $0 < x < w$. Soit $J_n(0)$ et $J_p(w)$ les densités de courant d'électrons et de trous primaires injectées dans la zone de multiplication. La densité de courant totale indépendante du temps, en régime continu est définie par :

$$J = J_n(x) + J_p(x) = \text{constante} \quad (\text{I-18})$$

On considère par ailleurs un taux de génération de paires électrons-trous $G(x)$, qui correspond au taux de génération dû à l'absorption de photons dans une photodiode. Le

processus d'avalanche ou de multiplication du courant est décrit en termes de taux d'ionisation par impact par les équations différentielles suivantes :

$$\frac{dJ_n}{dx} = \alpha_{eff}(x)J_n(x) + \beta_{eff}(x)J_p(x) + qG(x) \quad (I-19)$$

$$-\frac{dJ_p}{dx} = \alpha_{eff}(x)J_n(x) + \beta_{eff}(x)J_p(x) + qG(x) \quad (I-20)$$

En utilisant l'équation (I-18), on obtient le système d'équations différentielles pour la variation de la densité de courant d'électrons et de trous :

$$\frac{dJ_n}{dx} = (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))J_n(x) + \beta_{eff}(x)J + qG(x) \quad (I-21)$$

$$\frac{dJ_p}{dx} = (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))J_p(x) - \alpha_{eff}(x)J - qG(x) \quad (I-22)$$

La résolution de ce système conduit à l'expression suivante de la densité de courant :

$$J = \frac{J_p(w)e^{\int_0^w (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))dx} + J_n(0) + q \int_0^w G(x)e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))dx'} dx}{1 - \int_0^w \alpha_{eff}(x)e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))dx'} dx} \quad (I-23)$$

La solution de ce système peut s'écrire sous la forme :

$$J = J_n(0)M_n + J_p(w)M_p + q \int_0^w M(x)G(x)dx \quad (I-24)$$

Avec M_n, M_p les facteurs de multiplication des électrons et des trous définis par le rapport de la densité de courant d'électrons (trous) entrante sur la densité de courant d'électrons (trous) sortante de la zone de multiplication :

$$M_n = \frac{J_n(w)}{J_n(0)} \quad (I-25)$$

$$M_p = \frac{J_p(0)}{J_p(w)} \quad (I-26)$$

Et $M(x)$ le facteur de multiplication du photo-courant.

On obtient alors :

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha_{eff}(x)e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))dx'} dx} \quad (I-27)$$

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_0^w \beta_{eff}(x)e^{-\int_w^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))dx'} dx} \quad (I-28)$$

$$M(x) = \frac{e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))dx}}{1 - \int_0^w \alpha_{eff}(x)e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x))dx'} dx} \quad (I-29)$$

Dans le cas où l'injection est uniquement composée d'électrons, $M_n = M(0)$ et pour une injection pure de trous, $M_p = M(w)$.

Une simple discrétisation permet de calculer numériquement le gain et dans le cas particulier où le champ électrique est constant dans la zone de multiplication, on obtient alors l'expression analytique suivante :

$$M(x) = \frac{e^{-(\alpha-\beta)x}}{1 - \frac{\alpha}{\alpha-\beta} [1 - e^{-(\alpha-\beta)w}]} \quad (\text{I-30})$$

Cette expression correspond au nombre moyen de paires électron-trou collectées suite à la création d'une paire électron-trou en x par absorption d'un photon. Pour obtenir le gain moyen, il faut alors convoluer la distribution de gain avec la distribution $G(x)$ de porteurs photogénérés et calculer la moyenne.

I.C. Bruit

Tout comme dans les récepteurs sans gain, le bruit thermique est présent dans les récepteurs à base de photodiodes à avalanche et l'expression ne diffère pas de celle présentée dans la Partie II. Cependant pour le bruit de grenaille, un nouveau terme dû à la multiplication des porteurs apparaît. Le courant de bruit de grenaille est aussi amplifié par le gain. L'expression pour le courant rms de bruit de grenaille pour un photodétecteur à avalanche est alors donnée par :

$$\langle i_{sn}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{2q[(I_{photo} + I_{obs,m})M^2F + I_{obs,nm}]\Delta f} \quad (\text{I-31})$$

Où $I_{obs,m}$ est le courant d'obscurité multiplié (courant de volume) et $I_{obs,nm}$ est le courant d'obscurité non-multiplié (courant de surface) ; I_{photo} le photo-courant nominal (avant multiplication) ; M le gain moyen et F le facteur d'excès de bruit.

I.C.1. Facteur d'excès de bruit

Le facteur d'excès de bruit est défini comme le rapport du gain carré moyen sur le gain moyen au carré, ou le rapport de la variance du gain sur le gain moyen au carré :

$$F(M) = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} \quad (\text{I-32})$$

Dans le cas d'une injection pure d'électrons le facteur d'excès de bruit est donné par [37]:

$$F_n(M) = \frac{\beta}{\alpha} M + \left(2 - \frac{1}{M}\right) \left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right) = kM + \left(2 - \frac{1}{M}\right) (1 - k) \quad (\text{I-33})$$

Et pour une injection pure de trous :

$$F_p(M) = \frac{\alpha}{\beta} M + \left(2 - \frac{1}{M}\right) \left(1 - \frac{\alpha}{\beta}\right) = \frac{1}{k} M + \left(2 - \frac{1}{M}\right) \left(1 - \frac{1}{k}\right) \quad (\text{I-34})$$

Avec k le rapport entre le coefficient d'ionisation des trous et celui des électrons défini par :

$$k = \frac{\beta}{\alpha} \quad (\text{I-35})$$

Dans le cas particulier où $k = 1$, c'est-à-dire que les coefficients d'ionisation des trous et des électrons sont similaires, le facteur d'excès de bruit est directement égal au gain M alors que si $\alpha \gg \beta$, F_n tend vers 2 et réciproquement pour F_p lorsque $\beta \gg \alpha$.

Pour une injection mixte de porteurs, le facteur d'excès de bruit est défini par :

$$F(M) = \frac{fM_n^2F_n + (1-f)M_p^2F_p}{[fM_n + (1-f)M_p]^2} \quad (\text{I-36})$$

Où f est le rapport du courant d'électrons injecté sur le courant total injecté : $f = J_n/(J_n + J_p)$. Dans le cas de l'absorption de photon, si l'on considère qu'un photon absorbé donne lieu à une paire électron-trou, alors $f = 1/2$ et l'équation (I-36) donne :

$$F(M) = \frac{2(M_n^2F_n + M_p^2F_p)}{[M_n + M_p]^2} \quad (\text{I-37})$$

Pour $k = 1$, $F(M) = M$ et le bruit de grenaille est alors directement proportionnel au gain au cube.

Pour une injection de porteurs mixte, ce qui est généralement le cas pour des photodétecteurs intégrés en bout de guide d'onde, il est préférable d'utiliser un matériau où les coefficients d'ionisation des trous et des électrons sont très différents afin de minimiser M_n ou M_p dans l'équation (I-37).

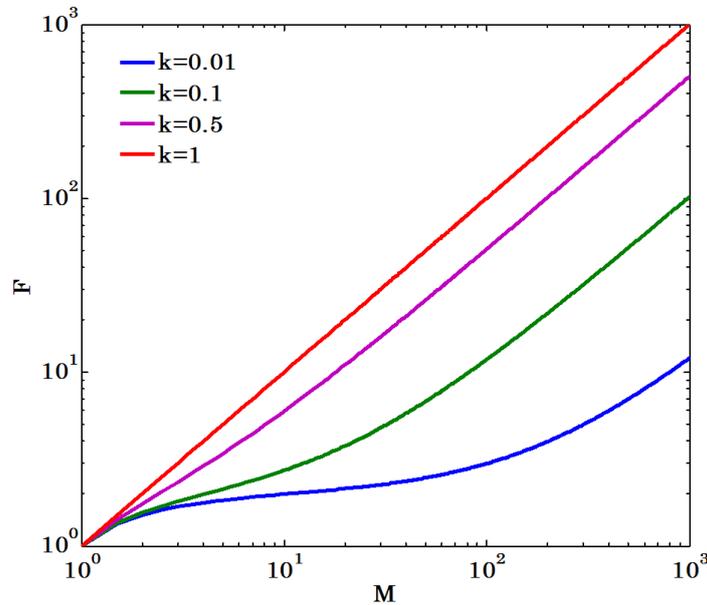


Figure I-5 Facteur d'excès de bruit en fonction du gain pour une injection d'électrons pure et différentes valeurs de k .

Le cas le plus favorable pour minimiser le bruit est d'injecter uniquement le type de porteur qui a le plus grand coefficient d'ionisation : sur la Figure I-5, le plus faible facteur d'excès de bruit est obtenu pour la plus faible valeur de k pour une injection pure d'électrons. Plus k augmente et plus F augmente. Ces courbes sont aussi valables pour une injection pure de trous en remplaçant k par $1/k$.

I.C.2. Influence du « dead space » [99]

Lorsque le « dead space » n'est plus négligeable devant la largeur de la zone de multiplication (dans la direction du champ électrique), le gain moyen s'en retrouve réduit. Ce phénomène est illustré sur la Figure I-6 (a). Quand k augmente le gain moyen augmente mais quand le rapport entre le dead space d et la largeur de la zone de multiplication w augmente, le gain moyen diminue et ce d'autant plus que k augmente.

D'autre part, une réduction du facteur d'excès de bruit intervient quand d/w augmente. Ceci est illustré sur la Figure I-6 (b) et (c) en fonction k et du rapport d/w . Plus le dead space devient significatif, plus le gain devient déterministe : le nombre moyen d'ionisations par impact que peut endurer un porteur diminue mais sa variance diminue plus rapidement, entraînant ainsi une réduction du bruit.

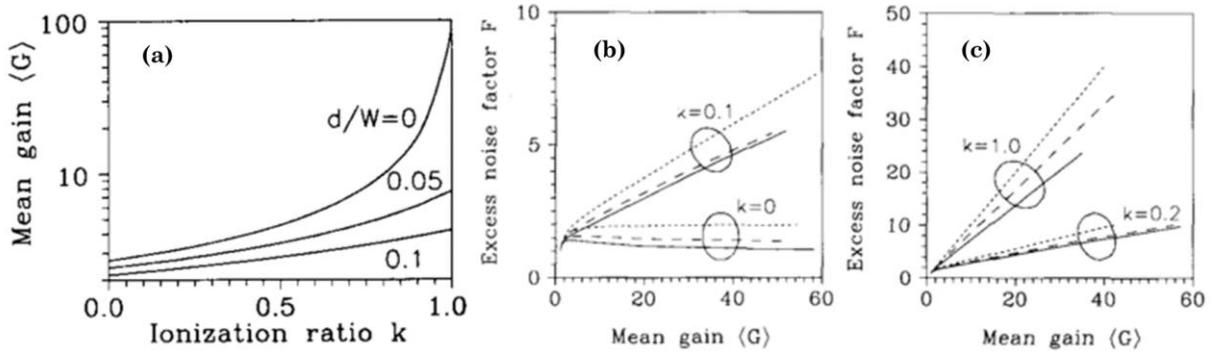


Figure I-6 (a) Gain moyen en fonction de k pour différents rapports d/w avec d le dead space et w la largeur de la zone de multiplication. (b) et (c) Facteur d'excès de bruit F en fonction du gain moyen pour différentes valeurs de k et du rapport d/w . (pointillés pour $d/w=0$, tirets pour $d/w=0.05$ et ligne continue pour $d/w=0.1$)

I.D. Bande passante

Pour les photodétecteurs à avalanche, en plus des termes liés au temps de transit et au délai RC, un terme lié au temps de multiplication des porteurs vient s'ajouter dans le calcul de la bande passante. La fonction de transfert totale s'écrit donc maintenant :

$$H_{total} = H_{tr}H_{RC}H_{av} \quad (I-38)$$

Avec H_{av} la fonction de transfert liée au temps de multiplication des porteurs, définie par :

$$H_{av} = \frac{1}{1 + j\omega M\tau_{av}} \quad (I-39)$$

Où τ_{av} est défini par [100]:

$$\tau_{av} = N(k) \frac{w}{v_d} \quad (I-40)$$

Avec k le rapport des coefficients d'ionisation défini précédemment, M le gain moyen, w la largeur de la zone de multiplication, v_d la vitesse de dérive moyenne des porteurs (trous et électrons combinés), et $N(k)$ un nombre qui varie en fonction de k . Pour la multiplication dans le Ge, une valeur de τ_{av} de l'ordre de $5 \cdot 10^{-12}$ s a été extraite, alors que pour le Si celle-ci a été évaluée à $5 \cdot 10^{-13}$ s. Ainsi pour maximiser la bande passante des photodiodes à avalanche, il est préférable d'avoir un seul type de porteurs qui ionise par impact, c'est-à-dire un k faible.

I.E. Sensibilité et point de fonctionnement optimal

En remplaçant l'expression du bruit de grenaille pour une photodiode « classique » par celle d'une photodiode à avalanche (équation (I-31)), la sensibilité d'un récepteur basé sur une photodiode à avalanche peut être calculée en fonction du rapport k , du débit et du

gain, et est donnée par l'équation suivante, en analogie à la sensibilité dérivée pour une photodiode « classique » dans la Partie II [85] :

$$P_{min} = \frac{Q}{\mathcal{R}} \left[\frac{(\langle i_{nTIA}^2 \rangle + \langle i_{jn}^2 \rangle + 2qM^2 F I_{obs,m} I_2 B)^{1/2}}{M} + qQFI_1 B \right] \quad (I-41)$$

Avec $I_1 = 0.5$, la première intégrale de Personick[82], [83]. En considérant un courant d'obscurité nominal (non multiplié) de 100nA et un TIA avec $i_{tia} = 15pA/\sqrt{Hz}$, une résistance équivalente de 100Ω et une responsivité nominale de 1.25A/W, la sensibilité obtenue est représenté sur les Figure I-7 (a) et (b) pour un débit B de 10Gb/s et 40Gb/s respectivement, et un BER de 1e-12. Pour les calculs effectués ici, le facteur d'excès de bruit est calculé en assumant que l'ionisation par impact est initiée par les porteurs ayant le fort coefficient d'ionisation. Il apparaît que pour chaque valeur de k , il existe un gain optimum qui minimise la sensibilité, et ce pour chaque débit considéré. Pour un gain de 1, on retrouve le cas d'une photodiode « classique » sans gain, et pour de faibles valeurs du gain, la sensibilité ne dépend que très peu du rapport k . Par ailleurs, quel que soit la valeur de k , la sensibilité d'un récepteur à base de photodiode à avalanche est meilleure que celle d'une photodiode « classique ». Néanmoins, on remarque que sur la Figure I-7 (b), pour un débit de 40Gbits/s, pour un gain de 100 et pour $k=1$, la sensibilité se rapproche de celle d'une photodiode sans gain, et donc plus le débit sera élevé, plus il est nécessaire d'avoir un k faible pour avoir un gain de sensibilité comparé à une photodiode « classique ».

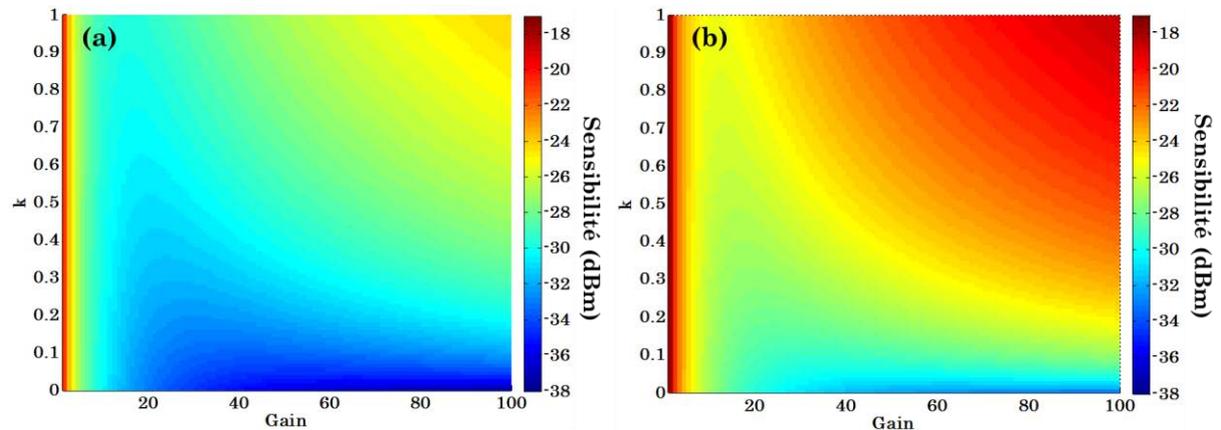


Figure I-7 Sensibilité en dBm en fonction du gain et du rapport k pour un débit de (a) 10Gb/s et (b) 40Gb/s et un BER de 1e-12, en supposant une responsivité nominale de 1.25A/W à 1550nm, un courant d'obscurité nominal de 100nA et une résistance équivalente de 100 Ω.

Ainsi comme le montre la Figure I-8, plus k est grand, plus le gain optimum diminue, et pour un k donné, le gain optimum diminue avec le débit considéré. Pour un matériau comme le Ge, le gain optimum est relativement faible (entre 10 et 20 pour des débits de l'ordre de 40Gb/s à 10Gb/s), alors que pour du Si, le gain optimum est supérieur à 50.

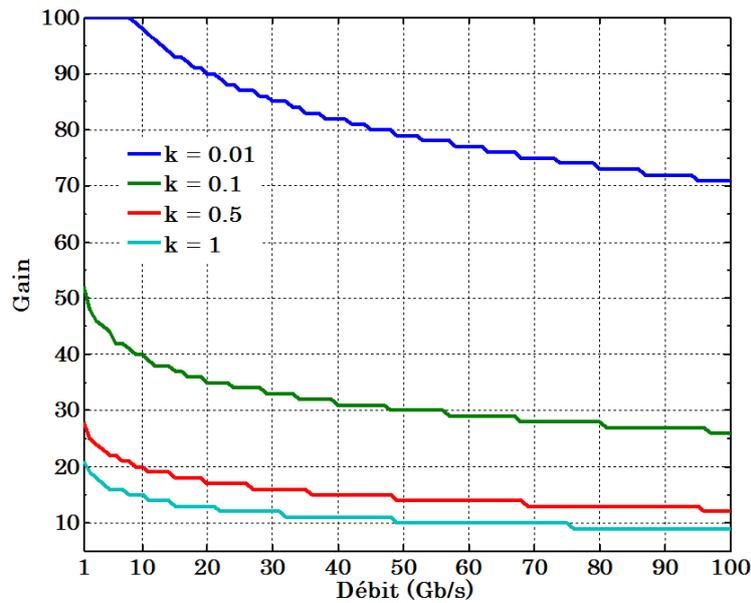


Figure I-8 Gain optimal en fonction du débit pour différents rapports k .

I.F. Modèle analytique incluant la multiplication

Afin d'étudier le comportement en avalanche des photodiodes p-i-n Ge, un modèle analytique basé sur celui proposé dans le deuxième chapitre a été développé avec Matlab. En plus des possibilités présentées au deuxième chapitre, les différents paramètres et effets liés à l'ionisation par impact ont été inclus. Les coefficients d'ionisation ainsi que le calcul du gain en fonction du champ électrique (ou de la tension appliquée) ont tout d'abord été modélisés. Le calcul du courant en fonction du champ électrique est aussi modélisé à l'avalanche, et le délai introduit par le temps de multiplication a été pris en compte dans le calcul de la bande passante. Ce modèle a pour but de pouvoir prédire le comportement des photodiodes p-i-n à l'avalanche, mais aussi d'analyser les résultats expérimentaux.

I.F.1. Gain

Les coefficients d'ionisation des électrons et des trous ont été modélisés à partir des équations (I-6) et (I-7) pour le modèle local et (I-14) et (I-15) pour le modèle non-local. En utilisant le modèle électrostatique présenté au deuxième chapitre, le champ électrique est calculé en fonction de la tension inverse. Pour le modèle local, c'est directement la valeur de ce champ électrique qui est utilisée pour le calcul des coefficients d'ionisation alors que pour le modèle non-local, le champ électrique effectif est calculé à partir de l'équation (I-13) et les coefficients d'ionisation sont calculés à partir de celui-ci. Le gain est alors déduit à partir de l'équation (I-29). Le gain moyen est obtenu en intégrant le résultat de l'équation (I-29) en supposant que la génération de paires électron-trou par absorption se fait de manière uniforme dans la jonction, ou en utilisant une distribution particulière de photons pouvant correspondre idéalement à la distribution des photons dans le Ge couplé à un guide d'onde. A titre d'exemple, en considérant une photodiode p-i-n en Ge polarisée à l'avalanche avec une zone intrinsèque de 200nm, 300nm et 500nm de large, le gain moyen en fonction de la tension est donné pour le modèle local et non-local sur la Figure I-9 (a), (b) et (c), respectivement. Ici, les dopages p et n sont considérés identiques et égaux à $1 \times 10^{19} \text{at/cm}^3$. Comme attendu, le gain dans le cas du modèle non-local est inférieur au gain

du modèle local. Plus la largeur de la zone intrinsèque est faible et plus la différence entre les modèles local et non-local s'accroît car le « dead space » devient de plus en plus significatif par rapport à la largeur de la zone intrinsèque. Pour une largeur de zone intrinsèque de 200nm, le modèle local surestime le gain moyen d'un facteur 2.65 alors que pour une largeur de zone intrinsèque de 500nm, la surestimation du gain moyen est de 1.5.

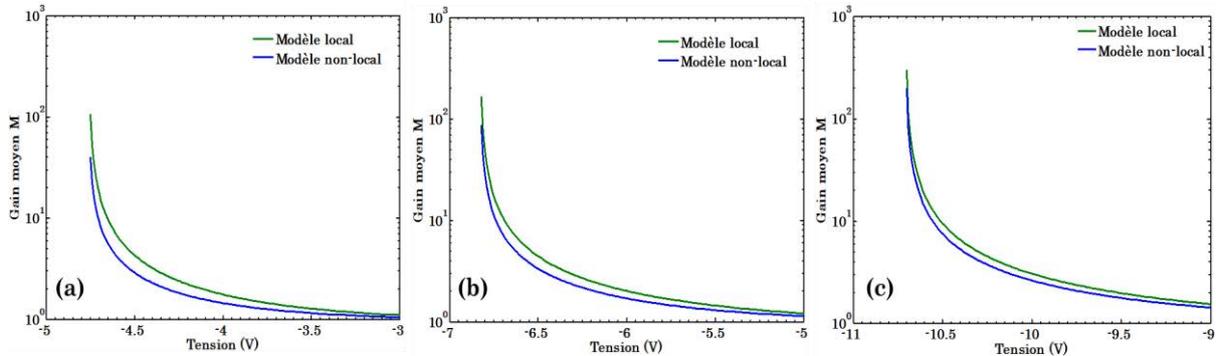


Figure I-9 Distribution du gain à l'avalanche dans une photodiode p-i-n latérale Ge pour le modèle local et le modèle non-local et pour une zone intrinsèque de (a) 200nm, (b) 300nm et (c) 500nm de large. Gain en fonction de la tension pour le modèle local et non-local en assumant une distribution uniforme des photons dans une photodiode p-i-n latérale Ge avec une zone intrinsèque de (d) 200nm, (e) 300nm et (f) 500nm de large.

I.F.2. Courant

Pour la modélisation du courant d'obscurité, les mêmes contributions que celles présentées dans le deuxième chapitre sont incluses. Le courant d'obscurité total est ensuite multiplié par le gain calculé précédemment. Le courant d'obscurité non-multiplié et après multiplication est représenté sur la Figure I-10 pour une photodiode p-i-n Ge de 250nm de largeur de zone intrinsèque. Les valeurs de courant d'obscurité des photodiodes p-i-n sont difficiles à prédire quantitativement mais le modèle permet d'optimiser certains paramètres en se basant sur des mesures, notamment pour la génération par effet tunnel bande à bande et assistée par pièges.

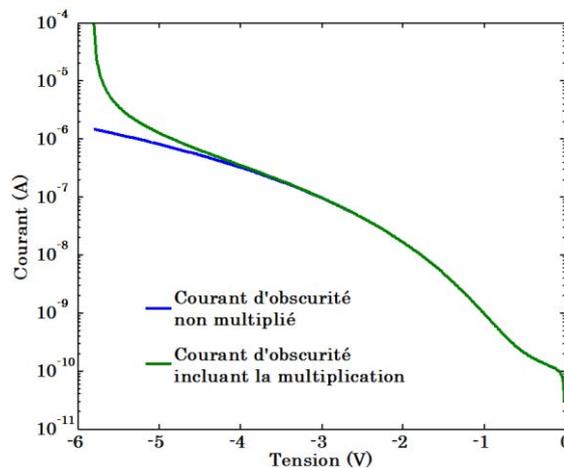


Figure I-10 Courant d'obscurité pour une photodiode p-i-n Ge avec une largeur de zone intrinsèque de 250nm.

I.F.3. Réponse en fréquence

Pour calculer la réponse en fréquence, l'équation (I-39) est utilisée. Néanmoins il est difficile de modéliser le temps lié à la multiplication des porteurs τ_{av} . Cette valeur dépend fortement du rapport des coefficients d'ionisation et de la largeur de la zone de multiplication et est déterminée empiriquement. Dans un premier temps, c'est la valeur de [101], $\tau_{av} = 5.10^{-12}s$ qui a été utilisée, puis ajustée en fonction des mesures expérimentales. Ce point sera abordé dans le chapitre III de cette partie. Pour une photodiode p-i-n Ge de 250nm de largeur de zone intrinsèque, la bande passante en fonction de la tension et du gain est représentée sur la Figure I-11 (a) et (b) respectivement. Quand la tension augmente la bande passante augmente jusqu'à saturation de la vitesse des porteurs en l'absence de gain. Puis quand le gain commence à augmenter la bande passante diminue en conséquence. La Figure I-11 (b) illustre le produit gain- bande passante qui reste constant quand la photodiode est polarisée à l'avalanche. Dans le cas présenté, un produit gain-bande passante de 173GHz a été calculé.

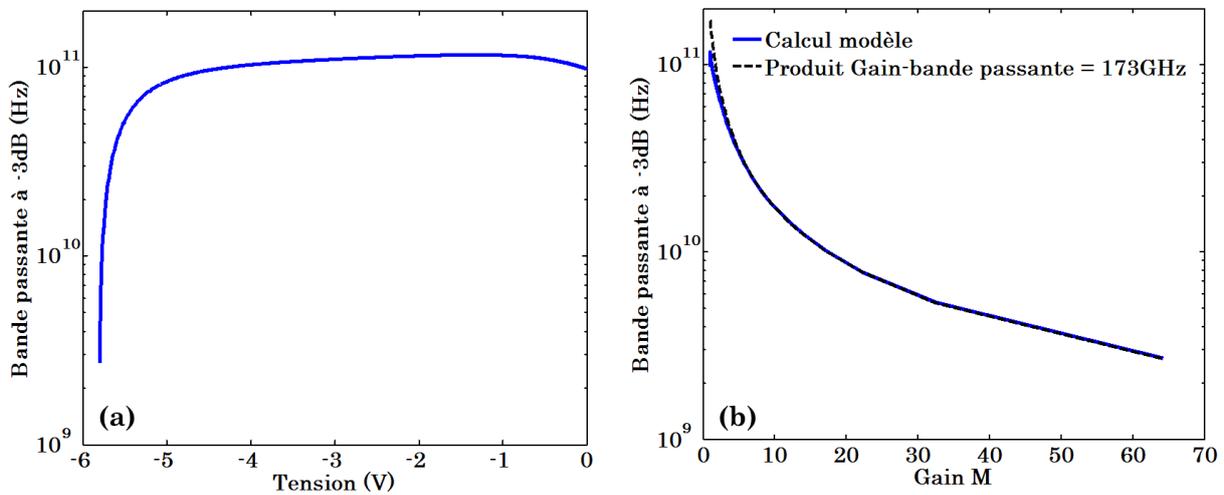


Figure I-11 Bande passante à -3dB (a) en fonction de la tension et (b) en fonction du gain pour une photodiode p-i-n de 250nm de largeur de zone intrinsèque.

Les différents modèles implantés dans le code Matlab seront ensuite utilisés pour la conception et l'étude des photodiodes SACM et l'analyse des résultats concernant les photodiodes p-i-n Ge à avalanche.

II. ETUDE DE LA STRUCTURE SACM

Dans cette partie, la structure dite SACM (Separate Absorption Charge Multiplication) est présentée. Dans un premier temps, la structure SACM à éclairage par la surface sera abordée. La conception de celle-ci à partir de simulations TCAD et de modèles analytiques sera détaillée, ainsi que la fabrication et la caractérisation. Dans un second temps, la structure SACM intégrée avec un guide d'onde Si sera abordée. Ici, seules la conception et la fabrication seront discutées, la fabrication n'ayant pas été achevée avant la fin de la thèse.

II.A. Principe de la structure SACM

II.A.1. De la structure SAM à la structure SACM

La structure SACM consiste en la séparation de la zone de charge et de multiplication afin de favoriser une multiplication à faible bruit. Les coefficients d'ionisation du Ge sont relativement proches, alors que pour le Si le coefficient d'ionisation des électrons est beaucoup plus élevé que celui des trous. Il en résulte un facteur d'excès de bruit plus faible dans le Si que dans le Ge. Cependant le Si n'absorbe pas aux longueurs d'onde qui nous intéressent ($1.3\mu\text{m}$ à $1.6\mu\text{m}$). En utilisant le Ge pour l'absorption et le Si pour la multiplication, il est alors possible de tirer avantage des deux matériaux pour la conception de photodiodes à avalanche à faible bruit, utilisable aux longueurs d'onde souhaitées. Néanmoins, il ne suffit pas de mettre bout à bout du Si et du Ge pour réaliser une structure efficace. En effet, l'ionisation par impact dans le Ge est efficace à un champ électrique plus faible que dans le Si du fait du faible gap d'énergie dans le Ge. Ainsi, dans une structure SAM (Separate Absorption Multiplication), l'ionisation par impact sera prédominante dans le Ge et non dans le Si, et l'avantage du faible bruit de multiplication dans le Si sera perdu. Une structure de type p-i-n SAM Ge/Si représentée sur la Figure II-1 a été simulée afin d'illustrer ces propos. La zone intrinsèque est une hétérostructure Ge/Si, le contact p est en Ge et le contact n est en Si. Ici des dopages constants ont été utilisés pour les zones p et n, avec pour valeur 1.10^{19}at/cm^3 . Les dopages intrinsèques respectifs du Ge et du Si sont de type p, fixés à 5.10^{16}at/cm^3 et 5.10^{15}at/cm^3 . La couche de Si intrinsèque pour la multiplication est située du côté du contact n, ainsi lorsque la photodiode est polarisée en inverse, les trous photogénérés dans le Ge lors de l'absorption de photons sont évacués par le champ électrique du côté p et seuls les électrons photogénérés parviennent dans le Si. Ceci permet de minimiser le bruit de multiplication dans le Si puisque l'on initie l'ionisation par impact par les porteurs ayant le plus grand coefficient d'ionisation, c'est-à-dire les électrons dans le cas du Si.

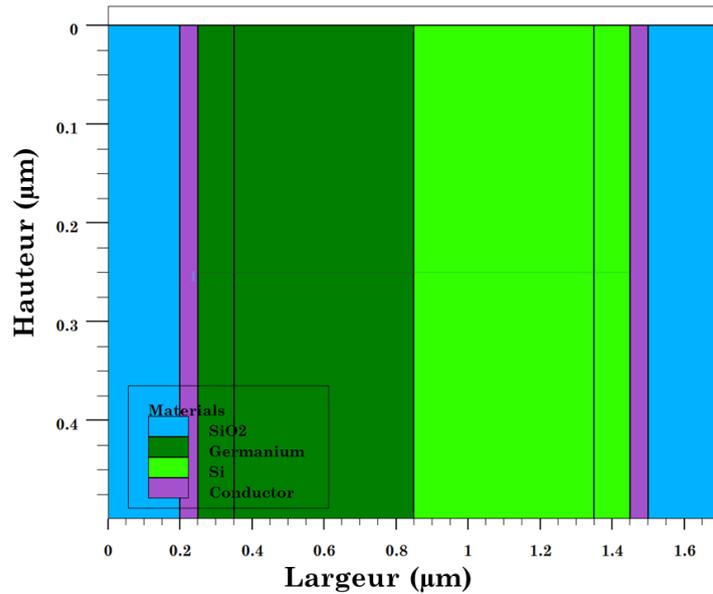


Figure II-1 Structure SAM Si/Ge simulée.

A l'avalanche, le champ électrique est quasiment identique dans le Si et le Ge comme le montre la Figure II-2 (a). Il en résulte un taux d'ionisation par impact très similaire dans le Si et le Ge (Figure II-2 (b)).

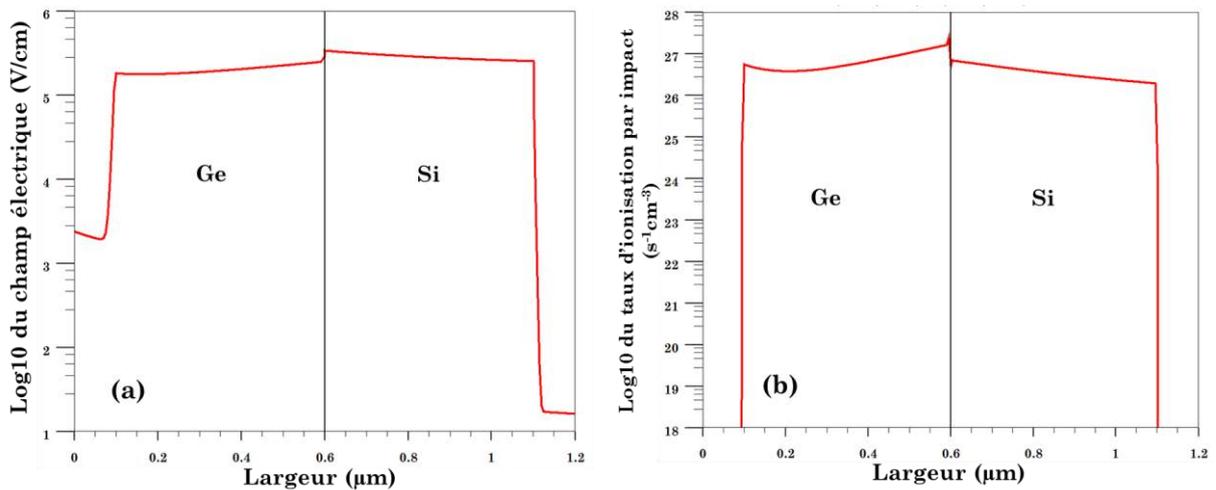


Figure II-2 (a) Champ électrique et (b) taux d'ionisation par impact dans la structure SAM Si/Ge à l'avalanche.

Afin de contrôler le profil du champ électrique, une couche dite de charge est introduite entre le Ge et le Si intrinsèque. Cette structure SACM est basée sur le modèle de photodiode à avalanche dite « reach-through » proposé par Kaneda [102]. La couche de charge est une couche de Si faiblement dopé de type p. La structure ainsi que le profil de dopage sont représentés sur la Figure II-3. Le dopage et l'épaisseur de cette couche de charge permet de contrôler la distribution du champ électrique dans le Ge et le Si. Le cas idéal étant d'obtenir un champ électrique suffisamment élevé dans le Ge pour que les porteurs photo-générés soient transportés à leur vitesse de saturation, mais pas trop élevé pour ne pas engendrer d'ionisation par impact dans le Ge ; et d'autre part un champ

électrique très élevé dans le Si pour favoriser l'ionisation par impact dans le Si. Un tel cas est représenté sur la Figure II-4 (a), où le champ électrique dans le Ge (entre $5 \cdot 10^4$ et $8 \cdot 10^4$ V/cm) permet d'atteindre la vitesse de saturation des porteurs, tout en limitant l'ionisation par impact, et dans le Si le champ électrique élevé (de l'ordre de $4 \cdot 10^5$ V/cm) implique un fort de taux de génération par ionisation par impact (Figure II-4 (b)). Bien que le taux d'ionisation par impact dans le Ge ne soit pas nul, il est nettement plus faible que dans le Si d'un facteur d'environ 1000.

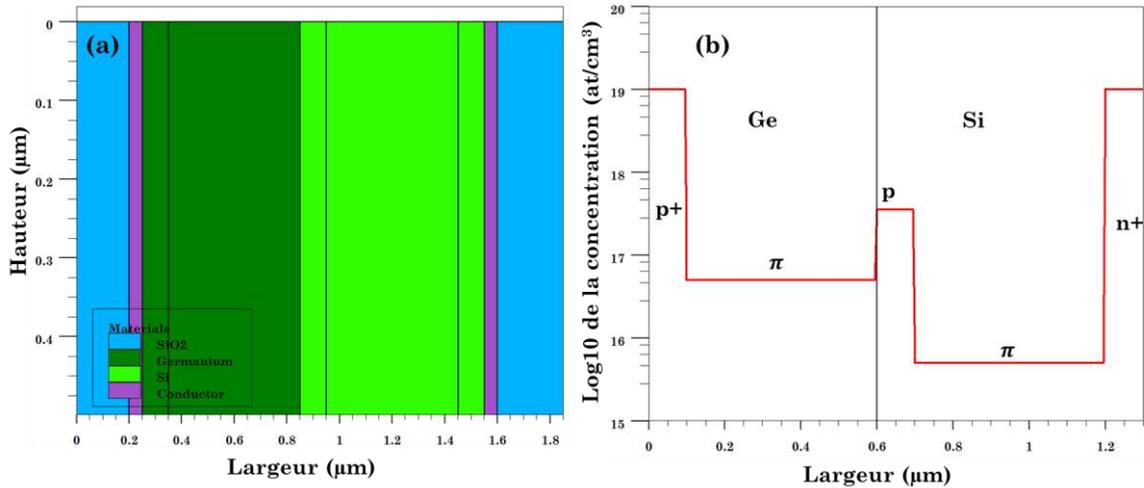


Figure II-3 (a) Structure SACM et (b) profil de dopage.

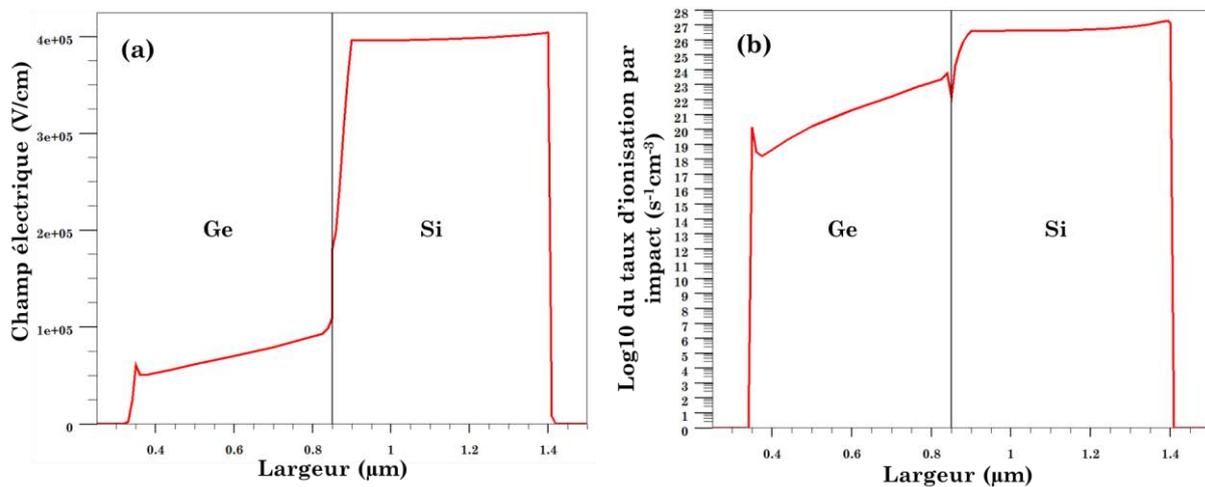


Figure II-4 Profils (a) du champ électrique et (b) du taux d'ionisation par impact dans la structure SACM à l'avalanche.

II.A.2. Optimisation d'une structure SACM

Afin de concevoir les photodiodes à avalanche SACM Ge/Si, les outils de simulations TCAD de Silvaco ont été utilisés, en prenant en compte le processus de génération par ionisation par impact. Le modèle de Selberherr [68] dont les coefficients d'ionisation sont donnés par les équations (I-6) et (I-7) a été utilisé, avec les paramètres donnés dans le Tableau I-2 pour le Si et le Ge. Dans le simulateur ATLAS, d'autres valeurs des coefficients a_n , a_p , b_n , b_p , c_n et c_p sont utilisés pour un champ électrique supérieur à $4 \cdot 10^5$ V/cm dans le Si, afin de correspondre au mieux aux valeurs de la littérature.

L'optimisation d'une structure SACM consiste à obtenir les épaisseurs des différentes couches (Absorption, Charge et Multiplication) ainsi que le dopage de la couche de charge afin de minimiser l'ionisation par impact dans le Ge sans pour autant limiter la vitesse des porteurs dans celui-ci. Le critère retenu sera alors la valeur du champ électrique dans le Ge. Ainsi, un champ électrique compris entre 5.10^4 V/cm et 1.10^5 V/cm semble convenable, dans la mesure où les porteurs ont atteint 95% de la vitesse de saturation pour un champ électrique supérieur à 5.10^4 V/cm et qu'en dessous de 1.10^5 V/cm, l'ionisation par impact dans le Ge est relativement faible.

Les détails de l'optimisation seront donnés au cas par cas en fonction de la structure SACM choisie dans les paragraphes suivants:

- SACM éclairée par la surface
- SACM intégrée avec un guide d'onde

II.B. Structure SACM éclairée par la surface

II.B.1. Conception et fabrication

Cette première structure permet d'étudier le comportement des photodiodes à avalanche SACM en limitant la complexité de fabrication et de test. Comme dans toute photodiode éclairée par la surface, il faut définir le bon compromis bande-passante/efficacité d'absorption. Plus la couche d'absorption sera épaisse et plus la responsivité nominale (avant multiplication) sera élevée mais plus la bande passante liée au temps de transit des porteurs s'en retrouvera limitée. De plus l'épaisseur de la zone de multiplication va aussi influencer la bande passante liée au temps de transit en plus de la bande passante liée au temps de multiplication. Néanmoins, avant de s'intéresser aux épaisseurs des couches de multiplication et d'absorption, il convient de définir la fourchette acceptable, du point de vue de la fabrication, pour les paramètres de dopage et les épaisseurs de la couche de charge.

Pour la structure éclairée par la surface, une structure de type méssa a été choisie, et les couches seront épitaxiées directement sur substrat Si. Le dopage des couches p+, n+ et p sera donc effectué durant la croissance, c'est-à-dire in-situ. Il a donc été nécessaire de calibrer le procédé de croissance pour s'assurer que les dopages et les épaisseurs visés pour la couche de charge sont compatibles avec les conditions de croissances possibles. Une étude a donc été menée avant de pouvoir optimiser la structure.

a) Etude du dopage in-situ pour la couche de charge

Les premières simulations ont montrés que les valeurs idéales pour le dopage et l'épaisseur de la couche de charge sont en fait liées et c'est plutôt le produit dopage-épaisseur qui définit le point idéal. Ainsi plus on dope fortement la couche de charge, plus celle-ci devra être fine et vice versa. Cependant si la couche de charge est trop fine, il sera d'autant plus difficile de contrôler précisément son épaisseur à moins d'adapter les vitesses de croissances. Et si le dopage est trop faible, la couche de charge se devra d'être épaisse et un dopage très faible nécessite beaucoup de changement en termes de conditions de croissance et notamment au niveau du flux de précurseurs pour le dopant.

Les simulations ont permis de définir une gamme d'épaisseurs et de dopage afin de restreindre l'étude d'épitaxie. Ainsi un dopage entre 1.10^{17} at/cm³ et 5.10^{17} at/cm³, pour des épaisseurs entre 50 et 100nm est une gamme acceptable. Étant donné qu'épaisseur et dopage sont liés, il a été décidé de fixer un point de procédé en termes de dopage, l'épaisseur pouvant ensuite être variée pour obtenir le profil de champ électrique souhaité.

Une première structure en escalier a été épitaxiée et les dopages ont été déterminés par mesure 4 pointes et SIMS afin de s'assurer des concentrations. Pour les concentrations élevées, l'écart entre la mesure SIMS et la mesure 4 pointes est assez important : ceci peut être expliqué par le fait qu'en SIMS, c'est la concentration chimique qui est mesurée alors qu'avec la méthode 4 pointes c'est la concentration électrique (dopants activés électriquement) qui est déterminée. A forte concentration, l'activation électrique est moins efficace d'où l'écart élevé. Néanmoins pour les concentrations de l'ordre de 1.10^{18} at/cm³, l'écart est beaucoup plus faible. Nous nous sommes donc basées sur les mesures 4 pointes pour la détermination de la concentration de dopants pour les faibles concentrations.

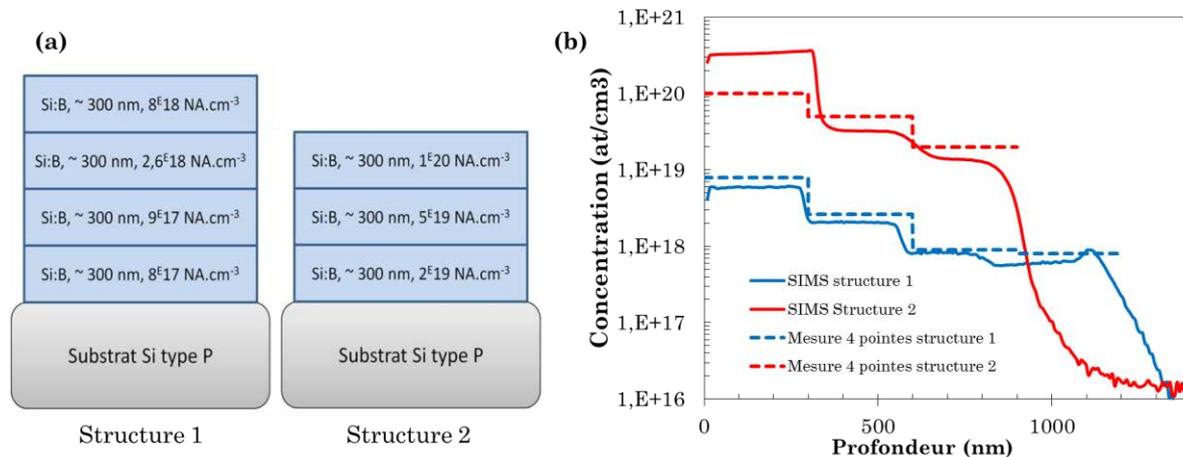


Figure II-5 (a) Structures en escalier pour la calibration du dopages in-situ Si :B et (b) résultats des mesures 4 pointes et SIMS.

Les premiers essais d'épitaxie de Si dopé Bore in-situ ont montré que les dopages atteignables dans la configuration d'origine étaient trop élevés (Figure II-6 (a)), ce qui aurait conduit à des épaisseurs bien trop faibles pour assurer un bon contrôle de celles-ci lors de l'épitaxie. Cette figure représente la concentration des ions Bore dans une couche de Si épitaxiée avec dopage in-situ par RPCVD en fonction du rapport des flux de précurseurs utilisés, ici le diborane et le dichlorosilane. Un dopage inférieur à 5.10^{17} at/cm³ étant souhaitable pour assurer un bon contrôle de l'épaisseur des couches, on observe ici que les conditions originales de croissance ne conviennent pas. Le point au plus faible dopage ($\sim 8.10^{17}$ at/cm³) ne se situe pas dans la gamme de fonctionnement linéaire et sera donc peu reproductible. En optimisant les flux de diborane et de dichlorosilane, des points de dopage à $2,5.10^{17}$ et $3,5.10^{17}$ at/cm³ ont été obtenus (Figure II-6 (b)). Le dernier point à $2,5.10^{17}$ at/cm³ déviant de la droite que constitue les autres points de dopage il est considéré comme instable ou peu reproductible, le point de dopage à $3,5.10^{17}$ at/cm³ a donc été retenu pour le développement de la structure, celui-ci permettant de croître des couches dopées avec un bon contrôle de l'épaisseur.

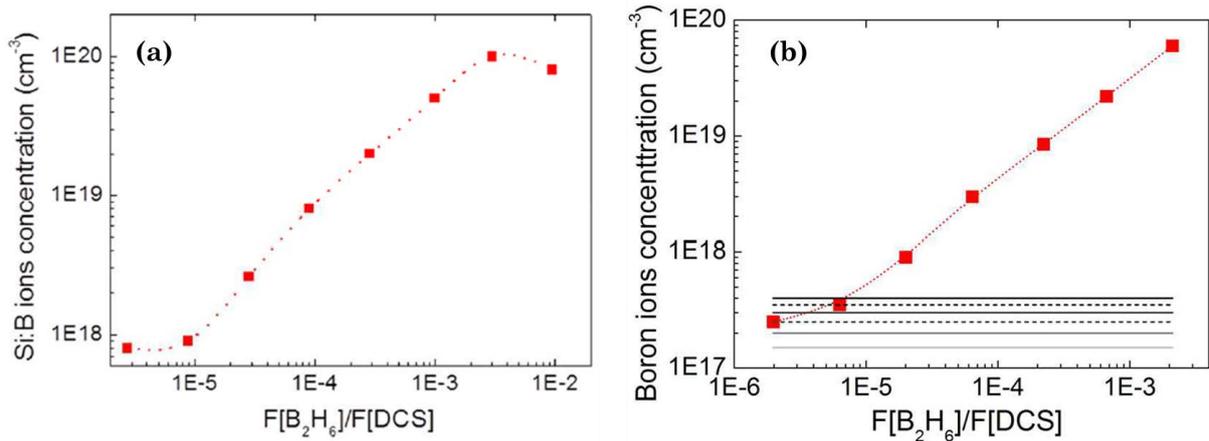


Figure II-6 Concentration d'ions Bore activés dans le Si en fonction du rapport des flux de diborane(B_2H_6) et de dichlorosilane (DCS) (a) pour le procédé original et (b) après modification des conditions de croissances.

b) Optimisation de la structure SACM éclairée par la surface

Dans un premier temps, l'épaisseur de la couche de Ge peut être choisie indépendamment de l'épaisseur des autres couches : le profil de champ électrique est contrôlé par la couche de charge et le gain dans la structure est contrôlé par l'épaisseur de la couche de Si intrinsèque. L'épaisseur de la couche de Ge va déterminer la responsivité nominale de la photodiode ainsi qu'une partie de la bande passante. La structure étant éclairée par la surface, une simple loi de Beer-Lambert ainsi qu'un calcul multicouche permet de déterminer la quantité de lumière qui sera absorbée dans la couche de Ge, et donc la responsivité nominale en fonction de l'épaisseur de celle-ci. La structure utilisée pour le calcul est représentée sur la Figure II-7 (a) et la responsivité nominale à 1550nm, en tenant compte des réflexions aux interfaces et en supposant que la lumière arrive verticalement est donnée sur la Figure II-7 (b) en fonction de l'épaisseur de la couche de Ge. L'épaisseur de la couche de SiO_2 n'a pas d'influence sur le calcul, et le substrat est supposé infini. Il n'y a pas d'optimum de responsivité, le choix de l'épaisseur de la couche de Ge sera donc conditionné par la tension d'avalanche et la bande passante souhaitées.

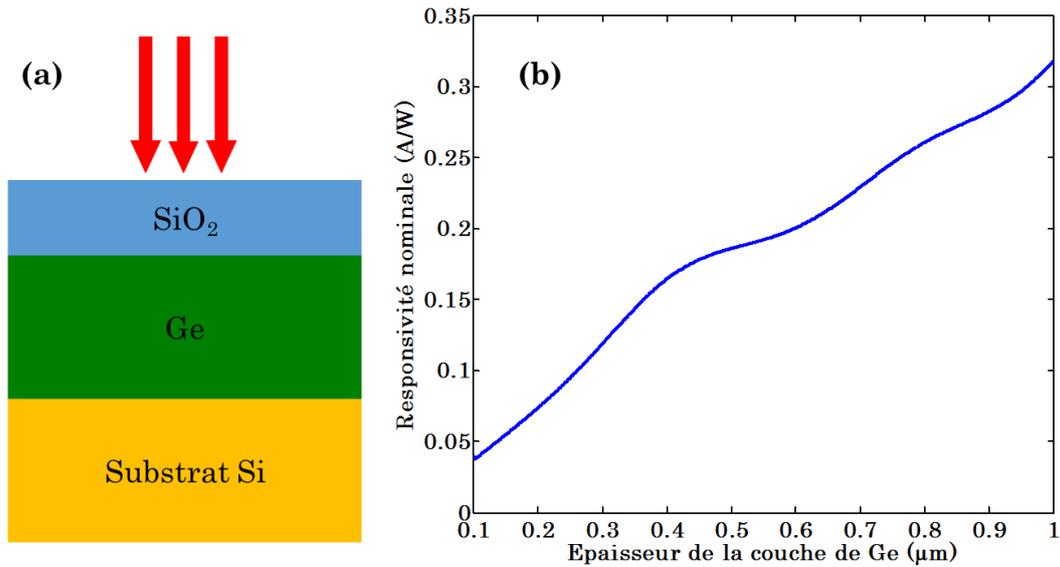


Figure II-7 (a) Structure pour le calcul de la responsivité et (b) responsivité nominale à 1550nm en fonction de l'épaisseur de la couche de Ge.

Cette photodiode éclairée par la surface a pour but de démontrer le principe de fonctionnement de la structure SACM et non d'être optimisée pour une application spécifique. Il est néanmoins intéressant de regarder comment évoluent les différentes caractéristiques (responsivité, gain et bande passante) en fonction des épaisseurs des couches d'absorption et de multiplication. Le facteur de mérite : produit gain – bande passante – responsivité a donc été calculé en fonction des épaisseurs de Si et Ge, et est représenté sur la Figure II-8 (b) pour une photodiode de diamètre 15μm. On considère que le champ électrique est uniforme dans la couche de Si à l'avalanche, avec une valeur moyenne de $4 \cdot 10^5$ V/cm comme reporté sur la Figure II-4 (a). Pour une estimation au premier ordre, on considère que la génération de porteurs par absorption de photons est constante sur tout le diamètre de la photodiode et le calcul de gain est effectué de manière linéique pour une seule paire électron-trou. La structure SACM permet d'injecter uniquement les électrons dans la couche de multiplication, on peut donc utiliser l'équation (I-27) pour le calcul du gain, qui ne dépend alors que des coefficients d'ionisation et de la largeur de la zone de multiplication. Le gain est représenté sur la Figure II-8 (a) en fonction de l'épaisseur de la couche de multiplication. La bande passante a été calculée en incluant le temps de transit des porteurs, le délai RC ainsi que le temps de multiplication des porteurs dans le Si, en assumant qu'il n'y a pas d'ionisation par impact dans le Ge.

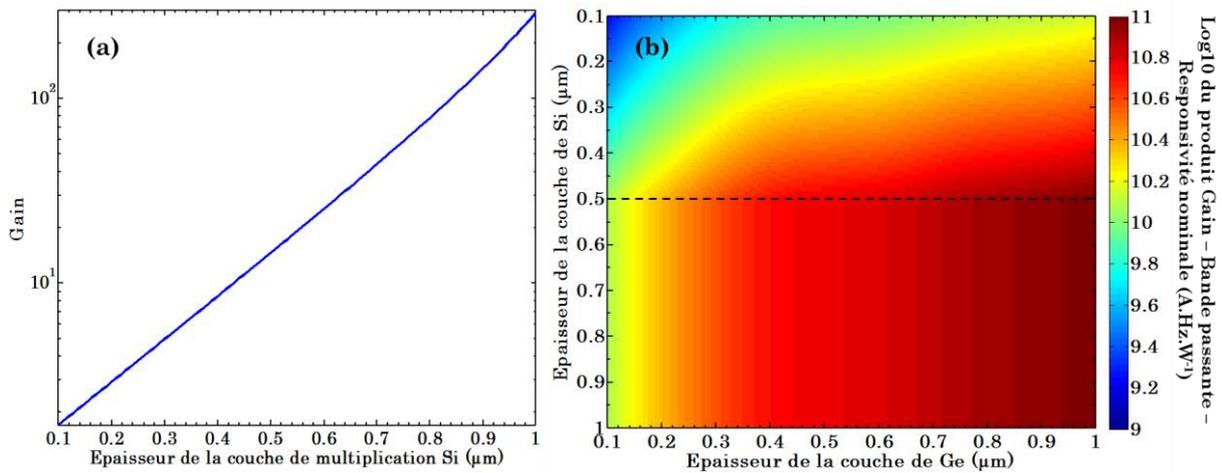


Figure II-8 (a) Gain en fonction de l'épaisseur de la couche de multiplication et (b) Log en base 10 du produit gain – bande passante – responsivité nominale en fonction de l'épaisseur de la couche d'absorption (Ge) et de la couche de multiplication (Si) pour une photodiode de 15μm de diamètre.

En-dessous de la ligne pointillée (Figure II-8 (b)), le facteur de mérite ne change pas lorsque que l'épaisseur de Si augmente, cela correspond à la saturation du produit gain – bande passante, il n'est donc pas nécessaire d'augmenter l'épaisseur de Si au-delà de cette limite. La valeur limite de l'épaisseur de la couche de Si dépend aussi du diamètre de la photodiode, puisque plus le diamètre de la photodiode augmente, plus la capacité augmente et influe sur la bande passante totale. Ainsi, plus le diamètre de la photodiode augmente, plus l'épaisseur de Si doit augmenter pour atteindre la saturation du produit gain – bande passante. Pour le cas particulier d'un diamètre de 15μm, cette valeur limite de l'épaisseur de la couche de multiplication est de l'ordre de 500nm. Cette limite est définie par une droite car on considère que la multiplication dans le Ge est nulle et donc le gain ne dépend jamais de l'épaisseur de la couche de Ge. Dans cette zone de saturation, plus l'épaisseur de Ge augmente, et plus le facteur de mérite augmente. Au-dessus, les épaisseurs de la couche d'absorption et de la couche de multiplication influent sur le facteur de mérite, et une valeur particulière du facteur de mérite peut être atteinte pour différents couples d'épaisseurs. Il faut cependant garder en tête que plus l'épaisseur totale de la structure augmente, et plus la tension nécessaire pour atteindre l'avalanche sera élevée. Pour prendre en compte le critère de la tension d'avalanche, le produit calculé précédemment est divisé par la tension d'avalanche de la photodiode qui correspond à la tension aux bornes de la couche de multiplication pour atteindre le champ électrique nécessaire à l'avalanche additionnée à la tension aux bornes de la couche d'absorption nécessaire pour que les porteurs atteignent la vitesse de saturation. Le résultat est représenté sur la Figure II-9. Pour maximiser ce critère, il n'existe plus qu'une seule épaisseur de couche de multiplication optimale qui correspond à la limite énoncée précédemment. L'optimum est atteint pour l'épaisseur de Ge maximale, maximisant ainsi la responsivité nominale. Il existe néanmoins un optimum local pour une épaisseur de Ge de l'ordre de 500nm. C'est ce point qui a été retenu pour la conception des photodiodes SACM éclairées par la surface.

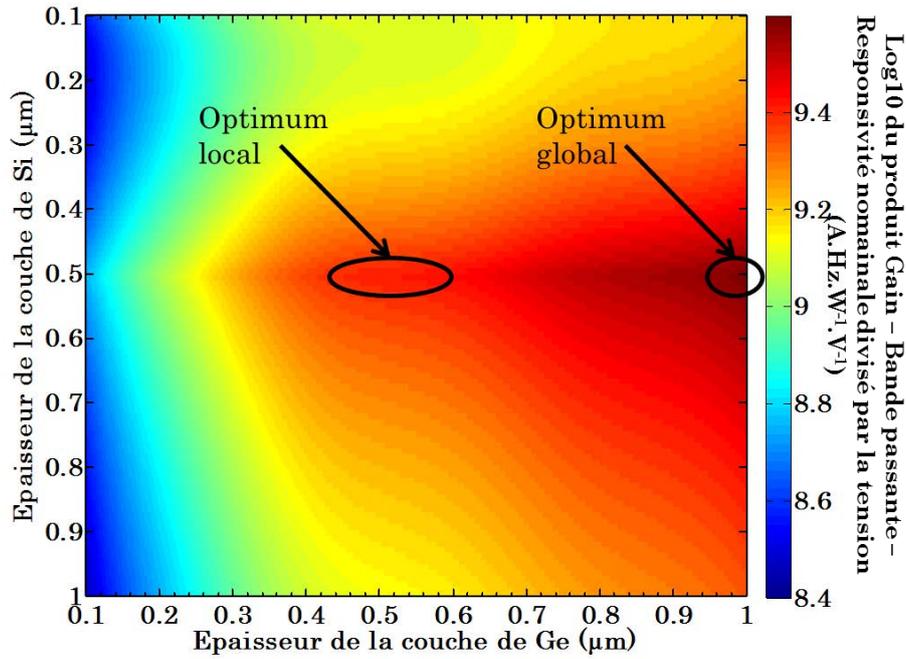


Figure II-9 Log en base 10 du produit gain – bande passante – responsivité divisé par la tension d’avalanche optimale de la structure SACM, pour une photodiode de 15µm de diamètre.

Après avoir choisi les épaisseurs des couches d’absorption et de multiplication, qui sont fixées à 500nm pour les deux après optimisation, il convient d’effectuer le calcul de l’épaisseur optimale de la couche de charge pour avoir le profil de champ électrique souhaité, son dopage ayant été fixé à $3,5 \cdot 10^{17}$ at/cm³ par des restrictions inhérentes au procédé de croissance et dopage in-situ.

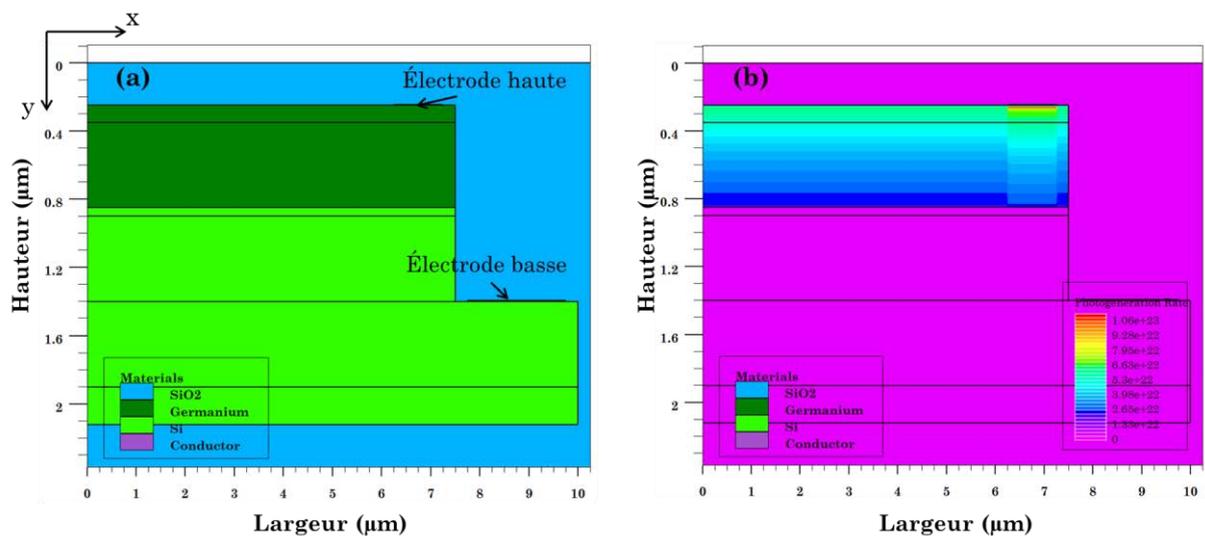


Figure II-10 (a) Structure de la photodiode SACM utilisée pour la simulation et (b) distribution du taux de photo-génération dans la photodiode pour $\lambda = 1550nm$.

L’épaisseur des couches de multiplication et d’absorption est de 500nm.

La structure simulée dans ATLAS, représentée sur la Figure II-10 (a), est une photodiode de diamètre 15µm. Une symétrie circulaire est utilisée pour diminuer le temps de calcul,

ainsi seule une moitié de la photodiode en 2D est nécessaire pour les simulations. Le calcul intègre ensuite les grandeurs suivant une rotation autour de l'axe Y en $x = 0$. Le calcul est effectué suivant la même méthode que celle décrite dans la partie dédiée aux photodiodes p-i-n, mais l'ionisation par impact est intégrée par le biais du modèle de Selberherr [68] pour les coefficients d'ionisation, qui est équivalent au modèle décrit par les équations (I-6) et (I-7). La photodiode est polarisée en inverse jusqu'à l'avalanche et le photo-courant est calculé, et ce pour différentes épaisseurs de la couche de charge. La visualisation du champ électrique et du taux d'ionisation par impact dans la structure permet de définir quelle est l'épaisseur de la couche de charge qui permet de satisfaire les critères définis dans le paragraphe II.A.2. Sur la Figure II-11, le taux d'ionisation par impact dans la structure à l'avalanche est représenté pour une couche de charge de 50nm (a) et 60nm (b). L'ionisation par impact a lieu à la fois dans le Si et le Ge mais pour une couche de charge de 60nm, seule une partie du Ge est soumise à l'ionisation par impact. Si on regarde alors les profils du champ électrique et du taux d'ionisation par impact au centre ($x=0$) de la structure (Figure II-12 (a) et (b)), on remarque que le champ électrique dans le Ge pour une couche de charge de 60nm est quasiment deux fois inférieur à celui obtenu pour une couche de charge de 50nm. Le taux d'ionisation dans le Ge est plus faible pour une couche de charge de 60nm et donc le bruit de multiplication sera plus faible, cependant les porteurs photo-générés dans le Ge ne seront pas extraits à leur vitesse de saturation, ce qui peut limiter la bande passante. D'autre part, pour une couche de charge de 50nm, le bruit de multiplication sera plus important, mais les porteurs seront extraits à une vitesse proche de la vitesse de saturation, donc la bande passante sera potentiellement supérieure.

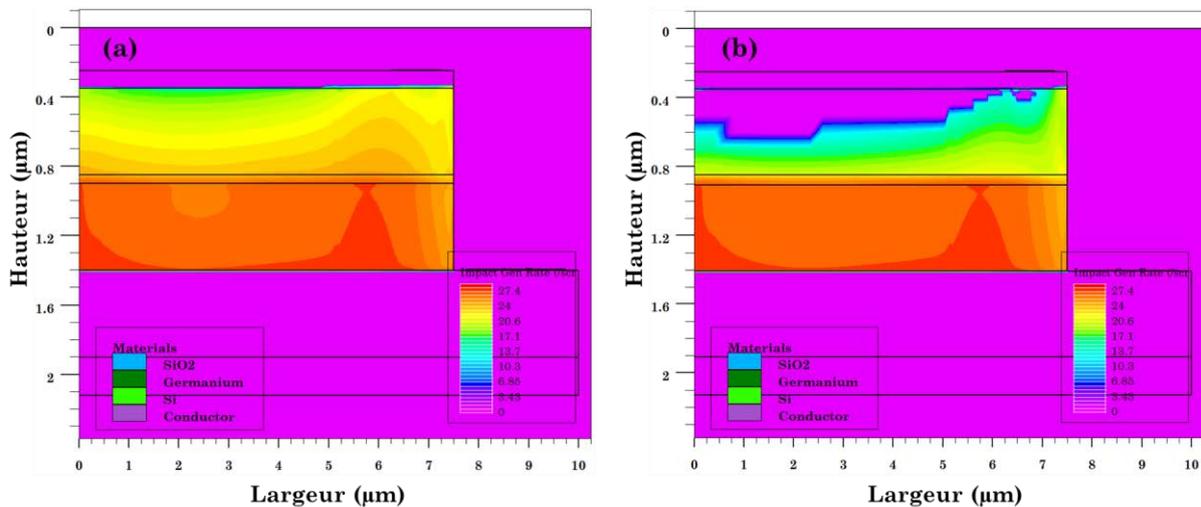


Figure II-11 Taux d'ionisation par impact dans la photodiode SACM pour une couche de charge de (a) 50 nm et (b) 60 nm.

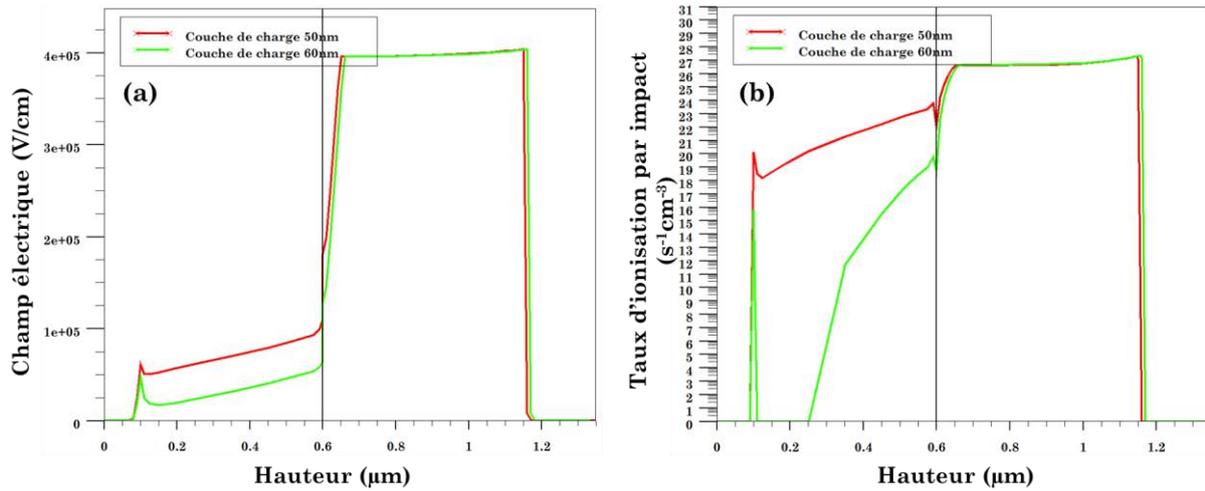


Figure II-12 Coupe verticale en $x=0$ (a) du champ électrique et (b) du taux d'ionisation par impact pour une couche de charge de 50 et 60nm d'épaisseur.

Le choix de l'épaisseur de la couche de charge, réside donc dans un compromis bruit – bande passante, et il est intéressant d'étudier les différents cas de figures. De plus l'incertitude sur la valeur réelle du dopage de la couche de charge ne permet pas de limiter notre choix à une seule épaisseur pour celle-ci. Ainsi les épaisseurs retenues pour la fabrication sont récapitulées dans le Tableau II-1.

Couche	Epaisseur
Ge p+ (contact haut)	100nm
Ge i (absorption)	500nm
Si p (charge) $3.5 \cdot 10^{17}$ at/cm ³	30, 40, 50, 60, 80 nm
Si i (multiplication)	500nm
Si n+ (contact bas)	500nm

Tableau II-1 Epaisseurs des couches pour la fabrication de la structure SACM éclairée par la surface.

c) Fabrication des photodiodes SACM éclairées par la surface

Deux approches ont été envisagées pour la fabrication des photodiodes SACM éclairées par la surface :

- Epitaxie de la structure SACM sur la totalité du wafer
- Epitaxie localisée de la structure SACM

L'épitaxie pleine plaque permet de tester la fabrication de la structure sans les contraintes liées à l'épitaxie dans une cavité. Cependant, en vue de l'intégration de la structure SACM avec un guide d'onde, il est nécessaire de développer la fabrication par épitaxie localisée. C'est pourquoi ces deux approches ont été étudiées. Dans les deux cas, le développement a été effectué sur des substrats Si 200mm, et 5 diamètres de photodiodes sont réalisés : 15μm, 25μm, 35μm, 45μm et 55μm (correspond au diamètre de la surface illuminée). Le process flow simplifié de la fabrication des photodiodes SACM, pour l'épitaxie sur wafer entier et l'épitaxie localisée, est donné respectivement sur les Figure II-13 et Figure II-14. La photodiode en fin de fabrication vue par microscope optique est représentée sur la Figure II-15 (b).

Epitaxie Si N+ dopage Phosphore >1*19at/cm ³
Epitaxie couche de multiplication Si intrinsèque 500nm (~10E15at/cm ³)
Epitaxie couche de charge Si p dopage Bore
Epitaxie Ge intrinsèque 500nm
Epitaxie Ge dopé Bore >1*19at/cm ³
(a)
Lithographie MESA Diamètre = diamètre illumination + 5µm
Gravure du stack Ge p+ / Ge i / Si p / Si i avec arrêt sur Si n+
(b)
Dépôt SiO ₂ 2µm
(c)
CMP afin d'obtenir une épaisseur de 500nm SiO ₂ au-dessus du Ge p+
(d)
Lithographie contact Ge p+
(e)
Gravure sèche SiO ₂ 500nm avec arrêt sur Ge p+
(e)
Lithographie contact Si n+
Gravure sèche SiO ₂ 1700nm avec arrêt sur Si n+
(f)
Dépôt TiTiN avec dégazage 5min 350°C
Dépôt W
CMP W
Gravure 50nm SiO ₂
(g)
Dépôt métal (AlCu)
Lithographie Metal
Gravure Métal
(h)

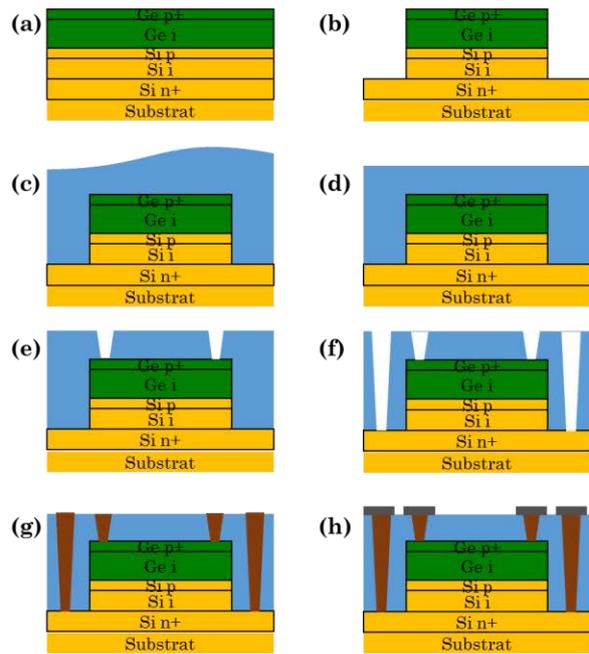


Figure II-13 Process flow simplifié de la fabrication des photodiodes SACM à partir d'une épitaxie sur wafer complet.

Epitaxie Si N+ dopage Phosphore >1*19at/cm ³
Dépôt SiO ₂ 1500nm
(a)
Lithographie Mesa
Gravure SiO ₂ 1500nm
(b)
Epitaxie couche de multiplication Si intrinsèque 500nm (~10E15at/cm ³)
Epitaxie couche de charge Si p dopage Bore
Epitaxie Ge intrinsèque 500nm
Epitaxie débordante Ge dopé Bore >1*19at/cm ³
CMP afin d'obtenir 100nm de Ge p+
(c)
Dépôt SiO ₂ 500nm
(d)
Lithographie contact Ge p+
(e)
Gravure sèche SiO ₂ 500nm avec arrêt sur Ge p+
(e)
Lithographie contact Si n+
Gravure sèche SiO ₂ 1700nm avec arrêt sur Si n+
(f)
Dépôt TiTiN avec dégazage 5min 350°C
Dépôt W
CMP W
Gravure 50nm SiO ₂
(g)
Dépôt métal (AlCu)
Lithographie Metal
Gravure Métal
(h)

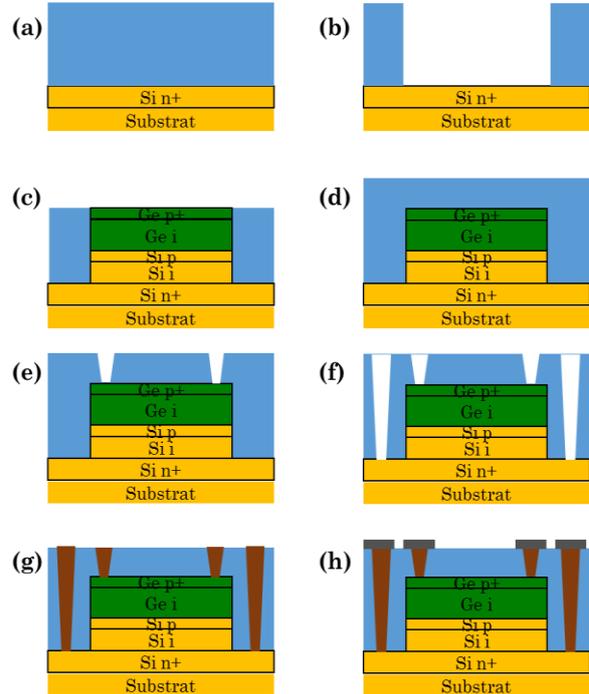


Figure II-14 Process flow simplifié de la fabrication des photodiodes SACM à partir d'une épitaxie localisée.

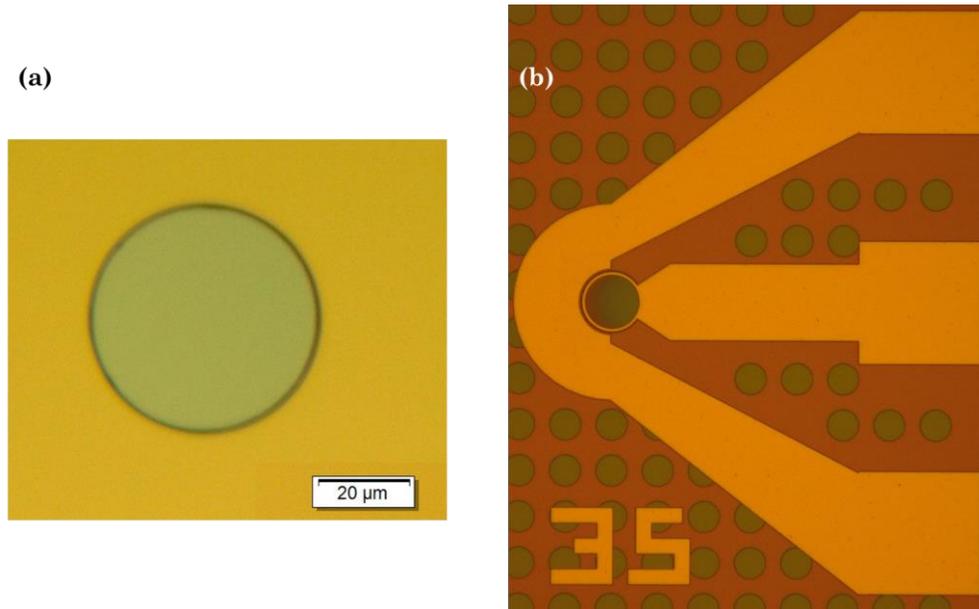


Figure II-15 Vues au microscope optique : (a) Après épitaxie localisé et CMP et (b) photodiode en fin de fabrication.

Ces photodiodes ont été fabriquées au CEA-Leti sur la ligne de fabrication 200mm. Le détail des plaques fabriquées pour les deux versions est donné dans le Tableau II-2.

Pour l'épitaxie pleine plaque, un lot de 10 plaques 200mm a été traitées suivant le procédé décrit précédemment. La structure comporte une couche d'absorption en Ge de 500nm et une couche de multiplication en Si de 500nm. L'épaisseur optimale de la couche de charge pour un dopage $3.5 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$ a été calculée à 50nm. Cependant pour couvrir les erreurs possibles sur le niveau de dopage, 5 épaisseurs de 30, 40, 50, 60 et 80 nm ont été retenues. Ainsi deux plaques pour chaque épaisseur ont été fabriquées, et seules les plaques 1 à 6 incluses sont sorties de fabrication. Les plaques 7 à 10 ayant subis des défauts de fabrication lors des étapes de gravure de l'empilement.

Pour l'épitaxie localisée, 8 plaques sont entrées en fabrication, avec comme objectif les mêmes épaisseurs que pour l'épitaxie pleine plaque, hormis l'épaisseur de 60nm pour la couche de charge qui n'a pas été incluse suite à une erreur de définition du plan d'expérience. Néanmoins, les épaisseurs des couches de Ge et de Si ont dû être réajustées suite à un problème lors de la gravure des cavités pour l'épitaxie. Sur les 8 plaques entrées en fabrication, seules les plaques 13 à 16 ont pu être récupérées pour le test.

N° de plaque	Epitaxie pleine plaque										Epitaxie localisée							
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Epaisseur Ge i	500nm										400nm (500nm initialement)							
Epaisseur Si p (charge)	30nm	40nm	50nm	60nm	80nm						30nm	40nm	50nm	80nm				
Epaisseur Si i	500nm										250nm (500nm initialement)							
Etat final	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■

Tableau II-2 Détail des plaques traitées pour la fabrication des photodiodes SACM éclairées par la surface.

II.B.2. Caractérisation

a) Epitaxie sur wafer complet

Suite à des problèmes lors de la fabrication, les plaques avec les épaisseurs de 60 et 80nm pour la couche de charge n'ont pas pu être achevées, et n'ont donc pas été caractérisées.

Courant d'obscurité, photo-courant et gain

La caractéristique courant-tension a tout d'abord été mesurée sur des photodiodes de $15\mu\text{m}$ de diamètre, sur les différents wafers correspondants aux couches de charge de 30, 40 et 50nm. Le comportement en tension est similaire pour les trois épaisseurs et les caractéristiques courant – tension sont données sur la Figure II-16 (a). Plus l'épaisseur de la zone de charge augmente, plus la tension d'avalanche se décale vers de plus hautes tensions. La tension nécessaire pour atteindre la déplétion de la zone de charge augmente lorsque le produit dopage-épaisseur de celle-ci augmente, décalant ainsi la tension d'avalanche. Le gain est calculé en normalisant le photo-courant de la photodiode (courant total sous éclaircissement moins le courant d'obscurité), par rapport à son niveau nominal quand le gain vaut 1. Le photo-courant varie avec la tension jusqu'à environ -5V, et se stabilise entre -5V et -8V. C'est cette valeur de photo-courant qui sera utilisée pour le calcul du gain représenté sur la Figure II-16 (b). Le gain mesuré est de l'ordre de 18-19 pour les structures avec une couche de charge de 40nm et 50nm. Pour la structure avec une couche de charge de 30nm d'épaisseur, le photo-courant a été mesuré avec dix fois moins de puissance optique, ce qui explique le gain plus élevé de 25. Ne pouvant mesurer de dispositifs avec une couche de charge d'épaisseur plus grande, le reste des mesures a été fait sur les dispositifs avec une couche de charge de 50nm, qui était l'épaisseur nominale déterminée par les simulations.

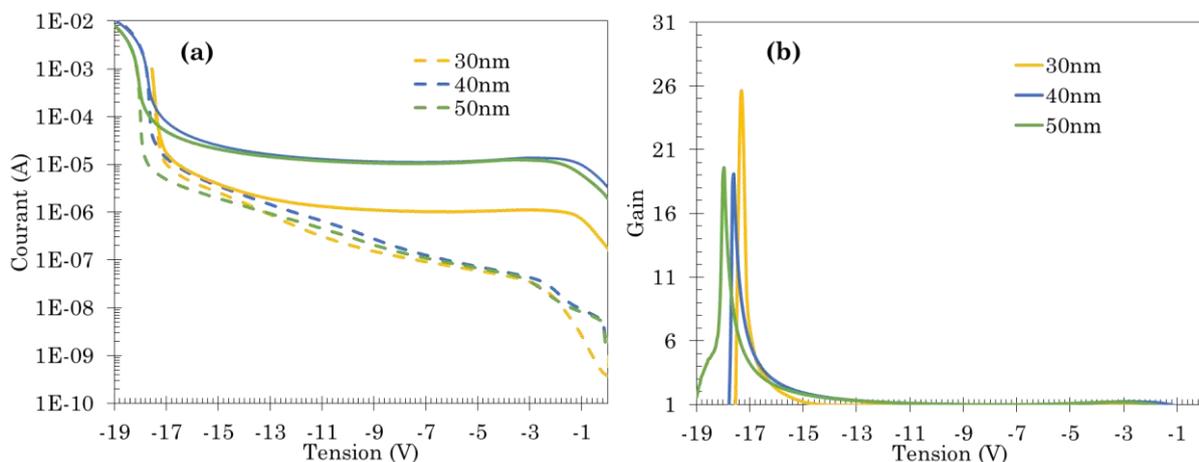


Figure II-16 (a) Courant d'obscurité (pointillés) et photo-courant à 1550nm et (b) Gain en fonction de la tension, pour une photodiode de $15\mu\text{m}$ de diamètre avec une couche de charge de 30nm (jaune), 40nm (bleu) et 50nm (vert) d'épaisseur.

Sur une même puce, le courant d'obscurité de quatre photodiodes de diamètre $15\mu\text{m}$ a été mesuré, et les résultats sont donnés sur la Figure II-17(a). Les courants d'obscurité sont identiques pour trois des quatre photodiodes, et la tension d'avalanche est identique pour les quatre dispositifs, montrant que localement, l'uniformité est très bonne. Cependant, en mesurant le même dispositif à différentes positions sur le wafer, la tension d'avalanche

ne se situe pas à la même position (Figure II-17 (c)), indiquant une inhomogénéité de l'épaisseur des couches à l'échelle du wafer liée à une inhomogénéité du procédé de croissance, celle-ci ayant été réalisée sur le wafer entier. Pour quatre dispositifs d'une même puce mais de diamètre différents (Figure II-17 (b)), on observe globalement une augmentation du courant d'obscurité avec l'augmentation du diamètre, mais la tension d'avalanche est identique pour les quatre photodiodes.

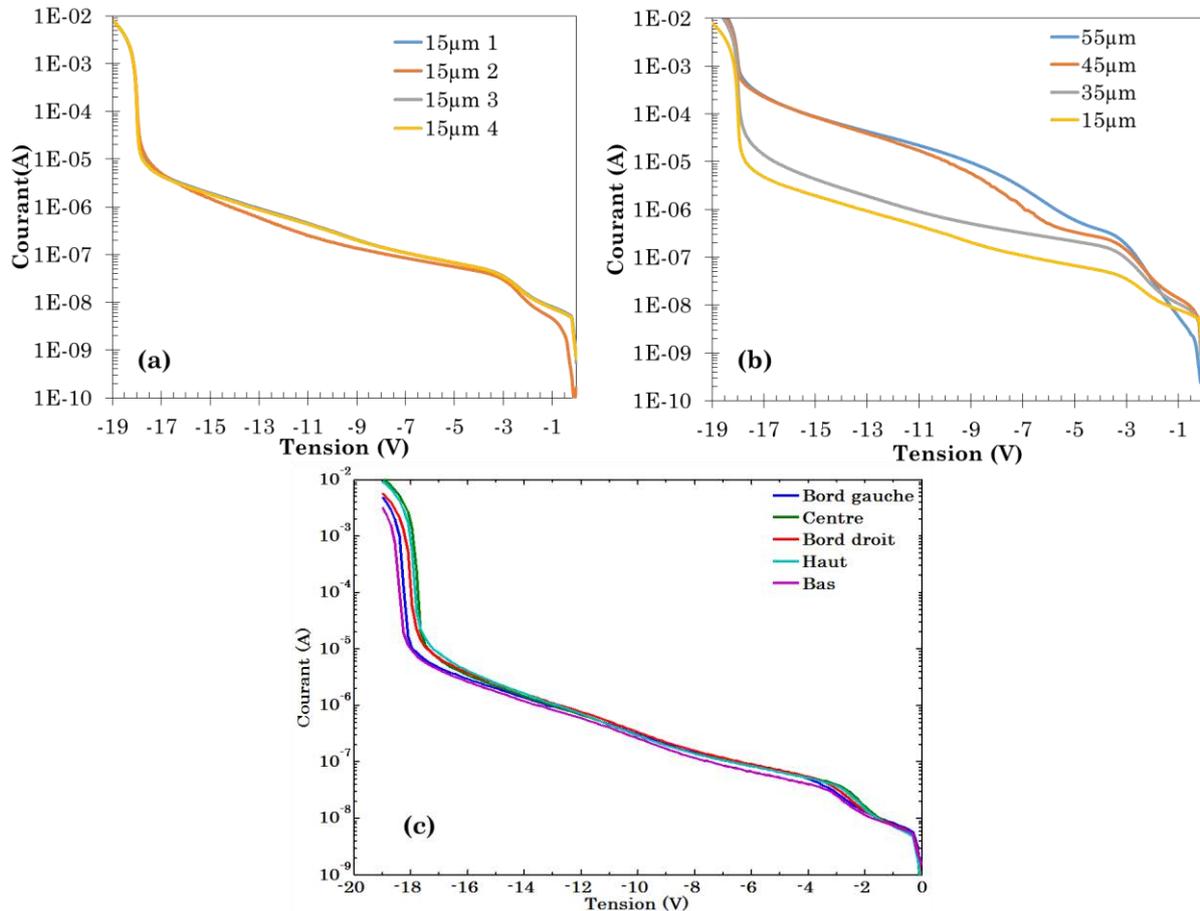


Figure II-17 Courant d'obscurité en fonction de la tension pour (a) quatre photodiodes de même diamètre (15µm) sur une même puce et (b) quatre photodiodes de diamètres différents sur une même puce et (c) cinq photodiodes de 15µm de diamètre à cinq position différentes sur le wafer. Toutes les photodiodes ont une couche de charge de 50nm d'épaisseur.

D'après les calculs effectués pour la conception des photodiodes, la responsivité totale à 1500nm, incluant les réflexions aux interfaces et l'absorption dans la couche de Ge, est évaluée à 0.18A/W. Ainsi pour un photocourant nominal mesuré de 1µA, la puissance optique incidente est estimée à 5.55µW soit -22.5dBm, et dans ce cas le gain maximum mesuré est de l'ordre de 668 (Figure II-18 (b)). Pour une puissance 60 fois supérieure, soit -4.77dBm, le gain n'est plus que de ~16. Quand la puissance optique est relativement élevée, la saturation de la jonction en porteurs intervient rapidement lorsque le gain augmente, et limite ainsi celui-ci. Pour de faibles puissances optiques, il y a moins de porteurs dans la jonction et le gain peut augmenter beaucoup plus avant de saturer la jonction. Dans le cas de la Figure II-18 (a), les mesures ont été effectuées avec un courant maximum de 1mA, et aucune saturation du gain n'a été observée quel que soit la puissance

optique incidente. En revanche, dans le cas de la Figure II-17, la mesure de courant a été faite jusqu'à 10mA et on observe un début de saturation du courant après l'avalanche. Il en résulte une saturation du gain et ensuite une chute de celui-ci : en effet lors de la saturation en courant de la jonction, la distribution de porteurs dans la jonction tend à modifier le champ électrique en créant une zone de charge d'espace qui s'oppose à l'établissement du champ électrique. Le champ électrique diminue ainsi que les coefficients d'ionisation et donc le gain.

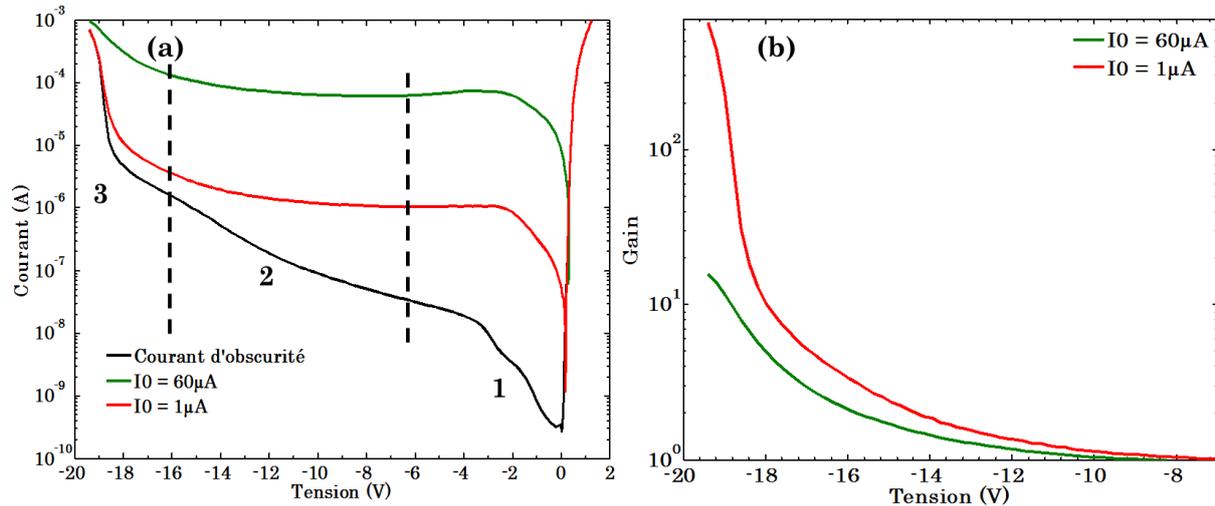


Figure II-18 (a) Caractéristiques courant-tension à l'obscurité et pour deux puissances optiques différentes et (b) gains correspondants, pour une photodiode de $15\mu\text{m}$ de diamètre avec une couche de charge de 50nm .

Généralement, la caractéristique courant – tension des photodiodes SACM peut être découpée en 3 parties comme indiqué sur la Figure II-18 (a). La première partie « 1 », correspond à l'établissement du champ électrique dans la structure : le photocourant augmente jusqu'à ce que le champ électrique soit établi dans toute la zone d'absorption et que tous les porteurs photo-générés soient collectés, ce qui entraîne la saturation du photocourant, ici au niveau de la ligne pointillée séparant les parties « 1 » et « 2 ». La seconde partie correspond à l'augmentation du champ électrique dans toute la structure : la zone de charge se déplete, et quand le champ électrique devient suffisamment élevé, l'ionisation par impact s'établit dans la zone de multiplication idéalement. Dans cette partie, le courant d'obscurité est dominé par les termes de génération dépendants du champ électrique (tunneling bande à bande et SRH assisté par pièges), jusqu'à ce que le gain augmente significativement. C'est la partie « 3 », où le courant est dominé par la multiplication des porteurs par ionisation par impact.

Bande passante opto-électrique

Un moyen de vérifier l'efficacité de la multiplication dans la couche de multiplication de la structure SACM est de mesurer la réponse en fréquence à différentes valeurs de gain. La réponse opto-électrique RF a été mesurée pour un photocourant de l'ordre de $1\mu\text{A}$ pour différentes tensions et est représentée sur la Figure II-19 (a). La Figure II-19 (b) représente la bande passante à -3dB en fonction du gain, extraite à partir des mesures de la Figure II-19 (a). Le gain a été extrait à partir des courbes courant – tension de la Figure II-20 (a) et est représenté sur la Figure II-20 (b). Entre -15 et -17V , la bande passante

augmente avec le gain : le gain est suffisamment faible pour ne pas limiter la bande passante totale. Au-delà, la bande passante diminue avec l'augmentation du gain indiquant que le temps d'avalanche limite la bande passante.

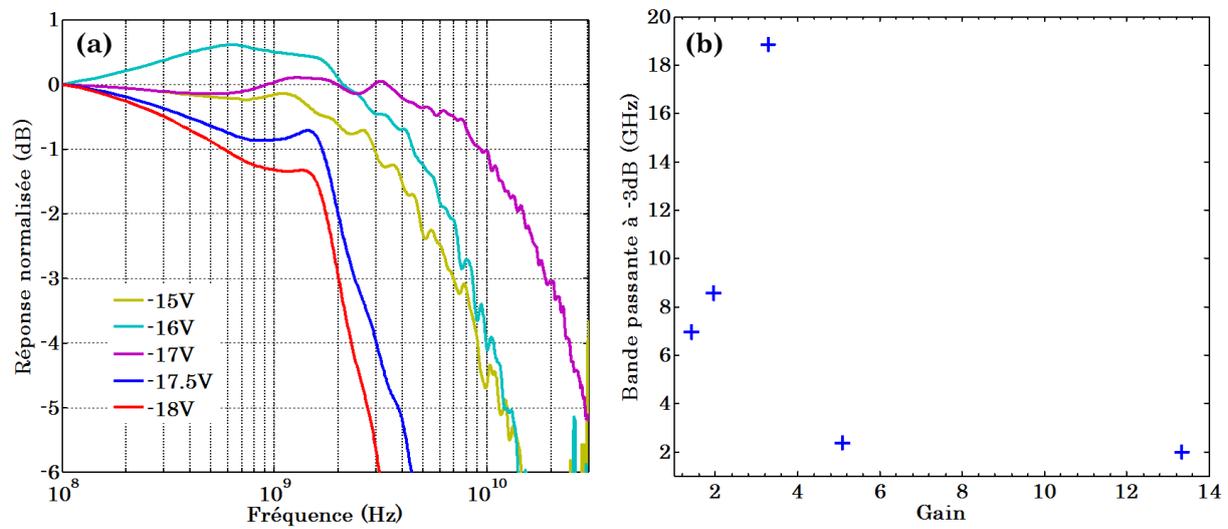


Figure II-19 (a) Réponse opto-électrique et (b) bande passante à -3dB en fonction du gain mesuré, pour une photodiode SACM de 15 μ m de diamètre éclairée par la surface, avec une couche de charge de 50nm d'épaisseur.

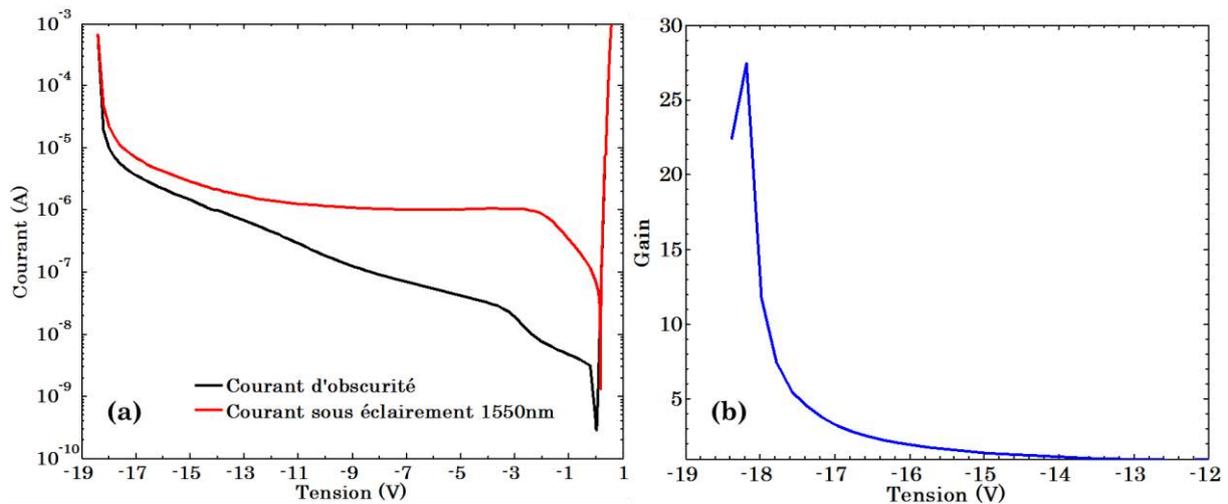


Figure II-20 (a) Caractéristique courant – tension en obscurité et sous éclairage et (b) gain en fonction de la tension, correspondant au dispositif mesuré pour la Figure II-19.

D'après les formules données dans le paragraphe I.D, pour un gain de l'ordre de 13, en assumant que la multiplication ait lieu uniquement dans le Si, la bande passante à-3dB devrait être de l'ordre de 24GHz. Le fait de mesurer une bande passante nettement plus faible, de l'ordre de 2GHz, indique qu'une partie de l'ionisation par impact a lieu dans le Ge, dont le temps de multiplication est beaucoup plus élevé que dans le Si, du fait de la multiplication des électrons et des trous. Si il y a de la multiplication dans le Ge, cela signifie que la couche de charge n'est pas assez dopée et/ou trop fine. Des mesures de bande passante sur des photodiodes SACM avec une couche de charge inférieure à 50nm ont montré une bande passante encore plus faible, confirmant la multiplication dans le Ge.

Des mesures de bande passante sur des photodiodes de différents diamètres pour un gain $M=1$, et une polarisation de $-5V$, montrent une chute de la bande passante quand le diamètre augmente, indiquant que celle-ci est limitée à faible tension par le délai RC, comme illustré sur la Figure II-21 (a). La courbe pour la photodiode de $15\mu m$ de diamètre est bruitée car la puissance optique injectée était plus faible que pour les trois autres mesures.

Cependant, pour la photodiode mesurée précédemment qui montrait un gain très élevé de 668 (Figure II-18 (b)), la réponse en fréquence semble insensible au gain et à l'augmentation de la tension inverse comme le montre la Figure II-21 (b). La bande passante à $-3dB$ semble être limitée à $\sim 2GHz$ probablement par la combinaison d'une capacitance et d'une inductance parasites. En effet, la présence de « peaking » même à faible tension et pour un gain unitaire suggère la présence d'une inductance parasite, probablement liée aux électrodes et pads RF, sur le dispositif mesuré, limitant ainsi la bande passante.

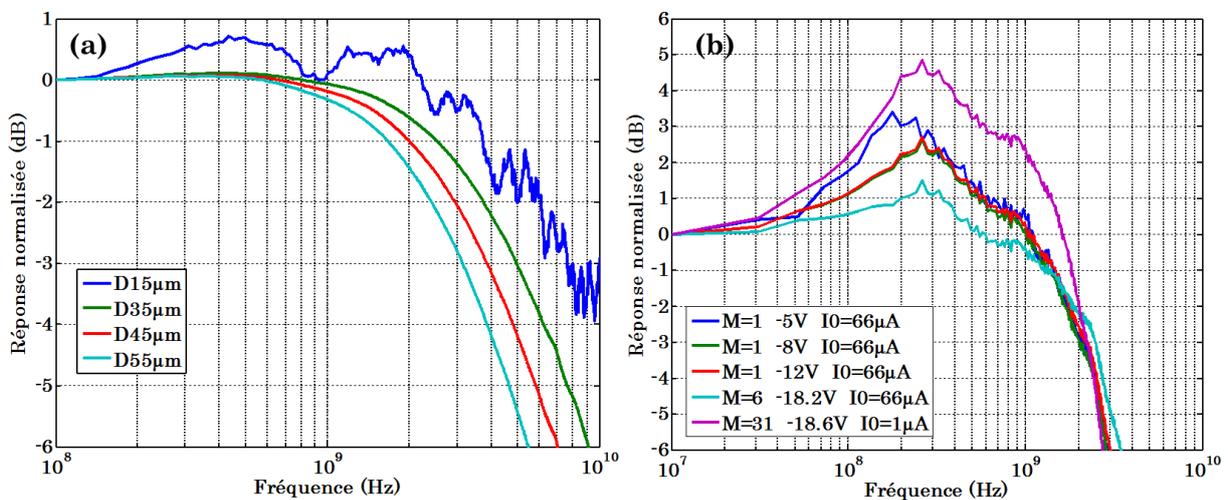


Figure II-21 (a) Réponse en fréquence pour différents diamètres de photodiode, polarisées à $-5V$ ($M=1$) et (b) Réponse en fréquence de la photodiode de la Figure II-18 pour différentes conditions de polarisation et d'illumination.

Les dispositifs avec une couche de charge plus épaisse, limitant ainsi la multiplication dans le Ge, auraient pu démontrer de meilleurs comportements en fréquence, et en bruit : pour compléter l'étude et déterminer l'épaisseur optimale, il conviendrait donc de fabriquer des dispositifs avec des couches de charge plus épaisses.

b) Epitaxie localisée

Pour les photodiodes SACM réalisées par épitaxie localisée, seules les plaques 13, 14, 15 et 16 avec une couche de charge de $40nm$ pour les deux premières et $50nm$ pour les deux autres, ont pu être testées.

Courant d'obscurité, photo-courant et gain

Le courant d'obscurité a été mesuré sur les 4 plaques, et seuls les résultats les plus représentatifs sont présentés sur la Figure II-22. Le courant d'obscurité de 3 photodiodes de $15\mu m$ de diamètre issues d'une même puce de la plaque 16 est représenté sur la Figure II-22 (a). Les caractéristiques sont quasiment identiques, avec un léger décalage de la

tension d'avalanche qui était moins prononcé pour le procédé d'épitaxie pleine plaque, indiquant une moins bonne uniformité locale de l'épitaxie en cavité. Pour des photodiodes de diamètre différent issues de la même puce (Figure II-22 (b)), le courant d'obscurité augmente avec le diamètre de la photodiode, comme observé précédemment. Néanmoins, un décalage assez important de la tension d'avalanche est observé. Dans le cas de l'épitaxie pleine plaque, les tensions d'avalanche de photodiodes de diamètre différents étaient identiques, indiquant que la tension d'avalanche ne dépend pas du diamètre de la photodiode, ce qui est attendu en théorie puisque la tension d'avalanche ne dépend que des matériaux et de l'épaisseur des couches. Ces résultats indiquent donc que la taille de la cavité dans laquelle la structure est épitaxiée influence l'épaisseur des couches. Il est cependant difficile d'établir une tendance, mais on peut envisager que plus le diamètre de la cavité diminue, plus l'épaisseur des couches augmente. Afin d'évaluer l'homogénéité globale, des photodiodes de $15\mu\text{m}$ de diamètre ont été mesurée à différents endroits sur les plaques 16 et 14, dont l'épaisseur de la couche de charge est de respectivement 50nm et 40nm. Les résultats sont représentés la Figure II-22 (c) et (d). Pour une même épaisseur de couche de charge, les caractéristiques courant-tension ne sont pas identiques, contrairement à ce qui avait été observé sur les mêmes photodiodes fabriquées par épitaxie pleine plaque. On peut alors supposer que le procédé par épitaxie localisée ne permet pas d'assurer une bonne homogénéité de la structure sur un wafer entier. Ainsi, pour la plaque 14, la tension d'avalanche des trois photodiodes présente une variation de plus de 1V. Pour la plaque 16, la variation est inférieure (de l'ordre de 0.3V) mais bien supérieure à ce qui avait été observé pour l'épitaxie pleine plaque. Autre point de comparaison, l'allure du courant d'obscurité : pour la structure épitaxiée dans les cavités, l'épaisseur des couches a été diminuée, il en résulte une tension d'avalanche plus faible, mais aussi une pente plus forte pour le courant d'obscurité en dessous de l'avalanche.

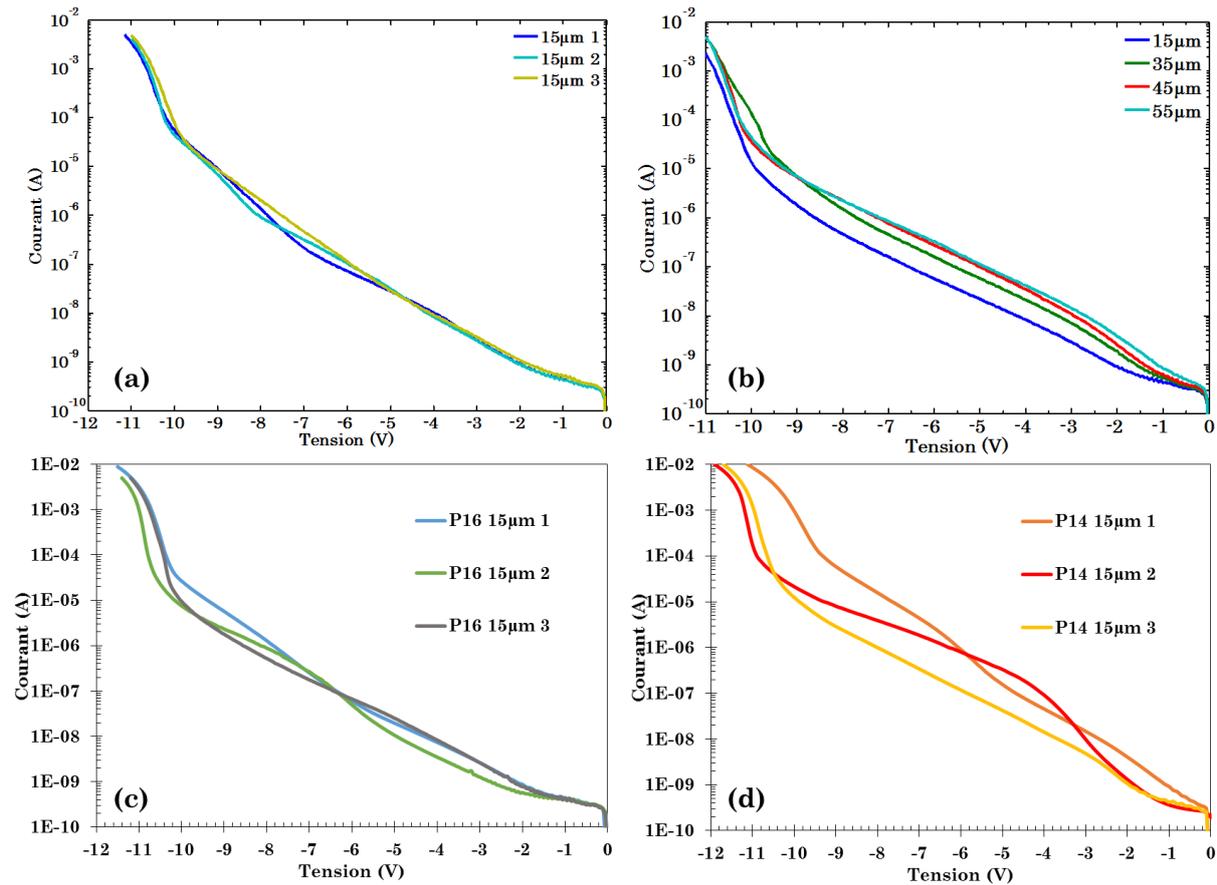


Figure II-22 Caractéristiques courant – tension à l’obscurité. Pour : (a) 3 photodiodes de $15\mu\text{m}$ de diamètre avec une couche de charge de 50nm , issues d’une même puce ; (b) 4 photodiodes de diamètre différent issues d’une même puce ; (c) 3 photodiodes de $15\mu\text{m}$ de diamètre issues de différentes puces de la plaque 16 ; (d) 3 photodiodes de $15\mu\text{m}$ de diamètre issues de différentes puces de la plaque 14.

Le photocourant a été mesuré pour une puissance optique de -10dBm à 1550nm , et est représenté sur la Figure II-23, ainsi que le courant d’obscurité et le gain extrait en fonction de la tension. La Figure II-23 (a) correspond à une photodiode de $15\mu\text{m}$ de diamètre provenant de la plaque 14, avec une couche de charge de 40nm , alors que la Figure II-23 (b) correspond à une photodiode de même diamètre issue de la plaque 16, avec une couche de charge de 50nm . Les deux photodiodes présentent des caractéristiques I-V très similaires.

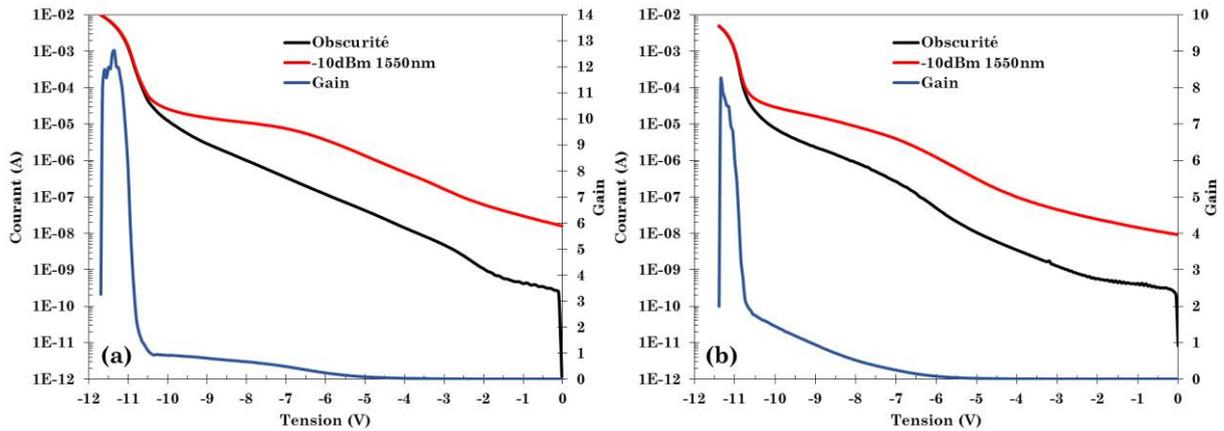


Figure II-23 Courant d'obscurité, sous éclairage et gain en fonction de la tension pour une photodiode de $15\mu\text{m}$ de diamètre issue de : (a) la plaque 14 et (b) la plaque 16.

Contrairement aux photodiodes issues de la fabrication par épitaxie pleine plaque, la courbe de photocourant en fonction de la tension ne présente pas de plateau. Quand la tension inverse augmente, le photocourant augmente jusqu'à ce que la couche de charge soit déplétée et que le champ électrique s'établisse dans le Ge. Quand la tension continue d'augmenter, dans le cas de l'épitaxie pleine plaque, le photocourant « stagne » car le champ électrique n'est pas encore suffisant pour déclencher l'ionisation par impact et l'avalanche ; alors que dans le cas de l'épitaxie localisée, l'épaisseur de la couche de multiplication est beaucoup plus faible (250nm vs 500nm), et quand la couche de charge est déplétée, l'augmentation de la tension établit un champ électrique suffisant pour déclencher l'ionisation par impact, d'où l'absence de plateau. Il n'est donc pas aisé de déterminer le gain avec précision puisque le plateau permettait de définir le photo-courant avant multiplication dans le cas de l'épitaxie pleine plaque. En se basant sur les calculs de conception, la responsivité maximale de la photodiode à 1550nm , en tenant compte des réflexions et de l'absorption des couches, est estimée à 0.15A/W . Connaissant la puissance injectée (-10dBm) et la responsivité, on en déduit un photo-courant nominal de l'ordre de $15\mu\text{A}$. Le gain ainsi obtenu atteint plus de 12 pour la plaque 14 et plus de 8 pour la plaque 16. En mesurant d'autres dispositifs sur la plaque 16, le gain obtenu est relativement faible – globalement en dessous de 10 pour une puissance optique de -10dBm – alors que pour la plaque 14, d'autres dispositifs montrent des gains bien supérieurs de l'ordre de 62 comme illustré sur la Figure II-24. Cependant afin de déterminer quelle est l'épaisseur de couche de charge optimale, il est nécessaire d'effectuer des mesures de bande passante en fonction de la tension.

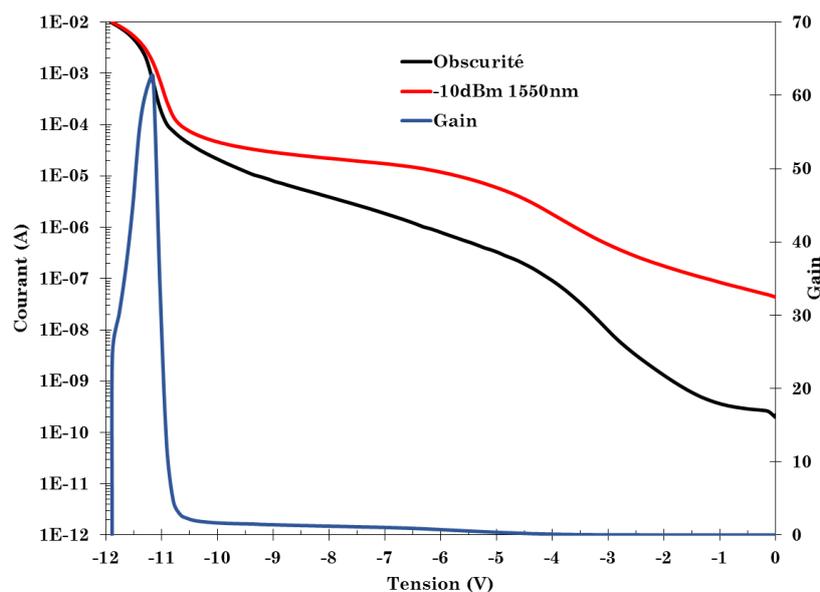


Figure II-24 Caractéristiques courant – tension et gain pour une photodiode issue de la plaque 14.

Bande passante opto-électrique

La bande passante de différents dispositifs issues des plaques 14 et 16 ont été mesurées, dans les mêmes conditions que pour les mesures de I-V, c'est-à-dire avec une puissance optique de -10dBm. La réponse en fréquence donnée sur la Figure II-25 (a) a été mesurée sur une photodiode de la plaque 14, dont la caractéristique courant-tension est donnée sur la Figure II-24. La bande passante à -3dB extraite est représentée en fonction du gain sur la Figure II-25 (b). La bande passante augmente avec la tension tout comme le gain. La saturation de la bande passante n'est pas observée mais pour des gains supérieurs à 5, celle-ci augmente plus lentement. Ainsi, pour un gain de l'ordre de 35, la bande passante mesurée est de 16GHz, et le produit gain-bande passante est de 560GHz. Par ailleurs, pour des gains supérieurs à 5, la réponse fréquentielle est modifiée : un phénomène de « peaking » est observé, mettant en évidence un terme inductif dans la fonction de transfert de la photodiode à l'avalanche, comme montré par Dai et al. [103]. Ce terme inductif correspondrait au délai induit par l'ionisation par impact dans la zone de multiplication. A partir de ces mesures, nous sommes en mesure de dire que l'ionisation par impact a lieu essentiellement dans la couche de Si : si une ionisation par impact non négligeable se produisait dans le Ge, celle-ci impacterait fortement le comportement en fréquence. En effet, le temps de multiplication dans le Ge étant beaucoup plus élevé que dans le Si, la bande passante chuterait rapidement avec l'augmentation du gain.

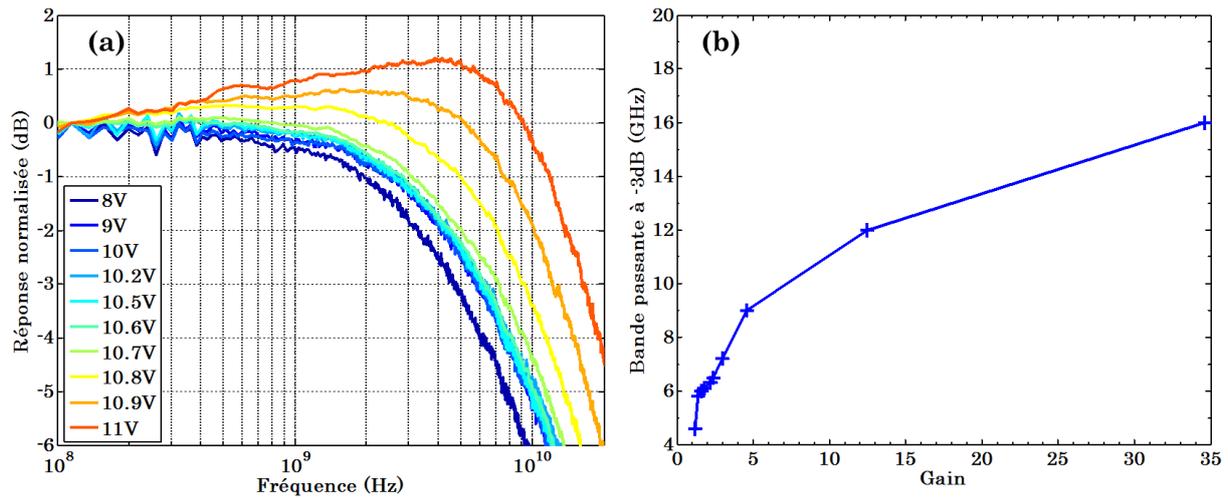


Figure II-25 (a) Réponse en fréquence pour différentes tensions et (b) bande passante à -3dB en fonction du gain, pour une photodiode issue de la plaque 14.

La réponse en fréquence d'une photodiode issue de la plaque 16, ainsi que l'évolution de la bande passante à -3dB en fonction du gain, sont donnés sur la Figure II-26 (a) et (b) respectivement. Contrairement à la photodiode de la plaque 14, aucun « peaking » significatif n'est observé sur la réponse en fréquence. Néanmoins, la bande passante à -3dB augmente avec le gain, indiquant qu'il n'y a que pas de multiplication dans la couche de Ge. Le fait que le gain mesuré soit en général plus faible sur la plaque 16, peut être attribué à l'épaisseur de la couche de charge : comme celle-ci est plus épaisse sur la plaque 16, le champ électrique sera alors moins élevé dans la structure, et donc le gain plus faible. Cette hypothèse est par ailleurs confirmée par la bande passante qui est plus faible pour la plaque 16 : le champ électrique étant plus faible et la multiplication ayant lieu dans le Si, la réponse en fréquence est peu impactée par le gain (à faible gain a priori) et dépend donc essentiellement du champ électrique.

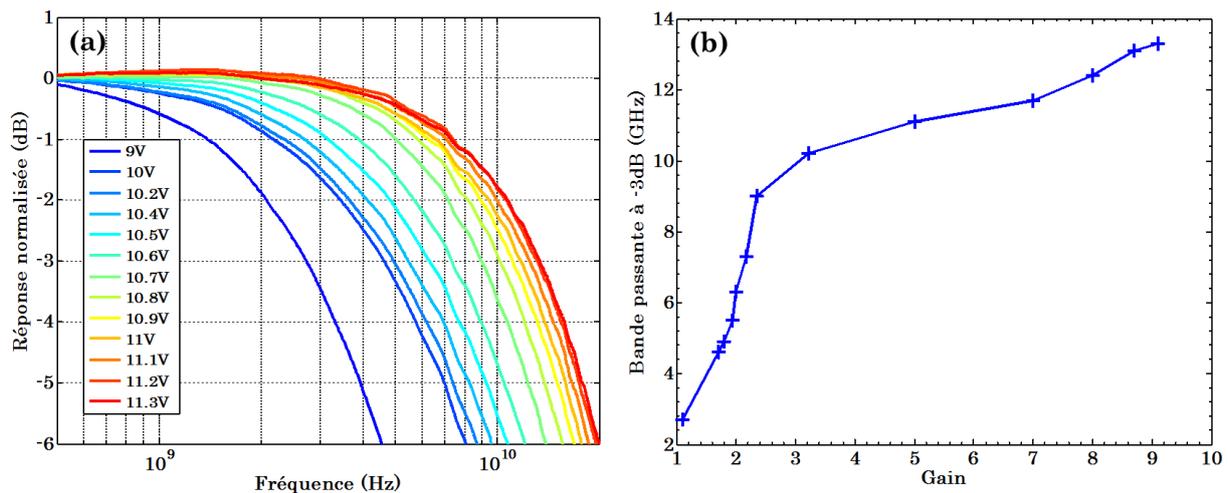


Figure II-26 (a) Réponse en fréquence pour différentes tensions et (b) bande passante à -3dB en fonction du gain, pour une photodiode issue de la plaque 16.

II.C. Structure SACM intégrée avec un guide d'onde

II.C.1. SACM verticale

L'intégration de la structure SACM verticale avec un guide d'onde Si repose sur le même empilement de couches que pour la photodiode SACM éclairée par la surface. Deux schémas d'intégrations sont proposés pour une fabrication sur deux types de substrats différents.

a) Intégration sur substrat SOI 440nm avec BOX 2 μ m

L'objectif était d'intégrer une structure SACM avec un guide d'onde dans une couche de Si de 440nm. Cette épaisseur correspond à la hauteur des guides d'onde conçus pour des applications à une longueur d'onde de 1.27 μ m. Contrairement à la structure illuminée par la surface, ici il n'y a pas de compromis responsivité – bande passante puisque l'onde optique se propage dans une direction perpendiculaire au champ électrique, et la responsivité ne dépend alors essentiellement que de la longueur de propagation, et la bande passante dépend uniquement de l'épaisseur des couches. Le schéma d'intégration retenu est présenté sur la Figure II-27 selon différentes vues. Le couplage entre le guide d'onde et la couche d'absorption s'effectue de manière semi-évanescente.

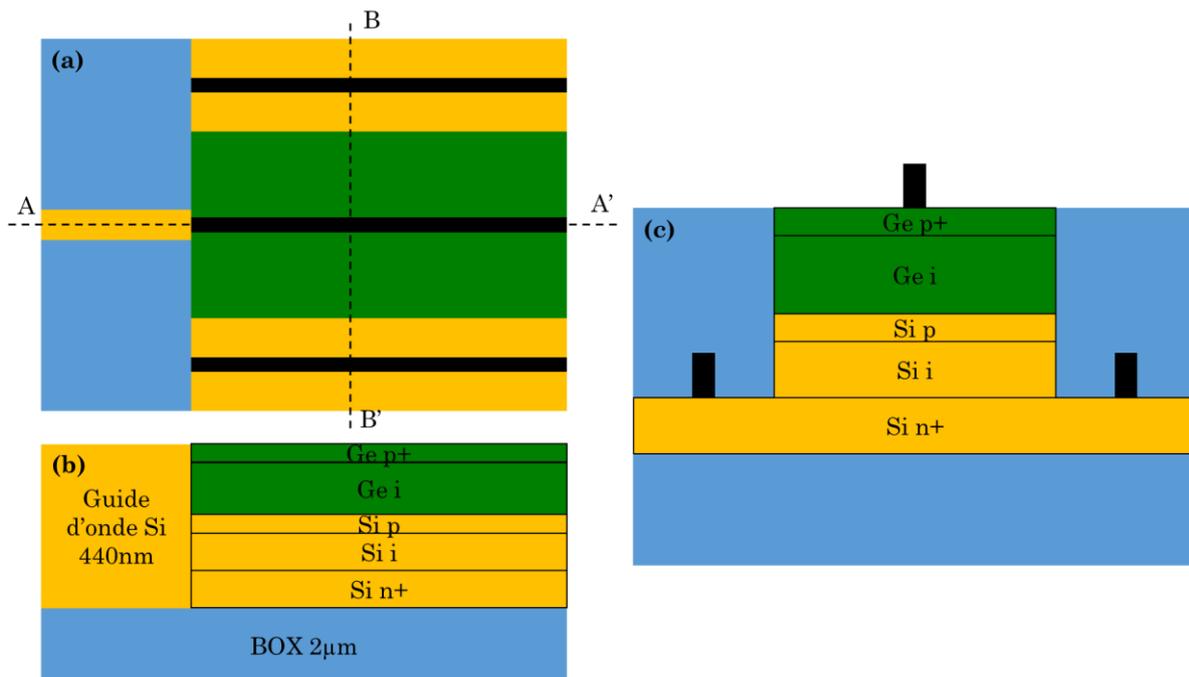


Figure II-27 Représentation schématique de la photodiode SACM verticale intégrée en bout de guide d'onde : (a) vue de dessus ; (b) coupe selon AA' et (c) coupe selon BB'.

b) Optimisation de la structure

Afin de prendre en compte les contraintes technologiques liées à la gravure et à l'épitaxie des couches avec dopage in-situ, l'épaisseur de la couche de Si n+ pour le contact du fond a été fixée à 100nm. En effet, pour épitaxier la structure il faudra préalablement partiellement graver la couche de Si de 440nm, et pour prendre le contact sur la couche de Si n+, une autre gravure partielle sera nécessaire. A partir de ce point, il ne reste alors plus que 340nm disponibles pour le reste des couches de la structure. Pour la couche de Ge p+, seuls 50nm suffisent puisque la gravure du contact se fera avec un arrêt sur Ge,

offrant un bon différentiel avec l'oxyde au-dessus. Contrairement à la structure précédente, les premières simulations TCAD ont montré que du fait de la faible épaisseur des couches de multiplication et d'absorption, le point de dopage à $3.5 \times 10^{17} \text{at/cm}^3$ n'est pas suffisant pour contenir le champ électrique dans la couche de multiplication. L'optimisation par simulation TCAD a permis de converger vers un point de dopage à $8 \times 10^{17} \text{at/cm}^3$, qui correspond à un dopage déjà développé. Il en résulte une couche de charge de 50nm d'épaisseur, une couche de multiplication de 100nm et une couche d'absorption en Ge de 140nm. Le champ électrique et le taux de génération par ionisation par impact à l'avalanche sont représentés sur la Figure II-28 (a) et (b) respectivement. Le champ électrique est très élevé dans le Si (de l'ordre de $7 \times 10^5 \text{ V/cm}$) permettant de maximiser l'ionisation par impact alors qu'il reste relativement faible ($< 1 \times 10^5 \text{ V/cm}$) dans le Ge permettant aux porteurs d'atteindre leur vitesse de saturation. L'ionisation par impact dans le Ge n'est néanmoins pas nulle mais beaucoup plus faible que dans le Si d'un facteur $> 1 \times 10^6$.

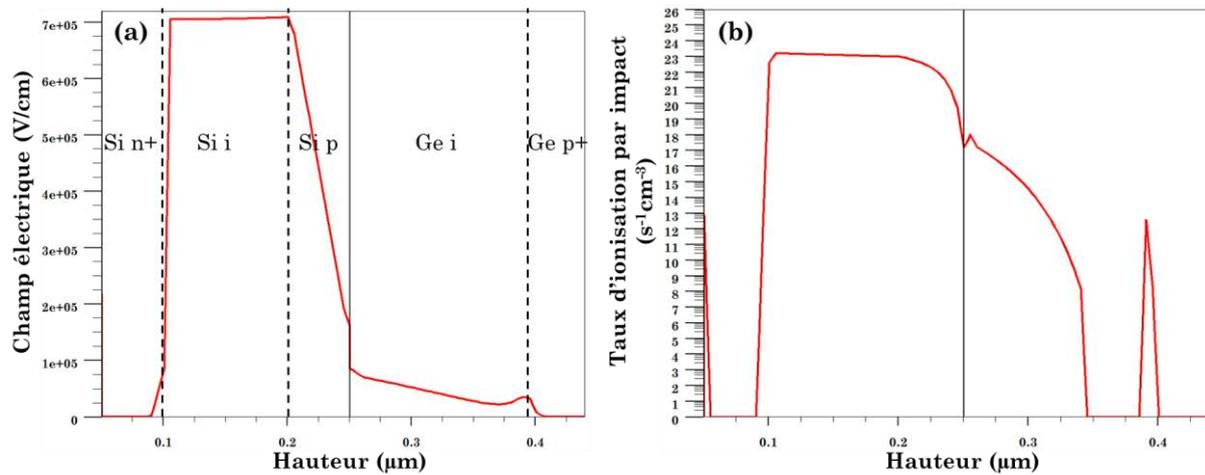


Figure II-28 Coupe verticale (a) du champ électrique et (b) du taux d'ionisation par impact dans la structure SACM à l'avalanche.

En utilisant le champ électrique calculé par TCAD, il est possible d'estimer le gain et la bande passante de la structure optimisée. Ainsi, un gain de l'ordre de 10 pour une bande passante à -3dB de l'ordre de 30GHz ont été calculés par le modèle analytique. Un calcul fréquentiel en TCAD a permis de confirmer ces estimations. Un signal optique modulé en fréquence est injecté dans la structure polarisée à l'avalanche, et le gain est calculé en fonction de la fréquence, comme le rapport du photo-courant RF sur le photo-courant DC. La fréquence à laquelle le gain RF a diminué de moitié par rapport à son niveau basse fréquence correspond à la bande passante à -3dB de la photodiode. Le gain RF en fonction de la fréquence est représenté sur la Figure II-29. On retrouve ici une bande passante de l'ordre de 30GHz, pour un signal optique de -30dBm. Cependant, lorsque la puissance optique diminue, le gain augmente et donc la bande passante s'en retrouve réduite. Ainsi pour -60dBm, le gain est de l'ordre de 40 pour une bande passante de 9GHz. Bien que la bande passante soit plus faible, le produit gain – bande passante est lui plus élevé : 360GHz pour -60dBm et 300GHz pour -30dBm.

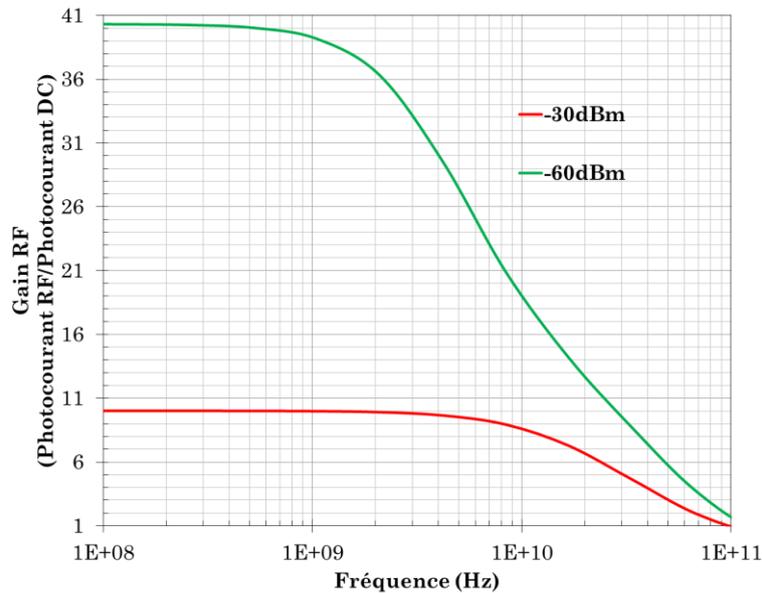


Figure II-29 Gain RF en fonction de la fréquence, pour un signal optique modulé de -30dBm de puissance (rouge) et -60dBm (vert), calculé par TCAD.

De telles performances devraient permettre l'utilisation de ce type de photodiode pour des applications à 40Gb/s avec une sensibilité de l'ordre de -30dBm pour un BER de 10^{-12} . Pour des applications à plus faible débit, la sensibilité devrait par ailleurs augmenter puisque le produit gain – bande passante augmente quand la puissance baisse. De plus les calculs TCAD ont montré que la tension d'avalanche de la structure se trouve autour de -9.6V, permettant son utilisation dans des circuits à faible consommation. Tout comme pour la structure éclairée par la surface, pour la fabrication, plusieurs épaisseurs de couche de charge seront envisagées afin d'éventuellement encaisser une variation d'épaisseur et/ou de dopage de celle-ci. Les épaisseurs finales sont données dans le Tableau II-3.

Couche	Epaisseur
Ge p+ (contact haut)	50nm
Ge i (absorption)	500nm
Si p (charge) 3.5×10^{17} at/cm ³	30, 40, 50, 60, 70nm
Si i (multiplication)	100nm
Si n+ (contact bas)	100nm

Tableau II-3 Epaisseurs des couches pour la fabrication de la structure SACM vertical intégrée avec un guide d'onde.

c) Fabrication

La fabrication des photodiodes SACM verticales intégrées en bout de guide sur substrat SOI 440nm/2 μ m a débutée au CEA-Leti sur la ligne 200mm. Le « process flow » simplifié est présenté sur la Figure II-30.

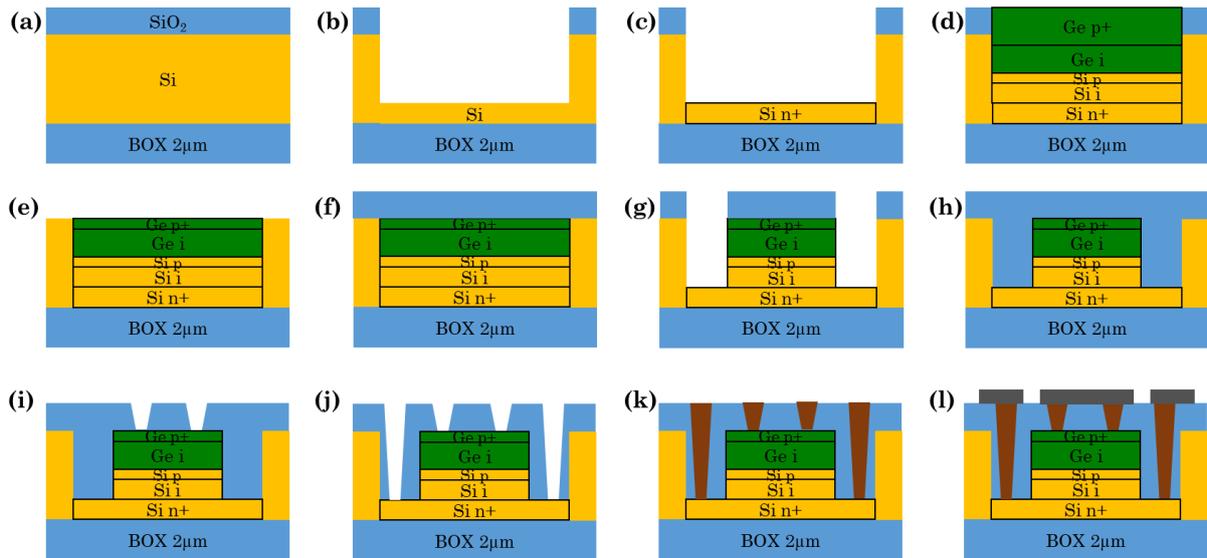


Figure II-30 Process flow simplifié pour la fabrication des photodiodes SACM verticales intégrées avec un guide d'onde.

A partir du substrat SOI, une couche d'oxyde est déposée (a), et l'ensemble est partiellement gravé (b) pour laisser environ 100nm de Si au fond de la cavité. Le fond de la cavité est dopé de type n par une implantation ionique de Phosphore. L'ensemble de la structure SACM est ensuite épitaxié dans la cavité (d). Une étape de CMP permet de planariser l'ensemble afin de laisser une couche de Ge p+ de 100nm. L'ensemble est recouvert d'un dépôt de SiO₂ de l'ordre de 500nm. Une lithographie et une gravure partielle de la structure (g) avec arrêt sur la couche de Si n+ sont effectuées. Un nouveau dépôt d'oxyde est réalisé, suivi par une étape de CMP afin de retrouver une surface plane (h). Deux lithographies et gravures successives permettent d'ouvrir les contacts sur la couche de Ge p+ (i) et sur la couche de Si n+ (j). Les contacts sont remplis par un dépôt de Ti/TiN et W puis planarisés par CMP (k). Enfin un dépôt métal (AlCu) est réalisé et les électrodes sont alors définies par gravure (l).

Ces photodiodes étaient toujours en cours de fabrication à la fin de la thèse et n'ont donc pas pu être caractérisées.

II.C.2. SACM latérale

Pour la structure verticale, la disposition des contacts implique deux profondeurs de gravure différentes, ce qui peut nécessiter un grand nombre d'étapes. Afin de limiter la complexité de fabrication, une structure SACM latérale a donc été développée, celle-ci permettant d'avoir les deux contacts au même niveau. Cependant, les couches étant distribuées latéralement, il n'est plus possible d'utiliser le dopage in-situ pour faire croître la structure. L'implantation ionique sera donc utilisée, conduisant à un profil de dopage pour la couche de charge qui ne sera pas constant et abrupt comme il peut l'être pour le dopage in-situ. La structure envisagée est représentée schématiquement sur la Figure II-31.

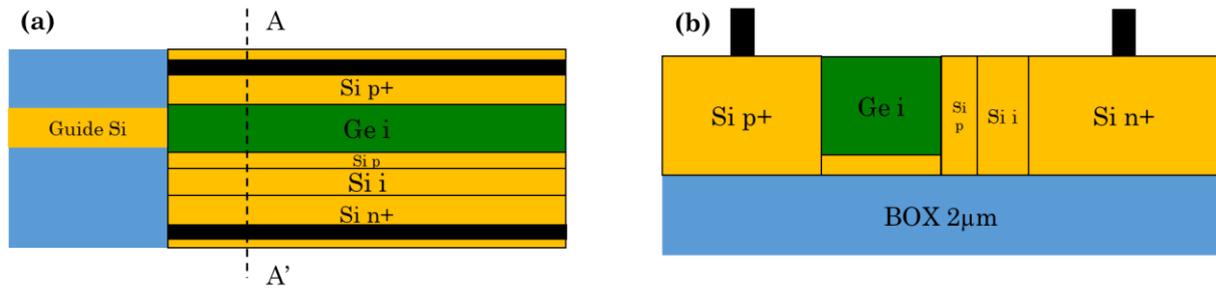


Figure II-31 Représentation schématique d'une photodiode SACM latérale (a) Vue de dessus et (b) en coupe selon AA'.

a) Intégration de la structure SACM latérale

Cette structure est destinée à être intégrée sur des substrats 300mm (300nm de Si sur 720nm de BOX), pour la photodétection à 1310nm. De plus son intégration est soumise à des règles de conceptions et des conditions de procédés de fabrication spécifiques aux développements pour la photonique sur substrats 300mm dans le cadre du programme commun entre STMicroelectronics – CEA Leti. Ces photodiodes doivent donc pouvoir être fabriquées dans le même « process flow » que les modulateurs Si. Comme pour les photodiodes p-i-n à base d'hétérostructure Si/Ge/Si présentées dans la partie II, le dopage pour les zones n+ et p+ est réalisé dans le Si, et le Ge sert uniquement pour l'absorption de la lumière. Le couplage avec le guide d'onde se fait de manière directe. Des simulations TCAD de la fabrication ont été réalisées afin d'obtenir une structure la plus proche possible de celle qui sera fabriquée. La structure simulée est représentée après les principales étapes de fabrication sur la Figure II-32. En partant d'un substrat SOI décrit précédemment (a), différentes implantation ioniques sont simulées afin de réaliser les zones p+, n+ et p en Si. Les conditions d'implantations de ces zones ont été fixées par le développement des modulateurs Si, et sont donc reprises ici sans pouvoir être modifiées. Cela permet de limiter le nombre d'étapes nécessaires dans la fabrication conjointe des photodiodes et des modulateurs. Les conditions d'implantation utilisées sont données dans le Tableau II-4. La structure après la simulation de l'implantation ionique est représentée sur la Figure II-32 (b). La zone de charge est définie par une lithographie de 200nm de large.

Dopage p+ contact	Bore $7 \times 10^{14} \text{at/cm}^2$ 60keV Bore $7 \times 10^{14} \text{at/cm}^2$ 20keV
Dopage n+ contact	Phosphore $1 \times 10^{13} \text{at/cm}^2$ 150keV Phosphore $5 \times 10^{14} \text{at/cm}^2$ 35keV
Dopage p zone de charge	Bore $5 \times 10^{12} \text{at/cm}^2$ 60keV Bore $5 \times 10^{12} \text{at/cm}^2$ 20keV

Tableau II-4 Conditions d'implantation pour la photodiode SACM latérale

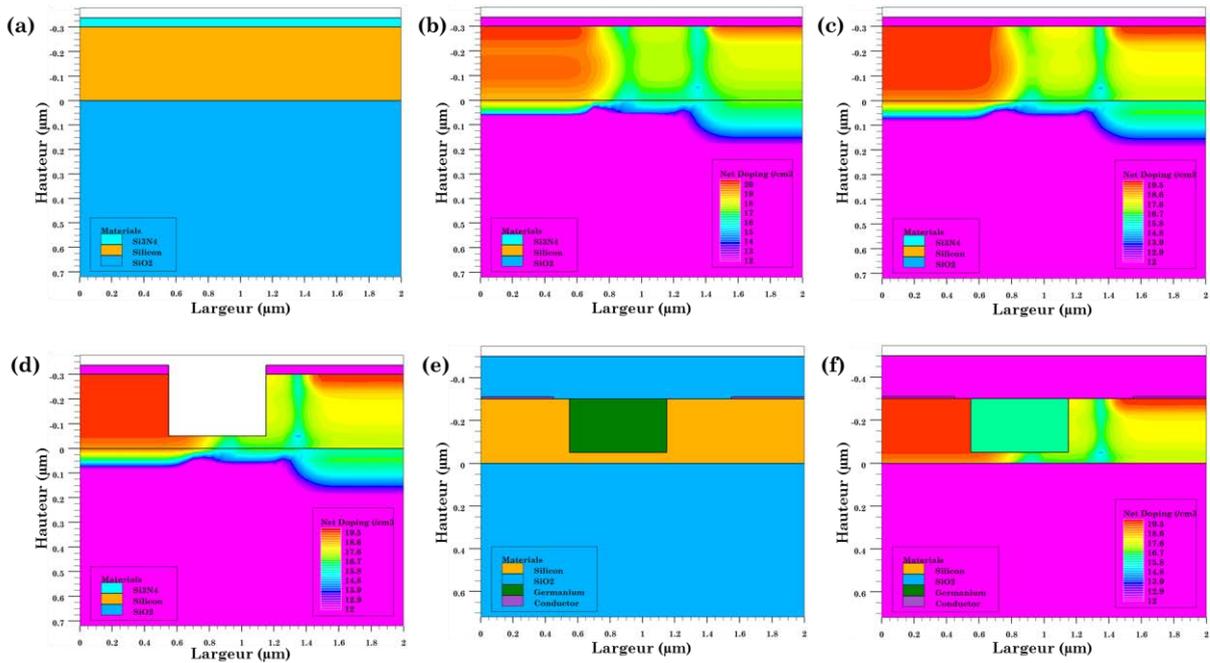


Figure II-32 Etapes de simulation de la fabrication des photodiodes à avalanches SACM latérales. Substrat (a) avant implantation, (b) après implantations ioniques, (c) après recuit d'activation, (d) après gravure cavité, (e) après épitaxie Ge, CMP et encapsulation SiO₂ et dépôt des contacts pour la simulation électrique, et (f) structure finale avec les dopages.

Un recuit est ensuite simulé, et la diffusion des dopants dans le Si est utilisée afin d'homogénéiser la concentration de dopants sur la profondeur de la structure. Un recuit rapide de 15s à 1050°C est utilisé (Figure II-32 (c)). Ensuite, la cavité qui servira pour l'épitaxie du Ge est gravée à cheval sur la zone Si p+ et la zone de charge en Si p. Cela permet d'obtenir des profils de dopage abrupts de part et d'autre de la cavité, et réduire la largeur de la zone de charge à environ 100nm (Figure II-32 (d)). L'épitaxie du Ge vient ensuite remplir la cavité, et une étape de CMP permet de revenir à une surface plane pour faciliter la prise de contact sur les zones dopées p+ et n+. L'épitaxie est assimilée à un dépôt pour la simulation, et l'étape de CMP est simulée par une gravure. La structure ainsi obtenue est représentée sur la Figure II-32 (e) et les dopages finaux sur la Figure II-32 (f).

b) Performances de la structure

A partir de l'étude des profils de dopage, le dimensionnement des différentes zone peut être étudié par des simulations électriques à l'avalanche afin d'optimiser le profil du champ électrique, en fonction du point de fonctionnement visé.

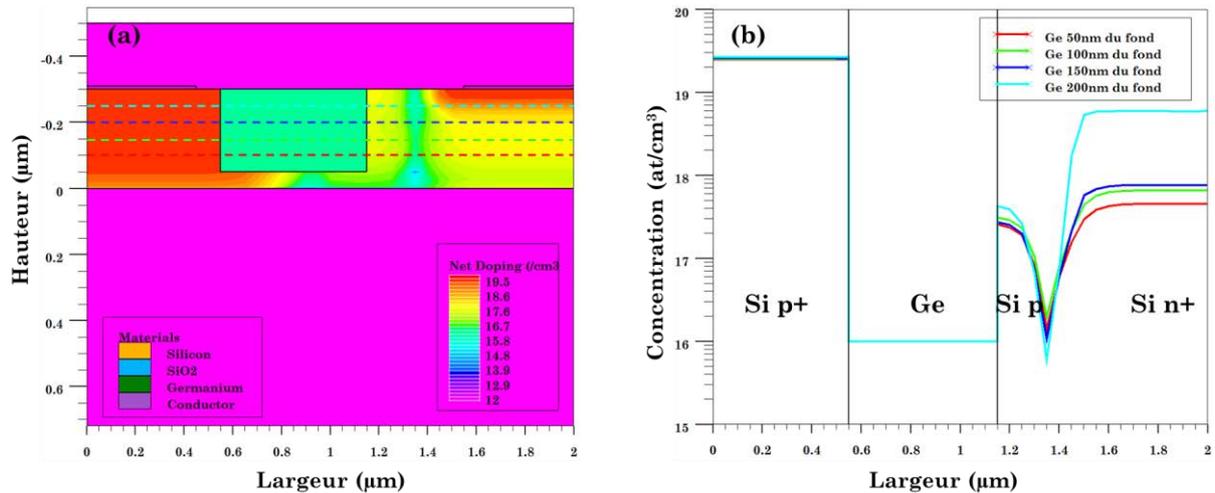


Figure II-33 (a) Structure finale en coupe et (b) profils de dopage le long de la largeur de la photodiode pour différentes hauteurs de coupe.

Du côté p+, le dopage est très uniforme selon la profondeur comme le montre la Figure II-33 (b). Cependant du côté n+, le dopage est élevé à proximité de la surface de la couche de Si, ce qui est bien pour avoir un bon contact ohmique, néanmoins à 100nm sous la surface du Si (courbe bleu foncé), le dopage est relativement faible, de l'ordre de 8×10^{17} at/cm³. Pour la couche de charge une bonne homogénéité sur la profondeur a été obtenue grâce à la forte diffusion du Bore dans le Si, avec une concentration de 2 à 4×10^{17} at/cm³ sur 100nm de large. Les performances de la structure SACM dépendant essentiellement de la couche de charge, et ne pouvant jouer sur le dopage, seule la largeur des différentes zones (absorption, charge et multiplication) peut être ajustée. L'idée ici est cependant de développer des photodiodes à avalanche pouvant fonctionner à 40Gbits/s. La vitesse des photodiodes latérale est définie par la largeur de la structure SACM, il conviendra donc de limiter la largeur des différentes zones afin de garder une structure compacte en largeur.

Zone d'absorption : La largeur minimum de la cavité Ge est définie par les règles de dessin (DRM : Design Rule Manual) à 600nm. C'est cette valeur qui a été retenue. Sachant que la largeur du guide d'onde qui sera couplée à la photodiode sera de 350nm, cette largeur est suffisante.

Zone de charge : Pour le niveau d'implantation utilisé pour le dopage de la couche de charge, la largeur minimum imposée est de 200nm. Néanmoins il est possible de la réduire en jouant sur la position de la cavité Ge.

Zone de multiplication : Il n'y a pas de limitation sur la largeur de cette zone.

Au final, on peut jouer sur la position de la cavité Ge, pour ajuster la largeur de la zone de charge et sur la largeur de la zone de multiplication pour optimiser le profil de champ électrique dans la structure et ainsi maximiser la multiplication dans le Si tout en assurant l'extraction à grande vitesse des porteurs photogénérés dans le Ge.

Plusieurs configurations ont été simulées comme explicité dans le paragraphe a), puis des simulations du fonctionnement à l'avalanche ont été effectuées. C'est la structure avec les dimensions définies la Figure II-34 qui a été retenue.

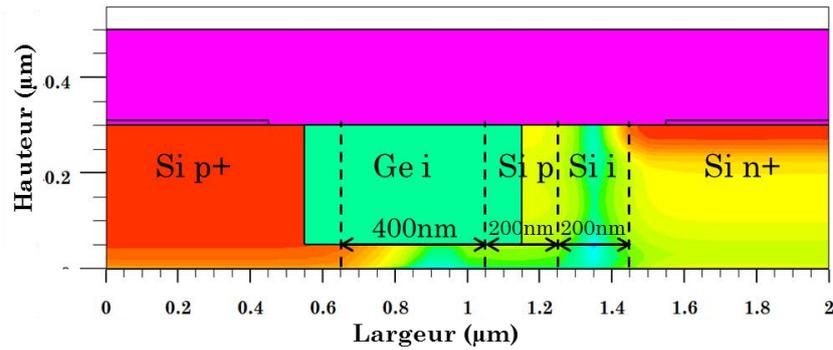


Figure II-34 Vue en coupe de la structure SACM et des dimensions retenues. Les lignes verticales pointillées représentent la position des différents niveaux d'implantation utilisés. La largeur de la zone de multiplication est définie à 200nm, et celle de la zone de charge à 200nm. La cavité Ge de 600nm est positionnée à cheval de 100nm sur la zone Si p et sur la zone Si p+.

Le champ électrique à l'avalanche ainsi que le taux d'ionisation par impact, simulés à partir de la structure de la Figure II-34 sont représentés sur la Figure II-35 (a) et (b) respectivement. Le champ électrique atteint 10^5 V/cm dans le Ge, conduisant à un taux d'ionisation dans celui-ci relativement élevé mais environ 1000 fois moins élevé que dans le Si. Il faut remarquer toutefois que cette structure latérale est très sensible aux variations des procédés de lithographie et de leurs alignements. En effet la largeur des zones dépend de trois lithographies différentes : l'implantation de la couche de charge, l'implantation de la zone dopée n+ et la gravure de la cavité Ge. Il en résulte une structure beaucoup moins robuste que la structure verticale présentée auparavant. Ainsi, si par exemple la largeur de la zone de charge est légèrement augmentée, le champ électrique et donc l'ionisation par impact diminueront dans le Ge. Dans le cas où la multiplication dans le Ge reste faible, un gain de 10 et une bande passante de l'ordre de 31GHz ont été calculés à l'avalanche en utilisant le modèle analytique avec les valeurs de champ électrique obtenues par les simulations TCAD.

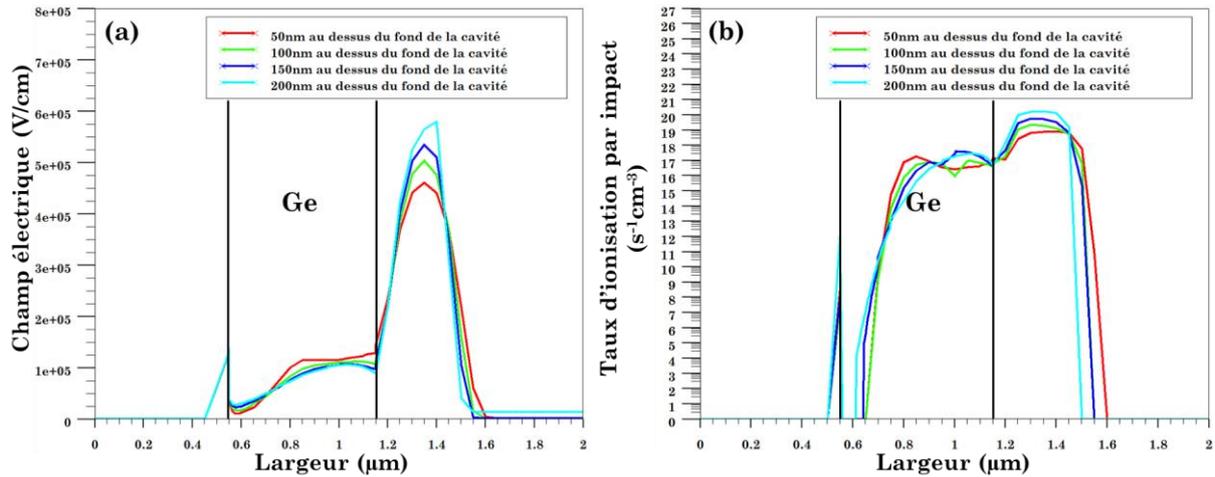


Figure II-35 (a) Champ électrique et (b) Taux d'ionisation par impact à l'avalanche à différentes positions dans la structure SACM latérale.

c) Fabrication

La fabrication de ces photodiodes a été entreprise en 300mm, dans le même « process flow » que les photodiodes p-i-n en 300mm présentées dans la partie II. Les étapes de fabrications spécifiques aux photodiodes ont donc été réduites au minimum, c'est-à-dire la gravure de la cavité et l'épitaxie du Ge, le reste étant des étapes communes à la fabrication des modulateurs. Ces photodiodes étaient toujours en cours de fabrication à la fin de la thèse et n'ont donc pas pu être caractérisées.

II.D. Conclusion et discussion

L'hétéro-structure SACM Si/Ge étudiée ici présente deux avantages pour la conception de photodiodes à avalanche :

- La multiplication dans le Si permet de limiter à la fois le bruit de multiplication et la dégradation de la bande passante due au temps de multiplication des porteurs.
- L'utilisation de Ge pour l'absorption permet la détection de signal sur une large bande spectrale couvrant ainsi les principales bandes utilisées pour les télécommunications optiques.

Ainsi si l'on est capable de maîtriser la fabrication de telles structures, les photodiodes ainsi obtenues permettent d'atteindre de très bonnes performances en termes de gain et de bande passante. Dans notre cas, l'étude a été limitée aux photodiodes SACM éclairées par la surface, afin d'évaluer le potentiel de la structure. Cependant, celle-ci a été intégrée avec un guide d'onde Si sur substrats SOI mais n'a pas pu être testée car la fabrication n'était pas terminée. Les deux types d'approches présentées (épitaxie pleine plaque et localisée) ont montrés des différences dans le comportement du dispositif mais aussi dans l'homogénéité sur plaque et sur puce. L'épitaxie pleine plaque offre une meilleur homogénéité sur plaque mais aussi sur puce : l'épaisseur des couches épitaxiées varie peu et seules les conditions d'épitaxie rentrent en compte. Cependant, pour une intégration avec un guide d'onde, il n'est pas possible d'utiliser cette approche. C'est pourquoi l'épitaxie localisée a aussi été étudiée. Dans cette approche, l'épitaxie est dépendante de la densité des cavités mais aussi de la taille de celles-ci, et globalement l'homogénéité de la structure est moins bonne que dans le cas de l'épitaxie pleine plaque. Néanmoins, de

très bons résultats, à l'état de l'art mondial, ont été obtenus dans cette configuration avec des gains très élevés, au-delà de 600 pour de très faibles puissances optiques, et des bandes passantes de l'ordre de 16GHz pour un gain de 35, et ce pour une tension de seulement -11V. La structure étant éclairée par la surface, celle-ci est sujette à un compromis bande passante – responsivité. Le fait d'intégrer par la suite cette structure avec un guide d'onde doit permettre de s'affranchir de ce compromis et ainsi augmenter les performances en termes de bande passante et de responsivité, sans pour autant augmenter la tension de polarisation.

Le point le plus critique de la structure est le dopage et l'épaisseur de la couche de charge qui contrôle le profil de champ électrique dans la structure et ainsi détermine les performances en termes de bruit, bande passante et gain. Afin d'assurer une bonne robustesse des dispositifs il est donc essentiel de maîtriser l'épitaxie avec dopage in-situ, et les études menées en ce sens ont permis de dégager des conditions de croissance reproductibles. Cependant ces conditions pour une épitaxie localisée vont dépendre du taux d'ouverture du masque (le pourcentage de surface occupé par les cavités pour la croissance des structures SACM) et de la taille des cavités utilisées. Ainsi pour chaque masque, il sera nécessaire de calibrer l'épaisseur des couches épitaxiées, le dopage ne dépendant pas du taux d'ouverture et ni de la taille des cavités.

Les développements en photonique sur Silicium tendent à minimiser la consommation électriques des dispositifs actifs ainsi que les pertes optiques des dispositifs passifs tout en gardant des vitesses de fonctionnement élevés (de l'ordre de 40Gb/s). Ceci se traduit par de faibles courants d'obscurité et des tensions de polarisation relativement faibles. Il convient donc dans le cas de la structure SACM de minimiser l'épaisseur des couches tout en assurant un gain optimal pour le débit considéré. Les résultats obtenus pour la structure réalisée par épitaxie localisée s'inscrivent dans cette tendance et l'intégration avec des guides d'onde Silicium devraient aussi aller dans ce sens.

III. PHOTODIODES P-I-N EN AVALANCHE

Bien que la structure SACM soit très performante, la fabrication de celle-ci demeure complexe et nécessite une optimisation poussée afin de garantir les meilleurs résultats. Afin de palier à ces contraintes, une autre approche a été développée. Celle-ci ne doit pas être perçue comme concurrentielle mais plutôt complémentaire, en fonction des applications visées. Ainsi, l'idée est d'utiliser une structure simple et robuste pour une fabrication à grande échelle. Pour ce faire, des photodiodes de type p-i-n en mode avalanche ont été étudiées. Bien que le Ge ne soit pas un matériau optimal pour la multiplication en termes de bruit et de temps de multiplication, ses coefficients d'ionisation étant plus élevés que ceux du Si, il devrait permettre le fonctionnement en avalanche à plus faible tension que le Si, et si la zone de multiplication est suffisamment courte, alors l'effet induit par le « dead space », présenté au paragraphe I.C.2, permet de réduire significativement le bruit de multiplication

Dans ce chapitre, le fonctionnement en avalanche des photodiodes p-i-n en Ge présentées dans le deuxième chapitre est étudié. Dans un premier temps les mesures statiques (caractéristiques courant – tension et gain) seront analysées. Ensuite, le comportement en fréquence ainsi que le bruit seront étudiés. Par ailleurs, un modèle analytique simple incluant les effets d'avalanche a été développé afin de prédire les performances de telles photodiodes lorsqu'elles sont utilisées en avalanche. Enfin, le fonctionnement de photodiodes p-i-n Ge en avalanche pour des applications « receiver-less » sera présenté et analysé, notamment grâce à des mesures de diagrammes de l'œil et l'extraction des paramètres de bruit y référant.

III.A. Introduction

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus à partir des photodiodes p-i-n à homojonction Ge, dont les détails de fabrication sont donnés dans le deuxième chapitre. Ces photodiodes ont donc été fabriquées en 200mm et les mesures ont été réalisées sur des photodiodes issues de la génération 1 et 2. Nous y référerons comme les photodiodes A et B respectivement. L'utilisation en mode avalanche a parfois dégradé les dispositifs et les mesures présentées ci-après n'ont pas toujours été réalisées sur le même dispositif d'une génération, pouvant impliquer des variations dans les tensions d'avalanche et les gains. Pour rappel, la structure schématique de la photodiode est donnée sur la Figure III-1 (a) et (b) ; ainsi qu'une vue en coupe d'un dispositif fabriqué (Figure III-1 (c)). Pour l'étude en mode avalanche, seuls les dispositifs avec $w_i = 0.5\mu m$ ont été mesurés. Comme montré dans le deuxième chapitre, les photodiodes p-i-n étant réalisées par implantation ionique, la zone intrinsèque étant définie par deux niveaux de lithographie/implantation (p et n), la largeur de celle-ci s'en retrouve réduite par les effets de channeling et diffusion latéraux liés au procédé d'implantation ionique et au recuit d'activation, ainsi que par les tolérances d'alignement de la lithographie. Il en résulte une largeur de zone intrinsèque de l'ordre de 250nm pour $w_i = 0.5\mu m$, et donc potentiellement une tension d'avalanche inférieure à 10V.

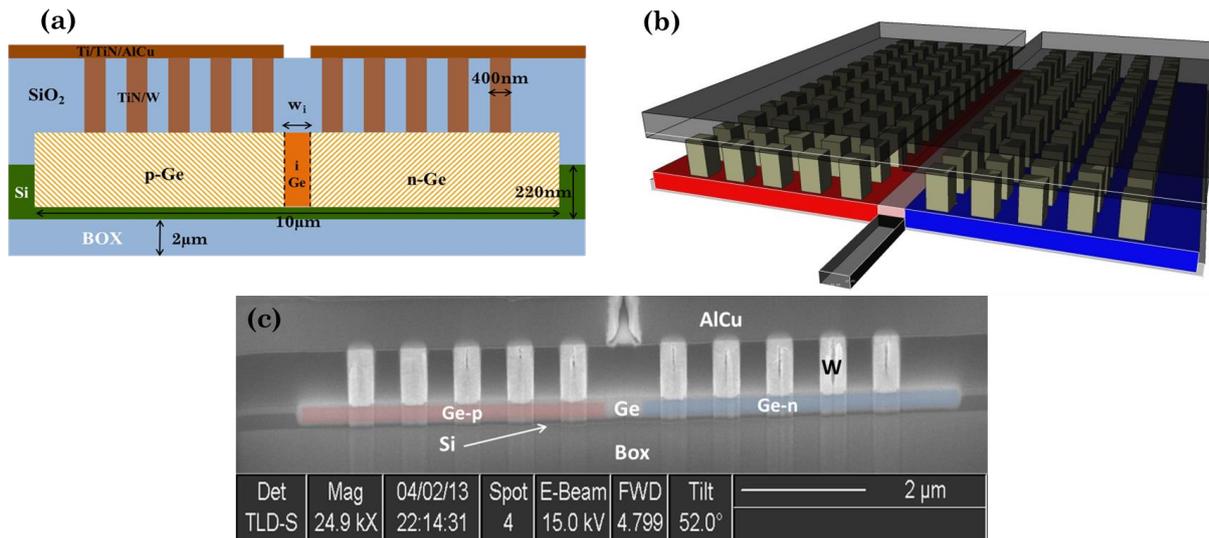


Figure III-1 Vue schématique (a) en coupe et (b) en perspective et (c) vue en coupe au MEB d'une photodiode p-i-n Ge.

Bien que le faible gap du Ge induit une forte dépendance du courant d'obscurité au champ électrique via les effets de tunneling bande à bande et assisté par pièges, la bonne qualité des couches de Ge épitaxié a permis l'obtention de faibles courants d'obscurité à faible champ électrique. Ce faible courant d'obscurité combiné à une faible largeur de zone de multiplication devrait permettre de limiter le bruit de multiplication dans ces photodiodes p-i-n et donc potentiellement permettre leur utilisation dans des récepteurs pour la détection de faibles signaux.

III.B. Caractéristiques statiques

III.B.1. Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité a été mesuré pour les photodiodes A et B et est représenté sur la Figure III-2 (a) et (b) respectivement. L'avalanche est initiée à des tensions inverses différents, indiquant que la largeur de la zone intrinsèque n'est pas la même pour ces deux dispositifs : un décalage de l'ordre de 2V est observé. Bien qu'à tension identique le champ électrique soit plus élevé dans la photodiode B, le courant d'obscurité reste du même ordre de grandeur pour les deux photodiodes. D'autre part, l'allure du courant d'obscurité de la photodiode B est sensiblement différente pour les faibles tensions (<-2V).

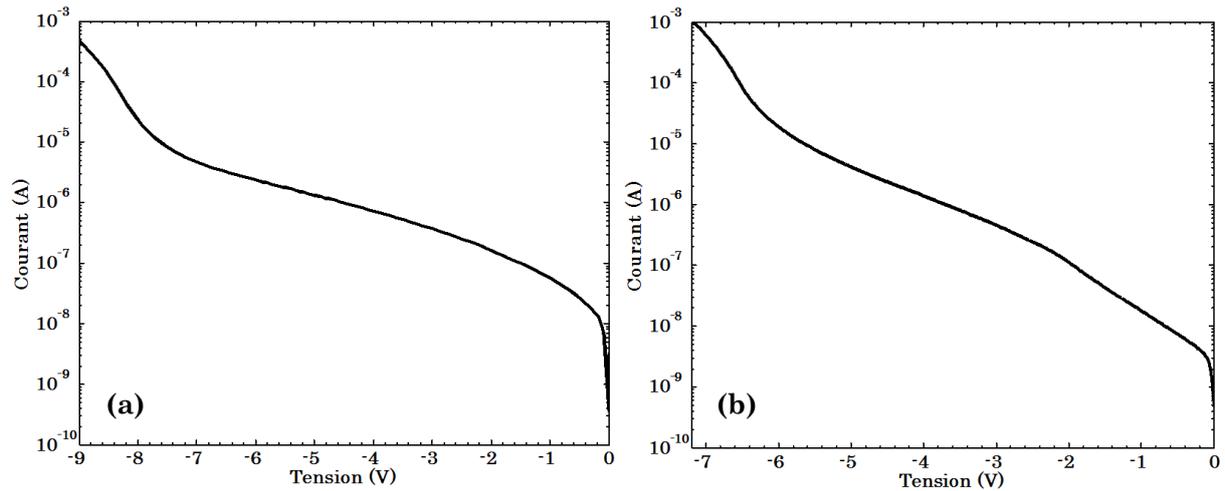


Figure III-2 Caractéristiques courant – tension à l'obscurité pour une photodiode p-i-n Ge avec $w_i = 0.5\mu\text{m}$ pour (a) la photodiode A et (b) la photodiode B.

Afin de mieux comprendre les différentes contributions au courant d'obscurité, une analyse similaire à celle faite dans le deuxième chapitre a été menée. Le courant d'obscurité a donc été mesuré en fonction de la tension pour différentes températures allant de la température ambiante (24°C) à 100°C . Les mesures sont représentées sur la Figure III-3 (a), et ont été faites sur la photodiode A. Pour préserver la photodiode, les mesures n'ont été effectuées que jusqu'à -8V . Pour des tensions inférieures à -7.4V , plus la température augmente et plus le courant d'obscurité augmente, mais celui-ci tend à converger vers -7.5V . Au-delà de -7.5V , les courbes s'inversent. En traçant une loi d'Arrhenius (Figure III-3 (b)), l'énergie d'activation est extraite en fonction de la température et est représentée sur la Figure III-3 (c). A faible champ électrique (ou faible tension), l'énergie d'activation est de l'ordre de 0.25eV , et correspond à une génération de courant d'obscurité par effet tunnel SRH (Shockley Read Hall) assisté par pièges mais incluant aussi une dépendance au champ électrique. Cependant, quand le champ électrique augmente l'énergie d'activation diminue indiquant une forte contribution à la génération de courant d'obscurité par effet tunnel bande à bande. Alors que le champ électrique continue d'augmenter, la contribution due à l'ionisation par impact augmente. Les valeurs d'énergie d'activation négative n'ont pas de sens physique et indiquent simplement que la modélisation utilisée ne convient plus : en effet, le modèle utilisé (cf. deuxième chapitre) ne prend pas en compte l'ionisation par impact. Par ailleurs, l'inversion des courbes s'explique par le fait que lorsque la température augmente, les coefficients d'ionisation diminuent à cause des interactions des porteurs avec les phonons, décalant ainsi la tension d'avalanche vers des valeurs plus élevées.

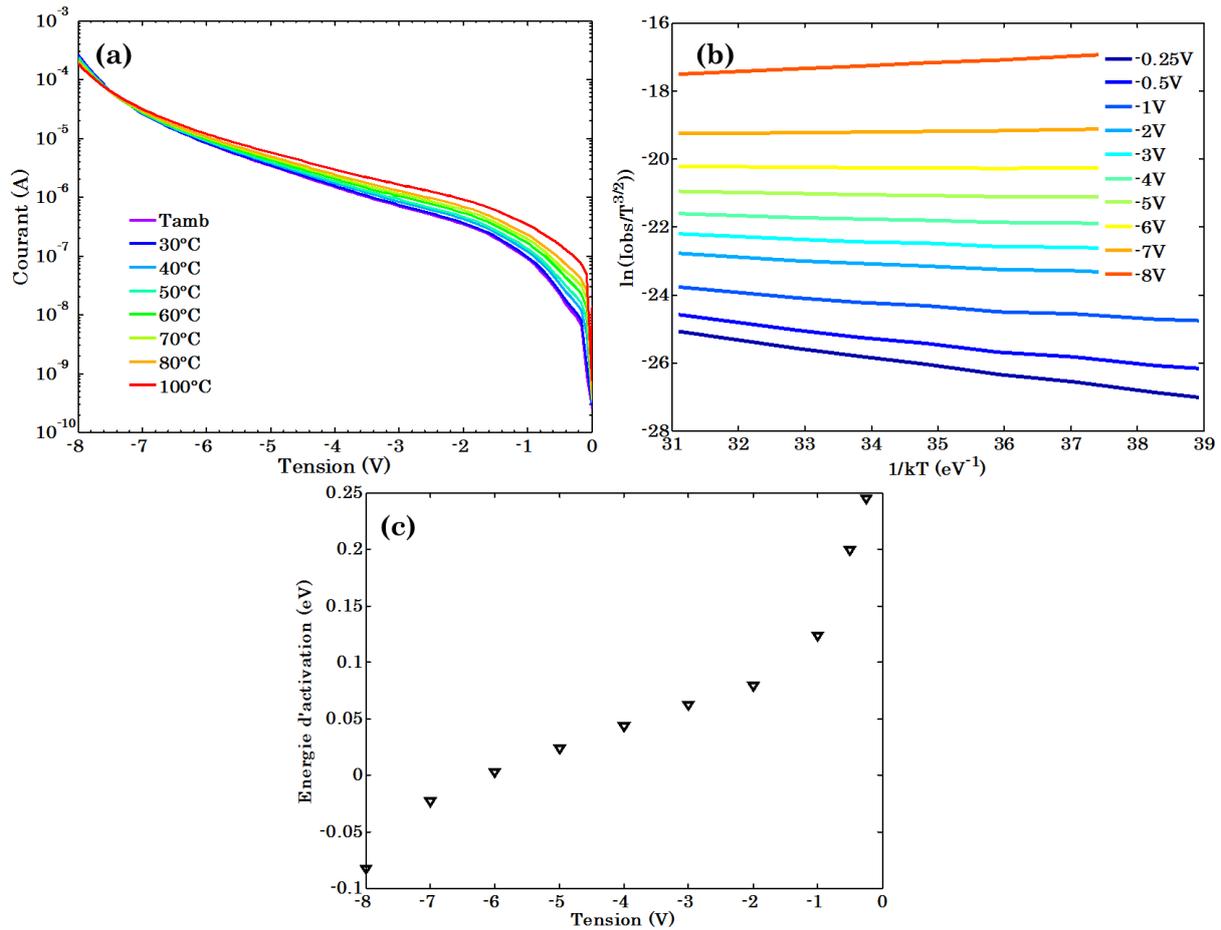


Figure III-3 (a) Courant d'obscurité en fonction de la tension et de la température ; (b) Loi d'Arrhenius pour le calcul de l'énergie d'activation ; et (c) Energie d'activation en fonction de la tension pour la photodiode A.

Le modèle analytique présenté dans la partie I de ce chapitre a été utilisé afin d'ajuster les mesures de courant d'obscurité sur une photodiode A. Les paramètres optimisés sont ceux liés aux modèles de génération de courant d'obscurité notamment le temps de vie des porteurs pour la génération SRH et les paramètres du modèle de Schenk pour le tunneling bande à bande. De plus la largeur de la zone intrinsèque est aussi ajustée, ce qui est déterminant pour la tension d'avalanche. Les mesures ainsi que la courbe issue de l'optimisation sont présentés sur la Figure III-4. Le modèle permet de reproduire avec très peu d'erreur l'allure et les valeurs du courant d'obscurité jusqu'à l'avalanche. Ici, l'avalanche se situe à -8.6V, ce qui correspond à une largeur effective de la zone intrinsèque de 390nm pour un design à 500nm. Pour les photodiodes A, issue de la génération 1 des photodiodes p-i-n Ge, l'implantation est effectuée avec un auto-alignement réalisé à partir d'un masque d'oxyde épais, ce qui a pour effet de limiter la diffusion latérale lors de l'implantation, d'où une largeur de zone intrinsèque effective plus élevée que celle issue des simulation TCAD.

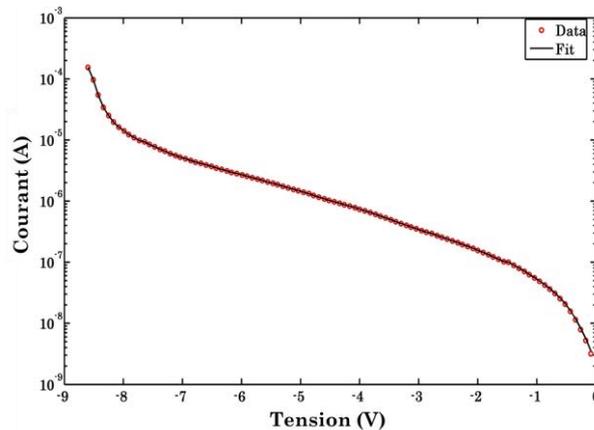


Figure III-4 Courant d'obscurité mesuré pour une photodiode A et "fit" à partir du modèle analytique.

Le modèle analytique a aussi été utilisé pour « fitter » l'avalanche pour la photodiode B, et une largeur de zone intrinsèque effective de 300nm a été extraite. C'est un peu plus que ce qui avait été simulé avec les outils TCAD, mais c'est une largeur effective avec un profil de dopage abrupt. La photodiode B étant issue de la génération 2, la réduction de la zone intrinsèque par diffusion des dopants à l'implantation est plus importante que pour la génération 1, d'où cet écart entre les deux photodiodes dont la largeur de zone intrinsèque a été dessinée à 500nm sur la masque.

III.B.2. Gain

La responsivité nominale des photodiodes p-i-n a été abordée dans le deuxième chapitre, et pour un fonctionnement normal (avec un gain unitaire), celle-ci est de l'ordre de 0.5A/W et 0.4A/W à 1550nm pour les générations 1 et 2, respectivement. La responsivité en mode avalanche peut être obtenue en multipliant la responsivité nominale par le gain.

Dans un premier temps, le photo-courant a été mesuré en fonction de la tension pour différentes valeurs de puissance optique couplée à la photodiode. Les caractéristiques sont représentées sur la Figure III-5 (a) et correspondent à la photodiode A. La gamme de puissances optiques utilisées permet de rester dans le régime linéaire de la photodiode en l'absence de gain. Le gain extrait est représenté sur la Figure III-5 (b) en fonction de la tension. Plus la puissance optique diminue et plus le gain augmente : la dépendance du gain à la puissance optique est linéaire (Figure III-5 (c)). Le gain extrait à -21.4dBm est quasi identique à celui extrait à -19.64dBm, car pour de faibles puissances, le courant d'obscurité et le photocourant sont très proches, et de faibles variations de courant peuvent entraîner une erreur relativement importante sur la détermination du gain. Ici, l'erreur peut provenir d'une variation du photo-courant due à une faible variation de la position de la fibre optique : un réseau de couplage étant utilisé pour coupler la lumière de la fibre optique dans le guide d'onde, l'efficacité de couplage est très sensible aux variations de positions (dans un plan parallèle au réseau) de la fibre. L'augmentation du gain avec la baisse de la puissance optique est attribué au fait que moins il y a de porteurs initialement photo-générés (avant multiplication), plus leur libre parcours moyen (distance qu'il peuvent parcourir avant de subir une collision) est grand et donc plus la distance nécessaire pour acquérir suffisamment d'énergie sous l'effet du champ électrique pour

ioniser par impact est faible et donc plus le nombre de collisions ionisantes est grand, et ainsi plus le gain est élevé.

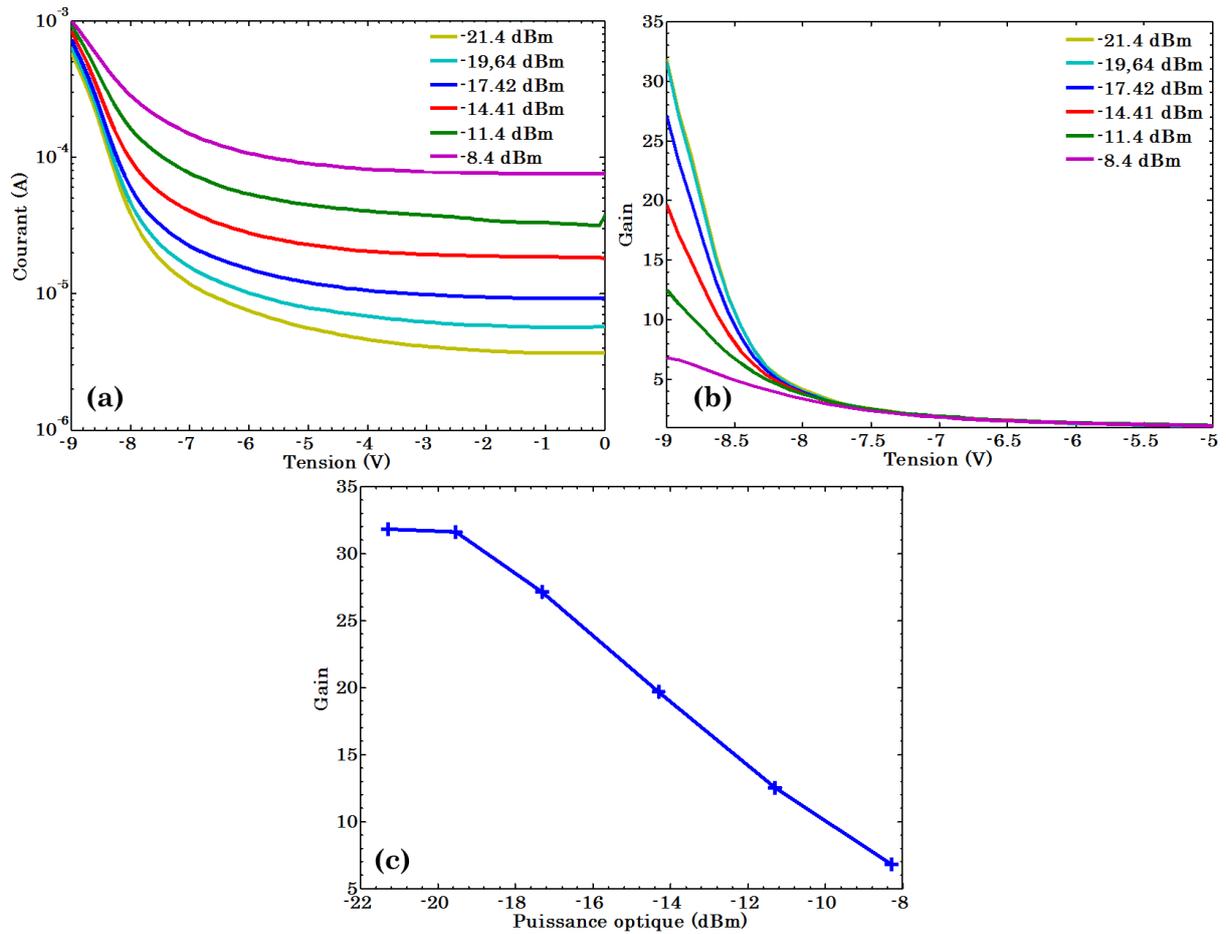


Figure III-5 (a) Photo-courant en fonction de la tension pour plusieurs puissances optiques couplées dans la photodiode à 1550nm et (b) Gains correspondants ; (c) Gain extrait à -9V en fonction de la puissance optique couplée à la photodiode A.

Cependant pour une autre photodiode de la génération 1, la saturation puis la diminution du gain est bien observée comme dans le cas des photodiodes SACM. Ceci est illustré sur la Figure III-6 pour différentes valeurs de photo-courant nominal (@ $M = 1$).

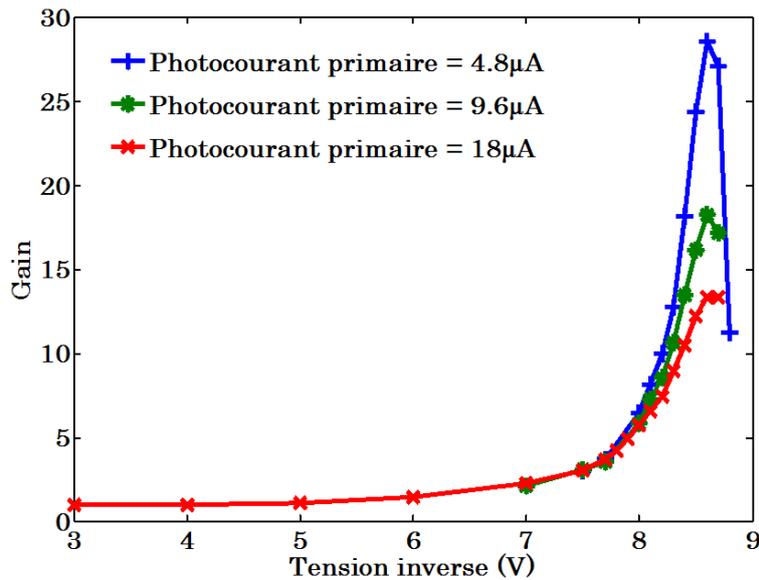


Figure III-6 Caractéristique gain – tension d’une photodiode la génération 1 montrant la saturation et la diminution du gain pour différentes puissances optiques.

Les mesures de gain en fonction de la puissance optique couplée à la photodiode ont aussi été effectuées sur la photodiode B sur une plus grande gamme de puissances optiques et sont représentées sur la Figure III-7 (a). Pour des puissances du même ordre que celle utilisées lors des mesures sur la photodiode A, les valeurs de gain sont similaires, cependant pour de très faibles puissances optiques (inférieures à -30dBm), le gain augmente quasi exponentiellement avec la diminution de la puissance (Figure III-7 (b)). Plus la puissance optique diminue, plus les valeurs du photo-courant sont proches de celle du courant d’obscurité : en régime d’avalanche, le gain peut fluctuer et donc photo-courant et courant d’obscurité sont soumis à des fluctuations qui augmentent l’incertitude sur la détermination du gain et sont responsables des fluctuations visibles sur la Figure III-7 (a). Pour des puissances inférieures à -35dBm, un gain de l’ordre de 150 est mesuré, alors que pour des puissances modérées entre -10 et -26dBm, le gain varie entre 9 et 20. Ces valeurs de gain à puissance modérée sont proches du gain optimal pour un récepteur à base de photodiode à avalanche présentant un facteur k élevé, comme c’est le cas pour le Ge.

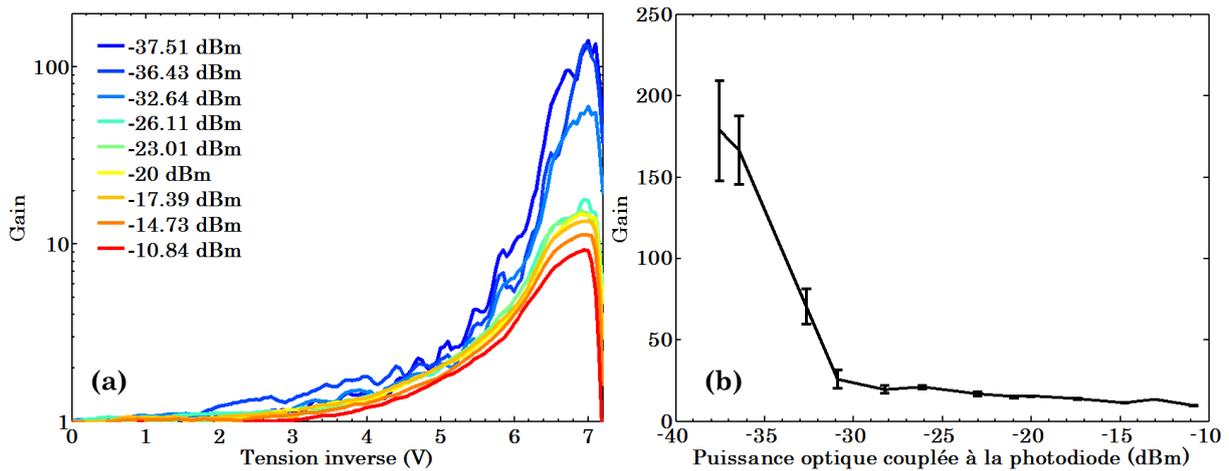


Figure III-7 (a) Gain en fonction de la tension inverse pour différentes puissances optiques couplées à la photodiode et (b) gain maximum en fonction de la puissance optique couplée à la photodiode, pour la photodiode B.

III.C. Comportement en fréquence

L'utilisation du Ge comme matériaux pour la multiplication des porteurs implique une forte dépendance de la bande passante au gain. Afin de mettre en évidence ce phénomène, les dispositifs ont été caractérisés en fréquence en utilisant un laser à 1550nm modulé en fréquence selon le protocole et les conditions décrites dans le deuxième chapitre. Les caractéristiques de réponse en fréquence de ces photodiodes en utilisation sans gain ayant déjà été abordées dans le deuxième chapitre, nous nous intéresserons ici seulement à la réponse en fréquence en mode avalanche.

La réponse en fréquence pour différentes tensions proches de l'avalanche et différentes puissances optiques couplées à la photodiode, a été mesurée et la bande passante optique-électrique à -3dB a été extraite et est représentée sur la Figure III-8 pour la photodiode A. Les points représentés ont tous été mesurés à des tensions identiques : la variation de gain entre les différentes courbes est uniquement due à la variation de puissance couplée à la photodiode. La tendance est la même quelle que soit la puissance optique : la bande passante diminue quand le gain augmente, la réponse en fréquence des photodiodes p-i-n en avalanche est limitée par le délai lié à la multiplication des porteurs. En théorie [100], l'utilisation en mode avalanche implique un produit gain - bande passante constant : ceci est symbolisé sur la Figure III-8 par la courbe en pointillés qui correspond à un produit gain - bande passante de 130GHz. Les valeurs mesurées ici sont en accord avec cette théorie puisque les courbes gain-bande passante semblent bien suivre la même tendance que la courbe pointillée. Par ailleurs, la limite fixée par le produit gain - bande passante constant apparaît aussi dépendre de la puissance optique : plus la puissance optique injectée est faible plus le produit gain - bande passante augmente, hormis pour les derniers points mesurés à -19.38dBm. A champ électrique et température donnés, les coefficients d'ionisation sont constants et le gain ne dépend que de la puissance optique. Plus celle-ci diminue et plus le gain augmente, on s'attend donc à ce que la bande passante diminue. Cependant, ici la bande passante semble constante pour les mesures à -22.22dBm et -

25.23dBm, seule la courbe à -19.38dBm ne respecte pas cette observation : les points de la courbe bleue présentent une déviation probablement due à la mesure.

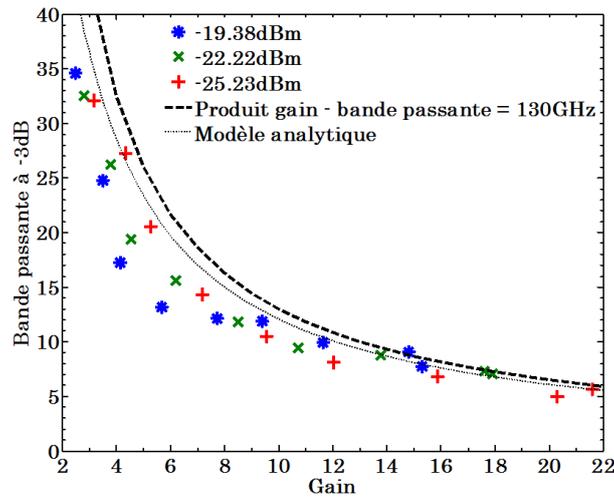


Figure III-8 Bande passante en fonction du gain pour différentes puissances optiques.

Le modèle analytique a été utilisé afin d'ajuster les mesures de bandes passantes en fonction du gain et le résultat du modèle est représenté sur la Figure III-8 avec les mesures. La largeur de la zone intrinsèque avait déjà été extraite à partir des courbes courant-tension et le seul paramètre optimisé ici est le temps lié à la multiplication des porteurs τ_{av} . Pour les points de la Figure III-8, $\tau_{av} = 1.8e^{-12}s$ semble être la valeur la plus appropriée. Cette valeur est bien inférieure à celle proposée par Kaneda et al. [101], et indique que le rapport k est inférieur à ce qu'on peut s'attendre, et donc potentiellement le bruit de multiplication en sera réduit.

III.D. Fonctionnement en récepteur à 10Gbits/s

Dans la plupart des applications visées par la photonique sur Si, le signal optique n'est qu'un intermédiaire pour transporter les informations à grande vitesse. Le signal à transmettre est un signal électrique qui est ensuite transformé en signal optique et transporté par les guides d'ondes Si et/ou fibres optiques, avant d'être détecté par un photo-détecteur, le transformant de nouveau en signal électrique. Cependant, les photo-détecteurs délivrent un courant alors que les circuits qui traitent l'information par la suite fonctionnent avec un signal en tension. Afin de rendre le signal de la photodiode utilisable par les circuits électroniques, un amplificateur trans-impédance (TIA) est utilisé. Néanmoins, il est possible de s'en passer en utilisant simplement une résistance. C'est cette approche qui a été utilisée afin de mesurer les performances en réception des photodiodes p-i-n Ge en avalanche. Dans un premier temps, les mesures de diagramme de l'œil seront présentées, suivies d'une analyse du bruit et de la sensibilité de tels récepteurs.

Afin d'évaluer la sensibilité d'un récepteur basé uniquement sur une photodiode p-i-n Ge en avalanche, le dispositif de la Figure III-9 a été utilisé. Un modulateur au niobate de lithium est utilisé pour moduler un laser à la longueur d'onde de 1550nm. Une séquence binaire pseudo-random (PRBS) de longueur 2^7-1 bits est générée avec un format NRZ (Non-Returning to Zero) à un débit de 10Gbits/s et est couplée dans la photodiode par

l'intermédiaire d'un réseau de couplage et d'un guide d'onde en Si. La photodiode est polarisée en DC par une alimentation Keithley par l'intermédiaire d'un T de polarisation qui permet de coupler/découpler le signal électrique DC du signal RF et d'une pointe RF GSG. Le signal électrique RF est ensuite envoyé sur une entrée 50Ω d'un oscilloscope numérique qui permet la mesure du diagramme de l'œil.

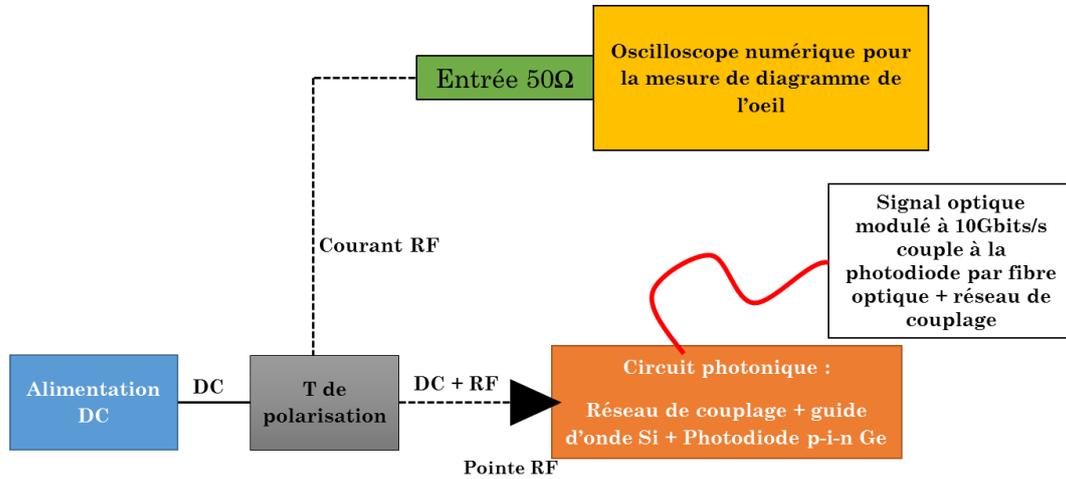


Figure III-9 Représentation schématique de l'installation utilisée pour la mesure de diagramme de l'œil.

Le diagramme de l'œil a été mesuré pour plusieurs puissances optiques couplées à la photodiode B. Une première mesure de référence (Figure III-10) a été effectuée avec une puissance de -4.26dBm couplée à la photodiode non polarisée, donc pour un gain unitaire. En utilisant la définition donnée dans le deuxième chapitre, il est alors possible d'évaluer le facteur Q ainsi que le taux d'extinction, en assumant une distribution gaussienne du bruit. Un facteur Q de 8.12 et un taux d'extinction de 11.59dB ont ainsi été extraits. Une telle valeur de Q implique un BER de l'ordre de $2.42e-16$.

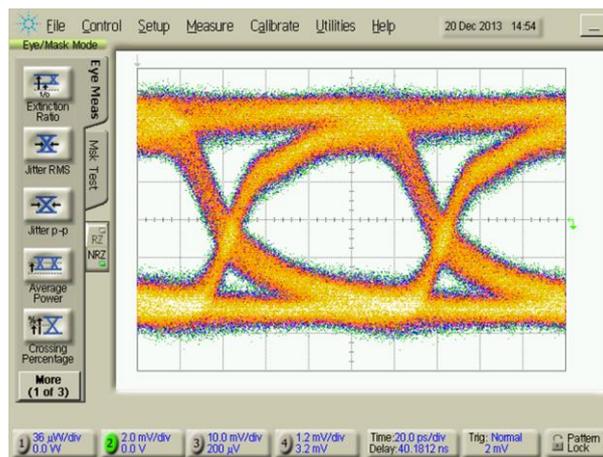


Figure III-10 Diagramme de l'œil à 0V et 10Gbits/s pour une puissance optique couplée à la photodiode de -4.26dBm.

La puissance optique a ensuite été réduite à -11.25dBm et le diagramme de l'œil a été mesuré à -2V ($M=1$) et à -7V ($M=10$). Les diagrammes de l'œil correspondants sont donnés sur la Figure III-11. Le facteur Q extrait est alors de 4.2 pour un gain unitaire à -2V et

augmente à 8.13 pour un gain de 10 à -7V, correspondant à un BER de $2.21e-16$. Le taux d'extinction augmente aussi de 4.72dB pour $M=1$ à 9.28dB pour $M=10$. En réduisant la puissance optique par un facteur 5 (de -4.26dBm à -11.25dBm), le même facteur Q , donc potentiellement le même BER, a été obtenu avec un gain de seulement 10.

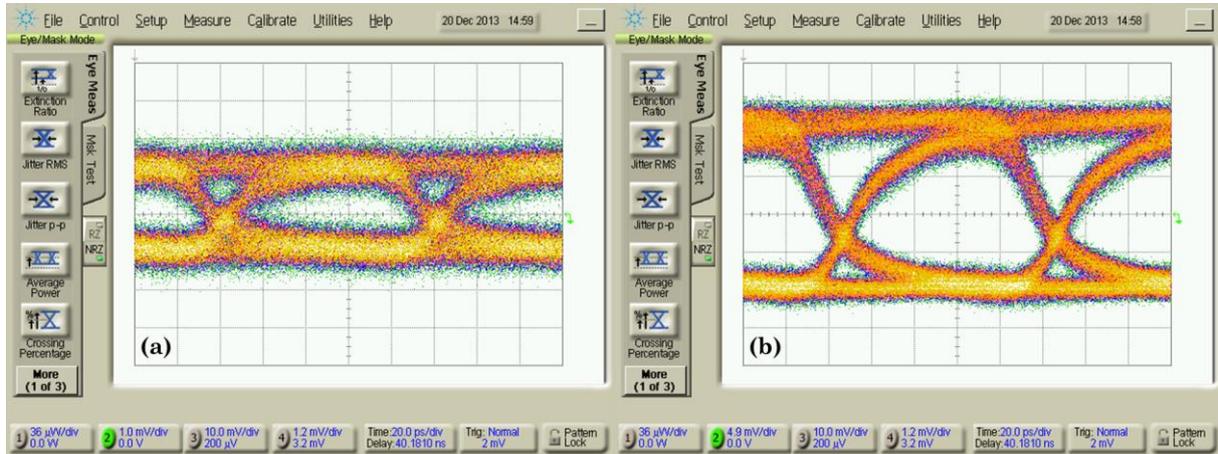


Figure III-11 Diagrammes de l'œil pour une puissance optique de -11.25dBm (a) à -2V ($M=1$) et (b) à -7V ($M=10$).

En réduisant encore la puissance optique à -14.6dBm, le diagramme de l'œil se ferme lorsque la photodiode n'est pas polarisée à l'avalanche (-2V), comme le montre la Figure III-12(a), et il n'est donc pas possible d'évaluer le facteur Q . Cependant, à -7V un gain de 11 permet de récupérer un œil ouvert (Figure III-12(b)) avec un facteur Q de 7.06 et un taux d'extinction de 11.53dB. Le gain n'ayant quasiment pas augmenté et la puissance ayant été divisée par deux, le facteur Q a sensiblement diminué, néanmoins le taux d'extinction s'est amélioré. Le BER est alors estimé à $8.11e-13$.

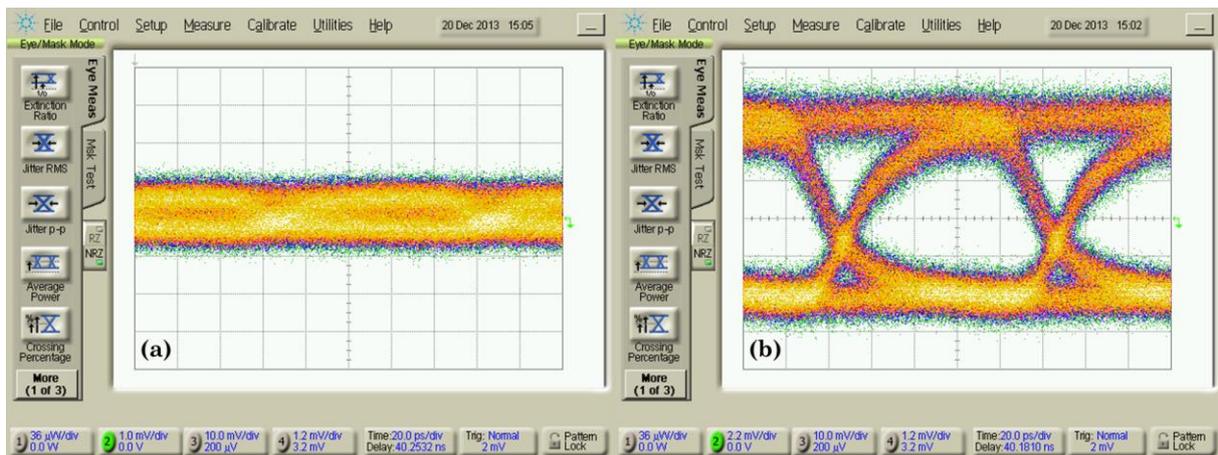


Figure III-12 Diagrammes de l'œil pour une puissance optique de -14.6dBm (a) à -2V ($M=1$) et (b) à -7V ($M=11$).

En diminuant davantage la puissance optique, et en conservant une tension de polarisation de -7V, le gain augmente. Ainsi, pour des puissances optiques de -23dBm et -26dBm, le gain atteint respectivement 15 et 20. Les diagrammes de l'œil correspondants sont donnés sur la Figure III-13. Le signal étant relativement faible, un « moyennage » a été nécessaire pour obtenir un diagramme de l'œil représentatif. Les diagrammes de l'œil

restent ouverts avec un taux d'extinction de 4.99dB et 2.62dB, et un facteur Q de 6.94 et 5.09 pour respectivement -23dBm et -26dBm de puissance optique couplée à la photodiode. Ainsi, il est possible d'obtenir une sensibilité de -26dBm pour un BER de 1.8×10^{-7} à 10Gbits/s sans utilisation d'un étage d'amplification en sortie de la photodiode ni code de correction d'erreur. L'implémentation d'un code de correction d'erreur permet en théorie d'obtenir un BER inférieur à 1×10^{-14} pour un BER d'entrée de 1×10^{-4} , soit un facteur Q de l'ordre de 3.7, et permettrait donc d'améliorer les performances des photodiodes p-i-n Ge en avalanche. La sensibilité démontrée ici permet de rivaliser avec des récepteurs à base de photodiodes à avalanche en matériaux III-V mais pour une tension de polarisation beaucoup plus faible.

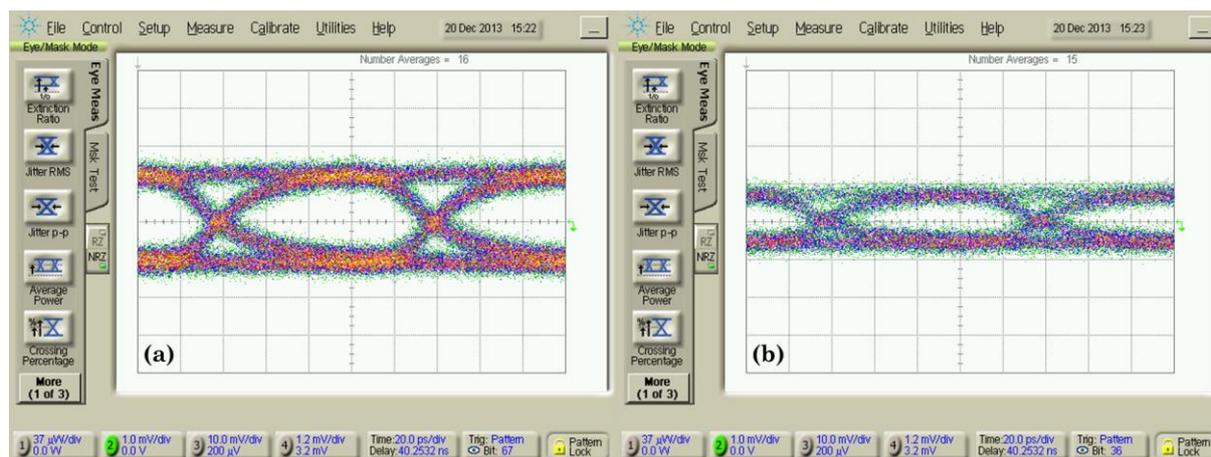


Figure III-13 Diagrammes de l'œil à -7V (a) pour une puissance optique de -23dBm et un gain de 15 et (b) pour une puissance optique de -26dBm et un gain de 20.

Les paramètres extraits à partir des différents diagrammes de l'œil sont récapitulés dans le Tableau III-1.

Popt (dBm)	M=1			@-7V			
	Q	BER	E.R. (dB)	M	Q	BER	E.R. (dB)
-4.26	8.12	2.42e-16	11.59				
-11.25	4.2	1.31e-5	4.72	10	8.13	2.21e-16	9.28
-14.56				11	7.06	8.11e-13	11.53
-23				15	6.94	1.9e-12	4.99
-26				20	5.09	1.8e-7	2.62

Tableau III-1 Paramètres extraits de la mesure des diagrammes de l'œil.

Il est possible d'extraire le facteur d'excès de bruit à partir des mesures de diagrammes de l'œil sous certaines conditions :

- Le courant d'obscurité subit le même gain que le photo-courant
- Les courants correspondants à la réception d'un "1" et d'un "0" subissent le même gain.

Ici, seule la seconde condition est a priori respectée. Lors de nos mesures, le courant d'obscurité est fixé par la polarisation de la photodiode, qui était établie à -7V. Pour le photo-courant, le gain augmente lorsque la puissance optique diminue alors que le courant d'obscurité, qui contribue au courant total mesuré, est indépendant de celle-ci. Il en résulte

un gain spécifique au courant d'obscurité et à fortiori un facteur d'excès de bruit de courant d'obscurité différent de celui lié à la multiplication des porteurs photo-générés. Plus de détails à ce propos sont donnés en l'Annexe C.

Une autre définition du facteur d'excès de bruit a donc été utilisée afin d'estimer celui-ci pour un couple puissance/gain particulier. Le facteur d'excès de bruit expérimental peut s'exprimer comme le rapport du bruit pour un gain particulier sur le bruit pour un gain unitaire. Ainsi pour la puissance optique couplée à la photodiode de -11.25dBm, les diagrammes de l'œil nous permettent d'accéder à ces deux valeurs et donc d'estimer le facteur d'excès de bruit :

$$F_{-11.25dBm} = \frac{\sigma(M = 10)}{\sigma(M = 1)} = 5.24 \quad (\text{III-1})$$

En utilisant la formulation locale de McIntyre [37] pour le facteur d'excès de bruit, cela correspondrait à un rapport k effectif de 0.41. En utilisant le modèle analytique, dans le cas du modèle local, à l'avalanche le rapport k est estimé à 0.74. Cette faible valeur du facteur d'excès de bruit indique donc une réduction du bruit de multiplication imputable au « dead space » qui n'est pas négligeable devant la largeur de la zone de multiplication. En effet, la valeur du « dead space » calculée par le modèle analytique est de 36nm et 32nm pour les trous et les électrons respectivement, ce qui représente plus de 10% de largeur de la zone de multiplication.

III.E. Conclusion

L'étude des photodiodes à avalanche p-i-n en Ge a été possible grâce à la réduction du courant d'obscurité. Le fonctionnement en mode avalanche à faible tension a été mis en évidence grâce à l'utilisation de design à faible largeur de zone intrinsèque. La réduction de la zone intrinsèque implique une perte de responsivité et donc potentiellement de sensibilité. Cependant le fonctionnement en mode avalanche permet de compenser cette perte par le gain et même d'améliorer la sensibilité comparé à une photodiode p-i-n sans gain. Pour des photodiodes présentant une largeur de zone intrinsèque effective comprise entre 300 et 400nm, des gains pouvant atteindre 150 ont été mesurés pour une tension de polarisation comprise entre -7V et -8.6V. Néanmoins, la dépendance de la bande passante au gain dans le Ge est très forte, et seules les applications avec des débits modérés (de l'ordre de 10Gb/s) peuvent être adressées sans compromettre la sensibilité. Ainsi, le fonctionnement en avalanche à 10Gbit/s a été démontré pour des gains modérés compris entre 10 et 20, et pour des puissances optiques comprises entre -11.25dBm et -26dBm. Les mesures de diagrammes de l'œil ont permis de mettre en évidence la réduction du bruit dans les photodiodes à avalanche p-i-n en Ge lorsque le « dead space » n'est plus négligeable devant la largeur de la zone de multiplication comme c'est le cas pour les dispositifs étudiés. Ce faible bruit de multiplication permet l'utilisation des photodiodes p-i-n sans TIA pour des applications nécessitant une grande sensibilité : une sensibilité de -26dBm pour un BER de 1.8×10^{-7} a été estimée à 10Gbit/s. De plus, la faible tension de polarisation nécessaire pour atteindre l'avalanche ainsi que la faible capacité des photodiodes permet une intégration efficace avec les circuits électronique et limite la consommation électrique du récepteur.

Les photodiodes à avalanche p-i-n en Ge ne requièrent par ailleurs que peu d'étapes de fabrication permettant ainsi une intégration aisée avec d'autres dispositifs photoniques (guides d'onde, modulateurs, ...) pour une fabrication à grande échelle et une réduction des coûts. Ces développements devraient par ailleurs permettre l'utilisation de tels dispositifs pour des applications autres que la photonique sur Silicium de type comptage de photons comme la cryptographie quantique [104] et les horloges optiques intégrées sur puces [105].

IV. CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans cette partie, deux types de photodiodes à avalanche ont été présentés et étudiés. D'une part une photodiode SACM permettant de séparer l'absorption de la multiplication pour une utilisation efficace des matériaux disponibles pour une intégration dans les circuits photoniques Si. Et d'autre part une structure simple à fabriquer à grande échelle pour des applications nécessitant une faible consommation électrique et une grande sensibilité.

La structure SACM permet de profiter du faible bruit de multiplication du Si tout en adressant des applications de communication optique grâce à l'absorption du Ge. Cette structure offre potentiellement les meilleures performances en termes de bruit et de bande passante, pouvant rivaliser avec les meilleures photodiodes à avalanche à base de matériaux III-V. Des développements technologiques, notamment au niveau de l'épitaxie localisée, sont encore nécessaires pour assurer des performances reproductibles et homogènes, mais les résultats obtenus ici ont permis de démontrer le potentiel de cette structure pour des applications en photonique Si à 25 ou 40Gbits/s.

Les photodiodes à avalanche p-i-n jouissent d'une certaine maturité au niveau de l'intégration et de la fabrication, permettant des applications directes à court terme pour des débits à 10Gbit/s par longueur d'onde nécessitant une bonne sensibilité et une faible consommation. Par ailleurs, la possibilité d'utiliser ces photodiodes sans TIA ouvre des perspectives pour de nouvelles applications comme la cryptographie quantique ou les horloges optiques sur puce. Il sera néanmoins difficile d'adresser des débits plus élevés avec des photodiodes p-i-n à avalanche en Ge de par le temps de multiplication dans le Ge qui fait rapidement chuter la bande passante quand le gain augmente.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Afin d'adresser la problématique liée aux limitations des interconnexions métalliques en termes de débits notamment, la photonique Silicium s'est imposée comme une technologie de choix. Bien que déjà disponible commercialement, des développements sont encore nécessaires pour adresser la demande croissante en débit des communications et ce pour chaque composant de base. D'un point de vue du récepteur, cela se traduit par des photodétecteurs toujours plus sensibles et rapides, tout en maintenant une faible consommation électrique. Le Germanium est un matériau de choix pour la photodétection en photonique Silicium puisqu'il est possible de l'épitaxier directement sur Silicium et qu'il offre une forte absorption aux longueurs d'onde utilisées pour les communications optiques (typ. 1300-1600nm). C'est donc dans cette voie que s'est inscrit ce travail de thèse.

Bien qu'initialement le sujet portait sur le développement des photodiodes à avalanche en Ge sur Si, le travail de thèse a tout d'abord porté sur l'étude des photodiodes p-i-n en Ge sur Si intégrées avec un guide d'onde. En effet, le CEA-Leti et l'IEF disposant déjà d'acquis dans ce domaine, cela a constitué une base pour ensuite pouvoir entreprendre l'étude et le développement de photodiodes à avalanche en Ge sur Si.

Les travaux de recherche précédant les miens, ont démontré des résultats plus qu'encourageant pour le développement des photodétecteurs en Ge sur Si. Ces résultats, synthétisés dans la première partie de ce manuscrit, ont montré le potentiel des photodétecteurs en Ge sur Si pour différentes structures comme les photodiodes p-i-n à jonction latérale et verticale mais aussi les photodiodes de type MSM. Ces structures offrent des performances en terme de bande passante, responsivité et courant d'obscurité, similaires à celles obtenues avec des photodiodes fabriquées à partir de matériaux III-V, tout en tirant parti des outils et procédés développés pour la microélectronique, où le Si est majoritairement utilisé, ouvrant ainsi la voie vers une production à grande échelle et faible coût, permettant à la photonique Si de s'intégrer encore plus dans les interconnexions. Afin de réduire le budget énergétique global des liens optiques, les recherches se sont orientées vers le développement de photodiodes à avalanche à base de Ge sur Si. Les résultats démontrés notamment par Intel et IBM ont montré la capacité de ces photodiodes à avalanche à rivaliser avec leurs homologues III-V. Il est en effet possible, dans le cas de la structure SACM de bénéficier du faible bruit de multiplication du Si et de l'absorption du Ge aux longueurs d'onde des communications optiques, et dans le cas des photodiodes MSM d'utiliser l'effet de « dead space » afin de minimiser le bruit de multiplication dans le Ge, et ainsi obtenir des photodiodes à avalanche performantes.

Au cours de la deuxième partie, les photodiodes p-i-n en Ge sur Si ont été étudiées. Dans un premier temps, l'implantation ionique et l'activation des dopants dans le Ge a été étudiée au travers des simulations TCAD et des mesures de concentrations de dopants. Cette étude a permis de définir des conditions d'implantation et de recuit pouvant être utilisées pour la fabrication de photodiodes p-i-n en Ge sur Si. Par ailleurs le comportement des photodiodes p-i-n a été étudié au travers l'élaboration d'un modèle analytique pour une estimation rapide des performances. Ces simulations ont été mises à profit pour la fabrication de photodiodes p-i-n en Ge présentant des performances en termes de courant d'obscurité et de bande passante à l'état de l'art mondial. Cependant, l'utilisation d'une homojonction Ge conduit à l'absorption d'une partie de la puissance optique dans les zones dopées, dégradant ainsi la responsivité. Une nouvelle structure a

donc été proposée afin de palier à ce problème. Cette structure repose sur une double hétérojonction Si/Ge/Si. Les zones dopées sont réalisées en Si par implantation ionique et la cavité Ge est disposée au milieu de ces zones. Grâce à la différence d'indice entre le Si et le Ge, le mode optique reste confiné dans le Ge intrinsèque. Une responsivité de l'ordre de 1.1A/W à 1550nm a ainsi été mesurée pour une longueur de propagation de seulement $10\mu\text{m}$. La bande passante atteint par ailleurs 40GHz pour une largeur de cavité de l'ordre de $1\mu\text{m}$. Cette structure présente d'autre part un avantage considérable pour l'intégration des photodiodes avec d'autres composants comme le modulateur Si. Le dopage étant réalisé dans le Si, il est possible, avec un layout approprié, d'utiliser les mêmes niveaux d'implantation que ceux utilisés pour la fabrication des modulateurs. Il n'est donc plus nécessaire de fabriquer des masques spécifiques à l'implantation dans le Ge ni même de prévoir un procédé d'implantation spécifique, puisque l'implantation sera réalisée en même temps que les implantations du modulateurs. Ceci permet donc un gain de temps et d'argent lors de la fabrication à grande échelle. Néanmoins le procédé d'épitaxie dans des cavités de faibles dimensions (typ. $<1\times 10\mu\text{m}$) doit encore être amélioré pour permettre de bon rendement sur des wafers entiers. Dans cette perspective, des études d'épitaxie ont été entreprises pour des cavités de faibles dimensions afin d'optimiser les conditions d'épitaxie et d'évaluer les contraintes potentielles dans les couches de Ge ainsi épitaxiées. Cette étude peut servir de base pour l'intégration d'un laser en Ge sur Si, puisque pour obtenir l'effet laser dans le Ge, il est nécessaire d'avoir une couche de Ge fortement contrainte et fortement dopée afin de modifier la structure de bande et ainsi rendre le gap du Ge non plus indirect mais direct. Les doubles hétérojonctions Si/Ge/Si peuvent par ailleurs être utilisées pour la réalisation de modulateurs utilisant l'effet Franz-Keldysh pour une utilisation à des longueurs d'onde de $1.6\mu\text{m}$ et au-delà où le Ge présente une faible absorption.

En outre, le dernier chapitre de la deuxième partie a permis d'aborder la limite intrinsèque des photodiodes « classique » (sans gain) et des récepteurs associés. La sensibilité de ces récepteurs est principalement limitée par le bruit de l'électronique nécessaire pour amplifier le signal issu de la photodiode (TIA), pour des courants d'obscurité de l'ordre du μA ou inférieurs, ce qui est le cas des photodiodes développées ici, dont le courant d'obscurité est inférieur à 100nA . De plus, la sensibilité diminue quand le débit augmente et le seul moyen d'augmenter la sensibilité des récepteurs est d'utiliser des photodiodes à avalanche.

La troisième partie du manuscrit a donc été consacrée à l'étude des photodiodes à avalanche à base de Ge sur Si. La physique mise en jeu y a été exposée, notamment le bruit lié à la multiplication des porteurs ainsi que la dépendance des coefficients d'ionisation au champ électrique mais aussi à la position dans la jonction. Il en résulte pour de faibles largeurs de multiplication (typ. $<500\text{nm}$), une baisse du gain moyen et du facteur d'excès de bruit liée à l'effet du « dead space » : les porteurs ne peuvent ioniser par impact avant d'avoir acquis une certaine énergie, égale à l'énergie de seuil d'ionisation, qui dépend du matériau utilisé pour la multiplication. L'énergie de seuil pour les électrons et les trous dans le Ge est très proche et il en résulte des coefficients d'ionisation similaire, alors que dans le Si, les électrons auront un coefficient d'ionisation plus élevé que les trous. Cette propriété se traduit directement par un bruit de multiplication plus important dans

le Ge que dans le Si. De plus, cela induit un temps de multiplication plus élevé dans le Ge que dans le Si, limitant ainsi la bande passante des dispositifs où la multiplication a lieu dans le Ge. Afin d'étudier ces effets et de concevoir des photodiodes à avalanche, un modèle analytique a été mis en place. Ce modèle a été utilisé pour concevoir des photodiodes à avalanche de type SACM, où l'absorption a lieu dans le Ge et la multiplication dans le Si, pour ainsi limiter le bruit de multiplication qui détériore la sensibilité des photodiodes à avalanche. Ces photodiodes ont été fabriquées en utilisant une épitaxie avec dopage insitu pour la croissance des différentes couches. Une étude préalable a été effectuée afin de calibrer notamment le dopage et la vitesse de croissance de la couche de charge qui est critique dans cette structure. Le dopage et l'épaisseur de la couche de charge vont dicter le profil du champ électrique dans la structure : le champ électrique doit être suffisamment élevé dans la couche d'absorption en Ge afin d'extraire les porteurs à leur vitesse de saturation sans pour autant leur donner assez d'énergie pour ioniser par impact ; et il doit être suffisamment élevé dans la couche de multiplication en Si afin de déclencher l'ionisation par impact. Ces photodiodes ont été réalisées avec succès et ont permis l'obtention d'un produit gain bande passante de l'ordre de 560GHz pour une tension de seulement -11V, pour une photodiode éclairée par la surface avec un couche de multiplication de 250nm d'épaisseur. Ces résultats sont reportés sur la Figure IV-1 et comparés à l'état de l'art abordé dans la première partie du manuscrit.

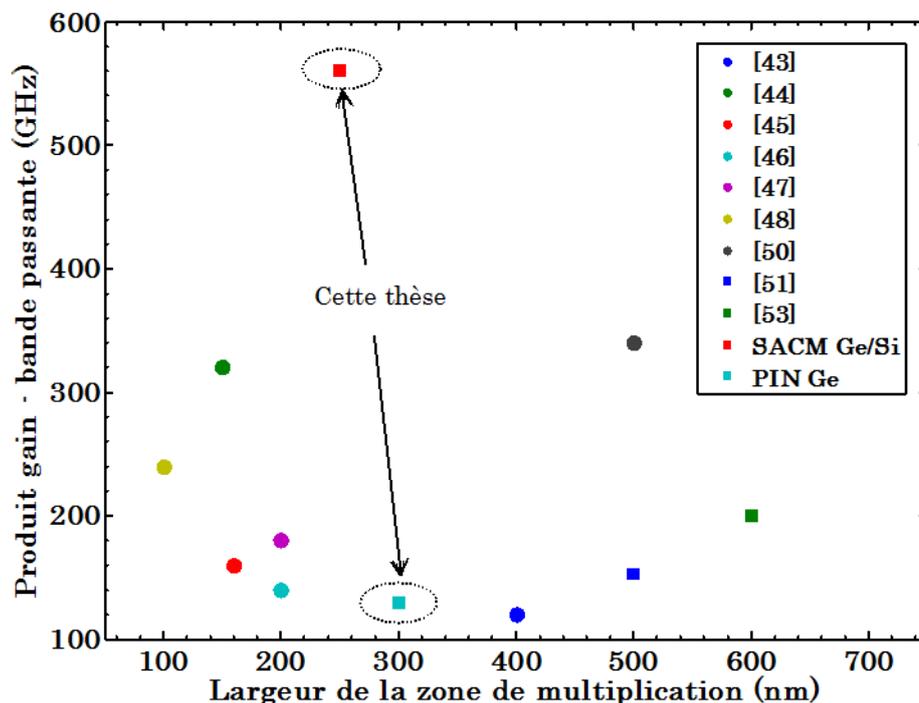


Figure IV-1 Comparaison entre l'état de l'art des photodiodes à avalanches et les résultats obtenus au cours de cette thèse.

La conception pour une intégration avec un guide d'onde a aussi été réalisée mais les dispositifs étant encore en cours de fabrication, ils n'ont pas pu être testés. Cependant, ces dispositifs devraient permettre d'adresser des applications à 25Gbits/s voir plus pour des tensions de polarisation modérées, inférieures à 10V.

D'autre part, l'étude des photodiodes p-i-n Ge sur Si a permis de mettre en avant l'utilisation de celle-ci en avalanche. Les faibles courants d'obscurité ainsi que la faible largeur de la zone de multiplication, favorable à une réduction du facteur d'excès de bruit ont permis l'obtention de diagrammes de l'œil sans utilisation d'amplificateur à 10Gbits/s pour une tension de seulement -7V et des puissances optiques comprises entre -10 et -26dBm. Le produit gain-bande passante ainsi obtenu est de l'ordre de 130GHz et un k_{eff} de 0.4 a été extrait, dénotant la réduction effective du bruit de multiplication grâce au dead space. Les photodiodes p-i-n Ge sur Si en avalanche ont l'avantage d'être simple à concevoir et à fabriquer, et ouvrent des perspectives nouvelles pour des applications qui requièrent une faible consommation électrique et une grande sensibilité pour des débits modérés.

Les différents dispositifs en cours de fabrication devraient permettre l'obtention de résultats à l'état de l'art mondial en termes de performances et d'intégration sur les plateformes photonique Si en 200mm et 300m, et permettre d'adresser les problématiques de grande sensibilité et de montée en débit à court et moyen terme. De plus, les développements effectués, prenant en compte l'intégration des photodétecteurs avec les autres composants photonique, facilite la conception de circuits photoniques complexes pour des applications OFDM incluant du multiplexage en longueur d'onde (DWDM et CWDM) et des formats de modulation complexes (QAM, DQPSK...).

Une des prochaines étapes de la photonique Si est de pouvoir converger vers une intégration commune de l'électronique et de la photonique soit par intégration hétérogène, où les puces électroniques et photoniques sont fabriquées séparément pour être ensuite assemblées (pick-and-place, wire bonding, copper pillars...), soit par intégration homogène où les fonctions électroniques (drivers, ampli ...) et photoniques sont fabriquées dans le même process flow, réduisant alors significativement les coûts de fabrication et de packaging. Ce dernier, le packaging, est d'ailleurs un des points clé pour la diffusion à grande échelle de la technologie photonique silicium. En effet, les coûts de packaging peuvent représenter une forte partie du prix de commercialisation de tels dispositifs, de par la complexité inhérente à l'utilisation de fibre optique, et donc travailler sur des solutions de packaging et couplage fibre optique – circuit photonique efficaces et peu onéreuses semble une autre voie de développement pour populariser cette technologie.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Zuffada, “The industrialization of the Silicon Photonics : technology road map and applications,” pp. 7–13, 2012.
- [2] J. N. SHIVE, “The Properties of Germanium Phototransistors,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 43, no. 4, p. 239, Apr. 1953.
- [3] H. Melchior and W. Lynch, “Signal and noise response of high speed germanium avalanche photodiodes,” *Electron Devices, IEEE Trans.*, no. 12, 1966.
- [4] C. Hof and T. Bakker, “Noise measurements on germanium avalanche photodetectors,” *Appl. Sci. Res.*, no. June, 1974.
- [5] H. Ando and H. Kanbe, “Characteristics of germanium avalanche photodiodes in the wavelength region of 1-1.6 μm ,” ... , *IEEE J.*, no. 1, 1978.
- [6] T. Kaneda, H. Fukuda, T. Mikawa, Y. Banba, Y. Toyama, and H. Ando, “Shallow-junction p+-n germanium avalanche photodiodes (APD’s),” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 34, no. 12, p. 866, 1979.
- [7] J. Chelikowsky and M. Cohen, “Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors,” *Phys. Rev. B*, 1976.
- [8] J. Chelikowsky, D. Chadi, and M. Cohen, “Calculated valence-band densities of states and photoemission spectra of diamond and zinc-blende semiconductors,” *Phys. Rev. B*, 1973.
- [9] M. T. Currie, S. B. Samavedam, T. a. Langdo, C. W. Leitz, and E. a. Fitzgerald, “Controlling threading dislocation densities in Ge on Si using graded SiGe layers and chemical-mechanical polishing,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 14, p. 1718, 1998.
- [10] Z. Huang, J. Oh, and J. C. Campbell, “Back-side-illuminated high-speed Ge photodetector fabricated on Si substrate using thin SiGe buffer layers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 15, p. 3286, 2004.
- [11] K. Ang, G. Lo, and D. Kwong, “Germanium Photodetector Technologies for Optical Communication Applications,” 2006, pp. 373–406.
- [12] L. Colace, G. Masini, F. Galluzzi, G. Assanto, V. Navale, and F. E. Amaldi, “Metal – semiconductor – metal near-infrared light detector based on epitaxial Ge / Si,” vol. 72, no. 24, pp. 3175–3177, 1998.
- [13] J. M. Hartmann, “Reduced pressure–chemical vapor deposition of Ge thick layers on Si(001) for 1.3–1.55- μm photodetection,” *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 10, p. 5905, 2004.
- [14] J. M. Hartmann, J.-F. Damlencourt, Y. Bogumilowicz, P. Holliger, G. Rolland, and T. Billon, “Reduced pressure-chemical vapor deposition of intrinsic and doped Ge

- layers on Si(001) for microelectronics and optoelectronics purposes,” *J. Cryst. Growth*, vol. 274, no. 1–2, pp. 90–99, Jan. 2005.
- [15] S. Kobayashi, Y. Nishi, and K. C. Saraswat, “Effect of isochronal hydrogen annealing on surface roughness and threading dislocation density of epitaxial Ge films grown on Si,” *Thin Solid Films*, vol. 518, no. 6, pp. S136–S139, Jan. 2010.
- [16] Y. Liu, M. D. Deal, and J. D. Plummer, “High-quality single-crystal Ge on insulator by liquid-phase epitaxy on Si substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 14, p. 2563, 2004.
- [17] Y. Ishikawa, K. Wada, J. Liu, D. D. Cannon, H.-C. Luan, J. Michel, and L. C. Kimerling, “Strain-induced enhancement of near-infrared absorption in Ge epitaxial layers grown on Si substrate,” *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 1, p. 013501, 2005.
- [18] D. Ahn, L. C. Kimerling, and J. Michel, “Efficient evanescent wave coupling conditions for waveguide-integrated thin-film SiGe photodetectors on silicon-on-insulator/germanium-on-insulator substrates,” *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 8, p. 083115, 2011.
- [19] M. Rouvière, L. Vivien, X. Le Roux, J. Mangeney, P. Crozat, C. Hoarau, E. Cassan, D. Pascal, S. Laval, J.-M. Fédéli, J.-F. Damlencourt, J. M. Hartmann, and S. Kolev, “Ultrahigh speed germanium-on-silicon-on-insulator photodetectors for 1.31 and 1.55 μm operation,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 23, p. 231109, 2005.
- [20] L. Vivien, M. Rouvière, J.-M. Fédéli, D. Marris-Morini, J. F. Damlencourt, J. Mangeney, P. Crozat, L. El Melhaoui, E. Cassan, X. Le Roux, D. Pascal, and S. Laval, “High speed and high responsivity germanium photodetector integrated in a Silicon-On-Insulator microwaveguide,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 15, pp. 9843–8, Jul. 2007.
- [21] K. Ang, S. Zhu, and M. Yu, “High-performance waveguided Ge-on-SOI metal–semiconductor–metal photodetectors with novel silicon–carbon (Si: C) Schottky barrier enhancement layer,” *Photonics Technol. ...*, vol. 20, no. 9, pp. 754–756, May 2008.
- [22] L. Chen, P. Dong, and M. Lipson, “High performance germanium photodetectors integrated on submicron silicon waveguides by low temperature wafer bonding,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 15, pp. 11513–8, Jul. 2008.
- [23] S. Luryi, a. Kastalsky, and J. C. Bean, “New infrared detector on a silicon chip,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 31, no. 9, pp. 1135–1139, Sep. 1984.
- [24] S. B. Samavedam, M. T. Currie, T. a. Langdo, and E. a. Fitzgerald, “High-quality germanium photodiodes integrated on silicon substrates using optimized relaxed graded buffers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 15, p. 2125, 1998.
- [25] L. Colace, G. Masini, G. Assanto, H.-C. Luan, K. Wada, and L. C. Kimerling, “Efficient high-speed near-infrared Ge photodetectors integrated on Si substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 10, p. 1231, 2000.

- [26] S. Famà, L. Colace, G. Masini, G. Assanto, and H.-C. Luan, “High performance germanium-on-silicon detectors for optical communications,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 4, p. 586, 2002.
- [27] M. Jutzi, M. Berroth, and G. Wohl, “Ge-on-Si vertical incidence photodiodes with 39-GHz bandwidth,” *Photonics Technol. ...*, vol. 17, no. 7, pp. 1510–1512, 2005.
- [28] S. Klinger, M. Berroth, M. Kaschel, M. Oehme, and E. Kasper, “Ge-on-Si p-i-n Photodiodes With a 3-dB Bandwidth of 49 GHz,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 21, no. 13, pp. 920–922, Jul. 2009.
- [29] D. Ahn, C.-Y. Hong, J. Liu, W. Giziewicz, M. Beals, L. C. Kimerling, J. Michel, J. Chen, and F. X. Kärtner, “High performance, waveguide integrated Ge photodetectors.,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 7, pp. 3916–21, Apr. 2007.
- [30] T. Yin, R. Cohen, M. M. Morse, G. Sarid, Y. Chetrit, D. Rubin, and M. J. Paniccia, “31 GHz Ge n-i-p waveguide photodetectors on Silicon-on-Insulator substrate,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 21, p. 13965, 2007.
- [31] L. Vivien, J. Osmond, J.-M. Fédéli, D. Marris-Morini, P. Crozat, J.-F. Damlencourt, E. Cassan, Y. Lecunff, and S. Laval, “42 GHz p.i.n Germanium photodetector integrated in a silicon-on-insulator waveguide.,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 8, pp. 6252–7, Apr. 2009.
- [32] D. Feng, S. Liao, P. Dong, N.-N. Feng, H. Liang, D. Zheng, C.-C. Kung, J. Fong, R. Shafiiha, J. Cunningham, A. V. Krishnamoorthy, and M. Asghari, “High-speed Ge photodetector monolithically integrated with large cross-section silicon-on-insulator waveguide,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 26, p. 261105, 2009.
- [33] N.-N. Feng, P. Dong, D. Zheng, S. Liao, H. Liang, R. Shafiiha, D. Feng, G. Li, J. E. Cunningham, A. V. Krishnamoorthy, and M. Asghari, “Vertical p-i-n germanium photodetector with high external responsivity integrated with large core Si waveguides.,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 1, pp. 96–101, Jan. 2010.
- [34] G. Masini, G. Capellini, J. Witzens, and C. Gunn, “A 1550nm, 10Gbps monolithic optical receiver in 130nm CMOS with integrated Ge waveguide photodetector,” *2007 4th IEEE Int. Conf. Gr. IV Photonics*, pp. 1–3, Sep. 2007.
- [35] C. T. DeRose, D. C. Trotter, W. a Zortman, A. L. Starbuck, M. Fisher, M. R. Watts, and P. S. Davids, “Ultra compact 45 GHz CMOS compatible Germanium waveguide photodiode with low dark current.,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 25, pp. 24897–904, Dec. 2011.
- [36] L. Vivien, A. Polzer, D. Marris-Morini, J. Osmond, J. M. Hartmann, P. Crozat, E. Cassan, C. Kopp, H. Zimmermann, and J. M. Fédéli, “Zero-bias 40Gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon.,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 2, pp. 1096–101, Jan. 2012.
- [37] R. McIntyre, “Multiplication noise in uniform avalanche diodes,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 13, no. 1, pp. 164–168, Jan. 1966.

- [38] T. Kaneda, S. Kagawa, T. Mikawa, Y. Toyama, and H. Ando, "An n⁺-n-p germanium avalanche photodiode," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 36, no. 7, p. 572, 1980.
- [39] K. Nishida, K. Taguchi, and Y. Matsumoto, "InGaAsP heterostructure avalanche photodiodes with high avalanche gain," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 35, no. 3, p. 251, Aug. 1979.
- [40] J. C. Campbell, A. G. Dentai, W. S. Holden, and B. L. Kasper, "High-performance avalanche photodiode with separate absorption 'grading' and multiplication regions," *Electron. Lett.*, vol. 19, no. 20, p. 818, Sep. 1983.
- [41] F. Capasso, "Enhancement of electron impact ionization in a superlattice: A new avalanche photodiode with a large ionization rate ratio," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40, no. 1, p. 38, Jan. 1982.
- [42] F. Capasso and G. F. Williams, "Staircase solid-state photomultipliers and avalanche photodiodes with enhanced ionization rates ratio," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 30, no. 4, pp. 381–390, Apr. 1983.
- [43] G. S. Kinsey, C. C. Hansing, A. L. Holmes, B. G. Streetman, J. C. Campbell, and A. G. Dentai, "Waveguide InGaAs–InAlAs Avalanche Photodiode," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no. 4, pp. 416–418, 2000.
- [44] G. S. Kinsey, J. C. Campbell, and A. G. Dentai, "Waveguide avalanche photodiode operating at 1.55 μm with a gain-bandwidth product of 320 GHz," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, no. 8, pp. 842–844, Aug. 2001.
- [45] N. Duan, S. Wang, and F. Ma, "High-speed and low-noise SACM avalanche photodiodes with an impact-ionization-engineered multiplication region," *Photonics ...*, vol. 17, no. 8, pp. 1719–1721, 2005.
- [46] A. Rouvie, D. Carpentier, N. Lagay, J. Decobert, F. Pommereau, and M. Achouche, "High Gain \times Bandwidth Product Over 140-GHz Planar Junction AlInAs Avalanche Photodiodes," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, no. 6, pp. 455–457, Mar. 2008.
- [47] A. Rouvie, D. Carpentier, J. Decobert, N. Lagay, F. Pommereau, and M. Achouche, "180-GHz Gain-Bandwidth Product Back-Side-Illuminated GaInAs–AlInAs APDs," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 21, no. 11, pp. 712–714, Jun. 2009.
- [48] M. Lahrichi, G. Glastre, E. Derouin, D. Carpentier, N. Lagay, J. Decobert, and M. Achouche, "240-GHz Gain-Bandwidth Product Back-Side Illuminated AlInAs Avalanche Photodiodes," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 18, pp. 1373–1375, Sep. 2010.
- [49] M. Carroll, K. Childs, D. Serkland, R. Jarecki, and T. Bauer, "Germanium-Silicon Separate Absorption and Multiplication Avalanche Photodetectors Fabricated with Low Temperature High Density Plasma Chemical Vapor Deposited Germanium," vol. 989, pp. 1–6, 2007.
- [50] Y. Kang, H. Liu, M. Morse, M. J. Paniccia, M. Zadka, S. Litski, G. Sarid, A. Pauchard, Y. Kuo, H. Chen, W. S. Zaoui, J. E. Bowers, A. Beling, D. C. McIntosh, X.

- Zheng, and J. C. Campbell, "Monolithic germanium/silicon avalanche photodiodes with 340 GHz gain–bandwidth product," *Nat. Photonics*, vol. 3, no. 1, pp. 59–63, Dec. 2008.
- [51] Y. Kang, M. Zadka, S. Litski, G. Sarid, M. Morse, M. J. Paniccia, Y.-H. Kuo, J. Bowers, a Beling, H. D. Liu, D. C. McIntosh, J. Campbell, and a Pauchard, "Epitaxially-grown Ge/Si avalanche photodiodes for 1.3 microm light detection.," *Opt. Express*, vol. 16, no. 13, pp. 9365–71, Jun. 2008.
- [52] H.-D. Liu, H. Pan, C. Hu, D. McIntosh, Z. Lu, J. Campbell, Y. Kang, and M. Morse, "Avalanche photodiode punch-through gain determination through excess noise analysis," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 6, p. 064507, 2009.
- [53] Z. Huang, D. Dey, Y. Kang, Y. Saado, A. Liu, and M. Morse, "Ge / Si Waveguide Avalanche Photodiodes," vol. 2, pp. 5–7.
- [54] Y. Kang, Z. Huang, Y. Saado, J. Campbell, A. Pauchard, J. Bowers, and M. J. Paniccia, "High Performance Ge/Si Avalanche Photodiodes Development in Intel," vol. 1, 2011.
- [55] S. Assefa, F. Xia, and Y. a Vlasov, "Reinventing germanium avalanche photodetector for nanophotonic on-chip optical interconnects.," *Nature*, vol. 464, no. 7285, pp. 80–4, Mar. 2010.
- [56] B. Saleh, M. Hayat, and M. Teich, "Effect of dead space on the excess noise factor and time response of avalanche photodiodes," *Electron Devices, IEEE ...*, vol. 37, no. 9, pp. 1976–1984, 1990.
- [57] S. Koffel, a. Claverie, G. BenAssayag, and P. Scheiblin, "Amorphization kinetics of germanium under ion implantation," *Mater. Sci. Semicond. Process.*, vol. 9, no. 4–5, pp. 664–667, Aug. 2006.
- [58] S. Koffel, P. Scheiblin, a. Claverie, and G. Benassayag, "Amorphization kinetics of germanium during ion implantation," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 1, p. 013528, 2009.
- [59] G. Impellizzeri, S. Mirabella, and M. G. Grimaldi, "Ion implantation damage and crystalline-amorphous transition in Ge," *Appl. Phys. A*, vol. 103, no. 2, pp. 323–328, Nov. 2010.
- [60] a. Satta, E. Simoen, R. Duffy, T. Janssens, T. Clarysse, a. Benedetti, M. Meuris, and W. Vandervorst, "Diffusion, activation, and regrowth behavior of high dose P implants in Ge," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 16, p. 162118, 2006.
- [61] a. Satta, E. Simoen, T. Clarysse, T. Janssens, a. Benedetti, B. De Jaeger, M. Meuris, and W. Vandervorst, "Diffusion, activation, and recrystallization of boron implanted in preamorphized and crystalline germanium," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 17, p. 172109, 2005.
- [62] S. Koffel, P. Scheiblin, a. Claverie, and V. Mazzocchi, "Doping of germanium by phosphorus implantation: Prediction of diffused profiles with simulation," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 154–155, pp. 60–63, Dec. 2008.

- [63] S. Koffel, R. J. Kaiser, a. J. Bauer, B. Amon, P. Pichler, J. Lorenz, L. Frey, P. Scheiblin, V. Mazzocchi, J.-P. Barnes, and a. Claverie, "Experiments and simulation of the diffusion and activation of the n-type dopants P, As, and Sb implanted into germanium," *Microelectron. Eng.*, vol. 88, no. 4, pp. 458–461, Apr. 2011.
- [64] S. Brotzmann and H. Bracht, "Intrinsic and extrinsic diffusion of phosphorus, arsenic, and antimony in germanium," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 3, p. 033508, 2008.
- [65] S. Brotzmann, H. Bracht, E. Simoen, E. E. Haller, J. S. Christensen, and P. Werner, "Diffusion and defect reactions between donors, C, and vacancies in Ge. I. Experimental results," *Phys. Rev. B*, vol. 77, no. 23, p. 235207, Jun. 2008.
- [66] P. Tsouroutas, D. Tsoukalas, and H. Bracht, "Experiments and simulation on diffusion and activation of codoped with arsenic and phosphorous germanium," *J. Appl. Phys.*, vol. 108, no. 2, p. 024903, 2010.
- [67] H. Bracht, S. Schneider, J. N. Klug, C. Y. Liao, J. L. Hansen, E. E. Haller, a. N. Larsen, D. Bougeard, M. Posselt, and C. Wündisch, "Interstitial-Mediated Diffusion in Germanium under Proton Irradiation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, no. 25, p. 255501, Dec. 2009.
- [68] D. S. Software, "ATLAS User ' s Manual," no. 408, pp. 567–1000, 2013.
- [69] D. M. Caughey and R. E. Thomas, "Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field," *Proc. IEEE*, vol. 55, no. 12, pp. 2192–2193, 1967.
- [70] C. Jacoboni, F. Nava, C. Canali, and G. Ottaviani, "Electron drift velocity and diffusivity in germanium," *Phys. Rev. B*, 1981.
- [71] G. Hellings and G. Eneman, "Electrical TCAD simulations of a germanium pMOSFET technology," *Electron Devices, ...*, vol. 57, no. 10, pp. 2539–2546, 2010.
- [72] G. Masetti, M. Severi, and S. Solmi, "Modeling of carrier mobility against carrier concentration in arsenic-, phosphorus-, and boron-doped silicon," *Electron Devices, IEEE ...*, pp. 764–769, 1983.
- [73] W. Shockley and W. R. Jr, "Statistics of the recombinations of holes and electrons," *Phys. Rev.*, 1952.
- [74] R. Hall, "Electron-hole recombination in germanium," *Phys. Rev.*, p. 6, 1952.
- [75] A. Schenk, "Rigorous theory and simplified model of the band-to-band tunneling in silicon," *Solid. State. Electron.*, vol. 36, no. 1, pp. 19–34, 1993.
- [76] A. Schenk, "A model for the field and temperature dependence of Shockley-Read-Hall lifetimes in silicon," *Solid. State. Electron.*, vol. 35, no. 1, 1992.
- [77] G. Hurkx, "A new analytical diode model including tunneling and avalanche breakdown," *Electron Devices, ...*, 1992.

- [78] J. M. Hartmann, a. M. Papon, V. Destefanis, and T. Billon, “Reduced pressure chemical vapor deposition of Ge thick layers on Si(001), Si(011) and Si(111),” *J. Cryst. Growth*, vol. 310, no. 24, pp. 5287–5296, Dec. 2008.
- [79] J. M. Hartmann, a. Abbadie, J. P. Barnes, J. M. Fédéli, T. Billon, and L. Vivien, “Impact of the H₂ anneal on the structural and optical properties of thin and thick Ge layers on Si; Low temperature surface passivation of Ge by Si,” *J. Cryst. Growth*, vol. 312, no. 4, pp. 532–541, Feb. 2010.
- [80] K.-W. Ang, J. W. Ng, G.-Q. Lo, and D.-L. Kwong, “Impact of field-enhanced band-traps-band tunneling on the dark current generation in germanium p-i-n photodetector,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 22, p. 223515, 2009.
- [81] J. M. Hartmann, A. M. Papon, P. Holliger, G. Rolland, T. Billon, and L. Dnt, “Reduced Pressure - Chemical Vapor Deposition of Ge thick layers on Si (001) for microelectronics and optoelectronics purposes I - Introduction II - Experimental details III - Ge thick layers structural characterization A - Macroscopic strain state,” no. 001, pp. 12–17.
- [82] S. D. Personick, “Receiver Design for Digital Fiber Optic Communication Systems, I,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 52, no. 6, pp. 843–874, Jul. 1973.
- [83] S. D. Personick, “Receiver Design for Digital Fiber Optic Communication Systems, II,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 52, no. 6, pp. 875–886, Jul. 1973.
- [84] R. G. Smith and S. D. Personick, “4 . Receiver Design for Optical Fiber Communication Systems,” in *Semiconductor Devices for Optical Communication*, .
- [85] S. R. Forrest, *Lightwave Communications Technology - Photodetectors*, vol. 22. Elsevier, 1985, pp. 329–387.
- [86] R. A. Ballinger, K. G. Major, and J. R. Mallinson, “Impact ionization thresholds in semiconductors,” *J. Phys. C Solid State Phys.*, vol. 6, no. 16, pp. 2573–2585, Aug. 1973.
- [87] C. Anderson and C. Crowell, “Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors,” *Phys. Rev. B*, 1972.
- [88] N. Cavassilas, F. Aniel, and G. Fishman, “Energy-Band Structure of Strained Indirect Gap Semiconductor: A k. p Method,” ... *ICCN 2002 San Juan April 21- ...*, pp. 3–6, 2002.
- [89] S. Richard, F. Aniel, and G. Fishman, “Energy-band structure of Ge, Si, and GaAs: A thirty-band k-p method,” *Phys. Rev. B*, vol. 70, no. 23, p. 235204, Dec. 2004.
- [90] M. El Kurdi, G. Fishman, S. Sauvage, and P. Boucaud, “Band structure and optical gain of tensile-strained germanium based on a 30 band k-p formalism,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 1, p. 013710, 2010.
- [91] P. Wolff, “Theory of electron multiplication in silicon and germanium,” *Phys. Rev.*, 1954.

- [92] E. O. Kane, "Zener tunneling in semiconductors," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 12, no. 2, pp. 181–188, Jan. 1960.
- [93] Y. Okuto and C. Crowell, "Energy-conservation considerations in the characterization of impact ionization in semiconductors," *Phys. Rev. B*, 1972.
- [94] A. G. Chynoweth, "Chapter 4 Charge Multiplication Phenomena," *Semicond. Semimetals*, vol. 4, pp. 263–325, 1968.
- [95] A. Chynoweth, "Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon," *Phys. Rev.*, vol. 109, no. 5, pp. 1537–1540, Mar. 1958.
- [96] T. Mikawa, S. Kagawa, T. Kaneda, Y. Toyama, and O. Mikami, "Crystal orientation dependence of ionization rates in germanium," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 37, no. 4, p. 387, 1980.
- [97] R. J. McIntyre, "A new look at impact ionization-Part I: A theory of gain, noise, breakdown probability, and frequency response," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 46, no. 8, pp. 1623–1631, 1999.
- [98] P. Yuan, K. a. Anselm, C. Hu, H. Nie, C. Lenox, a. L. Holmes, B. G. Streetman, J. C. Campbell, and R. J. McIntyre, "A new look at impact ionization-Part II: Gain and noise in short avalanche photodiodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 46, no. 8, pp. 1632–1639, 1999.
- [99] M. Hayat, B. Saleh, and M. Teich, "Effect of dead space on gain and noise of double-carrier-multiplication avalanche photodiodes," *Electron Devices, IEEE ...*, vol. 39, no. 3, pp. 546–552, 1992.
- [100] R. B. Emmons, S. E. Systems, W. Operation, M. View, A. G. Chynoweth, G. C. Dacey, P. W. Foy, G. Lucovsky, L. K. Anderson, K. G. Mckay, K. B. Mcafee, K. M. Johnson, A. Goetzberger, H. Haitz, P. G. McMullin, L. A. D. Asaro, A. D. Asaro, W. T. Lynch, H. Melchoir, D. Meeting, C. A. Lee, R. L. Batdorf, and W. T. Read, "Avalanche-Photodiode Frequency Response," *J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 9, pp. 1–3, 1967.
- [101] T. Kaneda and H. Takanashi, "The Frequency Response of Germanium Avalanche Photodiodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 12, no. 10, pp. 1652–1653, Oct. 1973.
- [102] T. Kaneda, H. Matsumoto, and T. Yamaoka, "A model for reach-through avalanche photodiodes (RAPD's)," *J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 7, p. 3135, Aug. 1976.
- [103] D. Dai, M. J. W. Rodwell, J. E. Bowers, Y. Kang, and M. Morse, "Derivation of the Small Signal Response and Equivalent Circuit Model for a Separate Absorption and Multiplication Layer Avalanche Photodetector," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 16, no. 5, pp. 1328–1336, Sep. 2010.
- [104] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, "Quantum cryptography," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, no. 1, pp. 145–195, Mar. 2002.
- [105] C. Debaes, A. Bhatnagar, D. Agarwal, R. Chen, G. A. Keeler, N. C. Helman, H. Thienpont, and D. A. B. Miller, "Receiver-less optical clock injection for clock

- distribution networks,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 9, no. 2, pp. 400–409, Mar. 2003.
- [106] P. Tsouroutas, D. Tsoukalas, I. Zergioti, N. Cherkashin, and a. Claverie, “Diffusion and activation of phosphorus in germanium,” *Mater. Sci. Semicond. Process.*, vol. 11, no. 5–6, pp. 372–377, Oct. 2008.

ANNEXES

I. ANNEXE A : COMPLEMENTS SUR LE DOPAGE N DU GE

I.A. Diffusion des dopants dans le Germanium

La diffusion de ces dopants s'effectue par des mécanismes lacunaires par opposition aux mécanismes interstitiels. Trois mécanismes de diffusion lacunaires existent :

L'échange simple : Permutation entre un atome et une lacune présente en premier voisin dans le réseau cristallin.

La diffusion par paire : L'atome et la lacune se déplacent simultanément avant de permuter. L'atome diffuse alors deux fois plus loin que par échange simple.

Le mécanisme Frank-Turnbull : Mécanisme de diffusion dissociatif assisté par lacunes. Un atome sort de la maille cristalline pour occuper un site interstitiel avant de diffuser vers un site substitutionnel vide.

La diffusion dans le germanium pour les dopants considérés ici (Phosphore) s'effectue très probablement par des mécanismes d'échange simple et de diffusion par paire, dits lacunaires. Dans le cas d'une diffusion par mécanismes lacunaires, l'énergie d'activation est inférieure à celle de l'autodiffusion.

Pour un dopage de type n, l'utilisation de Phosphore (P) permet d'atteindre les concentrations les plus élevées puisque le maximum de solubilité dans le Germanium est atteint par le Phosphore et vaut 2.10^{20} at.cm⁻³. Cependant les études sur le dopage du Germanium par le Phosphore ne permettent pas de conclure sur la valeur du coefficient de diffusion de celui-ci.

Lors de l'introduction de dopants par implantation ionique, des défauts (lacunaires ou interstitiels) sont créés. L'implantation ionique peut endommager la structure cristalline du Germanium voire même le rendre amorphe sur plusieurs dizaines/centaines de nanomètres. Il est donc nécessaire de le faire recristalliser d'autant plus que dans le Germanium, les défauts d'implantation se comportent comme des accepteurs et neutralisent donc le dopage de type n. Cette recristallisation se fera pendant le recuit d'activation des dopants. Par ailleurs il est nécessaire de prendre en compte la concentration de défauts pour modéliser correctement la diffusion dans le Germanium.

I.B. Etude du dopage de type n dans le Germanium par implantation ionique:

Afin de mieux étudier le comportement électrique des photodiodes PIN latérales en Germanium sur Silicium, une étude du dopage et recuit d'activation dans le Germanium a été menée. Les conditions d'implantation choisies sont celles qui ont été utilisées pour la fabrication de telles photodiodes. Les conditions de recuit sont d'une part celles utilisées

dans le process de fabrications, mais aussi d'autres recuits ont été envisagés afin d'étudier plus particulièrement les profils de diffusion du Phosphore dans le Germanium.

L'étude a été menée à partir de substrat bulk de Silicium 100 de type p. Une hétéroépitaxie de Germanium a été réalisée en 2 temps :

- Couche buffer de Germanium basse température (400°C) d'environ 45nm
- Couche de Germanium haute température (750°C) d'environ 500nm

Une couche de SiO₂ a ensuite été déposée afin d'encapsuler le Germanium. Celle-ci a 2 rôles :

- Limiter les dommages dus à l'implantation
- Limiter l'exo-diffusion des dopants lors du recuit

Les profils de dopages ont été caractérisés par une analyse en SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) et les résultats ont été présentés dans le chapitre I de la partie II.

I.C. Amorphisation du Germanium :

Lors de l'implantation, les énergies utilisées sont telles que les atomes implantés viennent endommager la structure cristalline du Germanium. Il en résulte que la couche de Germanium peut être amorphisée. Afin de simuler au mieux la diffusion des dopants, il est nécessaire de connaître l'épaisseur de la couche de Germanium amorphisée. S. Koffel a établi un modèle (CDED Critical Damage Energy Density) qui permet de prédire cette profondeur d'amorphisation dans le Germanium. Cette amorphisation de la couche de Germanium crée des défauts assimilables à des interstitiels (Koffel), situés à l'interface amorphe/cristallin, ce sont les EOR (End of Range). Cependant il est difficile d'établir une influence de ces défauts dus à l'implantation sur la diffusion des dopants. Des études montrent notamment que pour des bilans thermiques modérés, les EOR disparaissent rapidement. Par ailleurs, un faible bilan thermique permet de recristalliser la couche de Germanium amorphe par épitaxie en phase solide. Une seconde à 550°C permettrait de recristalliser environ 1µm de Germanium.

Des mesures optiques en longueurs d'onde en réflexion ont été effectuées sur des couches de Ge épitaxiées, implantées puis recuites (Figure I-1). Après implantation Bore et Phosphore, la réflexion des couches est modifiée significativement. Dans la partie verte du spectre (500-600nm), on remarque la disparition du pic de réflexion propre à la structure cristalline et ainsi qu'une suppression partielle pour le Bore et quasi-totale pour le Phosphore des oscillations à plus grande longueur d'onde. Après recuit, la courbe de réflexion semble revenir à celle mesurée sur la couche de Ge non implantée. Ces mesures mettent en avant l'amorphisation des couches de Ge lors de l'implantation Bore et Phosphore avec une amorphisation plus prononcée de la couche de Ge pour l'implantation Phosphore. Après recuit, les couches implantées ont recristallisé mais on notera que le double pic (à ~550nm et ~600nm) n'est pas complètement revenu, indiquant que la recristallisation n'est pas parfaite. D'ailleurs de ce point de vue, le recuit à 550°C 10s est moins efficace que le recuit 700°C.

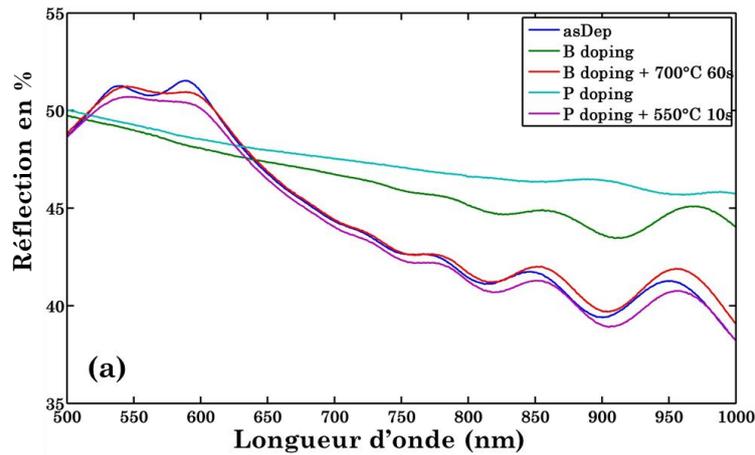
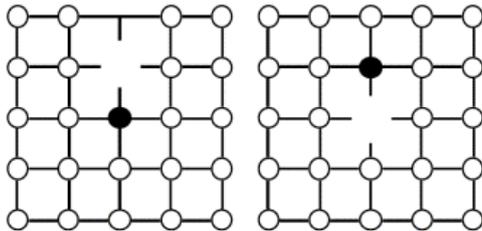


Figure I-1 Réflexion mesurée sur des couches de Ge épitaxiées avant implantation (Bleu foncé), après implantation Bore (Vert) et Phosphore (Bleu clair) et recuit 700°C 60s pour le Bore (Rouge) et 550°C 10s pour le Phosphore (Violet)

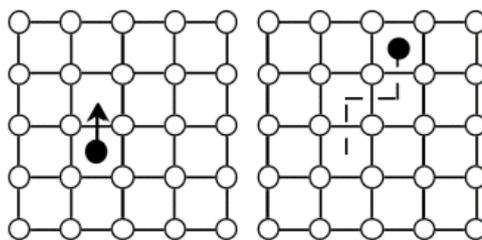
I.D. Les mécanismes de diffusion

Dans un premier temps il convient de distinguer deux types de mécanismes :

- Lacunaires : sites vacants dans le réseau cristallin



Interstitiels : espace entre les atomes de la maille cristalline



Les lacunes et les interstitiels sont des défauts ponctuels de la maille qui sont créés quand la température du réseau cristallin augmente, typiquement lors d'un recuit d'activation de dopants. Dans ces deux cas la diffusion peut se faire soit par échange simple comme décrit sur les deux schémas précédents, soit par paires : l'atome qui diffuse crée une « paire » avec un défaut ponctuel et ceux-ci vont diffuser ensemble.

Il existe par ailleurs des mécanismes dits dissociatifs : les impuretés peuvent passer d'un site lacunaire à un site interstitiel. Le mécanisme de « Frank-Turnbull » implique l'échange d'impureté lacunaire / interstitiel assisté par les lacunes de la maille. Le mécanisme dit de « kick-out » permet à une impureté lacunaire de passer en site interstitiel par éjection par un auto-interstitiel.

Les coefficients de diffusion peuvent être décrit de manière générale par une loi d'Arrhenius : $D = -D_0 e^{-\frac{E_a}{kT}}$, avec E_a l'énergie d'activation.

I.D.1. Première loi de Fick :

La première loi de Fick permet de décrire simplement le phénomène de diffusion d'une seule espèce diffusante soumise à son unique gradient de concentration. Dans le cas d'un gradient de concentration unidirectionnel selon x , le flux de diffusion peut s'écrire :

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial x}$$

D : Coefficient de diffusion en cm^2s^{-1} .

C : Concentration du dopant.

Le signe négatif signifie que la diffusion a lieu dans le sens fortes concentrations – faibles concentrations. Dans le cas général, où les atomes peuvent être soumis à d'autres forces externes, le flux de dopants peut s'écrire sous la forme :

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial x} + vC$$

Avec v la vitesse moyenne des dopants.

I.D.2. Deuxième loi de Fick :

Elle traduit la conservation de l'espèce diffusante à travers l'évolution temporelle. L'équation de conservation s'écrit :

$$-\frac{\partial J}{\partial x} = \frac{\partial C}{\partial t}$$

D'où $\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\delta^2 C}{\delta x^2}$, dans le cas d'un unique gradient de concentration.

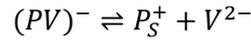
Si le système n'est pas conservatif, il conviendra d'ajouter des termes de génération et/ou recombinaison afin de prendre ces effets en comptes. C'est le cas pour le phénomène d'exodiffusion des dopants. Les défauts ponctuels (lacunes/interstitiels) présentent des états de charge différents (neutres, chargés négativement et positivement).

I.E. Modèle pour la diffusion des dopants de type n (Phosphore) :

Les résultats de la littérature suggèrent que le Phosphore diffuse par un mécanisme de paires dopants-défauts. Les modèles les plus pertinents proposent une diffusion par paires via les lacunes chargées négativement et plus particulièrement les lacunes doublement chargées négativement. Cependant Koffel et al. [62] proposent un modèle dans lequel le phosphore diffuserait par paires via les interstitiels et les lacunes. Dans ce modèle la concentration d'interstitiel est fixée à sa valeur à l'équilibre thermodynamique dans la partie cristalline du Germanium. Celle-ci est considérée comme nulle dans la partie amorphisée. La concentration de lacunes correspond à celle de l'équilibre thermodynamique. Les défauts (lacunes/interstitiels) vont aussi diffuser. Le nombre de paramètres devient alors important et il est très difficile d'obtenir de bons fits si l'on ne

dispose pas de beaucoup de données expérimentales. De plus ce modèle va à l'encontre des différents résultats publiés dans la littérature (Brotzmann, Bracht...).

Un mécanisme de diffusion basé sur un modèle de paires dopant-lacune chargées négativement a été proposé dans la littérature pour les dopants de type n dans le Germanium [64], [65]. La réaction entre un atome de Phosphore ionisé en site substitutionnel (P_S^+) et une lacune doublement chargée négativement conduit à la formation d'une paire dopant-lacune chargée négativement suivant la réaction:



La diffusion de P_S^+ est négligeable, et la diffusion s'effectue essentiellement via la paire $(PV)^-$. On obtient alors l'équation de diffusion suivante :

$$\frac{\partial C_{P_S^+}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[D_{eff}(n) \frac{\partial C_{P_S^+}}{\partial x} \right],$$

Avec

$$D_{eff}(n) = D^*(n_i) \left(\frac{n}{n_i} \right)^2,$$

$C_{P_S^+}(x, t)$ est la concentration de P_S^+ , $n(x, t)$ la concentration électrique, n_i la concentration de porteurs intrinsèque (dépendant de la température), x la profondeur depuis la surface et t le temps de diffusion. $D^*(n_i)$ est le coefficient de diffusion associé à la concentration de porteurs intrinsèque et $D_{eff}(n)$ est le coefficient de diffusion effectif qui dépend quadratiquement de la concentration de porteurs libres.

I.F. Simulation sous Athena :

Dans un premier temps l'approche de S. Koffel a été testée sous Athena en prenant en compte le profil d'interstitiels dans la partie cristalline du Germanium, mais aucun résultat satisfaisant n'a été obtenu.

En se basant sur l'approche de Demokritos [106] et Brotzman & Bracht [64], [65], la modélisation de la diffusion sous Athena a été implantée en utilisant une diffusion par paire via les lacunes chargées négativement. Le coefficient de diffusion peut alors être exprimé par :

$$D_{PV} = D_{PV}^0 + D_{PV}^- \left(\frac{n}{n_i} \right) + D_{PV}^{--} \left(\frac{n}{n_i} \right)^2$$

Avec D_{PV}^0 le coefficient de diffusion pour les paires dopant-lacune neutre, D_{PV}^- le coefficient de diffusion des paires dopant-lacune chargée négativement et D_{PV}^{--} le coefficient de diffusion des paires dopant-lacune doublement chargée négativement. PV représente les paires Phosphore-lacune. n est la concentration de porteurs libres et n_i la concentration de porteurs intrinsèque.

Chaque coefficient de diffusion est représenté dans Athena par une loi d'Arrhenius

$$D = -D_0 e^{-\frac{E_a}{kT}}$$

Où D_0 est un préfacteur de l'exponentielle et E_a est l'énergie d'activation. On aura ainsi pour les paires lacune-Phosphore un total de six paramètres à optimiser.

Le modèle utilisé est celui de Fermi dans Athena qui ne prend pas en compte les dommages d'implantation comme l'amorphisation et l'introduction possible de défauts de type interstitiels. On suppose alors que la diffusion du Phosphore ne s'effectue que via des paires dopant-lacune. La valeur de la solubilité solide limite du Phosphore est fixée à 2^{E20} , valeur communément admise dans la littérature.

La concentration de porteurs intrinsèque est calculée suivant la formule suivante :

$$n_i = n_i^0 * e^{-\frac{E}{kT}} * T^a$$

La valeur de n_i intervient directement dans le coefficient de diffusion, et ne disposant pas de données expérimentales, les trois paramètres n_i^0 , E et a seront inclus dans l'optimisation afin de mieux ajuster les profils obtenus par SIMS.

Les profils SIMS montrent une accumulation de dopants à proximité de l'interface SiO₂/Ge. Il est possible de modéliser ce phénomène dans Athena via l'utilisation d'un modèle de ségrégation de dopants et de perte de dose en ajustant les coefficients de ségrégation et de transport aux interfaces des matériaux (Air/oxide et oxide/Ge). Cependant il n'a pas été possible de modéliser correctement l'accumulation de dopants à l'interface. Néanmoins, l'optimisation des paramètres de diffusion via les paires dopants-lacunes neutres et chargées négativement (simples et doubles) a permis l'obtention de profils de dopants après recuits RTP à 700°C très proches de ceux obtenus par les mesures SIMS.

Afin d'affiner les résultats en minimisant le nombre de paramètres, et pour se rapprocher des différents résultats publiés, seule la diffusion par paires dopant-lacune avec des lacunes doublement chargées négativement a été considérée par la suite.

II. ANNEXE B : LAYOUT ET FABRICATION EN 200MM

II.A. Conception des masques

Les études sur substrat 200mm étant dédiées aux photodiodes, seulement 7 niveaux de masques sont nécessaires pour la fabrication de photodiode p-i-n intégrées avec un guide d'onde, et ces niveaux sont donnés dans le Tableau II-1. Pour ces masques, la dimension minimum acceptable ou CD (Critical Dimension) est de 300nm. Ainsi les dessins sur le layout devront respecter cette condition. Un autre point à prendre en compte pour la conception des masques et la tolérance d'alignement des procédés de lithographie utilisés. Afin d'éviter le chevauchement de certains niveaux lors de la fabrication, il faut donc anticiper en s'accordant des marges lors du design. Par exemple, afin de ne venir graver des contacts sur une zone non dopée, il est préférable de ne pas placer de contact directement au bord d'une zone dopée.

Niveau	Utilisation
FC	Gravure des réseaux de couplage
GUIDE	Gravure des guides d'ondes
CAV	Gravure de la cavité pour l'épitaxie
GEP	Implantation P
GEN	Implantation N
MET	Gravure des électrodes
PLUG	Gravure des contacts

Tableau II-1 Niveaux de masques utilisés pour la fabrication de photodiodes p-i-n intégrées avec guide d'onde.

Pour les photodiodes, la structure de base utilisée est constituée d'un coupleur et d'un guide d'onde couplé à la cavité pour l'épitaxie du Ge. Le dessin du coupleur est représenté sur la Figure II-1. Ce coupleur permet de coupler efficacement la lumière à 1550nm en polarisation TE (Transverse Electric). Un guide de 500nm de large est utilisé pour guider la lumière sur la puce, il a donc une section de 220x500nm, permettant un transport monomode TE à 1550nm avec un minimum de perte.

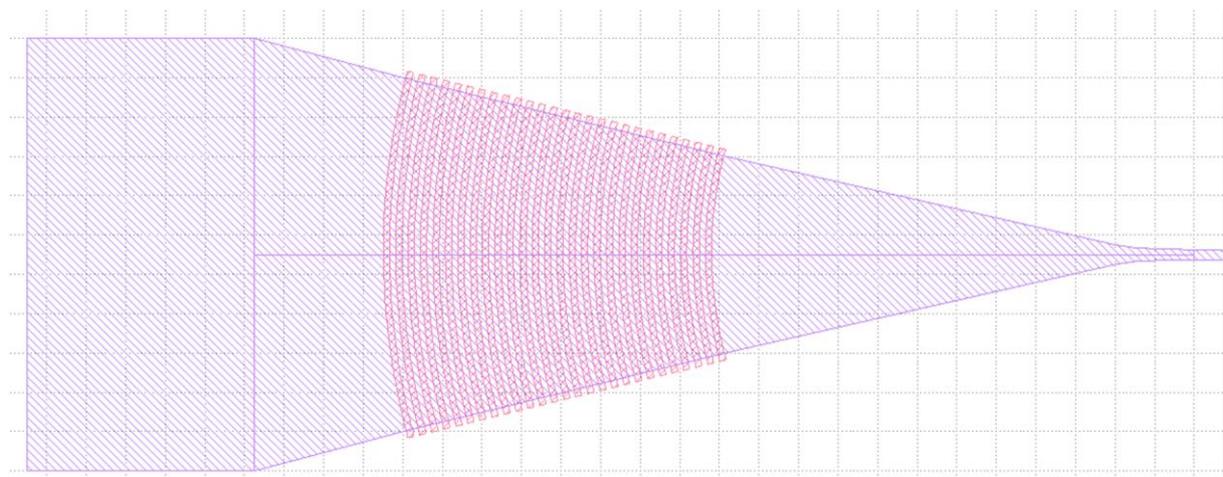


Figure II-1 Dessin du réseau de couplage et du guide d'onde utilisés pour la fabrication des circuits photodiode.

Pour les photodiodes, une cavité de $10\mu\text{m}$ de large est utilisée avec différentes longueurs possibles. En standard, une longueur de $10\mu\text{m}$ a été utilisée permettant en théorie d'obtenir une absorption quasi-totale de la lumière à 1550nm . Les zones pour le dopage p et n sont définies avec un écartement variable dessiné à $1\mu\text{m}$, $0.7\mu\text{m}$ et $0.5\mu\text{m}$. Ces différentes largeurs permettent d'adresser des bandes passantes de 35GHz , 50GHz et 70GHz respectivement, en se basant sur les calculs du modèle analytique. Pour les contacts, des « plugs » de $400\times 400\text{nm}$ sont utilisés et le niveau métal permet de définir des électrodes de type GSG (Ground Signal Ground) pour le test radiofréquence sous pointes. Le dessin de la photodiode est présenté sur la Figure II-2.

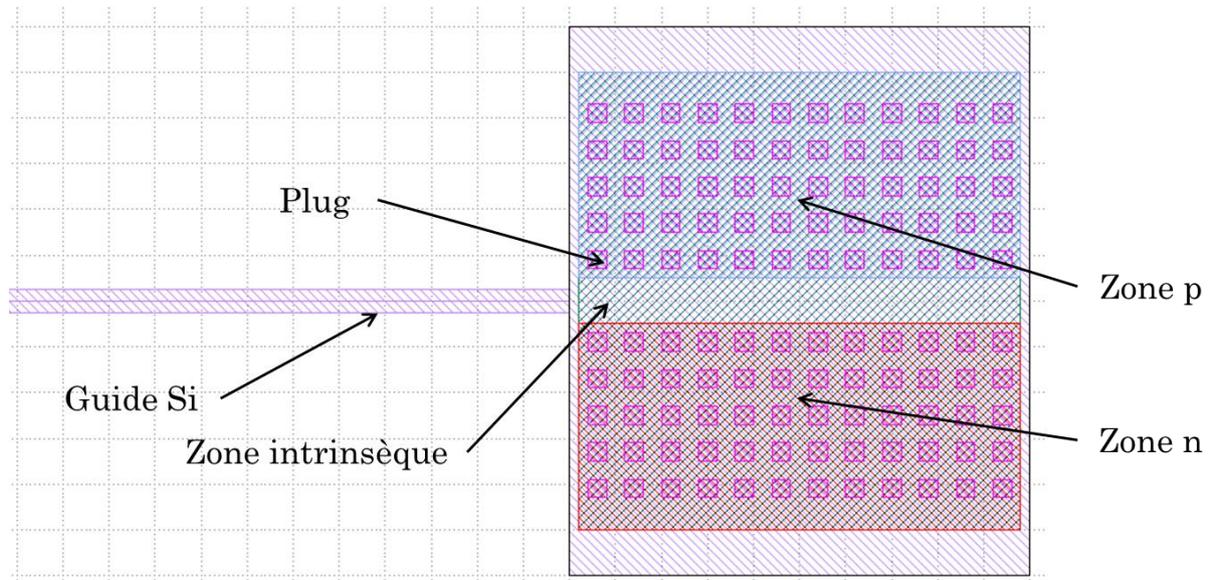


Figure II-2 Dessin de la photodiode p-i-n sans le niveau métal des électrodes.

II.B. Procédé de fabrication

Les étapes de fabrication des structures passives sont représentées schématiquement dans la Figure II-3.

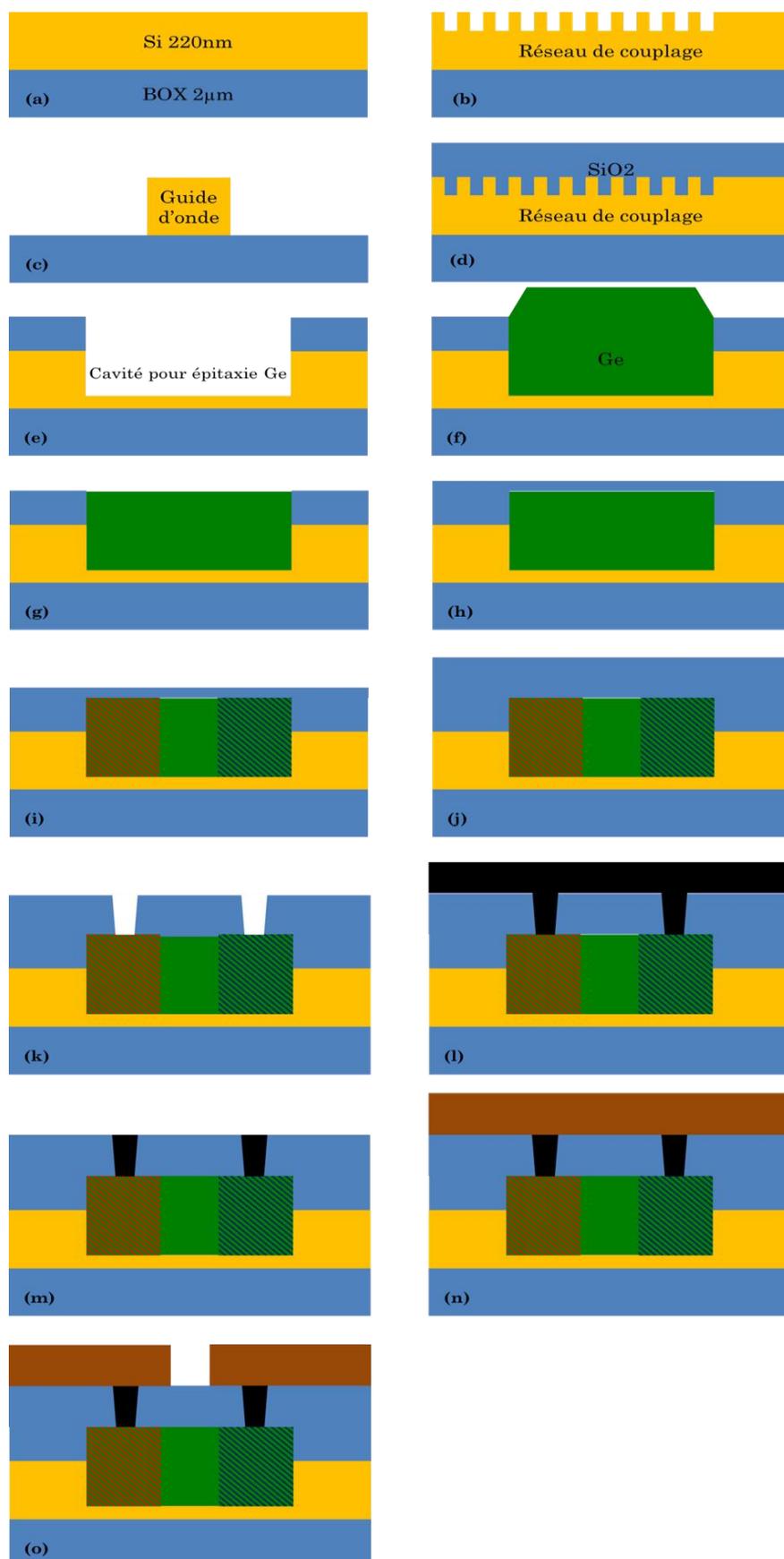


Figure II-3 Etapes de fabrication des photodiodes p-i-n en Ge sur Si intégrées en bout de guide d'onde.

A partir du substrat SOI, une lithographie Deep-UV à 193nm suivie d'une gravure partielle de 70nm de Si permet de définir les structures des réseaux de couplage (Figure II-3 (b)). Une deuxième lithographie suivie d'une gravure totale du Si permet de définir les guides d'onde (Figure II-3 (c)). L'ensemble est ensuite recouvert par un dépôt de SiO_2 (Figure II-3 (d)) et la cavité qui servira pour l'épitaxie du Ge est définie par une gravure partielle du Si (Figure II-3 (e)). Environ 50nm de Si subsiste en fond de cavité afin de servir comme couche de reprise d'épitaxie. Le Ge est alors épitaxié par RP-CVD (Reduced Pressure Chemical Vapor Deposition) et planarisé pour obtenir une couche d'environ 350nm d'épaisseur (Figure II-3 (f) et (g)). L'étape d'épitaxie sera détaillée Une fine couche d'oxyde (40-50nm) est alors déposée (Figure II-3 (h)) afin de protéger le Ge lors de l'implantation (Figure II-3 (c)).

III. ANNEXE C : COMPLEMENTS SUR LE DIAGRAMME DE L'ŒIL ET L'EXTRACTION DU BRUIT DES PHOTODIODES P-I-N EN AVALANCHE

La mesure du diagramme de l'œil a permis l'extraction du facteur Q , en assumant que la tension mesurée peut être approximée par une variable aléatoire dont la distribution est gaussienne. Le facteur Q est alors donné par :

$$Q = \frac{s_1 - s_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (\text{III-1})$$

Avec s_1 et s_0 l'amplitude moyenne du signal pour un "1" et un "0" respectivement et σ_1 et σ_0 les écarts type associés, représentés sur la Figure III-1.

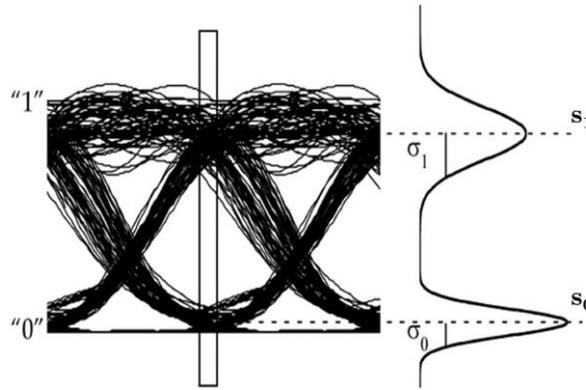


Figure III-1 Diagramme de l'œil et notation pour la définition du facteur Q .

Comme le récepteur n'est pas parfait, la réception d'un "0" ne correspond pas à l'absence de puissance optique détectée, ce qui signifie que le taux d'extinction n'est pas infini, il faut donc prendre en compte s_0 . Le facteur Q peut aussi être exprimé en termes de courant selon la formule suivante :

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (\text{III-2})$$

Les écarts type sont alors exprimés comme la racine carrée du courant de bruit :

$$\sigma_1 = \sqrt{\sigma_{s1}^2 + \sigma_{obs}^2 + \sigma_T^2} \quad (\text{III-3})$$

$$\sigma_0 = \sqrt{\sigma_{s0}^2 + \sigma_{obs}^2 + \sigma_T^2} \quad (\text{III-4})$$

σ_{s1} et σ_{s0} correspondent au bruit de grenaille du au signal pour la réception d'un "1" et d'un "0" respectivement. σ_{obs} et σ_T sont le bruit de grenaille du au courant d'obscurité et le bruit thermique respectivement. Les expressions du bruit de grenaille dans le cas d'une photodiode à avalanche sont données par :

$$\sigma_{s1,0}^2 = 2qI_{prim\ 1,0} \langle M \rangle^2 F \Delta f \quad (\text{III-5})$$

$$\sigma_{obs}^2 = 2qI_{prim\ obs} \langle M \rangle^2 F \Delta f \quad (\text{III-6})$$

Avec $I_{prim\ 1,0}$ le photo-courant nominal pour la réception d'un "1" et d'un "0" respectivement, $\langle M \rangle$ le gain moyen, $I_{prim\ obs}$ le courant d'obscurité avant multiplication, Δf la bande passante équivalente de bruit et F le facteur d'excès de bruit. On peut aussi écrire le facteur Q en fonction des courants primaires :

$$Q = \frac{(I_{prim\ 1} - I_{prim\ 0})\langle M \rangle}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (\text{III-7})$$

D'autre part le rapport signal à bruit (SNR) dans le cas d'une photodiode p-i-n en avalanche sans TIA s'écrit :

$$SNR = \frac{[(I_{prim\ 1} + I_{prim\ 0})\langle M \rangle]^2}{2\left(\frac{\sigma_{s1}^2 + \sigma_{s0}^2}{2} + \sigma_{obs}^2 + \sigma_T^2\right)} = \frac{[(I_{prim\ 1} + I_{prim\ 0})\langle M \rangle]^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_0^2)} \quad (\text{III-8})$$

En combinant les équations (III-7) et (III-8), on obtient :

$$\begin{aligned} SNR &= Q^2 \frac{(\sigma_1 + \sigma_0)^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_0^2)} \left(\frac{I_{prim\ 1} + I_{prim\ 0}}{I_{prim\ 1} - I_{prim\ 0}} \right)^2 \\ &= Q^2 \frac{(\sigma_1 + \sigma_0)^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_0^2)} \left(\frac{1+r}{1-r} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{III-9})$$

Où r est le taux d'extinction défini par :

$$r = \frac{1 - I_1}{1 - I_0} \quad (\text{III-10})$$

En explicitant σ_1 et σ_0 dans (III-9) avec les expressions (III-3), (III-4), (III-5) et (III-6), il est alors possible d'exprimer le facteur d'excès de bruit de la photodiode à avalanche :

$$F = \left[\frac{[(I_{prim\ 1} + I_{prim\ 0})\langle M \rangle]^2}{SNR} - \sigma_T^2 \right] \frac{1}{2q(2I_{prim\ 1} + 2I_{prim\ 0} + 4I_{prim\ obs})\langle M \rangle^2 \Delta f} \quad (\text{III-11})$$

Néanmoins, cette formulation est valable que si les hypothèses suivantes sont validées :

- Le courant d'obscurité subit le même gain que le photo-courant
- Les courants correspondants à la réception d'un "1" et d'un "0" subissent le même gain.

En pratique, et dans notre cas, seule la deuxième hypothèse peut être considérée comme valable. En effet l'ordre de grandeur des courants $I_{prim\ 1}$ et $I_{prim\ 0}$ peut être considéré similaire et donc le gain ne devrait pas changer pour la réception d'un "1" et d'un "0". Cependant, lors de nos mesures, le courant d'obscurité est fixé par la polarisation de la photodiode qui était établie à -7V. Pour le photo-courant, le gain augmente lorsque la puissance optique diminue alors que le courant d'obscurité, qui contribue au courant total mesuré, est indépendant de celle-ci. Il en résulte un gain spécifique au courant d'obscurité et à fortiori un facteur d'excès de bruit de courant d'obscurité différent de celui lié à la

multiplication des porteurs photo-générés. Par conséquent, une extraction du facteur d'excès de bruit à partir de l'équation (III-11) serait erronée. Il faudrait alors connaître le courant d'obscurité avant multiplication, or dans le cas des photodiodes p-i-n Ge, à fort champ électrique, la génération de courant d'obscurité est gouvernée par l'ionisation par impact mais aussi par l'effet tunnel bande à bande, rendant difficile l'extraction du gain du courant d'obscurité et donc du facteur d'excès de bruit correspondant.

IV. LISTE DES PUBLICATIONS

IV.A. Articles dans des revues avec comité de lecture

L. Virot, P. Crozat, J.-M. Fédéli, J.-M. Hartmann, D. Marris-Morini, E. Cassan, F. Boeuf, and L. Vivien, "Germanium avalanche receiver for low power interconnects," *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 4957, Sep. 2014.

L. Virot, L. Vivien, J.-M. Fédéli, Y. Bogumilowicz, J.-M. Hartmann, F. Boeuf, P. Crozat, D. Marris-Morini, and E. Cassan, "High-performance waveguide-integrated germanium PIN photodiodes for optical communication applications," *Photonics Res.*, vol. 1, no. 3, p. 140, Oct. 2013.

D. Marris-Morini, L. Virot, C. Baudot, J.-M. Fédéli, G. Rasigade, D. Perez-Galacho, J.-M. Hartmann, S. Olivier, P. Brindel, P. Crozat, F. Boeuf, and L. Vivien, "A 40 Gbit/s optical link on a 300-mm silicon platform," *Opt. Express*, vol. 22, no. 6, p. 6674, Mar. 2014.

IV.B. Communications avec actes

Virot L., Vivien L., Marris-Morini D., Osmond J., Crozat P., Cassan E., Polzer A., Zimmermann H., Hartmann J.M., Fédéli J.M., Kopp C., Baudot C., Boeuf F., *Zero bias 40Gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon*, SPIE Photonics Europe, 20120416 – 20120419, Bruxelles (Belgique).

Virot L., Vivien L., Hartmann J.M., Fédéli J.M., Marris-Morini D., Cassan E., Baudot C., Boeuf F., PIN on Ge on Si photodiodes for high speed and low power consumption receivers., 2012 International Conference on Solid State Devices and Materials, 20120925 – 20120927, Kyoto (Japan).

Virot L., Vivien L., Hartmann J.M., Fédéli J.M., Marris-Morini D., Cassan E., Baudot C., Boeuf F., *Photodiodes PIN intégrées en Germanium sur Silicium*, GDR Ondes, Journées thématiques RF/millimétrique et optique intégrée, 20130117 – 20130118, Grenoble (France).

Virot L., Vivien L., Hartmann J.M., Fédéli J.M., Marris-Morini D., Cassan E., Baudot C., Boeuf F., *Ge on Si waveguide-integrated photodiodes for high speed and low power receivers.*, SPIE Microtechnologies, 20130424 – 20130426, Grenoble (France).

Virot L., Vivien L., Hartmann J.M., Bogumilowicz Y., Fédéli J.M., Marris-Morini D., Cassan E., Baudot C., Boeuf F., *High speed waveguide integrated lateral PIN Ge on Si photodiode with very low dark current*, International Conference on Solid State Devices and Materials, 20130924-20130927, Fukuoka (Japan).

Virot L., Vivien L., Hartmann J.M., Bogumilowicz Y., Fédéli J.M., Marris-Morini D., Cassan E., Baudot C., Boeuf F., *Ge/Si avalanche photodiode*, SPIE Photonics Europe, 20140414-20140417, Bruxelles (Belgique).

L. Vivien, L. Virot, D. Marris-Morini, J.-M. Hartmann, P. Crozat, E. Cassan, C. Baudot, F. Boeuf, and J.-M. Fédéli, "40Gbit/s germanium waveguide photodiode," in *Optical Fiber Communication Conference* (2013), p. OM2J–3.

J. M. Fedeli, L. Virot, J. M. Hartmann, P. Grosse, W. Bogaerts, and L. Vivien, "16 channel receiver with 20 GHz Ge photodiodes," in *Group IV Photonics (GFP), 2012 IEEE 9th International Conference on* (2012), pp. 156–158.