

Université
de Toulouse

THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Conception de Circuits Micro-électroniques et Microsystèmes

Présentée et soutenue par :

M. Emmanuel MOUTAYE

le : vendredi 17 décembre 2010

Titre :

Intégration de mélangeurs optoélectroniques en technologie CMOS pour la télémétrie laser embarquée haute résolution.

JURY

M. Christian BOISROBERT, M. Gérald LEPAGE, M. Marc LESCURE, M. Guo-Neng LU,
Mme. Hélène TAP-BETEILLE, M. Frédéric TRUCHETET

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :

Laboratoire d'Optoélectronique pour les Systèmes Embarqués

Directeur(s) de Thèse :

Mme Hélène TAP-BETEILLE

Rapporteurs :

M. Guo-Neng LU, M. Frédéric TRUCHETET

Mots clés

- Photocapteurs
- Photodiode à avalanche
- Mélangeur optoélectronique
- Télémétrie laser
- Technologie CMOS
- ASIC analogique.

Résumé

La mesure de distance et la détection d'objets sont devenues essentielles dans de nombreux domaines tels que l'automobile ou la robotique, les applications médicales, les procédés industriels et agricoles, les systèmes de surveillance et de sécurité, etc. Dans le but d'améliorer les performances des dispositifs de télémétrie laser en terme de bruit et de diaphonie, une technique hétérodyne par mélange optoélectronique doit être utilisée. Par ailleurs, l'aspect système embarqué nécessite une réduction de l'encombrement et de la consommation à performances égales. L'intégration de mélangeurs optoélectroniques en technologie CMOS apporte donc une solution optimale à cette approche grâce à ses multiples avantages (intégration du circuit d'instrumentation sur la même puce, modèles bien connus, coût raisonnable, performances élevées,...).

Ainsi cette thèse traitera de l'étude de mélangeurs optoélectroniques en technologie CMOS pour la télémétrie embarquée haute résolution.

Le premier chapitre de ce manuscrit présente les diverses techniques de mesure de distance par télémétrie laser et justifie le choix de la télémétrie laser par déphasage ainsi que le gain en performances lié à l'hétérodynage.

Le second chapitre décrit les mélangeurs électriques et optoélectroniques ainsi que les propriétés nécessaires à leur réalisation. Quelques photodétecteurs y sont présentés au vu de la possibilité de les utiliser en mélangeurs optoélectroniques et d'une intégration potentielle en technologie CMOS.

Les principales contraintes liées à l'intégration en technologie CMOS de photocapteurs utilisables en mélangeurs optoélectroniques, sont exposées dans la troisième partie. Les travaux de conception et d'optimisation des structures ainsi que les phases de simulations et de test y sont détaillés.

Enfin, pour valider expérimentalement les études précédentes, le dernier chapitre présente la conception d'une chaîne de mesure multivoies pour une tête de photoréception CMOS matricée pour un télémètre laser embarqué haute résolution.

Keywords

- Optical sensors
- Avalanche photodiode
- Optoelectronic mixer
- Laser range finding
- CMOS Technology
- ASIC.

Abstract

Distance measurement and object detection has become essential in many fields such as automotive and robotics, medical applications, industrial processes and farming systems, surveillance and security, etc.. In order to improve the performance of laser ranging devices in terms of noise and crosstalk, an optoelectronic heterodyne technique of mixing should be used. Moreover, the aspect of embedded system requires a reduction in the size and power consumption for the same performance. The integration of optoelectronic mixers in CMOS technology will provide an optimal solution to this approach through its many advantages (integrated instrumentation circuit on the same chip, well-known models, reasonable cost, high performance, ...).

Thus this thesis will focus on the study of optoelectronic mixers in CMOS technology for high resolution, embedded laser range finding systems.

The first chapter of this thesis discusses the various technique of distance measurement by laser ranging and justifies the choice of phase shift technique and the gain in performance related to heterodyning.

The second chapter describes the electrical and optoelectronic mixers and the properties needed to develop them. Some photodetectors are presented given the opportunity to use optoelectronic mixers and a potential integration with CMOS technology.

The main constraints to the integration of CMOS photosensors used in optoelectronic mixers are set out in Part III. The work of design and optimization of structures and phases of simulations and testing are detailed.

Finally, to experimentally confirm the earlier studies, the final chapter presents the design of a measuring head for a multichannel photoreceptor CMOS for a high resolution laser range finder.

Glossaire

$A_d(jf)$: Réponse en fréquence du gain différentiel en boucle ouverte de l'amplificateur transimpédance.

A_R : Surface de la pupille de l'optique de photoréception.

a_{VCO} : Vitesse de variation de la fréquence du VCO.

B_n : Bande passante équivalente de bruit.

B_V : Tension de claquage d'une jonction par effet zener.

c : Célérité de la vitesse dans le vide ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$).

C_{DB} : Capacité drain-substrat du transistor MOS.

C_{DS} : Capacité drain-source du transistor MOS.

C_{GB} : Capacité grille-substrat du transistor MOS.

C_{GD} : Capacité grille-drain du transistor MOS.

C_{GS} : Capacité grille-source du transistor MOS.

C_j : Capacité de jonction de la photodiode.

C_{ox} : Capacité de l'oxyde de grille par unité de surface.

C_{SB} : Capacité source-substrat du transistor MOS.

D : Distance cible – capteur.

D_{min} : Distance minimale expérimentale choisie pour l'application considérée.

D_{0min} : Distance minimale mesurable avec une modulation linéaire idéale du VCO.

E_g : Largeur de la bande interdite dans un semiconducteur.

F : Facteur d'excès de bruit .

f_i : Fréquence de coupure haute associée à la constante de temps τ_i .

f_{HF} : Haute fréquence, égale à la somme des fréquences f_{RF} et f_{LO} .

f_{IF} : Fréquence intermédiaire, égale à la différence entre les fréquences f_{RF} et f_{LO} .

f_{OL} : Fréquence imposée par l'oscillateur local.

f_{RF} : Fréquence de modulation du signal modulant la diode laser.

g_{ds} : Conductance petit signal drain-source du transistor MOS.

G_L : Conductance de sortie.

G_M : Transconductance de la fonction (pente à l'origine de la caractéristique $\Delta I_D(v_d)$).

g_m : Transconductance petit signal de la grille du transistor MOS.

g_{out} : Conductance de sortie petit signal.

h : Constante de Planch ($6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$).

I_{prim} : Photocourant primaire hors multiplication.

I_D : Courant drain quasi-statique du transistor MOS.

I_{DL} : Amplitude du courant moyen de modulation de la diode laser.

i_{PD} : Courant photoélectrique traversant la photodiode (PIN ou APD).

I_{th} : Courant de seuil de la diode laser.

k_B : Constante de Boltzman ($1.380 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$).

L : Longueur du canal du transistor MOS.

N_A : Nombre d'atome accepteurs intervenant dans le dopage d'un semiconducteur (cm^{-3}).

N_D : Nombre d'atome donneurs intervenant dans le dopage d'un semiconducteur (cm^{-3}).

M : Gain d'avalanche dans une APD.

\hat{n} : Densité d'électron en excès.

\hat{p} : Densité de trous en excès.

P_{DL} : Puissance crête de l'onde laser transmise.

P_{opt} : Puissance optique incidente sur un photodétecteur.

q : Charge de l'électron ($1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$).

R_f : Résistance de contre-réaction de l'amplificateur transimpédance.

R_L : Résistance de sortie.

S_D : Sensibilité de la mesure.
 STI : Shallow Trench Isolation
 S_λ : Réponse spectrale de la photodiode.
 T_r : Période de modulation du VCO.
 T_λ : Coefficient de transmission de l'optique d'émission pour une longueur d'onde donnée.
 T_R : Coefficient de réflexion de l'optique du récepteur.
 t_{retard} : Temps de retard associé à une ligne à retard.
 U_t : Tension thermodynamique de Boltzman (26mv à 300 K).
 V_{BS} : Tension substrat-source du transistor MOS.
 V_{CC} : Tension d'alimentation.
 V_{DS} : Tension drain-source du transistor MOS.
 V_{GS} : Tension grille-source du transistor MOS.
 V_{bi} : Tension de barrière dans une jonction métal-semiconducteur.
 V_{outBP} : Signal issu de la multiplication des signaux issus de l'oscillateur local et du montage transimpédance, dont le signal haute fréquence a été filtré.
 V_{ref} : Signal issu de la multiplication des signaux issus des oscillateurs local et RF, dont le signal haute fréquence a été filtré.
 V_{OL} : Tension issue de l'oscillateur locale.
 V_{RF} : Tension issue de l'oscillateur de référence.
 V_{th} : Tension de seuil du transistor MOS.
 W : Largeur du canal du transistor MOS.
 W_m : Travail de sortie de métal.
 W_s : Travail de sortie du semiconducteur.
 ZCE : Zone de charge d'espace.
 Z_t : Fonction de transfert de l'amplificateur transimpédance.
 α : Coefficient d'absorption d'un semiconducteur.
 α_n : Coefficient d'ionisation des électrons.
 α_p : Coefficient d'ionisation des trous.
 δ : Largeur de la zone de charge d'espace.
 δD : Résolution de la mesure de distance par le télémètre.
 $\delta\phi$: Résolution de la mesure du déphasage.
 Δf : Excursion en fréquence du VCO.
 Δf_i : Largeur de la bande de fréquence associé à un amplificateur.
 $\Delta\phi$: Différence de phase entre l'onde émise et l'onde reçue par le télémètre laser par
 ΔV_G : Différence entre V_{GS} et V_{th} .
 déphasage.
 ϵ_s : Permittivité diélectrique d'un semiconducteur (1pF.cm pour le Silicium).
 ϕ : Potentiel de barrière à une jonction.
 λ : Facteur de modulation de la longueur du canal.
 λ_0 : Longueur d'onde du faisceau laser.
 λ_C : Longueur d'onde de coupure de la sensibilité spectrale.
 η : Rendement quantique interne aux photodétecteurs.
 μ : Mobilité des porteurs.
 ρ_{diff} : Coefficient de réflexion diffusant de la cible non-coopérative.
 τ_D : Temps de vol.
 χ : Affinité électronique.
 σ : Conductivité d'un matériaux.
 ϕ_{MS} : Différence des travaux de sortie métal-semiconducteur/

Remerciements

Je souhaite d'abord remercier du fond du cœur Mme Hélène TAP-BETEILLE pour son encadrement, ses conseils et son soutien sans faille durant cette thèse. Ses nombreuses qualités, telles que sa motivation inaltérable et sa grande facilité de communication, m'ont permis de mettre en valeur jour après jour l'ensemble des travaux effectués.

Je tiens aussi à exprimer ma profonde gratitude à M. Marc LESCURE pour les conseils qu'il m'a prodigués au cours de ces trois années. La pertinence de ses critiques et ses nombreuses connaissances dans les domaines de l'optoélectronique et de la conception de circuits analogiques m'ont permis d'explorer de nombreuses voies et d'étoffer considérablement mes travaux de recherche.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à M. Christian BOISROBERT, président du jury de soutenance, à M. Guo-Neng LU et M. Frédéric TRUCHETET, rapporteurs de ce manuscrit, et enfin à M. Gérard LEPAGE pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Un très grand merci à M. Francis JAYAT pour l'aide qu'il m'a apportée lors de la réalisation des circuits imprimés de test des différents photodétecteurs intégrés, à M. Clément TRONCHE et M. Xavier BENOIT-GONIN pour l'ensemble du matériel qu'ils ont mis à ma disposition au moment des tests de caractérisation des photodétecteurs et pour leurs aides dans l'avancement de ces tests.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à M. Thierry BOSCH, directeur du laboratoire LOSE, pour tous les conseils et le soutien qu'il a su me prodiguer au cours de ces trois années. Je souhaite aussi témoigner toute ma reconnaissance à M. Pascal TANNOU, Mme Danielle ANDREU et Mme Catherine MONTELS pour le soutien permanent qu'ils m'ont apporté tout au long de ces trois années.

Je remercie aussi M. Julien PERCHOUX, M. Francis BONY, M. Olivier BERNAL, M. Han CHENG, l'ensemble des doctorants (M. Joseph EL ASSAD, M. Saroj PULLTEAP, Mme Maha SULLEMAN, M. Usman ZABIT, Mme Lucie CAMPAGNOLO, M. Florent BOUYJOU, M. Raphael TEYSSEYRE, ...), et autres personnels du laboratoire pour le sérieux et la bonne humeur qu'ils amènent ou ont amené au jour le jour.

Enfin, je souhaite remercier chaleureusement ma famille et mes amis qui ont été un soutien constant tout au long de mes études et méritent donc tous de se voir dédicacer ce manuscrit.

Table des matières

Mots clés	1
Résumé	1
Keywords	3
Abstract	3
Glossaire.....	4
Remerciements	6
Table des matières	7
Introduction générale.....	11
CHAPITRE I Télémétrie Laser	14
I.1. INTRODUCTION	14
I.2. MESURE DE DISTANCE PAR TEMPS DE VOL	16
I.2.1. Introduction.....	16
I.2.2. Technique impulsionnelle.....	17
I.2.3. Régime sinusoïdal permanent	18
I.2.3.1. Télémétrie par modulation de fréquence (pseudo FMCW)	19
I.2.3.2. Télémétrie laser par mesure de déphasage.....	20
I.3. CONCLUSION ET PROBLEMATIQUES	24
I.3.1. Conclusion sur le choix du principe de mesure	24
I.3.2. Réalisation d'un système embarqué.....	25
I.3.3. Bilan.....	26
I.4. REFERENCES	27
CHAPITRE II : Les mélangeurs optoélectroniques	32
II.1.INTRODUCTION	32
II.1.1.Les mélangeurs	32
II.1.2.Les mélangeurs optoélectroniques.....	33
II.1.3.Les photodétecteurs	33
II.1.4.Conclusion	35
II.2.LES PHOTODIODES A AVALANCHE	36
II.2.1.Généralités	36
II.2.1.1.Principe de fonctionnement	36
II.2.1.2.Bruit dans une APD	43
II.2.1.3.Temps de réponse	44
II.2.1.4.Influence de la géométrie de la structure sur la sensibilité spectrale et le gain ...	46
II.2.1.5.Polarisation de l'APD et sensibilité à la température	48
II.2.2.Etude de l'APD en mélangeur optoélectronique	49
II.2.3.APD et applications en mélangeur optoélectronique.....	51

II.3.LES PHOTODIODES METAL-SEMICONDUCTEUR-METAL	52
II.3.1.Généralités	52
II.3.2.Theorie de la photodiode Schottky	52
II.3.3.Etude des MSM-PD en mélangeur optoélectronique	55
II.3.4. MSM-PD et applications en mélangeur optoélectronique	57
II.4.LES PHOTOCONDUCTEURS	58
II.4.1.Généralités	58
II.4.2.Théorie des photoconducteurs	58
II.4.3. Etude des photoconducteurs en mélangeur optoélectronique.....	61
II.4.4.Photoconducteurs et applications en mélangeurs optoélectroniques.....	62
II.5.CONCLUSION	63
II.6.REFERENCES	64

CHAPITRE III Implémentation de mélangeurs optoélectroniques en Technologie CMOS..... 68

III.1.INTRODUCTION.....	68
III.2.PHOTODIODE A AVALANCHE	70
III.2.1.Théorie	70
III.2.2.Simulations et Layout.....	73
III.2.2.1.APD_P ⁺ N ₁	73
III.2.2.2.APD_P ⁺ N _I	81
III.2.2.3.APD_N ⁺ P _I	88
III.2.3.Synthèse des performances de simulation.....	95
III.2.4.Validations expérimentales	97
III.2.4.1.APD_P ⁺ N ₁	97
III.2.4.2.APD_P ⁺ N _I	103
III.2.4.3.APD_N ⁺ P _I	108
III.2.4.4.Récapitulatif des résultats expérimentaux.....	113
III.3.PHOTODIODE MSM À BARRIÈRE SCHOTTKY	114
III.3.1.Diagramme des bandes d'énergie.....	114
III.3.1.1.Cas où $W_M > W_S$	114
III.3.1.1.A.Semiconducteur de type N	114
III.3.1.1.B.Semiconducteur de type P	116
III.3.1.2.Cas où $W_M < W_S$	117
III.3.1.2.A.Semiconducteur de type N	117
III.3.1.2.B.Semiconducteur de type P	118
III.3.2.Compatibilité avec les contraintes technologiques d'AMS.	119
III.3.2.1.Semiconducteur de type N	119
III.3.2.2.Semiconducteur de type P	120
III.3.3.Simulations et Layout.....	120
III.4.PHOTOCONDUCTEUR	129
III.4.1.Theorie	129
III.4.2.Simulations et Layout.....	129
III.5.CONCLUSION	134

III.6.RÉFÉRENCES	135
CHAPITRE IV Conception d'une chaîne de mesure multivoies pour une matrice de photoréception CMOS pour un télémètre laser embarqué haute résolution.	136
IV.1.INTRODUCTION	136
IV.2.ETUDE D'UNE CHAINE DE PHOTODETECTION INSTRUMENTEE.....	138
IV.2.1.Introduction.....	138
IV.2.2.Modèle électrique de l'APD	138
IV.2.3.Présentation des sources de courant.....	140
IV.2.3.1. Miroir de courant simple.....	140
IV.2.3.2. Miroir de courant cascodé.....	143
IV.2.3.3. Discussion	145
IV.2.4.Injection du signal issu de l'oscillateur local	145
IV.2.4.1.Injection sur l'anode.....	146
IV.2.4.1.A.Source de courant I_1	146
IV.2.4.1.B.Suiveur de tension U_1 :	147
IV.2.4.1.C.Source de courant I_2	148
IV.2.4.1.D.Simulation du circuit complet	149
IV.2.4.2.Injection sur la cathode	151
IV.2.4.2.A.Source de courant I_2	152
IV.2.4.2.B.Suiveur de tension U_1	153
IV.2.4.2.C.Source de courant I_1	154
IV.2.4.2.D.Simulation du circuit complet	154
IV.2.4.3.Choix de l'architecture optimale.....	156
IV.2.5.Architecture finale.....	160
IV.3.IMPLANTATION D'UNE MATRICE D'APD CMOS	162
IV.3.1.Bilan de liaison.....	163
IV.3.1.1.Coefficient de couplage	163
IV.3.1.2.Photocourant disponible.....	164
IV.3.2.Conception de la matrice d'APD	165
IV.4.CONCLUSION.....	167
IV.5.REFERENCES.....	168
Conclusion générale	169
Table des illustrations.....	172
Liste des tableaux	177
Annexes A : Liste des publications	178
Publications dans des revues internationales à comité de lecture	178
Actes de conférences internationales à comité de lecture	178
Conférences invités	178
Conférences Nationales.....	178
Annexes B : Datasheets.....	179

Introduction générale

La mesure de distance, la classification et la détection de formes sont devenus prépondérants dans divers domaines d'applications tels que la robotique terrestre ou spatiale, l'industrie, la sécurité, les transports, le médical, etc. Pour répondre aux contraintes liées à l'environnement, chaque système de mesure doit répondre à un cahier des charges spécifique.

Hormis le coût de production, les principaux critères de conception sont la plage de mesure, la résolution, la consommation, l'encombrement et la fiabilité. Les performances relatives à chacun de ces critères dépendent de l'application considérée.

Les principes de mesures de distance déduite du temps de vol d'un faisceau laser peuvent être séparés en deux grandes familles : une correspondant à un régime impulsionnel, l'autre à un régime sinusoïdal permanent (à fréquence fixe ou modulée).

Dans le cadre du régime sinusoïdal permanent à fréquence fixe, la détermination de la distance à partir du déphasage donne de très bons résultats sur des cibles non coopératives, en particulier en termes de résolution, pour des intervalles de mesure allant de 0,5m à 20m. Une résolution proche de la dizaine de μm peut être obtenue à l'aide de cette technique de mesure en modulant la puissance optique du laser à une fréquence de l'ordre du GHz. C'est cette technique qui a été retenue pour la réalisation d'un télémètre laser embarqué haute résolution car elle offre les meilleures performances en termes de précision sur une plage de mesure sans indétermination de l'ordre du mètre.

De plus, pour améliorer les performances du système en termes de bruit et de diaphonie, l'utilisation d'un mélangeur optoélectronique devient incontournable. Celui-ci permet en effet de faire l'acquisition du déphasage à des fréquences réduites. Ce qui permet d'avoir de grande résolution sur la mesure tout en améliorant le rapport signal à bruit du dispositif. La photodiode à avalanche est le mélangeur optoélectronique le plus fréquemment utilisé. Celles-ci nécessitent des tensions comprises entre -150V et -400V pour les polariser dans leur région d'avalanche et être sensibles aux longueurs d'onde du visible dans le silicium.

Depuis de nombreuses années déjà, les chercheurs du monde entier se sont attachés à intégrer des systèmes, puis des microsystèmes, dans le but d'augmenter les fonctionnalités tout en diminuant l'encombrement et la consommation. A l'heure des systèmes embarqués, le silicium reste l'élément incontournable de cette démarche. En effet, les avantages d'intégrer

un système embarqué sur substrat silicium sont nombreux (technologies de la microélectronique bien connues, matures et optimisées, diminution des dimensions, diminution des temps de transit des signaux et augmentation de la bande passante, ...).

Par ailleurs, si la technique utilisée est compatible CMOS, les avantages sont encore multipliés (intégration multifonctions, application aisée du facteur d'échelle pour l'évolution du système vers des technologies nouvelles, réduction des coûts pour une fabrication de masse).

Ainsi, l'intégration en technologie CMOS d'un télémètre laser haute résolution permettrait d'obtenir à bas coût un système embarqué de mesure de distance fiable, d'encombrement réduit et de faible consommation. Seule la diode laser nécessiterait une hybridation sur le circuit CMOS de la tête d'émission. Concernant la tête de photoréception de ce « System On Chip » (SOC), la principale difficulté réside dans l'intégration en technologie CMOS d'un mélangeur optoélectronique permettant, par hétérodynage, l'obtention de performances optimisées.

Cette thèse porte donc sur la conception, la modélisation l'intégration et le test de photodétecteurs non-linéaires pour utilisation en mélangeur optoélectronique dans la tête de photoréception d'un SOC de mesure de distance haute résolution.

Le premier chapitre de ce manuscrit présente les diverses technique de mesure de distance par télémétrie laser par et justifie le choix de la télémétrie laser par déphasage ainsi que le gain en performances lié à l'hétérodynage au sein d'un mélangeur haute-résolution.

Le second chapitre décrit les mélangeurs électriques et optoélectroniques ainsi que les propriétés nécessaires à leur réalisation. Quelques photodétecteurs y sont présentés au vu de la possibilité de les utiliser en mélangeurs optoélectroniques et d'une intégration potentielle en technologie CMOS.

Les principales contraintes liées à l'intégration en technologie CMOS de photocapteurs utilisables en mélangeurs optoélectroniques, sont exposés dans la troisième partie. Les travaux de conception et d'optimisation des structures ainsi que les phases de simulations et de test y sont détaillés.

Enfin, pour valider les études précédentes, le dernier chapitre présente la conception d'une chaîne de mesure multivoies pour une tête de photoréception CMOS matricée pour un télémètre laser embarqué haute résolution.

CHAPITRE I

Télémétrie Laser

Ce chapitre présente des dispositifs optoélectroniques appliqués à la mesure de distance sans contact et plus particulièrement les applications télémétriques. Les avantages et inconvénients des différentes techniques y sont exposés aussi bien sur les performances que sur la mise en œuvre de l'électronique associée.

I.1. INTRODUCTION

Lorsqu'une onde acoustique ou électromagnétique illumine une surface quelconque, une fraction de l'énergie est rétrodiffusée dans l'espace du demi-plan de cette surface. Pour distinguer cette surface cible de tout l'environnement dans laquelle elle est placée, il est nécessaire que la majorité de la puissance de l'onde incidente soit en interaction avec la cible, afin d'obtenir une analyse quasi-ponctuelle. Si la distance à mesurer est grande devant la dimension de la cible à détecter, il est nécessaire que le faisceau incident d'analyse soit de faible section et peu divergent. Ceci est indispensable lorsque la puissance d'émission est relativement faible et qu'elle doit encore satisfaire le rapport signal sur bruit du bilan de liaison. Une faible divergence du faisceau d'analyse est obtenue lorsque la pupille de la source est de grande section en comparaison de la longueur d'onde, ce qui donnera une faible diffraction du faisceau d'analyse. Grâce aux diodes laser, les techniques optiques dont la longueur d'onde est proche de $1\mu\text{m}$ permettent de fournir à la fois des faisceaux de faible divergence et de forte puissance.

La mesure de distance et la détection d'objets sont devenues essentielles dans de nombreux domaines tels que la détection d'obstacles pour les véhicules ou les robots autonomes ([Hueber, 2000], [Okada, 2005], [Wand, 2007], [Qianjin, 2010]), les applications médicales ([Berkelman, 2003]), les procédés industriels et agricoles ([Liessem, 2002], [Cheng, 2008]), la détection de surface des routes ([Xiangyang, 2003], [Kiichiro, 2006], [Vilaca, 2009]), les systèmes de surveillance et de sécurité ([Hosmer, 2004]), etc.

Les conditions de détection dépendent de l'application souhaitée, de l'intervalle de distance sur lequel la détection doit se faire, de la résolution souhaitée et de la position angulaire du capteur par rapport à la surface. Selon ces conditions, on choisit un type précis

de capteur, ayant les propriétés physiques optimales pour l'application considérée. Ces capteurs peuvent être optiques (opérant dans le visible ([Wand, 2007], [Ozdemir, 2001]) le proche infrarouge ([Hosmer, 2004]), ou l'ultraviolet ([Pauchard, 2000], [Nerguizian, 2004]), à ultrasons ([Hueber, 2000]), etc.

Les capteurs à ultrasons sont utilisés dans les environnements nécessitant de la détection d'obstacles sur des distances moyennes (de l'ordre du mètre), les capteurs du type radar pour les grandes distances. Les capteurs optiques présentent une gamme de mesure de distance relative importante, pour des surfaces pouvant être difficiles d'accès et dont les dimensions peuvent être petites devant la distance. Le choix de la longueur d'onde du capteur optique dépend notamment de sa réponse par rapport à la cible souhaitée et de l'hostilité de l'environnement, en fonction de l'ensemble des interférences et autres phénomènes perturbateurs du milieu. Par exemple, un faisceau laser CO₂ ayant une longueur d'onde de 10.6µm peut se propager au travers d'une épaisse fumée noire produite par un incendie ([Yamada, 1993]).

Les principes de mesures de distance sans contact peuvent être séparés en deux grandes méthodes. L'une, passive, se contente d' "analyser" une scène, souvent soumise à un "éclairage naturel" et uniforme. L'autre, dite active, consiste à projeter la puissance d'une onde (ultrasonique ou électromagnétique) sur la scène à étudier et à analyser la fraction de l'énergie de l'onde de retour renvoyée par l'environnement et la cible. Dans ce chapitre, nous nous placerons dans ce deuxième cas. On distingue trois grandes familles de techniques optiques de mesure de distance par faisceau laser ([Bosch, 1995]) :

- les méthodes par triangulation,
- les méthodes par interférométrie,
- les méthodes par temps de vol.

Le principe de base de la mesure de distance par technique de triangulation est la projection sur une cible d'un faisceau de lumière collimaté et monochromatique dont la composante diffusante est rétrodiffusée vers un photorécepteur ([Dorsch, 1994], [Häusler, 1997], [Bosch, 1994]). Bien que cette technique ne nécessite pas de performances extrêmes au niveau de la source optique et de l'électronique associée, son principal inconvénient réside dans l'existence d'une "zone d'ombre" due à la non-colinéarité des faisceaux d'émission et de réception.

Le principe de base de la mesure de distance par technique interférométrique consiste à compter le nombre de franges d'interférence produites par deux faisceaux lumineux

cohérents issus de la même source et déphasés dans un interféromètre de type Michelson par exemple ([Lang, 1997]). Bien que cette technique permette des mesures d'une précision de l'ordre d'une fraction de longueur d'onde pour des distances de l'ordre du mètre, ses principales limitations sont souvent imposées par la nature de la surface des cibles coopératives ([Williams, 1986], [Salvadé, 1997]), et la rugosité de la cible pour des cibles non-coopératives ([Bosch, 1995], [Bosch, 1994]). De plus, cette technique de mesure de distance nécessite une électronique de traitement assez conséquente. En effet cette technique est bien adaptée pour la détermination d'un déplacement (comptage de franges et frange fractionnaire); la détermination directe de la distance est plus complexe à obtenir car elle fait appel à des techniques de longueur d'onde synthétiques.

Le paragraphe suivant aborde la troisième grande famille de techniques optiques de mesure de distance : les méthodes par temps de vol.

I.2. MESURE DE DISTANCE PAR TEMPS DE VOL

I.2.1. Introduction

La mesure de distance D est directement déduite du "temps de vol" aller-retour τ_D de la lumière entre la source et le photorécepteur, via la cible illuminée. Si les faisceaux d'émission et de réception sont co-linéaires ou quasi-parallèles et si le rayon incident illumine la cible de façon quasi-ponctuelle, une fraction de l'énergie optique émise par la source sera rétrodiffusée par la surface de la cible dans une direction très voisine de celle du faisceau incident. En supposant que l'indice de groupe de l'atmosphère à la longueur d'onde λ est égal à 1, la distance D à mesurer est directement déduite de la relation :

$$D = \frac{c \cdot \tau_D}{2} \quad (I-1)$$

Ainsi, la connaissance de la vitesse de propagation de la lumière c dans le milieu considéré (air par exemple) permet d'accéder directement à la valeur absolue de la distance, par opposition aux dispositifs de comptage ou de défilement qui n'indiquent que des déplacements. A priori, la technique par temps de vol est l'une des mieux adaptées pour la mesure de distance sur une plage importante et pour des cibles du type partiellement diffusantes ou non coopératives. La figure I-a représente un exemple de tête optique d'un dispositif fonctionnant par temps de vol. La source laser émet un faisceau optique collimaté

ou faiblement divergent. Le photorécepteur est positionné sur l'axe et au foyer de l'optique de collecte.

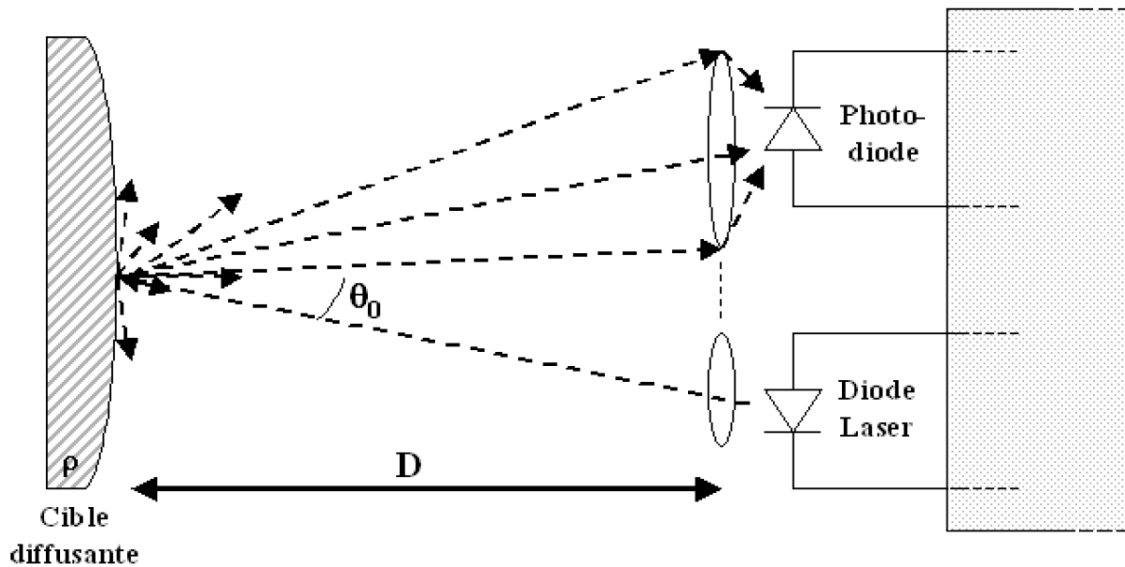


Figure I-a : Représentation de la tête optique d'un télémètre à diode laser fonctionnant par temps de vol.

La technique de mesure de distance par temps de vol est bien adaptée aux surfaces cibles diffusantes, dont la composante de rétrodiffusion lambertienne est importante. Cette propriété offre comme avantage que la surface ciblée peut présenter une orientation quelconque par rapport au rayon laser d'émission. Pour accéder à la détermination de la distance par temps de vol, il apparaît principalement deux techniques "classiques" de modulation de la puissance optique émise par la source laser : le régime impulsionnel et le régime sinusoïdal permanent. Concernant la deuxième technique, deux méthodes sont possibles, l'une basée sur la modulation continue de fréquence (FMCW) et l'autre fonctionnant à fréquence fixe (télémétrie laser par déphasage).

I.2.2. Technique impulsionnelle

Les télémètres utilisant une technique impulsionnelle sont les plus répandus pour mesurer de grandes distances absolues ([Maatta, 1993], [Ailisto, 2002]). Le dispositif d'émission lance des impulsions optiques de fortes puissances crêtes, de $1W_{\text{crête}}$ à $100W_{\text{crête}}$, avec un temps de montée très court et une largeur de l'impulsion compatible avec le temps de montée du signal photoélectrique de la réception. La technique en régime impulsionnel permet d'accéder à la mesure de distances sur des cibles non coopératives à priori quelconques dans une plage de 3m à 300m environ, avec une résolution de quelques dizaines de cm en "mono-coup" ([Kaisto, 1983], [Koskinen, 1992]). Pour des applications

représentatives, les largeurs à mi-hauteur des impulsions sont de l'ordre de 10ns et la fréquence de répétition est voisine de la dizaine de kHz. Le rapport cyclique (rapport entre la durée de l'impulsion et la période de répétition) est généralement faible (10^{-3} à 10^{-5}) ce qui permet d'obtenir une faible valeur de la puissance moyenne émise. Cette propriété est très intéressante car elle permet de concevoir des dispositifs satisfaisants à la fois les conditions d'exposition maximales permises en termes de sécurité oculaire ([CEI 825]) et le bilan de liaison en termes de rapport signal sur bruit.

I.2.3. Régime sinusoïdal permanent

La puissance optique émise par la source laser est modulée en amplitude par un signal sinusoïdal (ou carré avec un rapport cyclique proche de 50%). La méthode la plus simple consiste à moduler l'intensité du courant de polarisation directe de la diode laser. Si on admet une modulation linéaire (c'est à dire du type "petit signal"), l'intensité du courant de polarisation de la diode laser est de la forme :

$$I_{DL}(t) = I_{th} + I_{DL} \cdot (1 + m \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_{RF} \cdot t)) \quad (I-2)$$

Avec I_{th} le courant de seuil de la diode laser, I_{DL} l'amplitude du courant moyen de modulation, m l'indice de modulation (dans la pratique, $m \approx 1$), et f_{RF} la fréquence du signal de modulation. Avec l'hypothèse d'une efficacité quantique (ou pente) constante de la diode laser, la puissance optique émise est alors de la même forme :

$$P_{DL}(t) \cong P_{DL} \cdot (1 + m \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_{RF} \cdot t)) \quad (I-3)$$

Jusqu'à des fréquences de modulation supérieures à plusieurs centaines de mégahertz, on pourra considérer que la diode laser est aperiodique en fonction du courant alternatif de polarisation. On peut donc décomposer la puissance optique émise en la somme d'une puissance optique moyenne $\langle P_{DL} \rangle$ et d'une puissance optique "alternative" d'amplitude ou de valeur crête P_{DL} :

$$P_{DL}(t) \cong \langle P_{DL} \rangle + P_{DL} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_{RF} \cdot t) \quad (I-4)$$

I.2.3.1. Télémétrie par modulation de fréquence (pseudo FMCW)

Une première méthode de mesure de distance par temps de vol en régime sinusoïdal permanent repose sur la modulation de la puissance optique par un signal lui-même modulé en fréquence dans un large domaine (une octave). Pour une modulation linéaire en fréquence, la mesure de distance est déterminée par la valeur d'une fréquence de battement issue du décalage temporel entre le signal d'émission et le signal photoélectrique de retour ([Bazin, 1996]). La figure I-b représente le schéma synoptique du dispositif.

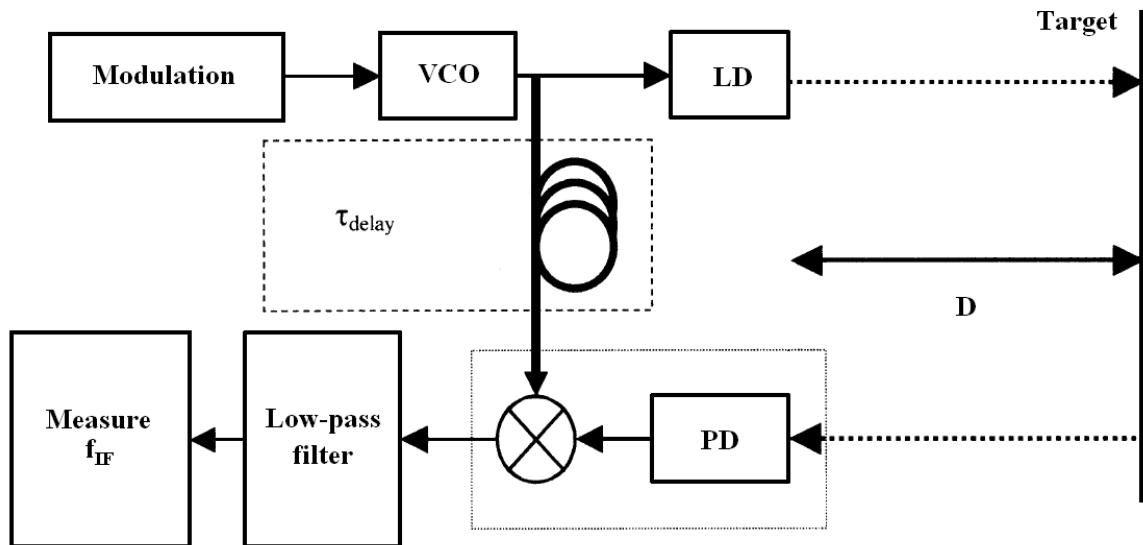


Figure I-b : Schéma synoptique d'un télémètre FMCW. Une ligne à retard facilite la mesure de la fréquence de battement.

Le signal de modulation est généré par un oscillateur haute fréquence contrôlé en tension (VCO). Le signal photoélectrique rétrodiffusé par la cible, est multiplié par le signal de modulation directement issu du VCO par l'intermédiaire d'une ligne à retard ([Dupuy, 2001]). On obtient ainsi un signal de battement (de fréquence intermédiaire f_{IF}) disponible à la sortie du mélangeur et du filtre passe-bas. La vitesse de variation a_{VCO} de la fréquence du VCO est très élevée. En modulant linéairement la fréquence du signal généré par le VCO par un signal triangulaire de période T_r , la vitesse de variation a_{VCO} (MHz. μs^{-1}) s'écrit :

$$a_{VCO} = \frac{df_{RF}}{dt} = \pm \frac{2 \cdot \Delta f}{T_r} \quad (I-5)$$

Si Δf est l'excursion en fréquence du VCO, la fréquence intermédiaire générée par le mélangeur est proportionnelle au temps de vol :

$$f_{IF}(t) = \left| \pm \frac{2 \cdot \Delta f}{T_r} \right| \tau_D = \left| \pm \frac{2 \cdot \Delta f}{T_r} \right| \frac{2 \cdot D}{c} \quad (I-6)$$

Si le temps de vol est petit devant la demi-période de la rampe de contrôle, on peut négliger les périodes de transition du changement de signe de la pente de la rampe. Si la distance D est suffisamment grande, l'écart entre la fréquence instantanée du VCO et celle du signal photoélectrique est relativement élevé. On obtient alors un certain nombre de périodes de ce signal de battement durant une durée correspondant à la période T_r de la modulation. La distance minimale D_{0min} mesurable avec une modulation linéaire idéale est ([Bazin, 1996]) :

$$D_{0min} = \frac{c}{4 \cdot \Delta f} \quad (I-7)$$

Pour une excursion $\Delta f = 100\text{MHz}$ du VCO, on en déduit $D_{0min} = 0,75\text{m}$. Pour accéder à des mesures de distances inférieures à D_{0min} , on améliore le dispositif par la mise en œuvre d'une ligne à retard caractérisée par le temps de retard τ_{delay} . L'expression de la fréquence intermédiaire devient, pour une modulation linéaire :

$$f_{IF}(t) = a_{VCO} \cdot (\tau_{delay} \pm \tau_D) \quad (I-8)$$

La ligne à retard est placée soit entre le VCO et la diode laser, soit entre le VCO et le mélangeur (fig. I-b).

I.2.3.2. Télémétrie laser par mesure de déphasage

La technique par déphasage consiste à moduler la puissance du faisceau laser d'émission avec un signal dont la fréquence f_{RF} est fixe ([Poujouly, 2000]). La figure I-c représente le schéma bloc d'un télémètre par déphasage. La puissance optique émise par la diode laser est modulée par un signal sinus ou carré généré par un oscillateur très stable en fréquence. Le signal optique rétrodiffusé par la cible est capté par la photodiode dont le courant photoélectrique est amplifié par un circuit transimpédance.

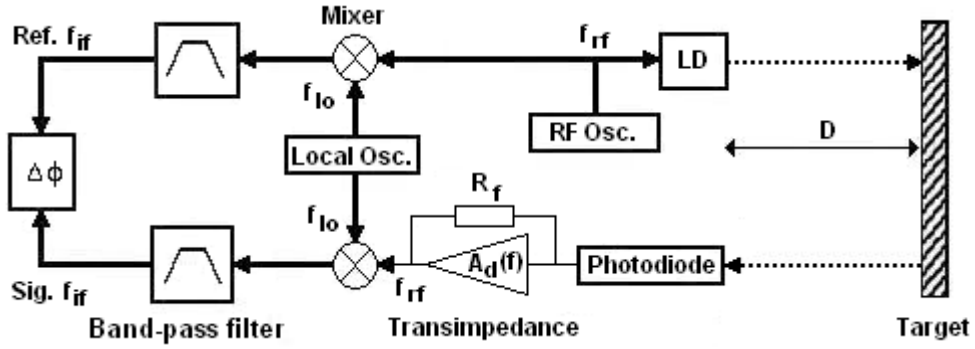


Figure I-c : Schéma de principe du télémètre laser par déphasage avec méthode hétérodyne. Les filtres passe bande accordés sur la fréquence intermédiaire permettent de réduire la bande passante équivalente de bruit.

La distance D séparant le dispositif de la cible est déduite du glissement de phase $\Delta\phi$ qui existe entre le signal photoélectrique et celui de modulation de la puissance optique :

$$\Delta\phi = 2\pi f_{RF} \tau_D = 2\pi f_{RF} \frac{2D}{c} \quad (I-9)$$

Cependant, la détermination de D est effectuée à priori modulo 2π , ce qui donne une plage d'incertitude égale à un nombre entier de Λ ([Salvadé, 1997]) :

$$\Lambda \equiv D_{\text{modulo}} = \frac{c}{2 \cdot f_{RF}} \quad (I-10)$$

Ainsi, plus la fréquence de modulation f_{RF} est importante, plus l'intervalle de mesure est limité. Par exemple, $\Lambda = 0.9\text{m}$ pour $f_{RF} = 166,6\text{MHz}$. En revanche, la sensibilité de la mesure est accrue à hautes fréquences. Dans les mêmes conditions où $f_{RF} = 166,6\text{MHz}$, on obtient une sensibilité $\Delta D/\Delta\phi = 2,5 \text{ mm par degré}$ (eq. I-11). On en déduit alors une résolution δD de la mesure de distance en fonction de la résolution $\delta\phi$ de la mesure du déphasage. Par exemple, pour satisfaire $\delta D = 50\mu\text{m}$ à $f_{RF} = 166,6\text{MHz}$ il est nécessaire d'obtenir $\delta\phi = 0.02^\circ$.

$$\frac{\Delta D}{\Delta\phi} = \frac{c}{2.360^\circ \cdot f_{RF}} \quad (I-11)$$

Pour faciliter l'acquisition du déphasage, on effectue la mesure à une fréquence de battement f_B beaucoup plus faible grâce à une technique hétérodyne ([Dziadowiec, 1984]). Le signal utile est alors mélangé avec celui issu d'un oscillateur local f_{LO} de telle sorte que :

$$f_{IF} = f_{OL} - f_{RF} \quad \text{avec } f_{IF} \ll f_{RF} \quad (I-13)$$

Un signal auxiliaire de fréquence intermédiaire est aussi appliqué sur la voie référence du phasemètre. Il est obtenu par le mélange direct entre les signaux issus des deux oscillateurs. Le signal photoélectrique de fréquence intermédiaire f_{IF} est soumis si possible à une amplification à bande étroite de largeur Δf_{IF} afin d'améliorer son rapport signal sur bruit. Pour des raisons de symétrie, un filtre identique est positionné sur la voie référence. On peut montrer que la technique hétérodyne conserve le glissement de phase $\Delta\phi$ entre les signaux de fréquence f_{RF} et ceux de fréquence intermédiaire f_{IF} ([Dziadowiec, 1983], [Poujouly, 2000]). Une photographie du montage décrit ci-dessus est présentée sur la figure I-d.

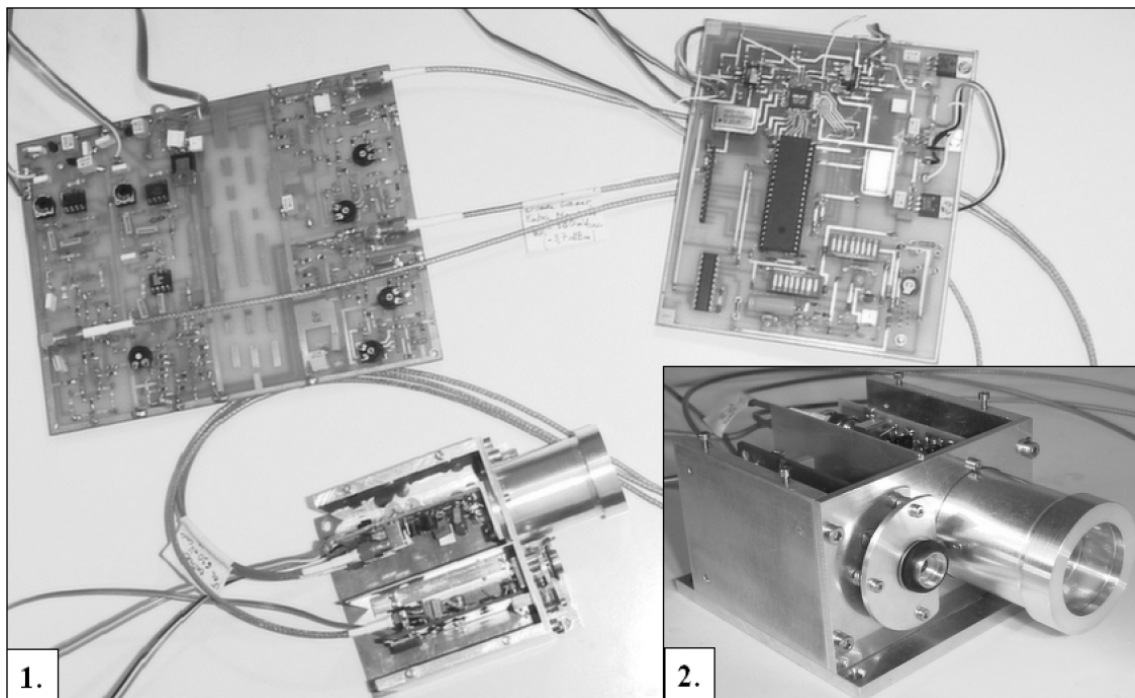


Figure I-d : 1. Partie émettrice et réceptrice du télémètre laser par déphasage. 2. Tête optique du télémètre.

On pourrait également utiliser une méthode d'échantillonnage des signaux de fréquence f_{RF} pour acquérir le déphasage en effectuant une transposition à une fréquence moins élevée. Cependant, la technique hétérodyne est préférable à celle d'échantillonnage car elle propose un meilleur rapport signal sur bruit grâce à une bande passante équivalente de bruit B_n plus faible. En effet si l'on considère constantes les densités spectrales des bruits d'origine de grenaille et thermique dans la bande passante du signal utile, la bande passante équivalente de bruit s'écrit ([Dziadowiec, 1995]) :

$$B_n = \frac{\pi}{2} \Delta f_{IF} \quad (I-14)$$

Dans la majorité des dispositifs électroniques, le signal minimal détectable est imposé par celui du bruit. Cependant, pour le télémètre par déphasage, une limitation au moins aussi importante, sinon davantage, est le couplage diaphonique électrique qui existe entre les circuits d'émission et ceux de réception. Ce phénomène peut être de très grande importance car "non visible" et avec un niveau relatif bien plus petit que celui du bruit. Ainsi, le bruit "blanc" ne donne qu'une perte de résolution en phase au dispositif, alors que le phénomène de diaphonie ("crosstalk" en anglais) introduit une erreur importante sur la mesure du déphasage ([Bosch, 1997]). Cette erreur varie aussi avec le déphasage réel à déterminer. Une méthode de post correction a été proposée ([Payne, 1992]). Pour la photodétection classique, l'utilisation d'une photodiode à avalanche (APD) permet d'obtenir dans les conditions de quasi obscurité un rapport signal sur bruit bien meilleur qu'avec une photodiode PIN (de l'ordre de 10 fois supérieur) (fig. I-e) car le courant photoélectrique primaire est multiplié dans le cœur même de la photodiode et ne subit donc pas directement le couplage diaphonique.

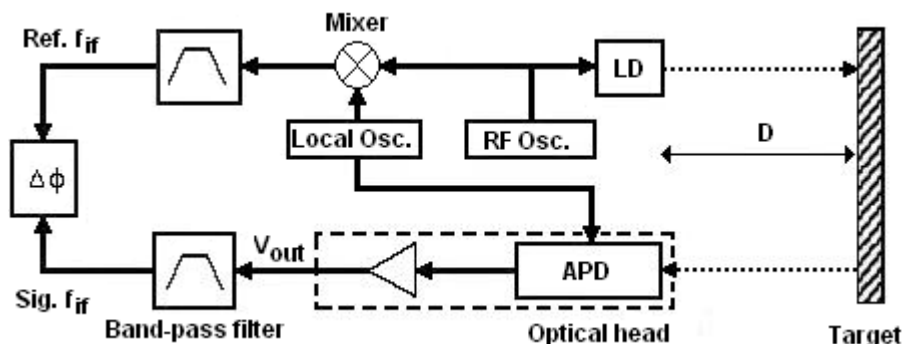


Figure I-e : Schéma de principe du télémètre laser par déphasage avec méthode hétérodyne et mélange optoélectronique au sein de la photodiode à avalanche (APD).

En effet, la bande passante et le rapport signal sur bruit du circuit représenté figure I-c (circuit de type transimpédance associé à la photodiode) sont imposés par la capacité de jonction C_j de la photodiode, la résistance R_f de contre-réaction, la réponse en fréquence du gain différentiel en tension en boucle ouverte $A_d(jf)$ de l'amplificateur et par la présence de capacités parasites. De plus, pour garantir la stabilité en fréquence et pour obtenir une faible bande passante équivalente de bruit, la marge de phase de l'amplificateur transimpédance doit être supérieure à 45° . Cette condition est difficile à satisfaire avec une photodiode de grande

surface active, présentant une grande capacité en entrée de l'amplificateur transimpédance. Réaliser un mélange optoélectronique entre le courant photoélectrique issu de l'onde optique rétrodiffusée par la cible de fréquence f_{RF} et le signal électrique de fréquence f_{OL} directement au sein d'une APD (fig. I-e) ([Dupuy, 2002(a)], [Castagnet, 2006]). permet de contourner cette difficulté et d'améliorer le rapport signal sur bruit. Par ailleurs, l'intérêt du mélangeur optoélectronique réside essentiellement dans la suppression de l'amplificateur transimpédance qui génère une pénalité en bruit à haute fréquence. A la sortie du dispositif, on dispose du signal photoélectrique de fréquence intermédiaire. On pourra alors mettre en oeuvre un simple amplificateur "basse fréquence" dont la tension de bruit ramenée à l'entrée sera très faible.

I.3. CONCLUSION ET PROBLEMATIQUES

I.3.1. Conclusion sur le choix du principe de mesure

De par son principe, la technique par triangulation semble être la plus facile à mettre en oeuvre. Elle peut être utilisée pour des cibles non coopératives diffusantes. Cependant, si le problème de la zone d'ombre peut être résolu, la dynamique de la plage de mesure reste relativement faible (2cm à 2m environ) pour une résolution relative d'environ 10^{-3} ([Lin, 1983]). Les mesures de distances issues de l'interférométrie ne semblent pas favorables pour la détection d'obstacles en "temps réel" en raison des limitations associées à la nature et à la rugosité des cibles ([Salvadé, 1997], [Bosch, 1995]).

La technique de mesure de distance par temps de vol est la mieux adaptée des trois grandes familles pour la détection d'obstacles. Cette technique demande des composants optoélectroniques et des circuits électroniques plus performants en puissance optique et en bande passante que les techniques issues de la triangulation, mais la plage relative des distances mesurables est plus grande. De plus elle donne directement la mesure de distance « en valeur absolue » à partir de la connaissance de la célérité de la lumière.

La technique en régime impulsionnel permet d'accéder à la mesure de distances sur des cibles non coopératives à priori quelconques dans une plage de 3m à 300m environ, avec une résolution de quelques dizaines de cm en "mono-coup" ([Kaisto, 1983], [Koskinen, 1992]). De par sa structure, le télémètre laser utilisant une technique de modulation de fréquence possède un certain nombre d'avantages car l'information "distance" est contenue dans une fréquence de battement. Ce second dispositif de mesure par temps de vol présente à priori une meilleure immunité à la diaphonie et aux variations d'amplitude du signal photoélectrique que

le télémètre laser par déphasage sur une plage de mesure de 1m à 20m, avec une résolution de l'ordre du millimètre ([Dupuy, 2002(b)]).

La détermination de la distance à partir du déphasage donne de très bons résultats sur des cibles non coopératives, en particulier en termes de résolution, pour des intervalles de mesure allant de 0,5m à 20m. Une résolution proche de la dizaine de μm peut être obtenue à l'aide de cette technique de mesure en modulant la puissance optique du laser à une fréquence de l'ordre du GHz ([Payne, 1992]). C'est cette technique qui a été retenue dans le cadre de cette thèse car elle offre les meilleures performances en termes de précision sur une plage de mesure sans indétermination de l'ordre du mètre. Par ailleurs, il a été établi que l'intervalle de mesure peut être agrandi d'un facteur 3 environ en intégrant un réseau de neurones analogique dans la tête optique de mesure [Gatet, 2007]. Cette technique présente l'avantage de ne pas complexifier le système en évitant la mise en œuvre d'une double modulation. La plage peut être encore plus grande en utilisant successivement deux fréquences f_{RF} de modulation : une faible ($f_{\text{RF}} = 8 \text{ MHz}$ pour $\Lambda = 18 \text{ m}$ par exemple) pour lever l'indétermination et une élevée pour obtenir la résolution souhaitée.

Ainsi, pour l'ensemble des raisons citées dans ce chapitre, cette thèse s'appliquera à développer un système télémétrique basé sur le principe de la mesure du temps de vol par le déphasage, en utilisant une technique hétérodyne par mélange optoélectronique.

I.3.2. Réalisation d'un système embarqué

Les progrès des technologies de l'information et de la communication associés à la miniaturisation des composants électroniques conduisent à la mise en place d'un univers intelligent, dans lequel les systèmes peuvent percevoir leur environnement et communiquer entre eux ainsi qu'avec les utilisateurs. Les systèmes embarqués suscitent un intérêt croissant dans l'industrie du fait des enjeux considérables qu'ils représentent par la capacité de progrès technologiques et par l'importance des marchés.

Dans le cadre d'une telle approche, les performances des systèmes doivent être étudiées en termes d'encombrement, de consommation, d'autonomie et de coût.

Depuis de nombreuses années déjà, les chercheurs du monde entier se sont attachés à intégrer des systèmes, puis des microsystèmes, dans le but d'augmenter les fonctionnalités tout en diminuant l'encombrement et la consommation.

A l'heure des systèmes embarqués, le silicium reste l'élément incontournable de cette démarche. En effet, les avantages d'intégrer un système embarqué sur substrat silicium sont nombreux [Orton, 2006] :

- bénéficier des techniques de la microélectronique (bien connues, matures et optimisées),
- diminuer les dimensions,
- diminuer les temps de transit des signaux,
- bénéficier, si nécessaire, des multiples propriétés du silicium (électriques, optiques, mécaniques,...)

Par ailleurs, si la technique utilisée est compatible CMOS (CMOS MEMS), les avantages sont encore multipliés [Baltes, 2002], [Qu, 2007] :

- intégration multifonctions,
- application aisée du facteur d'échelle pour l'évolution du système vers des technologies nouvelles [Levi, 2006],
- réduction des coûts pour une fabrication de masse,
- modèles électriques et technologiques bien connus et très précis [Ando, 2001], [Caignet, 2001].

Ainsi, pour l'ensemble des raisons citées dans ce chapitre, nous allons nous attacher à développer un système télémétrique intégré en technologie CMOS.

I.3.3. Bilan

En conclusion de ce chapitre, nous pouvons dégager deux priorités :

- Dans le cadre de la réduction du bruit et de la diaphonie au sein du télémètre tout en gardant une résolution élevée, l'utilisation de mélangeur optoélectronique devient incontournable.
- De plus, l'approche système embarqué nécessite une réduction de l'encombrement et de la consommation. L'intégration de mélangeur optoélectronique en technologie CMOS apporte une solution à cette approche grâce aux avantages liés à la technologie.

Ainsi cette thèse traitera de l'étude de mélangeurs optoélectroniques en technologie CMOS pour la télémétrie embarquée haute résolution. La problématique de la thèse est d'obtenir un système de photoréception intégré hautes performances pour un système embarqué.

I.4. REFERENCES

- [Ailisto, 2002] : AILISTO H., HEIKINEN V., MITIKKA R., MYLLALA R., KOSTAMOVARA J., MANTYNIEMI A., KOSKINEN M., Scannerless imaging pulsedlaser range finding, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 4, 337-346 (2002).
- [Ando, 2001] : ANDO, B.; BAGLIO, S.; NOUET, P.; SAVALLI, N., “Characterization of parasitic behaviors in CMOS microsensors”, *Instrumentation and Measurement Technology Conference, 2001. IMTC 2001. Proceedings of the 18th IEEE*, Volume 3, 21-23 May 2001 pp 1459 – 1462.
- [Baltes, 2002] : BALTES, H.; BRAND, O.; HIERLEMANN, A.; LANGE, D.; HAGLEITNER, C., “CMOS MEMS - present and future”; *Micro Electro Mechanical Systems, 2002. The Fifteenth IEEE International Conference on*, 20-24 Jan. 2002, pp 459 – 466.
- [Bazin, 1996] : BAZIN G., JOURNET B., A new range finder based on FMCW-like method, *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, Brussels (Belgium)*, June 4-6, 1996.
- [Berkelman, 2003] : P.Berkelman, E.Boidard, P.Cinquin, J.Troccaz, “LER: the light endoscope robot”, *Intelligent Robots and Systems, 2003. (IROS 2003). Proceedings. 2003 IEEE/RSJ International Conference on*, Vol.3, pp.2835 – 2840, 27-31 Oct. 2003
- [Bosch, 1994] : BOSCH T., Modélisation de fonctions optoélectroniques appliquées à la télémétrie laser par déphasage, *Thèse du 22/10/1992, INSA, Toulouse*.
- [Bosch, 1995] : BOSCH T., LESCURE M., Selected Papers on Laser Distance Measurements, *SPIE Milestone Series, Vol. MS 115, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, USA*, 1995.
- [Bosch, 1997] : BOSCH T., LESCURE M., Error Analysis of 1-10 m Laser Phase-Shift Rangefinder, *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement*, vol 46, n°6, pp1224-1228, Dec. 1997.
- [Caignet, 2001] : CAIGNET, F.; DELMAS-BENDHIA, S.; SICARD, E.; “The challenge of signal integrity in deep-submicrometer CMOS technology”, *Proceedings of the IEEE* Volume 89, Issue 4, April 2001 pp 556 – 573.
- [Castagnet, 2006] : CASTAGNET D., TAP-BETEILLE H., LESCURE M., APD-based heterodyne optical head of a phase-shift laser rangefinder, *Opt. Eng.*, 40 (4), 43003_1 – 43003_7 (2006).
- [CEI 825] : Norme de la Commission Electrotechnique Internationale, *Sécurité des Appareils à Laser, Classification des Matériels, Prescription et Guide de l'Utilisateur*.
- [Cheng, 2008] : Yuan Cheng, Jafari, M.A., “Vision-Based Online Process Control in Manufacturing Applications”, *Automation Science and Engineering, IEEE Transactions on*, Vol.5 , Issue:1, pp.140 – 153, Jan. 2008.

[Dorsch, 1994] : DORSCH R.G., HAUSLER G., HERMANN J.M., Laser Triangulation : fundamental uncertainty in distance measurement, *Applied Optics*, vol 33 (7), pp1306-1314.

[Dupuy, 2001] : DUPUY D., LESCURE M., COUSINEAU M., Télémètre laser FMCW comportant une ligne à retard et une détection non linéaire, *Colloque Instrumentation, Interdisciplinarité et Innovation, C2I'2001*, Paris, janvier 2001.

[Dupuy, 2002(a)] : DUPUY D., LESCURE M., TAP-BETEILLE H., Analysis of an avalanche photodiode used as an optoelectronic mixer for a frequency modulated continuous wave laser range finder, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, Vol. 4, pp. S332-336 (2002).

[Dupuy, 2002(b)] : DUPUY D., LESCURE M., Improvement of the FMCW Laser Range-Finder by an APD Working as an Optoelectronic Mixer, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 51, n°5, Oct 2002.

[Dziadowiec, 1983] : DZIADOWIEC A., LESCURE M., BOUCHER J., Comparaison de différents dispositifs de mesure de déphasage en haute fréquence, *L'onde électrique*, 1983, vol. 63, n°6-7.

[Dziadowiec, 1984] : DZIADOWIEC A., LESCURE M., BOUCHER J., A heterodyne low level signal phase meter operating over 1 MHz to 300 MHz, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol IM 33, n°1, 03/1984.

[Dziadowiec, 1995] : DZIADOWIEC A., LESCURE M., Fonctions à Amplificateurs Opérationnels, *Editions Eyrolles*, 1995.

[Gatet, 2007] : Gatet.L., “Integration de réseaux de neurones pour la télémétrie laser”, *Thèse INPT-ENSEEIHIT LOSE*, Sept. 2007.

[Häusler, 1997] : HAUSLER G., KREIPEL S. ; LAMPALZER R., SCHIELZETH, A., SPELLENBERG B., New Range Sensors at the Physical Limit of Measuring Uncertainty, *Proc. Odimap'97, EOS Optoelectronic Distance/Displacement Measurements and Applications*. Nantes, July 1997.

[Hosmer, 2004] : P.Hosmer, “Use of laser scanning technology for perimeter protection”, *Aerospace and Electronic Systems Magazine, IEEE*, Vol.19, Issue:8, pp. 13 – 17, Aug. 2004.

[Hueber, 2000] : HUEBER G., OSTERMANN T., BAUERNFEIND T., RACSHHOFER R., HAGELAUER R., New approach of ultrasonic distance measurement technique in robot applications, *Signal Processing Proceedings, 2000. WCCC-ICSP 2000. 5th International Conference on*, Volume 3, 21-25 Aug. 2000, Page(s):2066 – 2069, vol.3.

[Kaisto, 1983] : KAISTO I., KOSTAMOVAARA J., MANNINEN M., MYLLYLÄ R., Optical range finder for 1.5-10-m distances, *Applied Optics*, Vol. 22, Issue 20, pp. 3258.

[Kiichiro, 2006] : Kiichiro Ishikawa, Jun-ichi Takiguchi, Yoshiharu Amano, Takumi Hashizume, “A Mobile Mapping System for road data capture based on 3D road model”, *Computer Aided Control System Design, 2006 IEEE International Conference on Control*

Applications, 2006 IEEE International Symposium on Intelligent Control, 2006 IEEE, pp.638 – 643, 4-6 Oct. 2006

[Koskinen, 1992] : KOSKINEN M., KOSTAMOVAARA J., MYLLYLÄ R., Comparison of continuous-wave and pulsed time-of-flight laser range-finding techniques, *Optics, Illumination, and Image Sensing for Machine Vision VI, Proceedings of SPIE*, Volume 1614, March 1992, pp. 296-305.

[Lang, 1997] : LANG T., GENON-CATALOT, D., DANDREA, P., SHANEN-DUPORT, I., BENECH, P., Integrated optic displacement sensor with four quadrature phase shifted output signals, *Proc. Odimap'97, EOS Optoelectronic Distance/Displacement Measurements and Applications. Nantes, July 1997*.

[Levi, 2006] LEVI T.; LEWIS N.; TOMAS J.; FOUILLAT P., “Scaling Rules For Mos Analog Design Reuse”; *Mixed Design of Integrated Circuits and System, 2006. MIXDES 2006. Proceedings of the International Conference, 22-24 June 2006* pp 378 – 382.

[Liessem, 2002] : LIESSEM A., GRIMPE F., OESTERLEIN L., State-of the art quality control during production of linepipes, *Proceedings of 4th International Pipeline Conference, Sept. 29- Oct. 3, 2002, Calgary, Alberta, Canada*.

[Lin, 1983] : LIN J.C., CHI Z.C., Accuracy Analysis of a Laser Camera Based 3D Measurement System, *Sensory Controls, Proc. SPIE*, Vol. 449, pp.158-170 (1983).

[Määttä, 1993] : MAATTA K., KOSTAMOVAARA J., MYLLYLÄ R., Profiling of hot surfaces by pulsed time-of-flight laser range finder techniques, *Applied Optics*, Vol. 32, No 27, pp. 5334 - 5347, September 1993.

[Nerguizian, 2004] : NERGUIZIAN V., RAFAF M., PACKIRISAMY M., STIHARU I., Intelligent sensors for ultra violet detection, *Industrial Technology, 2004. IEEE ICIT '04. 2004 IEEE International Conference on*, Volume 2, 8-10 Dec. 2004, Page(s):991 – 995.

[Okada, 2005] : OKADA K., OGURA T., HANEDA A., INABA M., Autonomous 3D walking system for a humanoid robot based on visual step recognition and 3D foot step planner, *Robotics and Automation, Proceedings of the 2005 IEEE International Conference on*, 623 – 628 (2005).

[Orton, 2006] : ORTON D.E.; “Small, smart, intelligent and interactive handheld devices”, *VLSI Design, 2006. Held jointly with 5th International Conference on Embedded Systems and Design., 19th International Conference on*, 3-7 Jan. 2006 pp1.

[Ozdemir, 2001] : OZDEMIR S.K, SHINOHARA S., ITO S., TAKAMIYA S., YOSHIDA H., Compact optical instrument for surface classification using self-mixing interference in a laser diode, *Opt. Eng.*, 40 (1), 38-43 (2001).

[Pauchard, 2000] : PAUCHARD A.R., MANIC D., FLANAGAN A., BESSE P.A., POPOVIC R.S., A method for spark rejection in ultraviolet flame detectors, *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, Volume 47, Issue 1, Feb. 2000 Page(s):168 – 174.

[Payne, 1992] : PAYNE J.M., PARKER D., BRADLEY R.F., Rangefinder with fast multiple range capability, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 63(6), pp. 3311-3316 (june 1992).

[Poujouly, 2000] : POUJOULY S., JOURNET B., Laser range finding by phase-shift measurement: moving towards smart systems, *Proceedings of the SPIE Machine Vision and Three-Dimensional Imaging Systems for Inspection and Metrology*, 4189, 152-160 (2000).

[Qianjin, 2010] : Tang Qianjin, Shao Jie, Chen Jianyong, Wu Zhizong, “Vehicle type measurement using a laser distance sensor with high pulse repetition and accuracy”, *Photonics and Optoelectronic (SOPO), 2010 Symposium on*, pp.1 – 3, 19-21 June 2010

[Qu2007] QU, H.; XIE, H.; “Process Development for CMOS-MEMS Sensors With Robust Electrically Isolated Bulk Silicon Microstructures”, *Microelectromechanical Systems, Journal of*, Volume 16, Issue 5, Oct. 2007 pp 1152 – 1161.

[Salvadé, 1997] : SALVADE Y., ZIMMERMANN E, DANDLIKER R., Limitations of interferometry due to frequency fluctuations of laser diodes, *Proc. Odimap'97, EOS Optoelectronic Distance/Displacement Measurements and Applications. Nantes, July 1997.*

[Vilaca, 2009] : J.L.Vilaca, J.C.Fonseca, A.M.Pinho, E.Freitas, “A new machine for acquire pavement texture”, *Computational Cybernetics, 2009. ICC 2009. IEEE International Conference on*, pp.97 - 102, 26-29 Jan. 2009.

[Wand, 2007] : Wei-Yen Wang, Ming-Chih Lu, Hung Lin Kao, Chun-Yen Chu, “Nighttime Vehicle Distance Measuring Systems”, *Circuits and Systems II: Express Briefs, IEEE Transactions on*, Vol.54, Issue:1, pp.81 – 85, Jan. 2007

[Williams, 1986] : WILLIAMS C.C., WICKRAMASINGHE H;K., Optical ranging by wavelength multiplexed interferometry, *Journal of applied Physics*, Vol 60, n°6, Sept 1986, pp1900-1903.

[Xiangyang, 2003] : Mu Xiangyang, Li Lin, Tang Nan, Ce Liu, Jiang Xiuhan, “Laser-based system for highway pavement texture measurement”, *Intelligent Transportation Systems, 2003. Proceedings. 2003 IEEE*, pp.1559 – 1562, vol.2, 12-15 Oct. 2003.

[Yamada, 1993] : YAMADA O., TAKAHASHI H., KIMURA M., NAITOH H., SANO R., CO2 laser radar 3D vision sensor for a mobile robot, *Advanced robotics*, 1993, vol. 7, no3, pp. 251-260.

CHAPITRE II :

Les mélangeurs optoélectroniques

Ce chapitre présente les mélangeurs optoélectroniques et notamment les propriétés nécessaires à leur réalisation. Un état de l'art est ensuite présenté sur une sélection de mélangeurs au vu de leurs caractéristiques intéressantes permettant d'envisager une intégration en technologie CMOS.

II.1.INTRODUCTION

II.1.1.Les mélangeurs

Un mélangeur est un circuit basé sur un élément non linéaire qui reçoit en entrée deux signaux électriques : l'un issu d'un oscillateur de référence à la fréquence f_{RF} et l'autre d'un oscillateur local à la fréquence f_{OL} . Il délivre en sortie un signal qui est une combinaison des fréquences des signaux d'entrée ([VLSI, 1990]). La figure II-a montre la représentation sous forme d'un schéma bloc d'un mélangeur à 2 entrées. Si on considère les tensions $v_{RF}(t)$ et $v_{OL}(t)$ respectivement pour l'entrée RF et l'entrée OL, l'expression générale de la tension de sortie $v_{out}(t)$ s'écrit :

$$v_{out}(t) = f_A [v_{RF}(t)] \cdot f_B [v_{OL}(t)] \quad (II-1)$$

Où f_A et f_B sont deux fonctions liées aux entrées. Si ces fonctions dépendent linéairement de $v_{RF}(t)$ et de $v_{OL}(t)$ alors le mélangeur est appelé multiplieur. Ainsi (eq.II-1) devient :

$$v_{out}(t) = K_1 \cdot v_{RF}(t) \cdot v_{OL}(t) \quad (II-2)$$

K_1 étant une constante.

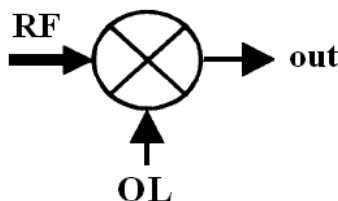


Figure II-a : Schéma bloc d'un mélangeur à 2 entrées.

II.1.2. Les mélangeurs optoélectroniques

Un mélangeur optoélectronique (OEM pour optoelectronic mixer en anglais) réalise un mélange entre un signal optique à la fréquence de référence et un signal électrique issu d'un oscillateur local (fig.II-b). Les mélangeurs optoélectroniques s'articulent autour d'un photodétecteur présentant une non-linéarité afin de réaliser la conversion du flux lumineux en photocourant d'une part, et la modulation de ce photocourant par le signal électrique d'autre part. La modulation du photocourant s'opère de façon générale en faisant varier le « gain » interne du photodétecteur.

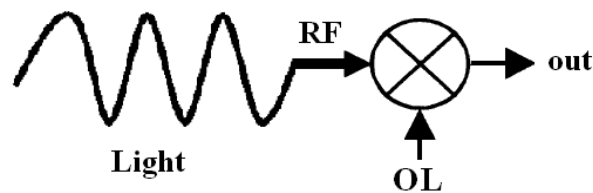


Figure II-b : Schéma bloc d'un mélangeur optoélectronique.

II.1.3. Les photodétecteurs

Les photodétecteurs sont des composants, réalisés à l'aide de semiconducteur en général, qui détectent des signaux optiques à travers tout un processus électronique. Le développement des sources de lumière cohérentes et non-cohérentes allant de l'infrarouge lointain d'une part à l'ultraviolet d'autre part a fait exploser la demande de photodétecteurs rapides et sensibles. Basiquement, il y a 3 phénomènes qui s'opèrent au sein d'un photodétecteur basé sur un phénomène quantique : premièrement la génération de porteurs par l'absorption des photons incidents, deuxièmement le transport de ces charges et/ou l'amplification de ces derniers par un processus de multiplication quelconque, et troisièmement l'interaction du courant généré avec le circuit externe afin de fournir un signal de sortie.

Cinq paramètres permettent de déterminer les performances d'un photodétecteur : le rendement quantique externe, le gain, le temps de réponse intrinsèque, la sensibilité et le bruit. Quand des photons sont absorbés par un semiconducteur, des charges mobiles sont créées. Lorsque l'énergie d'un photon est supérieure au bandgap du semiconducteur, une paire électron-trou est photogénérée pour chaque photon absorbé dans les cas idéal, ce qui donne un rendement quantique interne $\eta = 1$. Si tous les porteurs photogénérés sont collectés, le rendement quantique externe $\eta_{\text{ext}} = 1$.

La sensibilité quant à elle dépend de la structure du composant en termes de dopage et de profondeur des couches et bien évidemment de la nature des matériaux utilisés. Cependant, suivant le semiconducteur employé, la plage de sensibilité au spectre lumineux varie grandement. En effet, selon la largeur de la bande interdite E_g (en eV) du semiconducteur considéré, il existe une longueur d'onde de coupure λ_c (en μm) au delà de laquelle le semiconducteur devient « transparent » au flux de photon incident (eq.II-3).

$$\lambda_c = \frac{h.c}{E_g} = \frac{1.24}{E_g} \quad (\text{II-3})$$

Dans le cas du silicium E_g vaut 1.12 eV ce qui correspond à une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 1.1 \mu\text{m}$.

Enfin, le temps de réponse et le gain des photodétecteurs, dépendent eux aussi de la topologie du composant et des matériaux mis en œuvre. Le tableau II- α regroupe des valeurs typiques de gain et de temps de réponse selon le type de photodétecteur ([Sze, 1981]).

Tableau II- α : Valeurs typiques de gain et de temps de réponse en fonction du photodétecteur considéré.

Photodétecteur	Gain	Temps de réponse (s)
Photoconducteur	$1 \sim 10^6$	$10^{-3} \sim 10^{-8}$
Photodiode p-n	1	10^{-11}
Photodiode PIN	1	$10^{-8} \sim 10^{-10}$
Photodiode MSM	1	10^{-11}
Photodiode à avalanche	$10^2 \sim 10^4$	10^{-10}
Phototransistor bipolaire	10^2	10^{-8}
Phototransistor à effet de champ	10^2	10^{-7}

L'amélioration des mélangeurs optoélectroniques en termes de réponse fréquentielle leur confère une place de choix dans des applications hautes fréquences telles que les communications à haut débit par fibre optique, les systèmes sans fil à fibre optique, ou certaines applications télémétrique. On retrouve ainsi des articles traitant de mélangeurs optoélectroniques à base de phototransistors ([Choi, 2005], [Lin, 2010]), photodiodes à avalanche ([Dupuy, 2002]), photodiodes métal-semiconducteur-métal à barrière Schottky ([Jayakumar, 2000], [Li, 2001]) et photoconducteurs ([Sukhotin, 2003]).

Ainsi, il existe plusieurs sorte de photodétecteurs (tubes, APDs, phototransistors, etc. ...), mais tous ne disposent pas d'une caractéristique non-linéaire et/ou d'une relation reliant le photocourant à la tension appliquée aux bornes de ce dernier. C'est le cas de la photodiode

PIN par exemple. De plus, pour rester dans l'optique des systèmes embarqués nous allons nous intéresser uniquement aux détecteurs « solid-state » intégrables.

Les phototransistors possèdent une caractéristique de transfert $I_C=f(V_{BE})$ non-linéaire, ce qui signifie qu'ils peuvent être utilisés comme des mélangeurs optoélectroniques. Pour cela, il suffit de moduler la valeur de la transconductance par l'application d'un signal issu d'un oscillateur local. D'un point de vue électrique, le phototransistor se résume à un transistor bipolaire dont la jonction collecteur-base est une photodiode (fig.II-c). Cependant, ce dispositif admet des inconvénients tels que sa sensibilité à la température et surtout sa constante de temps qui est très élevée (de l'ordre de 10^{-6} s dans le cas du silicium). L'emploi de structures à hétérojonction ainsi que de semiconducteurs composés type III-V permettent d'obtenir de meilleurs performances ([Sze, 1981]). En effet, pour obtenir une sensibilité suffisante, la photodiode doit avoir une surface assez grande, ce qui se traduit par une plus grande capacité de jonction. Cette capacité ramenée en entrée via le gain en tension intrinsèque du transistor par effet Miller diminue grandement la bande passante de la jonction. Pour contourner ces difficultés, il est nécessaire de mettre en œuvre des phototransistors avec une structure multi-émetteurs pour gagner en surface photosensible et des hétérojonctions pour gagner en bande passante. C'est pourquoi nous excluons l'étude de l'intégration d'un phototransistor en technologie CMOS.

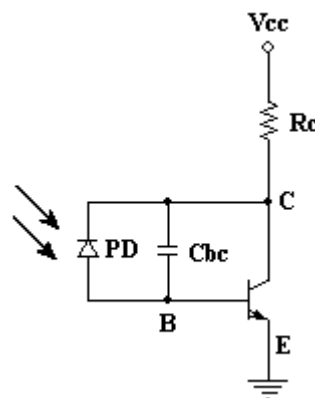


Figure II-c : Schéma équivalent d'un phototransistor.

II.1.4.Conclusion

Notre étude s'est donc arrêtée sur les photodiodes à avalanche, les photodiodes métal-semiconducteur-métal à barrière Schottky et les photoconducteurs. Les sections suivantes vont décrire leurs principes de fonctionnement, leurs performances et présenter un état de l'art quant à leur domaine d'utilisation.

II.2.LES PHOTODIODES A AVALANCHE

II.2.1.Généralités

II.2.1.1.Principe de fonctionnement

La tension inverse maximale qui peut être appliquée à une jonction est limitée par le claquage de cette dernière. Lorsqu'une jonction est polarisée en inverse par une tension V , la largeur de la zone de charge d'espace δ augmente en racine carrée de la tension (eq.II-4). Il en résulte que le champ électrique à l'intérieur de cette zone de charge d'espace augmente.

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_s}{q N^*} (\phi - V)} \quad (\text{II-4})$$

Avec ε_s la constante diélectrique du semiconducteur (1 pF.cm^{-1} pour le silicium) et q la charge de l'électron ($1,602.10^{-19} \text{ C}$). N^* est le dopage relatif de la jonction tel que :

$$N^* = \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} \quad (\text{II-5})$$

N_A représente la densité d'accepteurs dans la zone P et N_D la densité de donneurs dans la zone N (en cm^{-3}). ϕ est la barrière de potentiel de la jonction qui ne dépend que du type du semiconducteur et des dopages.

$$\phi = U_t \cdot \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right) \quad (\text{II-6})$$

n_i est la densité intrinsèque de porteur ($1,6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour le silicium) et U_t la tension thermodynamique (26 mV à 300 K).

Suivant les caractéristiques de la jonction, on peut observer deux mécanismes distincts de claquage. Le claquage par effet zener et le claquage par effet d'avalanche. La valeur du champ électrique ne peut pas augmenter indéfiniment car, lorsque le champ électrique croît, la force électrique exercée sur les électrons liés augmente aussi. Quand cette force est supérieure à la force de liaison des électrons de valences sur le noyau, on assiste à l'excitation direct d'un électron lié de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction. En d'autre

termes, on assiste à l'ionisation du matériau, le champ électrique n'augmente plus avec la tension appliquée. Le processus donne naissance à un courant inverse important. Lorsque le champ électrique dans la ZCE atteint environ 10^6 V.cm^{-1} , il génère l'ionisation du silicium, c'est le claquage par effet zener. Ce type de claquage intervient soudainement dans les jonctions à ZCE étroite donc fortement dopées (fig.II-d). De telles jonctions appelées diodes zener, sont utilisées en inverse comme référence de tension.

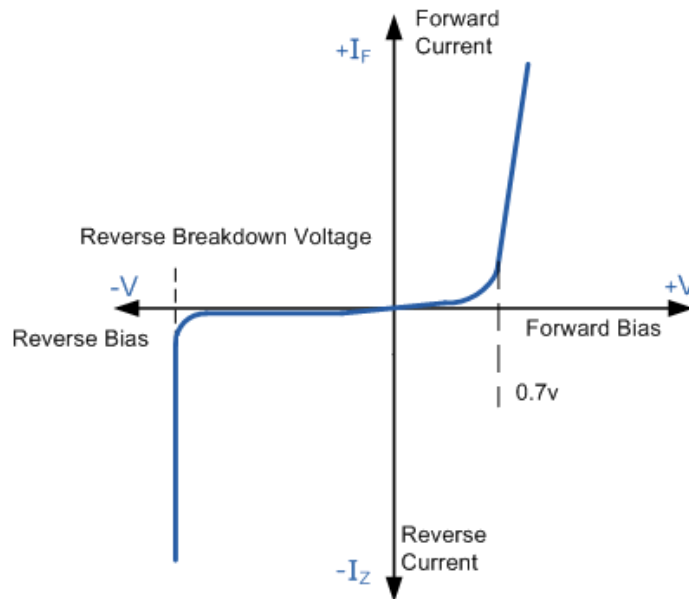


Figure II-d : Caractéristique électrique d'un claquage par effet zener.

Cependant, lorsque la zone de charge d'espace n'est pas particulièrement étroite, dans le cas des jonctions faiblement dopées, le claquage de la jonction s'opère avant, par effet d'avalanche. Dès que le champ électrique atteint 10^5 V.cm^{-1} dans le silicium, l'accélération acquise par les quelques porteurs qui transportent le courant inverse est suffisante pour leur permettre de générer des paires électron-trou par ionisation par impact. Ces porteurs sont à leur tour accélérés et peuvent créer d'autres paires. Il en résulte un processus en chaîne, c'est l'effet d'avalanche (fig.II-e). Ce processus est plus progressif.

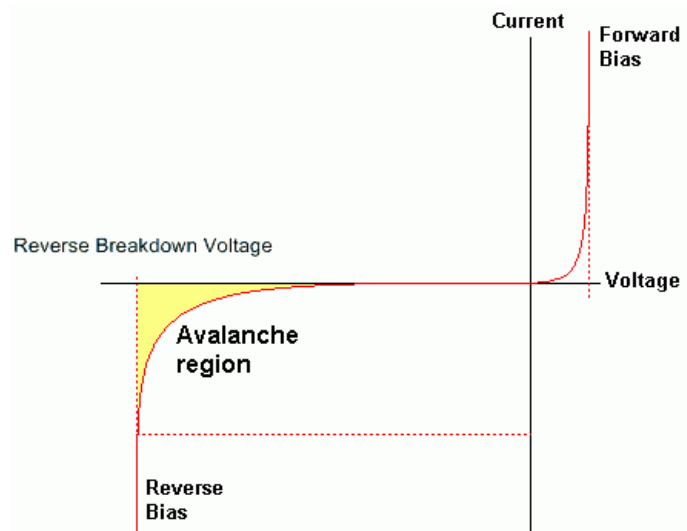


Figure II-e : Caractéristique électrique d'un claquage par effet d'avalanche.

Comme le champ électrique est maximal en $x=0$, c'est à dire au niveau de la jonction, on peut déterminer la tension maximale à appliquer pour atteindre l'un ou l'autre des phénomènes de claquage.

$$E(0) = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_s} \delta_p = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_s} \delta_N \quad (\text{II-7})$$

Si la jonction est asymétrique P^+N , $\delta = \delta_n$:

$$E(0) = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_s} \delta = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot N_D}{\epsilon_s} (\phi - V)} \quad (\text{II-8})$$

Une photodiode à avalanche (APD) transforme, comme son nom l'indique, un photon en une cascade de paires électron-trou selon le phénomène d'avalanche qui régit les jonctions faiblement dopées et fortement polarisées en inverse. Ainsi, une lumière de faible puissance peut produire un courant suffisamment élevé pour être détecté par l'électronique de lecture en aval de l'APD.

La capacité des porteurs à réaliser des ionisations par impact est caractérisée par les coefficients d'ionisation α_n et α_p pour les électrons et les trous respectivement. Ces quantités représentent les probabilités d'ionisation par unité de longueur (cm^{-1}). α_n et α_p augmentent avec le champ électrique dans la zone de charge d'espace (ZCE), et diminuent avec l'augmentation de la température dans la photodiode (car l'augmentation de la température

augmente les collisions donc diminue les chances d'obtenir assez d'énergie cinétique pour générer de nouveaux porteurs). On définit le rapport d'ionisation k tel que ([Sze, 1981]) :

$$k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \quad (\text{II-9})$$

Typiquement, ce rapport d'ionisation est égal à 0,9 pour les APD au Germanium, 0,45 pour les APD au InGaAs et 0.02 pour les APD au Silicium ([PerkinElmer]). Les filières Silicium s'avèrent être les meilleures quant à la fabrication des APD, car plus le rapport d'ionisation est faible, meilleures sont les performances en termes de temps de réponse, de bruit et de gain. En effet, il n'est pas très bon que k soit très proche de 1 car les trous comme les électrons ont la même probabilité de créer de nouveaux porteurs par ionisation par impact. Les trous créés vont aller dans une direction balayés par le champ électrique interne. Ces derniers vont créer des électrons qui vont aller dans la direction opposée et qui vont à leur tour créer des trous, etc. ..., ce qui peut ne pas avoir de fin. Cela engendre de très grand gain, mais diminue la bande passante du dispositif par un temps de réponse plus important. Dans cette configuration, le bruit est également fortement détérioré à cause du caractère fortement aléatoire du processus d'ionisation par impact. On retrouve ce comportement dans les abaques de McIntyre qui prédisent la densité spectrale de bruit en fonction du gain et des coefficients d'ionisation des porteurs ([McIntyre, 1966]). Ainsi, lorsque k tend vers 0, un seul type de porteur, les électrons en l'occurrence, ont une très grande probabilité de créer de nouvelles paires électron-trou. Le temps du processus de multiplication par l'ionisation par impact est donc limité et s'arrête lorsque le dernier électron quitte la zone de multiplication. En contrepartie, le gain est lui aussi limité par cette configuration.

Le courant de détection I_{APD} disponible en sortie de l'APD dépend du gain M , de la sensibilité spectrale de l'APD S_λ et de la puissance optique incidente P_{opt} :

$$I_{APD} = M \cdot I_{prim} \quad (\text{II-10})$$

Le photocourant primaire hors multiplication par le phénomène d'avalanche I_{prim} , est le même que celui émis par une photodiode PIN équivalente, soit :

$$I_{prim} = S_{\lambda} \cdot P_{opt} \quad (II-11)$$

Par exemple, S_{λ} proche de 0.6 A.W^{-1} pour $\lambda = 850 \text{ nm}$ (photodiode PIN-SI BPW34).

Les zones frontales étant en général très dopées, nous admettrons qu'elles peuvent être considérées comme zone morte. En effet, le courant qui y est photogénéré est un courant de diffusion quasi nul étant donné qu'à forts dopages, les durées de vie et les longueurs de diffusion y sont extrêmement faibles.

La sensibilité spectrale S_{λ} dans l'air d'une photodiode dans laquelle l'absorption des photons se fait uniquement dans la zone frontale et la zone de charge d'espace s'exprime par :

$$S_{\lambda} = \frac{q\eta_{int}}{h\nu} A_j \frac{4n}{(n+1)^2} \exp(-\alpha W_E) [1 - \exp(-\alpha\delta)] \quad (II-12)$$

avec n l'indice de réfraction du semiconducteur ($n = 4.24$ pour le silicium), W_E la largeur de la zone d'émetteur ou zone frontale, η_{int} le rendement quantique interne, α le coefficient d'absorption du semiconducteur qui varie en fonction de la longueur d'onde (fig.II-f) et A_j la surface photosensible de l'APD.

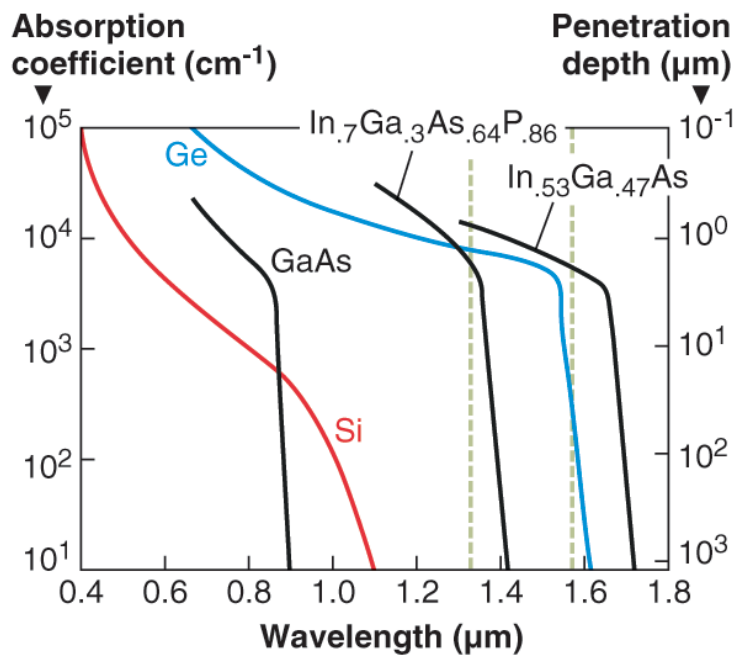


Figure II-f : Evolution du coefficient d'absorption α et de la profondeur de pénétration en fonction de la longueur d'onde pour différent type de semi-conducteur.

Le terme en $\exp(-\alpha W_E)$ représente les pertes dans l'émetteur ou atténuation optique.

On considère que l'expression (eq-12) de S_λ est valable s'il n'y a presque plus de photons à la fin de la ZCE, c'est à dire si $\exp[-\alpha(W_E+\delta)] > 0$. Pour cela, on considère qu'il faut que $\alpha(W_E+\delta) > 3$. Dans le cas contraire, il faut considérer le courant de diffusion dans la base ou zone arrière de la photodiode. S_λ devient alors :

$$S_\lambda = \frac{q\eta_{int}}{h\nu} A_j \frac{4n}{(n+1)^2} \exp(-\alpha W_E) \left[1 - \frac{1}{1+\alpha L_{min}} \exp(-\alpha\delta) \right] \quad (II-13)$$

L_{min} étant la longueur de diffusion des minoritaires dans la base $= \sqrt{D_{min} \tau_{min}} = \sqrt{\mu_{min} U_T \tau_{min}}$, D_{min} la constante de diffusion des minoritaires dans la base et τ_{min} leur durée de vie (inversement proportionnelle au dopage).

Le gain photoélectrique interne M est donné par la relation de Miller ([Miller, 1995]) :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_{APD}}{BV} \right)^n} \quad (II-14)$$

BV représente la valeur absolue de la tension de claquage de la jonction, V_{APD} la valeur absolue de la tension inverse de polarisation et n l'indice de concavité de la zone d'avalanche défini de façon empirique (égal à 5 dans des conditions de quasi obscurité).

La photodiode à avalanche fonctionne donc avec une forte tension de polarisation inverse de façon à ce que son point de fonctionnement soit très proche du régime de claquage. Comme pour une simple photodiode, on cherche à ce que la structure soit optimale pour absorber un maximum de photons (fig.II-g), du moins ceux qui correspondent à une certaine bande spectrale. Pour cela, la photodiode à avalanche doit présenter une zone d'absorption de la lumière de forte épaisseur. A cette fin, il faut procéder à des techniques de dopage par compensation afin d'obtenir un silicium proche de l'intrinsèque de manière à avoir une grande épaisseur de la zone de charge d'espace correspondant aux zones P et π .

On évite la diffusion des porteurs minoritaires dans la base ou zone arrière en lui attribuant un fort dopage, de manière à ce que les porteurs minoritaires qui pourraient s'y collecter, se recombinent immédiatement et localement.

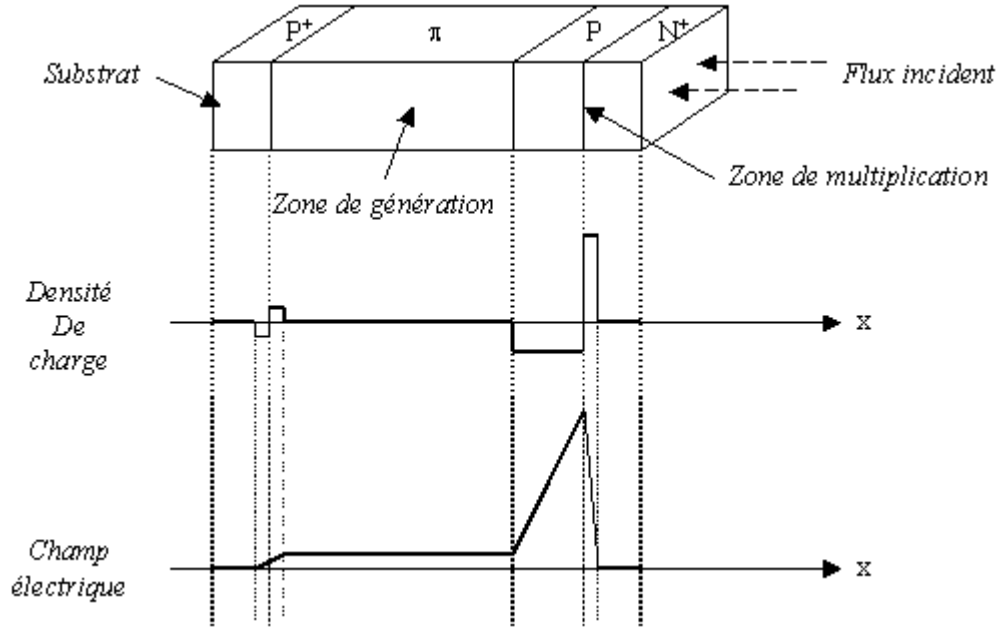


Figure II-g : Structure d'une photodiode à avalanche polarisée en inverse de manière à dépeupler totalement la zone P et la zone π . ($-400 \text{ V} < V_{APD} < -150 \text{ V}$ pour le silicium).

Les procédés de fabrication standards de photodiode à avalanche font appel à des couches faiblement dopées afin d'obtenir de larges zones dépeuplées, pour maximiser la réponse spectrale, avoir de faibles courants d'obscurité et pouvoir appliquer de fortes tensions inverses. Un dispositif extérieur permettra de limiter l'intensité maximale du courant afin d'éviter la destruction de la structure. En ce qui concerne le courant d'obscurité, il est fortement dominé par le courant de génération I_g . Ce courant augmente avec le dopage, donc plus ce dernier est faible et plus le courant d'obscurité sera faible (eq.II-15). A noter également que le courant d'obscurité augmente avec le volume de la ZCE ($A_j \cdot \delta$).

$$I_g = -q \cdot A_j \cdot \delta \cdot \frac{n_i}{2 \cdot \tau_m} = -q \cdot A_j \cdot \frac{n_i}{2 \cdot \tau_m} \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q \cdot N^*} (\Phi_{NP} - V)} = -q \cdot A_j \cdot \frac{n_i}{2} \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q} (\Phi_{NP} - V)} \cdot \frac{\sqrt{N^*}}{k_1} \quad (\text{II-15})$$

A_j représente l'aire de la jonction, τ_m la durée de vie des porteurs minoritaires, k_1 un coefficient de proportionnalité.

II.2.1.2. Bruit dans une APD

Les APDs présentent un bruit de grenaille dû au courant d'obscurité et au courant photoélectrique qui traverse la jonction. Or, compte tenu du gain d'avalanche interne M et de son caractère aléatoire, du bruit en excès s'ajoute au bruit de grenaille. En effet, lorsque la tension de polarisation inverse de l'APD est constante le gain interne l'est aussi en valeur moyenne. Cependant, ce gain subit une fluctuation attribuée à l'ionisation des porteurs au sein du matériau qui n'est pas uniforme. C'est pour cela que le processus de multiplication augmente le bruit de l'APD. Ainsi, la densité spectrale quadratique en courant de bruit de grenaille (en $A^2.Hz^{-1}$) au sein de l'APD s'écrit ([Sze, 1981], [Hamamatsu, 2004]) :

$$Sin_{gr} = 2.q.(I_{prim} + I_{DB})M^2.F + 2.q.I_{DS} \quad (II-16)$$

Avec I_{prim} le photocourant primaire hors multiplication, I_{DB} le courant d'obscurité dans le volume de l'APD, I_{DS} le courant d'obscurité à la surface, M le gain photoélectrique et F le facteur d'excès de bruit.

Le facteur d'excès de bruit dépend du rapport d'ionisation des porteurs k , ainsi que du gain photoélectrique interne. Il s'écrit ([McIntyre, 1966]) :

$$F = M.k + \left(2 - \frac{1}{M}\right)(1 - k) \quad (II-17)$$

On peut aussi faire une approximation du facteur d'excès de bruit par $F = M^x$ où x est l'index d'excès de bruit.

Dans le cas d'une APD bouclée sur une charge équivalente R_L , La densité spectral quadratique de courant de bruit d'origine thermique e $A^2.Hz^{-1}$ s'exprime par :

$$Sin_{th} = \frac{4.k_B.T}{R_L} \quad (II-18)$$

Avec k_B la constante de Boltzman et T la température en Kelvin.

On peut déduire l'expression du rapport signal à bruit de l'APD des relations (II-10, II-16 et II-18) tel que :

$$SNR = \frac{I_{prim}^2 \cdot M^2}{\left(2 \cdot q \cdot (I_{prim} + I_{DB}) \cdot M \cdot F + 2 \cdot q \cdot I_{DS} + \frac{4 \cdot k_B \cdot T}{R_L} \right) \cdot B_n} \quad (II-19)$$

B_n est la bande passante équivalente de bruit définie par la bande passante du circuit Δf . Avec une densité spectrale constante et si le circuit est un passe-bas du 1^{er} ordre ou un passe-bande du 2^{eme} ordre, nous avons :

$$B_n = \frac{\pi \cdot \Delta f}{2} \quad (II-20)$$

On en déduit alors qu'il existe un gain photoélectrique M tel que ce rapport signal à bruit soit optimal en fonction de R_L :

$$M_{opt} = \left[\frac{4 \cdot k_B \cdot T}{q \cdot (I_{prim} + I_{DB}) \cdot x \cdot R_L} \right]^{\frac{1}{2+x}} \quad (II-21)$$

Remarque : Dans la relation II-21, nous avons fait l'hypothèse de la détection « directe » et que nous sommes dans la bande passante du dispositif (bruit blanc). Pour l'application recherchée de photodétection avec mélange optoélectronique, le signal RF est dans la bande passante intrinsèque de l'APD (voisine de 500 MHz pour une structure Silicium optimisée), mais l'électronique associée peut être conçue pour la bande passante du signal de fréquence intermédiaire. De ce fait, la résistance R_L peut être d'une valeur plus élevée et présenter une contribution négligeable en bruit.

II.2.1.3. Temps de réponse

En première approximation, l'APD se comporte comme une source de courant en parallèle avec une résistance dynamique r_d et une capacité de jonction C_j . (Dans le domaine des hautes fréquences, nous devons aussi prendre en compte la résistance série R_s , principalement attribuée à la zone frontale).

De façon intrinsèque, le temps de montée minimal correspond au courant photoélectrique de court-circuit. Il est déduit du temps de transit des porteurs primaires dans

le zone de charge d'espace et du temps de multiplication. La fréquence de coupure ainsi que le temps de montée t_r de la photodiode associés à la constante de temps $R_L C_j$ s'écrivent :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_L C_j} = \frac{0.35}{t_r} \quad (\text{II-22})$$

En régime d'avalanche, lorsque les porteurs atteignent leurs vitesses de saturation (environ 10^7 cm.s^{-1} dans le silicium) sous l'influence d'un fort champ électrique, la fréquence de coupure associée au temps de transit τ des porteurs s'écrit :

$$f_c = \frac{0.44}{\tau} \quad (\text{II-23})$$

Afin d'augmenter la fréquence de coupure due à la constante de temps $R_L C_j$, il est nécessaire de diminuer la capacité de jonction. Soit en réduisant la surface de l'APD ou de faire en sorte que la ZCE soit la plus large possible. De plus, une ZCE plus large contribue également à augmenter le rendement quantique du dispositif. En revanche, une zone de charge d'espace plus large entraîne inévitablement un temps de transit des porteurs plus important. A cela vient s'ajouter le phénomène de multiplication qui augmente encore le temps de transit des porteurs. En effet, les porteurs photogénérés entrent constamment en collision avec le réseau cristallin ce qui ralentit considérablement le déplacement des porteurs, surtout lorsque l'on cherche à obtenir de grands gains.

Enfin, si la zone d'absorption des photons est beaucoup trop étroite, vis-à-vis de la longueur d'onde du faisceau de lumière incident, il faut prendre en compte un autre facteur dans le temps de réponse qui est le temps de diffusion nécessaire à la collecte des porteurs générés en dehors de la zone d'absorption. Ce temps de collecte peut être très important, de l'ordre de quelque microseconde.

Par exemple, dans le cas d'une APD silicium « classique » avec $BV=200 \text{ V}$, le temps de transit et de multiplication typique est voisin de 0.5 ns . Pour les structures de petite surface ($A < 1 \text{ mm}^2$), le temps de montée du courant photoélectrique de court-circuit externe doit prendre en compte la constante de temps série $R_s C_j$, Ce qui donne globalement un temps de montée minimal de l'ordre de 1 ns . Dans de nombreuses applications, on ne cherche pas à

atteindre ces limites. Considérons alors le cas simple où une APD est connectée à une résistance de charge R_L .

La fréquence de coupure basse réelle du circuit sera la plus faible des deux (eq.II-22 et II-23).

II.2.1.4. Influence de la géométrie de la structure sur la sensibilité spectrale et le gain

Dans les APDs, la sensibilité spectrale et le gain photoélectrique interne en fonction de la longueur d'onde dépendent de la géométrie de la structure, et du type de photodiode (P^+N ou N^+P). En ce qui concerne la sensibilité spectrale, elle dépend essentiellement du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$. Les photons participant au courant photoélectrique doivent générer des paires électron-trou dans une épaisseur maximale correspondant à $W_{E+\delta} + L_{\min}$.

En ce qui concerne le gain, d'après II-9 et si l'on considère le silicium comme matériau utilisé, seuls les électrons sont capables de créer de nouveaux porteurs par ionisation par impact. De ce fait, on distingue deux cas de figure.

Considérons premièrement, une photodiode de type N^+P (fig.II-h). Sous polarisation inverse, la zone N^+ est portée au potentiel le plus haut, il se crée une ZCE qui s'étend d'avantage dans la zone P beaucoup moins dopée. Lorsque qu'un photon est absorbé et crée une paire électron-trou dans cette ZCE, sous l'action du champ électrique, les électrons sont balayés vers la région N^+ et les trous vers la région P. Si l'absorption a lieu proche de la surface, au début de la ZCE, les électrons générés seront rapidement collectés et n'ont donc pas le temps de générer d'autre porteurs. A l'opposé, si l'absorption a lieu plus en profondeur, à la fin de la ZCE, les trous seront rapidement collectés mais les électrons ont la possibilité de créer de nouveaux porteurs par le mécanisme d'avalanche. Ce type de photodiode présente donc un gain plus important pour les grandes longueurs d'onde.

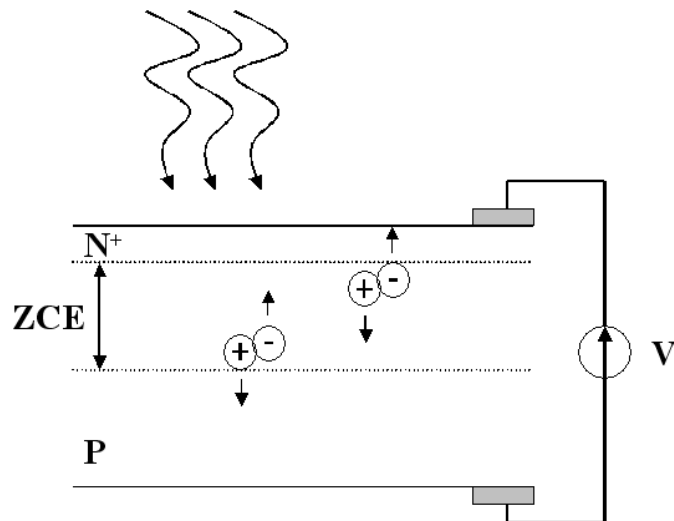


Figure II-h : Génération de porteurs au sein d'une APD de type N^+P .

Considérons maintenant une photodiode de type P^+N (fig.II-i). Sous polarisation inverse, la zone P^+ est portée au potentiel le plus bas, il se crée une ZCE qui s'étend d'avantage dans la zone N beaucoup moins dopée. Lorsque qu'un photon est absorbé et crée une paire électron-trou dans cette ZCE, sous l'action du champ électrique, les électrons sont balayés vers la région N et les trous vers la région P^+ . Contrairement à la structure précédente, si l'absorption a lieu proche de la surface, au début de la ZCE, les trous générés seront rapidement collectés et les électrons génèrent de nouveaux porteurs par le mécanisme d'avalanche. En revanche, si l'absorption a lieu plus en profondeur, à la fin de la ZCE, les électrons seront rapidement collectés et n'ont donc pas le temps de générer d'autres porteurs. Ce type de photodiode présente un gain plus élevée aux courtes longueurs d'onde.

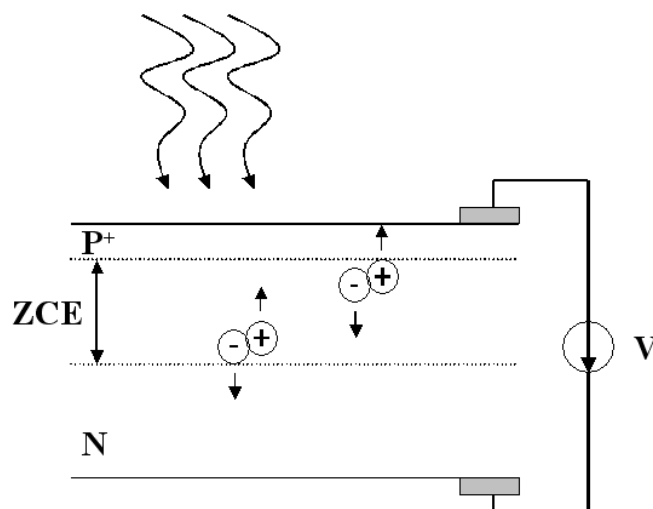


Figure II-i : Génération de porteurs au sein d'une APD de type P^+N .

II.2.1.5.Polarisation de l'APD et sensibilité à la température

Compte tenue du courant I_{APD} disponible en sortie de l'APD (eq.II-10) et de la relation de Miller ([Miller1955]) (eq.II-12), le gain et donc le courant issu de l'APD dépendent fortement de BV. Cependant, cette tension de claquage BV est sensible à la température de jonction T_J de l'APD et est exprimée par ([Amann, 2001]):

$$BV = BV_0 + b(T_J - T_C) + b(T_C - T_0) = BV_0 + bR_{th} V_{APD} I_{APD} + b(T_C - T_0) \quad (II-24)$$

Avec T_0 la température de jonction de référence (300 K typiquement), BV_0 la tension de claquage en conditions de quasi-obscurité à la température de jonction de référence, b le coefficient de température, R_{th} la résistance thermique ($^{\circ}C/W$) entre la jonction et le boîtier, et T_C la température du boîtier. A titre d'exemple, voici les valeurs de ces paramètres pour une photodiode à avalanche silicium du commerce. L'APD C30872 à une tension de claquage typique en conditions de quasi-obscurité à la température de jonction de référence $BV_0 = 400$ V et un coefficient de température $b = 2.2$ V/ $^{\circ}C$.

Les relations II-10 et II-14 montrent, qu'une fois en régime d'avalanche, une toute petite variation de tension V_{APD} entraîne une grande variation de courant I_{APD} . La puissance dissipée par l'APD augmente avec I_{APD} ce qui fait croître la température de jonction. Or, une augmentation de la température entraîne une augmentation du courant ce qui peut laisser place à un phénomène d'emballement thermique pouvant causer la destruction du composant. Ainsi, dans le cadre de la méthode de détection proposée, en régime statique, l'APD est polarisée en courant afin d'éviter de devoir la stabiliser en température et surtout de la protéger contre les sur-courants accidentels.

De plus, nous devons remarquer que le fonctionnement en mélangeur optoélectronique est basé sur la modulation du facteur multiplicatif $M(t)$, comme détaillé plus loin dans ce chapitre, par l'intermédiaire de la tension alternative appliquée. Aussi, en régime dynamique, la photodiode doit être polarisée en tension.

II.2.2. Etude de l'APD en mélangeur optoélectronique

L'étude consiste à démontrer la faisabilité et à évaluer les performances de l'APD en mélangeur optoélectronique par injection électrique du signal issu de l'oscillateur local. Ce mélange consiste à moduler directement la tension de polarisation V_{APD} par la superposition de la tension alternative $v_{OL}(t)$ de l'oscillateur local.

Nous allons déterminer analytiquement l'expression du mélange. Pour cela, on considérera l'expression du gain photoélectrique M en dynamique (eq.II-25) dont on exprimera le développement limité autour du point de polarisation de l'APD (eq.II-28).

$$M(t) = \frac{1}{1 - \left(\frac{v_{APD}(t)}{BV} \right)^n} \quad (\text{II-25})$$

$$v_{APD}(t) = \langle V_{APD} \rangle + v_{OL}(t) \quad (\text{II-26})$$

$$v_{OL}(t) = v_{OL} \cdot \cos(2\pi \cdot f_{OL} \cdot t) \quad (\text{II-27})$$

$$M(t) \cong \frac{1}{1 - \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^n} + \frac{n \cdot \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^{n-1} \cdot \frac{v_{OL}(t)}{\langle V_{APD} \rangle}}{\left(1 - \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^n \right)^2} \quad (\text{II-28})$$

$$I_{prim}(t) = I_{prim} + i_{prim} \cdot \cos(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t) \quad (\text{II-29})$$

Si on considère que la puissance optique incidente $P_{opt}(t)$ induit un courant photoélectrique primaire $I_{prim}(t)$ (eq.II-29), l'expression du courant dynamique traversant l'APD s'écrit :

$$I_{APD}(t) \cong \frac{I_{prim}}{1 - \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^n} + \frac{I_{prim} \cdot n \cdot \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^{n-1} \cdot \frac{v_{OL} \cdot \cos(2\pi \cdot f_{OL} \cdot t)}{\langle V_{APD} \rangle} + \frac{i_{prim} \cdot \cos(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t)}{1 - \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^n}}{\left(1 - \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^n \right)^2} + \frac{i_{prim} \cdot n \cdot \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^{n-1} \cdot \frac{v_{OL}}{\langle V_{APD} \rangle} \frac{\cos(2\pi \cdot t \cdot [f_{RF} - f_{OL}]) + \cos(2\pi \cdot t \cdot [f_{RF} + f_{OL}])}{2}}{\left(1 - \left(\frac{\langle V_{APD} \rangle}{BV} \right)^n \right)^2} \quad (\text{II-30})$$

On constate que le courant traversant la photodiode à avalanche contient non seulement une composante à la fréquence de la puissance optique reçue mais aussi des composantes à la fréquence somme et différence des fréquences f_{RF} et f_{OL} . La figure II-j montre la simulation du courant $i_{APD}(t)$ en tenant compte de l'expression complète du gain et son expression en développement limité. On considérera la sensibilité spectrale S_λ de l'APD constante et égale à 1 A.W^{-1} . Le point de polarisation de l'APD est fixé à $\langle V_{APD} \rangle = -6 \text{ V}$, $v_{OL} = 2 \text{ V}$ crête à crête, $P_{opt} = 100 \text{ mW}$, $f_{RF} = 1.1 \text{ kHz}$, $f_{OL} = 1 \text{ kHz}$, $BV = -10 \text{ V}$ et $n = 5$.

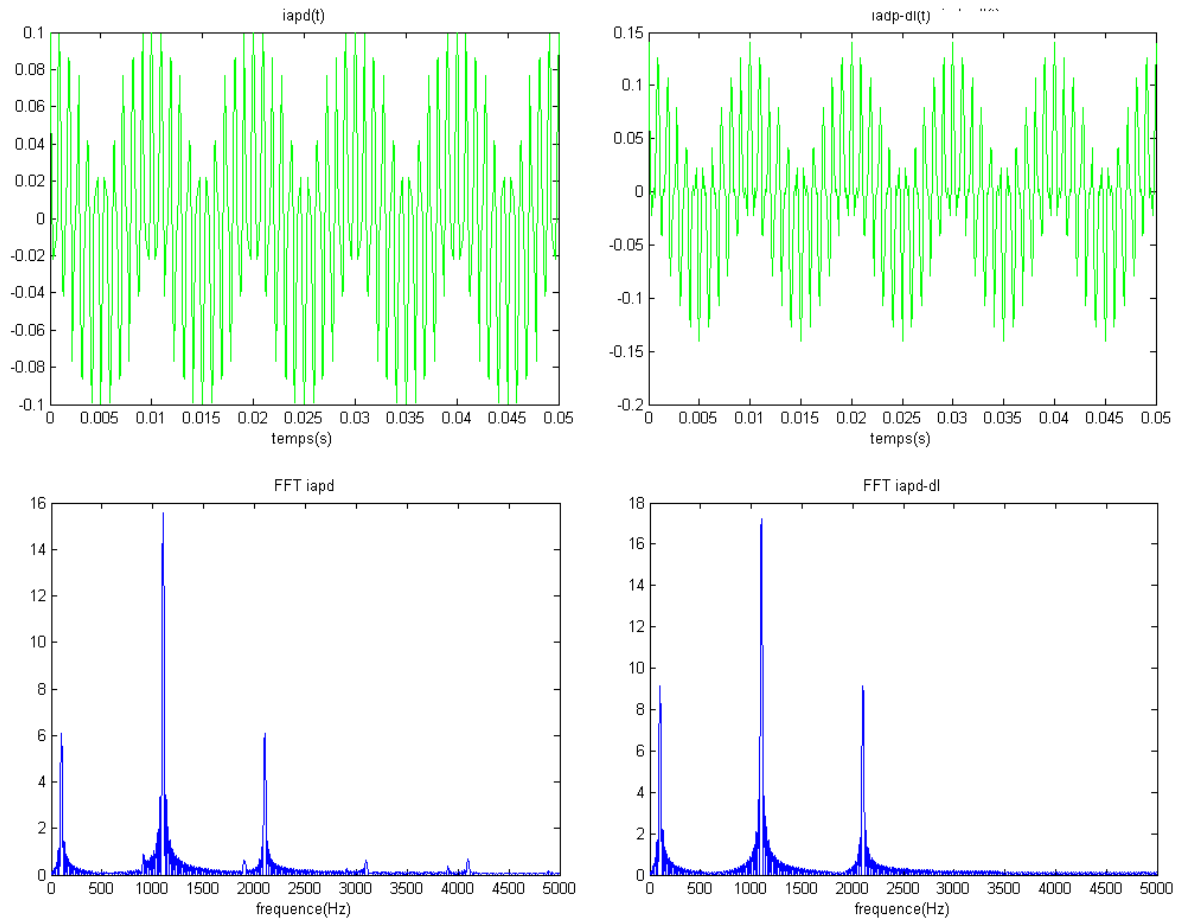


Figure II-j : Validation du mélange optoélectronique avec une photodiode à avalanche. A gauche, $i_{APD}(t)$ répondant à l'expression exacte ainsi que son spectre fréquentiel. A droite $i_{APD}(t)$ en développement limité à l'ordre 1 et sa transformée de Fourier

Les spectres en fréquence montrent un pic principal à 1,1 kHz ce qui correspond à la puissance optique reçue par la photodiode et deux pics secondaire : le signal de mélange à 100 Hz ($f_{RF} - f_{OL}$) et le signal de somme 2,1 kHz ($f_{RF} + f_{OL}$).

II.2.3.APD et applications en mélangeur optoélectronique

Les photodiodes à avalanche sont des composants optoélectroniques très bien connus et la théorie liée au mélange optoélectronique remonte à des décennies déjà ([Abuelma'atti, 1988]).

L'essentiel des applications concerne le développement de capteurs et les domaines des radiofréquences et des communications, plus précisément les transmissions RF par fibre optique. En effet, leurs sensibilités, gain et vitesse élevés les rendent très attrayantes pour ce type d'application. Les photodiodes à avalanche sont utilisées en mélangeurs optoélectronique pour transposer les informations en bande de base vers des fréquences plus élevées soit avec l'aide d'un oscillateur local ([Woo-Young Choi, 2008]) ou sans ([Kang, 2007], [Myung-Jae, 2008]).

On reporte l'étude et la mise en œuvre de photodiode à avalanche en mélangeur optoélectronique dans le cadre d'applications télémétriques ([Dupuy, 2002], [Castagnet, 2006]). Les photodiodes à avalanche y sont utilisées pour améliorer les performances des systèmes télémétriques en termes de bruit et de bande passante.

Cependant, la fabrication de ces APDs fait appel à des procédés technologiques spécialisés très onéreux où il n'est pas toujours possible d'intégrer directement une électronique de lecture au plus proche du photodétecteur.

II.3.LES PHOTODIODES METAL-SEMICONDUCTEUR-METAL.

II.3.1.Généralités

Une photodiode métal-semiconducteur-métal (MSM PD) ou photodiode à barrière Schottky est réalisée à partir de deux contact Schottky sur une même face de semi-conducteur (fig.II-k). Chaque contact métal-semiconducteur se comporte comme une diode Schottky. La photodiode MSM est donc constituée de deux diodes Schottky en série placées en inverse l'une par rapport à l'autre.

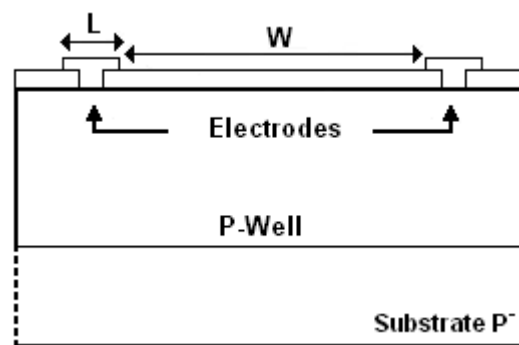


Figure II-k : Vue en coupe d'une photodiode MSM dans un caisson de type P.

II.3.2.Theorie de la photodiode Schottky

De façon sommaire, sous polarisation, l'une des diodes étant forcément en inverse, le courant d'obscurité passant à travers la structure est très faible et, dans la mesure où les deux contacts Schottky sont identiques, la symétrie du composant donne lieu à une caractéristique globale $I(V)$ symétrique se résumant à la caractéristique de la jonction métal-semiconducteur en inverse. La figure II-l montre une caractéristique courant-tension typique d'une photodiode à barrière Schottky.

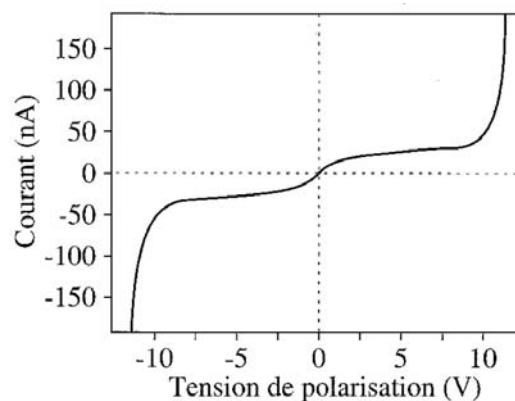


Figure II-l : Caractéristique courant-tension typique d'une photodiode à barrière Schottky.

La figure II-m présente une vue en coupe de la structure physique d'une photodiode MSM composée d'un barreau de semiconducteur de type P et de deux contact Schottky. Elle présente également la répartition des densités de charges dans le métal et dans le semiconducteur ainsi que le champ électrique et la structure de bande correspondante sous une tension de polarisation V .

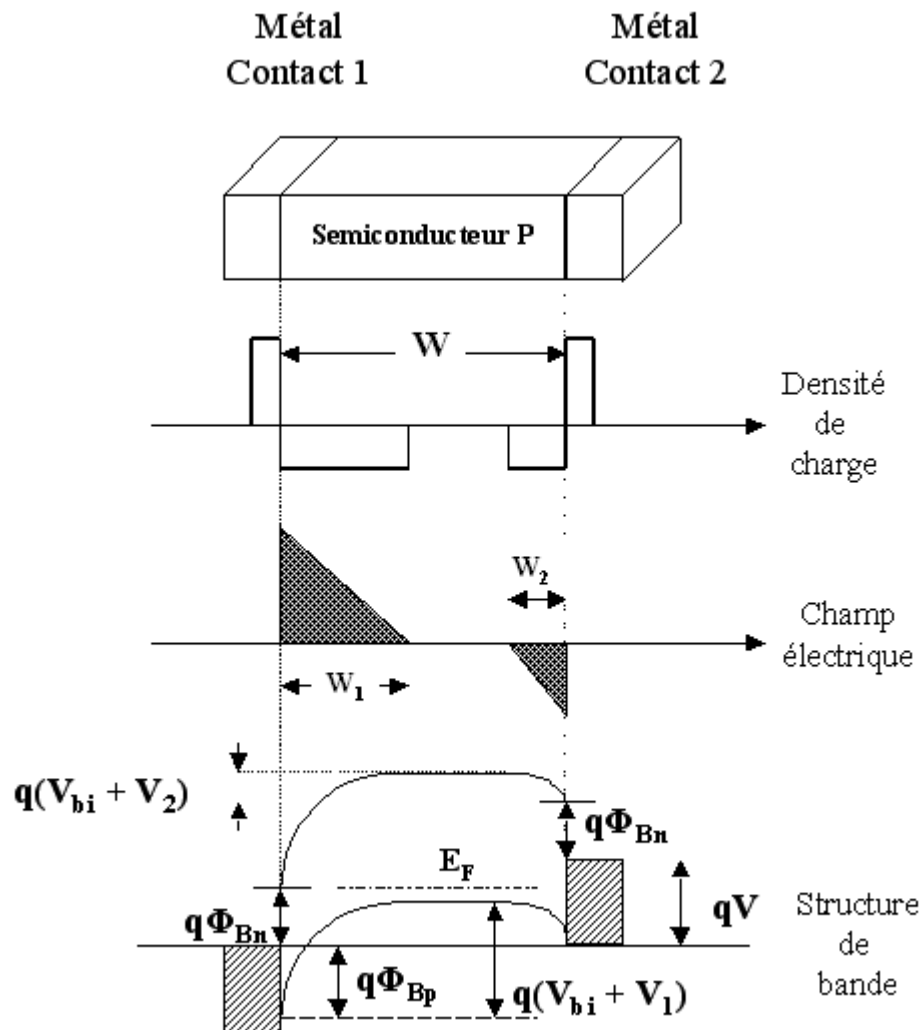


Figure II-m : Comportement d'une MSM-PD. De haut en bas : Vue en coupe de la structure physique du photodétecteur, Répartition des densités de charges, Champ électrique sous polarisation, Structure de bande correspondante sous polarisation V .

Si la tension de polarisation est suffisamment élevée, la zone entre les électrodes est complètement désertée ($d = W_1 + W_2 = W$) et il y apparaît par conséquent un champ électrique. Sous éclaircissement, lorsqu'un photon est absorbé par le semiconducteur, une paire électron-trou est créée puis collectée par le champ électrique afin de créer un courant photoélectrique. Ce photocourant dépend essentiellement de la géométrie de la photodiode et de la tension appliquée à ses bornes (eq.II-31).

$$I_{MSM} = (1-R) \frac{W}{L+W} \frac{q}{h \cdot \nu} P_{opt} \left[1 - e^{-\alpha \cdot d} \right] \quad (\text{II-31})$$

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} (V_{bi} - V_{MSM})} \quad (\text{II-32})$$

R est le coefficient de réflexion du flux optique incident à l'interface air-semiconducteur, α le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour un matériau donné, $W/(W+L)$ l'effet d'ombre des électrodes et V_{bi} la barrière de potentiel dû au contact Schottky, d l'épaisseur de la couche d'absorption des photons (ZCE).

Typiquement, les photodiodes MSM ont une structure interdigitée de manière à conserver un espacement inter électrode faible afin d'avoir des temps de réponses court tout en conservant une surface photosensible suffisante (fig.II-n). En effet, en fonctionnement normal, il est nécessaire que la zone entre les électrodes soit totalement dépeuplée afin de favoriser l'absorption des photons d'une part, et obtenir un champ électrique suffisamment élevé pour obtenir le claquage inverse de la jonction métal-semiconducteur le plus rapidement possible d'autre part, afin de bénéficier de la non-linéarité de la caractéristique en inverse. Le fait de rapprocher les électrodes de contact permet d'augmenter le champ électrique pour une même tension appliquée, de réduire le temps de transit des porteurs photogénérés entre ces contacts mais diminue fortement la sensibilité de la photodiode à cause de la zone d'ombre introduite par celles-ci.

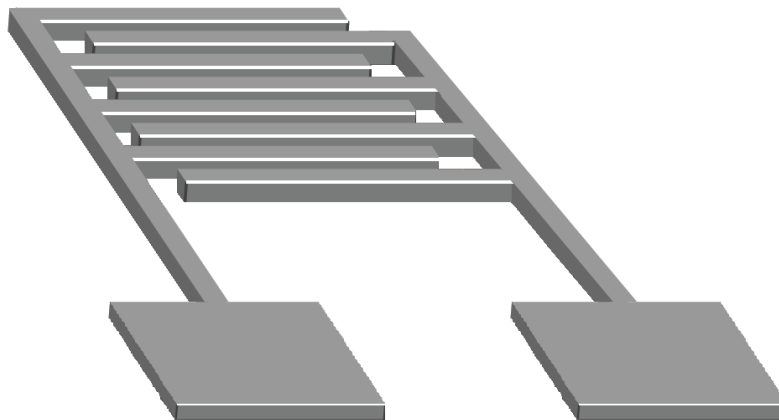


Figure II-n : Exemple de structure MSM interdigitée.

II.3.3. Etude des MSM-PD en mélangeur optoélectronique

De même que pour la photodiode à avalanche, nous allons démontrer la faisabilité du mélange optoélectronique de la photodiode MSM. Contrairement à la photodiode à avalanche, le mélange ne s'effectue pas par la modulation du gain interne via l'application d'un signal issue d'un oscillateur local. Ici, il est question de la modulation de la sensibilité de la photodiode MSM en faisant varier l'épaisseur de la couche d'absorption des photons d (eq-II-32).

Combinons les relations II-31 et II-32 sous une autre forme. Si on met en évidence les constantes physique et géométrique pour une structure donnée, il vient :

$$i_{MSM}(t) = K_1 \cdot P_{opt}(t) \cdot \left[1 - e^{-\alpha \cdot K_2 \cdot \sqrt{1 - \frac{v_{MSM}(t)}{V_{bi}}}}} \right] \quad (II-33)$$

Avec :

$$K_1 = \frac{(1 - R) \cdot W \cdot q}{(L + W) \cdot h \cdot v} \quad (II-34)$$

$$K_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_s \cdot V_{bi}}{q \cdot N}} \quad (II-35)$$

$$v_{MSM}(t) = \langle V_{MSM} \rangle + v_{OL}(t) \quad (II-36)$$

Du développement limité de premier ordre autour du point de polarisation on en déduit :

$$i_{MSM}(t) \cong P_{opt}(t) \cdot \left[K_1 \cdot \left(1 - e^{-\alpha \cdot K_2 \cdot \sqrt{1 - \langle V_{MSM} \rangle}} \right) + \frac{K_1 \cdot K_2 \cdot \alpha \cdot \left(\langle V_{MSM} \rangle - \frac{\langle V_{MSM} \rangle}{V_{bi}} \right)}{2 \cdot \sqrt{1 - \langle V_{MSM} \rangle} \cdot e^{\alpha \cdot K_2 \cdot \sqrt{1 - \langle V_{MSM} \rangle}}} \right] - P_{opt}(t) \cdot v_{OL}(t) \cdot \frac{K_1 \cdot K_2 \cdot \alpha}{2 \cdot V_{bi} \cdot \sqrt{1 - \langle V_{MSM} \rangle} \cdot e^{\alpha \cdot K_2 \cdot \sqrt{1 - \langle V_{MSM} \rangle}}} \quad (II-37)$$

Le courant d'origine photoélectrique traversant la photodiode à barrière SCHOTTKY présente une composante continue liée à la puissance optique moyenne du signal ou à la lumière ambiante ou les deux. Elle présente également des composantes aux fréquences somme et différence des fréquences f_{RF} et f_{OL} (fig.II-o).

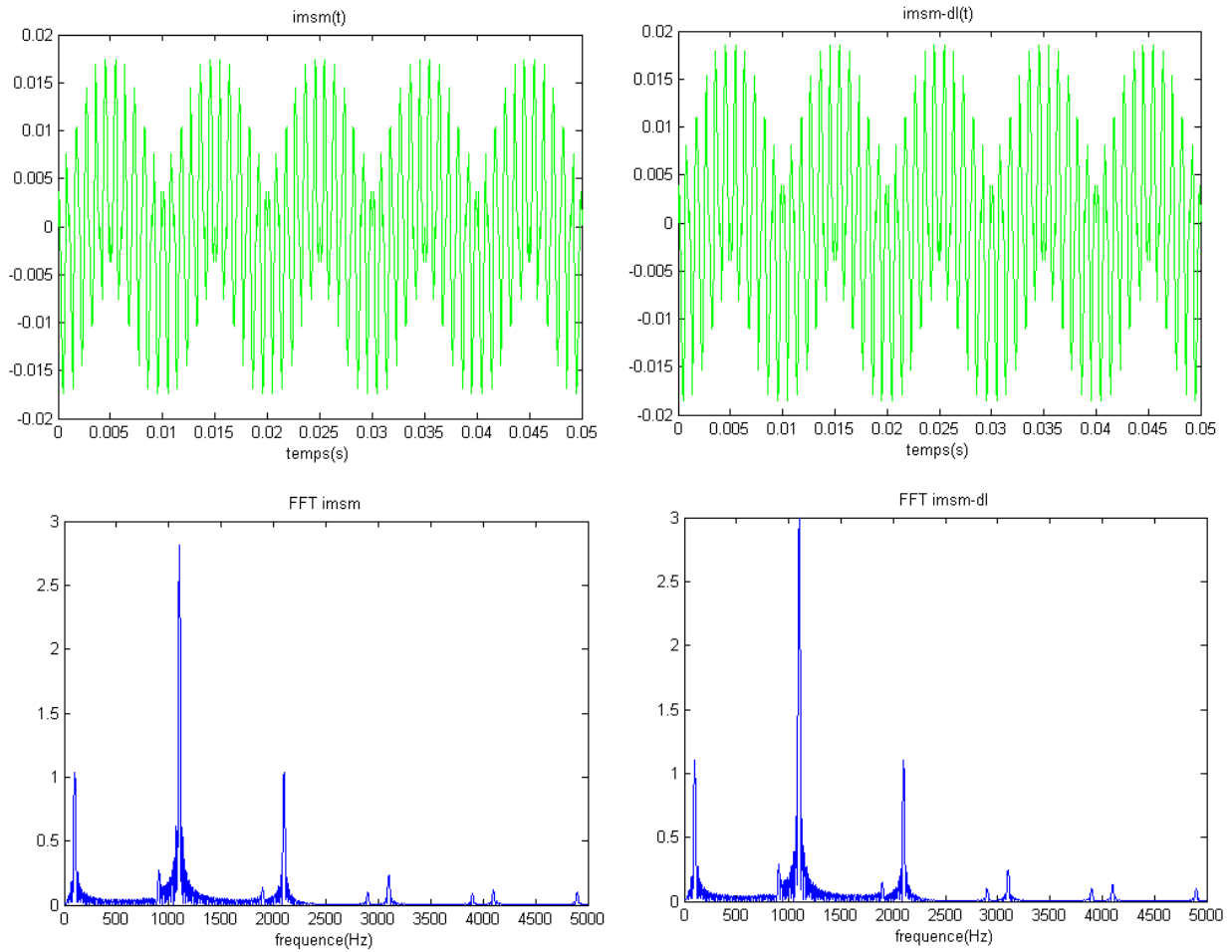


Figure II-o : Validation du mélange optoélectronique avec une photodiode à barrière Schottky. A gauche, $i_{MSM}(t)$ répondant à l'expression exacte ainsi que son spectre fréquentiel. A droite $i_{MSM}(t)$ en développement limité et sa transformée de Fourier. $f_{RF} = 1.1 \text{ kHz}$, $f_{OL} = 1 \text{ kHz}$

De même que pour l'APD, la figure II-o montre la simulation du courant $i_{MSM}(t)$ en tenant compte de l'expression complète du photocourant et son expression en développement limité d'ordre 1. Le point de polarisation de la photodiode est fixé à $\langle V_{MSM} \rangle = 2 \text{ V}$, $v_{OL} = 2 \text{ V}$ crête à crête, $P_{opt} = 100 \text{ mW}$, $f_{RF} = 1.1 \text{ kHz}$, $f_{OL} = 1 \text{ kHz}$. Les spectres en fréquence montrent un pic principal à 1,1 kHz ce qui correspond à la puissance optique reçue par la photodiode et deux pics secondaire : le pic de mélange à 100 Hz et un pic de somme à 2.1 kHz.

II.3.4. MSM-PD et applications en mélangeur optoélectronique.

Les photodiodes MSM à barrière Schottky ont été largement utilisées en tant que photodétecteurs dans les applications nécessitant une large bande passante grâce à la simplicité de leur structure, leur temps de réponse très court et leur faible courant d'obscurité. Cependant, la structure interdigitée permettant d'avoir le meilleur compromis entre un temps de réponse faible et une surface photosensible suffisante introduit des zones d'ombres ce qui, à surface utile égale, les rendent plus gourmands en surface vis à vis des autres photodétecteurs. De plus, si le substrat de la MSM-PD est trop épais, le temps de réponse est fortement dégradé car les porteurs qui seront générés en profondeur mettront plus de temps pour arriver par mécanisme de diffusion jusqu'aux électrodes, surtout si on travaille avec de grandes longueurs d'onde ([Lee, 1995]).

La théorie concernant le mélange optoélectronique au sein des MSM-PD est connue depuis quelques années déjà ([Abuelma'atti, 1996]) et de nombreuses études ont été menées pour analyser et modéliser ce composant ([Shen, 2002]), l'améliorer ([Aliberti, 2003], [Shen, 2003]).

Concernant les applications télémétriques, ces photodiodes peuvent être utilisées dans des dispositifs militaires tel que les LADAR (LAsER Detection And Ranging) ([Ruff, 2005]), ou encore dans des applications de mesure de distance par temps de vol ([Gulden, 2002]).

II.4.LES PHOTOCONDUCTEURS

II.4.1.Généralités

Les photoconducteurs sont les photodétecteurs les plus simples à mettre en œuvre. Ils présentent la même structure que les photodiodes à barrière Schottky si ce n'est qu'ils sont constitués de contacts ohmiques entre le métal et le semiconducteur (fig.II-p). Ils sont en général polarisés de manière à avoir un fort champ électrique entre les électrodes afin que le comportement non linéaire de la vitesse des porteurs soit pris en compte (fig.II-q). Quand des photons pénètrent le semiconducteur, des paires électron-trou sont générées ce qui engendre une modification de la conductivité du semiconducteur.

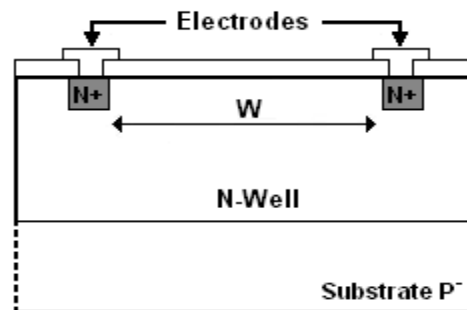


Figure II-p : Vue en coupe d'un photoconducteur sur un caisson N.

A l'instar des photodiodes MSM, les photoconducteurs ont typiquement une structure interdigitée de manière à conserver un espacement inter électrode faible afin d'avoir un champ électrique interélectrode important tout en conservant une surface photosensible suffisante.

II.4.2.Théorie des photoconducteurs

Lorsque la lumière pénètre le semiconducteur, des porteurs libres sont créés ce qui modifie la résistivité du matériaux. Le champ électrique présent entre les électrodes engendre un photocourant de conduction par déplacement des porteurs. Ces porteurs restent dans la structure jusqu'à ce qu'ils se recombinent ou qu'ils soient collectés par les contacts. Si le semiconducteur est excité de manière homogène, en régime permanent, le taux de recombinaison r_{eh} est égal au taux de génération de paires électron-trou g_L par absorption de photon (eq.II-38) :

$$r_{eh} = \frac{\hat{n}}{\tau_p} = g_L = \frac{\eta}{W \cdot A} \frac{P_{opt}}{h \cdot \nu} \quad (II-38)$$

Avec P_{opt} la puissance optique incidente, ν la fréquence du flux incident, A la surface photosensible, η le rendement quantique interne $\hat{n} = \hat{p}$ la densité d'électrons et de trous en excès.

Le semiconducteur utilisé étant de type N, la conductivité est dominée par les électrons. Dans les conditions d'obscurité, la conductivité du semiconducteur est donc :

$$\sigma = q \cdot \mu_n \cdot \bar{n} \quad (\text{II-39})$$

μ_n représente la mobilité des porteurs majoritaires (ici les électrons) en $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

Sous éclairage, le flux lumineux incident génère une densité de porteur en excès \hat{n} . Si l'on considère que l'on reste en régime de faible injection ($\hat{n} = \hat{p} \ll N_D$), la conductivité devient :

$$\sigma = q \cdot \mu_n \cdot (\bar{n} + \hat{n}) \quad (\text{II-40})$$

On exprime la variation de la photoconductivité en prenant en compte l'influence de la génération des porteurs sur la conductivité tel que :

$$\Delta\sigma = q \cdot \hat{n} \cdot \mu_n \quad (\text{II-41})$$

En présence d'un champ électrique E , la densité de courant total J dépendant de la densité de courant d'obscurité J_D et de la densité du photocourant J_{ph} s'écrit :

$$J = (\sigma + \Delta\sigma) \cdot E = (J_D + J_{ph}) \quad (\text{II-42})$$

par identification pour une surface A éclairée :

$$I_{ph} = J_{ph} \cdot A = \Delta\sigma \cdot A \cdot \|\vec{E}\| = q \cdot \hat{n} \cdot \mu_n \cdot A \cdot \|\vec{E}\| = q \cdot g_L \cdot \tau_p \cdot \mu_n \cdot A \cdot \|\vec{E}\| \quad (\text{II-43})$$

τ_p est la durée de vie des porteurs minoritaires (ici les trous).

Le temps de transit des porteurs majoritaires τ dans la structure dépend de leur vitesse v_n et de la distance interelectrode W .

$$\tau = \frac{W}{v_n} = \frac{W}{\mu_n \cdot \|\vec{E}\|} = \frac{W^2}{\mu_n \cdot V} \quad (\text{II-44})$$

V est la tension appliquée entre les électrodes. A faible champ, la vitesse des porteurs augmente linéairement avec le champ électrique (loi d'ohm) (fig.II-q).

L'expression du photocourant I_{ph} issue de l'absorption de photon est présentée équation II.45 ([Sze, 1981]).

$$I_{ph} = q \cdot g_L \cdot A \cdot \tau_p \cdot \mu_n \cdot \|\vec{E}\| = q \cdot g_L \cdot A \cdot \frac{\tau_p}{\tau} \cdot W = q \cdot g_L \cdot A \cdot W \cdot G = q \cdot \eta \cdot \frac{P_{opt}}{h \cdot \nu} \cdot G \quad (\text{II-45})$$

Avec :

$$G \approx \frac{\tau_p}{\tau} \quad (\text{II-46})$$

G est le gain interne du photoconducteur.

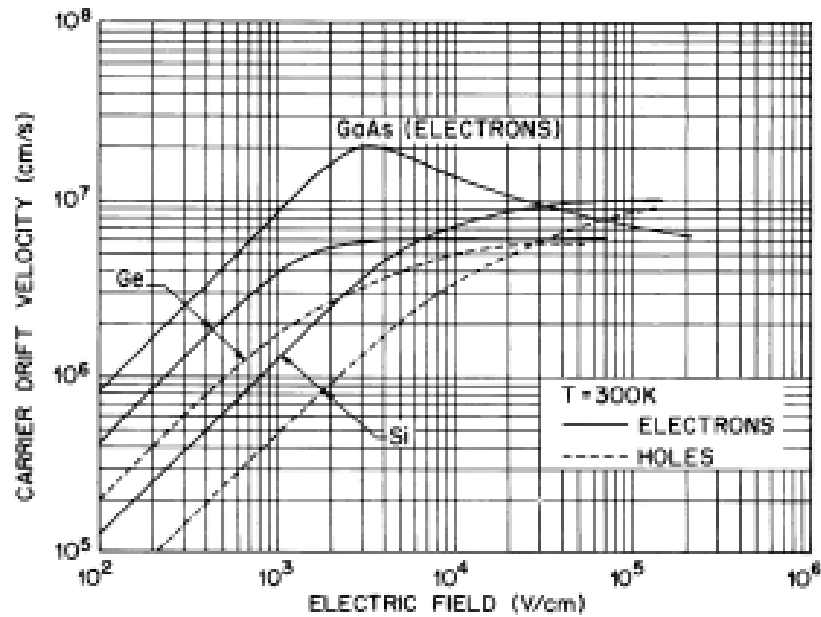


Figure II-q : Vitesse de déplacement des porteurs en fonction du champ électrique pour différent semiconducteur. $V_n = \mu \cdot E$ ([Sze, 1981]).

II.4.3. Etude des photoconducteurs en mélangeur optoélectronique

Dans le cas des photoconducteurs, l'expression du mélange optoélectronique découle directement des équations II-44, II-45 et II-46. Si on module en amplitude la tension de polarisation $v(t) = \langle V \rangle + v_{OL}(t)$, on obtient l'expression d'un photocourant dépendant de constantes physique et géométrique (eq.II-47).

$$i_{ph}(t) = \frac{q \cdot \mu_n \cdot \eta \cdot \tau_p}{h \cdot \nu \cdot w^2} \cdot P_{opt}(t) \cdot v(t) \quad (\text{II-47})$$

De même, si on considère la puissance optique incidente comme étant la résultante d'une composante moyenne fixe, lumière ambiante par exemple, et d'une composante variable l'expression du photocourant devient :

$$i_{ph}(t) = \frac{q \cdot \mu_n \cdot \eta \cdot \tau_p}{h \cdot \nu \cdot w^2} \cdot \left[(\langle P_{opt} \rangle + P_{opt}(t)) \cdot (\langle V \rangle + v_{OL}(t)) \right] \quad (\text{II-48})$$

Une simulation sous Matlab (fig.II-r) met en évidence le mélange optoélectronique entre une lumière incidente de puissance $P_{opt} = 100$ mW à la fréquence $f_{RF} = 1.1$ kHz et un signal électrique sinusoïdal d'amplitude $v_{OL} = 2$ V_{PP} à la fréquence $f_{OL} = 1$ kHz autour du point de polarisation $\langle V \rangle = -2$ V. On considère une mobilité des porteurs $\mu_n = 1500$ cm²/V.s, et la durée de vie des porteurs minoritaires $\tau_p = 1$ μs ([Sze, 1981]), valeurs correspondant à un dopage de type N et de valeur $N_D = 10^{16}$ cm⁻³.

Les spectres en fréquence montrent un pic principal à 1,1 kHz ce qui correspond à la puissance optique reçue par le photoconducteur et deux pics secondaires à 100 Hz et 2,1 kHz représentant respectivement les différences et sommes des fréquences f_{RF} et f_{OL} .

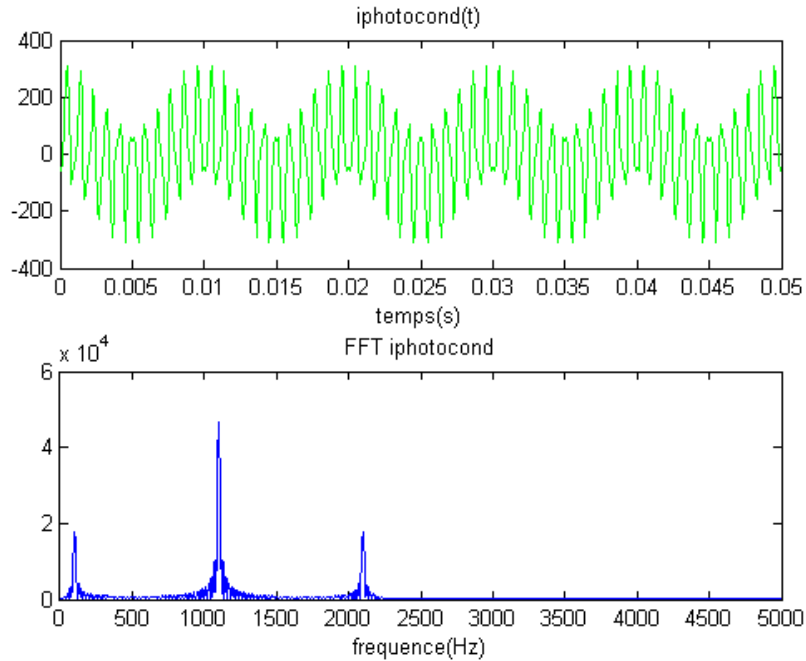


Figure II-r : Validation du mélange optoélectronique avec un photoconducteur. En haut, $i_{PH}(t)$ répondant à l'expression exacte. En bas, son spectre fréquentiel.

II.4.4.Photoconducteurs et applications en mélangeurs optoélectroniques

Grâce à une large bande passante, les photoconducteurs se sont fait une place de choix dans les applications nécessitant des temps de réponse courts ou un domaine fréquentiel de fonctionnement très élevé.

On distingue ainsi deux grands domaines d'application. L'imagerie et la spectroscopie dans le domaine médical, la réalisation d'oscillateurs locaux pour la radioastronomie et les télécommunications dans le domaine des Terahertz (100 GHz à 30 THz environ) d'une part ([Saeedkia, 2005a], [Saeedkia, 2005b]). D'autre part, les photoconducteurs sont utilisés en switch optoélectroniques pour les analyseurs de réseaux haute fréquence ([Huang, 1995]). La vitesse de commutation assure donc un traitement en temps réel de la caractérisation des dispositifs étudiés.

Les photoconducteurs souffrent en revanche du même problème que les photodiodes à barrière Schottky, à savoir la détérioration du temps de réponse aux grandes longueurs d'onde à cause de la profondeur de génération des porteurs. De plus, à cela vient s'ajouter une détérioration du bruit par le bruit thermique en $4k_BTR$ généré au sein de la structure qui est essentiellement résistive.

II.5.CONCLUSION

Ainsi, d'après les précédentes simulations, il est possible d'utiliser certains photodétecteurs en mélangeurs optoélectroniques.

De par leurs structures très simples, les photodétecteurs à structures métal-semiconducteur-métal présentent des performances fréquentielles élevées. L'absence de jonction proprement dite favorise la diminution des capacités parasites et donc des constantes de temps associées. Cependant dans le cas du photoconducteur, le courant de polarisation qui le traverse peut être relativement important car imposé par la résistivité du matériau et de la tension appliquée entre les électrodes. La génération d'un bruit d'origine thermique est important et les performances en bruit qui en découlent sont donc mauvaises. En revanche, la photodiode à barrière Schottky présente un courant d'obscurité beaucoup plus faible et donc de meilleures performances en terme de bruit. Par ailleurs, la sensibilité de ces composants est diminuée à cause de la structure interdigitée des électrodes qui donne des zones d'ombre car la distance inter-électrode doit être faible afin d'obtenir un faible temps de transit des porteurs. Ainsi, pour une surface photosensible identique, un photoconducteur ou un MSM-PD occupera plus de surface qu'une APD.

De son côté, la photodiode à avalanche présente un temps de réponse et des performances fréquentielles moindres mais possède un gain interne très important, avec cependant une pénalité en bruit à cause du caractère aléatoire du processus de multiplication par ionisation par impact. Ce gain interne apporte un grand avantage à l'APD car avec une amplitude du signal photoélectrique plus grande, le bruit introduit par l'électronique associée sera minimisé. Il en sera de même des perturbations externes.

Dans le cadre d'une application télémétrique, l'utilisation de tel ou tel mélangeur optoélectronique dépendra de la fréquence de fonctionnement du dispositif et ainsi donc de la résolution souhaitée. Il en sera de même de la plage maximale de mesure de distance ce qui, associé au bilan de liaison de la puissance optique émise, réfléchi et reçu, détermineront la plage de sensibilité du photodétecteur.

Le chapitre suivant exposera les principales contraintes liées à l'intégration en technologie CMOS de ces photodétecteurs. Les travaux de conception et d'optimisation des structures ainsi que les phases de simulations et de test y sont détaillés.

II.6.REFERENCES

- [Abuelma'atti, 1988] : Abuelma'atti, M.T., “Theory of avalanche diode harmonic optoelectronic mixer”, *Optoelectronics, IEE Proceedings J* ,Volume: 135 , Issue: 2 , pp 183 – 186, 1988.
- [Abuelma'atti, 1996] : Abuelma'atti, M.T., “An improved analysis of an optoelectronic mixer based on metal-semiconductor-metal photodetector”, *Millimeter Wave and Far Infrared Science and Technology, 1996. Proceedings. 4th International Conference on*, pp 88 – 91, Aug 1996.
- [Aliberti, 2003] : Aliberti, K., Shen, H., Ruff, W., Stann, B., Newman, P., Semendy, F., Stead, M., Mehandru, R., Ren, F., “Improved optoelectronic mixing of InAlAs/InGaAs interdigitated-finger metal-semiconductor-metal photodetectors”, *Sensors, Proceedings of IEEE*, Vol. 2 pp 1021 – 1025, Oct. 2003.
- [Amann, 2001] M.C. AMANN, T. BOSCH, M. LESCURE, R. MYLLYLÄ, M.ROUX, “Laser ranging: a critical review of usual techniques for distance measurement”, *Optical Engineering* 40 (1), 2001, pp 1-10
- [Castagnet, 2006] : D. Castagnet, H. Tap-Beteille, M. Lescure, “APD-based heterodyne optical head of a phase-shift laser rangefinder,” *Opt. Eng.*, vol. 40, no. 4, pp. 43 003-1–43 003-7, 2006.
- [Choi, 2005] : Chang-Soon Choi, Hyo-Soon Kang, Woo-Young Choi, Dae-Hyun Kim, Kwang-Seok Seo, “Phototransistors based on InP HEMTs and their applications to millimeter-wave radio-on-fiber systems”, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol.53 , pp.256 – 263, Jan. 2005.
- [Dupuy, 2002] : D. Dupuy, M. Lescure, H. Tap-Beteille, “Analysis of an avalanche photodiode used as an optoelectronic mixer for a frequency modulated continuous wave laser range finder: Optical distance measurement,” *J. Opt. A, Pure Appl. Opt.*, vol. 4, no. 6, pp. 332–336, 2002.
- [Gulden, 2002] : Gulden, P.; Becker, D.; Vossiek, M.; “Novel Optical Distance Sensor Based on MSM Technology”, *Sensors, 2002. Proceedings of IEEE*, pp 86 - 91 vol.1, 2002.
- [Hamamatsu, 2004] : “Characteristics and use of SI APD (Avalanche Photodiode)”, *Technical Information SD-28*, May 2004.
- [Huang, 1995] : S.-L.L.Huang; C.H.Lee; H.-L.A.Hung; “Real-time linear time-domain network analysis using picosecond photoconductive mixer and samplers”, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, pp 1281 – 1289, 1995.
- [Jayakumar, 2000] : A.Jayakumar, M.S.Bustos, D.Cheskis, S.J.Pietrucha, M.Bonelli, S.Al-Kuran, N.Scheinberg, “3-V MSM-TIA for gigabit Ethernet”, *Solid state circuits IEEE journal of*, vol.35, pp.1271-1275, 2000

[Kang, 2007] H.-S. Kang, W.-Y. Choi, “Fibre-supported 60 GHz self-heterodyne systems based on CMOS-compatible harmonic optoelectronic mixers” *Electronics Letters*, Vol. 43, Issue 20, pp1101 - 1103, 2007.

[Lee, 1995] : H.C.Lee, B.Van Zeghbroeck, A novel high-speed silicon MSM photodetector operating at 830 nm wavelength, *Electron Device Letters*, IEEE, Vol.16, Issue:5, pp.175 – 177, May 1995.

[Li, 2001] : B.Li, L.Lin, S.Tang, Y.Liu, R.T.Chen, “Photonic radio frequency mixer using metal-semiconductor-metal photodetectors”, *Optical engineering*, vol.40, pp.1234-1237, 2001.

[Lin, 2010] : Che-Kai Lin; Chao-Wei Lin; Yi-Chun Wu; Hsien-Chin Chiu, “An optoelectronic mixer based on composite transparent gate InAlAs/InGaAs metamorphic HEMT”, *Indium Phosphide & Related Materials (IPRM) 2010 International Conference on*, pp.1 – 4, , May 31 2010-June 4 2010.

[McIntyre, 1966] : R. J. McIntyre, “Multiplication noise in uniform avalanche diodes,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-13, no. 1, pp. 164–168, Jan. 1966.

[Miller, 1995] : S.L. MILLER, “Avalanche breakdown in germanium”, *Phys. Rev.* 99 (4) 1234-1241, 1995.

[Myung-Jae, 2008] : Myung-Jae Lee, Hyo-Soon Kang, Kwang-Hyun Lee, Woo-Young Choi, Fiber-fed 60-GHz self-heterodyne system using a self-oscillating harmonic optoelectronic mixer based on a CMOS-compatible APD, *Microwave Symposium Digest, 2008 IEEE MTT-S International*, pp. 587 – 590, June 2008.

[Perkinelmer] : www.optoelectronics.perkinelmer.com.

[Ruff, 2005] : Ruff, W.C., Aliberti, K., Giza, M., Hongen Shen, Stann, B., Stead, M., “Characterization of a 1×32 element metal-semiconductor-metal optoelectronic mixer array for FM/cw LADAR”, *Sensors Journal, IEEE*, Vol. 5, Issue:3, pp 439 – 445, Jun 2005.

[Saeedkia, 2005a] : D.Saeedkia; R.R.Mansour; S.Safavi-Naeini, “Analysis and design of a continuous-wave terahertz photoconductive photomixer array source”, *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, pp 4044 – 4050, 2005.

[Saeedkia, 2005b] : D.Saeedkia; S.Safavi-Naeini; R.R.Mansour; “A photoconductive photomixer array source with integrated excitation scheme”, *Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics, 2005. IRMMW-THz 2005. The Joint 30th International Conference on*, vol.2, pp 471 - 472 vol. 2, 2005.

[Shen, 2002] : Shen, H., Aliberti, K., “Theoretical analysis of an anisotropic metal–semiconductor–metal optoelectronic mixer”, *Journal of Applied Physics*, Issue 6, Vol. 91, pp 3880 – 3890, Mar 2002.

[Shen, 2003] : Shen, H., Aliberti, K., Stann, B., Newman, P., Mehandru, R., Ren, F., “Mixing characteristics of InGaAs metal–semiconductor–metal photodetectors with Schottky enhancement layers”, *Applied Physics Letters*, Vol. 82 , Issue:22 pp 3814 – 3816, Jun 2003.

[Sukhotin, 2003] : M.Sukhotin, E.R.Brown, A.C.Gossard, D.Driscoll, M.Hanson, P.Maker, R.Muller, “Photomixing and photoconductor measurements on ErAs/InGaAs at 1.55 μm ”, *Applied Physics Letters*, Vol.82 , Issue:18, PP.3116 – 3118, May 2003.

[Sze, 1981] : S. M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, 2nd edition, A Wiley Interscience Publication, 1981, ISBN 0-471-05661-8.

[VLSI, 1990] : R.L.Geiger, P.E.Allen, N.R.Strader, “VLSI design techniques for analog and digital circuits”, *McGraw-Hill publishing company*, 1990, ISBN 0-07-023253-9.

[Woo-Young Choi, 2008] : Woo-Young Choi, Hyo-Soon Kang, “CMOS-compatible Silicon avalanche photodetectors for microwave photonics applications”, *Opto-Electronics and Communications Conference*, pp 1 – 4, 2008.

CHAPITRE III

Implémentation de mélangeurs optoélectroniques en Technologie CMOS

Ce chapitre présente les travaux réalisés sur l'intégration en technologie CMOS des mélangeurs optoélectroniques présentés dans le chapitre précédent. Nous exposerons une étude théorique succincte des techniques d'intégration de chacun de ces mélangeurs puis une étude en simulation plus approfondie et enfin nous présenterons les résultats expérimentaux.

III.1.INTRODUCTION

Les avantages d'intégrer un photodétecteur avec son interface électronique sont nombreux. Les capteurs intégrés peuvent notamment incorporer des fonctions au sein même du dispositif telles que l'acquisition des données avec haute précision et grande rapidité. L'intégration du capteur et de son électronique de traitement sur un même support permet d'améliorer les performances, notamment le rapport signal sur bruit. Dans ce cas, les étapes de fabrication des capteurs doivent être compatibles avec les étapes de fabrication du reste de l'électronique. L'idéal serait que le process de fabrication serve à la fois à la fabrication du photodétecteur et de l'électronique. Le choix d'une technologie de fabrication est souvent lié aux performances et aux caractéristiques du détecteur qu'on souhaite réaliser.

Les circuits en technologie CMOS offrent un processus de fabrication très simple, ce qui augmente la fiabilité et le rendement. La technologie CMOS est pour le moment la plus utilisée pour la plupart des capteurs intégrés. Cette technologie permet d'implanter l'électronique digitale et analogique au même niveau de performance, et présente de nombreux avantages tels que la haute intégration, faibles consommation électrique et dissipation thermique.

La technologie choisie pour implanter les mélangeurs optoélectroniques est la technologie CMOS 0.35 μm HV d'AMS. Ce procédé a été préféré à d'autre pour différentes raisons. Par le passé, le laboratoire a beaucoup travaillé avec AMS et les retours

d'expériences accumulés permettent une utilisation optimisée des design kit de ce fondeur. Les procédés technologiques en 0.35 μm sont très bien connus et très utilisés notamment pour la conception des circuits analogique et mixte. De plus, cette résolution lithographique représente un bon compromis entre la bande passante que l'on peut espérer avoir et la tension d'alimentation supportée. Ainsi, on peut alimenter les circuits en 0-3.3 V tout en pouvant aisément atteindre des vitesses de quelques centaines de MHz. Enfin l'option HV (High Voltage) permet de disposer de caissons isolés N et P, alors que la technologie CMOS de base ne propose que des caissons N. Par ailleurs, ces caissons peuvent tolérer des polarisations très élevées par rapport au substrat (de l'ordre de 50 V). La figure III-a représente la vue en coupe des couches proposées en techno HV.

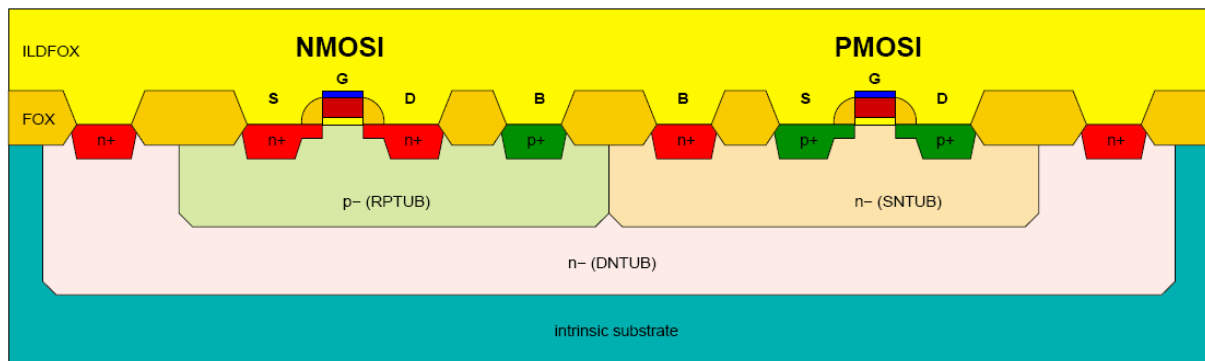


Figure III-a : Vue en coupe des couches proposées par la technologie CMOS HV 0.35 μm .

La conception de toutes les structures est faite en s'appuyant sur les documentations fournies par le fondeur AMS afin d'en respecter les différentes caractéristiques (chronologie des couches, dopages, profondeur de jonctions...) lors de la simulation des différentes étapes de fabrication du composant avec le logiciel Athéna de la suite SILVACO.

La principale difficulté est de déduire les doses à implanter ainsi que les durées et températures de diffusion à partir des différents dopages et profondeurs de jonction fournis par les documentations du fondeur, afin de bâtir un modèle fiable de la technologie choisie sous ATHENA. Le tableau III- α regroupe les différents paramètres du process à savoir les profondeurs de jonction et les dopages des couches.

Tableau III- a : Paramètres technologiques de la technologie CMOS HV 0.35 μm . Les cases noircies représentent les valeurs déduites à partir de grandeurs électriques données dans la documentation d'AMS.

Couche	Profondeur (μm)	Dopage (cm^{-3})
Substrat	740	$6,55 \cdot 10^{14}$
N-Well	3,5	$1,01 \cdot 10^{17}$
P-Well		$2,12 \cdot 10^{17}$
RPTUB	1,55	$2,12 \cdot 10^{17}$
SNTUB	0,55	$7,5 \cdot 10^{16}$
DNTUB	6,5	$1,5 \cdot 10^{16}$
Contact P⁺	0,2	
Contact N⁺	0,2	

III.2.PHOTODIODE A AVALANCHE

III.2.1.Théorie

Les photodiodes à avalanche ont fait l'objet de plusieurs études pour être intégrées en technologie CMOS. Le principal obstacle à leur intégration est le claquage prématuré de la jonction périphérique de la zone de multiplication. Cette dernière a besoin d'une tension plus importante pour que l'avalanche puisse avoir lieu uniquement dans la zone souhaitée. En effet, le champ électrique est structurellement maximal à la périphérie. Les récents progrès technologique ont permis de contourner ce problème en implémentant un anneau de garde au niveau de la jonction périphérique afin de diminuer le champ électrique à cet endroit. On peut relever plusieurs méthodes d'implémentation de cet anneau de garde. Soit par gravure d'une tranchée au niveau de la jonction ([Finkelstein, 2006], [Kang, 2007]), soit par insertion d'une zone faiblement dopée ([Stapels, 2006], [Faramazpour, 2008]) soit par la diffusion latérale de deux caissons proches ([Rochas, 2002], [Moutaye, 2008]).

La méthode par gravure de tranchée ou isolation par tranchée (Shallow Trench Isolation en anglais) est une caractéristique des procédés technologiques ayant une finesse de gravure inférieure à 0,25 μm . Elle consiste en la création de tranchées peu profondes dans le silicium. Ces tranchées sont ensuite oxydées puis l'excédent de diélectrique est enlevé par un procédé de planarisation par polissage mécano-chimique (fig.III-b).

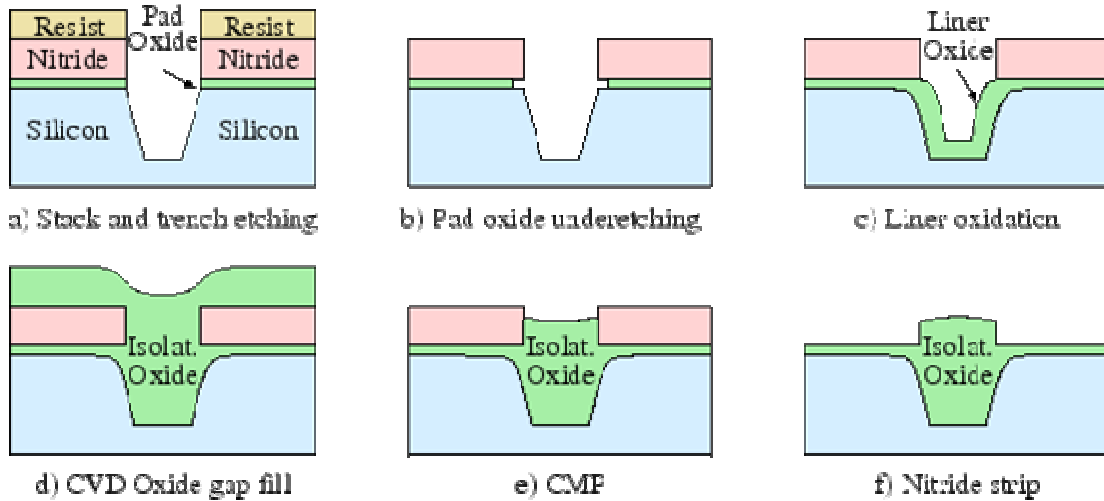


Figure III-b :Etapes technologiques de création de tranchées par STI.

Appliquée à une APD CMOS (fig.III-c), cette technique empêche le claquage de la zone latérale de la photodiode en supprimant la zone de jonction sphérique. Cependant, la gravure de telle tranchée dégrade fortement le courant d'obscurité par la création de zones de pièges et de génération de porteurs à l'interface oxide-semiconducteur ([Kwon, 2004]).

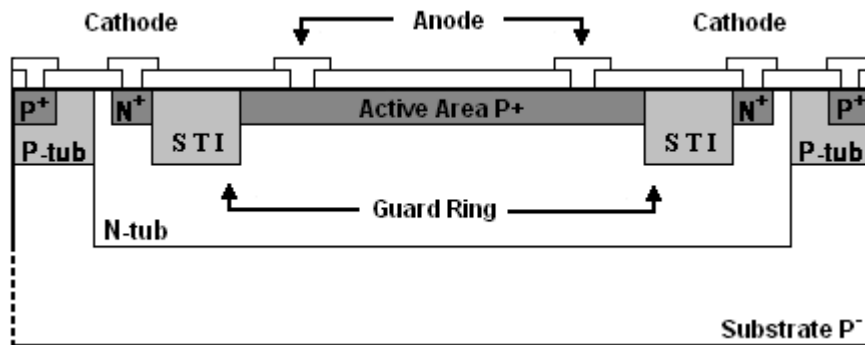


Figure III-c : Vue en coupe d'une APD CMOS P^+N utilisant une isolation de type STI (Shallow Trench Isolation).

Pour les procédés technologiques CMOS dont la finesse de gravure est supérieure à $0,25\mu\text{m}$, la réalisation d'un anneau de garde se fait par l'insertion d'une petite zone faiblement dopée au niveau de la jonction périphérique afin de diminuer le dopage à cet endroit (Fig.III-d). En effet, une zone faiblement dopée à la périphérie de la jonction permet d'avoir un champ électrique moins important et donc une meilleure tenue de la tension.

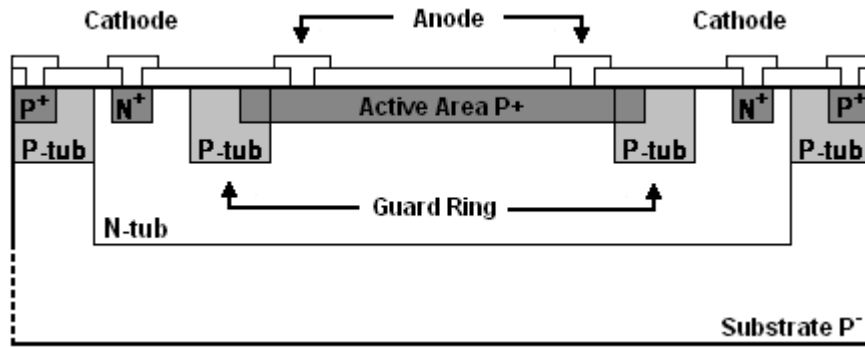


Figure III-d : Vue en coupe d'une APD CMOS P⁺N utilisant un caisson P comme anneau de garde.

Dans certain cas, il n'est pas possible d'insérer une zone faiblement dopée à la périphérie de la jonction, ceci est dû à des contraintes technologiques ou à la hiérarchie des couches dans un process. Une astuce consiste à utiliser la diffusion latérale de deux caissons dopés de même type (N ou P) dans un caisson plus profond de type opposé (Fig.III-e). Il en résulte une zone plus faiblement dopée entre les caissons.

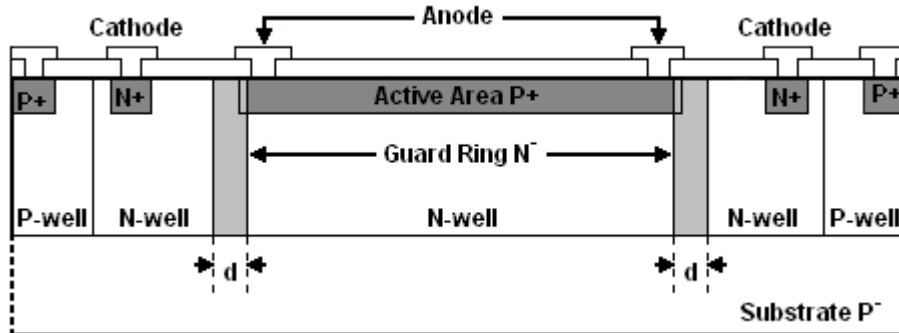


Figure III-e : Vue en coupe d'une APD CMOS P⁺N utilisant la diffusion latérale de deux caissons N comme anneau de garde.

La conception d'une APD en technologie CMOS consiste essentiellement en la prise en compte de deux principales contraintes. La première concerne les contraintes technologiques imposées par le fondeur. La technologie CMOS ne permet pas de créer une zone intrinsèque. Les deux régions les moins dopées étant les deux caissons P et N. De ce fait, une APD intégrée dans un process CMOS comporte une seule et même zone active servant de zone de génération et de multiplication des porteurs. La seconde difficulté concerne la recherche d'une solution visant à éviter le claquage prématuré de la jonction sphérique de la zone de multiplication là où le champ électrique est le plus important. De par sa résolution lithographique, la technologie retenue ne dispose pas de STI.

Ainsi, compte tenu des éléments cités précédemment, nous avons développé 3 différentes structures de photodiode à avalanche :

- Une APD P⁺N avec un anneau de garde réalisé par la diffusion latérale de deux caissons N (APD_P⁺N_NI),
- Une APD P⁺N avec un anneau de garde réalisé par l'insertion d'une petite zone faiblement dopée au niveau de la jonction périphérique (APD_P⁺N_I),
- Une APD N⁺P avec un anneau de garde réalisé par la diffusion latérale de deux caissons N (APD_N⁺P_I).

III.2.2.Simulations et Layout

III.2.2.1.APD_P⁺N_NI

La première structure étudiée est une APD de type P⁺N. L'anneau de garde est réalisé par la diffusion latérale de deux caissons N dans un caisson P suivant la représentation de la figure III-f.

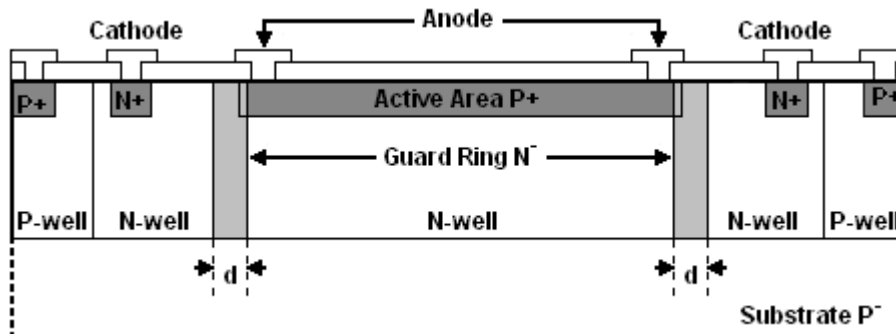


Figure III-f: Vue en coupe de l'APD_P+N_NI.

Etant donné que la structure est symétrique, les simulations seront réalisées à partir d'une demi-structure. La distance d séparant les deux caissons est ici une inconnue essentielle puisque de sa valeur dépendra l'efficacité de l'anneau de garde au niveau de la jonction périphérique. Ainsi, pour déterminer sa valeur optimale, plusieurs structures ont été simulées avec une largeur d'anneau de garde différente pour chacune d'entre elles. Les résultats sont regroupés dans le tableau III-β. La valeur optimale de d permet d'obtenir une avalanche verticale ainsi que la tension de claquage la plus grande en valeur absolue et la plus éloigné possible de la tension d'avalanche afin de maximiser la dynamique de polarisation ($d = 1,2\mu\text{m}$). La structure adoptée est donc celle représentée sur la figure III-g. La tension $V_{\text{AVALANCHE}}$ est relevée au début de l'avalanche.

Tableau III- β : Tensions de claquage (V_{BV}) et d'avalanche ($V_{\text{AVALANCHE}}$) en fonction de la largeur de l'anneau de garde.

d (μm)	0	0,4	0,6	1,0	1,2	1.4
Direction du claquage	horizontale	horizontale	horizontale	verticale	verticale	verticale
$V_{\text{AVALANCHE}}$ (V)	-	-	-	-5,5	-4,2	-4,2
V_{BV} (V)	-	-5,2	-6,2	-7,8	-8,75	-7,2

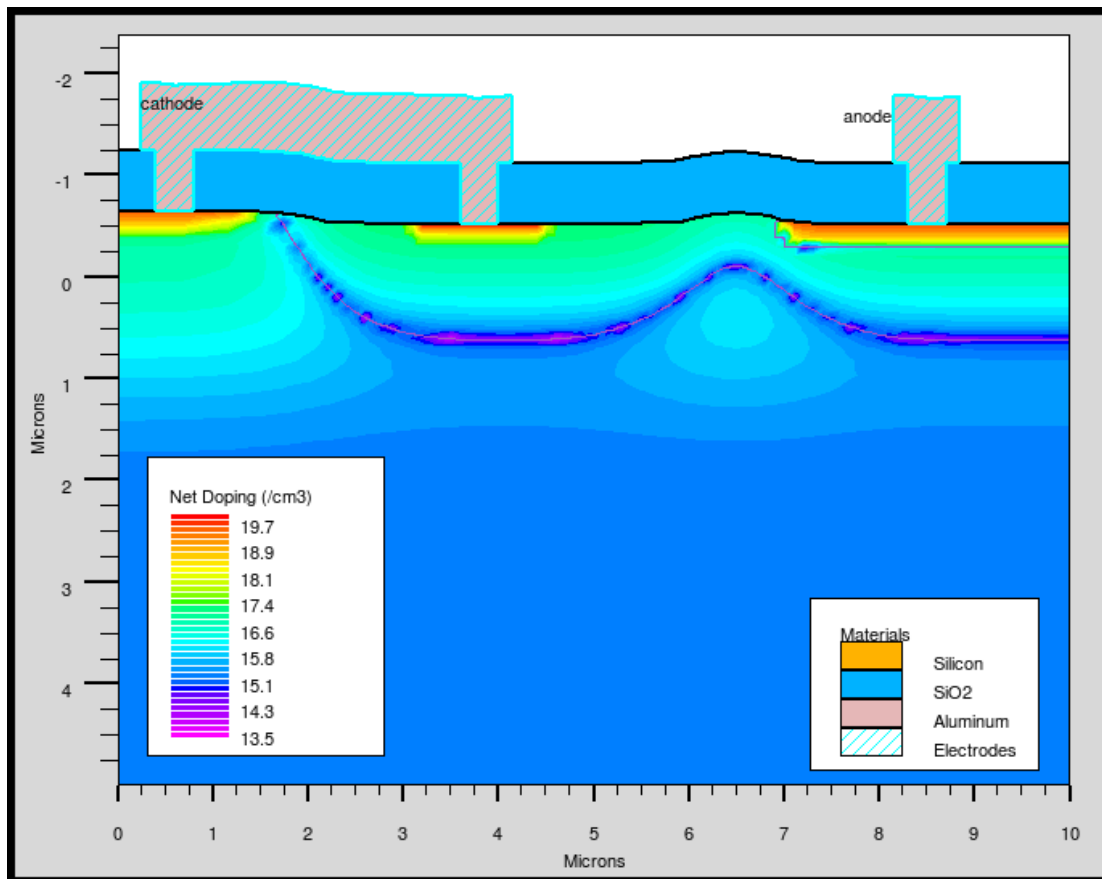


Figure III-g : Structure de l' APD_P+N_NI

La simulation électrique de l'APD sous Atlas donne la caractéristique courant-tension en inverse dans les conditions d'obscurité présentée à la figure III-h. La valeur de la tension inverse nécessaire pour avoir un phénomène qui se rapproche du mode d'avalanche est très basse (voisine de 4 V), en valeur absolue, et est compatible avec les tensions admissibles en technologie CMOS.

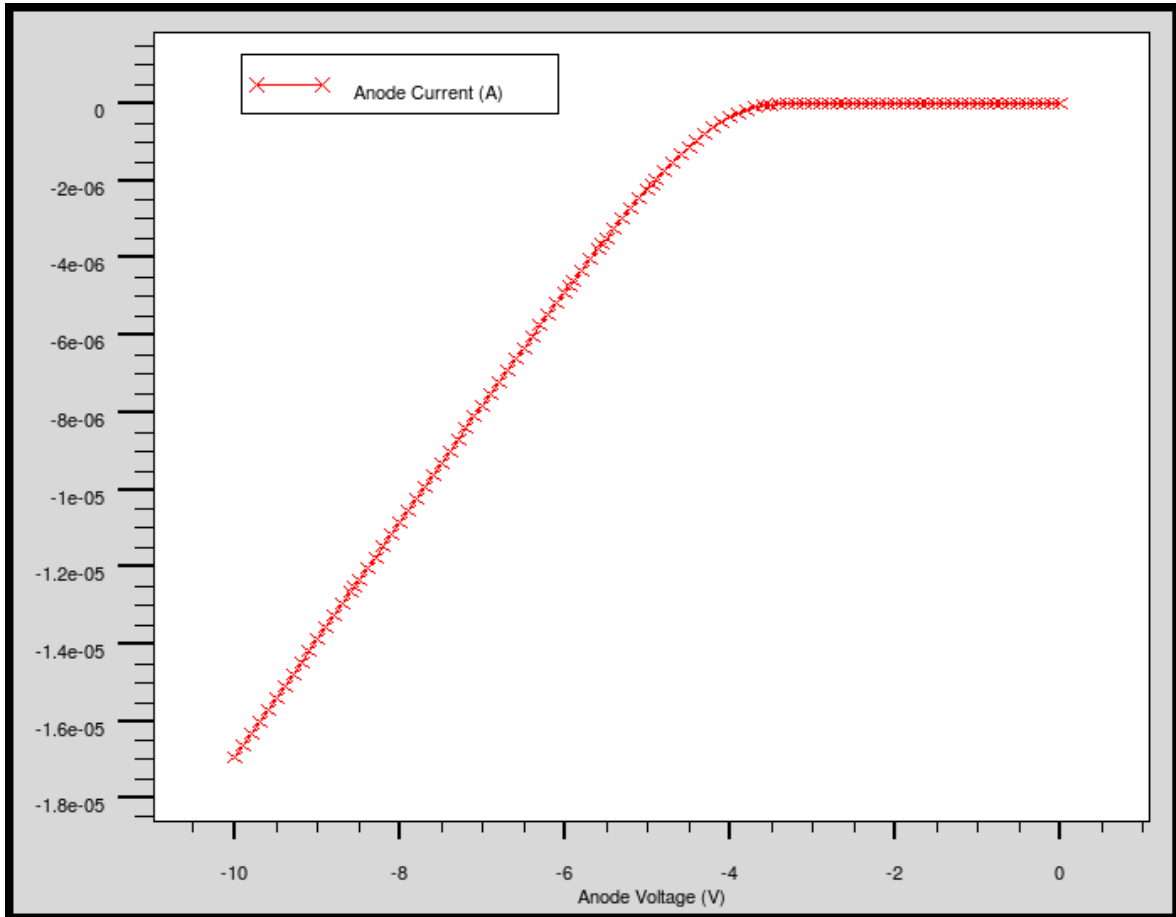


Figure III-h : Caractéristique courant tension inverse en obscurité de l'APD $P^+N_{-}NI$. La surface de l'APD est de $5 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$.

La structure a ensuite été simulée pour une tension inverse de polarisation de -5 V (fig.III-i). Comme prévu, le champ électrique interne est plus fort verticalement au niveau de la zone de multiplication (à droite de la structure) qu'horizontalement au niveau de la jonction périphérique. Cette simulation ainsi que les valeurs relevées du champ électrique, confirme qu'il s'agit bien du phénomène d'avalanche qui régit la caractéristique courant-tension de la figure III-h. Cette simulation valide par la même occasion l'efficacité de l'anneau de garde.

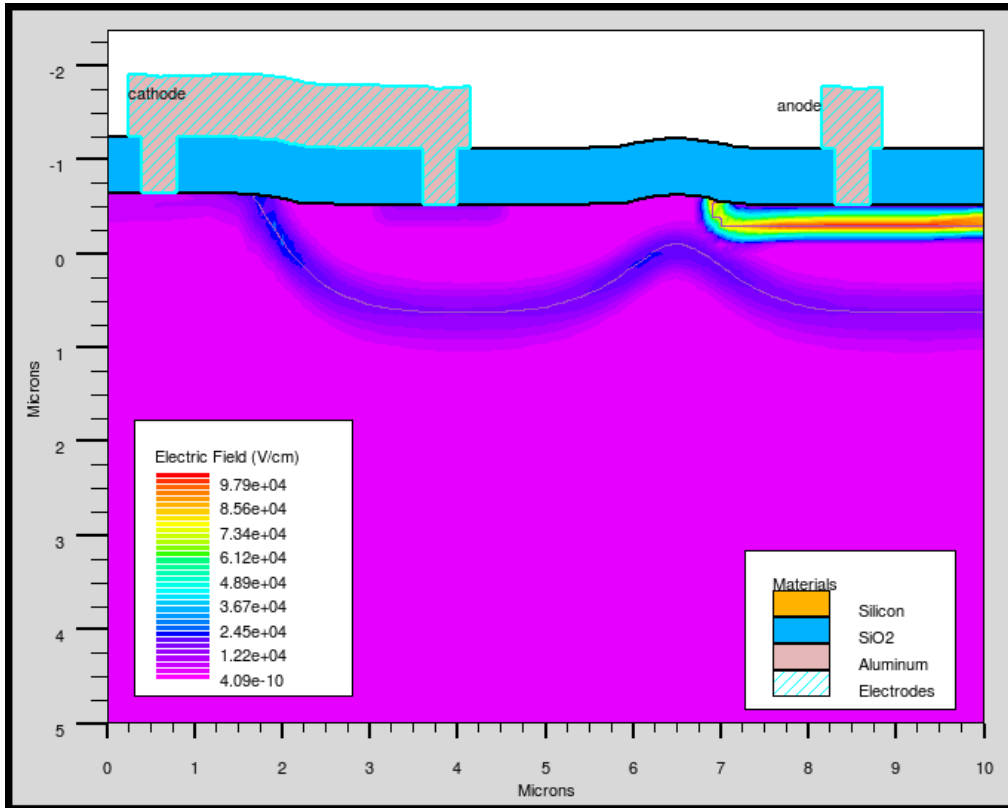


Figure III-i : Distribution du champ électrique au sein de l'APD_{P⁺N₊NI} pour une tension inverse de -5 V .

Les simulations sous éclairage de la structure ont été réalisées par le module LUMINOUS de Silvaco afin d'extraire les caractéristiques intéressantes telles que la réponse spectrale ou encore le gain d'avalanche.

La figure III-j présente la sensibilité spectrale de l'APD polarisée à -1 Volt pour ne pas avoir l'influence du gain d'avalanche. Cette sensibilité spectrale en A.W^{-1} est déterminée par le rapport entre la puissance optique incidente en W.cm^{-2} et le courant généré dans la structure en Ampère le tout ramené à la surface de la zone active simulée en cm^2 .

Elle présente un maximum pour une longueur d'onde de 550 nm à 600 nm . En effet, pour une tension de polarisation de -1 Volt et compte tenu de l'équation II-4, la profondeur de la zone d'absorption des photons est égale à la profondeur du N-well car c'est une région courte (la longueur de diffusion des trous y est supérieure à la profondeur). On en déduit la longueur d'onde maximale, à partir de laquelle tous les photons ne seront pas collectés. Dans le semiconducteur, le flux de photon décroît exponentiellement telle que $F(x)=F_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$. On veut qu'il n'y ait plus de photon absorbé à la fin du N-well d'où $-\alpha \cdot x_{\text{N-well}} \geq 3$. Ce qui conduit à $\alpha_{\text{min}} = 5871\text{ cm}^{-1}$ soit $\lambda_{\text{max}} = 600\text{ nm}$.

Cependant, il faut remarquer que la photodiode sera plus rapide pour une collecte sur une profondeur de $0.3 \mu\text{m}$ ($0.2\mu\text{m}$ pour la profondeur de la jonction du contact P^+ , plus la largeur de la zone de charge d'espace à -1 Volt : $0.11 \mu\text{m}$) soit $\lambda_{\text{max}} = 400 \text{ nm}$.

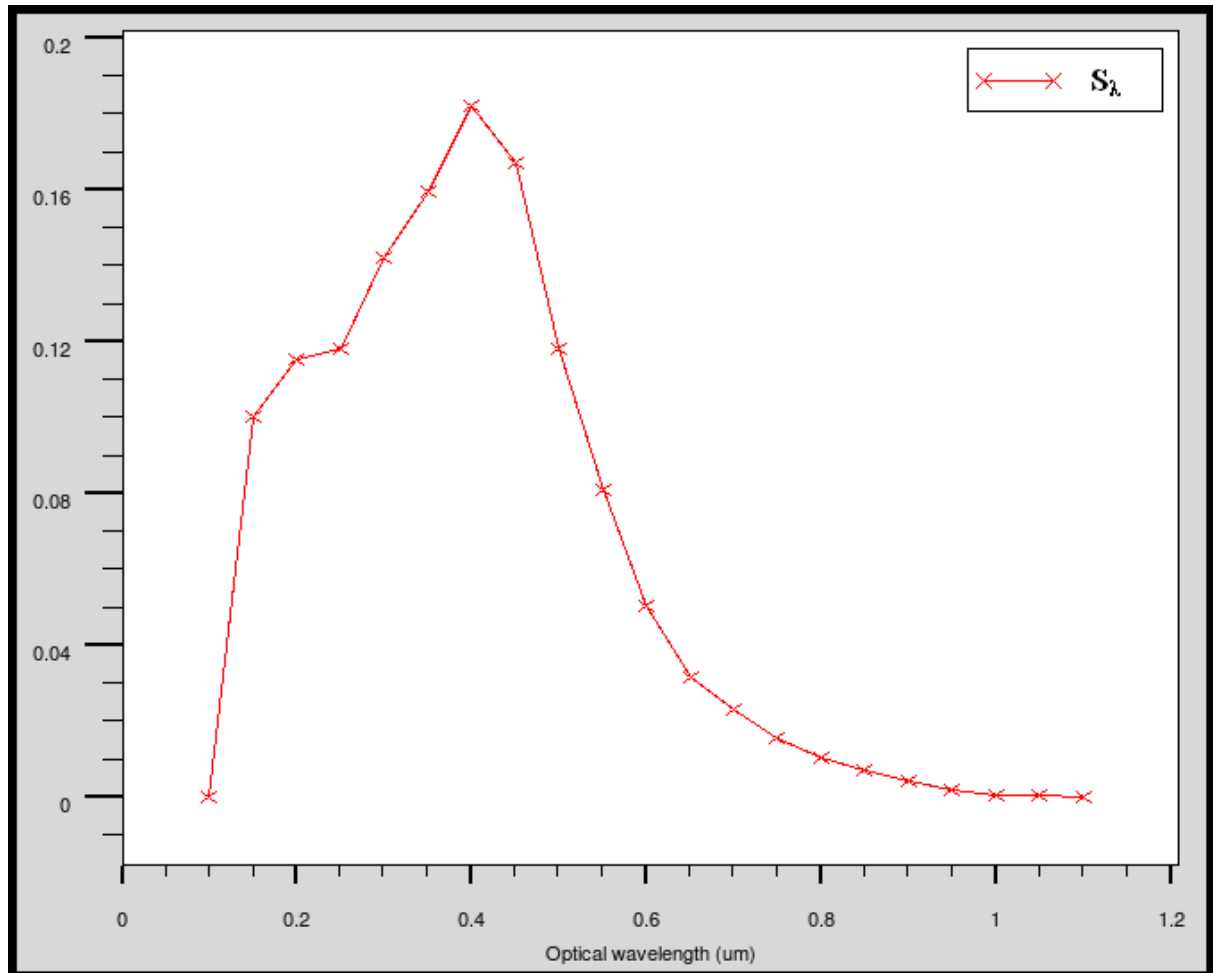


Figure III-j : Sensibilité spectrale normalisée de l'APD_ P^+N_NI pour $V_{\text{cathode}} = -1 \text{ Volt}$.

Le gain photoélectrique M est calculé par le rapport entre le courant de cathode et le courant primaire I_{prim} d'après la relation II-10. La figure III-k montre l'évolution du gain photoélectrique en fonction de la tension d'anode pour différentes longueurs d'onde. Les gains photoélectriques peuvent être très grands et sont proches des APDs classiques que l'on peut trouver dans le commerce ([Hamamatsu]). Cette photodiode présente un gain photoélectrique plus élevé pour les grandes longueurs d'ondes, contrairement à ce qui est attendu pour les jonctions P^+N (cf. II.2.1.4).

Cependant, il faut remarquer que seule la courbe tracée dans le bleu correspond à un phénomène d'avalanche créés par les électrons qui traversent la ZCE. Dans le vert et surtout

dans le rouge, il faut prendre en compte les paires électrons-trous créées par avalanche par les trous, très nombreux qui ont diffusés dans le N-well.

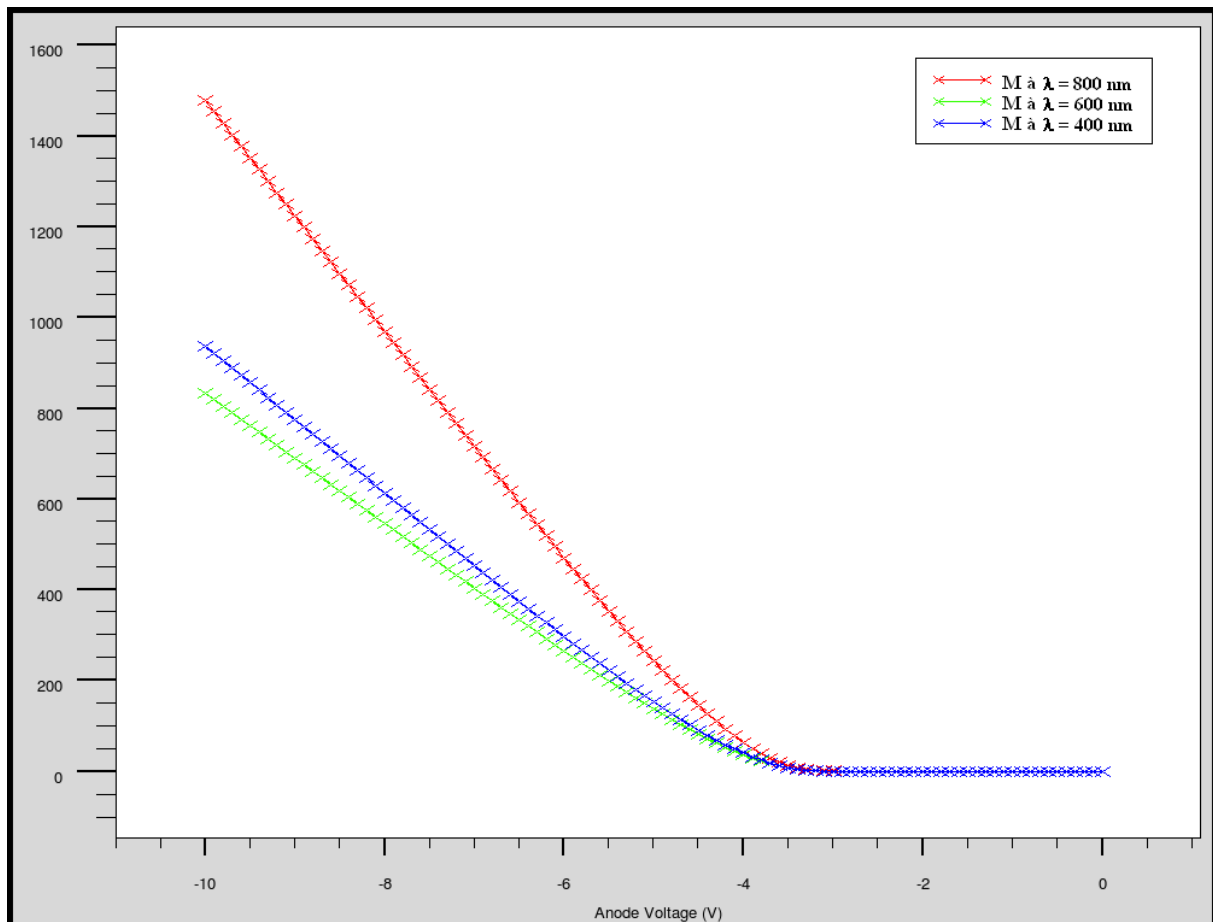


Figure III-k : Gain photoélectrique interne M en fonction de la tension de polarisation de l'APD_ P^+N_{NI} pour différentes longueurs d'onde.

Enfin, le module SPICE permet de simuler la structure dans le domaine temporel. Les figures III-l et III-m présentent le courant traversant l'APD en temporel et en fréquentiel respectivement dans le cadre d'un fonctionnement en mélangeur optoélectronique. L'APD a été polarisée dans sa région d'avalanche à -5 V et l'amplitude de la modulation en tension autour de ce point de fonctionnement est de 2 V crête à crête à la fréquence $f_{OL} = 1$ MHz. L'éclairement optique incident a une composante continue de 50 mW.cm^{-2} et une composante alternative de 100 mWpp.cm^{-2} de fréquence $f_{RF} = 1.1$ MHz.

Le courant traversant l'APD contient les fréquences des signaux d'excitation à 1 MHz et 1.1 MHz et le mélange de ces fréquences à 100 kHz et 2.1 MHz.

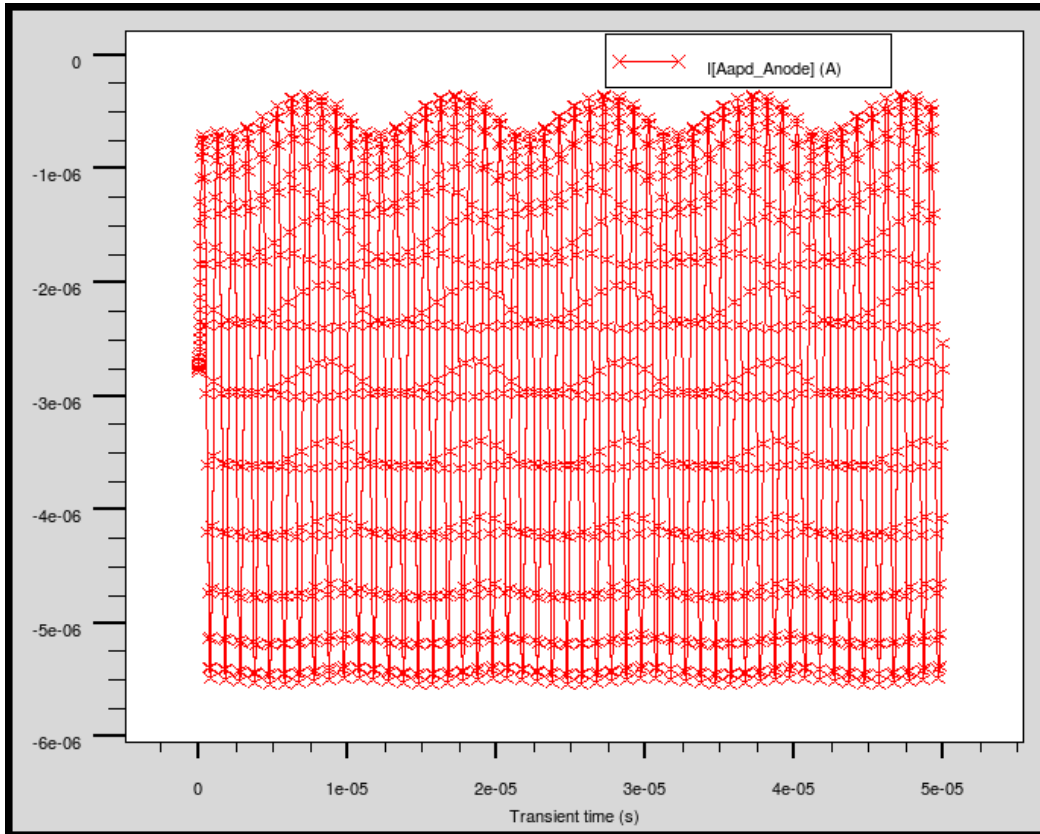


Figure III-l : Simulation temporelle du mélange optoélectronique de l'APD_P⁺N_NI.

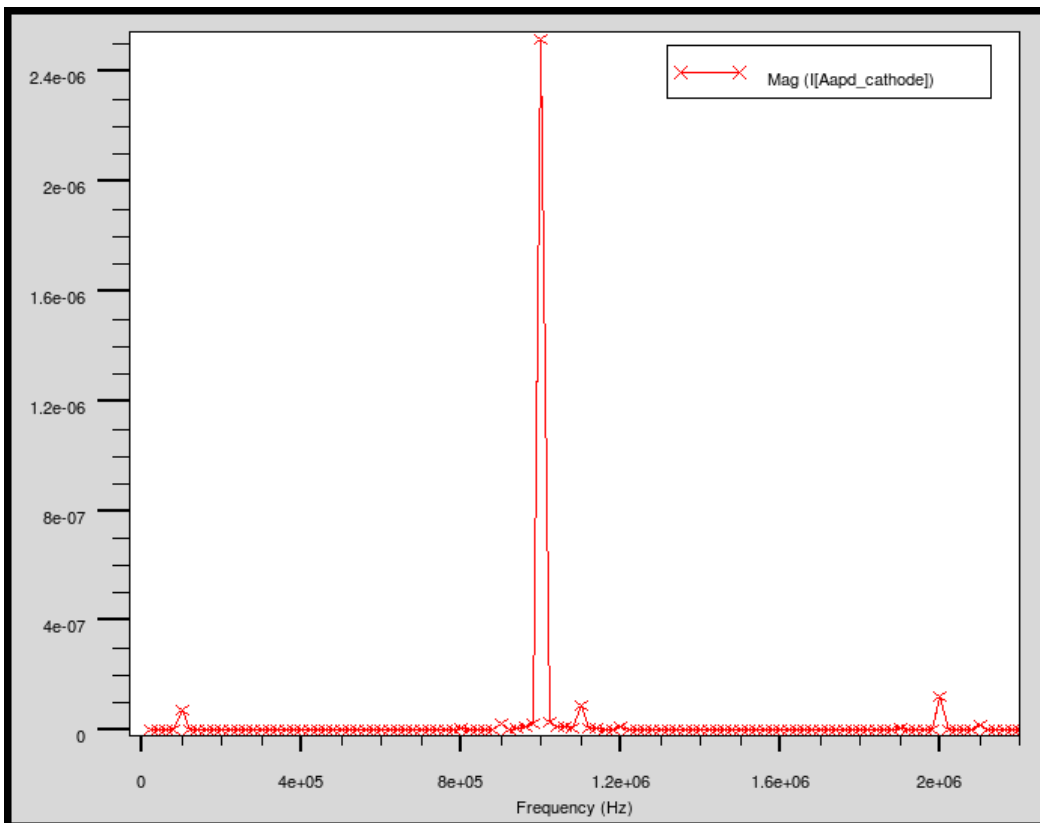


Figure III-m : Transformée de fourrier du mélange optoélectronique de l'APD_P⁺N_NI.

Les simulations technologiques et électriques de la structure sous SILVACO, en tenant compte des contraintes d'un procédé technologique CMOS standard, permettent de valider l'intégration d'une APD en technologie CMOS. Les simulations temporelles montrent qu'il est possible d'utiliser ce photodétecteur en mélangeur optoélectronique.

Pour valider expérimentalement le bon comportement de cette photodiode à avalanche observé en simulation, celle-ci a été intégrée dans une ASIC. La figure III-n présente le layout de l'APD réalisé sous Cadence. L'anneau de garde se trouve entre les contacts de l'anode et de la cathode.

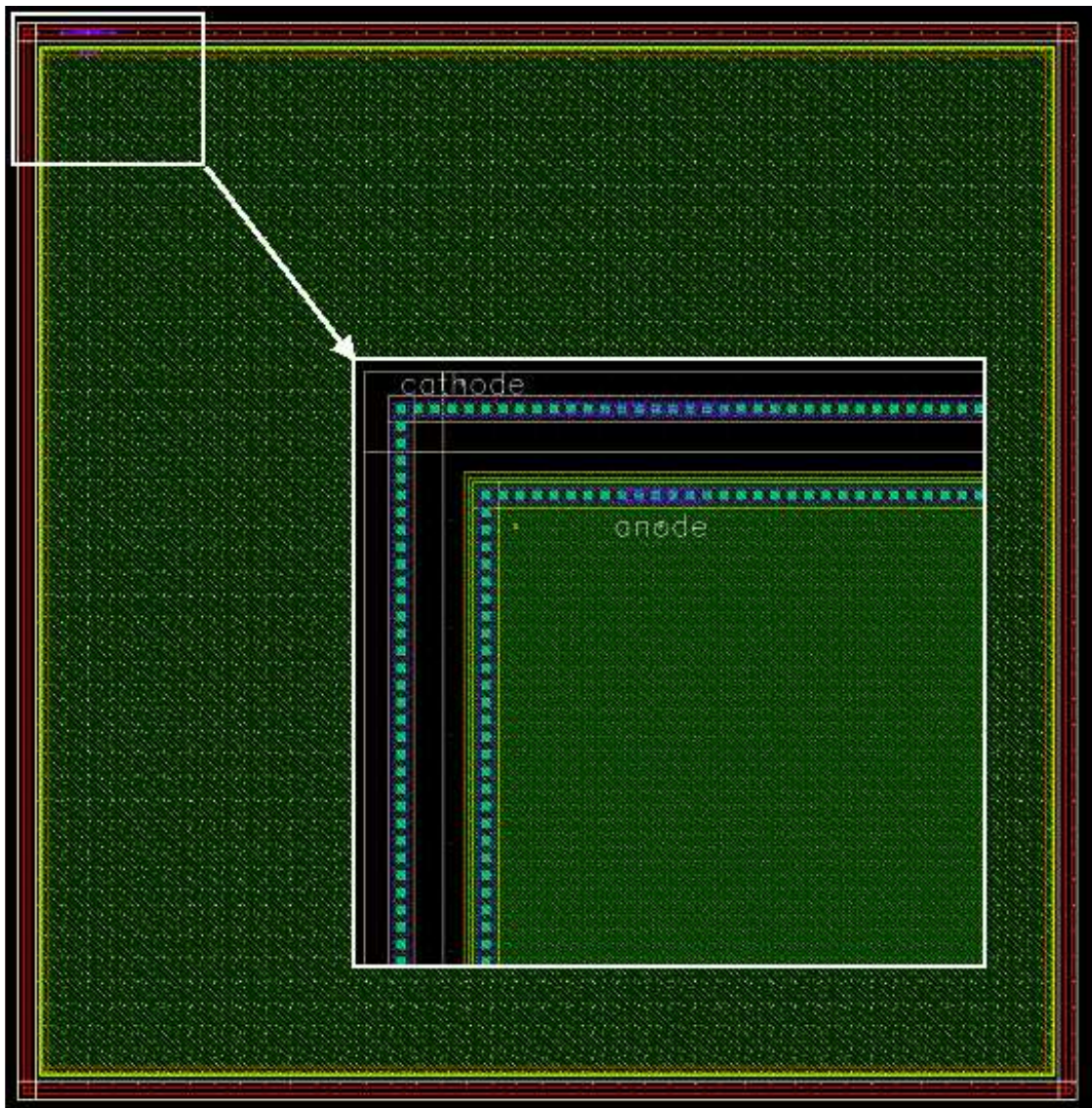


Figure III-n : Layout de l'APD P⁺N réalisé sous Cadence.

III.2.2.2.APD_P⁺N_I

La seconde structure étudiée est une APD de type P⁺N. La diffusion P⁺ est toujours réalisée par la diffusion de contact tandis que la partie N est constituée d'un caisson profond (deep N-tub) (fig.III-o).

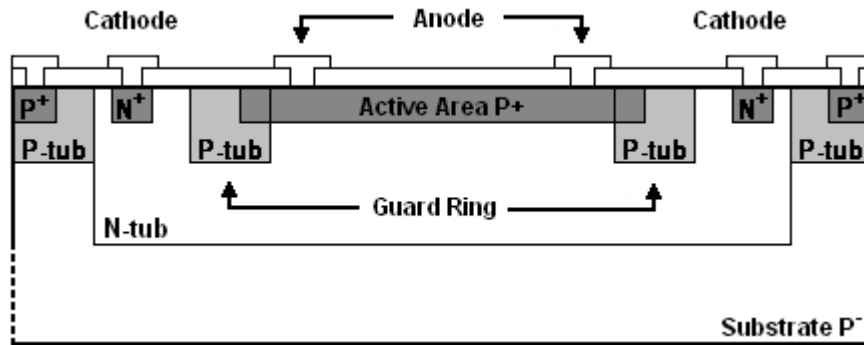


Figure III-o : Vue en coupe de l'APD_P+N_I.

Cette configuration permet donc la réalisation d'un anneau de garde par l'insertion d'un caisson P au niveau de la jonction périphérique dont la structure est présentée sur la figure III-p.

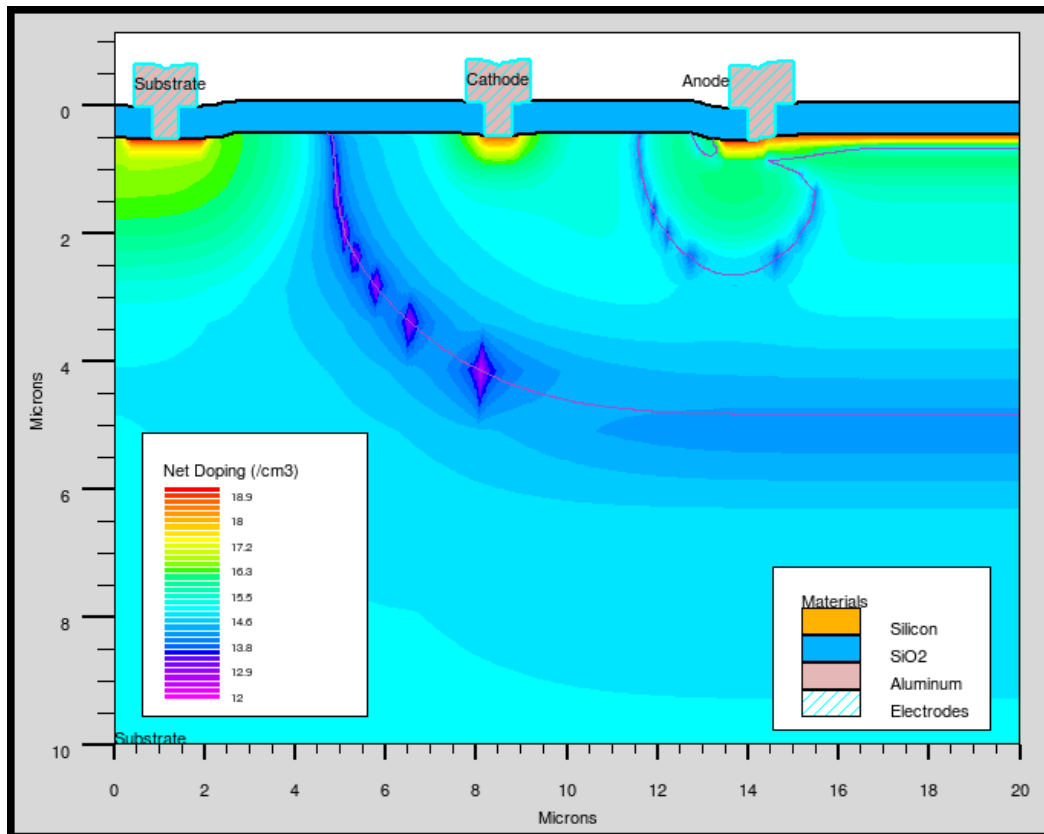


Figure III-p : Structure de l'APD_P+N_I

La simulation électrique de la structure sous Atlas qui donne la caractéristique courant-tension en inverse dans les conditions d'obscurité est présentée sur la figure III-q. La valeur de la tension inverse nécessaire pour avoir un phénomène qui se rapproche du mode d'avalanche est très basse, voisine de 3.8 V en valeur absolue, et est compatible avec les tensions admissibles en technologie CMOS.

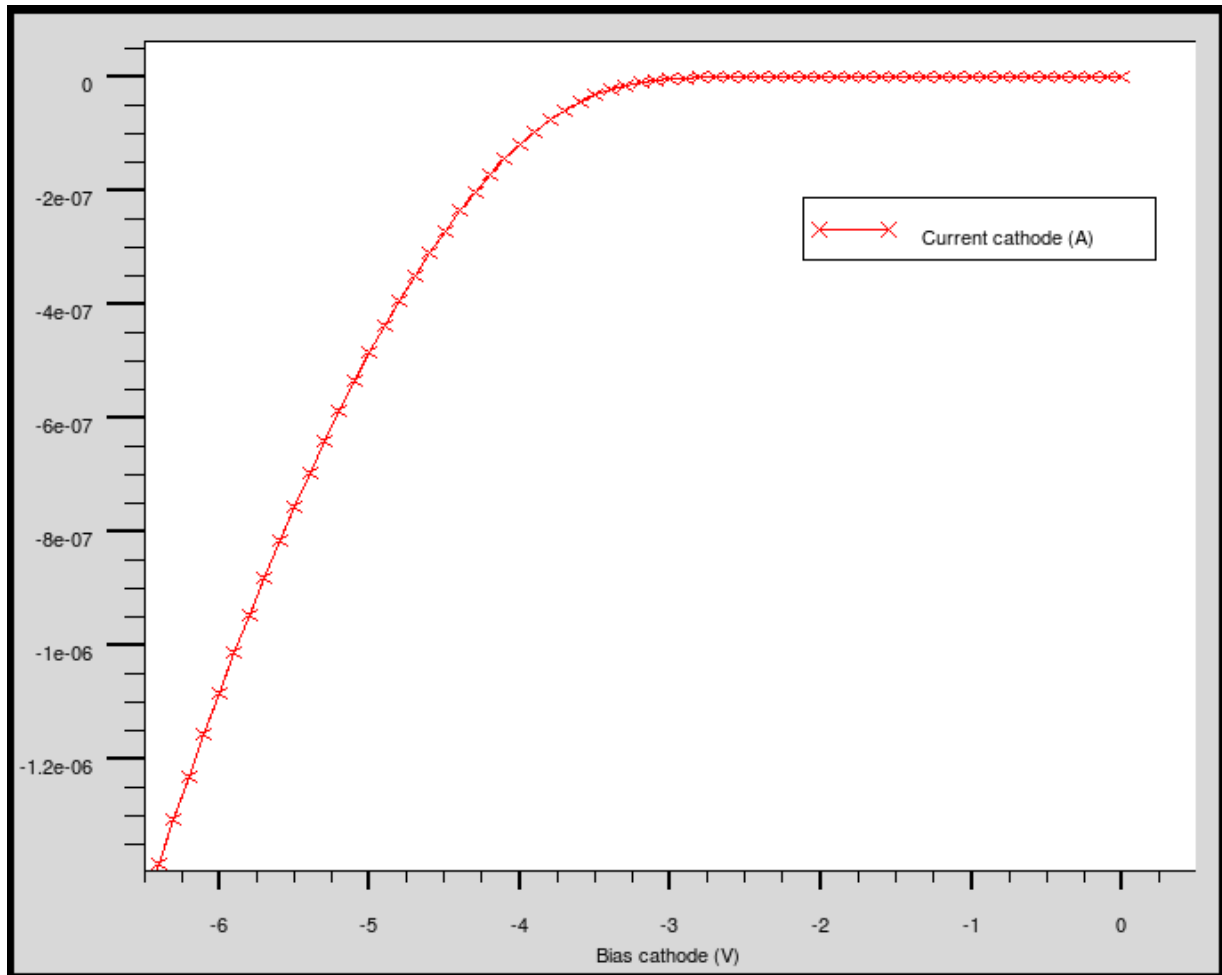


Figure III-q : Caractéristique courant-tension inverse de l'APD_P+N_I. La surface de l'APD est de $5 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$.

L'étude du champ électrique au sein de la structure permet de valider l'efficacité de l'anneau de garde. La structure a été simulée pour une tension inverse de polarisation de -5 V (fig.III-r). Comme prévu, le champ électrique interne est plus fort verticalement au niveau de la zone de multiplication (à droite de la structure) qu'horizontalement au niveau de la jonction périphérique. Cette simulation ainsi que les valeurs relevées du champ électrique, confirme qu'il s'agit bien du phénomène d'avalanche sur la caractéristique courant-tension de la figure III-q.

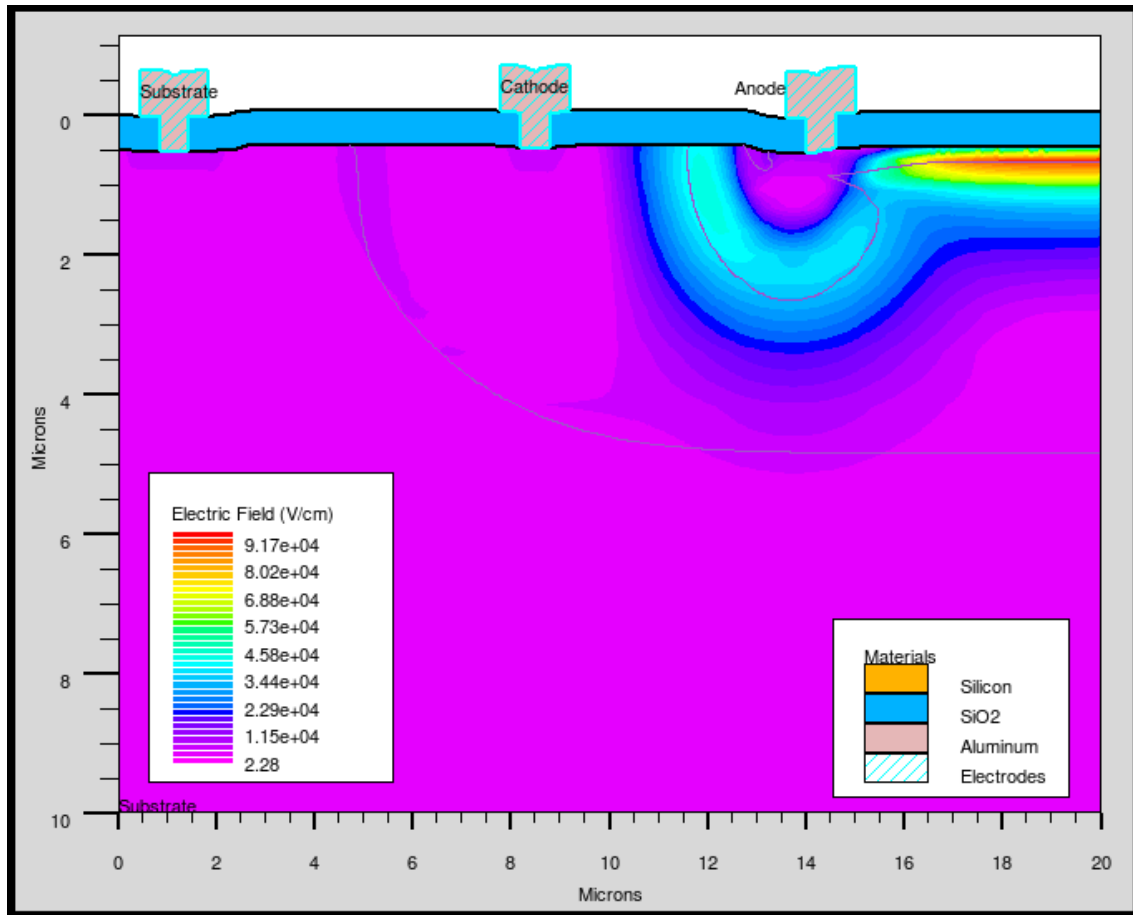


Figure III-r : Distribution du champ électrique au sein de l'APD_ P^+N_I pour une tension inverse de -5 V.

La figure III-s présente la sensibilité spectrale de l'APD polarisée à -1 Volt pour ne pas voir l'influence du gain par le phénomène d'avalanche. Elle présente un maximum pour une longueur d'onde de 550 nm. En effet, pour une tension de polarisation de -1 V et compte tenu de l'équation II-4, la profondeur de la zone d'absorption des photons est égale à 0.605 μm ($0.2\mu\text{m}$ pour la profondeur de la diffusion de contact P^+ , plus la largeur de la zone de charge d'espace -1 V : 0.405 μm).

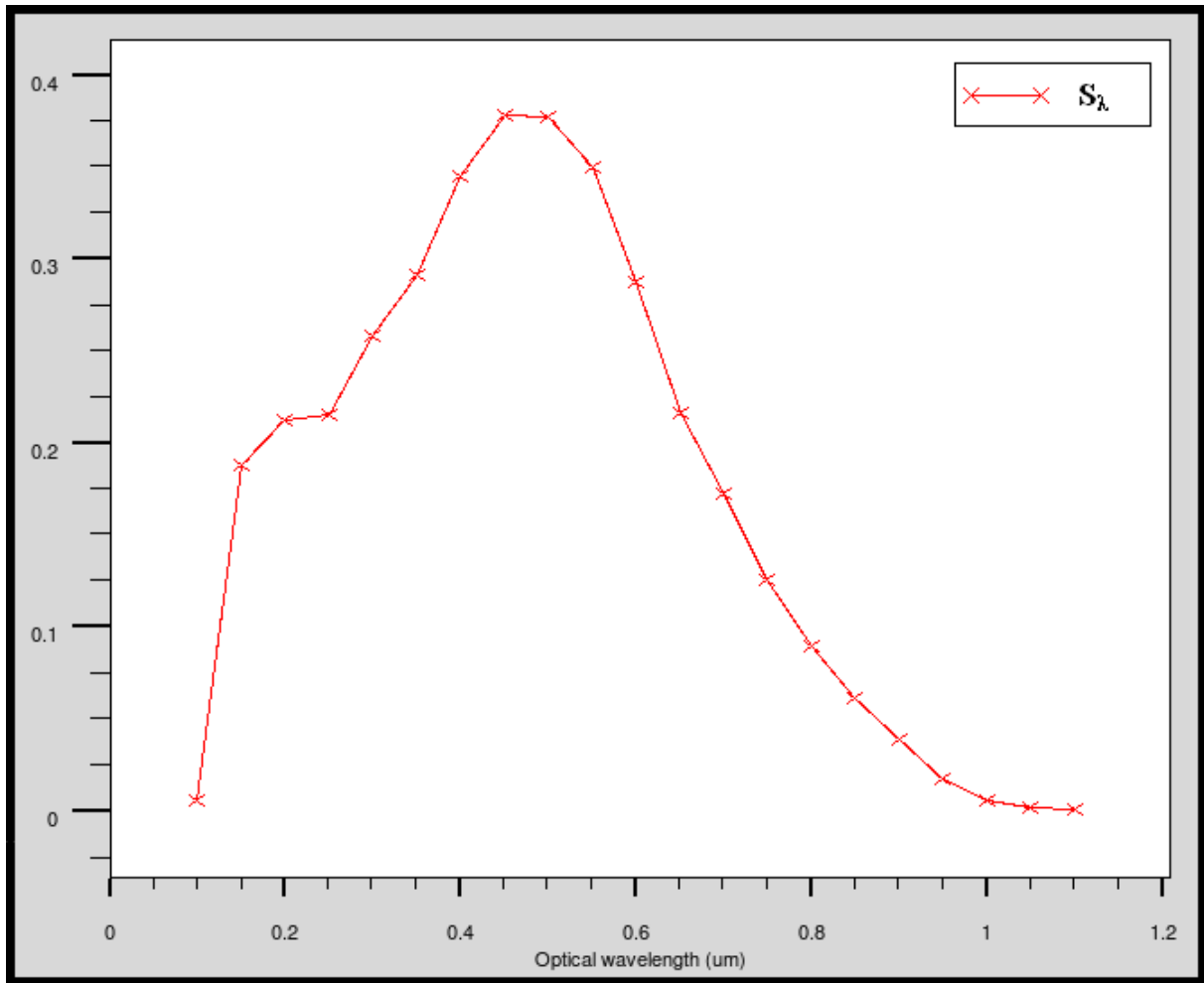


Figure III-s : Sensibilité spectrale normalisée de l'APD_P+N_I pour Vanode = -1 V.

La figure III-t montre l'évolution du gain photoélectrique interne M en fonction de la tension d'anode pour différentes longueurs d'onde. Comme pour le cas précédent, les trous très nombreux qui ont été photogénérés dans la zone arrière de la photodiode participent au courant d'avalanche. C'est pour cela que l'on se retrouve avec un gain d'avalanche plus important aux grandes longueurs d'ondes.

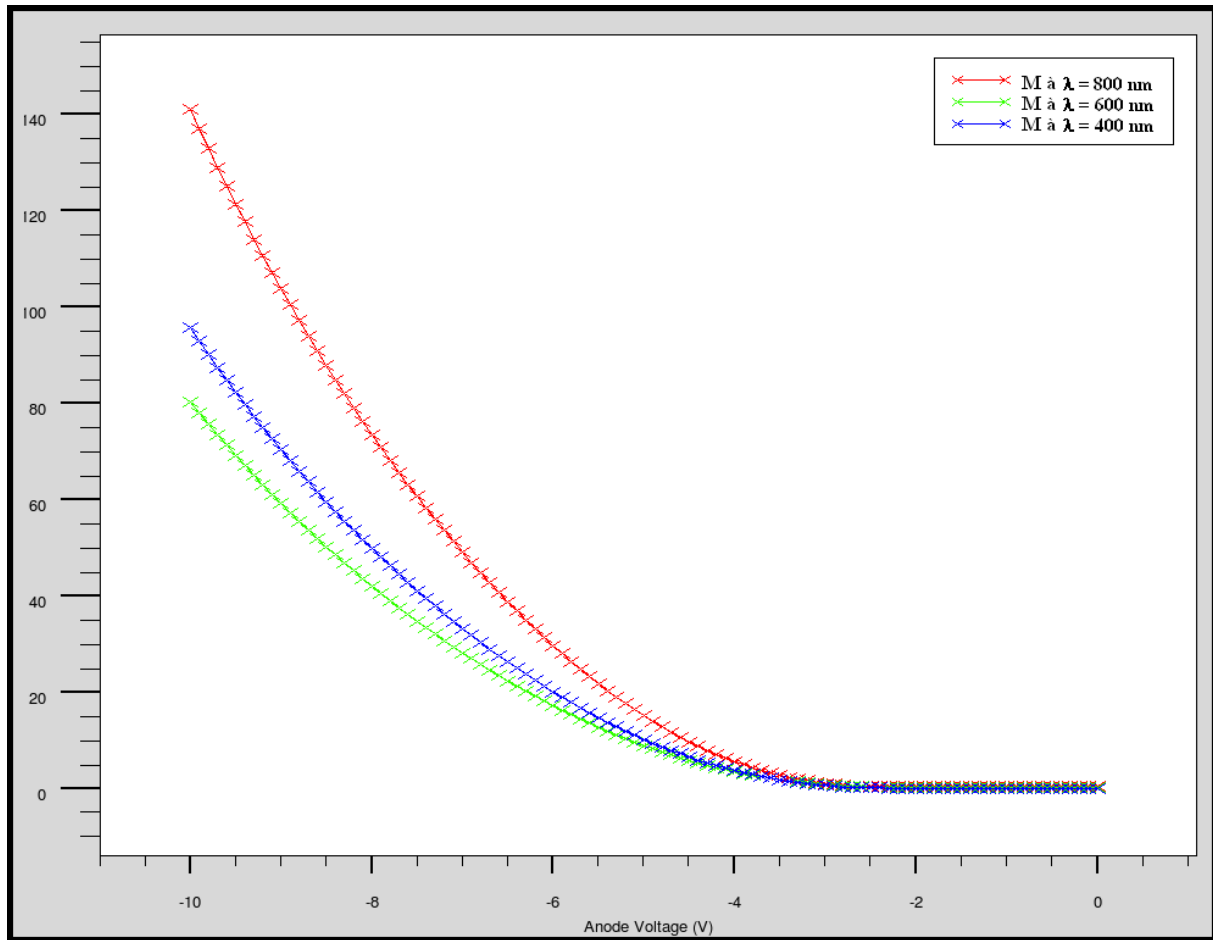


Figure III-t : Gain en fonction de la tension de polarisation de l'APD P^+N_1 pour différentes longueurs d'onde.

Enfin, les figures III-u et III-v présentent le courant traversant l'APD en temporel et en fréquentiel respectivement dans le cadre d'un fonctionnement en mélangeur optoélectronique. L'APD a été polarisée dans sa région d'avalanche à -5 V et l'amplitude de la modulation en tension autour de ce point de fonctionnement est de 2 V crête à crête à la fréquence $f_{OL} = 1$ MHz. L'éclairement optique incident a une composante continue de 50 mW.cm^{-2} et une composante alternative de 100 mWpp.cm^{-2} à la fréquence $f_{RF} = 1.1$ MHz.

Le courant traversant l'APD contient les fréquences des signaux d'excitation à 1 MHz et 1.1 MHz et le mélange de ces fréquences à 100 kHz et 2.1 MHz. Les autres fréquences, 900kHz et 2 MHz par exemple, sont issues des produits d'intermodulation d'ordre 3. Ici, l'amplitude du signal basse fréquence issu du mélange possède une amplitude plus importante que celle obtenue précédemment.

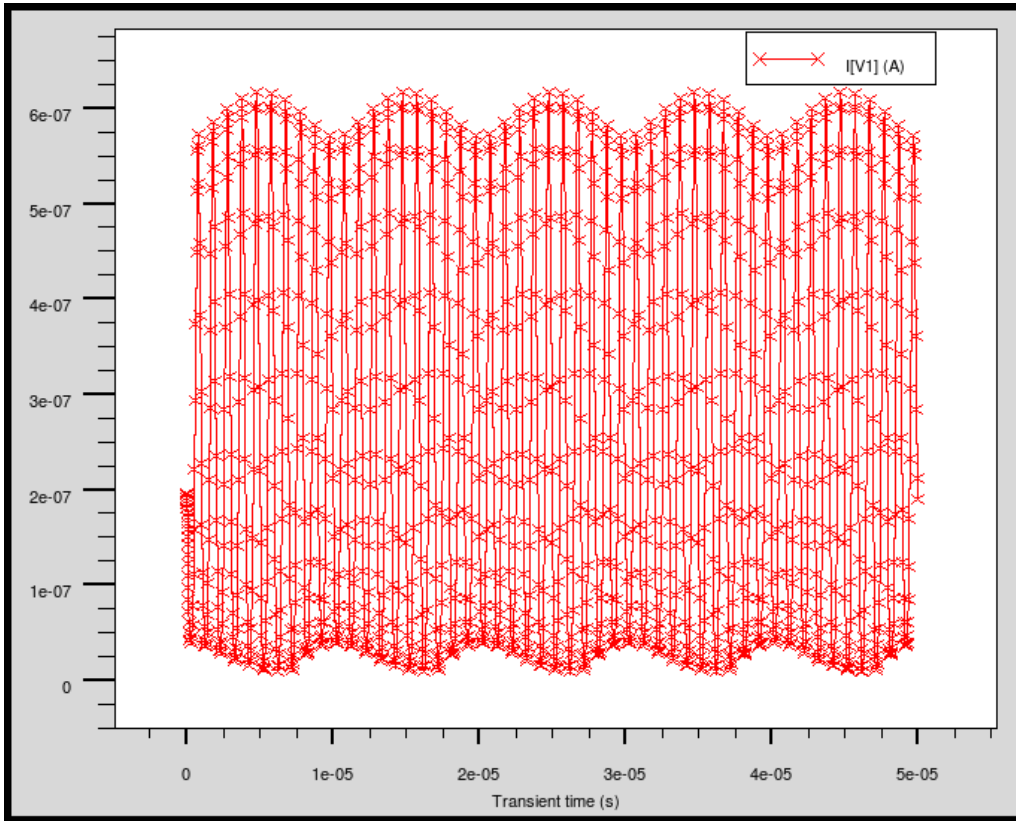


Figure III-u : Simulation temporelle du mélange optoélectronique de l'APD_P+N_I.

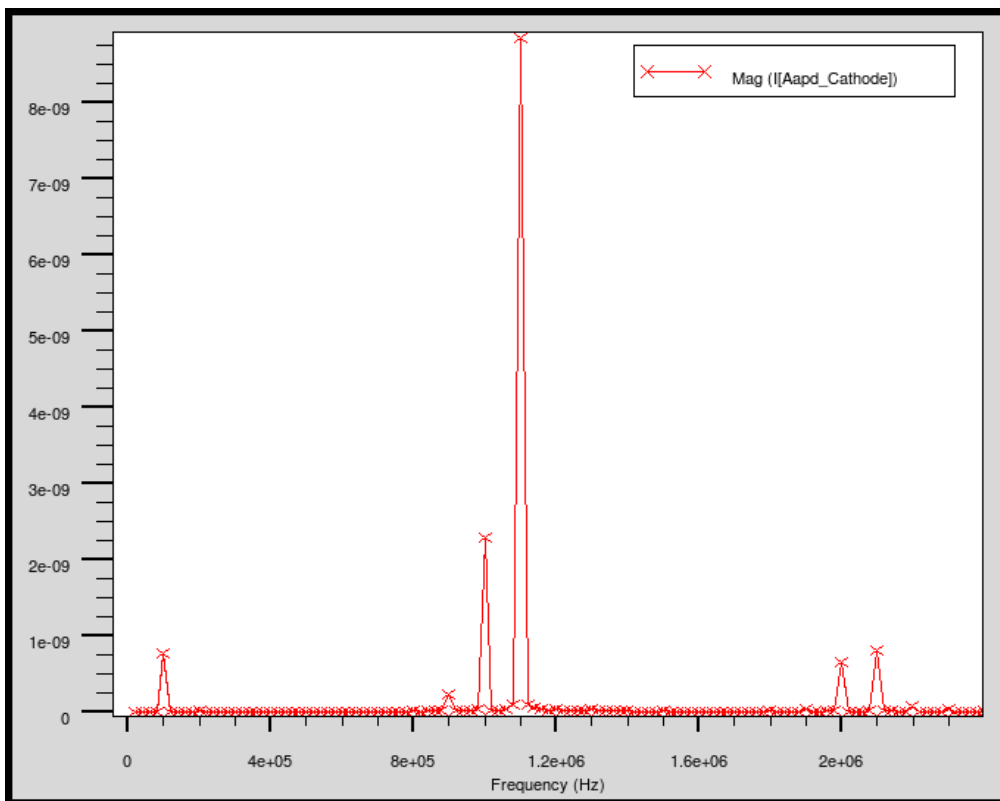


Figure III-v : Transformée de fourrier du mélange optoélectronique de l'APD_P+N_I.

Les simulations technologiques et électriques de la structure sous SILVACO, en tenant compte des contraintes d'un procédé technologique CMOS standard, permettent de valider l'intégration d'une APD en technologie CMOS. Les simulations temporelles montrent qu'il est possible d'utiliser ce photodétecteur en mélangeur optoélectronique.

Pour valider expérimentalement le bon comportement de cette photodiode à avalanche observé en simulation, celle-ci a été intégrée dans un ASIC. La figure III-w présente le layout de l'APD réalisé sous Cadence.

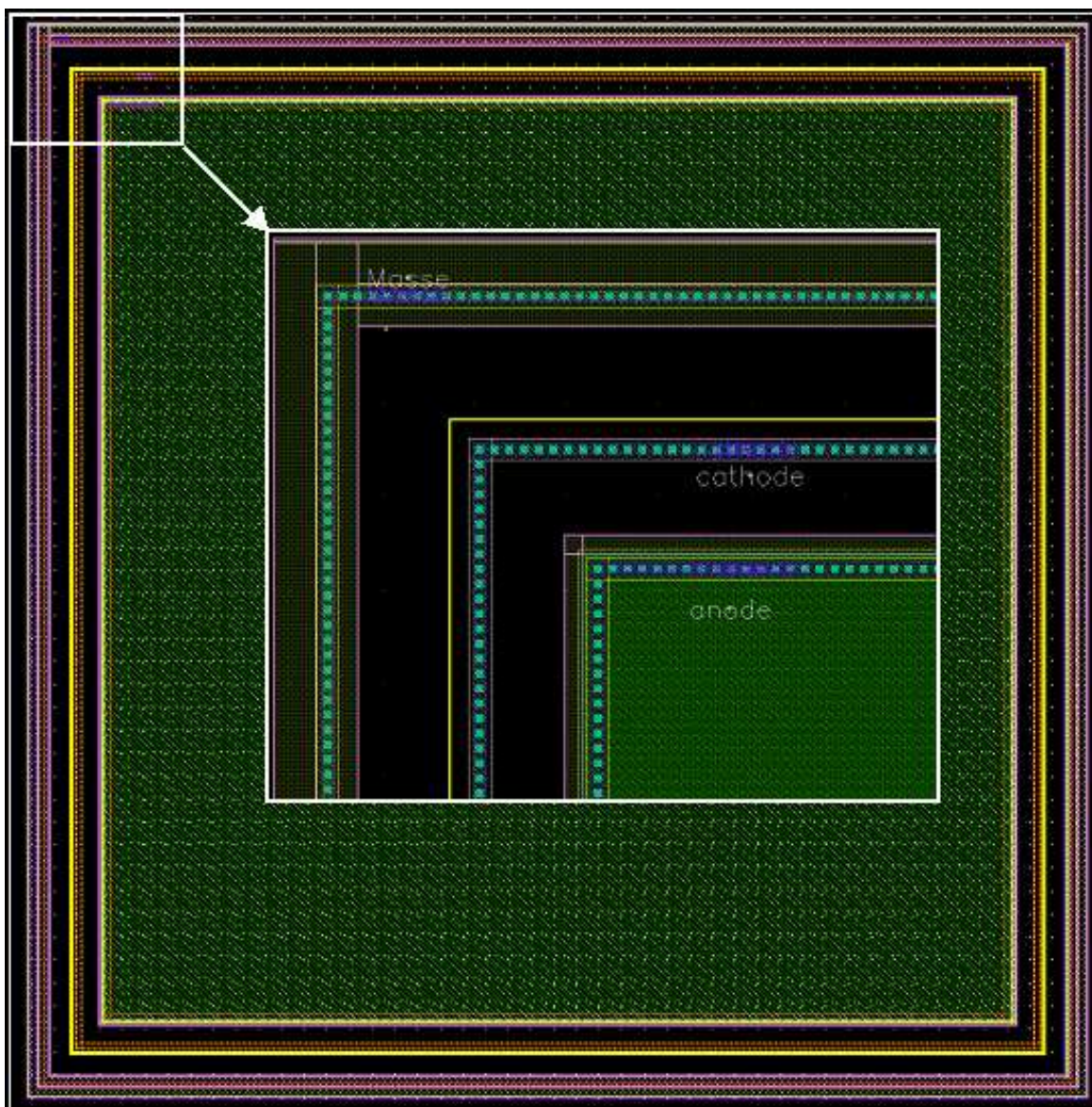


Figure III-w : Layout de l'APD P⁺N dans un caisson profond de type N.

III.2.2.3.APD_N⁺P_I

La troisième et dernière structure de photodiode à avalanche étudiée est une APD de type N⁺P. La diffusion N⁺ est réalisée par la diffusion de contact tandis que la partie P est constituée par un caisson (P-well), le tout se situant dans un caisson plus profond de type N (Deep N-tub) (fig.III-x).

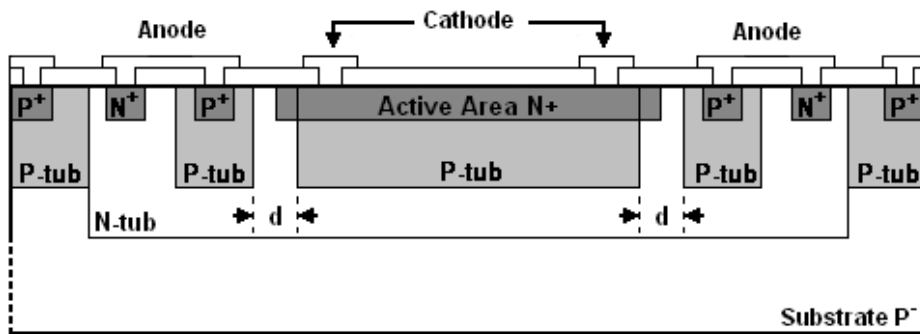


Figure III-x : Vue en coupe de l'APD_N+P_I.

Dans cette configuration, l'anneau de garde est réalisé par la diffusion latérale de deux caissons P au niveau de la jonction périphérique dont la structure est présentée à la figure III-y.

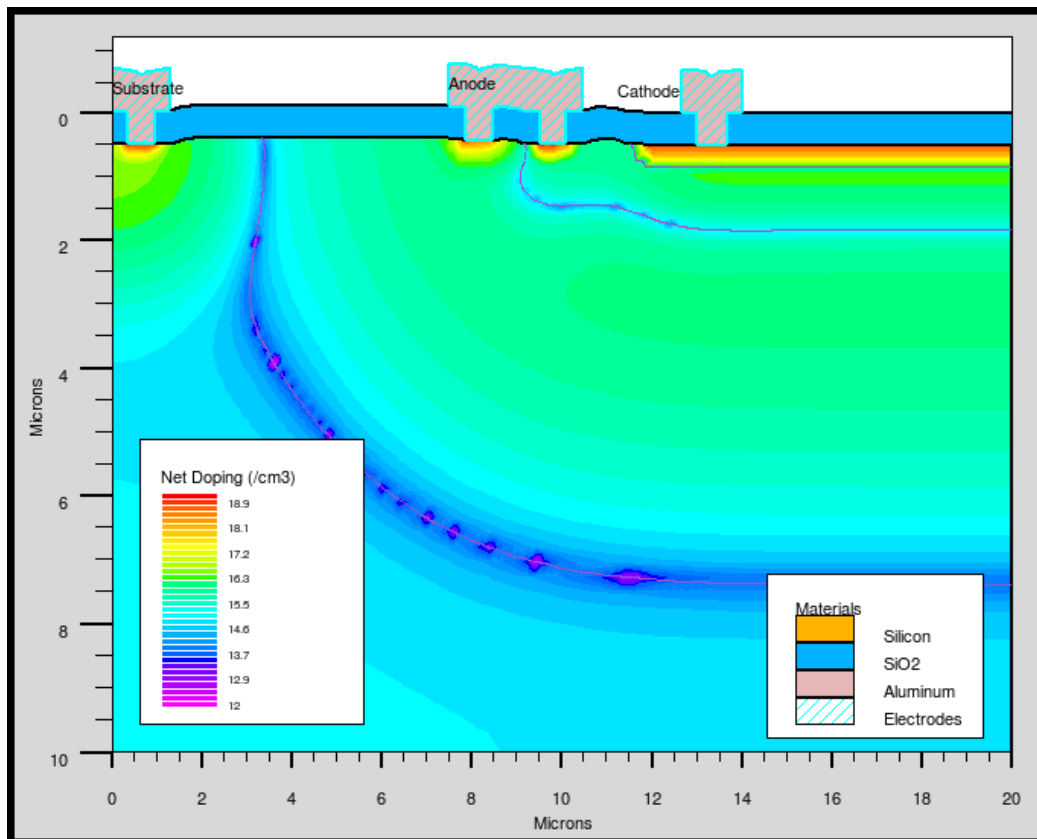


Figure III-y : Structure de l' APD_N⁺P_I.

Comme pour la première structure, il faut commencer par déterminer la distance d séparant les deux caissons P afin d'optimiser l'efficacité de l'anneau de garde au niveau de la jonction périphérique. Ainsi, pour déterminer sa valeur optimale, plusieurs structures ont été testées avec une largeur d'anneau de garde différente pour chacune d'entre elles. La figure III-z présente les caractéristiques courant-tension en inverse et en obscurité. Le cas où $d = 1\mu\text{m}$ est le plus intéressant, car on obtient une tension de début d'avalanche faible et un indice de courbure maximal. On peut remarquer que les performances de la structure sont très sensibles à une faible variation de d .

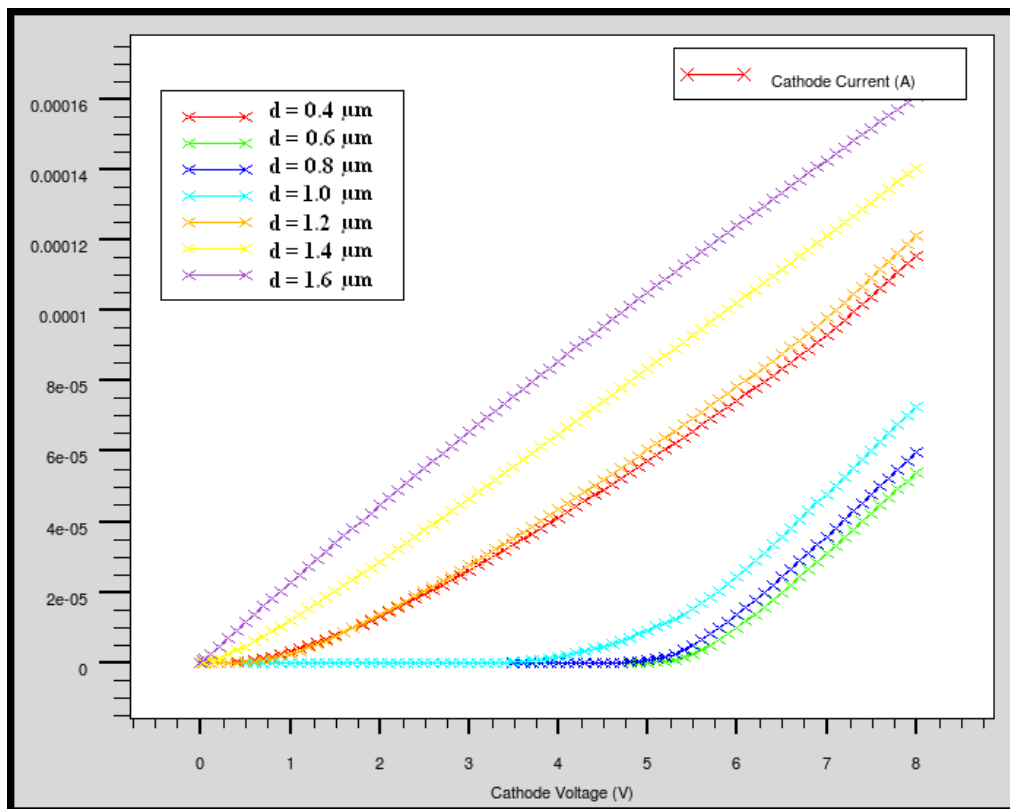


Figure III-z : Caractéristique courant-tension inverse de l'APD_N⁺P_I pour différentes largeurs d'anneau de garde.

L'étude du champ électrique au sein de la structure permet encore une fois de valider l'efficacité de l'anneau de garde. La structure a été simulée pour une tension de polarisation inverse de -5 V (fig.III-aa). Le champ électrique interne est plus fort verticalement au niveau de la zone de multiplication (à droite de la structure) qu'horizontalement au niveau de la jonction périphérique. Cette simulation ainsi que les valeurs relevées du champ électrique, confirme qu'il s'agit bien du phénomène d'avalanche sur la caractéristique courant-tension de la figure III-w et que la valeur $d = 1\mu\text{m}$ convient pour la largeur de l'anneau de garde.

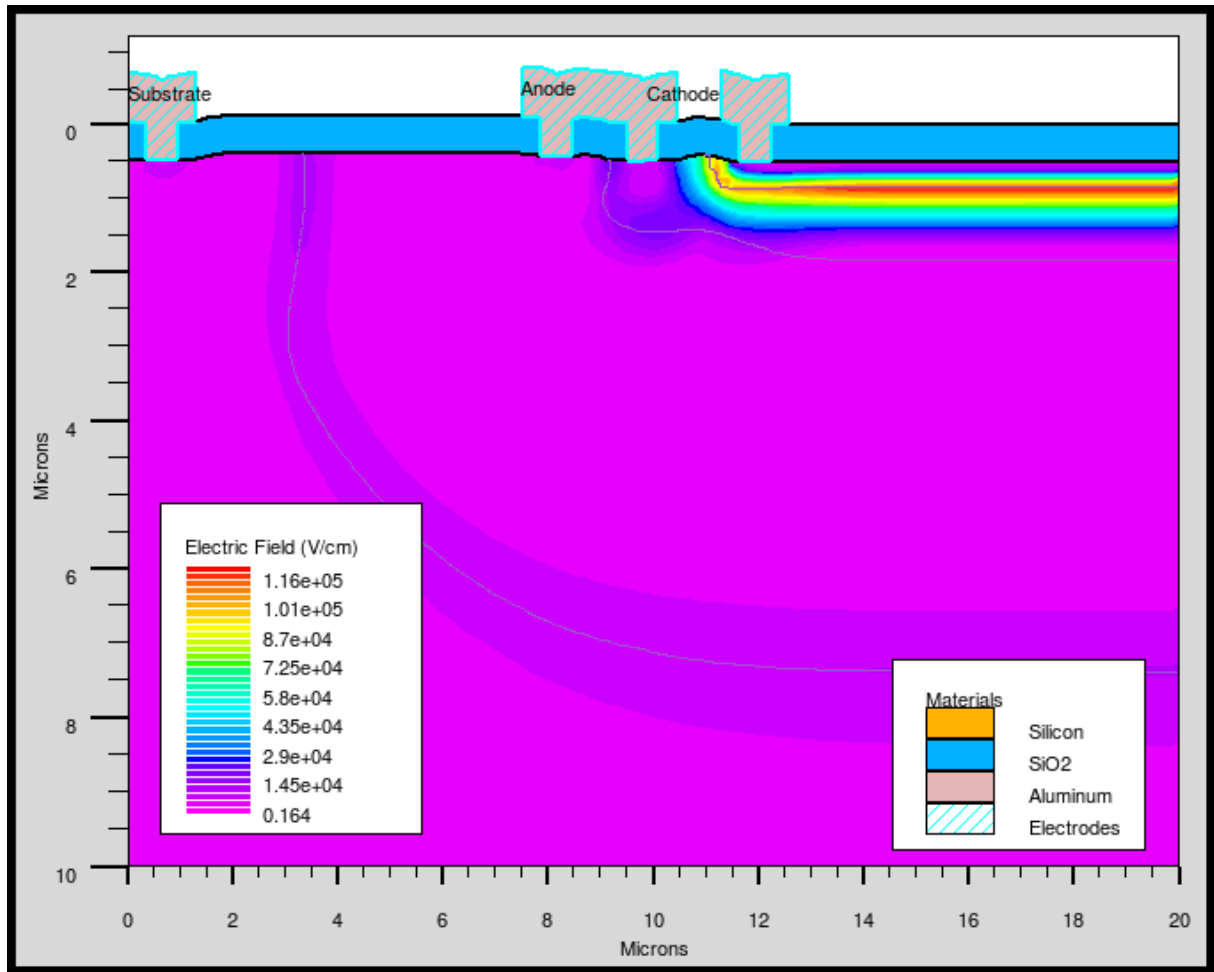


Figure III-aa : Distribution du champ électrique au sein de l'APD_{N⁺P₊I} pour une tension inverse de -5 V.

La figure III-ab présente la sensibilité spectrale de l'APD polarisée à -1 V pour ne pas voir l'influence du gain par l'avalanche. Elle présente un maximum pour une longueur d'onde de 450 nm – 500 nm.

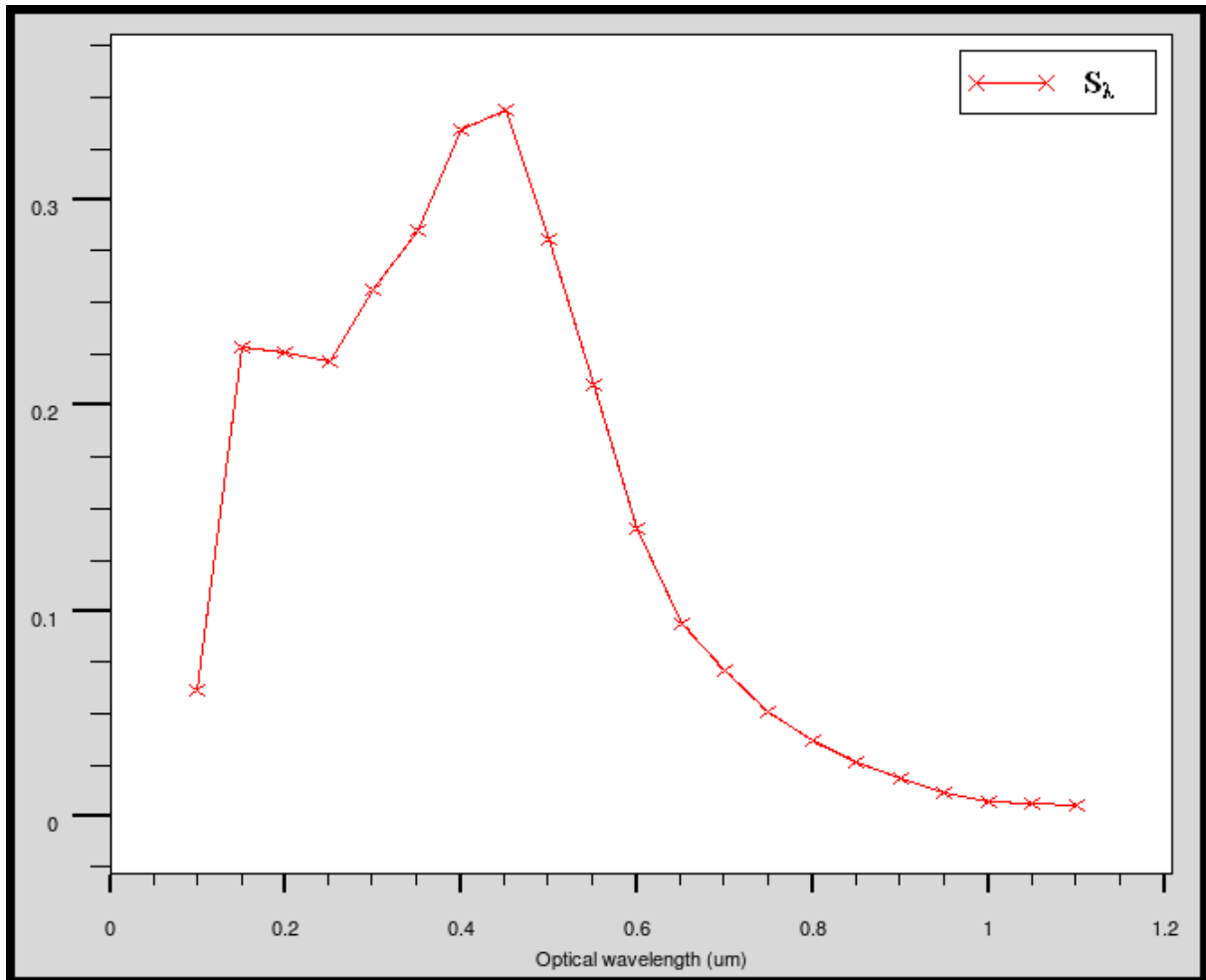


Figure III-ab : Sensibilité spectrale normalisée de l'APD_N⁺P_I pour Vanode=-IV.

La figure III-ac montre l'évolution du gain photoélectrique M en fonction de la tension d'anode pour différentes longueurs d'onde. Ce gain est plus important aux grande longueurs d'ondes, conformément à ce qui a été exposé dans le paragraphe II.2.1.4..

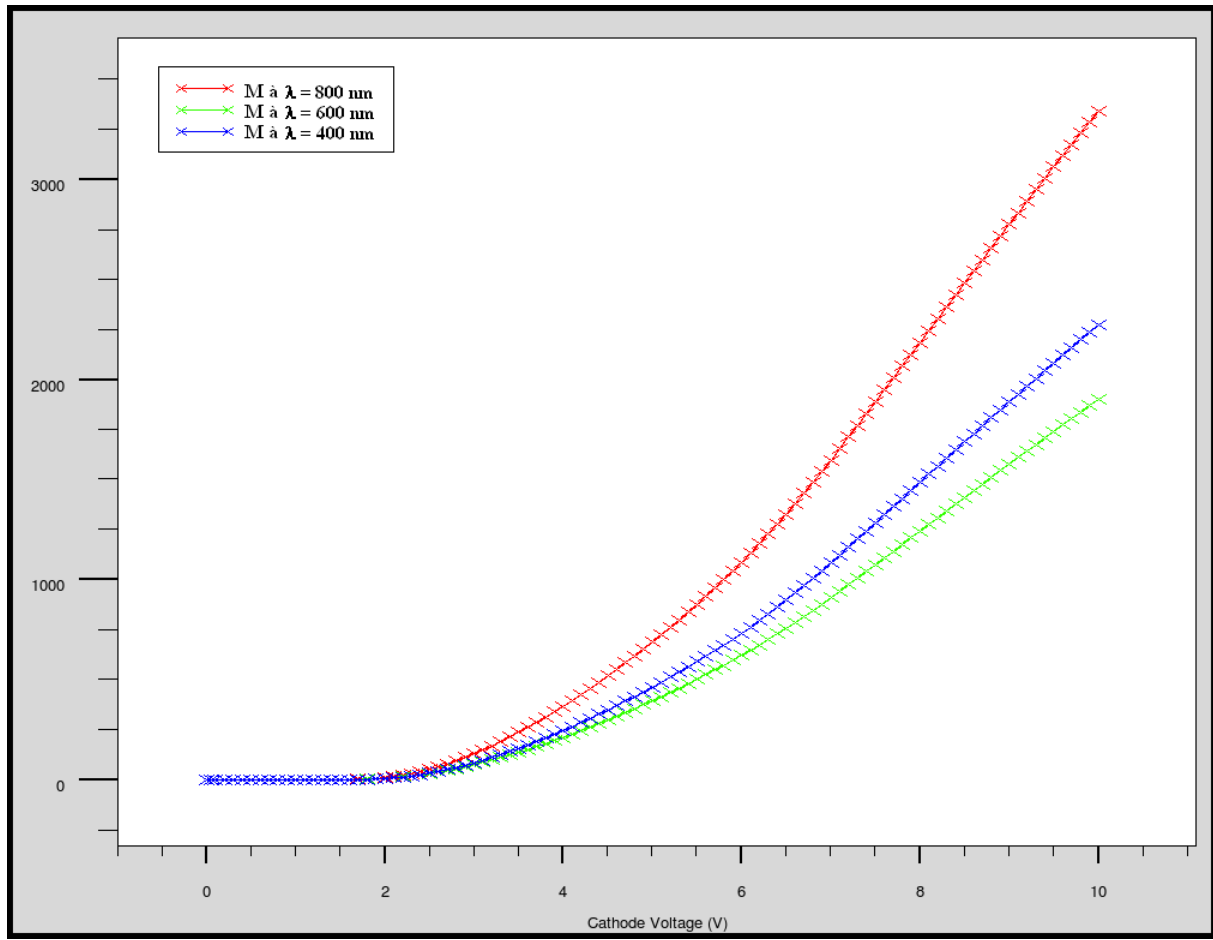


Figure III-ac : Gain photoélectrique interne en fonction de la tension de polarisation de l'APD_ N^+P_I pour différentes longueurs d'onde.

Les figures III-ad et III-ae présentent le courant traversant l'APD en temporel et en fréquentiel respectivement dans le cadre d'un fonctionnement en mélangeur optoélectronique. L'APD a été polarisée dans sa région d'avalanche à -5 V et l'amplitude de la modulation en tension autour de ce point de fonctionnement est de 2 V crête à crête à la fréquence $f_{OL} = 1$ MHz. L'éclairement optique incident a une composante continue de 50 mW.cm^{-2} et une composante alternative de 100 mWpp.cm^{-2} à la fréquence $f_{RF} = 1.1$ MHz.

Le courant traversant l'APD contient les fréquences des signaux d'excitation à 1 MHz et 1.1 MHz et le mélange de ces fréquences à 100 kHz et 2.1 MHz.

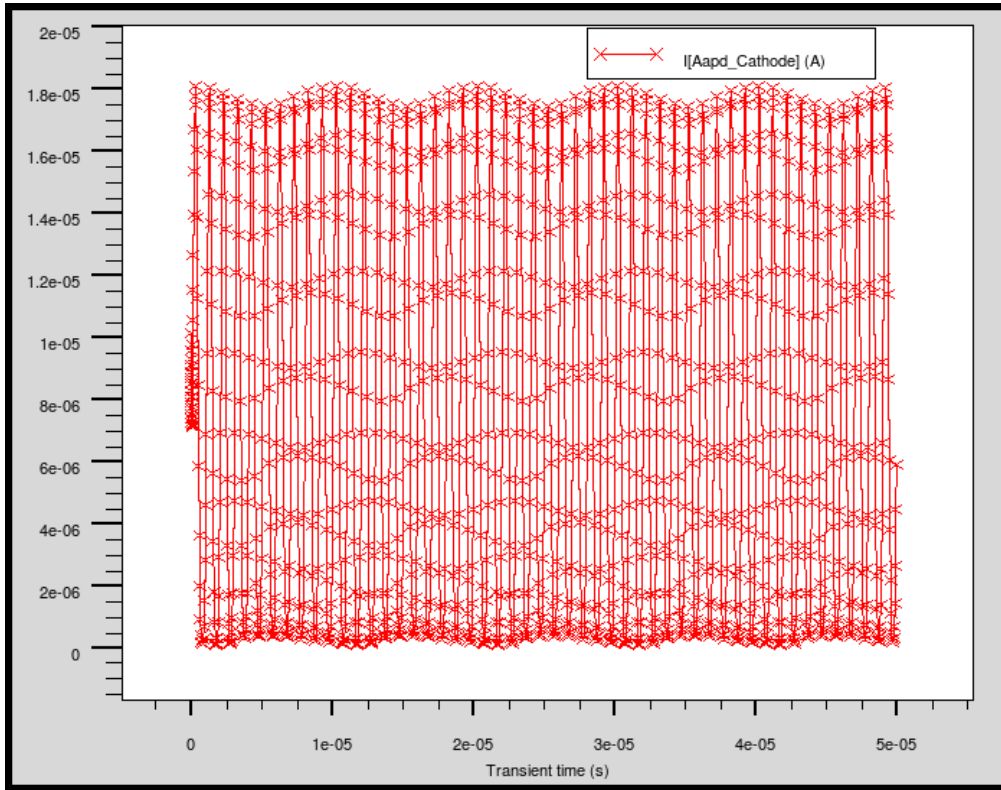


Figure III-ad : Simulation temporelle du mélange optoélectronique de l'APD_{N⁺P_I}.

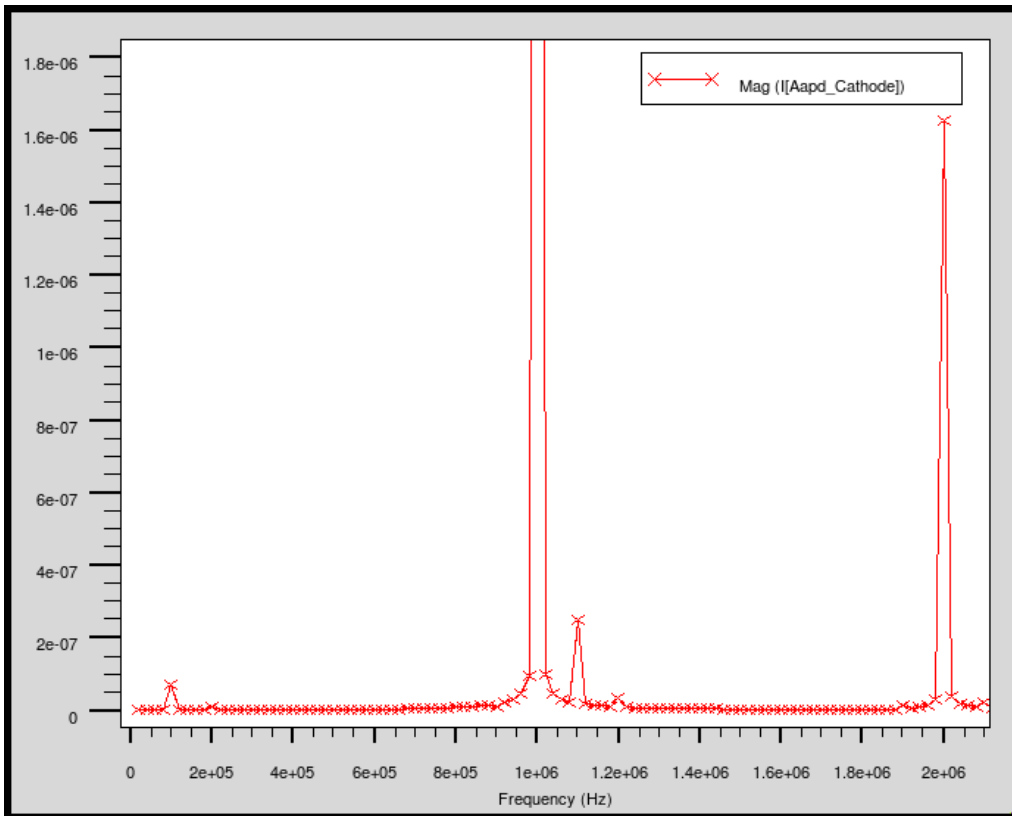


Figure III-ae : Transformée de fourrier du mélange optoélectronique de l'APD_{P⁺N_I}.

Les simulations technologiques et électriques de la structure sous SILVACO, en tenant compte des contraintes d'un procédé technologique CMOS standard, permettent de valider l'intégration d'une APD en technologie CMOS. Les simulations temporelles montrent qu'il est possible d'utiliser ce photodétecteur en mélangeur optoélectronique.

Pour valider expérimentalement le bon comportement de cette photodiode à avalanche observé en simulation, celle-ci a été intégrée dans une ASIC. La figure III-af présente le layout de l'APD réalisé sous Cadence.

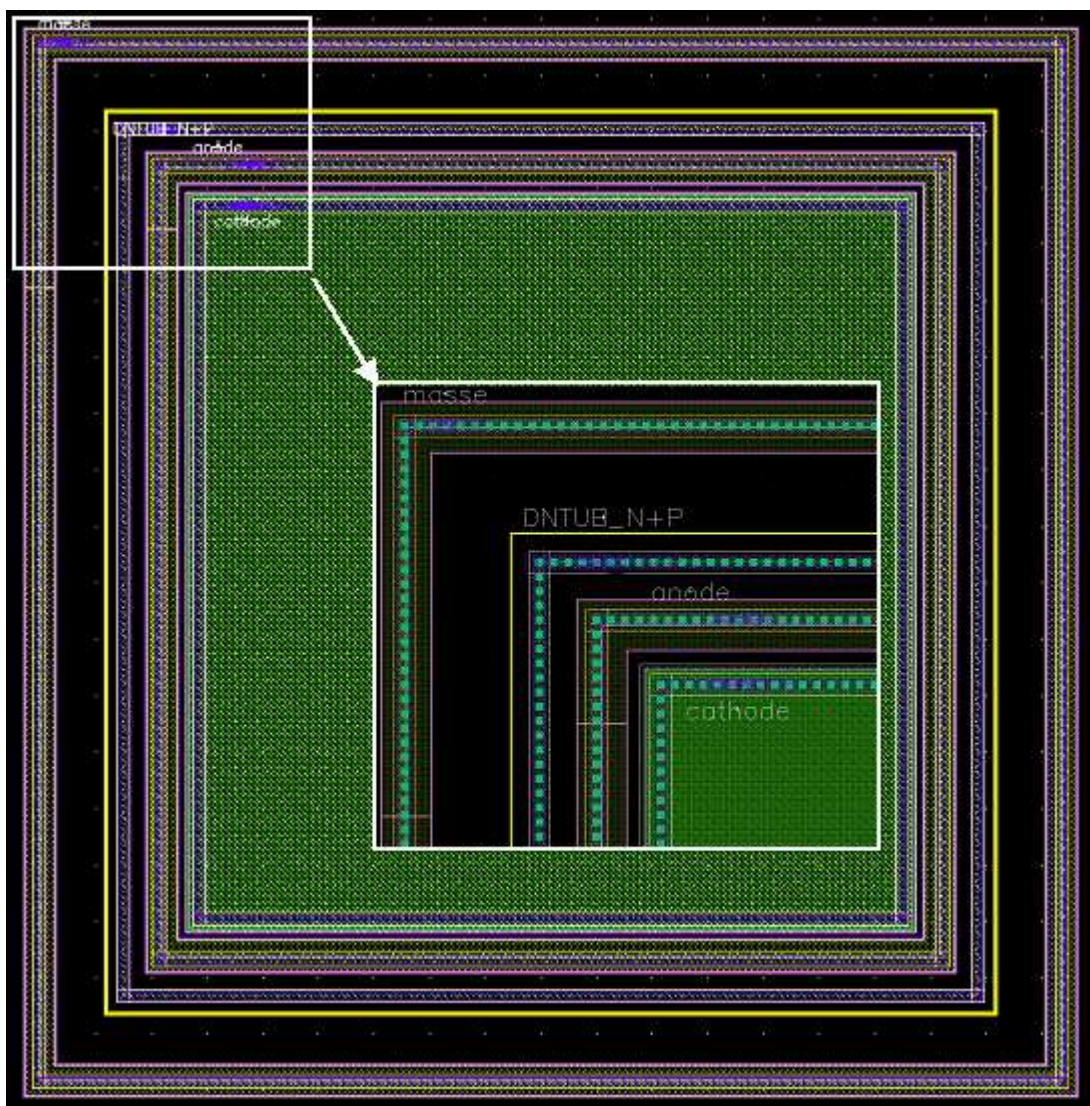


Figure III-af : Layout de l'APD N^+P dans un caisson profond de type N^- .

III.2.3.Synthèse des performances de simulation

Les simulations technologiques et électriques des trois structures de photodiode à avalanche montrent qu'il est possible d'intégrer des APD en technologie CMOS présentant des caractéristiques correctes. Le tableau III- ζ regroupe les valeurs du facteur $\alpha.(W_E + \delta)$ pour les trois APD et pour $V_{APD} = -6$ V. Ce facteur permet de mettre en évidence l'importance du courant de diffusion au sein de la structure dû à la génération de porteurs en dehors de la zone de charge d'espace et indirectement le temps de réponse de l'APD.

On constate que l'APD P+N_I sera la plus rapide, même si cette caractéristique se dégrade fortement dans les grandes longueurs d'onde.

Tableau III- ζ : Calcul du facteur $\alpha.(W_E + \delta)$ pour les trois structures développées pour différentes longueurs d'onde. $V_{APD} = -6$ V.

APD	λ (nm)	α (cm ⁻¹)	δ (cm) @ -6V	$\alpha.(W_E + \delta)$
P ⁺ N_NI	450	41682	2,09.10 ⁻⁵	1,70
	600	5219		0,21
	800	936		0,04
P ⁺ N_I	450	41682	7,8.10 ⁻⁵	4,08
	600	5219		0,51
	800	936		0,09
N ⁺ P_I	450	41682	2,09.10 ⁻⁵	1,70
	600	5219		0,21
	800	936		0,04

Le tableau III- η regroupe les tensions d'avalanche $V_{AVALANCHE}$, gain M et facteur de bruit en excès F à 450 nm des trois structures étudiées précédemment. On constate que les APD P+N_NI et P+N_I présentent la meilleure sensibilité. Cependant, l'APD P+N_I présente le gain photoélectrique le plus faible et donc un meilleur facteur de bruit en excès.

Tableau III- η : Gain et facteur de bruit en excès pour les trois APDs développées.

APD	$V_{AVALANCHE}$ (V)	S_λ @ -1V, $\lambda = 450$ nm	M @ -6V, $\lambda = 450$ nm	F
P ⁺ N_NI	-4.2	0.16	170	8.4
P ⁺ N_I	-4	0.3	30	1.4
N ⁺ P_I	-5.5	0.3	650	32.4

D'après le modèle établi et les simulations mises en œuvres, la structure optimale semble donc être l'APD_P+N_I polarisée à -6V et éclairée avec $\lambda = 450$ nm. Dans ces cas là, le courant photoélectrique est uniquement dû à la collecte dans la ZCE. Le temps de réponse

correspond donc au temps de transit des porteurs dans la ZCE soit

$$t = \frac{\delta}{v_{th}^-} + \frac{\delta_m}{v_{th}^+} = \frac{7,8 \cdot 10^{-5}}{10^6} + \frac{7,8 \cdot 10^{-5}}{10^7} = 85,8 \text{ ps}$$

auquel il faut ajouter le temps de multiplication des

porteurs $t_m = k.M. \frac{\delta_m}{v_{th}^-} + \frac{\delta_m}{v_{th}^+} = 82 \text{ ps}$ soit au final $t_r = t + t_m = 167 \text{ ps}$.

III.2.4. Validations expérimentales

Les trois structures APD ont été intégrées dans un ASIC afin de vérifier expérimentalement leur comportement. Cette partie présente donc les différents tests effectués afin de qualifier ces photodétecteurs en mélangeurs optoélectroniques. Notons que pour tracer les caractéristiques courant-tension en polarisation inverse des APDs réalisées sous différentes longueurs d'onde d'éclairement, nous avons utilisé des LED rouges, verte et bleue (datasheets en annexe) dont les puissances optiques émises ne sont pas équivalentes.

III.2.4.1. APD_P⁺N_NI

La caractéristique courant-tension en inverse dans les conditions d'obscurité et sous éclairement est présentée sur la figure III-ag. Cette caractéristique montre une tension de début d'avalanche d'environ -4 V, ce qui correspond à la valeur donnée par la simulation. De plus, on constate que le fait d'éclairer la photodiode modifie la caractéristique statique en inverse. Ceci montre que la photodiode est sensible à la lumière et, comme nous le verrons plus tard, qu'un gain photoélectrique est bien présent.

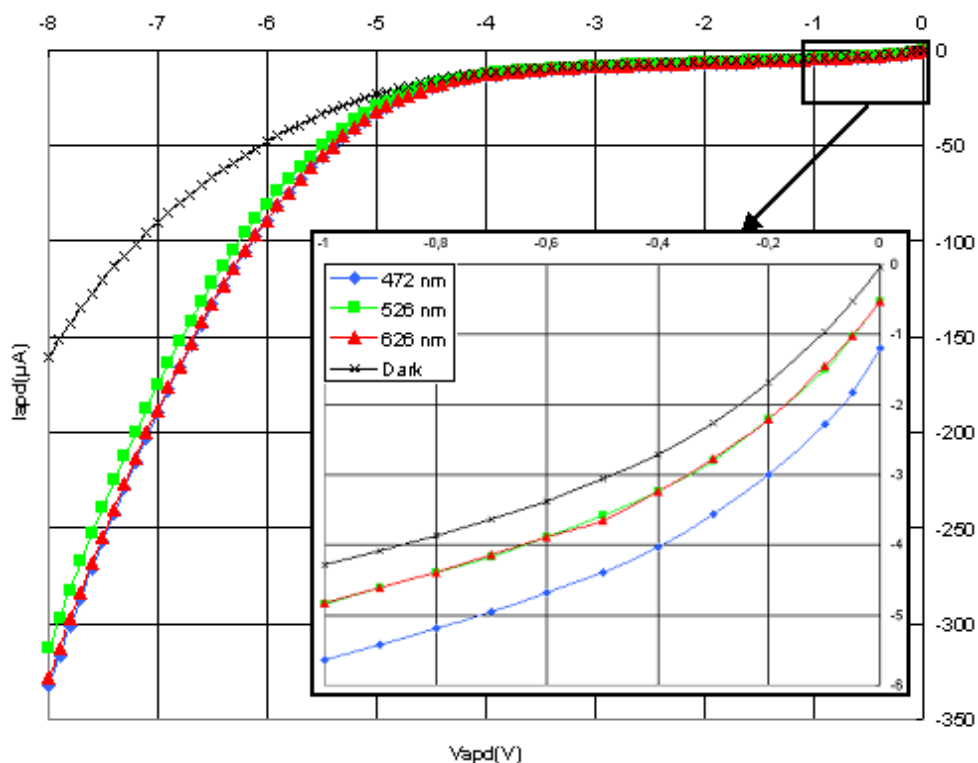


Figure III-ag : Caractéristique courant-tension inverse en obscurité et sous éclairement de l'APD P⁺N_NI.

Il n'est évidemment pas possible ici d'étudier le champ électrique interne de l'APD afin de valider s'il s'agit effectivement d'un phénomène d'avalanche ou au contraire d'un effet zener. Même si la forme de la caractéristique s'apparente d'avantage à un effet d'avalanche, un moyen de s'affranchir de cette difficulté consiste à étudier le comportement du claquage en inverse dans les conditions d'obscurité et à des températures différentes. En effet, selon le phénomène observé, le comportement en température n'est pas le même. Lorsque le claquage résulte de l'effet zener, la tension de claquage a un coefficient de température négatif. A contrario, lorsque le claquage résulte de l'effet d'avalanche, la tension de claquage a un coefficient de température positif. La figure III-ah met en évidence la diminution de la tension d'avalanche pour une diminution de la température que l'on peut observer entre -4 V et -8 V. L'effet zener quant à lui commence à avoir une influence au delà de -8 V, la tension BV diminue quand la température augmente. Pour -8 V $<$ V $<$ -4 V on a bien un phénomène d'avalanche.

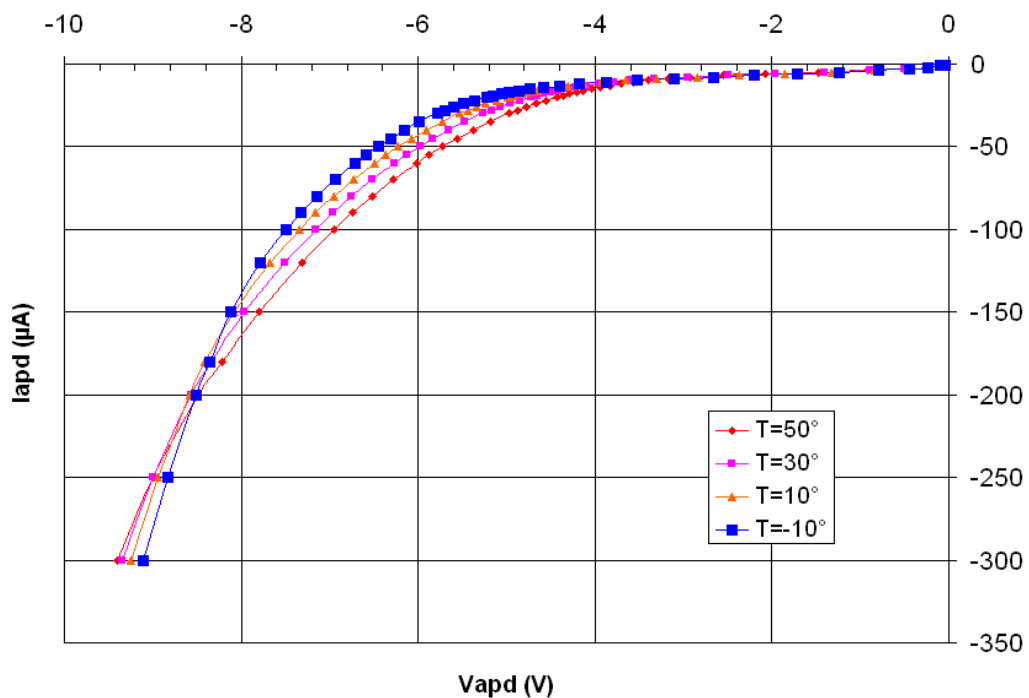


Figure III-ah : Caractéristique courant-tension inverse en obscurité pour différentes températures de l'APD $P^+N_{-}NI$.

La sensibilité spectrale de l'APD $S_{\lambda \text{ APD}}$ (A/W) a été mesurée en comparant son courant d'origine photoélectrique avec celui d'une photodiode PIN (BPW34) du commerce dont la sensibilité $S_{\lambda \text{ PIN}}$ est bien connue (eq.III-1). Les résultats sont reportés à la figure III-ai. Les mesures ont été effectuées à basse tension pour s'affranchir du gain d'avalanche et aussi à

des tensions plus élevées pour le mettre en évidence. A -2 V, on obtient la sensibilité maximale $S_{\lambda \text{ APD max}} \approx 0.11$ A/W pour une longueur d'onde $\lambda = 500$ nm.

$$S_{\lambda \text{ APD}} = \frac{I_{\text{phAPD}}}{P_{\text{opt}}} = \frac{I_{\text{phAPD}}}{I_{\text{phPIN}}} \cdot \frac{A_{\text{PIN}}}{A_{\text{APD}}} \cdot S_{\lambda \text{ PIN}} \quad (\text{III-1})$$

Avec A_{APD} et $A_{\text{PIN}} = 7.5 \text{ mm}^2$ la surface active de l'APD et de la photodiode PIN de référence respectivement, et avec I_{phPIN} et I_{phAPD} les photocourants de la photodiode PIN et de l'APD respectivement. P_{opt} est la puissance optique incidente reçue par les deux photodiodes.

Les résultats sont encore une fois en accord avec la simulation de la structure. L'APD est beaucoup plus sensible aux faibles longueurs d'onde du fait que la zone d'absorption soit très fine et proche de la surface du composant. Cependant, le pic de sensibilité est plutôt localisé aux alentours de 500 nm (contre 400 nm en simulation) avec une forte diminution pour les longueurs d'onde plus élevées.

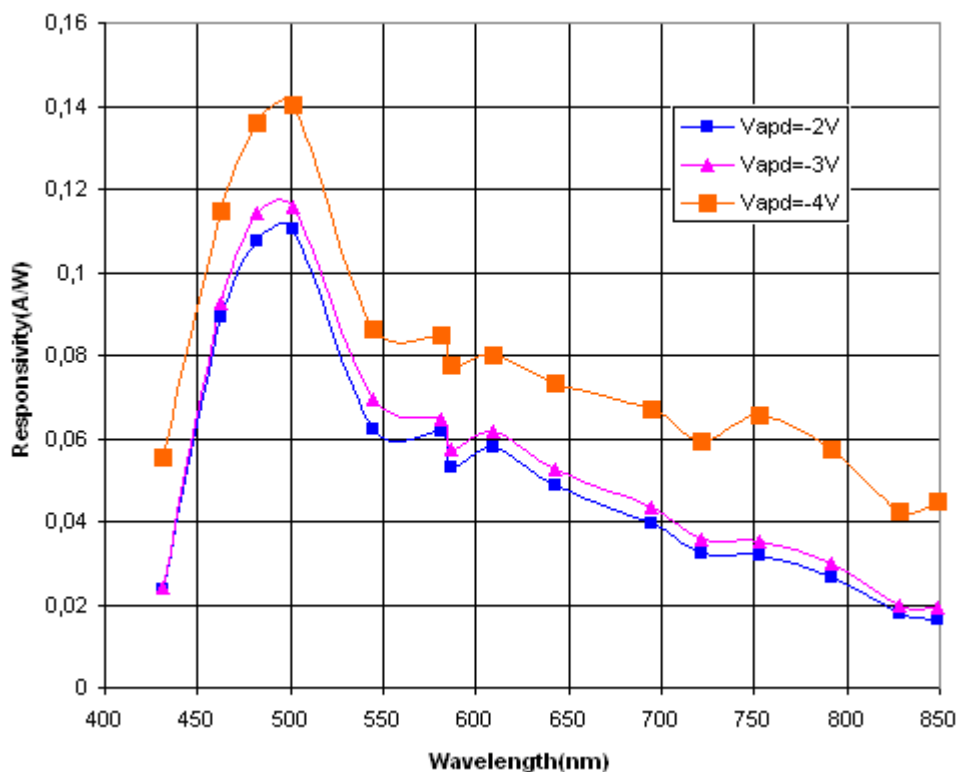


Figure III-ai : Sensibilité spectrale $S_{\lambda \text{ APD}}$ (A/W) de l'APD CMOS pour différentes tension de polarisation inverse.

La figure III-aj représente les mesures du gain photoélectrique de l'APD P⁺N. La valeur de ce gain peut être très importante ($M = 100$ à -5.5 V pour $\lambda=526$ nm) et en accord avec les résultats prédits par la simulation.

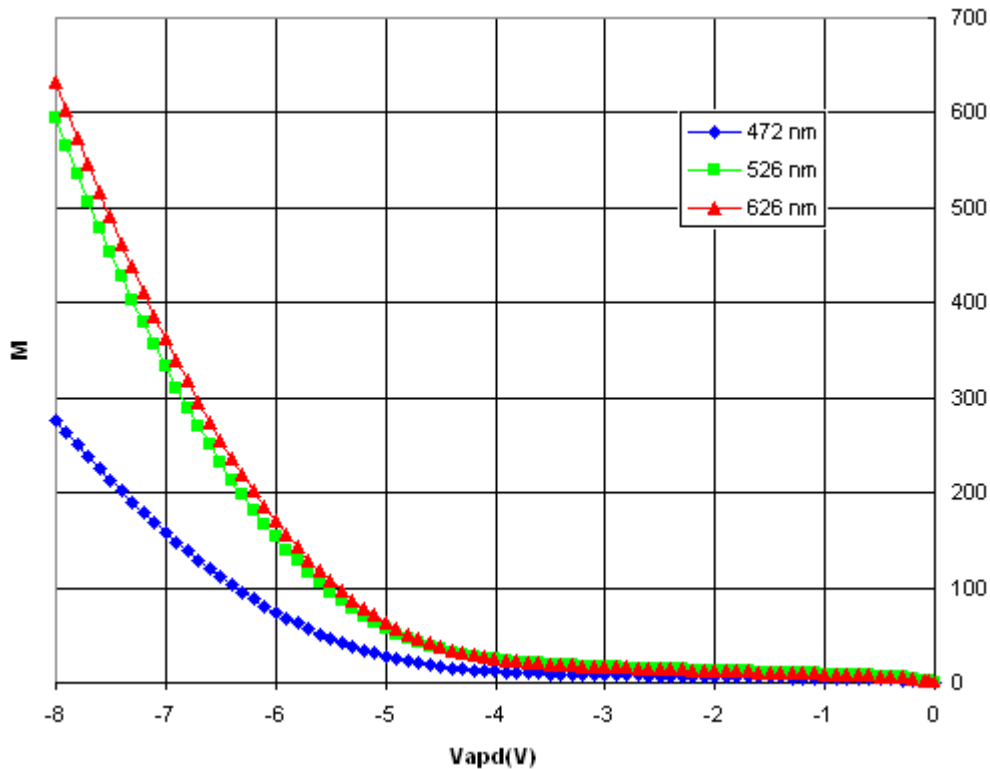


Figure III-aj : Gain photoélectrique mesuré de l'APD CMOS en fonction de la tension de polarisation pour différentes longueurs d'ondes.

Maintenant que cette APD a été caractérisée d'un point de vue statique, il reste à vérifier son comportement en régime dynamique et plus particulièrement en tant que mélangeur optoélectronique. Le circuit utilisé pour cela est présenté sur la figure III-ak. L'APD est polarisée en courant au milieu de sa caractéristique non-linéaire ($V_{APD} = -6$ V) afin d'éviter de la stabiliser en température et surtout de la protéger contre les sur-courants accidentels. Une tension sinusoïdale issue d'un oscillateur local ($\Delta V_{apd} = \pm 1$ V) de fréquence $f_{LO} = 1$ MHz est appliquée sur l'anode de l'APD. La puissance optique d'une diode laser est modulée par un signal sinusoïdal de référence de fréquence $f_{RF} = 1.001$ MHz.

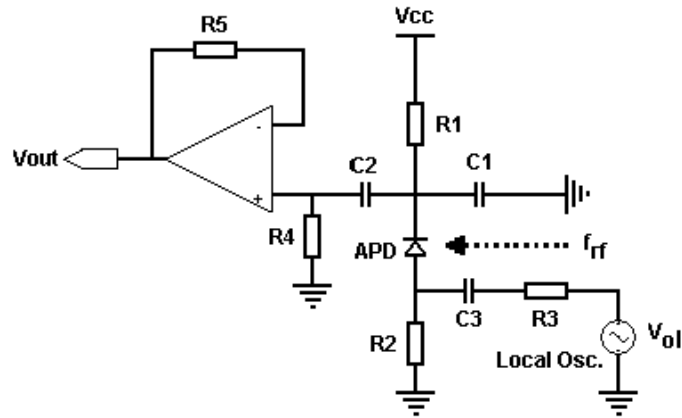


Figure III-ak : Schéma du circuit électrique utilisé pour le mélange optoélectronique avec l'APD CMOS. $R1 = 10\text{k}\Omega$, $R2 = R3 = 390\Omega$, $R4 = 1\text{M}\Omega$, $R5 = 33\text{k}\Omega$

Ce circuit permet donc de réaliser le mélange entre un signal électrique et une puissance optique. Afin d'avoir une meilleure idée du mélange entre les signaux, nous utilisons un mélangeur électrique qui reçoit à ses entrées les signaux issus de l'oscillateur local et de l'oscillateur de référence. La figure III-al est un oscillogramme présentant sur la voie 2 le signal en sortie du mélangeur électrique, sur la voie 3 le signal V_{out} en sortie du mélangeur optoélectronique et en voie 4 le signal de la voie 3 en sortie d'un filtre passe bande centré sur 1kHz. On isole ainsi la composante basse fréquence issue du mélange des fréquences des signaux d'entrée, 1kHz en l'occurrence. Le mélange optoélectronique est donc opérationnel avec l'APD CMOS développée.

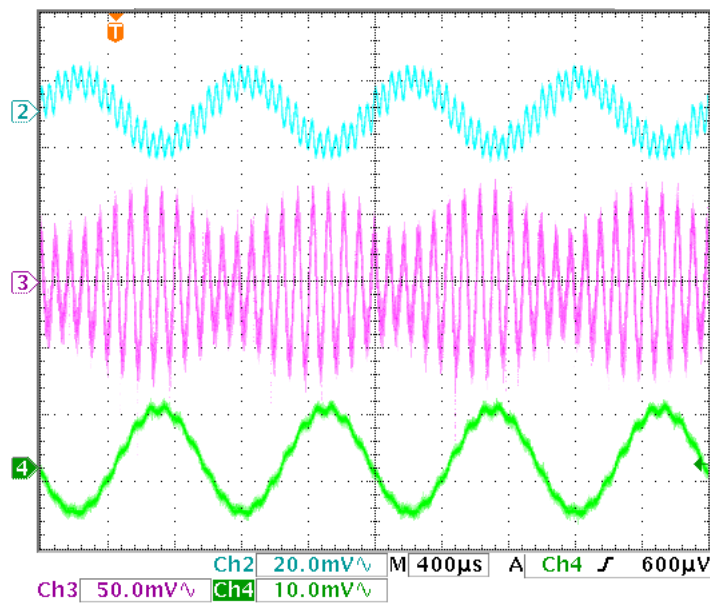


figure III-al : Utilisation de l'APD CMOS en mélangeur optoélectronique. (2) signal de référence à la sortie d'un mélangeur électrique, (3) signal en sortie du mélangeur optoélectronique, (4) Mélange optoélectronique après filtrage.

Parmi les nombreux paramètres qui caractérisent le comportement du mélange optoélectronique, le gain de conversion est le plus représentatif. Il représente le rapport entre l'amplitude A_{IF} du courant de l'APD à la fréquence f_{FI} par rapport à A_{RF} , l'amplitude du courant à la fréquence de référence (fig.III-am). Le rendement de conversion augmente avec l'amplitude de la tension appliquée de l'oscillateur local pour atteindre une valeur asymptotique ([Dupuy, 2003]). Il est aussi fonction du point de polarisation de l'APD. On pourrait penser que plus la tension de polarisation est élevée, plus le gain est grand, et donc meilleur est le rendement de conversion. Mais en fait il n'en est rien. Le meilleur rendement de conversion est obtenu pour une tension de polarisation où la non-linéarité de la caractéristique est la plus forte. Le meilleur rendement est obtenu pour $V_{APD} = -6$ V et pour $V_{OL} = 2$ V crête à crête. Elle est égale à 0.45 ce qui est proche du maximum théorique de 0.5.

$$\eta_{\text{mixer}} = \frac{A_{IF}}{A_{RF}} = \frac{1}{2} n \frac{V_{LO} \frac{\left(\langle V_{APD} \rangle / BV\right)^n}{\left(\langle V_{APD} \rangle \left(1 - \left(\langle V_{APD} \rangle / BV\right)^n\right)^2\right)}}{\frac{\langle I_{APD} \rangle}{\langle I_{ph_laser} \rangle + \langle I_{ph_ambient} \rangle}} \quad (\text{III-2})$$

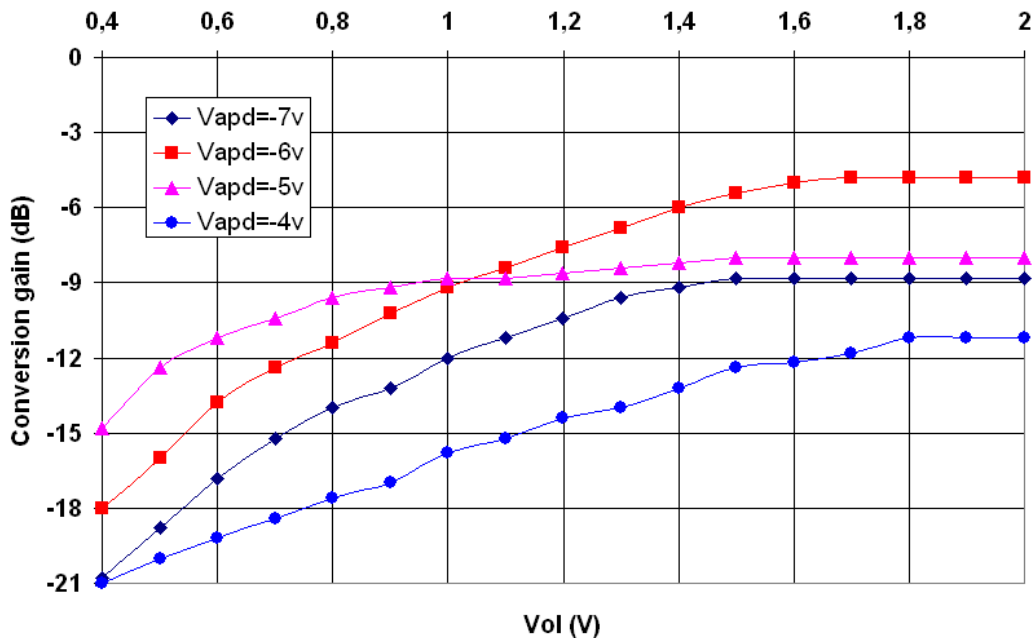


Figure III-am : Rendement de conversion en fonction de l'amplitude de $v_{OL}(t)$ pour différentes tensions de polarisation de l'APD.

III.2.4.2.APD_P⁺N_I

La caractéristique courant-tension en inverse dans les conditions d'obscurité et sous éclairage est présentée sur la figure III-an. Cette caractéristique montre une tension de début d'avalanche d'environ -10 V. De plus, on constate que le fait d'éclairer la photodiode modifie la caractéristique statique en inverse. Ceci montre que la photodiode est sensible à la lumière et, comme nous le verrons plus tard, qu'un gain photoélectrique est bien présent.

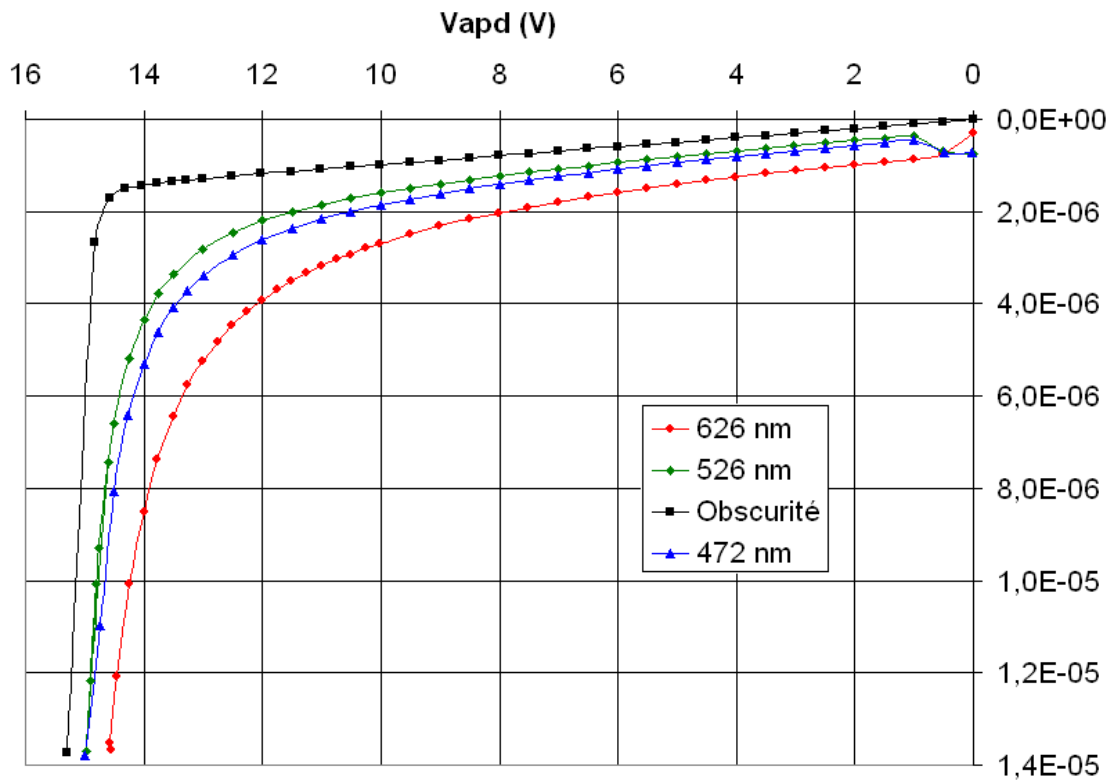


Figure III-an : Caractéristique courant-tension inverse en obscurité et sous éclairage de l'APD P⁺N_I.

La figure III-ao représente les mesures du gain photoélectrique de l'APD P⁺N₁.

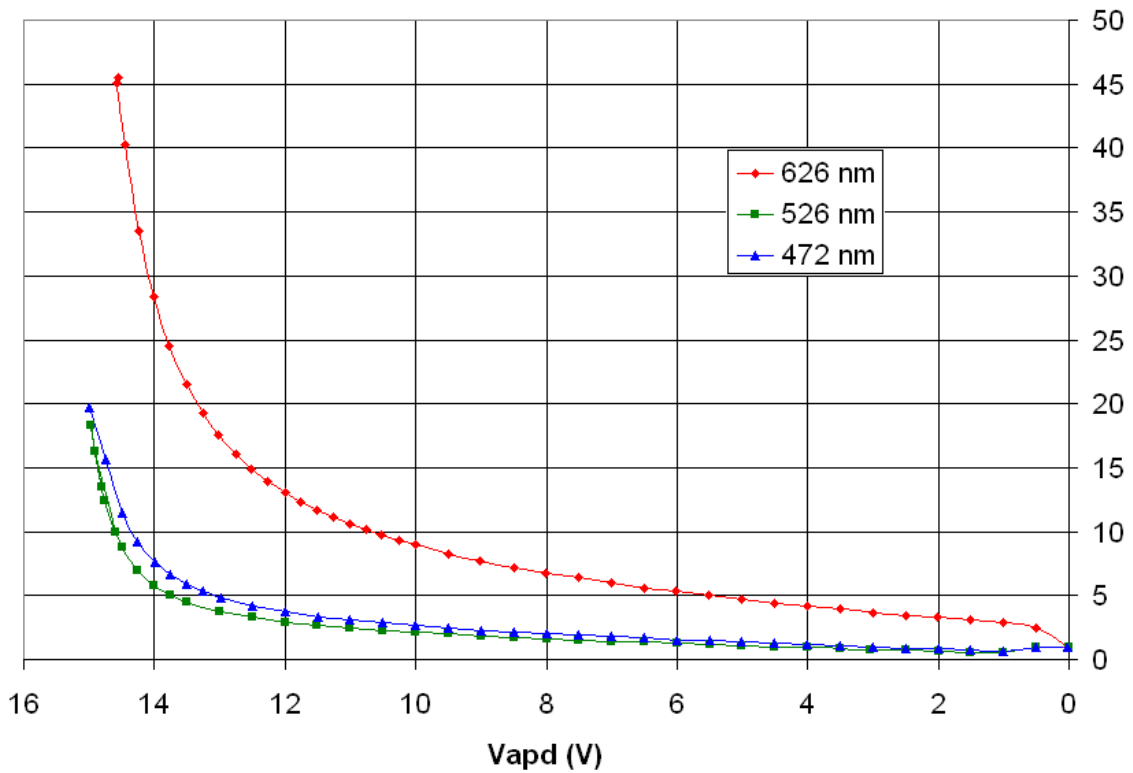


Figure III-ao : Gain photoélectrique mesuré de l'APD CMOS en fonction de la tension de polarisation pour différentes longueurs d'ondes.

Les ordres de grandeurs des gains aux différentes longueurs d'onde sont conformes à la simulation.

La sensibilité spectrale de l'APD $S_{\lambda \text{ APD}}$ (A/W) à été mesurée comme précédemment en comparant son courant d'origine photoélectrique avec celui de la photodiode PIN BPW34. Les résultats sont reportés à la figure III-ap. Les mesures ont été effectuées à basse tension pour s'affranchir du gain d'avalanche et aussi à des tensions plus élevées pour le mettre en évidence. A -1 V, on obtient la sensibilité maximale $S_{\lambda \text{ APD max}} \approx 0.12$ A/W pour une longueur d'onde $\lambda = 600$ nm.

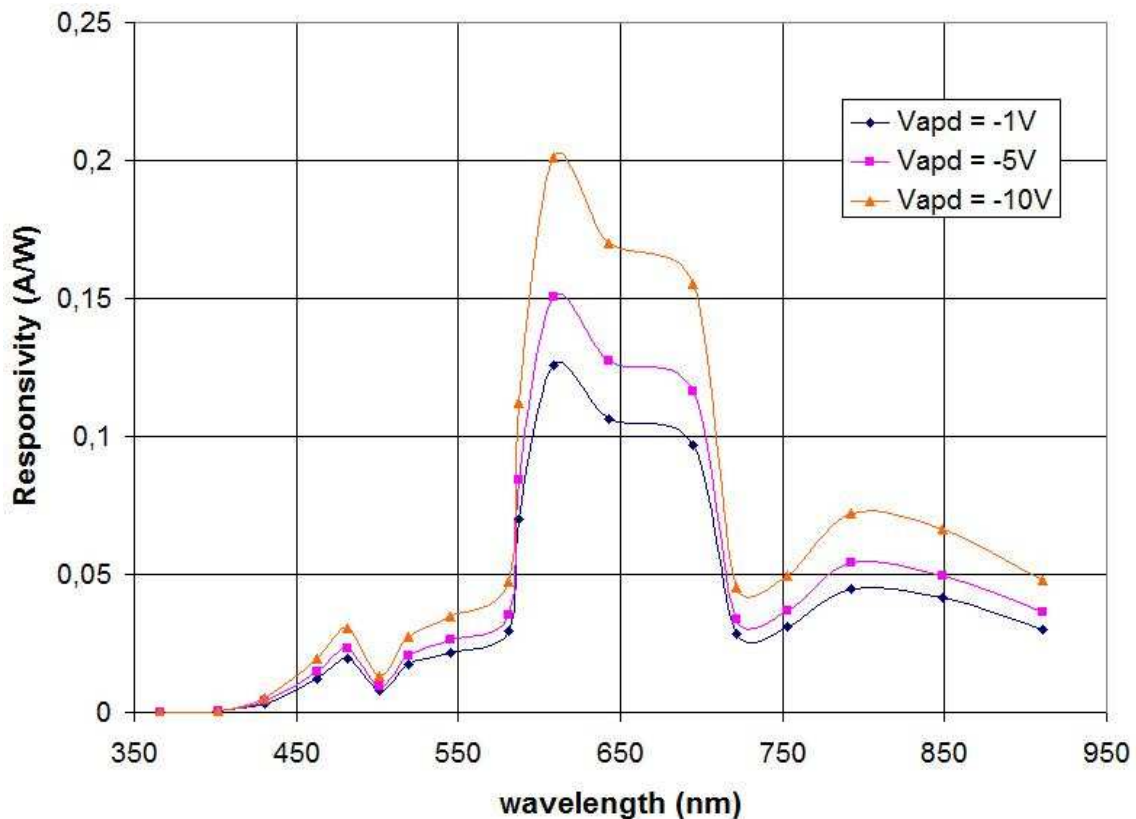


Figure III-ap : Sensibilité spectrale $S_{\lambda,APD}(A/W)$ de l'APD CMOS pour différentes tension de polarisation inverse.

Les résultats sont encore une fois en accord avec la simulation de la structure. L'APD est beaucoup plus sensible aux faibles longueurs d'onde du fait que la zone d'absorption soit très fine et proche de la surface du composant.

Maintenant que cette APD a été caractérisée d'un point de vue statique, il reste à vérifier son comportement en tant que mélangeur optoélectronique. Le circuit utilisé pour cela est le même que celui présenté sur la figure III-ak. Les fréquences des signaux sont également les mêmes. La figure III-aq est un oscillogramme présentant sur la voie 1 le signal en sortie du mélangeur électrique, sur la voie 2 ce signal filtré par un filtre passe bande centré sur f_{IF} , sur la voie 3 le signal V_{out} en sortie du mélangeur optoélectronique et sur la voie 4 le signal de la voie 3 en sortie d'un filtre passe bande centré sur 1kHz. On isole ainsi la composante basse fréquence issue du mélange des fréquences des signaux d'entrée, 1kHz en l'occurrence. Le mélange optoélectronique est donc opérationnel avec l'APD CMOS développée.

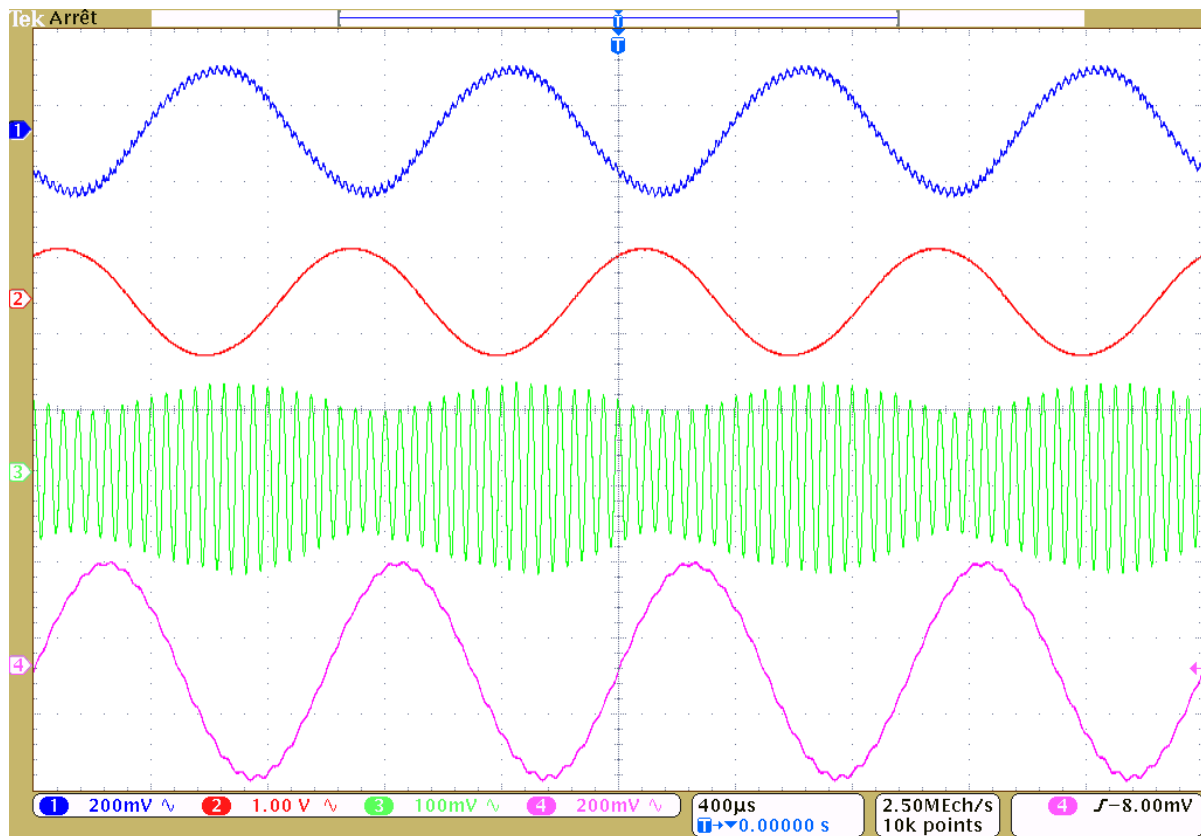


figure III-aq : Utilisation de l'APD CMOS en mélangeur optoélectronique. (1) signal de référence à la sortie d'un mélangeur électrique, (2) signal de mélange électrique filtré, (3) signal en sortie du mélangeur optoélectronique, (4) Mélange optoélectronique après filtrage.

La figure III-ar présente le gain de conversion de l'APD_P⁺N_I en mélangeur optoélectronique pour différentes amplitudes du signal issu de l'oscillateur local et pour différents points de polarisation de la photodiode. Comme pour le cas précédent, ce rendement est proche du maximum théorique de -3 dB. Cependant, il faut noter que dans cette configuration, il est nécessaire d'avoir une amplitude beaucoup plus élevée que précédemment pour atteindre le maximum de rendement de conversion.

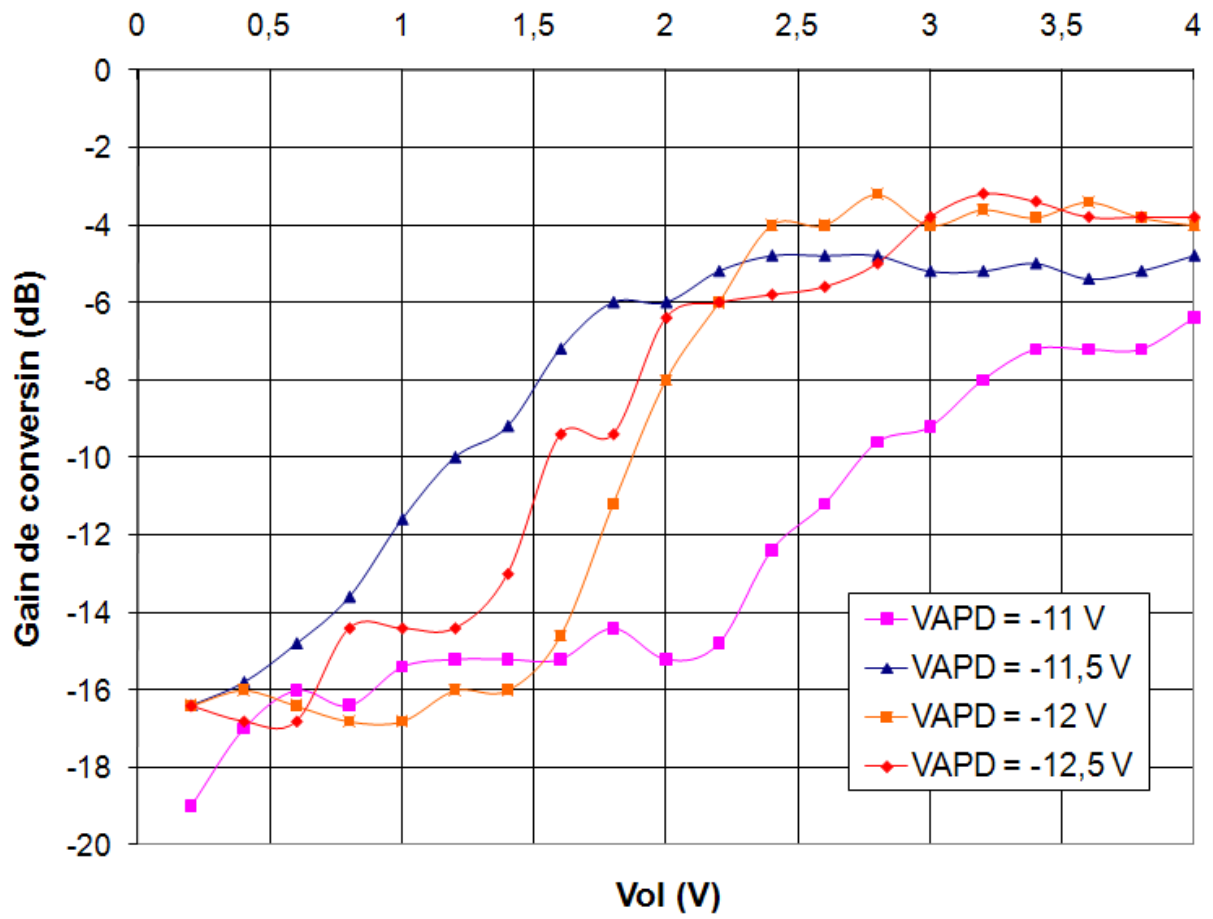


Figure III-ar : Rendement de conversion en fonction de l'amplitude de $v_{ol}(t)$ pour différentes tensions de polarisation de l'APD.

III.2.4.3.APD_N⁺P_I

Les caractéristiques courant-tension inverse en obscurité des APD_N⁺P_I avec des valeurs de d de $0.8 \mu\text{m}$, $1.0 \mu\text{m}$ et $1.2 \mu\text{m}$ est présentée à la figure III-as.

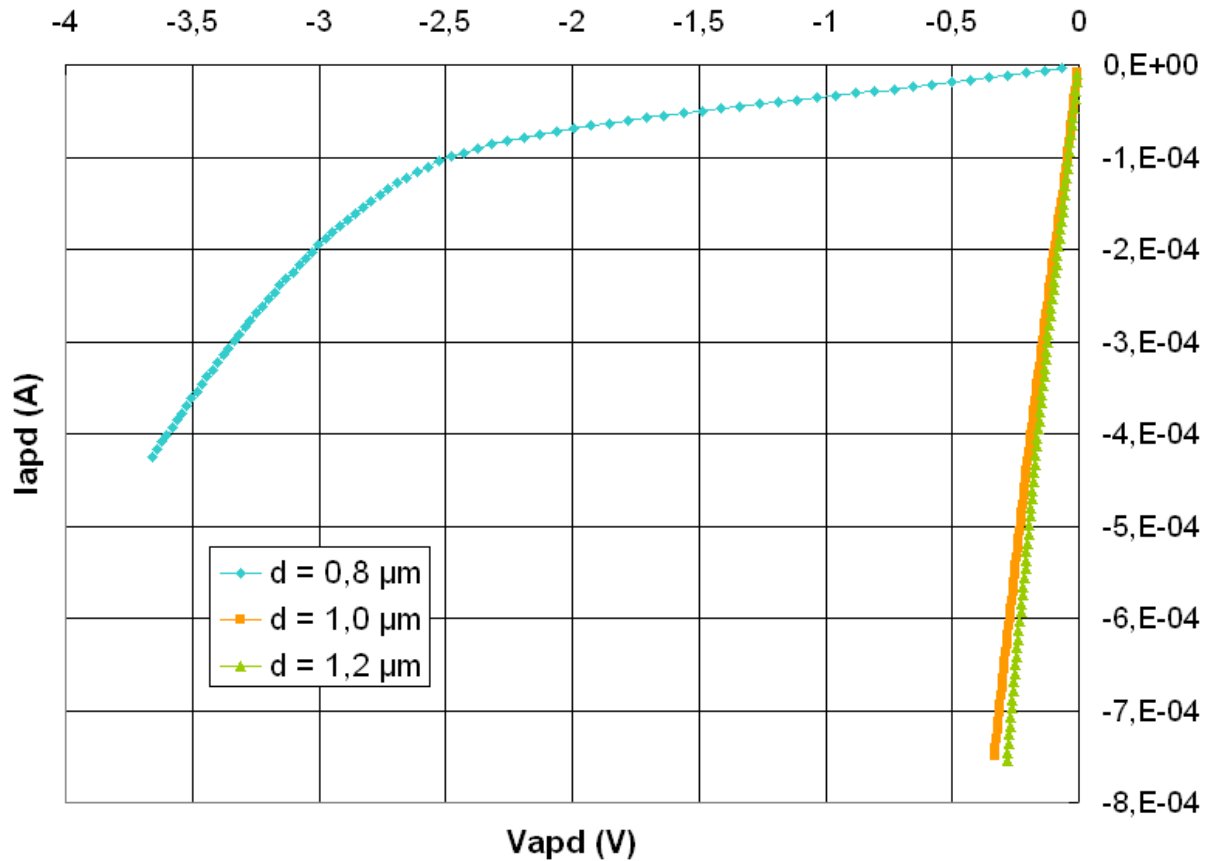


Figure III-as : Caractéristiques courant-tension inverse des APD_N⁺P_I ayant différentes largeurs d'anneau de garde.

En comparant avec la figure III-z, on remarque un « décalage » des caractéristiques. Le comportement expérimental des APD_N⁺P_I avec $d = 1.0 \mu\text{m}$ et $d = 1.2 \mu\text{m}$ se rapprochent du comportement obtenu par la simulation de l'APD_N⁺P_I avec $d = 1.6 \mu\text{m}$.

Suite aux résultats expérimentaux, on choisit donc de caractériser plus avant l'APD_N⁺P_I avec $d = 0.8 \mu\text{m}$ dont le comportement ressemble au comportement en simulation de l'APD_N⁺P_I avec $d = 1.2 \mu\text{m}$. La diffusion entre les deux P-tubs semble donc avoir été moins importante que prévu, ce qui peut être attribué à un dopage ou une profondeur de jonction plus faibles. Autre scénario possible : le DNTUB dont le dopage a été déduit à partir des données électriques constructeur, est plus élevé que prévu.

La caractéristique courant-tension en inverse dans les conditions d'obscurité et sous éclairage de l'APD_N+P_I avec $d = 0.8 \mu\text{m}$ est présentée sur la figure III-at.

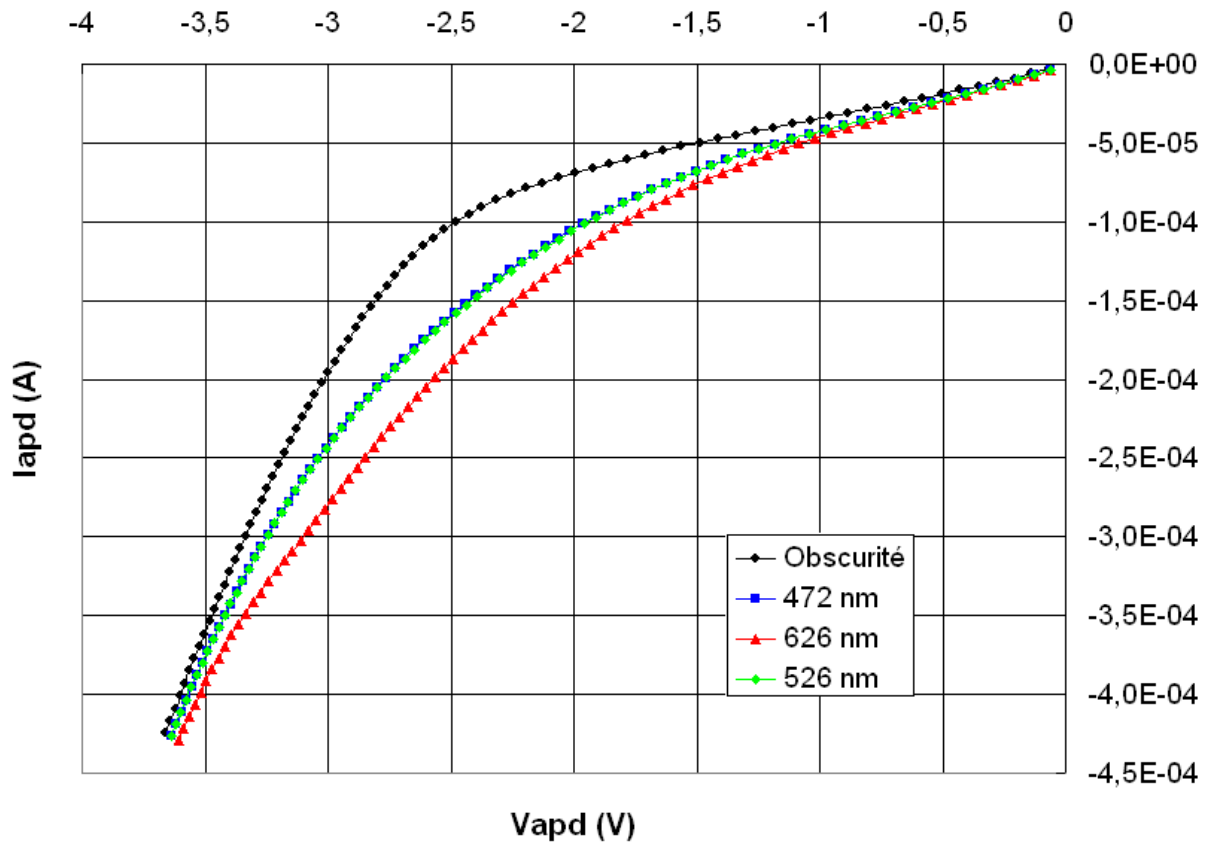


Figure III-at : Caractéristique courant-tension inverse en obscurité et sous éclairage de l'APD N⁺P_I avec $d = 0.8 \mu\text{m}$

On constate que les résultats expérimentaux sont conformes à ceux prévus par la simulation si on considère que notre APD est équivalente à l'APD_N+P_I avec $d = 1.2 \mu\text{m}$.

Le gain photoélectrique de l'APD N⁺P_I est présenté sur la figure III-au. Dans l'ensemble les résultats sont cohérents avec ceux de la simulation.

En effet, on relève expérimentalement une tension d'avalanche $V_{\text{avalanche}} = -3 \text{ V}$ et un gain photoélectrique $M = 60$ pour $\lambda = 472 \text{ nm}$ alors qu'en simulation, nous avons obtenu une tension d'avalanche $V_{\text{avalanche}} = -3 \text{ V}$, un gain photoélectrique $M = 50$ pour $\lambda = 400 \text{ nm}$.

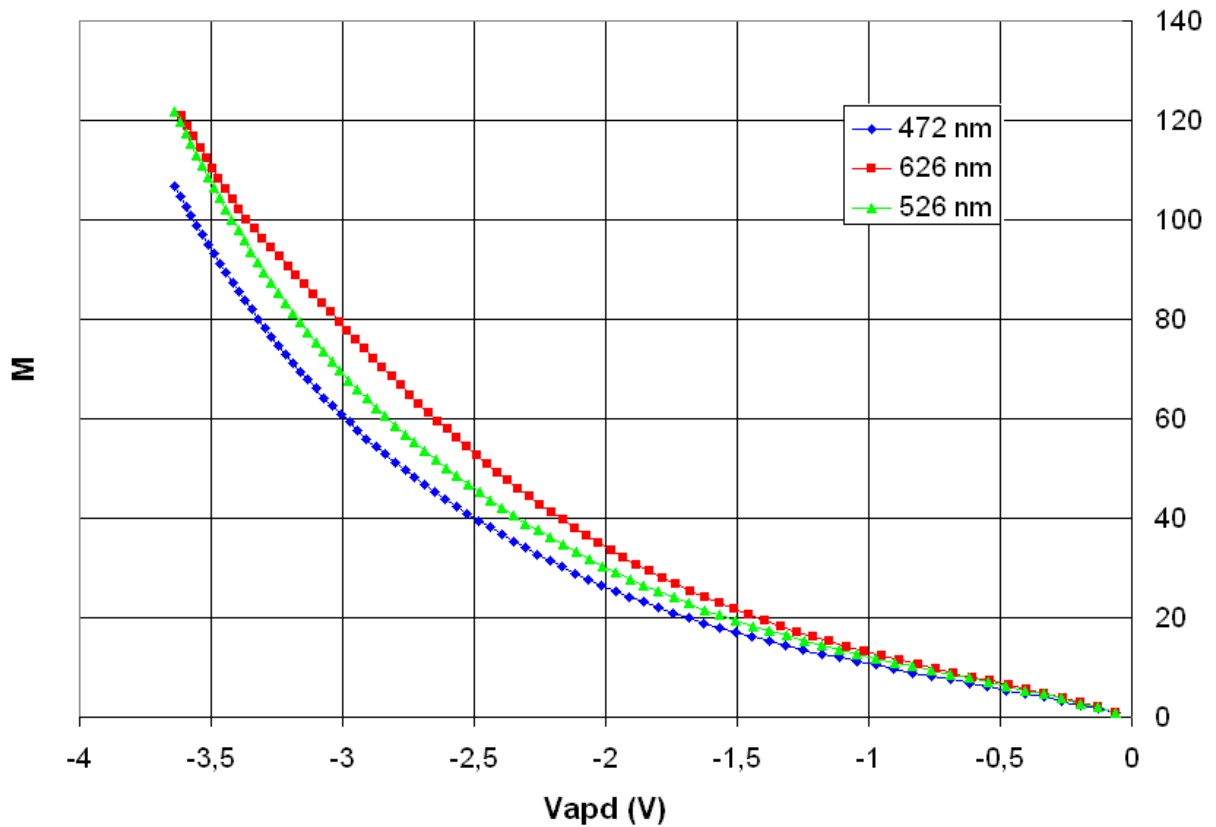


Figure III-au : Gain photoélectrique mesuré de l'APD CMOS en fonction de la tension de polarisation pour différentes longueurs d'ondes.

La sensibilité spectrale de l'APD $S_{\lambda \text{ APD}}$ (A/W) à été mesurée comme précédemment en comparant son courant d'origine photoélectrique avec celui de la photodiode PIN BPW34. Les résultats sont reportés sur la figure III-av. Les mesures ont été effectuées à basse tension pour s'affranchir du gain d'avalanche et aussi à des tensions plus élevées pour le mettre en évidence. A -500 mV , on obtient la sensibilité maximale $S_{\lambda \text{ APD max}} \approx 0.25 \text{ A/W}$ pour une longueur d'onde $\lambda = 600 \text{ nm}$.

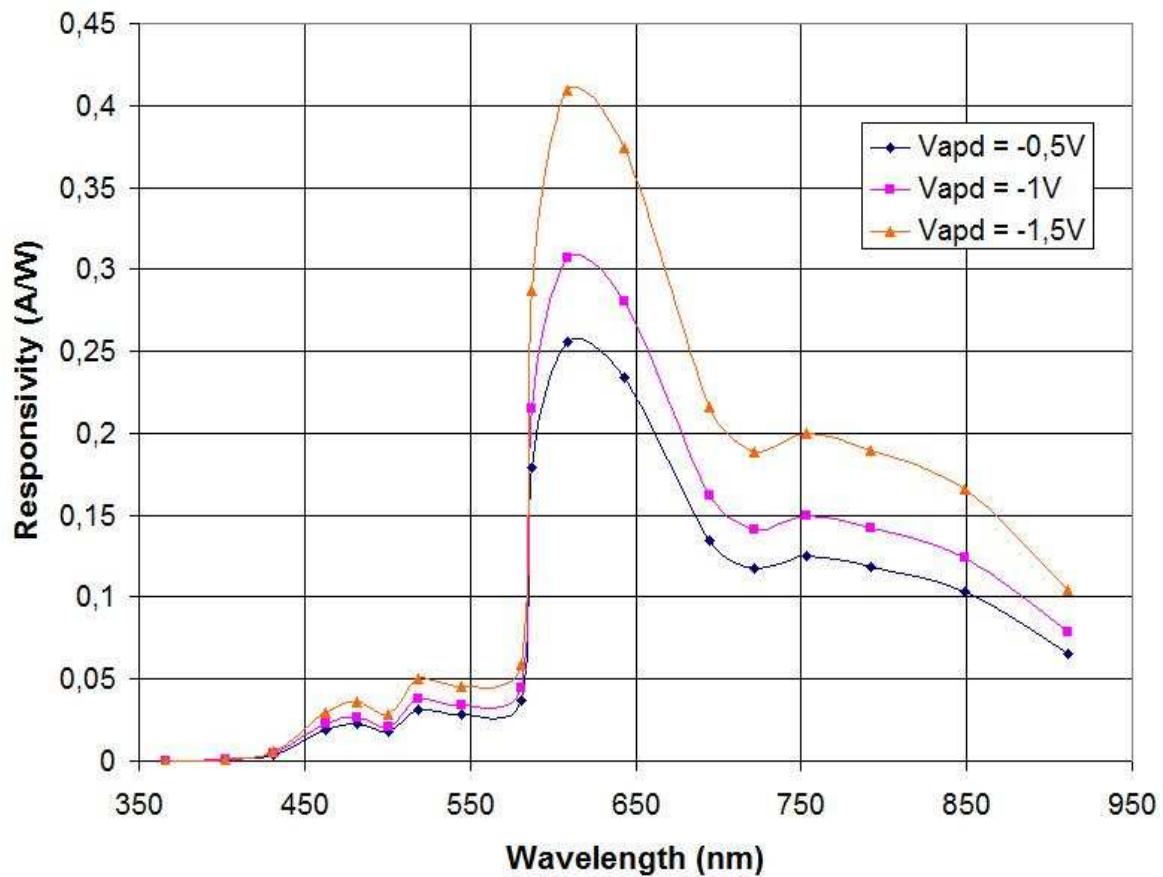


Figure III-av : Sensibilité spectrale $S_{\lambda,APD}(A/W)$ de l'APD CMOS pour différentes tension de polarisation inverse.

Les résultats sont encore une fois en accord avec la simulation de la structure. L'APD est beaucoup plus sensible aux faibles longueurs d'onde du fait que la zone d'absorption soit très fine et proche de la surface du composant.

Maintenant que cette APD a été caractérisée d'un point de vue statique, il reste à vérifier son comportement en tant que mélangeur optoélectronique. Le circuit utilisé pour cela est le même que celui présenté sur la figure III-ak. Les fréquences des signaux sont également les mêmes. La figure III-aw est un oscillogramme présentant sur la voie 1 le signal en sortie du mélangeur électrique, sur la voie 2 ce signal filtré par un filtre passe bande centré sur f_{IF} , sur la voie 3 le signal V_{out} en sortie du mélangeur optoélectronique et sur la voie 4 le signal de la voie 3 en sortie d'un filtre passe bande centré sur 1kHz. On isole ainsi la composante basse fréquence issue du mélange des fréquences des signaux d'entrée, 1kHz en l'occurrence. Le mélange optoélectronique est donc opérationnel avec l'APD CMOS développée.

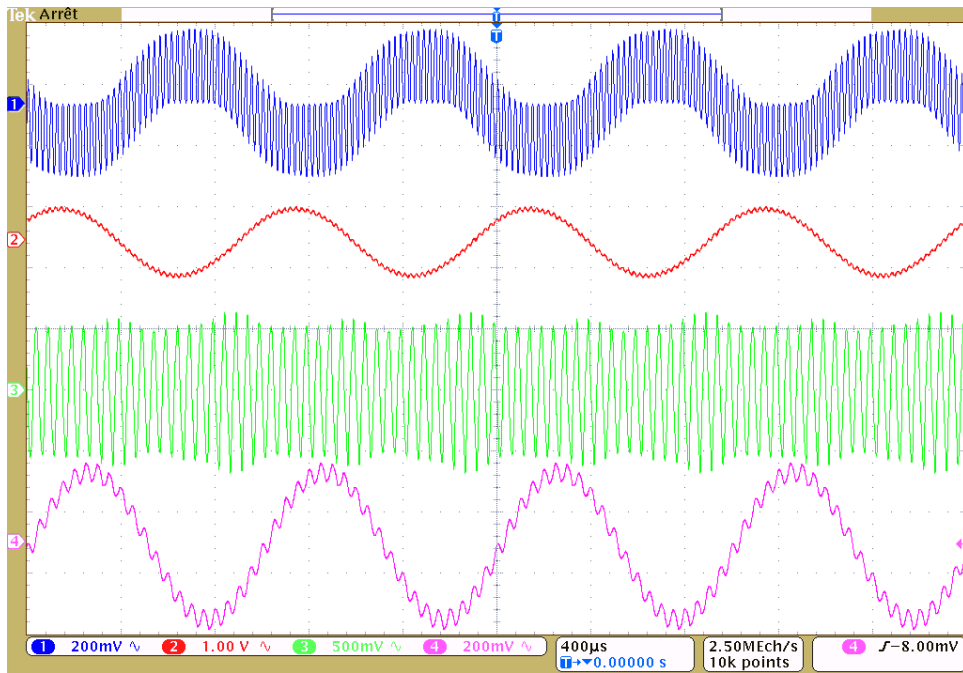


figure III-aw : Utilisation de l'APD CMOS en mélangeur optoélectronique. (1) signal de référence à la sortie d'un mélangeur électrique, (2) signal de mélange électrique filtré, (3) signal en sortie du mélangeur optoélectronique, (4) Mélange optoélectronique après filtrage.

La figure III-ax présente le gain de conversion de l'APD_{N⁺P_I} en mélangeur optoélectronique pour différentes amplitudes du signal issu de l'oscillateur local et pour différents points de polarisation de la photodiode. Comme pour le cas précédent, ce rendement est proche du maximum théorique de -3 dB. Cependant, il faut noter que dans cette configuration, il est nécessaire d'avoir une amplitude beaucoup plus faible que précédemment pour atteindre le maximum de rendement de conversion.

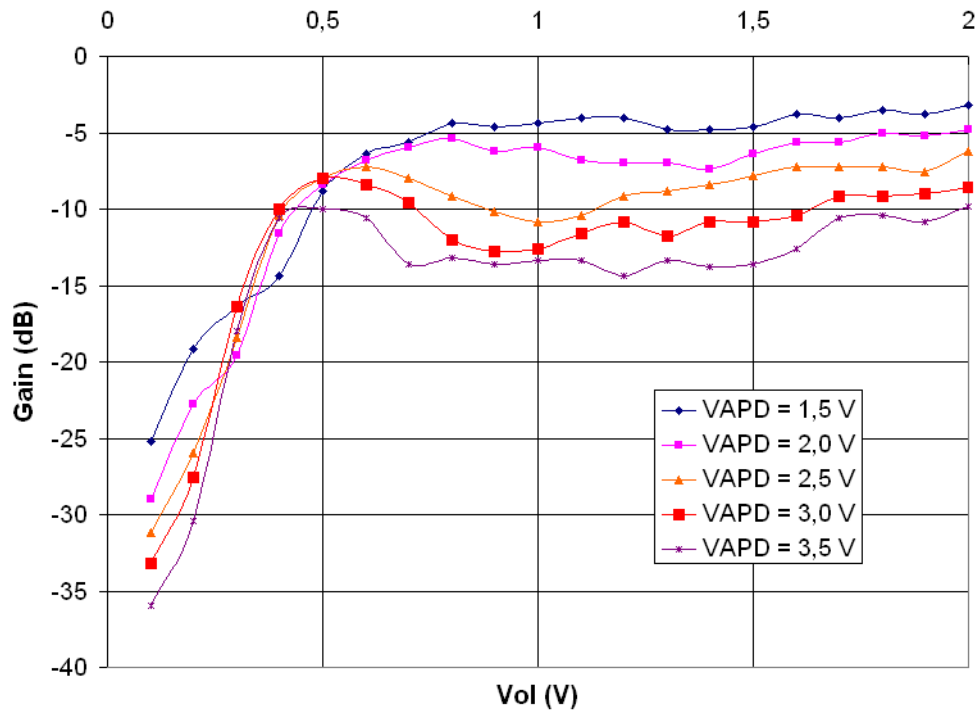


Figure III-ax : Rendement de conversion en fonction de l'amplitude de $v_{oL}(t)$ pour différentes tensions de polarisation de l'APD.

III.2.4.4. Récapitulatif des résultats expérimentaux.

Le tableau III- μ regroupe les valeurs des rendements de conversion maximales, l'amplitude du signal issu de l'oscillateur local et la tension de polarisation nécessaire pour chaque APD. On constate que les meilleurs rendements de conversion sont obtenus pour les fortes amplitudes de l'oscillateur local. La photodiode à avalanche P⁺N réalisée hors caisson isolé présente le meilleur compromis entre l'amplitude de l'oscillateur local et la tension de polarisation à appliquer pour obtenir un bon rendement de conversion..

Tableau III- μ : Tableau comparatif des rendements de conversion de chaque APD CMOS.

APD	Rendement de conversion maximal	Amplitude osc. Local	Tension de polarisation
P ⁺ N _{NI}	-4,5 dB	1,6 V	-6 V
P ⁺ N _I	-4 dB	2,6 V	-12 V
N ⁺ P _I	-5 dB	1 V	-1,5 V

III.3.PHOTODIODE MSM À BARRIÈRE SCHOTTKY

Une photodiode MSM est constituée de 2 contacts Schottky sur semiconducteur. Pour cette raison, chaque contact ayant une caractéristique courant-tension similaire, la photodiode se comporte comme 2 diodes en série placées en inverse l'une par rapport à l'autre. L'intégration d'une telle photodiode en technologie CMOS repose essentiellement sur les matériaux utilisés afin de créer un bon contact Schottky. De plus, pour que cette photodiode soit utilisée en mélangeur optoélectronique compatible avec les niveaux de tensions admissibles par la technologie CMOS, il faut que la tension de claquage des jonctions métal-semiconducteur soit la plus basse possible.

III.3.1.Diagramme des bandes d'énergie

Le point important dans la conception de photodiode à barrière Schottky dans une technologie donnée est l'élaboration de contacts Schottky entre le métal et le semiconducteur. En effet, lorsqu'un métal et un semiconducteur sont au contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel. La structure de bandes au voisinage de l'interface métal-semiconducteur est conditionnée par la différence des travaux de sortie du métal (W_M) et du semiconducteur (W_S). En fonction du type du semiconducteur (P ou N) et des grandeurs W_M et W_S , on peut distinguer 4 cas de figure.

III.3.1.1.Cas où $W_M > W_S$

Au contact, pour la condition où le travail de sortie du métal (W_M) est supérieur à celui du semiconducteur (W_S), les électrons migrent du semiconducteur vers le métal. Le dispositif se stabilise à un régime d'équilibre thermodynamique défini par l'alignement des niveaux de Fermi. Le diagramme des bandes d'énergie diffère suivant le type du semiconducteur.

III.3.1.1.A.Semiconducteur de type N

Les électrons qui passent du semiconducteur dans le métal entraînent des modifications énergétiques dans chacun des matériaux (fig.III-ay). Dans le métal, il apparaît une accumulation d'électrons à l'interface. Dans le semiconducteur, une zone de charge d'espace (ZCE) se crée, les porteurs majoritaires (électrons) ne compensent plus les charges positives fixes (ions donneurs). La ZCE est donc de charge positive.

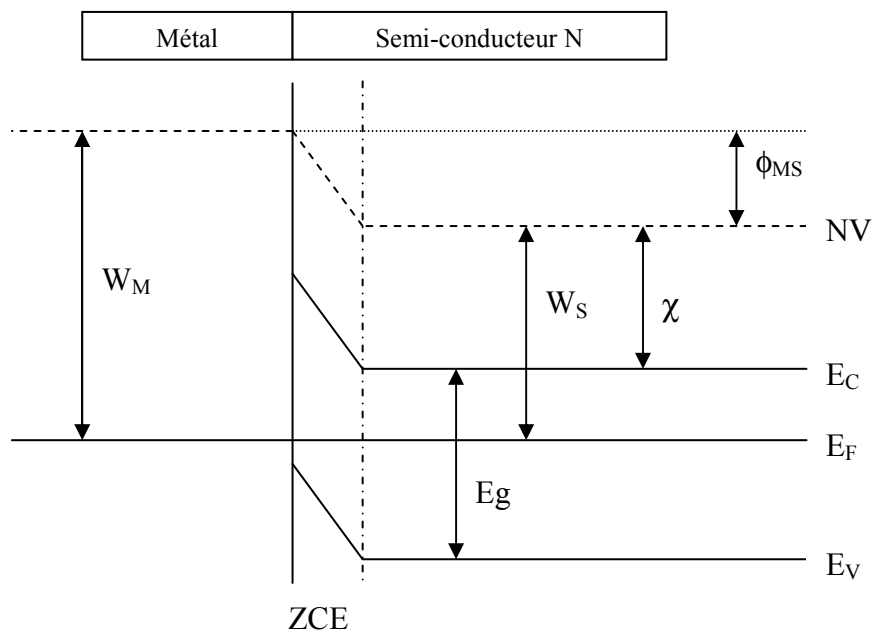


Figure III-ay : Contact métal-semiconducteur N avec $W_M > W_S$ à l'équilibre thermodynamique. χ représente l'affinité électronique du semiconducteur et Φ_{MS} la différence des travaux de sortie métal-semiconducteur.

Nous allons maintenant étudier le comportement de cette structure selon la polarisation appliquée (fig.III-az). Si on polarise la jonction par une tension métal-semiconducteur (V) négative, on assiste à un dépeuplement accentué des électrons à l'interface dans le semiconducteur ce qui entraîne une augmentation de la largeur de la zone de charge d'espace. Il n'y a donc pas de courant qui circule à travers la structure. Le schéma électrique équivalent de la jonction se réduit alors à une capacité dont la valeur est proportionnelle à la racine carrée de la tension (V) appliquée.

En revanche, si on applique une tension de polarisation métal-semiconducteur (V) positive, la venue des électrons du volume du semiconducteur vers l'interface contribue à faire diminuer la largeur de la zone de charge d'espace. Pour une tension V suffisante la ZCE disparaît complètement, les électrons circulent du semiconducteur vers le métal et créent un courant I du métal vers le semiconducteur.

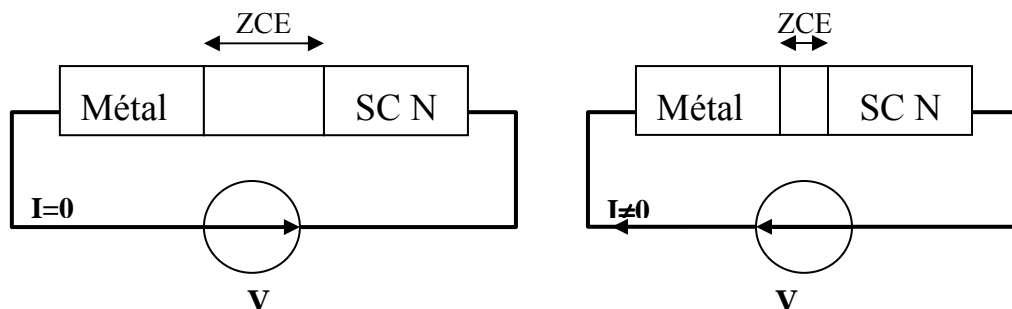


Figure III-az : Comportement du contact métal semiconducteur N en inverse (gauche) et en direct (droite).

L'association métal-semiconducteur N dans le cas où $W_M > W_S$ présente une caractéristique courant-tension asymétrique, ce qui constitue un contact redresseur. C'est une diode Schottky.

III.3.1.1.B.Semiconducteur de type P

Dans le cas d'un contact métal-semiconducteur de type P et toujours pour $W_M > W_S$, la migration des électrons du semiconducteur vers le métal entraîne la création d'une zone d'accumulation de trous (majoritaires) dans le semiconducteur (fig.III-ba).

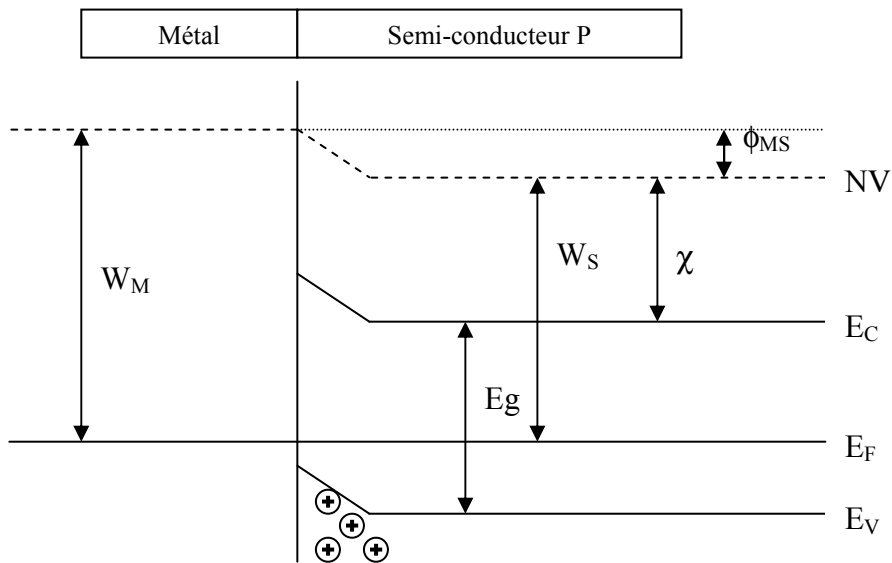


Figure III-ba : Contact métal-semiconducteur P avec $W_M > W_S$ à l'équilibre thermodynamique.

L'étude de cette jonction métal-semiconducteur sous polarisation est beaucoup plus simple que le cas précédent. En effet, il n'existe aucune zone dépourvue de porteurs majoritaires dans la structure donc aucune ZCE. Cette structure sera conductrice dès qu'une tension sera appliquée. Le sens du courant dépendra du sens de la tension. Le contact est ohmique (fig.III-bb).

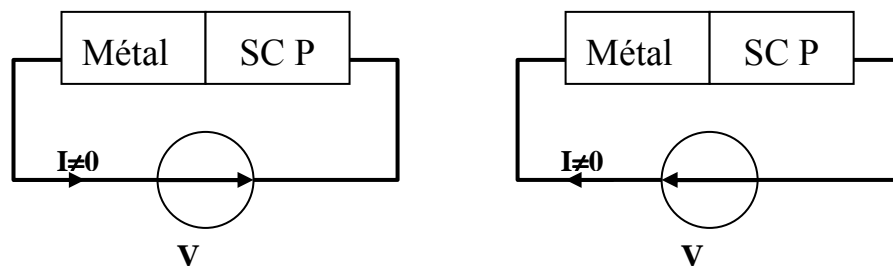


Figure III-bb : Comportement du contact métal semiconducteur P suivant le sens de la polarisation V.

III.3.1.2.Cas où $W_M < W_S$

Lorsque les deux matériaux sont mis au contact, le travail de sortie du métal (W_M) étant inférieur à celui du métal (W_S), les électrons diffusent du métal vers le semiconducteur. A l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent et le diagramme des bandes d'énergie diffère selon le type de semiconducteur.

III.3.1.2.A.Semiconducteur de type N

Au niveau de l'interface, on assiste à un déficit d'électrons coté métal, et à une accumulation dans le semiconducteur (accumulation de majoritaires) (fig.III-bc).

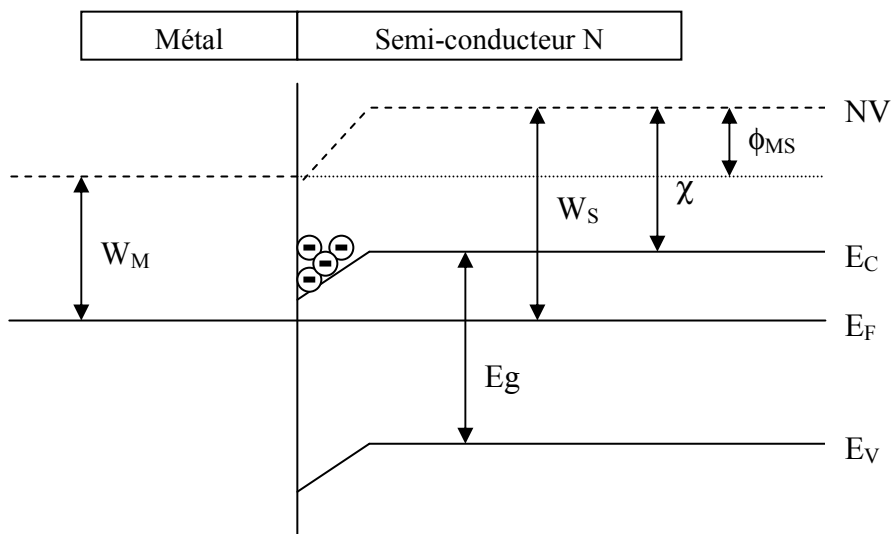


Figure III-bc : Contact métal-semiconducteur N avec $W_M < W_S$ à l'équilibre thermodynamique.

De même que pour le contact métal-semiconducteur P dans le cas $W_M > W_S$, l'absence de ZCE dans la structure permet la conduction du courant dès qu'une tension sera appliquée. Le contact est ohmique (fig.III-bd).

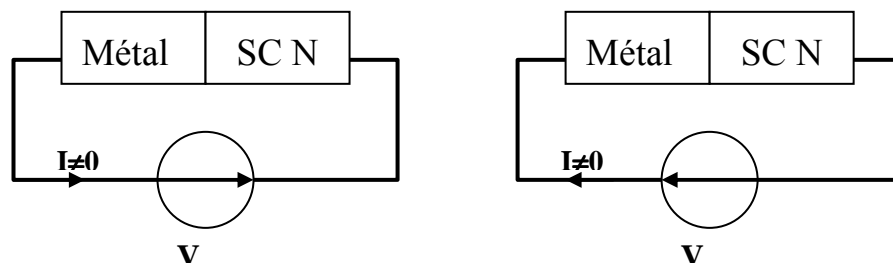


Figure III-bd : Comportement du contact métal semiconducteur N selon le sens de la tension de polarisation V .

III.3.1.2.B.Semiconducteur de type P

Etudions enfin la dernière possibilité de contact entre un métal et un semiconducteur. Dans ce cas, les électrons qui diffusent du métal vers le semiconducteur P se recombinent avec les trous (majoritaires) créant ainsi une zone de déplétion (fig.III-be).

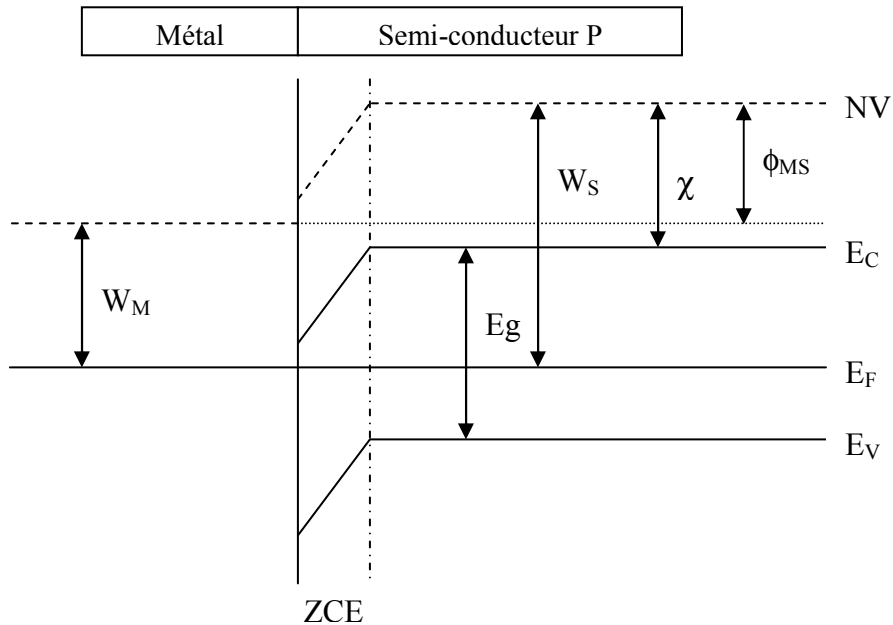


Figure III-be : Contact métal-semiconducteur P avec $W_M < W_S$ à l'équilibre thermodynamique.

Polarisons maintenant la structure (fig.III-bf). Le champ électrique se localise au niveau de la zone de déplétion. Si la tension métal-semiconducteur (V) est positive, on assiste à une augmentation de la largeur de la zone de charge d'espace. Il n'y a donc pas de courant qui circule à travers la jonction. Par contre, si cette tension est négative, l'apport de trou du volume vers la surface du semiconducteur contribue à faire diminuer la largeur de la zone de charge d'espace. Pour une tension V suffisante la ZCE disparaît complètement, les trous circulent du semiconducteur vers le métal et créent un courant I .

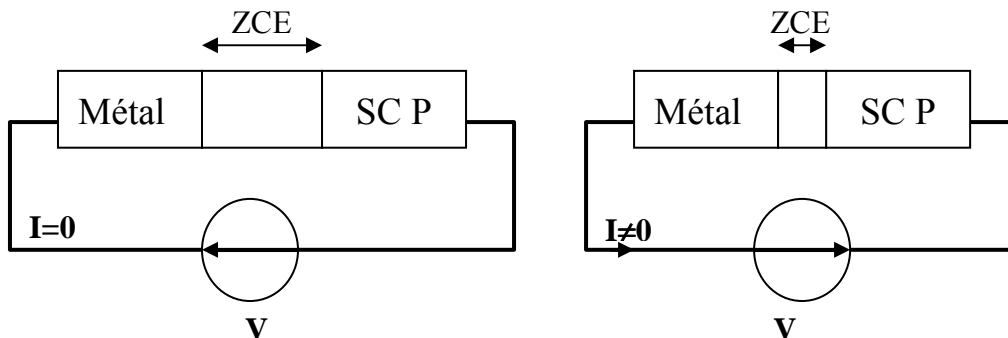


Figure III-bf : Comportement du contact métal semiconducteur N en direct (gauche) et en inverse (droite).

L'association métal-semiconducteur P avec $W_M < W_S$ présente une caractéristique courant-tension asymétrique, ce qui constitue un contact redresseur. C'est aussi une diode Schottky.

III.3.2. Compatibilité avec les contraintes technologiques d'AMS.

Nous avons vu précédemment qu'il y a deux manières de réaliser des contacts Schottky :

- Semiconducteur de type N et $W_M > W_S$
- Semiconducteur de type P et $W_M < W_S$

Nous allons maintenant voir s'il est possible de réaliser de telles structures avec les contraintes technologique AMS $0.35\mu\text{m}$. Pour cela, nous allons étudier les conditions sur les travaux de sortie métal-semiconducteur en calculant la différence $\phi_{MS} = W_M - W_S$. Les matériaux utilisés dans le process sont l'aluminium pour le métal et le silicium pour le semiconducteur.

On a :

$$U_T = 26\text{mV @ } 300\text{K}$$

$$E_g = 1,12\text{eV (silicium)}$$

$$\chi = 4,01\text{eV (silicium)}$$

$$W_M = 4,1\text{eV (Aluminium)}$$

$$n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

W_S dépend du semiconducteur et du dopage.

III.3.2.1. Semiconducteur de type N

Le dopage donné pour les caissons N est $N_D = 1,28 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ce qui nous donne :

$$\phi_{MS} = W_M - W_S = W_M - \chi - \frac{E_g}{2} + q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad (\text{III-3})$$

$$\phi_{MS} = -0,05 \text{ eV}$$

Dans le cas présent, la condition $W_M > W_S$ n'est pas respectée pour un semiconducteur N le contact Aluminium-caisson N est un contact ohmique et non pas un contact Schottky. Il faudrait utiliser un caisson N à dopage inférieur pour respecter la condition $W_M > W_S$.

III.3.2.2.Semiconducteur de type P

Le dopage donné pour les caissons P est $N_A=1.25 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ce qui donne :

$$\phi_{MS} = W_M - W_S = W_M - \chi - \frac{E_g}{2} - q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (\text{III-4})$$

$$\phi_{MS} = -0.88 \text{ eV}$$

Dans ce cas, la condition $W_S > W_M$ est respectée le contact métal-caisson P est un contact Schottky. On peut remarquer cependant que cette diode Schottky aura une tension de seuil élevée, ce qui n'est pas le cas des diodes Schottky du commerce utilisées pour des applications nécessitant des jonctions à faible seuil. Cependant, ce n'est pas la caractéristique en direct qui nous intéresse.

Il est donc possible de réaliser des contacts Schottky entre l'aluminium et un semiconducteur dopé P tout en respectant les contraintes technologiques du fondeur AMS.

III.3.3.Simulations et Layout

La structure étudiée est beaucoup plus simple que celle des APDs. D'après la première étude menée sur les contacts Schottky, la MSM-PD sera réalisée à partir d'un caisson P (fig.III-bg).

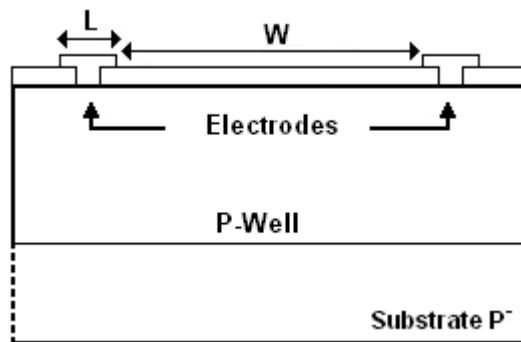


Figure III-bg : vue en coupe simplifiée de la photodiode MSM

La première étape de la conception consiste en la vérification de la faisabilité de contact Schottky avec les contraintes technologiques du fondeur. Pour cela, une diode Schottky a été conçue sous Atlas puis simulée sous Athéna. La structure est présentée figure III-bh. L'effet Schottky est obtenu par un contact aluminium-semiconducteur P peu dopé (à droite de la structure) et le contact ohmique par un contact aluminium-semiconducteur P très dopé (à gauche de la structure).

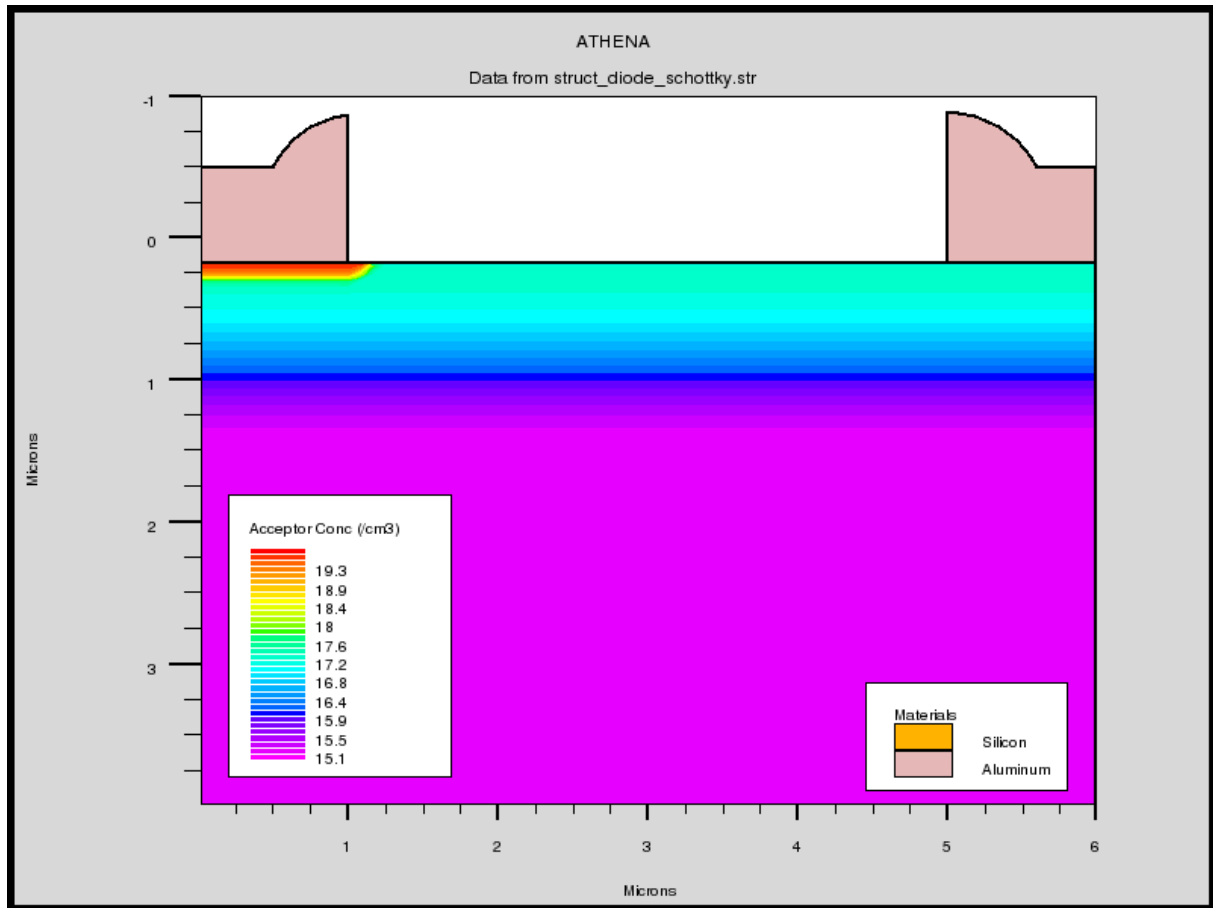


Figure III-bh : Structure d'une diode Schottky planaire.

La première simulation réalisée est celle de la caractéristique courant-tension en direct (fig.III-bi) et en inverse (fig.III-bj). Les résultats de la simulation sont cohérents avec le comportement attendu de la jonction, à savoir une caractéristique de diode en direct avec une valeur de tension de coute relativement basse et un claquage en inverse avec une tension plus élevée en valeur absolue. Cependant la valeur de la tension de seuil en direct est plus élevée que celle attendue $|\phi_{MS}| = 0,88V$. Sous polarisation inverse, la tension de claquage se situe entre $-3 V$ et $-4 V$ ce qui est compatible avec les tensions admissibles par la technologie CMOS. Cette simulation valide le fonctionnement de la jonction Schottky.

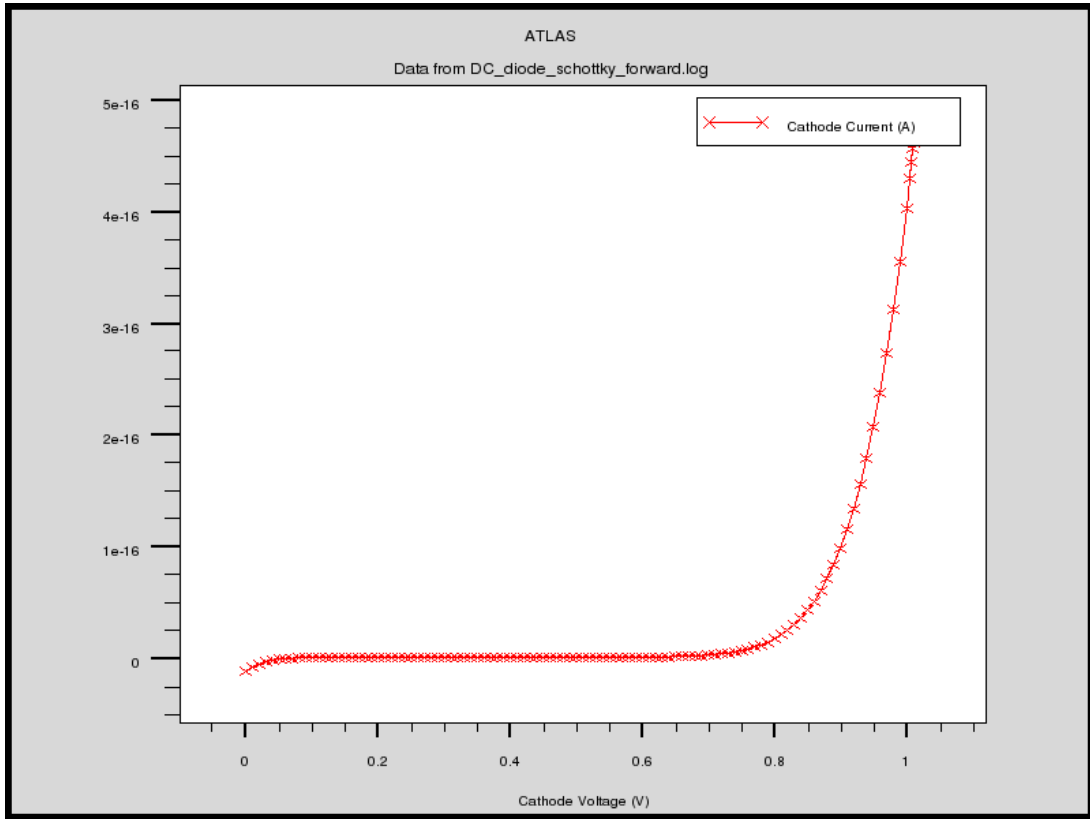


Figure III-bi : caractéristique I-V de la diode Schottky sous polarisation directe.

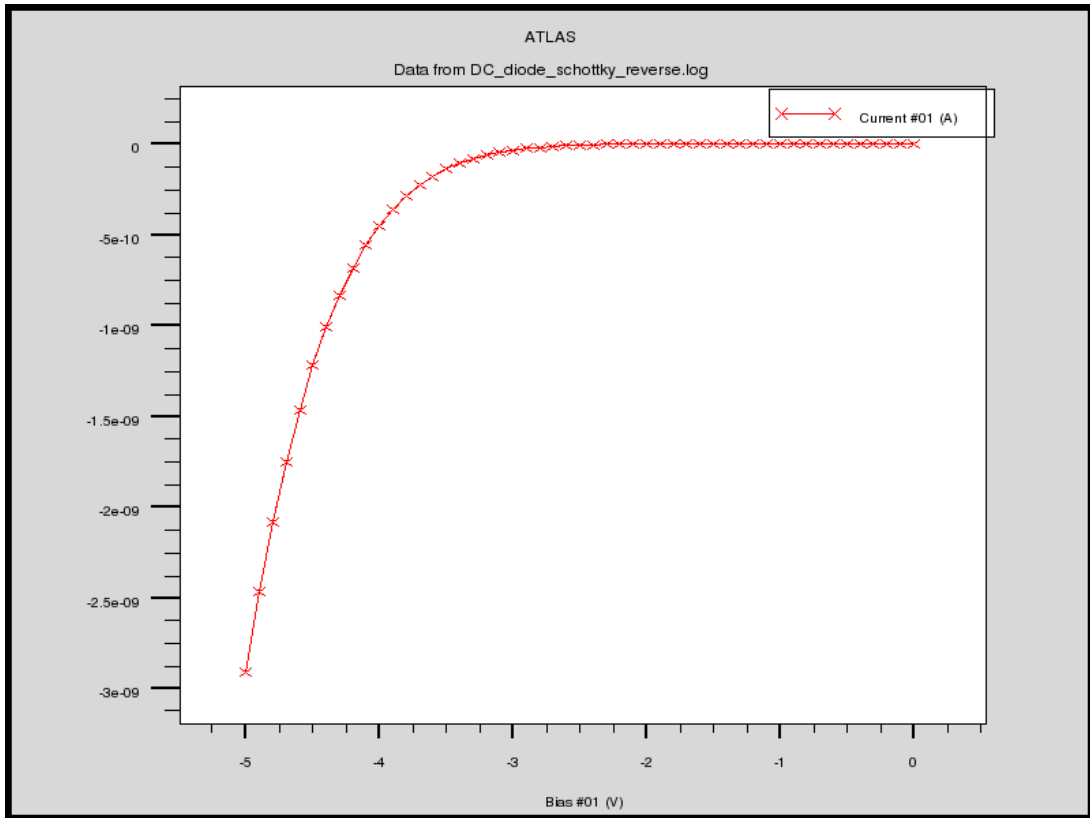


Figure III-bj : caractéristique I-V de la diode Schottky sous polarisation inverse.

La figure III-bk présente la structure de la photodiode à barrière Schottky sur caisson P. La distance entre les électrodes définit la zone photosensible de largeur W .

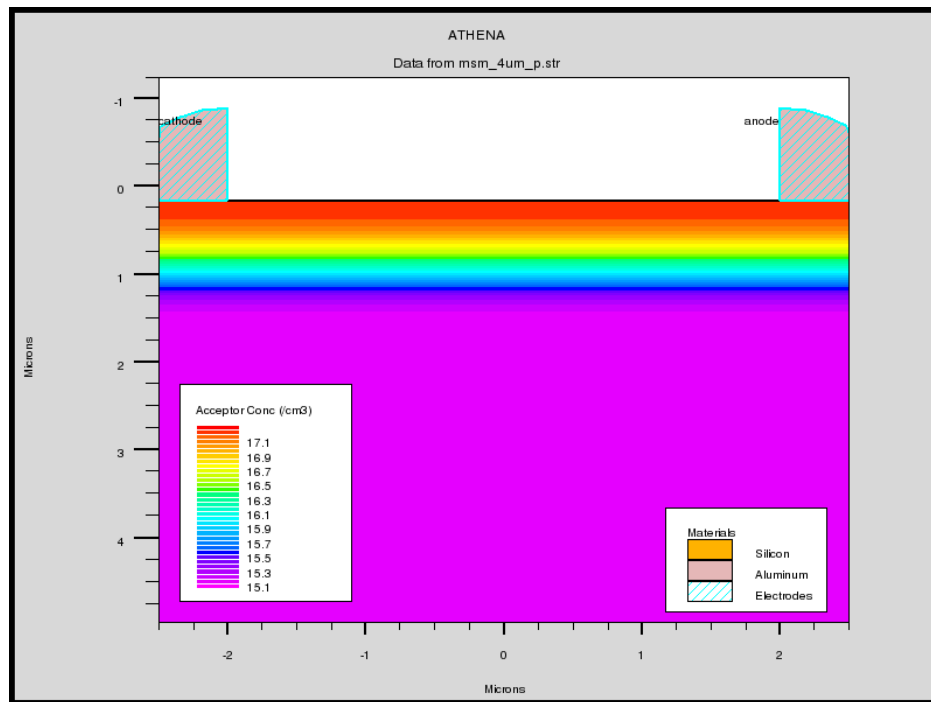


Figure III-bk : Structure de la photodiode métal-semiconducteur-métal.

En fonctionnement normal, il est nécessaire que la zone entre les électrodes soit totalement déplétée afin de favoriser la collecte des paires électron-trou générées par l'absorption des photons d'une part, et obtenir un champ électrique suffisamment élevé pour obtenir le claquage inverse de la jonction métal-semiconducteur le plus rapidement possible d'autre part, afin de bénéficier de la non-linéarité de la caractéristique en inverse. Le fait de rapprocher les électrodes de contact permet d'augmenter le champ électrique pour une même tension appliquée entre ces contacts mais diminue fortement la sensibilité de la photodiode à cause de la zone d'ombre introduite par celles-ci. C'est pour cela que des études ont été menées pour contourner ce problème en rendant les électrodes transparentes vis à vis du flux lumineux ([Budianu, 2006]). L'aluminium n'étant pas complètement transparent à la longueur d'onde considérée, la première simulation de la structure consiste à montrer l'influence de l'espacement inter-électrode W sur la caractéristique courant-tension du composant.

La figure III-bl regroupe les caractéristiques courant-tension des différentes structures de MSM-PD avec des distances inter-électrode allant de $1 \mu\text{m}$ à $5 \mu\text{m}$. La valeur de la tension de coude diminue, en valeur absolue, pour une augmentation de la distance W et atteint un

minimum pour $W = 4\mu\text{m}$. Le comportement de ce photodétecteur étant symétrique, nous nous attarderons uniquement sur une moitié de la caractéristique dans les simulations à suivre.

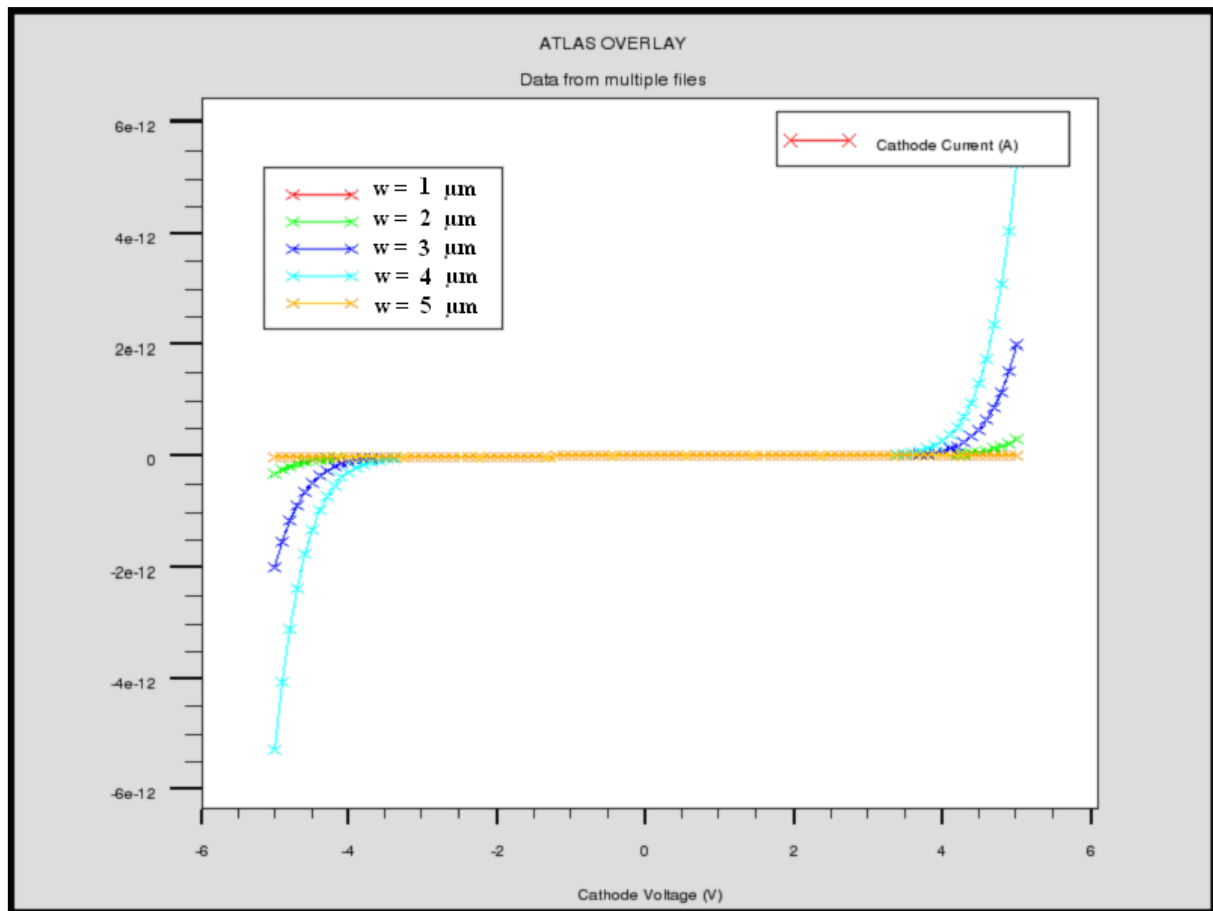


Figure III-bl : Influence de la distance inter-électrodes W sur la caractéristique $I=f(V)$.

La figure III-bm présente la sensibilité spectrale de la photodiode MSM polarisée à -2 V pour ne pas voir l'influence de la tension de coude inverse. Cette sensibilité spectrale en $\text{A} \cdot \text{W}^{-1}$ est déterminée par le rapport entre l'éclairement incident en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et le courant généré dans la structure en Ampère le tout ramené à la surface de la zone active simulée en cm^2 .

De par sa structure planaire et sa zone d'absorption fine et très proche de la surface, la MSM-PD présente un maximum de sensibilité pour les faibles longueurs d'onde. Cette sensibilité décroît rapidement quand la longueur d'onde augmente. En effet, pour une tension de polarisation de -2 Volt et compte tenu de l'équation II-4, la profondeur de la zone d'absorption des photons est égale à $0.083 \mu\text{m}$. Le tableau III- θ représente le taux d'absorption de photon en fonction de la longueur d'onde.

Tableau III- θ : Coefficient d'absorption pour différentes longueurs d'onde dans le silicium, taux d'absorption sur une profondeur de $0.083 \mu\text{m}$.

λ (nm)	α (cm^{-1})	Absorption rate (%)
450	41682	30
600	5219	4.2
800	936	0.77

De plus, la simulation a également été réalisée pour plusieurs valeurs de l'espacement inter-électrodes afin de mettre en évidence le compromis entre la sensibilité et le champ électrique nécessaire à la création de la zone d'absorption des photons (fig.III-bm). En effet, pour une même tension de polarisation donnée, la sensibilité augmente avec l'espacement des électrodes avec un maximum pour $4 \mu\text{m}$. Au delà, la sensibilité diminue, la ZCE ne s'étend plus assez pour collecter suffisamment de photons.

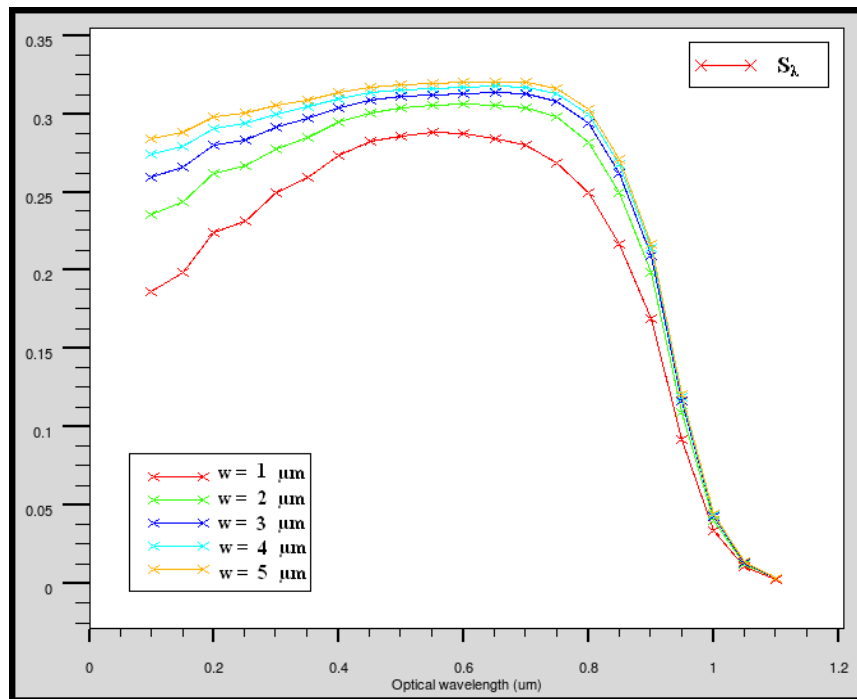


Figure III-bm : Réponse spectrale de la photodiode MSM ($V_{\text{cathode}} = 2\text{V}$) pour différentes distances W .

Il est aussi très intéressant de regarder l'évolution du rapport entre le courant traversant la structure et le photocourant généré par un flux de photon incident en fonction de la tension de polarisation appliquée (fig.III-bn). Tant que la tension appliquée entre les électrodes reste faible, le « gain » reste égal à 1. Cependant, lorsque l'on s'approche de la tension de coude, ce « gain » augmente et présente une zone fortement non-linéaire. C'est donc dans cette zone qu'il faut polariser le composant pour réaliser le mélange optoélectronique.

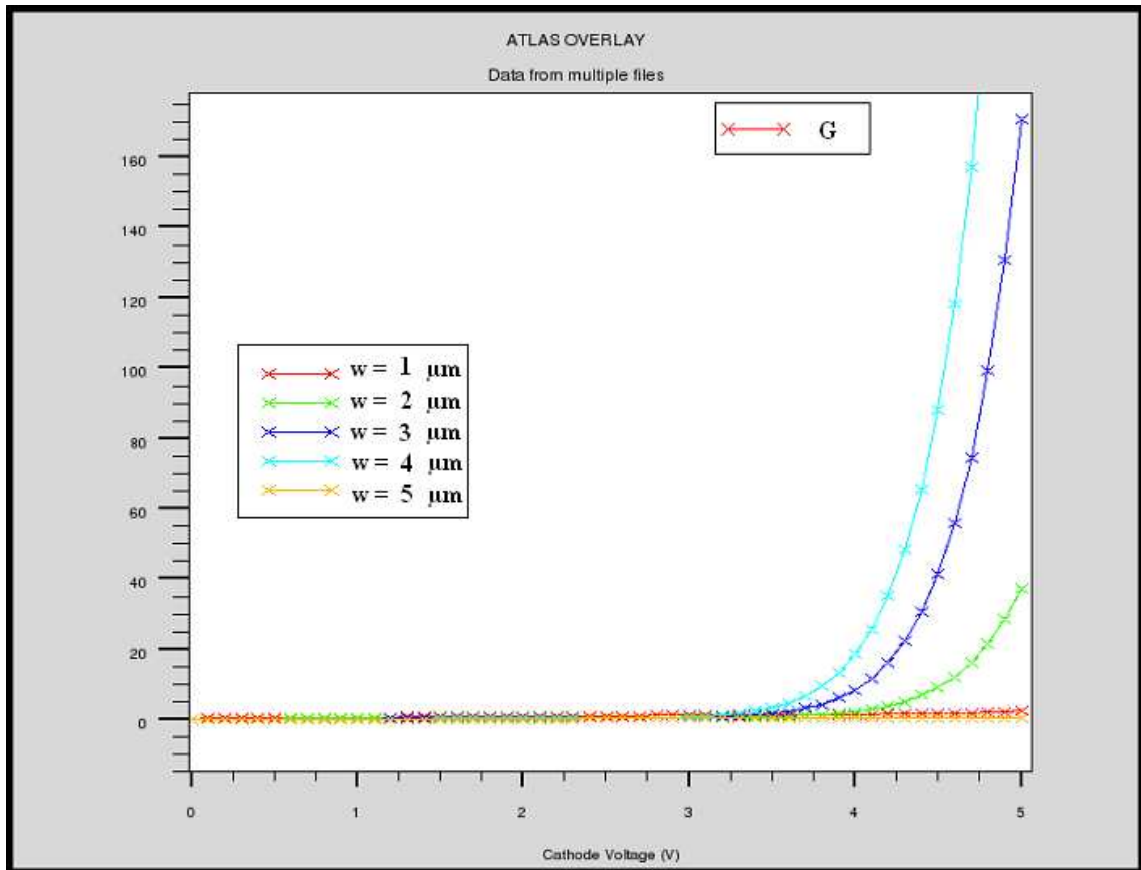


Figure III-bn : Gain photoélectrique de la photodiode MSM en fonction de la distance w pour un éclairement d'une puissance $P_{opt} = 1 \mu\text{W}$ à $\lambda = 400 \text{ nm}$.

Enfin, l'étude temporelle de la MSM-PD permet de valider le fonctionnement du photodétecteur en mélangeur optoélectronique. Les simulations précédentes ont permis de déterminer le point de polarisation du composant. Les figures III-bo et III-bp présentent le courant traversant la MSM-PD en temporel et en fréquentiel respectivement. La photodiode a été polarisée dans la région où la non-linéarité de la caractéristique est la plus prononcée ($V = -4 \text{ V}$) et l'amplitude de la modulation en tension autour de ce point de fonctionnement est de 2 V crête à crête à la fréquence $f_{OL} = 1 \text{ MHz}$. L'éclairement optique incident a une composante continue de $50 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ et une composante alternative de $100 \text{ mWpp}\cdot\text{cm}^{-2}$ à la fréquence $f_{RF} = 1.1 \text{ MHz}$.

Le courant traversant la photodiode contient les fréquences des signaux d'excitation à 1 MHz et 1.1 MHz et le mélange de ces fréquences à 100 kHz et 2.1 MHz . D'autres composantes sont visibles sur le spectre en fréquence du courant. Ceux ci viennent des produits d'intermodulation d'ordre supérieur à 2 dû à la non-linéarité de la zone de coude. Dans le domaine temporel, les effets du mélange sont nettement visibles par une enveloppe basse fréquence autour du signal.

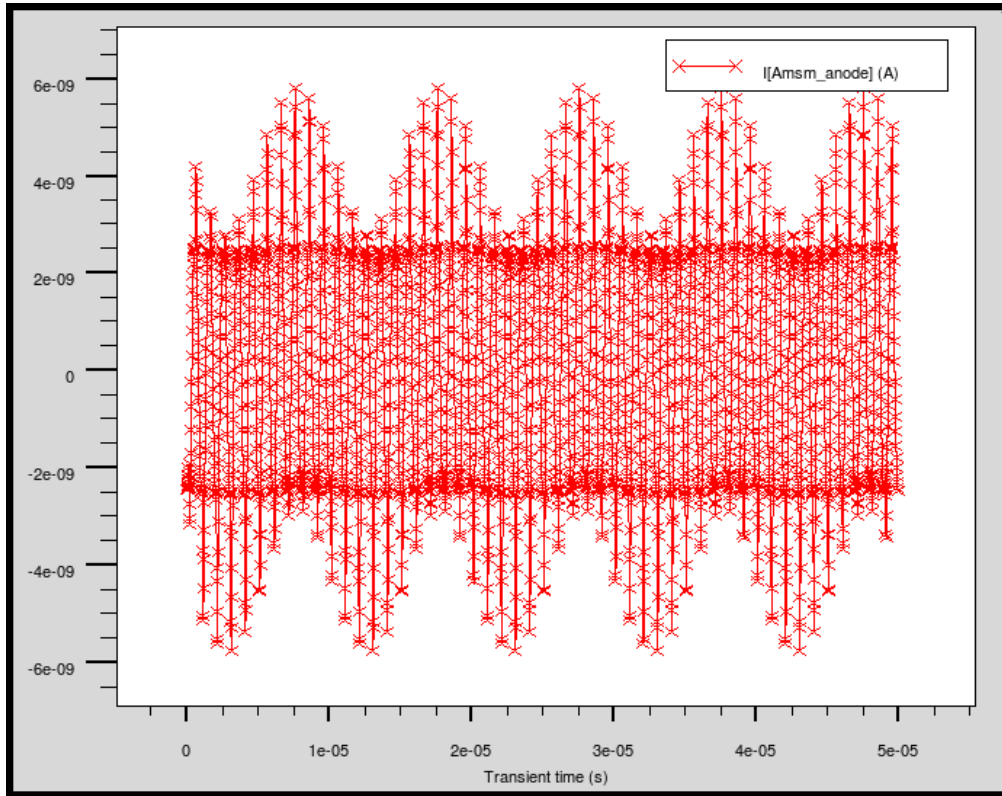


Figure III-bo : Simulation temporelle du mélange optoélectronique de la MSM-PD.

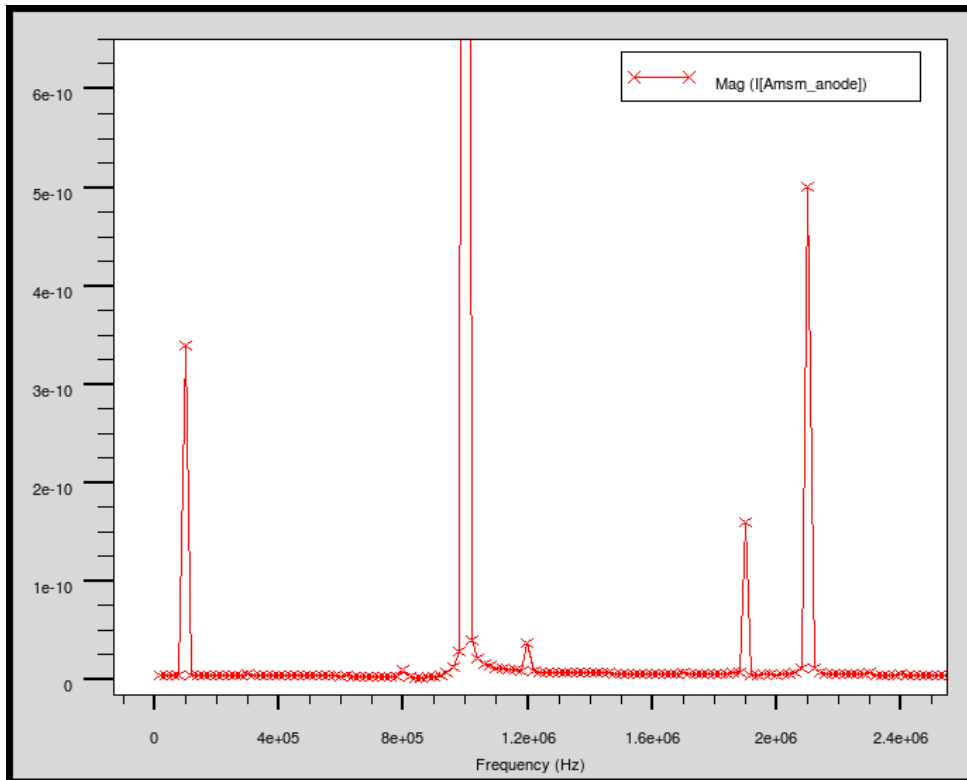


Figure III-bp : Transformée de Fourier du mélange optoélectronique de la MSM-PD.

Les simulations technologiques et électriques de la photodiode à barrière Schottky sous SILVACO, en tenant compte des contraintes d'un process technologique CMOS standard, permettent de valider son intégration dans une technologie CMOS. Les simulations temporelles montrent qu'il est possible d'utiliser ce photodétecteur en mélangeur optoélectronique.

Pour valider expérimentalement le bon comportement de cette photodiode observé en simulation, celle-ci a été intégrée dans une ASIC. La figure III-bq présente le layout réalisé sous Cadence.

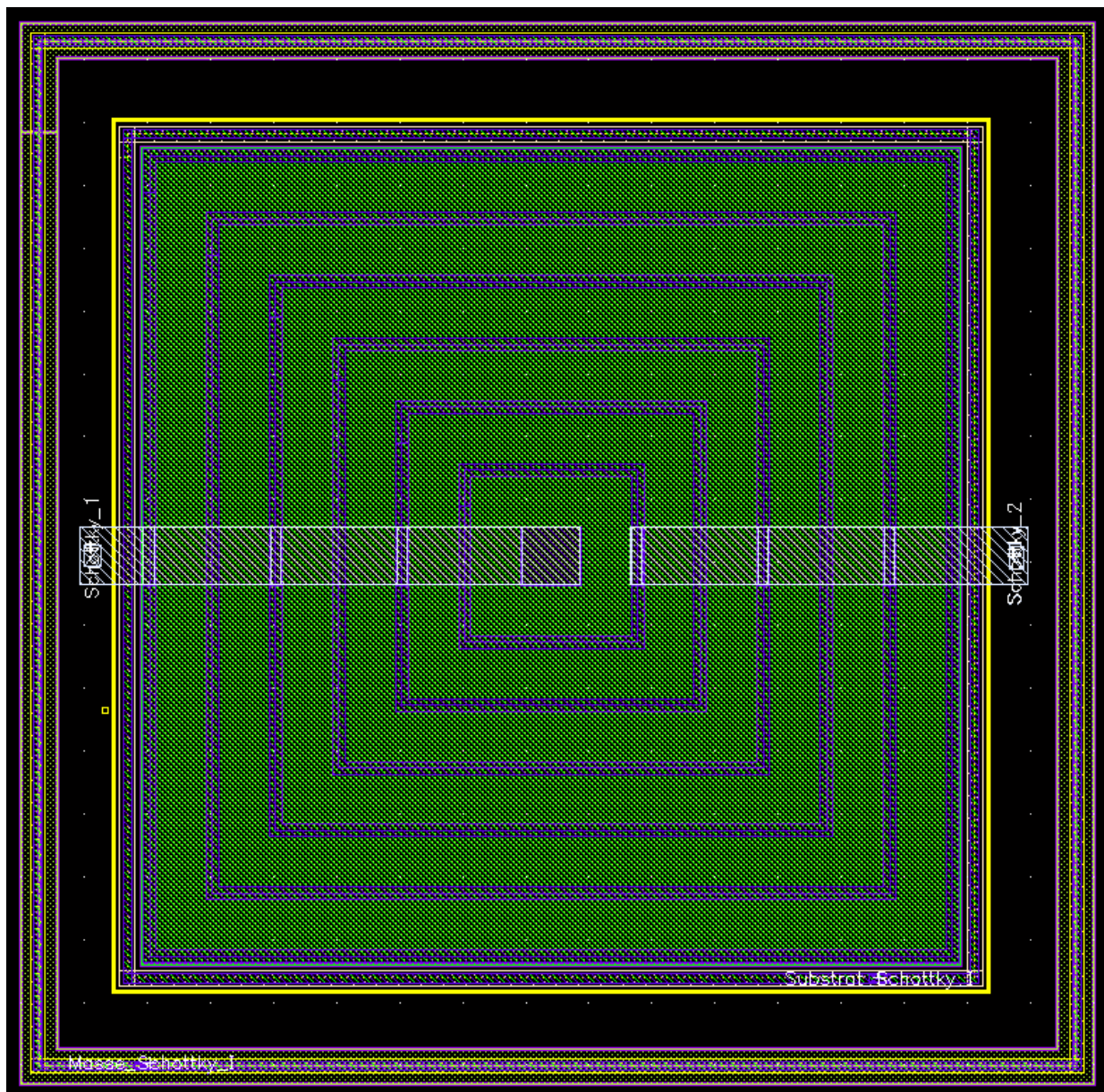


Figure III-bq : Layout de la photodiode à barrière Schottky.

III.4.PHOTOCONDUCTEUR

III.4.1.Theorie

Le photoconducteur a la structure la plus simple à mettre en œuvre parmi tous les photodétecteurs présentés jusqu'à présent. Il ne présente pas de contrainte particulière pour une intégration en technologie CMOS. L'étude théorique du chapitre précédent montre que les performances globales du photodétecteur dépendent du type de porteurs majoritaires au sein de la structure. C'est pour cela que le photoconducteur étudié sera basé sur un caisson de type N afin de bénéficier de la mobilité des électrons qui est environ 3 fois plus élevée que celle des trous dans le silicium.

III.4.2.Simulations et Layout

Comme il a été présenté au chapitre précédent, les photoconducteurs sont utilisés sous de forts champs électriques afin que les porteurs puissent atteindre leurs vitesses de saturation (10^7 cm.s^{-1} pour les électrons dans le silicium) et donc de bénéficier d'un comportement non linéaire. Pour cela, et comme pour les photodiodes à barrière Schottky, la géométrie de la structure prend une part importante dans la conception du photodétecteur.

La première simulation de la structure consistera à mettre en évidence l'influence de la distance entre les électrodes sur la caractéristique courant-tension (fig.III-br). On constate une non-linéarité beaucoup plus prononcée ainsi qu'un courant raisonnable pour $W = 1 \mu\text{m}$.

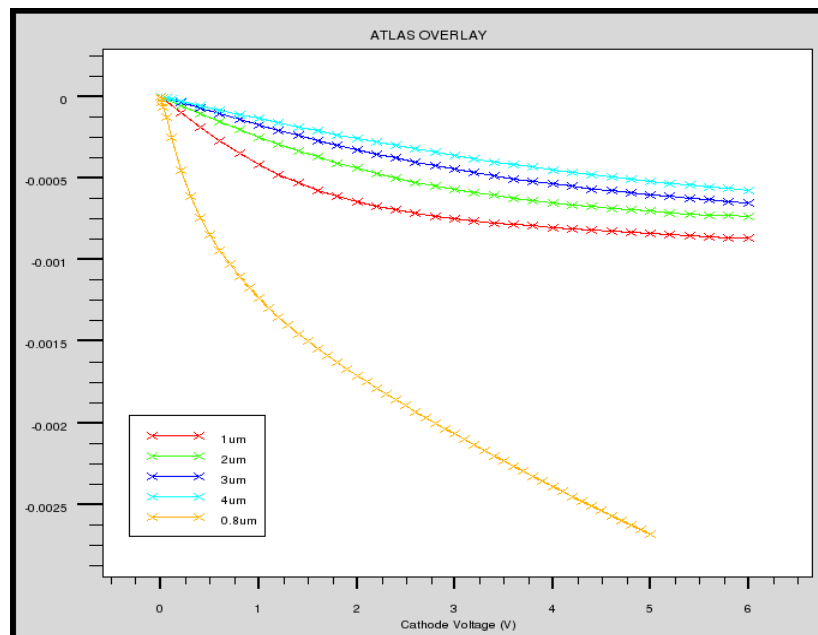


figure III-br : Caractéristique courant-tension du photoconducteur pour différentes valeurs de W de distance inter-électrode.

Contrairement aux structures étudiées auparavant, la zone d'absorption des photons du photoconducteur est très large. Des paires électron-trou peuvent donc être créés assez profondément ce qui fait que la sensibilité spectrale de ce photodétecteur peut s'étaler beaucoup plus du côté des fortes longueurs d'onde. La figure III-bs présente la sensibilité spectrale du photoconducteur étudié. Cette sensibilité est quasi constante entre 500 nm et 800 nm environ et est proche du maximum théorique de 1.

Le gain photoélectrique du photoconducteur est calculé à partir du rapport entre le photocourant créé par l'absorption de photon et le courant traversant le photoconducteur (fig.III-bt). Dans le cas du photoconducteur, ce gain peut être très important et en concordance avec les valeurs répertoriées dans le tableau II- α . Ce gain présente aussi une non-linéarité puisqu'il dépend du courant dans le photoconducteur. Il sera alors judicieux de polariser le photoconducteur aux alentours de 2 V pour bénéficier de la meilleure non-linéarité du gain photoélectrique.

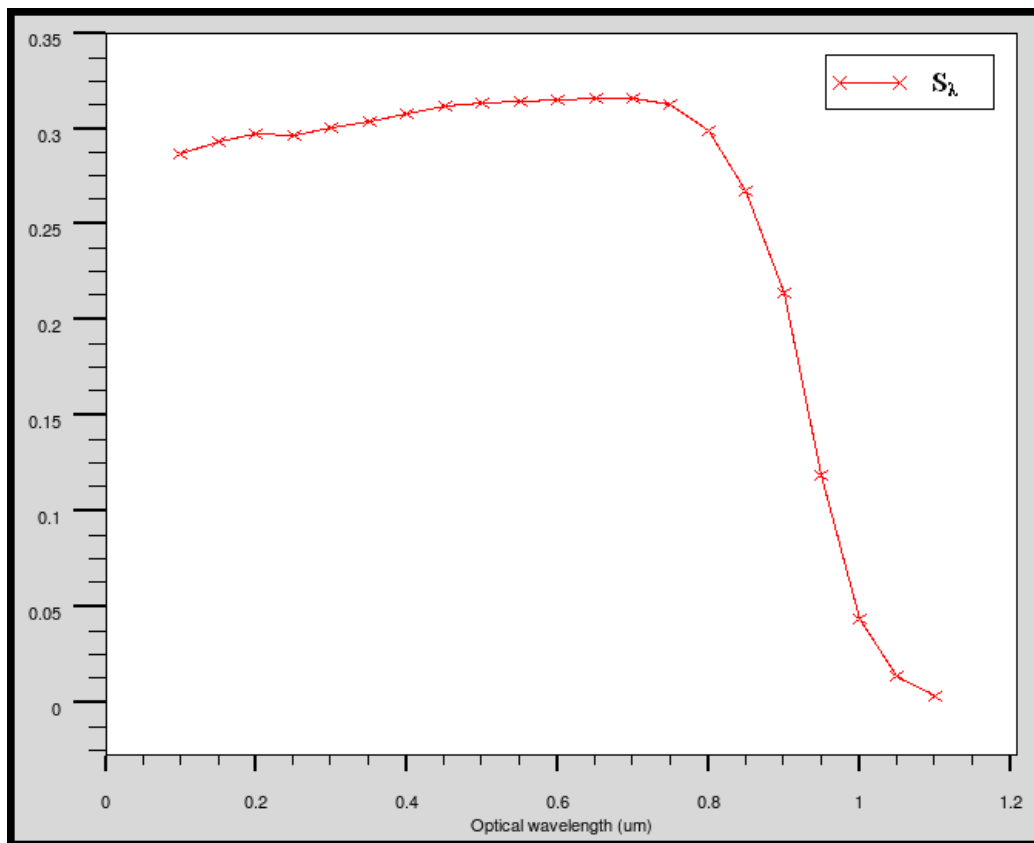


Figure III-bs : Sensibilité spectrale du photoconducteur.

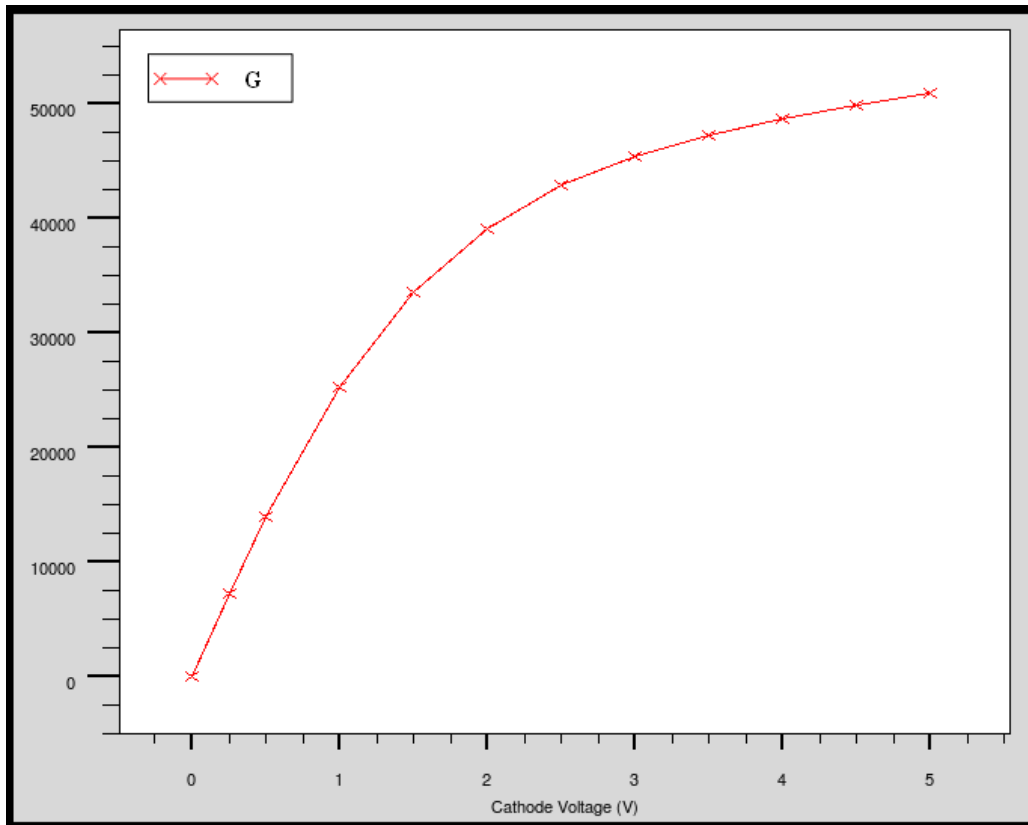


Figure III-bt : Gain interne en fonction de la tension de polarisation à $\lambda = 800 \text{ nm}$.

Les figures III-bu et III-bv présentent l'évolution du courant au sein du photoconducteur dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel respectivement. Le photoconducteur a été polarisé à 2 V et l'amplitude de la modulation en tension autour de ce point de fonctionnement est de 2 V crête à crête à la fréquence $f_{OL} = 1 \text{ MHz}$. L'éclairement optique incident a une composante continue de 50 mW.cm^{-2} et une composante alternative de 100 mWpp.cm^{-2} à la fréquence $f_{RF} = 1.1 \text{ MHz}$, pour se mettre dans les mêmes conditions que les autres photodétecteurs.

Le courant traversant la photodiode contient les fréquences des signaux d'excitation à 1 MHz et 1.1 MHz et le mélange de ces fréquences à 100 kHz et 2.1 MHz. D'autres composantes sont visibles sur le spectre en fréquence du courant. Ceux-ci viennent des produits d'intermodulation d'ordre supérieur à 2. Par rapport aux autres structures, un courant très important traverse le photoconducteur, ce qui dégrade fortement le mélange optoélectronique. On remarque que l'amplitude du signal basse fréquence issu du mélange est très faible.

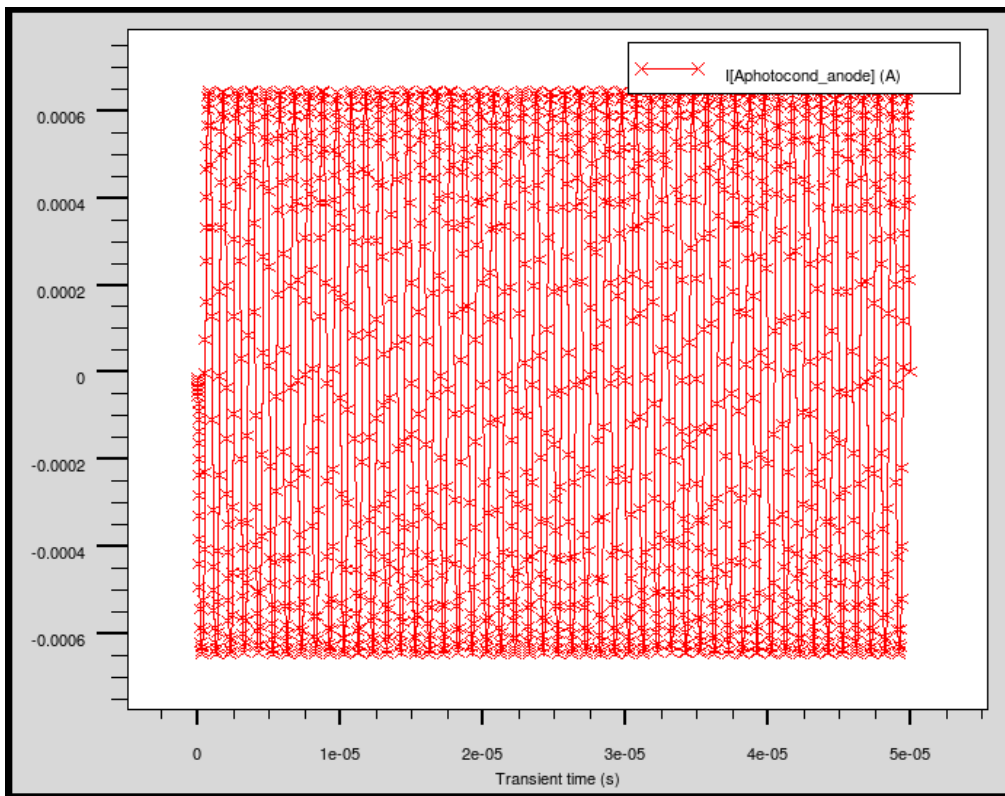


Figure III-bu : Simulation temporelle du mélange optoélectronique du photoconducteur.

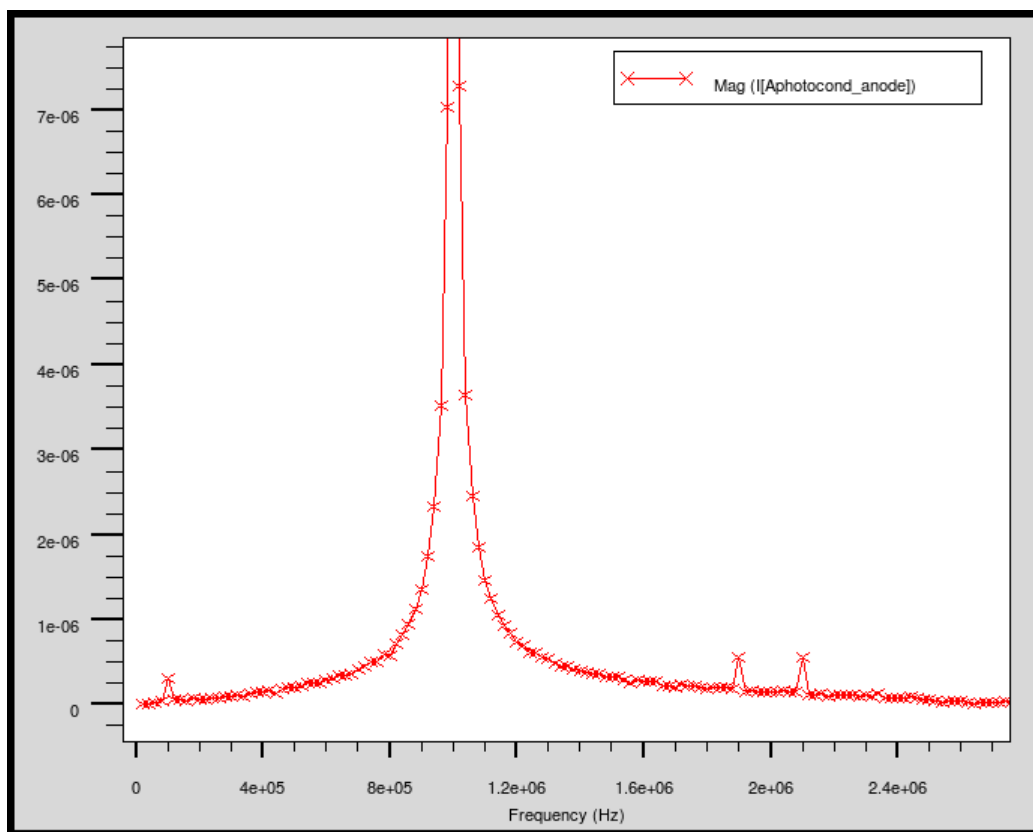


Figure III-bv : Transformée de Fourier du mélange optoélectronique du photoconducteur.

Les simulations technologiques et électriques de la photodiode à barrière Schottky sous SILVACO, en tenant compte des contraintes d'un process technologique CMOS standard, permettent de valider son intégration dans une technologie CMOS. Les simulations temporelles montrent qu'il est possible d'utiliser ce photocapteur en mélangeur optoélectronique.

Pour valider expérimentalement le bon comportement de cette photodiode observé en simulation, celle-ci a été intégrée dans une ASIC. La figure III-bw présente le layout réalisé sous Cadence.

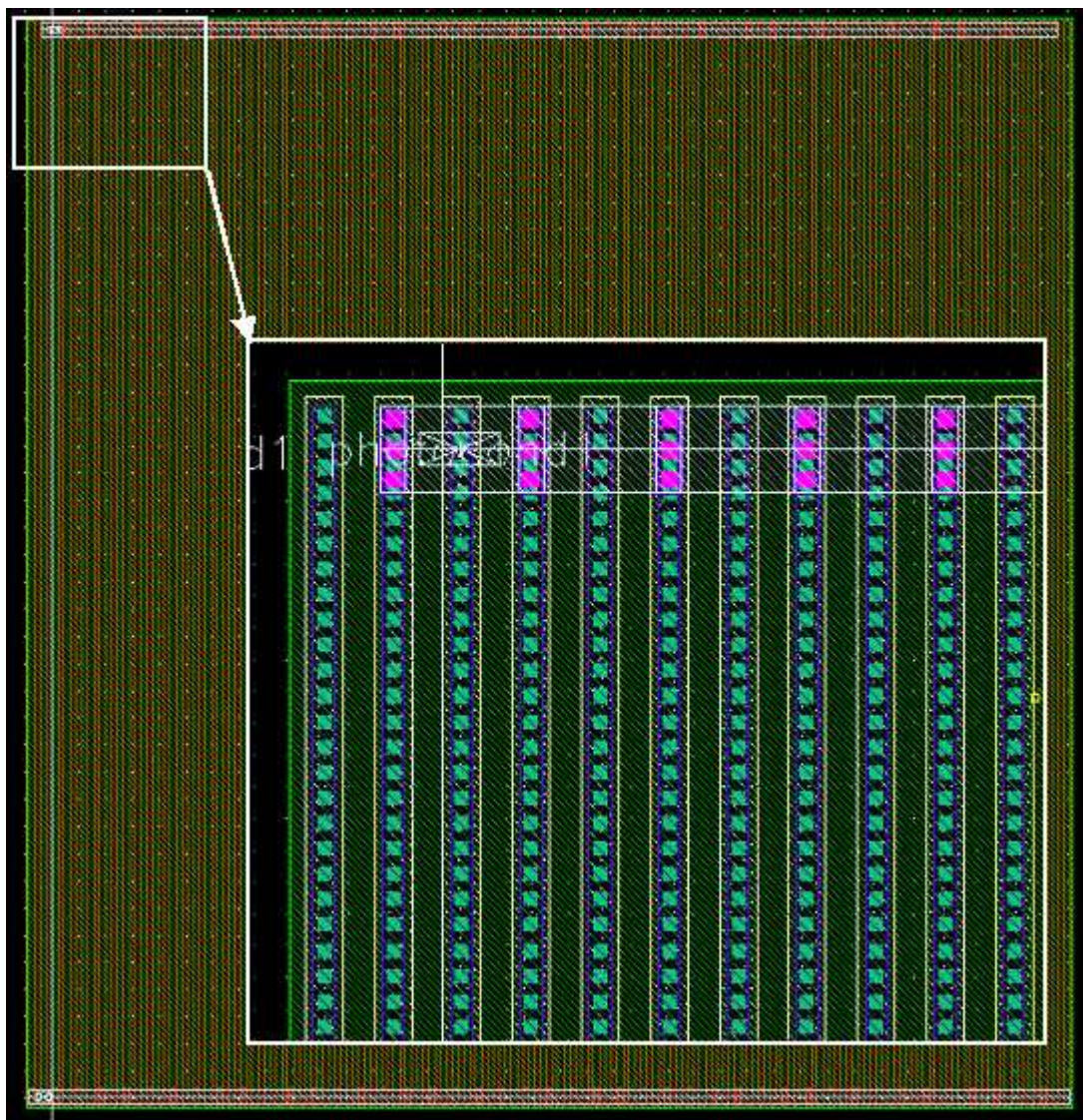


Figure III-bw : Layout du photoconducteur.

III.5.CONCLUSION

Les simulations des différentes structures présentées dans ce chapitre montrent qu'il est possible d'intégrer des photodétecteurs en technologie CMOS standard sans modification du procédé et de les faire fonctionner en mélangeurs optoélectroniques. Chacun de ces mélangeurs optoélectroniques ont leurs performances propres en termes de sensibilité spectrale, de consommation et de gain photoélectrique.

Les tests fonctionnels déjà réalisés sur les APDs ont permis de confirmer les résultats des simulations et d'approfondir l'étude des mélangeurs optoélectroniques en apportant des informations jusque là inaccessibles en simulation, notamment concernant l'hétérodynage. Dans l'ensemble, les résultats des simulations ainsi que des expérimentations sont en adéquation avec les modèles et comportements théoriques associés aux différents photodétecteurs. Cependant, les écarts de dopage des couches et des profondeurs de jonction entre les valeurs typiques utilisées pour établir nos modèles, et les valeurs réelles, donnent parfois lieu à des écarts importants qui engendrera nécessairement une mauvaise reproductibilité d'un run à l'autre. Par exemple, la largeur de l'anneau de garde de l'APD_N+P_I est différente de la valeur prévue. Ceci est certainement dû à un écart par rapport à la profondeur et/ou au dopage du P-tub. Enfin, certaines valeurs de dopage (DNTUB par exemple) ont dû être déduites des valeurs électriques données par AMS. Ces calculs apportent une incertitude supplémentaire sur nos modèles. Et malgré nos demandes répétées (via le CMP ou directement auprès d'eux), AMS n'a jamais voulu nous donner d'informations complémentaires pour nous aider à développer ns capteurs. Il faudrait donc peut être envisager de mettre en place un accord de confidentialité avec un technologue plus ouvert à la collaboration.

Maintenant que tous les mélangeurs optoélectronique de type photodiodes à avalanche CMOS ont été caractérisés, il est temps de procéder à la mise en application visée. Le chapitre suivant va donc présenter la conception d'une chaîne de mesure multivoies pour une tête de photoréception CMOS matriciée pour un télémètre laser embarqué haute résolution. La photodiode à avalanche P+N_NI à été retenue pour la conception de cette chaîne de mesure car elle présente un bon compromis entre le temps de réponse, les performances en bruit et la sensibilité mais elle a surtout obtenu les meilleurs résultats expérimentaux de qualification.

III.6.RÉFÉRENCES

[Budianu, 2006] : E.Budianu, M.Purica, F.Iacomi, C.Baban, “Optically Transparent Electrodes for Photoresponse Enhancement of MSM Photodetector”, *International Semiconductor Conference*, Vol.1, pp. 137 – 140, 27-29 Sept. 2006.

[Dupuy, 2003] : “TÉLÉMÈTRE LASER PAR MODULATION DE FRÉQUENCE UTILISANT UN MÉLANGEUR OPTOÉLECTRONIQUE POUR LA MESURE DE DISTANCE SUR CIBLES NON COOPÉRATIVES”

[Faramazpour, 2008] : N. Faramazpour , M. Jamal Deen, S. Shirani, Q. Fang “Fully integrated photon avalanche diode detector in standard CMOS 0.18 μ m technology”, *IEEE Transactions on electron devices*, vol.55 No3 pp760-767, 2008.

[Finkelstein, 2006] : H.Finkelstein, M.J.Hsu, S.C.Esener, “STI-Bounded Single-Photon Avalanche Diode in a Deep-Submicrometer CMOS Technology”, *IEEE electron device letters*, vol. 27, no. 11, Nov. 2006.

[Hamamatsu] : <http://www.hamamatsu.com>

[Kang, 2007] : H.-S.Kang, W.-Y.Choi , “CMOS-compatible 60 GHz Harmonic Optoelectronic Mixer”, *Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTT-S International*, pp 233-236, June 2007.

[Moutaye, 2008] : E. Moutaye, H. Tap-Beteille, “CMOS Avalanche Photodiode Embedded in a Phase-Shift Laser Rangefinder”, *Electron Devices, IEEE Transaction on*, Vol.55, Issue 12, pp 3396 - 3401, Dec. 2008.

[Rochas, 2002] : A. Rochas, A. Pauchard, P. A. Besse, D. Pantic, Z. Prijic, R. S. Popovic, “Low-Noise Silicon Avalanche Photodiodes Fabricated in Conventional CMOS Technologies” , *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol.49, n°3, Mar. 2002.

[Stapels, 2006] : C.J. Stapels, W.G.Lawrence, F.L. Augustine, J.F. Christian, “Characterization of a CMOS Geiger photodiode pixel”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol.53, Issue 4, pp 631 – 635, 2006.

[Sze, 1981] : S. M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, 2nd edition, A Wiley Interscience Publication, 1981, ISBN 0-471-05661-8.

[Kwon, 2004] H.I.Kwon, M.I.Kang, B.G.Park, J.D.Lee, S.S.Park, “The analysis of dark signals in the CMOS APS imagers from the characterisation of test structures”, *IEEE Transactions on electron devices*, vol.51 No2 pp178-184, 2004.

CHAPITRE IV

Conception d'une chaîne de mesure multivoies pour une matrice de photoréception CMOS pour un télémètre laser embarqué haute résolution.

Ce chapitre présente la conception d'une chaîne de mesure multivoies pour une tête de photoréception CMOS matricée pour un télémètre laser embarqué haute résolution.

IV.1.INTRODUCTION

Pour accéder à la détermination de la distance par temps de vol, nous avons vu au chapitre I qu'il apparaît principalement deux techniques « classiques » : une correspondant à un régime impulsionnel, l'autre à un régime sinusoïdal permanent (à fréquence fixe ou modulée).

La mise en place d'un télémètre basé sur le principe du régime impulsionnel nécessite l'utilisation de lasers délivrant des impulsions de 1 à 100W crête optique pour déterminer des distance de 10 m à 300 m environ avec cependant une faible puissance moyenne afin de satisfaire les conditions de sécurité oculaire. Cette technique exige donc une électronique ultra-rapide difficile à réaliser que ce soit pour le pilotage de la diode laser comme pour l'instrumentation du photodétecteur. Le point délicat concerne la mise en forme du signal photoélectrique. Le régime sinusoïdal permanent, quant à lui, ne demande pas une électronique particulièrement pointue. La puissance lumineuse du laser utilisé doit, dans la majorité des applications, être faible afin de satisfaire les conditions de sécurité oculaire. Aussi les distances couvertes sont souvent plus faibles que par le système impulsionnel et on doit chercher les rapports signal sur bruit et signal sur perturbation les meilleurs possibles.

Dans le cadre du régime sinusoïdal permanent à fréquence fixe, la détermination de la distance à partir du déphasage donne de très bons résultats sur des cibles non coopératives, en particulier en termes de résolution, pour des intervalles de mesure allant de 0,5m à 20m. Une résolution proche de la dizaine de μm peut être obtenue à l'aide de cette technique de mesure en modulant la puissance optique du laser à une fréquence de l'ordre du GHz. C'est cette technique qui a été retenue pour la réalisation d'un télémètre laser embarqué haute résolution car elle offre les meilleures performances en termes de précision sur une plage de mesure sans indétermination de l'ordre du mètre.

De plus, pour améliorer les performances du système en termes de bruit et de diaphonie, nous avons vu que l'utilisation de mélangeur optoélectronique devient incontournable. Ces mélangeurs optoélectroniques permettent en effet de faire l'acquisition du déphasage à des fréquences réduites. Ceci permet d'avoir de grande résolution sur la mesure de distance tout en améliorant le rapport signal à bruit du dispositif.

Enfin, le chapitre précédent démontre qu'il est possible d'intégrer des photodétecteurs en technologie CMOS standard et de les faire fonctionner en mélangeurs optoélectroniques. La photodiode à avalanche présente des caractéristiques et performances très intéressantes et l'engouement croissant de ces dernières années pour son intégration dans les systèmes optoélectroniques la place comme un composant de choix dans l'élaboration d'un télémètre laser embarqué haute résolution. La suite de ce chapitre présente la conception d'une matrice d'APD CMOS pour une tête de photoréception. L'APD P^+N avec un anneau de garde réalisé par la diffusion latérale de deux caissons N (APD_ P^+N _NI) a été retenue pour l'intégration de la chaîne de photodétection instrumentée pour des raisons qui seront explicitées plus loin.

Les parties qui vont suivre présentent les différentes architectures possibles pour la polarisation en régime statique et dynamique d'une photodiode à avalanche intégrée en technologie CMOS et fonctionnant en mélangeur optoélectronique dans le cadre d'une application télémétrique. Une étude sur les différents blocs constituant ces architectures y sera présentée avant de décrire précisément l'architecture optimale retenue. Enfin, l'analyse des résultats expérimentaux validera la conception du système télémétrique haute résolution embarqué CMOS.

IV.2.ETUDE D'UNE CHAINE DE PHOTODETECTION INSTRUMENTEE

IV.2.1.Introduction

La figure IV-b présente l'architecture globale de l'instrumentation d'une APD en mélangeur optoélectronique. En régime statique, l'APD est polarisé en courant afin d'éviter de devoir la stabiliser en température et surtout de la protéger contre les sur-courants accidentels qui pourraient être générés par une composante moyenne de la lumière incidente trop importante (composante laser et lumière ambiante). En régime dynamique, la photodiode doit être polarisée en tension afin de moduler le facteur multiplicatif M , en accord avec la relation de Miller (II-14).

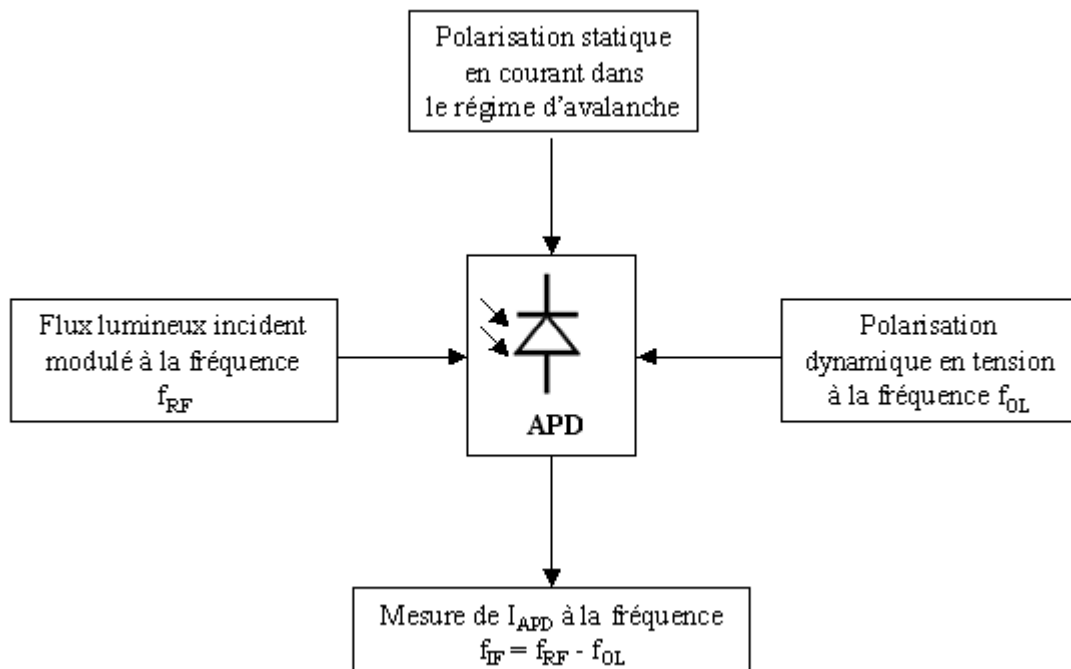


Figure IV-b : Architecture globale de l'APD en mélangeur optoélectronique.

IV2.2.Modèle électrique de l'APD

Avant de commencer la conception du circuit de polarisation et d'instrumentation de l'APD, il est nécessaire de connaître ses paramètres électriques afin d'en bâtir un modèle. Ce modèle permettra d'une part de dimensionner au mieux le circuit et d'autre part de réaliser des simulations comportementales afin de prédire au mieux les résultats et performances du système. Un modèle petit signal de premier niveau a été établi autour du point de fonctionnement à partir du dimensionnement de l'APD optimisé sous Athéna et des simulations électriques réalisées sous Atlas (fig.IV-d). Il prend en compte non seulement les

caractéristiques physiques statiques du composant telles que la résistance série d'accès R_s mais aussi les caractéristiques dynamiques comme l'impédance dynamique r_d ou la capacité de jonction c_j .

L'impédance dynamique est déterminée à partir de la caractéristique courant-tension de l'APD en prenant la pente au niveau du point de polarisation. La capacité de jonction est définie par la largeur de la zone de charge d'espace δ (eq.II-4) pour une tension de polarisation V et la surface active de l'APD A_R .

$$c_j = \frac{\epsilon_s \cdot A_R}{\delta} \quad (IV-1)$$

La valeur de la résistance d'accès série R_s équivaut essentiellement à la résistance équivalente de l'anneau de garde, la résistivité des zones N étant négligeable devant elle. En effet, le dopage de l'anneau de garde de largeur d est faible devant celui des N-Wells et vaut $N_A^- = 7,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (différence des dopants N_A et N_D).

$$R_s \approx R_p^- = \frac{\rho_p^- \cdot d}{x_p^- \cdot P} \quad (IV-2)$$

Avec x_p^- la profondeur effective de l'anneau de garde (en cm), P le périmètre de l'anneau de garde (en cm) et ρ_p^- la résistivité de l'anneau de garde (en $\Omega \cdot \text{cm}$).

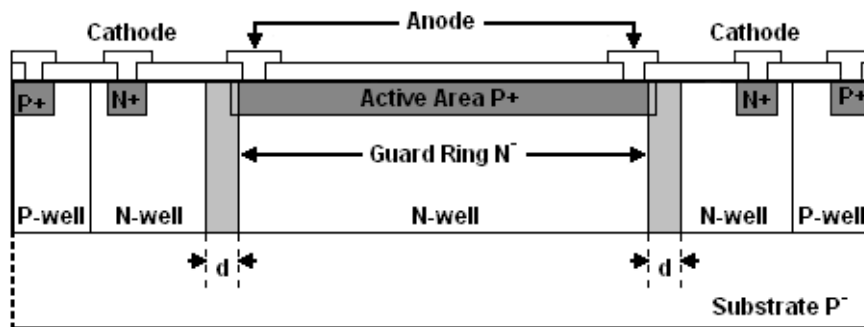


Figure IV-c : Vue en coupe de l'APD montrant l'influence de l'anneau de garde sur la résistance d'accès série.

Par exemple, pour une polarisation à -6 V et une surface active de l'APD de $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$, on a $R_s = 3.6 \Omega$, $r_d = 81 \text{ K}\Omega$, $c_j = 15 \text{ pF}$.

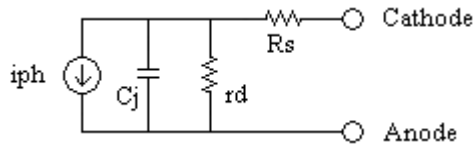


Figure IV-d : Modèle électrique petit signal de l'APD.

IV.2.3. Présentation des sources de courant

Le miroir de courant est l'une des cellules de base des circuits intégrés analogiques. Il impose très souvent la polarisation (ou point de fonctionnement au "repos") des circuits. Le budget de tension étant souvent faible, il est préférable d'utiliser au maximum la plage de tension admissible en sortie. Les principaux critères de bon fonctionnement d'un miroir de courant sont les suivants :

- un facteur de recopie en courant précis et constant,
- une plage de tension admissible en sortie la plus grande possible,
- une faible résistance dynamique d'entrée,
- une faible conductance dynamique de sortie,
- une réponse en fréquence élevée du courant de court-circuit en sortie.

Les deux sous-parties suivantes présentent les deux structures de miroir de courant les plus communes : le miroir de courant simple et le miroir cascodé.

IV.2.3.1. Miroir de courant simple

Le miroir de courant le plus simple est représenté sur la figure IV-e. Le transistor M_{N01} est configuré en "transdiode". Comme sa tension drain-source est égale à sa tension grille-source, la condition $V_{DS} > \Delta V_G = V_{GS} - V_{th}$ est forcément respectée. Ce transistor opère toujours en zone source de courant. L'équation d'état (IV-3) ([Gray, 2001]) est donc toujours valable.

$$I_D = \frac{\mu \cdot C_{OX}}{2} \left(\frac{W}{L} \right) (V_{GS} - V_{th})^2 (1 + \lambda V_{DS}) \quad (IV-3)$$

Avec μ la mobilité des porteurs (des électrons pour un transistor NMOS), C_{ox} la capacité de l'oxyde de grille par unité de surface, W/L le rapport de la largeur sur la longueur du canal du transistor et λ le facteur de modulation de la longueur du canal. Pour une technologie CMOS AMS 0.35 μ m, la tension seuil V_{th} a pour valeur typique 0.5 V pour un transistor NMOS (0.6 V pour un transistor PMOS). Le produit μC_{ox} est environ égal à 180 μ A.V² pour un transistor NMOS (60 μ A.V² pour un transistor PMOS).

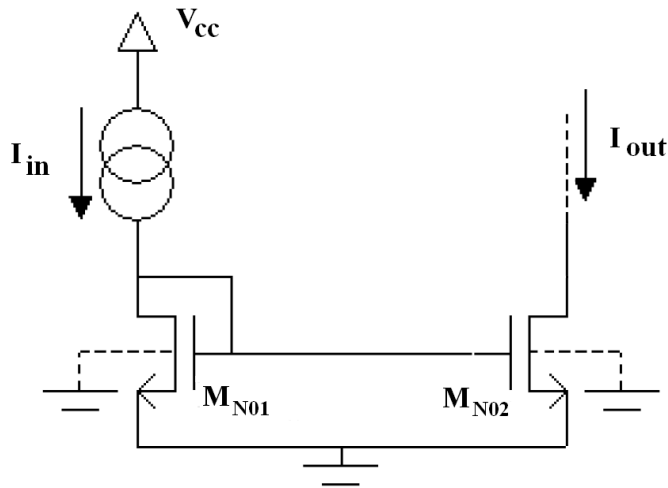


Figure IV-e : Miroir de courant simple.

Afin d'assurer une recopie fidèle en courant, le transistor M_{N02} doit aussi opérer en zone source de courant. D'après l'équation (IV-3), on peut déduire l'expression du transfert en courant du miroir au premier ordre :

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{W_2/L_2}{W_1/L_1} \frac{1 + \lambda_2 V_{DS2}}{1 + \lambda_1 V_{DS1}} \quad (IV-4)$$

Pour obtenir un courant de sortie I_{out} égal au courant d'entrée I_{in} , les tailles des transistors M_{N01} et M_{N02} sont prises identiques ($W_2/L_2 = W_1/L_1$). Pour réduire l'influence de la tension V_{DS} des deux transistors apparaissant dans le second terme, une solution simple consiste à choisir des transistors de canal long, de manière à minimiser la valeur du paramètre λ . Ce type de miroir présente la plus grande plage de tension admissible en sortie. Cette plage n'est limitée que par la polarisation du transistor M_{N02} en zone source de courant. La conductance de sortie du miroir de courant est donnée par l'équation (IV-5) :

$$g_{out} = g_{ds2} = \lambda I_{out} \quad (IV-5)$$

Nous avons fait l'hypothèse que le substrat des transistors est connecté à la masse au point de vue régime dynamique ($v_{BS}=0V$). La figure IV-f présente le schéma équivalent petit signal du miroir de courant simple. La conductance G_L et la capacité C_L de charge en sortie ont été représentées. En régime petit signal, le transistor M_{N01} câblé en transdiode présente une forte valeur de conductance dynamique ($g_{m1}+g_{ds1}$) grâce à la contre réaction parallèle entre drain et grille.

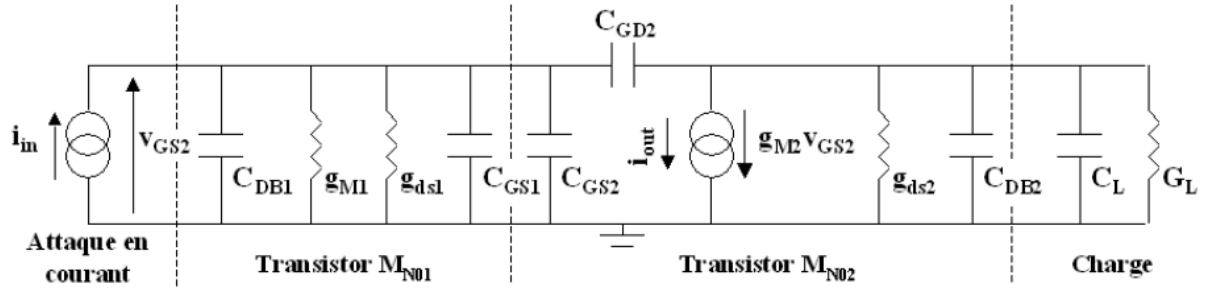


Figure IV-f : Schéma équivalent petit signal du miroir de courant simple.

Avec l'hypothèse que l'on incorpore l'admittance de sortie de M_{N02} avec la charge extérieure ($i_{out} = g_{M2} \cdot V_{GS2}$) et que l'on utilise la transformation de miller pour M_{N02} , le transfert en courant peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{i_{out}}{i_{in}}(p) = \frac{W_2 / L_2}{W_1 / L_1} \frac{1}{1 + \tau_1 p} \frac{1}{1 + \tau_2 p} \quad (IV-6)$$

Avec τ_1 et τ_2 les constantes de temps associées respectivement aux nœuds d'entrée et de sortie :

$$\tau_1 = \frac{C_{DB1} + C_{GS1} + C_{GS2} + C_{GD2} [1 + g_{m2} / (g_{ds2} + G_L)]}{g_{ds1} + g_{m1}} \quad (IV-7)$$

$$\tau_2 = \frac{C_{DB2} + C_{GD2} + C_L}{g_{ds2} + G_L} \quad (IV-8)$$

Remarque : On note que souvent, $g_{M1} \gg g_{ds1}$ car le rapport g_{M1}/g_{ds1} , correspondant au gain en tension intrinsèque d'une source commune, est de l'ordre de 30 ([Josse, 2003]). Si la charge du transistor M_{N02} est une transdiode M_{P03} ($G_L \cong 1/g_{M3}$), la fréquence de coupure associée à l'entrée s'écrit :

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\tau_1} \cong \frac{1}{2\pi} \frac{g_{m1}}{C_{DB1} + C_{GS1} + C_{GS2} + C_{GD2}(1 + g_{m2}/g_{m3})} \quad (IV-9)$$

La capacité de Miller équivalente $C_{GS2} \cdot (1 + g_{M2}/g_{M3})$ est alors relativement faible. Cela nous amène à la limite intrinsèque du miroir de courant simple, qui correspond à une fréquence de coupure produit gain – bande passante au premier ordre du transistor. Comme nous l'avons vu précédemment, un transistor de sortie ayant une grande longueur de canal permet d'augmenter la précision de la recopie du courant par une réduction de la conductance de sortie du miroir. En revanche, à même W/L , plus ce transistor est long, plus la taille des

différentes capacités associées est importante, ce qui entraîne pour une même valeur de g_m une limitation de la bande passante.

IV.2.3.2. Miroir de courant cascodé

Le miroir de courant cascodé est une alternative largement utilisée (fig.IV-g). Pour améliorer la bande passante du miroir de courant simple, tout en conservant une bonne recopie de courant et une grande résistance de sortie, un second transistor M_{N04} monté en grille commune reçoit les variations de la tension de sortie tandis que le transistor M_{N02} se charge de la bonne recopie du courant.

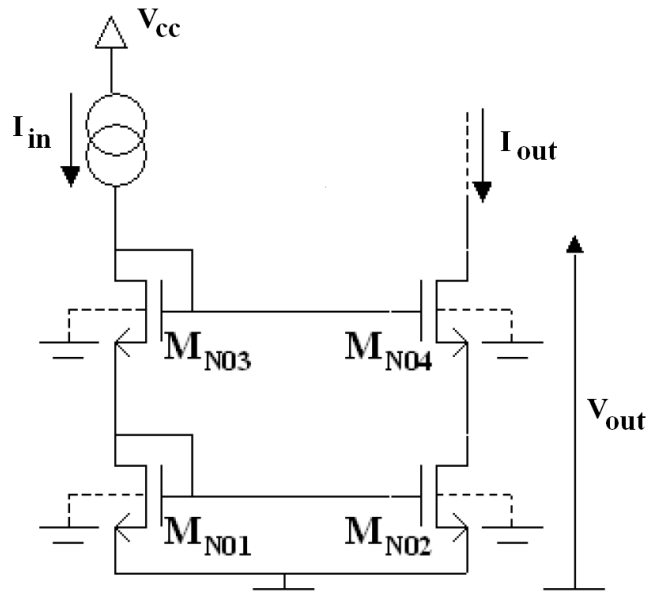


Figure IV-g : Miroir de courant cascodé.

L'expression du transfert en courant est identique à celle du miroir de courant simple (équation (IV-4)). La précision de la recopie est nettement améliorée, car la condition $V_{DS1}=V_{GS1}=V_{DS2}$ est satisfaite. Pour déterminer la conductance de sortie, on utilise le schéma équivalent représenté sur la figure IV-h.

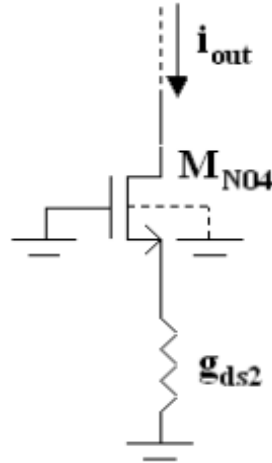


Figure IV-h : Schéma équivalent pour la détermination de la conductance de sortie du miroir cascode.

La contre-réaction série sur la grille commune (MN04) donne l'expression de la conductance de sortie g_{out} :

$$g_{out} = \frac{g_{ds4}}{1 + (g_{m4} / g_{ds2})} \quad (IV-10)$$

Prenons comme valeur de référence le gain en tension intrinsèque d'un circuit source commune ayant une conductance de charge extérieure nulle : $|g_m/g_{ds}| \cong 30$ ([Josse, 2003]). La structure cascode dont les longueurs de canal sont voisines de la longueur minimale permet d'obtenir une conductance de sortie environ 30 fois plus faible qu'un miroir de courant simple. De plus, la diminution des tailles des transistors entraîne des tailles de capacités associées plus faibles, un effet Miller réduit, et donc une augmentation de la bande passante du transfert en courant.

En revanche, le principal inconvénient de cette structure est la limite de la plage de tension admissible en sortie. En effet, la polarisation en sortie du miroir doit respecter la condition de saturation $V_{DS} > \Delta V_G$ des transistors. Ainsi, pour un miroir de courant cascodé (figure IV-g), la tension de sortie V_{out} du miroir doit être supérieure à $V_{out_mini} \cong 2\Delta V_G + V_{th}$.

Différentes méthodes existent de manière à accroître l'excursion en tension de la sortie du miroir de courant cascode. Leur principe commun est de faire en sorte que le transistor MN02 soit placé à la limite de la zone source de courant ([Sooch, 1985], [Babanezhad, 1987]). Pour cela, on fixe la tension de la grille du transistor de sortie MN04 à la polarisation $2\Delta V_G + V_{th}$. Cette méthode permet donc de diminuer d'un V_{th} la tension grille du transistor de sortie MN04. La tension de sortie V_{out} du miroir ne doit alors être supérieure qu'à $V_{out_mini} \cong 2\Delta V_G$.

IV.2.3.3. Discussion

Le choix de la structure de miroir à utiliser dépend essentiellement des critères de précision de recopie, de budget de tension admissible en sortie et de bande passante. Les structures cascodées améliorées à large excursion permettent de satisfaire tous ces critères. En terme de précision de recopie, pour un miroir de courant simple (figure IV-e) avec une transdiode pour charge extérieure, l'erreur de recopie en régime petit signal est de l'ordre de g_{ds}/g_m , soit environ 1/30, alors qu'elle peut être évaluée à $(g_{ds}/g_m)^2$, soit environ 1/900, pour un miroir de courant cascodé (figure IV-g).

Néanmoins, les structures cascodées sont plus complexes à mettre en oeuvre. De plus, elles nécessitent plusieurs courants de polarisation supplémentaires. En terme de simplicité, de précision de recopie et de budget de tension admissible en sortie, le miroir de courant simple utilisant des transistors relativement longs (de l'ordre de deux fois la longueur minimale) présente des performances suffisantes, avec une erreur de recopie de l'ordre de 3%.

C'est pourquoi le choix de l'une ou l'autre de ces structures dépendra essentiellement des besoins en termes de précision de recopie du courant, de la conductance dynamique de sortie et de la réponse en fréquence du courant de court-circuit en sortie.

IV.2.4. Injection du signal issu de l'oscillateur local

Afin de réaliser le mélange optoélectronique au sein de l'APD, nous avons vu qu'il était nécessaire de moduler le gain photoélectrique interne de l'APD. A cette fin, il faut faire varier la tension aux bornes de l'APD en régime dynamique. Ainsi, le circuit permettant d'appliquer le signal issu de l'oscillateur local à l'APD devra se comporter en source de tension avec une impédance de sortie faible devant celle de l'APD et présenter une grande plage de linéarité en tension pour atteindre le rendement de conversion maximum. De plus, ce circuit devra avoir une large bande passante ainsi qu'une atténuation faible pour pouvoir obtenir des résolutions élevées. En effet, dans le cadre d'une application télémétrique, l'objectif visé est une résolution de mesure de distance de l'ordre du millimètre et donc une fréquence de modulation d'au moins 8 MHz si l'on considère une résolution de mesure de déphasage $\delta\varphi = 0.02^\circ$ (eq.I-11).

On distingue d'ores et déjà deux topologies différentes à l'injection de la tension de l'oscillateur local. L'une par l'application de la tension sur l'anode pour récupérer ensuite le mélange des fréquences sur la cathode et l'autre par l'application de la tension sur la cathode

avec cette fois-ci le mélange des fréquences disponible sur l'anode. Les sous parties qui vont suivre présenteront en détail ces deux topologies à savoir l'injection sur l'anode et l'injection sur la cathode. Les avantages et inconvénients de chaque structure y sont détaillés avant de valider celle qui sera retenue pour une intégration dans un ASIC analogique CMOS 0.35 μm .

IV.2.4.1. Injection sur l'anode

Le schéma de principe du circuit d'instrumentation et de polarisation de l'APD est représenté sur la figure IV-i et le schéma détaillé est présenté à la figure IV-w après avoir justifié les choix topologiques des différentes parties qui le composent. La source de courant I_1 a pour rôle de fixer le point de fonctionnement de la photodiode à avalanche (polarisation en courant dans la zone non-linéaire). Le suiveur de tension U_1 permet d'injecter le signal issu de l'oscillateur local $v_{OL}(t)$. Il doit se comporter comme une source de tension vis-à-vis des autres éléments du circuit. Enfin, La source de courant I_2 permet de polariser le suiveur et de drainer le courant issu de l'APD. De par sa structure, une contrainte supplémentaire à la conception du circuit est à prendre en compte. Le potentiel sur l'anode de l'APD est connu et fixé par l'ensemble U_1 et I_2 . A l'opposé le potentiel sur la cathode doit rester flottant afin de palier aux dispersions de la caractéristique courant-tension inverse de l'APD. La source de courant I_1 devra donc être capable de s'adapter à ces variations de tension.

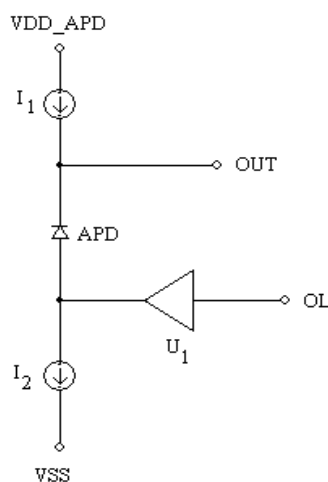


Figure IV-i : Synoptique du circuit pour une injection de l'oscillateur local sur l'anode de l'APD

IV.2.4.1.A. Source de courant I_1

D'un point de vue statique, la source de courant I_1 devra imposer à l'APD un courant I_{APD} constant. D'un point de vue dynamique, cette source devra présenter une résistance interne élevée par rapport à celle de l'APD pour ne pas subir l'influence des variations de

tension de la cathode de l'APD. On utilisera alors une source de courant cascodée qui a pour caractéristiques une bonne précision de recopie en courant, une indépendance aux effets de variation de la longueur du canal et surtout une impédance de sortie très élevée (fig.IV-j). La topologie type cascode permettra de maintenir le débit en courant constant malgré les variations de la tension au niveau de la cathode de l'APD.

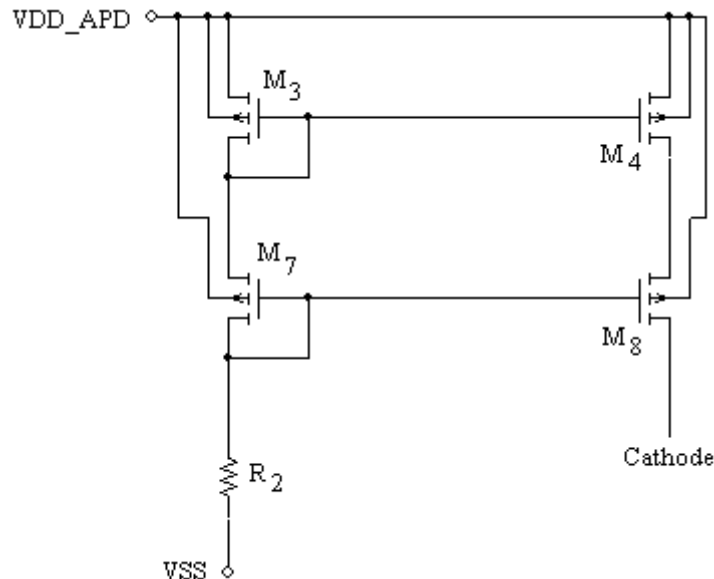


Figure IV-j : Schéma électrique de la source de courant I_1 .

La source de courant I_1 comprend donc deux transistors PMOS (M4 et M8) pour la recopie du courant avec un rapport (W/L) grand pour que sa résistance dynamique de sortie soit grande devant celle de l'APD. La branche principale du miroir de courant est réalisée par deux transistors PMOS (M3 et M7) avec un rapport (W/L) 10 fois plus grand que celui de M4 et M8 pour diminuer d'une part la résistance dynamique vue sur les grilles et donc avoir un comportement en source de tension et, d'autre part, pour avoir une résistance de polarisation R_2 faible et donc intégrable.

On peut remarquer que l'on a un courant de référence dix fois plus grand que I_{APD} ce qui peut engendrer une consommation du dispositif plus importante. Cependant cette approche est plus intéressante si on utilise cette unique source pour polariser plusieurs APDs.

IV.2.4.1.B. Suiveur de tension U_1 :

L'injection du signal issu de l'oscillateur local $v_{OL}(t)$ se fait à l'aide de deux transistors montés en suiveur et présentant une grande plage de linéarité (fig.IV-k). Ce circuit doit se comporter en source de tension avec une impédance de sortie faible devant celle de l'APD.

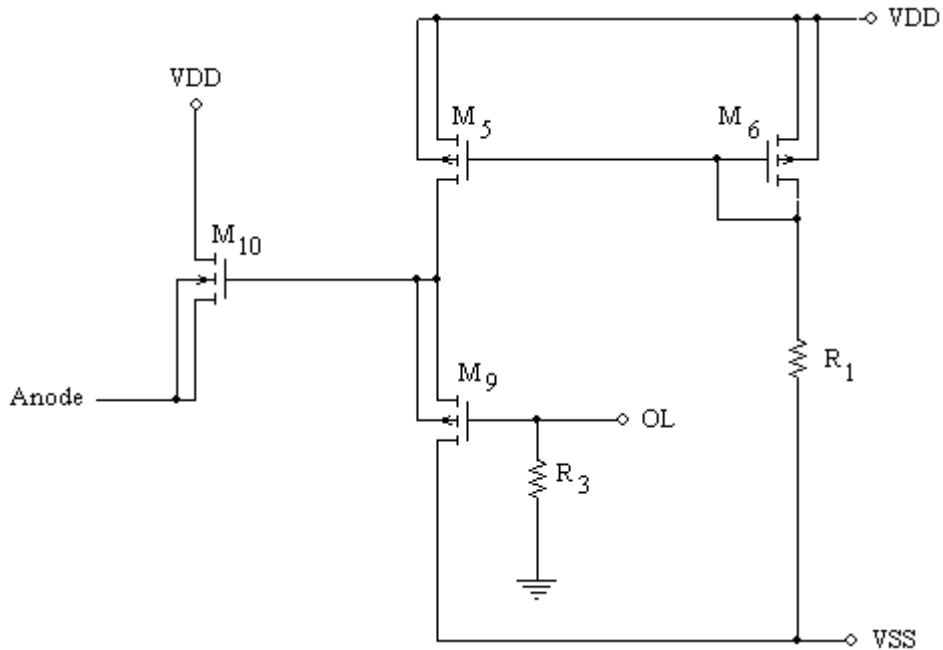


Figure IV-k : Schéma électrique de l'attaque en tension de l'APD.

Le circuit d'injection du signal issu de l'oscillateur local comprend un transistor NMOS de sortie (M10) qui agira comme une source de tension avec un rapport (W/L) grand et un courant I_{D10} fort pour avoir une grande transconductance g_{m10} par rapport à la conductance dynamique de l'APD pour faire une bonne attaque en tension. On veut aussi une conductance de sortie g_{ds10} faible donc on limitera la valeur de I_{D10} . Un transistor PMOS d'entrée (M9) forcera le potentiel de grille de M10. Il fonctionnera en translateur de tension avec un V_{GS} faible pour avoir une dynamique en amplitude maximale de 2V crête à crête et se rapprocher ainsi du maximum de rendement de conversion. Il est dimensionné de manière à avoir une large bande passante pour le signal $v_{OL}(t)$. Enfin deux transistors PMOS (M5 et M6) polariseront M9. La résistance R3 sert à fixer le potentiel sur la grille de M9 dans le cas où aucun signal n'est appliqué sur celle-ci.

IV.2.4.1.C.Source de courant I_2

Ce bloc a pour fonction d'une part de polariser M10 en courant et fixer sa tension de source (transistor de sortie du suiveur U_1) et d'autre part de drainer le courant circulant à travers l'APD et M10 (fig.IV-l). Afin de minimiser le budget de tension cette source sera réalisée par un miroir de courant simple.

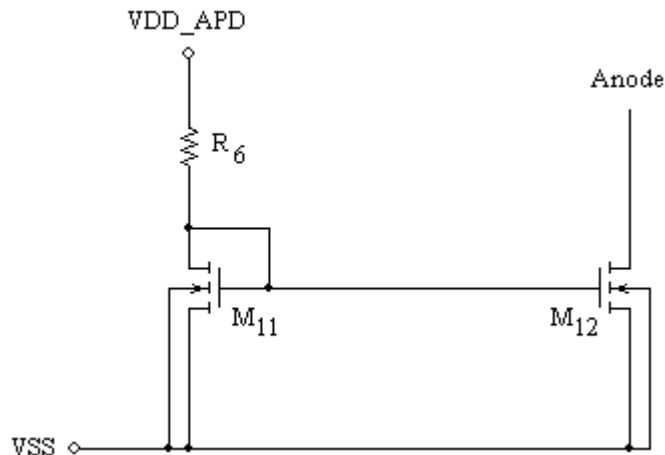


Figure IV-1 : Schéma électrique de la source de courant I_2 .

La source de courant I_2 comprend donc un transistor NMOS (M12) avec un rapport (W/L) permettant d'avoir un courant I_{D12} grand ainsi qu'une transconductance faible pour pouvoir rester en régime saturé sur toute la plage de variation de la tension $v_{OL}(t)$. Elle comprend aussi un transistor NMOS (M11) avec un rapport (W/L) 10 fois plus grand permettant d'avoir une résistance R_6 de polarisation de faible valeur donc intégrable.

IV.2.4.1.D.Simulation du circuit complet

Les deux principales contraintes de ce circuit de polarisation et d'instrumentation de l'APD en mélangeur optoélectronique sont la plage de linéarité maximale du signal $v_{OL}(t)$ pour avoir un bon rendement de conversion et la bande passante élevée pour la résolution de la mesure.

La figure IV-m présente l'évolution du rapport entre la tension recueillie au niveau de l'anode et celle issue de l'oscillateur local en fonction de la fréquence. L'atténuation relevée entre ces deux signaux est faible et quasi constante (moins de 5%) sur une bande passante de 100 MHz. Il sera donc possible de monter plus haut que souhaité en fréquence avec ce circuit.

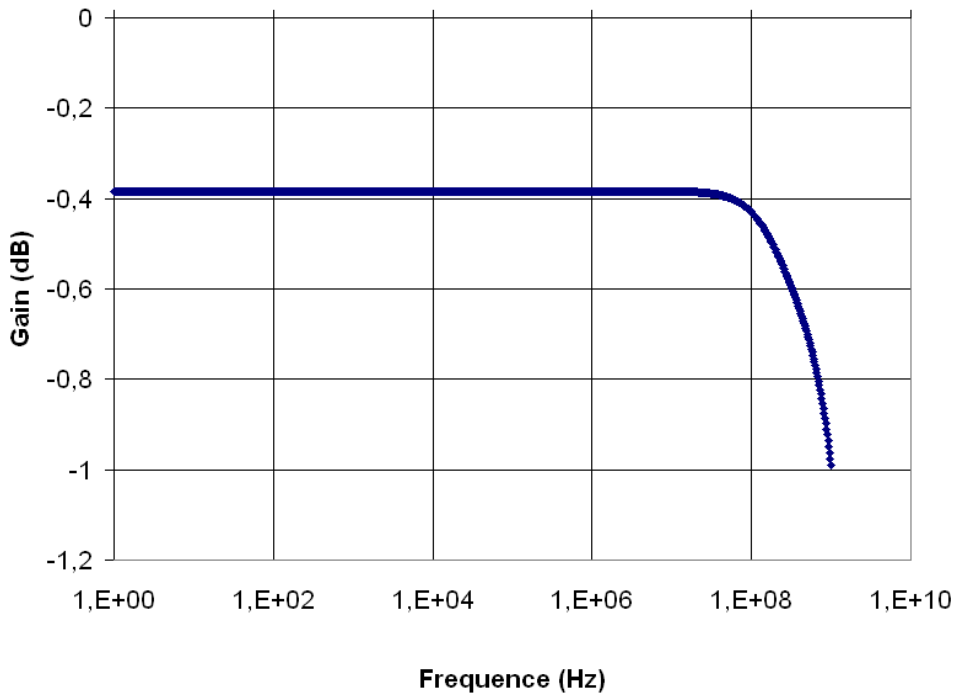


Figure IV-m : Comportement fréquentiel du suiveur de tension U_1 .

La figure IV-n présente la variation de la tension sur l'anode en fonction de la variation de l'amplitude de l'oscillateur local. Ceci permet de déterminer la plage de linéarité en tension du circuit d'injection du signal issu de l'oscillateur local sur l'anode de l'APD. Avec cette configuration, le suiveur de tension U_1 est linéaire pour une amplitude d'entrée inférieure ou égale à 2 V crête à crête ce qui est satisfaisant pour notre application.

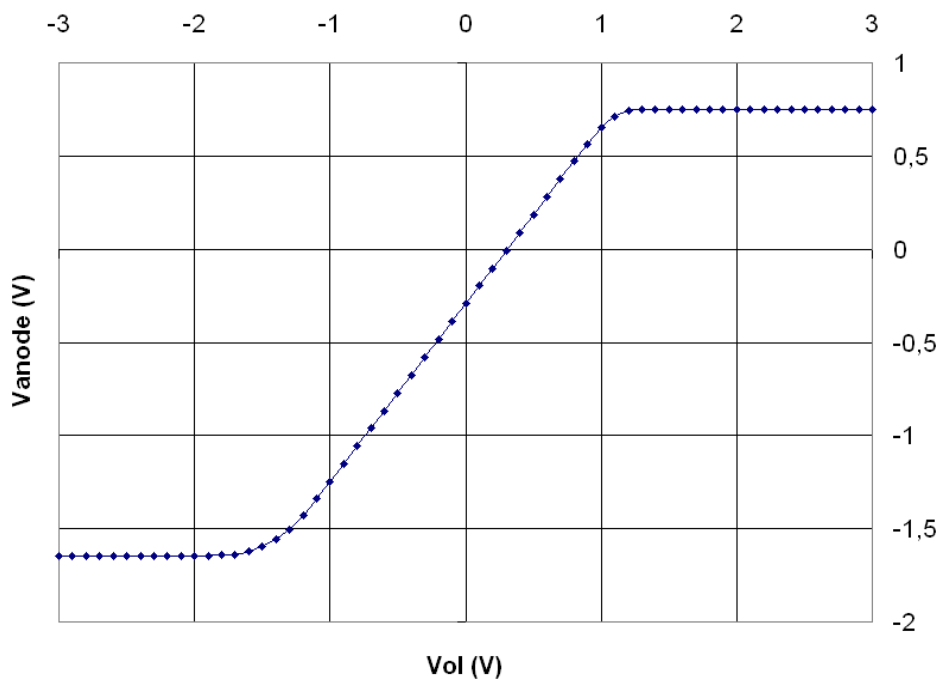


Figure IV-n : Plage de linéarité du suiveur de tension U_1 .

Enfin la figure IV-o montre la tension disponible sur la cathode de l'APD fonctionnant en mélangeur optoélectronique lors d'une simulation temporelle. L'amplitude de la tension $v_{OL}(t)$ est de 2 V crête à crête et de fréquence $f_{OL} = 1$ MHz. La puissance optique incidente est modulée à la fréquence $f_{RF} = 1.1$ MHz. La tension de sortie présente une enveloppe basse fréquence d'une période de $10 \mu s$ ce qui correspond à la composante $f_{RF} - f_{OL} = 100$ kHz. Ce circuit est donc fonctionnel pour les besoins de notre application.

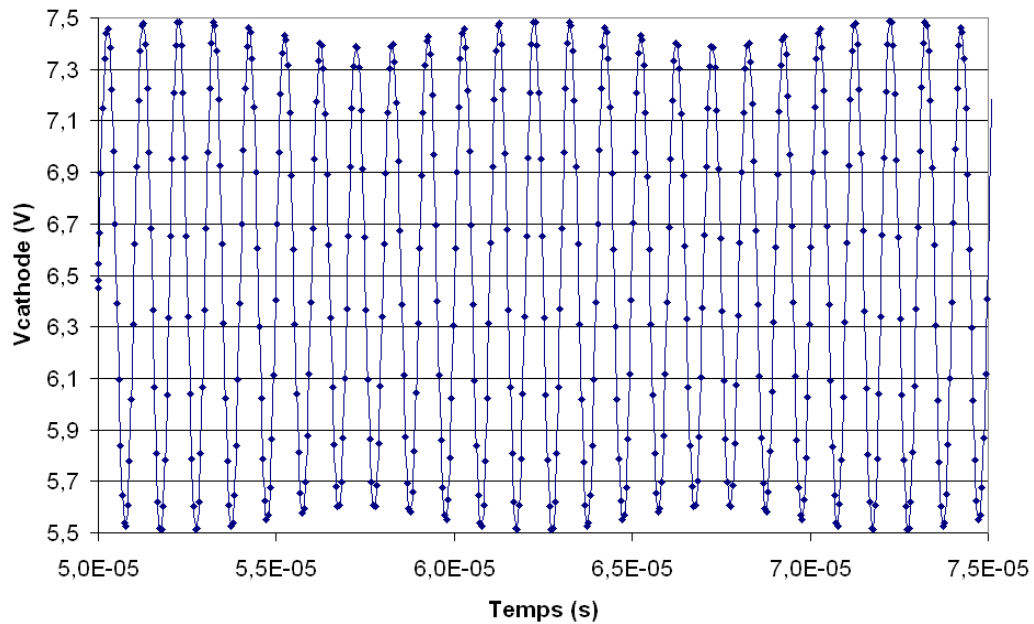


Figure IV-o : Simulation temporelle du circuit avec attaque sur l'anode de l'APD.

IV.2.4.2. Injection sur la cathode

Le schéma de principe du circuit d'instrumentation et de polarisation de l'APD avec injection du signal d'oscillateur local sur la cathode est représenté sur la figure IV-p et le schéma détaillé est présenté à la figure IV-x après avoir justifié les choix topologiques des différentes parties qui le composent. Les principales contraintes et performances attendues des différents blocs sont les mêmes que pour la structure précédente. La seule différence venant alors des contraintes sur les niveaux de tension admissible par les différentes jonctions des transistors.

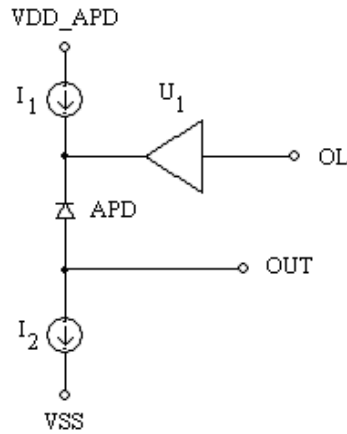


Figure IV-p : Synoptique du circuit pour une injection de l'oscillateur local sur la cathode de l'APD

IV.2.4.2.A.Source de courant I_2

D'un point de vue statique, la source de courant I_2 devra imposer à l'APD un courant I_{APD} constant. En régime dynamique, cette source devra présenter une résistance interne élevée par rapport à celle de l'APD pour ne pas subir l'influence des variations de tensions de la cathode de l'APD. De plus avec cette structure, le potentiel de référence se retrouve cette fois sur la cathode de l'APD. Il sera alors nécessaire de laisser le potentiel de l'anode flottant pour les mêmes raisons explicité précédemment. On utilisera alors une source de courant cascodé qui a pour caractéristiques une bonne précision de recopie en courant, une indépendance aux effets de variation de la longueur du canal et surtout une impédance de sortie très élevée (fig.IV-q).

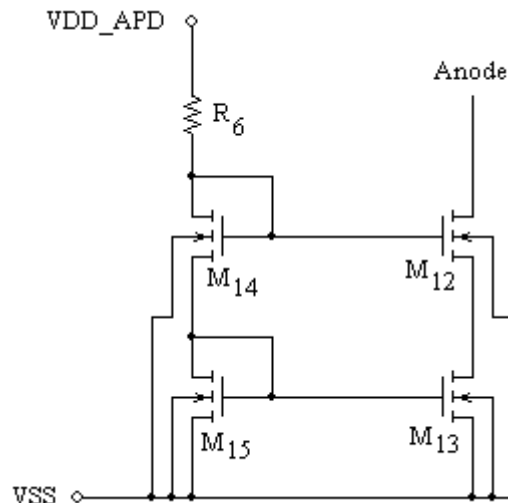


Figure IV-q : Schéma électrique de la source de courant I_2

La source de courant I_2 comprend alors deux transistors NMOS (M12 et M13) pour la recopie du courant. Deux autres transistors NMOS (M14 et M15) dans la branche principale assurent la génération des tensions de référence du miroir de courant. Ils sont choisis avec un rapport (W/L) très grand pour diminuer la résistance dynamique vue sur les grilles et donc avoir un comportement en source de tension et pour avoir une résistance de polarisation R_6 faible.

IV.2.4.2.B. Suiveur de tension U_1

L'injection du signal issu de l'oscillateur local $v_{OL}(t)$ se fait à l'aide d'un suiveur de tension présentant une grande plage de linéarité (fig.IV-r). Ce circuit doit se comporter en source de tension avec une impédance de sortie faible devant celle de l'APD.

Compte tenu de la plage de tension d'alimentation utilisée et des tensions maximales grille-source et drain-source admissibles sur les transistors NMOSi et PMOSi, un soin supplémentaire à dû être apporté à ce circuit.

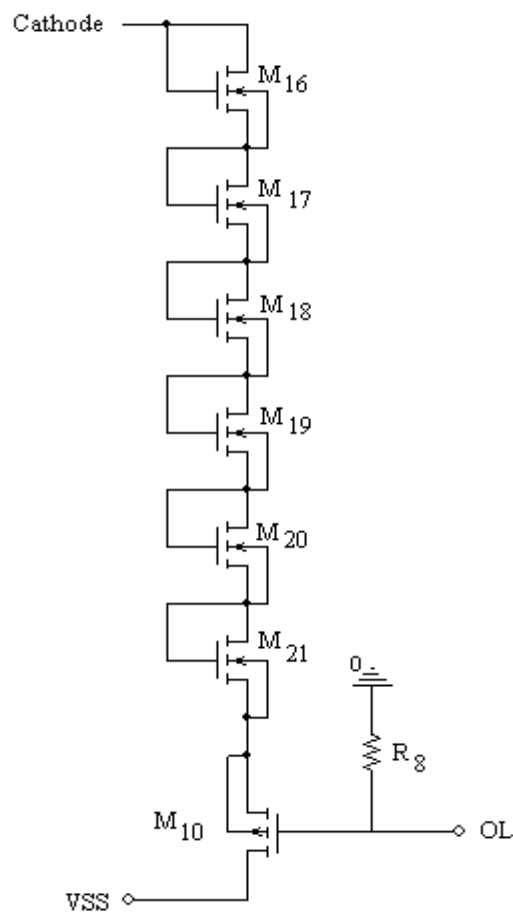


Figure IV-r : Schéma électrique de l'attaque en tension sur la cathode de l'APD.

Ainsi, le circuit d'injection du signal issu de l'oscillateur local comprend un transistor PMOS d'entrée drain commun (M10) qui agira comme une source de tension. On choisit un rapport (W/L) grand et un courant I_{D10} fort pour avoir une grande transconductance et donc une résistance de sortie $1/g_{M10}$ faible. Six transistors NMOS (M16 à M21) montés en diode vont translater la tension de source de M10 de $6 V_{GS}$ pour imposer le potentiel de la cathode. On prend un rapport (W/L) grand pour avoir une faible valeur de la résistance dynamique de chaque transistor NMOS par rapport à la résistance dynamique de l'APD pour faire une bonne attaque en tension. Enfin, une résistance de pull-down sur la grille de M10 permettra de fixer le potentiel de la grille afin de ne pas laisser cette dernière flottante en cas d'absence de signal d'entrée.

IV.2.4.2.C.Source de courant I_1

Ce bloc a pour but de fournir les courants nécessaires à l'APD et à la polarisation des transistors M10 et M16 à M21 (fig.IV-s). Un miroir de courant simple à été employé ici pour réduire le budget de tension. La méthode de conception est la même que celle appliquée pour la figure IV-1.

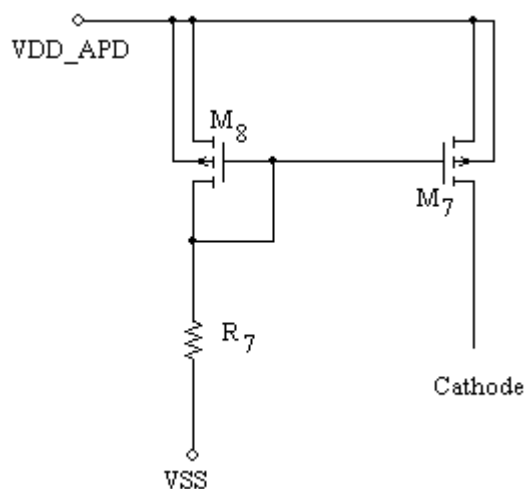


Figure IV-s : Schéma électrique de la source de courant I_1 permettant de polariser l'APD en courant.

IV.2.4.2.D.Simulation du circuit complet

Les simulations de cette seconde structure permettent de voir si les performances attendues sont au rendez-vous, à savoir la plage de linéarité maximale et la bande passante.

La figure IV-t présente l'évolution du rapport entre la tension recueillie au niveau de la cathode et celle issue de l'oscillateur local en fonction de la fréquence. L'atténuation relevée entre ces deux signaux est plus élevée que précédemment et quasi constante (moins de 10%)

sur une bande passante de 100 MHz. L'introduction des six transdiodes (M16 à M21) ne dégrade pas notablement la tension de modulation.

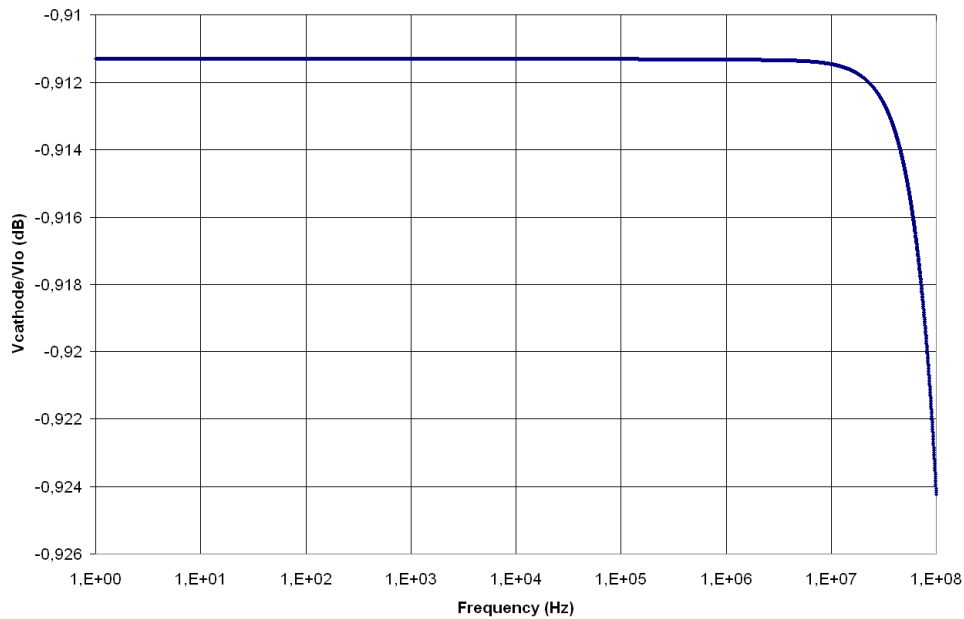


Figure IV-t : Comportement fréquentiel du suiveur de tension U_1 .

La figure IV-u présente la variation de la tension sur la cathode en fonction de la variation de l'amplitude de l'oscillateur local. Ceci permet de déterminer la plage de linéarité en tension du circuit d'injection du signal issu de l'oscillateur local sur la cathode de l'APD. Avec cette configuration, le suiveur de tension U_1 est linéaire pour une amplitude d'entrée inférieure ou égale à 4 Volts crête à crête ce qui est supérieur à ce qui est nécessaire pour notre application.

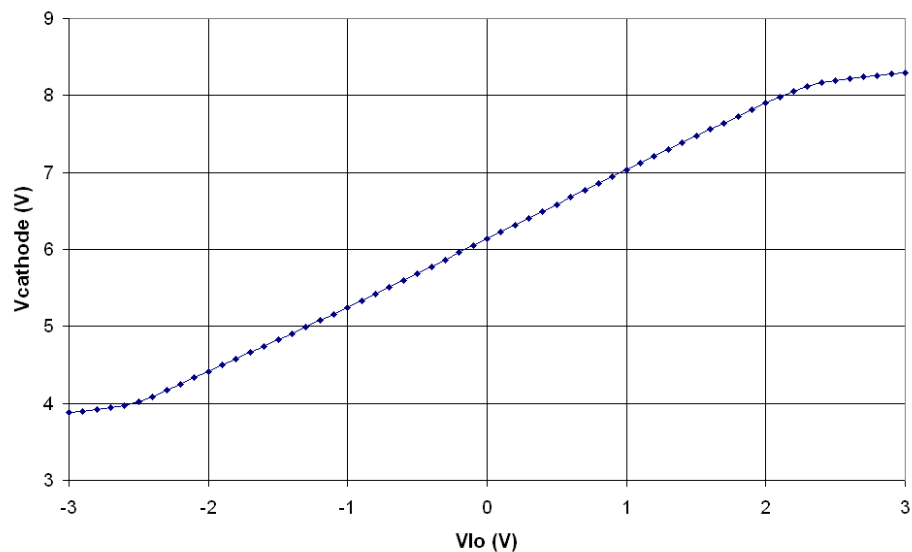


Figure IV-u : Plage de linéarité du suiveur de tension U_1 .

Enfin, la simulation temporelle valide le fonctionnement du circuit et plus particulièrement l'attaque en tension sur la cathode de l'APD fonctionnant en mélangeur optoélectronique (fig.IV-v). Comme pour le circuit précédent, l'amplitude de la tension $v_{OL}(t)$ est de 2 V crête à crête et de fréquence $f_{OL} = 1$ MHz. La puissance optique incidente est modulée à la fréquence $f_{RF} = 1.1$ MHz. La tension de sortie présente une enveloppe basse fréquence d'une période de 10 μ s ce qui correspond à la composante $f_{RF} - f_{OL} = 100$ kHz.

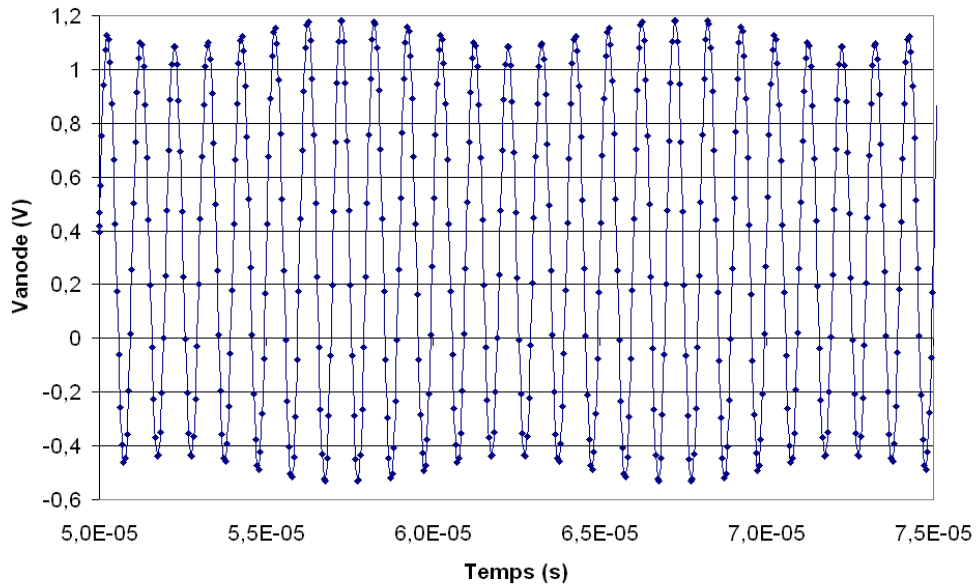


Figure IV-v : Simulation temporelle du circuit avec attaque sur la cathode de l'APD.

IV.2.4.3.Choix de l'architecture optimale

Les deux structures étudiées dans les parties précédentes sont présentées dans leur globalité sur les figures IV-w et IV-x pour l'attaque sur l'anode et sur la cathode respectivement. Elles présentent de très bonnes performances et répondent aux attentes en termes de plage de tension admissible en entrée et en bande passante de fonctionnement. La topologie retenue est celle pour laquelle l'attaque en tension se fait sur la cathode l'APD et ce pour 3 raisons :

Les simulations montrent dans un premier temps que la plage de linéarité de l'attaque en tension au niveau de la cathode est deux fois plus importante que celle de l'attaque en tension sur l'anode de l'APD. Cette structure offre donc plus de souplesse quant au choix de l'amplitude de l'oscillateur local et ce malgré une atténuation plus importante sur cette topologie.

Cette structure offre ensuite un encombrement réduit et nécessite moins de ressource en termes de nombre d'entrées sorties et de tension d'alimentation. En effet, la première structure utilise beaucoup plus de PMOS que la seconde. Or les transistors PMOS occupent plus de surface au niveau silicium que les transistors NMOS (un facteur 3 environ pour un même courant drainé). Donc le circuit d'injection de l'oscillateur local sur la cathode de l'APD permet de réduire la surface occupée sur l'ASIC de test.

Enfin, si on regarde de plus près les niveaux moyens de tension de sortie des deux circuits en mélangeur optoélectronique, on constate que dans le premier cas ce niveau est beaucoup plus élevé que dans le second cas. Ceci est dû aux tensions de polarisation de l'APD. L'injection de l'oscillateur local sur l'anode permet d'obtenir des signaux avec un niveau de tension plus faible et donc plus facilement exploitables par d'autres circuits électroniques situés en aval sans qu'il y ait réellement besoin d'apporter des modifications sur ces niveaux de tension.

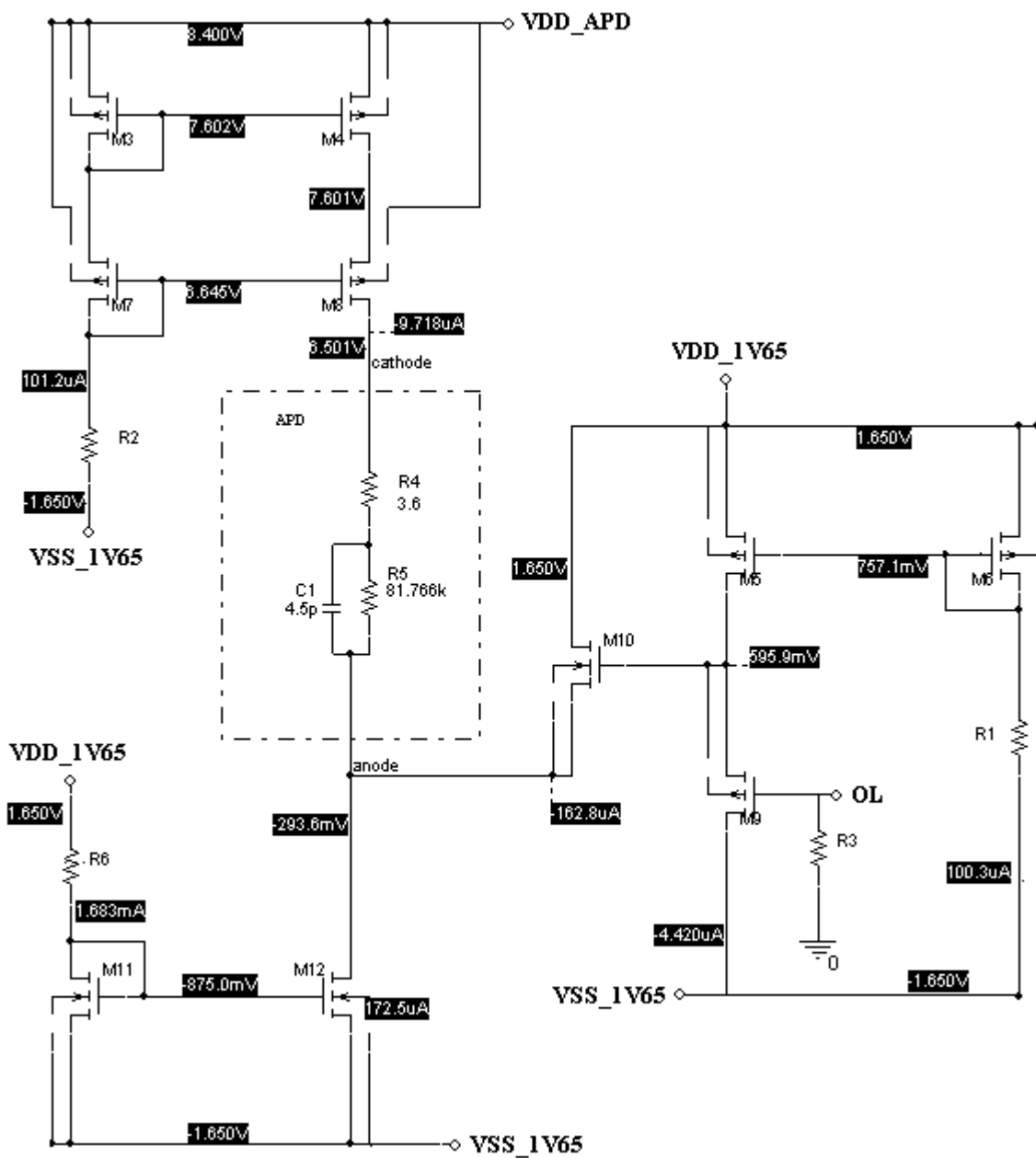


Figure IV-w : Circuit complet de l'attaque sur l'anode de l'APD. Les courants et tensions sont calculés au point de polarisation statique.

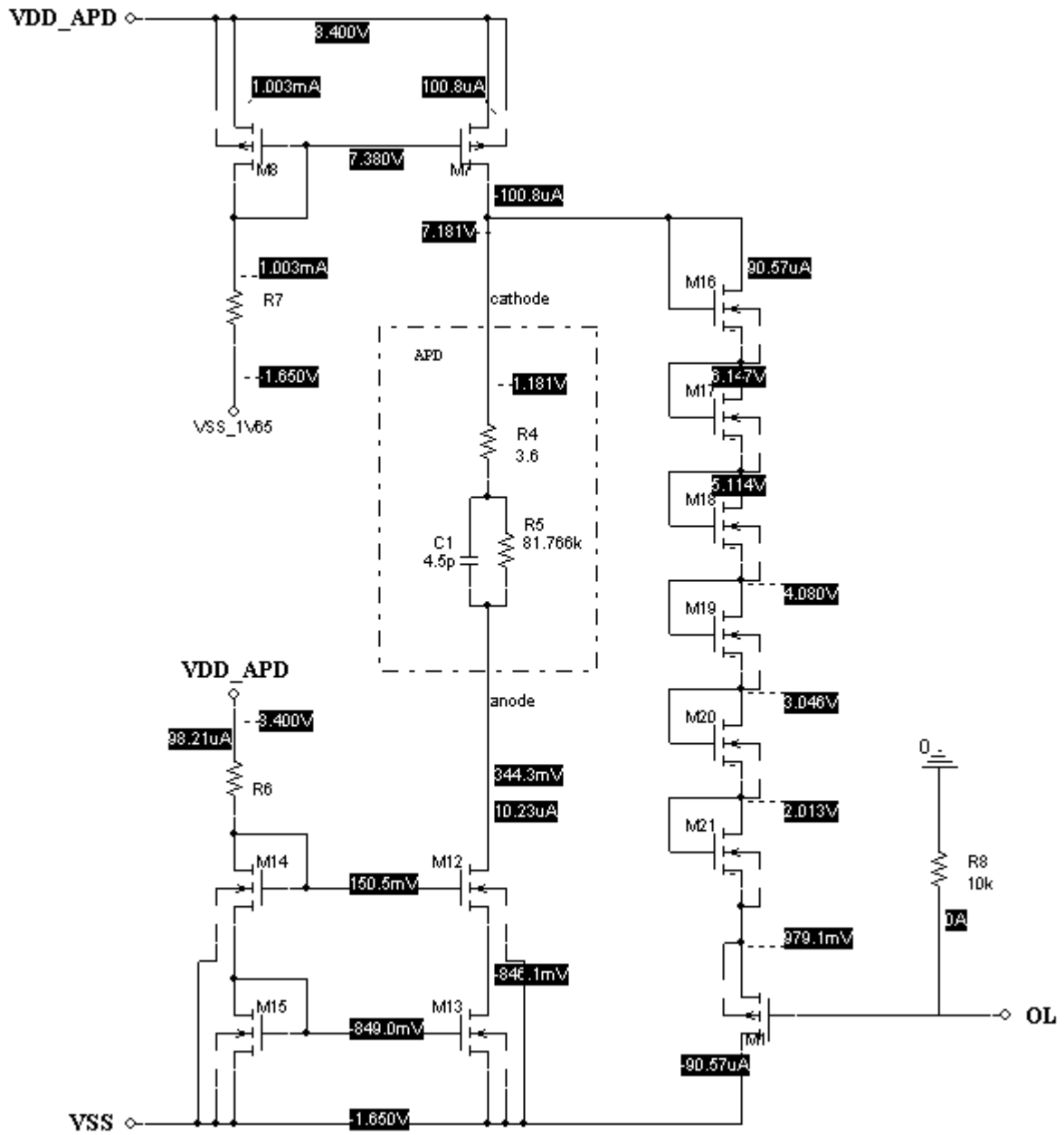


Figure IV-x : Circuit complet de l'attaque sur la cathode de l'APD. Les courants et tensions sont calculés au point de polarisation statique.

IV.2.5. Architecture finale

Afin de réaliser le mélange optoélectronique au sein de l'APD, nous avons vu qu'il était nécessaire de moduler le gain photoélectronique interne de l'APD. A cette fin, il faut moduler la tension aux bornes de l'APD en régime dynamique. La méthode retenue est donc l'injection de la tension sur la cathode de l'APD pour les différents avantages cités précédemment. Cependant, pour que la totalité de la tension soit appliquée à l'APD, il est nécessaire que le potentiel de l'anode se comporte comme une masse dynamique. Pour cela, le dispositif le plus simple à mettre en place est une capacité qui devra se comporter comme un court circuit à la fréquence de l'oscillateur local.

En régime petit signal, vis-à-vis des signaux OL et IF, nous pouvons établir un schéma simplifié afin de déterminer la valeur du condensateur C de filtrage (fig.IV-y).

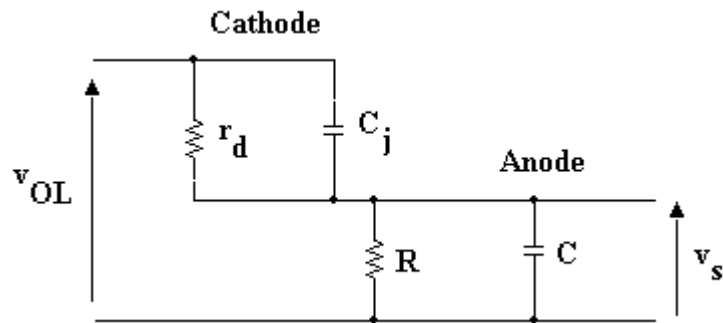


Figure IV-y : Schéma petit signal de l'APD vis-à-vis des signaux OL et IF.

Si on considère r_d et R (résistance de sortie de M12) du même ordre de grandeur, il faut $C \gg c_j$ pour que l'anode de l'APD soit à la masse vis-à-vis de l'oscillateur local.

$$\frac{v_s}{v_{OL}} = \frac{\frac{1}{C}}{\frac{1}{C} + \frac{1}{c_j}} = \frac{c_j}{C + c_j} \ll 1 \quad (\text{IV-11})$$

D'autre part, il faut que la fréquence de coupure f_c associée à l'anode soit inférieure à f_{IF} pour ne pas atténuer l'amplitude du signal IF.

$$f_c = \frac{1}{2\pi(r_d // R)(C + c_j)} \ll f_{IF} \quad (\text{IV-12})$$

La figure IV-z donne la transformée de fourrier du signal issu de l'anode de l'APD pour plusieurs valeurs de capacité en sortie. Plus la capacité est grande et plus l'amplitude du signal à la fréquence intermédiaire est grande. En effet, il faut aussi prendre en compte la capacité de jonction de l'APD qui se comporte en diviseur capacitif avec la capacité de sortie du circuit.

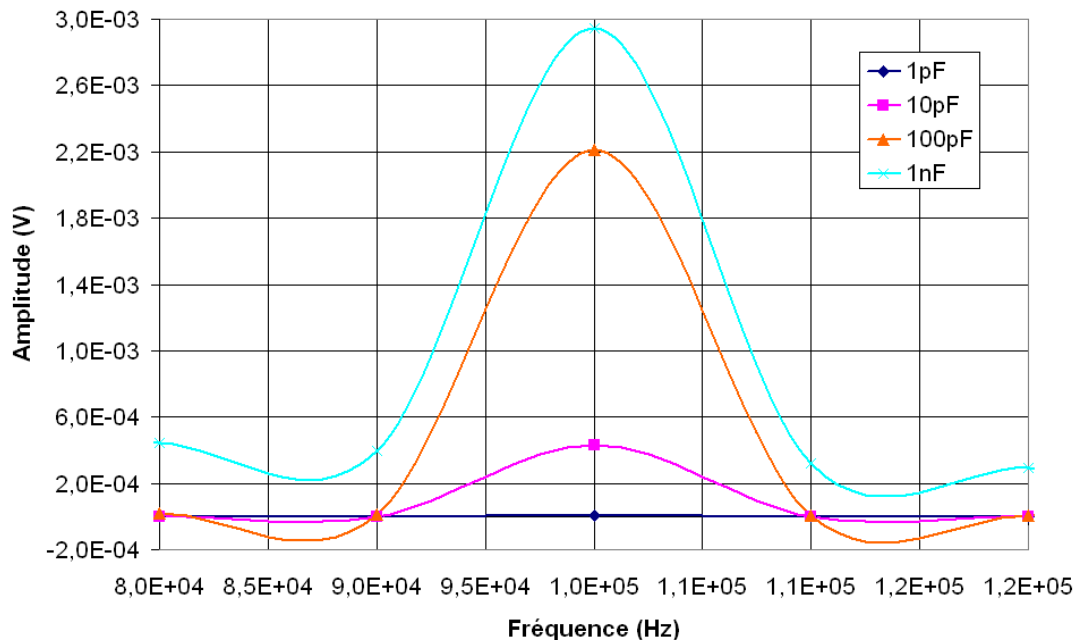


Figure IV-z : Evolution de l'amplitude de fréquence intermédiaire en fonction de la capacité de filtrage pour une fréquence intermédiaire $f_{IF} = 100$ kHz.

Cependant, en microélectronique, l'intégration de capacités demande beaucoup de surface silicium, ce qui devient le facteur limitant pour la valeur de la capacité à intégrer au niveau de l'anode de l'APD. Si on considère un facteur 10 entre la capacité de filtrage et la capacité équivalente de l'APD, soit une diminution de 10% de l'amplitude de la composante à la fréquence intermédiaire que l'on peut espérer avoir sur l'anode de l'APD, la surface nécessaire pour pouvoir intégrer la capacité de filtrage serait de l'ordre de 5 fois celle de l'APD. En effet, pour une tension de polarisation inverse de -6 V, l'APD présente une capacité surfacique $C_{APD} = 0.39$ fF. μm^{-2} alors qu'un condensateur réalisé par deux couches de polysilicium a une capacité surfacique $C_{POLY} = 0.86$ fF. μm^{-2} . On se limitera donc à une capacité 10 fois supérieure à celle de la capacité de jonction de l'APD dans l'intégration de la chaîne de mesure.

La figure IV-aa présente le layout sous Cadence de l'APD avec son circuit de polarisation et d'instrumentation. L'APD se situe en haut à droite, l'électronique associée en haut à gauche et la capacité en bas.

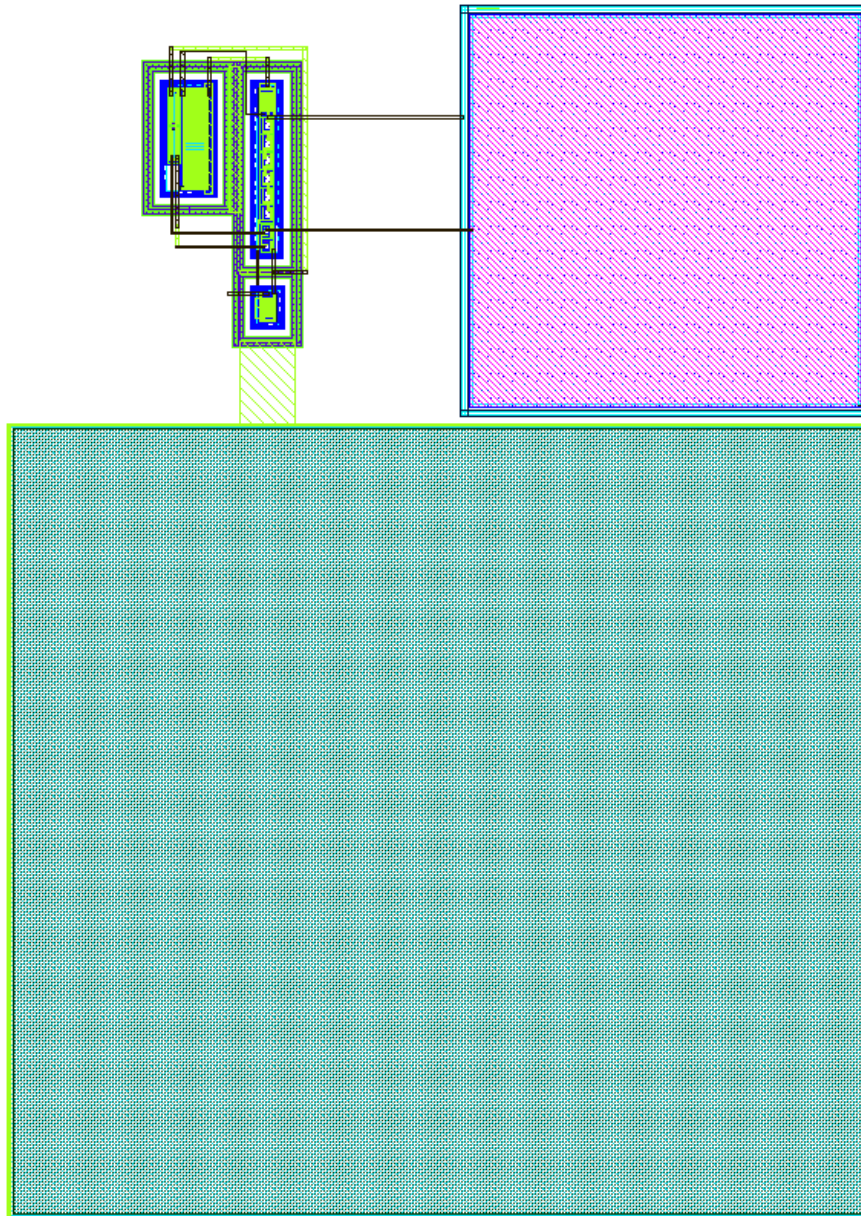


Figure IV-aa : Layout de la chaîne complète. L'APD, son électronique associée et une capacité de 150 pF.

IV.3.IMPLANTATION D'UNE MATRICE D'APD CMOS

Le travail effectué dans la partie précédente permet de mettre en œuvre une chaîne de mesure complète comprenant une APD fonctionnant en mélangeur optoélectronique et son circuit d'instrumentation. La conception des différentes parties a été menée en prenant en compte non seulement des contraintes technologiques du procédé de fabrication choisi mais aussi des contraintes imposées par le cahier des charges de la mesure (résolution, domaine de mesure, ...). Les simulations effectuées sur la structure globale sont conformes aux spécifications fonctionnelles attendues.

La mise en œuvre d'une matrice de photodiodes à avalanche offre de nouvelles perspectives telle que l'augmentation de la surface photosensible du dispositif tout en conservant un temps de réponse limité et de s'affranchir des problèmes d'uniformité technologique sur les grandes surfaces. Associé à la mesure de distance par temps de vol elle permet ainsi d'explorer d'autres champs d'application tels que l'imagerie en 3 dimensions.

Un autre point très intéressant et important à étudier est la diaphonie qu'il peut y avoir entre deux photodétecteurs intégrés sur un même substrat. Pour cela, nous avons intégré une matrice de 16 photodiodes à avalanche reprenant le design de la chaîne de photodétection instrumentée. Afin de diminuer la surface occupée par l'ASIC, nous avons décidé de ne pas intégrer les capacités de filtrage au sein de la puce.

IV.3.1. Bilan de liaison

IV.3.1.1. Coefficient de couplage

Nous allons évaluer le coefficient de couplage qui est le rapport entre la puissance optique reçue par la photodiode P_{opt} et la puissance émise par la diode laser P_{DL} . Ce rapport est déterminé en l'absence de tout autre signal, lorsque la cible est positionnée à une distance D de la lentille de l'optique de réception. On suppose que la quasi-totalité de la puissance laser illumine ponctuellement la surface de la cible. On suppose aussi que la cible rayonne selon la loi de Lambert. Ainsi, on ne considérera que la composante diffusante de la puissance optique réfléchiée par la surface de la cible, caractérisée par le coefficient ρ_d . Le coefficient de couplage K_D du bilan de liaison s'écrit donc [Bosch, 1995] :

$$K_D = \frac{P_{opt}}{P_{DL}} = T_\lambda \cdot T_T \cdot T_R \cdot \rho_d \cdot \frac{\cos(\alpha) A_R}{\pi D^2} \quad (IV-11)$$

Avec T_λ le coefficient de transmission du filtre optique ($T_\lambda = 1$ sans filtre), α l'angle d'incidence par rapport à la normale de la cible, T_T le coefficient de transmission et de collection du transmetteur, T_R le coefficient de transmission de la tête de réception optique, A_R la surface de la pupille de la lentille de réception.

On remarque que pour obtenir une forte valeur de K_D , il sera tout à fait bénéfique de mettre en œuvre une lentille de réception de grande surface, ce qui peut être en contradiction avec la limitation de l'encombrement.

Si l'on considère le produit $T_\lambda T_T T_R = 0.5$, α proche de la normale, un coefficient de réflexion ρ_d de 20% et de 50 % et une lentille de surface 3.2 cm^2 (soit un diamètre d'environ 2 cm) on en déduit les valeurs du coefficient de couplage pour différentes valeurs de D (fig.IV-ab).

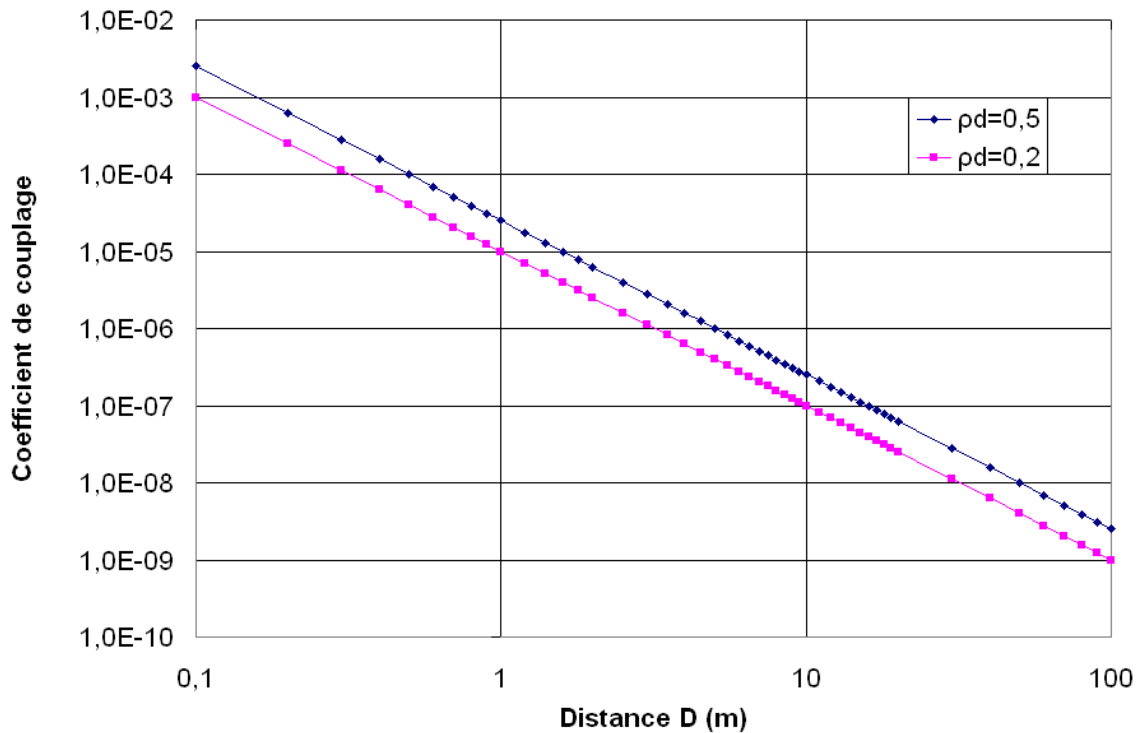


Figure IV-ab : Evolution du coefficient de couplage en fonction de la distance pour $\rho_d=0.5$ et $\rho_d=0.2$

Dans de nombreuses applications, on ne cherche pas à atteindre la limite maximale de la plage de mesure. Afin de satisfaire les conditions de sécurités oculaires et de recevoir une puissance optique incidente suffisante, il est raisonnable de se limiter à une distance d'une dizaine de mètre.

IV.3.1.2. Photocourant disponible

L'amplitude du signal photoélectrique varie en $1/D^2$. Cette variation imposera principalement la portée maximale du dispositif. Elle indique aussi que l'amplitude du courant photoélectrique varie de façon importante et qu'elle sera la principale source d'erreur de mesure de distance.

Le dimensionnement de chaque APD de la matrice dépend de la sensibilité attendue afin de satisfaire le bilan de liaison entre le capteur et la cible. Il faut prendre en compte les performances attendues, c'est à dire une résolution minimale de la mesure de distance de l'ordre du millimètre sur une plage de distance d'une vingtaine de mètre. Ainsi, compte tenu

des relations II-10 et II-11, si on se place dans le cas où $M = 100$, $S_\lambda = 0.1 \text{ A.W}^{-1}$, $P_{DL} = 10 \text{ mW}$ et $D = 10 \text{ m}$, le courant disponible en sortie de l'APD vaut 25 nA.

IV.3.2. Conception de la matrice d'APD

La figure IV-ac présente l'architecture d'une chaîne d'instrumentation avec l'APD fonctionnant en mélangeur optoélectronique. Afin de minimiser la consommation ainsi que la surface de la matrice, le bloc générant les courants de référence sera commun à tous les pixels. Chaque pixel sera donc composé d'une APD, de sa polarisation et du circuit d'injection de l'oscillateur local nous permettant ainsi de piloter chaque APD indépendamment. Cette configuration permet aussi d'éviter qu'il y ait trop de dispersion entre les différents pixels.

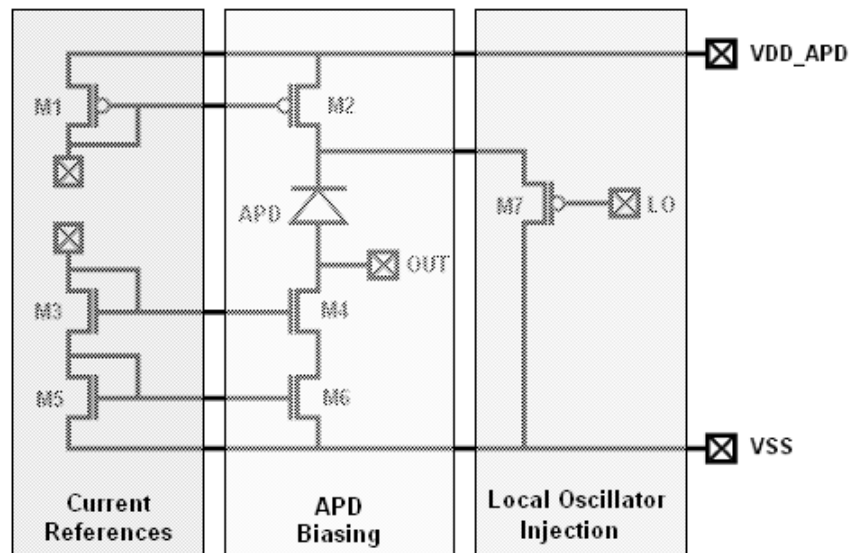


Figure IV-ac : Architecture détaillée d'une chaîne instrumentée.

La figure IV-ad présente le layout complet sous Cadence de la matrice d'APD sans les plots d'entrées/sorties. Le circuit de référence de courant se situe dans le coin supérieur gauche. Chaque APD a une dimension de $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$. Les dimensions de la matrice sont de $1200 \mu\text{m}$ par $1000 \mu\text{m}$ environ soit une surface totale de 1.2 mm^2 .

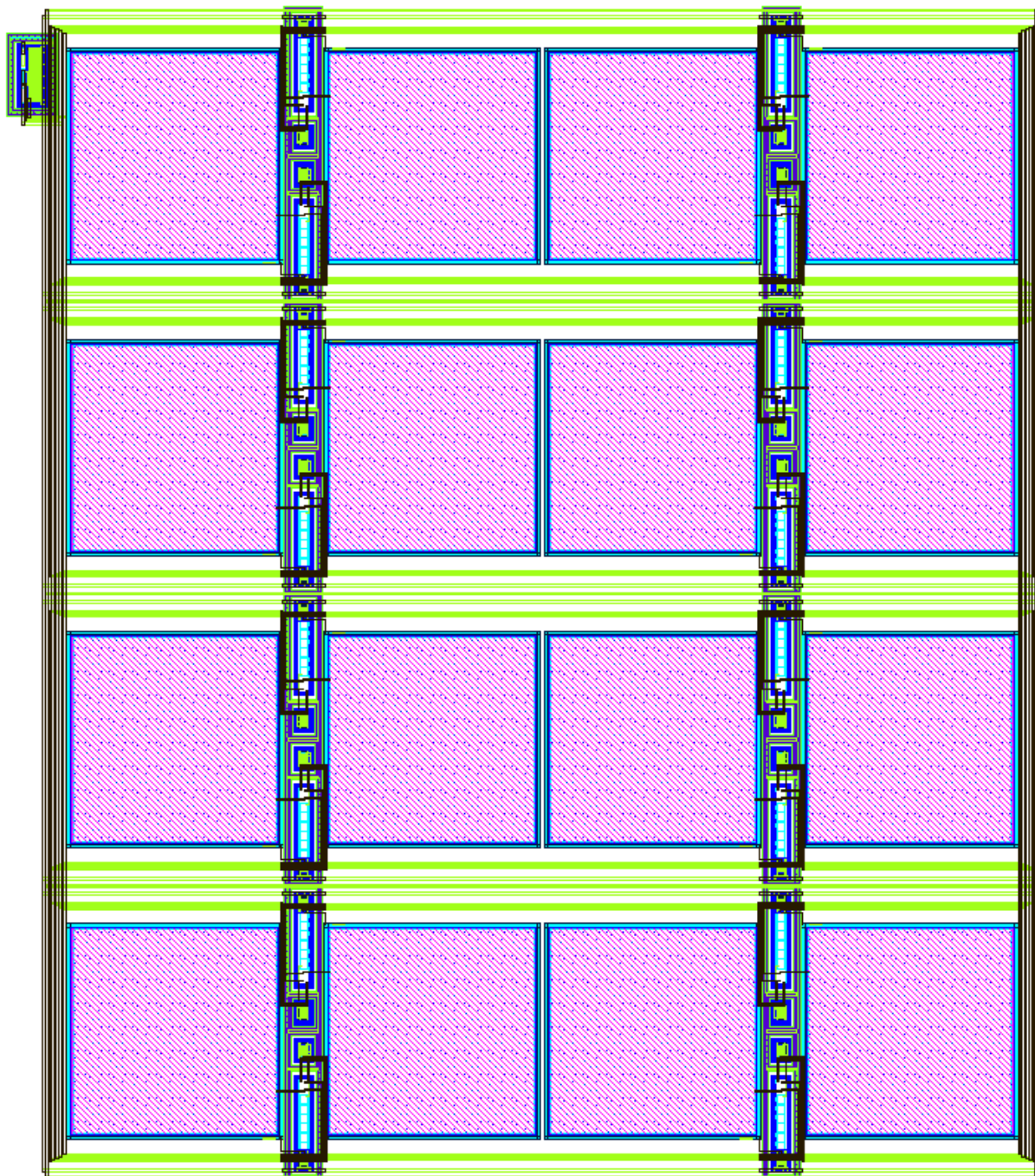


Figure IV-ad : Layout de la matrice d'APD. 1200 μm x 1000 μm

IV.4.CONCLUSION

Dans ce chapitre, l'intégration d'un circuit électronique de polarisation et d'instrumentation d'une photodiode à avalanche en technologie CMOS a été développée.

A partir des contraintes abordées en termes de polarisation, en courant pour le régime statique et en tension pour le régime dynamique, de l'APD en mélangeur optoélectronique, nous avons pu établir une architecture globale dont découle directement deux topologies possibles d'intégration.

La première consiste en l'injection du signal issu de l'oscillateur local sur l'anode de l'APD. Cette structure présente une plage de linéarité moins étendue et demande plus de ressources en terme d'encombrement (surface de silicium plus importante), de nombre d'entrées sorties et de tension d'alimentation.

A l'opposé, la seconde structure consiste en l'injection du signal issu de l'oscillateur local sur la cathode de l'APD. Elle demande moins de ressources et présente une plage de linéarité d'injection du signal deux fois plus étendue. Les deux structures permettent toutefois de faire fonctionner l'oscillateur local à très haute fréquence et donc d'obtenir une résolution de mesure de distance supérieure à la valeur envisagée au démarrage de l'étude.

Afin que la modulation du facteur multiplicatif M puisse avoir lieu au sein de l'APD, nous avons vu qu'il était nécessaire de moduler la tension aux bornes de l'APD. A cette fin, il est indispensable de réaliser un court-circuit dynamique sur l'anode de l'APD par l'ajout d'une capacité de filtrage. De plus, nous avons vu que pour conserver une bonne dynamique du signal de sortie, cette capacité devait être d'une valeur assez conséquente et donc pénalisante en terme de surface.

Finalement, compte tenu du bilan de liaison du dispositif ainsi que des performances de l'APD CMOS en terme de sensibilité spectrale de gain et de temps de réponse et des performances fréquentielles du circuit électronique associé, il semble judicieux de viser des domaines d'application nécessitant une très grande résolution de mesure plutôt qu'une grande plage de mesure de distance (eq I-10 et eq.I-11).

IV.5.REFERENCES

[Babanezhad, 1987] : BABANEZHAD J.N., GREGORIAN R., "A Programmable Gain/Loss Circuit", *IEEE Journal of Solid State Circuits*, Vol. 22, n°6, pp1082-1090, Dec 1987.

[Bosch, 1995] BOSCH T., LESCURE M., "Experimental determination of the useful reflexion coefficient of non-cooperative targets for a time-of-flight laser rangefinder", *Optical Review*, Vol.2, No.4, 1995, pp 289-291.

[Gray, 2001] : GRAY P., HURST P., LEWIS S., MEYER R., *Analysis and design of analog integrated circuits, 4th ed., John Wiley and sons*, 2001.

[Josse, 2003] : JOSSE S, "*Transportabilité de Fonctions Analogiques CMOS en Technologies Submicroniques. Application : Contrôle du Retard des Fronts d'Horloges d'un Imageur CCD*", thèse de doctorat de l'INP, 2003.

[Miller, 1995] : S.L. MILLER, "Avalanche breakdown in germanium", *Phys. Rev.* 99 (4) 1234-1241, 1995.

[Sooch, 1985] : SOOCH N.S., MOS Cascode Current Mirror, *U.S. patent n° 4550284*, Oct. 1985.

Conclusion générale

On a montré que les performances d'un télémètre laser par temps de vol, en régime sinusoïdal permanent peuvent être optimisées en termes de réduction du bruit et de la diaphonie tout en gardant une résolution élevée. Pour cela, l'utilisation d'un mélangeur optoélectronique est incontournable.

Les APDs au silicium du commerce présentent une solution intéressante pour le mélange optoélectronique, mais les tensions nécessaires à leur fonctionnement ne conviennent pas à une approche système embarqué qui nécessite une réduction de l'encombrement et de la consommation. L'intégration de mélangeurs optoélectroniques en technologie CMOS apporte une solution à cette approche grâce aux multiples avantages liés à la technologie.

Ainsi cette thèse a porté sur l'étude de mélangeurs optoélectroniques en technologie CMOS pour la télémétrie embarquée haute résolution.

Dans un premier temps, une étude des performances et des caractéristiques nécessaires à la réalisation de mélangeurs optoélectroniques a permis de faire une sélection de photodétecteurs susceptibles d'être intégrés en technologie CMOS. Il s'agit de la photodiode à avalanche, la photodiode MSM et le photoconducteur.

De par leurs structures très simples, les photocapteurs à structures métal-semiconducteur-métal présentent des performances fréquentielles élevées. L'absence de jonction proprement dite favorise la diminution des capacités parasites et donc des constantes de temps associées. Cependant, dans le cas du photoconducteur, le courant de polarisation qui le traverse peut être relativement important car imposé par la résistivité du matériau et de la tension appliquée entre les électrodes. La génération d'un bruit d'origine thermique est donc élevée et les performances en bruit qui en découlent sont donc mauvaises. En revanche, la photodiode à barrière Schottky présente un courant d'obscurité beaucoup plus faible et donc de meilleures performances en terme de bruit. Par ailleurs, la sensibilité de ces composants est diminuée à cause de la structure interdigitée des électrodes qui engendre des zones d'ombre car la distance inter-électrode doit être faible afin de minimiser le temps de transit des porteurs. Ainsi, pour une surface photosensible identique, un photoconducteur ou un MSM-PD occupera plus de surface qu'une APD.

De son côté, la photodiode à avalanche présente un temps de réponse et des performances fréquentielles moindres mais possède un gain interne très important, avec

cependant une pénalité en bruit à cause du caractère aléatoire du processus de multiplication par ionisation par impact. Ce gain interne apporte un grand avantage à l'APD car avec une amplitude du signal photoélectrique plus grande, le bruit introduit par l'électronique associée sera minimisé. Il en sera de même des perturbations externes.

Les simulations des différentes structures retenues, en tenant compte des contraintes technologiques CMOS 0.35 μm d'AMS montrent qu'il est possible d'intégrer des photodétecteurs sans modification du procédé et de les faire fonctionner en mélangeurs optoélectroniques. Chacun de ces mélangeurs optoélectroniques ont leurs performances propres en termes de sensibilité spectrale, de consommation et de gain.

Les tests fonctionnels réalisés sur les APDs ont permis de confirmer les résultats des simulations et d'approfondir l'étude des mélangeurs optoélectroniques. Dans l'ensemble, les résultats des simulations ainsi que les tests effectués sont en adéquation avec les modèles et comportements théoriques associés aux différents photodétecteurs. Cependant, nous avons constaté lors de cette étape l'influence importante des dispersions technologiques qu'il peut y avoir d'un run de fabrication à un autre. Ces dispersions peuvent rendre les performances d'un composant relativement aléatoires. A cela viennent s'ajouter les incertitudes sur des paramètres de fabrication gardés secrets par le fondeur. Pour contourner ce problème, un accord de confidentialité devrait être mis en place avec ce dernier.

Une fois validée la fonctionnalité des photodétecteurs, l'intégration d'un circuit électronique de polarisation et d'instrumentation d'une photodiode à avalanche en technologie CMOS a été développée. La photodiode à avalanche P+N_{NI} a été retenue pour la conception de cette chaîne de mesure car elle présente le meilleur compromis en termes de performances.

A partir des contraintes abordées en termes de polarisation, en courant pour le régime statique et en tension pour le régime dynamique, de l'APD en mélangeur optoélectronique, deux topologies d'intégration fonctionnant à très haute fréquence ont été étudiées. Diverses simulations nous ont permis de choisir la plus performante en termes de domaine de linéarité et de surface silicium consommée.

Finalement, compte tenu du bilan de liaison du dispositif ainsi que des performances de l'APD CMOS en terme de sensibilité spectrale et des performances fréquentielles du circuit électronique associée, il semble judicieux de viser des domaines d'application à très haute résolution plutôt que des grandes plages de mesure de distance.

En perspectives, il s'agit d'intégrer sur un même ASIC CMOS toute la tête de photoréception (avec l'amplificateur de tension associé à chaque pixel) et la tête d'émission. Un driver laser intelligent a déjà été intégré en technologie CMOS ([ZIVOJINOVIC, 2004]). Il s'agira ensuite d'hybrider une diode laser bleue pour obtenir un SOC de mesure de distance compact, faible consommation, et hautes performances.

Référence

[ZIVOJINOVIC, 2004] : P. ZIVOJINOVIC, M. LESCURE, H. TAP-BETEILLE, "Design and Stability Analysis of a CMOS Feedback Laser Driver", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement / Journal of Lightwave Technology, Special Joint Issue on Lightwave Technology in Instrumentation and Measurement, (2004) 102-108.

Table des illustrations.

Figure I-a : Représentation de la tête optique d'un télémètre à diode laser fonctionnant par temps de vol.	17
Figure I-b : Schéma synoptique d'un télémètre FMCW. Une ligne à retard facilite la mesure de la fréquence de battement.	19
Figure I-c : Schéma de principe du télémètre laser par déphasage avec méthode hétérodyne. Les filtres passe bande accordés sur la fréquence intermédiaire permettent de réduire la bande passante équivalente de bruit.	21
Figure I-d : 1. Partie émettrice et réceptrice du télémètre laser par déphasage. 2. Tête optique du télémètre.	22
Figure I-e : Schéma de principe du télémètre laser par déphasage avec méthode hétérodyne et mélange optoélectronique au sein de la photodiode à avalanche (APD).	23
Figure II-a : Schéma bloc d'un mélangeur à 2 entrées.	32
Figure II-b : Schéma bloc d'un mélangeur optoélectronique.	33
Figure II-c : Schéma équivalent d'un phototransistor.	35
Figure II-d : Caractéristique électrique d'un claquage par effet zener.	37
Figure II-e : Caractéristique électrique d'un claquage par effet d'avalanche.	38
Figure II-f : Evolution du coefficient d'absorption α et de la profondeur de pénétration en fonction de la longueur d'onde pour différent type de semi-conducteur.	40
Figure II-g : Structure d'une photodiode à avalanche polarisée en inverse de manière à dépeupler totalement la zone P et la zone π . ($-400\text{ V} < V_{APD} < -150\text{ V}$ pour le silicium).	42
Figure II-h : Génération de porteurs au sein d'une APD de type N^+P	47
Figure II-i : Génération de porteurs au sein d'une APD de type P^+N	47
Figure II-j : Validation du mélange optoélectronique avec une photodiode à avalanche. A gauche, $i_{APD}(t)$ répondant à l'expression exacte ainsi que son spectre fréquentiel. A droite $i_{APD}(t)$ en développement limité à l'ordre 1 et sa transformée de Fourier.	50
Figure II-k : Vue en coupe d'une photodiode MSM dans un caisson de type P.	52
Figure II-l : Caractéristique courant-tension typique d'une photodiode à barrière Schottky...	52
Figure II-m : Comportement d'une MSM-PD. De haut en bas : Vue en coupe de la structure physique du photodétecteur, Répartition des densités de charges, Champ électrique sous polarisation, Structure de bande correspondante sous polarisation V	53
Figure II-n : Exemple de structure MSM interdigitée.	54
Figure II-o : Validation du mélange optoélectronique avec une photodiode à barrière Schottky. A gauche, $i_{MSM}(t)$ répondant à l'expression exacte ainsi que son spectre fréquentiel. A droite $i_{MSM}(t)$ en développement limité et sa transformée de Fourier. $f_{RF} = 1.1\text{ kHz}$, $f_{OL} = 1\text{ kHz}$	56
Figure II-p : Vue en coupe d'un photoconducteur sur un caisson N.	58
Figure II-q : Vitesse de déplacement des porteurs en fonction du champ électrique pour différent semiconducteur. $V_n = \mu_n E$ ([Sze, 1981]).	60
Figure II-r : Validation du mélange optoélectronique avec un photoconducteur. En haut, $i_{PH}(t)$ répondant à l'expression exacte. En bas, son spectre fréquentiel.	62
Figure III-a : Vue en coupe des couches proposées par la technologie CMOS HV $0.35\ \mu\text{m}$	69
Figure III-b : Etapes technologiques de création de tranchées par STI.	71
Figure III-c : Vue en coupe d'une APD CMOS P^+N utilisant une isolation de type STI (Shallow Trench Isolation).	71
Figure III-d : Vue en coupe d'une APD CMOS P^+N utilisant un caisson P comme anneau de garde.	72

Figure III-e : Vue en coupe d'une APD CMOS P ⁺ N utilisant la diffusion latérale de deux caissons N comme anneau de garde.....	72
Figure III-f : Vue en coupe de l'APD_P ⁺ N_NI.....	73
Figure III-g : Structure de l' APD_P ⁺ N_NI.....	74
Figure III-h : Caractéristique courant tension inverse en obscurité de l'APD P ⁺ N_NI. La surface de l'APD est de 5 μm x 1μm.....	75
Figure III-i : Distribution du champ électrique au sein de l'APD_P ⁺ N_NI pour une tension inverse de -5 V.....	76
Figure III-j : Sensibilité spectrale normalisée de l'APD_P ⁺ N_NI pour Vcathode=-1 Volt.....	77
Figure III-k : Gain photoélectrique interne M en fonction de la tension de polarisation de l'APD_P ⁺ N_NI pour différentes longueurs d'onde.....	78
Figure III-l : Simulation temporelle du mélange optoélectronique de l'APD_P ⁺ N_NI.....	79
Figure III-m : Transformée de fourrier du mélange optoélectronique de l'APD_P ⁺ N_NI.....	79
Figure III-n : Layout de l'APD P ⁺ N réalisé sous Cadence.....	80
Figure III-o : Vue en coupe de l'APD_P ⁺ N_I.....	81
Figure III-p : Structure de l'APD_P ⁺ N_I.....	81
Figure III-q : Caractéristique courant-tension inverse de l'APD_P ⁺ N_I. La surface de l'APD est de 5 μm x 1 μm.....	82
Figure III-r : Distribution du champ électrique au sein de l'APD_P ⁺ N_I pour une tension inverse de -5 V.....	83
Figure III-s : Sensibilité spectrale normalisée de l'APD_P ⁺ N_I pour Vanode = -1 V.....	84
Figure III-t : Gain en fonction de la tension de polarisation de l'APD_P ⁺ N_I pour différentes longueurs d'onde.....	85
Figure III-u : Simulation temporelle du mélange optoélectronique de l'APD_P ⁺ N_I.....	86
Figure III-v : Transformée de fourrier du mélange optoélectronique de l'APD_P ⁺ N_I.....	86
Figure III-w : Layout de l'APD P ⁺ N dans un caisson profond de type N ⁻	87
Figure III-x : Vue en coupe de l'APD_N ⁺ P_I.....	88
Figure III-y : Structure de l' APD_N ⁺ P_I.....	88
Figure III-z : Caractéristique courant-tension inverse de l'APD_N ⁺ P_I pour différentes largeurs d'anneau de garde.....	89
Figure III-aa : Distribution du champ électrique au sein de l'APD_N ⁺ P_I pour une tension inverse de -5 V.....	90
Figure III-ab : Sensibilité spectrale normalisée de l'APD_N ⁺ P_I pour Vanode=-1V.....	91
Figure III-ac : Gain photoélectrique interne en fonction de la tension de polarisation de l'APD_N ⁺ P_I pour différentes longueurs d'onde.....	92
Figure III-ad : Simulation temporelle du mélange optoélectronique de l'APD_N ⁺ P_I.....	93
Figure III-ae : Transformée de fourrier du mélange optoélectronique de l'APD_P ⁺ N_I.....	93
Figure III-af : Layout de l'APD N ⁺ P dans un caisson profond de type N ⁻	94
Figure III-ag : Caractéristique courant-tension inverse en obscurité et sous éclairage de l'APD P ⁺ N_NI.....	97
Figure III-ah : Caractéristique courant-tension inverse en obscurité pour différentes températures de l'APD P ⁺ N_NI.....	98
Figure III-ai : Sensibilité spectrale S _{λ APD} (A/W) de l'APD CMOS pour différentes tension de polarisation inverse.....	99
Figure III-aj : Gain photoélectrique mesuré de l'APD CMOS en fonction de la tension de polarisation pour différentes longueurs d'ondes.....	100
Figure III-ak : Schéma du circuit électrique utilisé pour le mélange optoélectronique avec l'APD CMOS. R1 = 10kΩ, R2 = R3 = 390Ω, R4 = 1MΩ, R5 = 33kΩ.....	101

figure III-al : Utilisation de l'APD CMOS en mélangeur optoélectronique. (2) signal de référence à la sortie d'un mélangeur électrique, (3) signal en sortie du mélangeur optoélectronique, (4) Mélange optoélectronique après filtrage.....	101
Figure III-am : Rendement de conversion en fonction de l'amplitude de $v_{OL}(t)$ pour différentes tensions de polarisation de l'APD.....	102
Figure III-an : Caractéristique courant-tension inverse en obscurité et sous éclaircissement de l'APD P ⁺ N _I	103
Figure III-ao : Gain photoélectrique mesuré de l'APD CMOS en fonction de la tension de polarisation pour différentes longueurs d'ondes.....	104
Figure III-ap : Sensibilité spectrale $S_{\lambda_{APD}}(A/W)$ de l'APD CMOS pour différentes tension de polarisation inverse.....	105
figure III-aq : Utilisation de l'APD CMOS en mélangeur optoélectronique. (1) signal de référence à la sortie d'un mélangeur électrique, (2) signal de mélange électrique filtré, (3) signal en sortie du mélangeur optoélectronique, (4) Mélange optoélectronique après filtrage.....	106
Figure III-ar : Rendement de conversion en fonction de l'amplitude de $v_{OL}(t)$ pour différentes tensions de polarisation de l'APD.....	107
Figure III-as : Caractéristiques courant-tension inverse des APD N ⁺ P _I ayant différentes largeurs d'anneau de garde.....	108
Figure III-at : Caractéristique courant-tension inverse en obscurité et sous éclaircissement de l'APD N ⁺ P _I avec $d = 0.8 \mu m$	109
Figure III-au : Gain photoélectrique mesuré de l'APD CMOS en fonction de la tension de polarisation pour différentes longueurs d'ondes.....	110
Figure III-av : Sensibilité spectrale $S_{\lambda_{APD}}(A/W)$ de l'APD CMOS pour différentes tension de polarisation inverse.....	111
figure III-aw : Utilisation de l'APD CMOS en mélangeur optoélectronique. (1) signal de référence à la sortie d'un mélangeur électrique, (2) signal de mélange électrique filtré, (3) signal en sortie du mélangeur optoélectronique, (4) Mélange optoélectronique après filtrage.....	112
Figure III-ax : Rendement de conversion en fonction de l'amplitude de $v_{OL}(t)$ pour différentes tensions de polarisation de l'APD.....	113
Figure III-ay : Contact métal-semiconducteur N avec $W_M > W_S$ à l'équilibre thermodynamique. χ représente l'affinité électronique du semiconducteur et Φ_{MS} la différence des travaux de sortie métal-semiconducteur.....	115
Figure III-az : Comportement du contact métal semiconducteur N en inverse (gauche) et en direct (droite).....	115
Figure III-ba : Contact métal-semiconducteur P avec $W_M > W_S$ à l'équilibre thermodynamique.....	116
Figure III-bb : Comportement du contact métal semiconducteur P suivant le sens de la polarisation V	116
Figure III-bc : Contact métal-semiconducteur N avec $W_M < W_S$ à l'équilibre thermodynamique.....	117
Figure III-bd : Comportement du contact métal semiconducteur N selon le sens de la tension de polarisation V	117
Figure III-be : Contact métal-semiconducteur P avec $W_M < W_S$ à l'équilibre thermodynamique.....	118
Figure III-bf : Comportement du contact métal semiconducteur N en direct (gauche) et en inverse (droite).....	118
Figure III-bg : vue en coupe simplifiée de la photodiode MSM.....	120
Figure III-bh : Structure d'une diode Schottky planaire.....	121

Figure III-bi : caractéristique I-V de la diode Schottky sous polarisation directe.	122
Figure III-bj : caractéristique I-V de la diode Schottky sous polarisation inverse.	122
Figure III-bk : Structure de la photodiode métal-semiconducteur- métal.	123
Figure III-bl : Influence de la distance inter-électrodes W sur la caractéristique $I=f(V)$	124
Figure III-bm : Réponse spectrale de la photodiode MSM ($V_{cathode} = 2V$) pour différentes distances W.	125
Figure III-bn : Gain photoélectrique de la photodiode MSM en fonction de la distance W pour un éclairage d'une puissance $P_{opt} = 1\mu W$ à $\lambda = 400\text{ nm}$	126
Figure III-bo : Simulation temporelle du mélange optoélectronique de la MSM-PD.	127
Figure III-bp : Transformée de Fourier du mélange optoélectronique de la MSM-PD.	127
Figure III-bq : Layout de la photodiode à barrière Schottky.	128
Figure III-br : Caractéristique courant-tension du photoconducteur pour différentes valeurs de W de distance inter-électrode.	129
Figure III-bs : Sensibilité spectrale du photoconducteur.	130
Figure III-bt : Gain interne en fonction de la tension de polarisation à $\lambda = 800\text{ nm}$	131
Figure III-bu : Simulation temporelle du mélange optoélectronique du photoconducteur.	132
Figure III-bv : Transformée de Fourier du mélange optoélectronique du photoconducteur.	132
Figure III-bw : Layout du photoconducteur.	133
Figure IV-b : Architecture globale de l'APD en mélangeur optoélectronique.	138
Figure IV-c : Vue en coupe de l'APD montrant l'influence de l'anneau de garde sur la résistance d'accès série.	139
Figure IV-d : Modèle électrique petit signal de l'APD.	140
Figure IV-e : Miroir de courant simple.	141
Figure IV-f : Schéma équivalent petit signal du miroir de courant simple.	142
Figure IV-g : Miroir de courant cascodé.	143
Figure IV-h : Schéma équivalent pour la détermination de la conductance de sortie du miroir cascode.	144
Figure IV-i : Synoptique du circuit pour une injection de l'oscillateur local sur l'anode de l'APD.	146
Figure IV-j : Schéma électrique de la source de courant I_1	147
Figure IV-k : Schéma électrique de l'attaque en tension de l'APD.	148
Figure IV-l : Schéma électrique de la source de courant I_2	149
Figure IV-m : Comportement fréquentiel du suiveur de tension U_1	150
Figure IV-n : Plage de linéarité du suiveur de tension U_1	150
Figure IV-o : Simulation temporelle du circuit avec attaque sur l'anode de l'APD.	151
Figure IV-p : Synoptique du circuit pour une injection de l'oscillateur local sur la cathode de l'APD.	152
Figure IV-q : Schéma électrique de la source de courant I_2	152
Figure IV-r : Schéma électrique de l'attaque en tension sur la cathode de l'APD.	153
Figure IV-s : Schéma électrique de la source de courant I_1 permettant de polariser l'APD en courant.	154
Figure IV-t : Comportement fréquentiel du suiveur de tension U_1	155
Figure IV-u : Plage de linéarité du suiveur de tension U_1	155
Figure IV-v : Simulation temporelle du circuit avec attaque sur la cathode de l'APD.	156
Figure IV-w : Circuit complet de l'attaque sur l'anode de l'APD. Les courants et tensions sont calculés au point de polarisation statique.	158
Figure IV-x : Circuit complet de l'attaque sur la cathode de l'APD. Les courants et tensions sont calculés au point de polarisation statique.	159
Figure IV-y : Schéma petit signal de l'APD vis-à-vis des signaux OL et IF.	160

Figure IV-z : Evolution de l'amplitude de fréquence intermédiaire en fonction de la capacité de filtrage pour une fréquence intermédiaire $f_{IF}=100$ kHz.	161
Figure IV-aa : Layout de la chaîne complète. L'APD, son électronique associée et une capacité de 150 pF.	162
Figure IV-ab : Evolution du coefficient de couplage en fonction de la distance pour $\rho_d=0.5$ et $\rho_d=0.2$	164
Figure IV-ac : Architecture détaillée d'une chaîne instrumentée.	165
Figure IV-ad : Layout de la matrice d'APD. $1200 \mu\text{m} \times 1000 \mu\text{m}$	166

Liste des tableaux

Tableau II- α : Valeurs typiques de gain et de temps de réponse en fonction du photodétecteur considéré.....	34
Tableau III- α : Paramètres technologiques de la technologie CMOS HV 0.35 μm . Les cases noircies représentent les valeurs déduites à partir de grandeurs électriques données dans la documentation d'AMS.	70
Tableau III- β : Tensions de claquage (V_{BV}) et d'avalanche($V_{AVALANCHE}$) en fonction de la largeur de l'anneau de garde.	74
Tableau III- ζ : Calcul du facteur $\alpha.(WE + \delta)$ pour les trois structures développées pour différentes longueurs d'onde. $V_{APD} = -6 \text{ V}$	95
Tableau III- η : Gain et facteur de bruit en excès pour les trois APDs développées.....	95
Tableau III- μ : Tableau comparatif des rendements de conversion de chaque APD CMOS.	113
Tableau III- θ : Coefficient d'absorption pour différentes longueurs d'onde dans le silicium, taux d'absorption sur une profondeur de 0.083 μm	125

Annexes A : Liste des publications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

E. Moutaye, H. Tap-Beteille, “CMOS Avalanche Photodiode Embedded in a Phase-Shift Laser Rangefinder”, *Electron Devices, IEEE Transaction on*, Vol. 55, Issue 12, pp 3396 - 3401, Dec. 2008.

Actes de conférences internationales à comité de lecture

E. Moutaye, H. Tap-Beteille, “Integration of CMOS Avalanche Photodiodes. Evaluation and comparison of their global performances” *International instrumentation a measurement technology conference 2010*, 3-6 May Austin-TX.

E. Moutaye, H. Tap-Beteille, “Design of a CMOS APD Array for a 3-D Camera based on the Time of Flight Distance measurement” *International instrumentation a measurement technology conference 2010*, 3-6 May Austin-TX.

Conférences invités

E. MOUTAYE, H. TAP-BETEILLE, “Intégration en technologie CMOS d’une tête de photoréception pour un microsysteme télémétrique”, *11ème colloque international francophone, Méthodes et Techniques Optiques pour l’Industrie (CMOI)*, Toulouse (F), 2010.

E. MOUTAYE, “Avalanche photodiode in standard CMOS technology for high sensitivity embedded applications”, *Workshop : “CMOS detectors for high performance applications”*, CNES, Toulouse, 2009.

Conférences Nationales

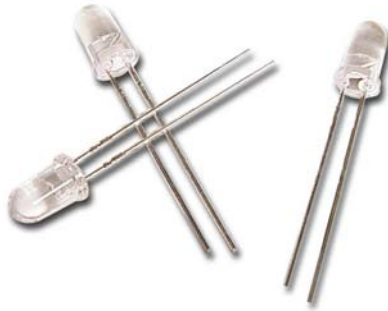
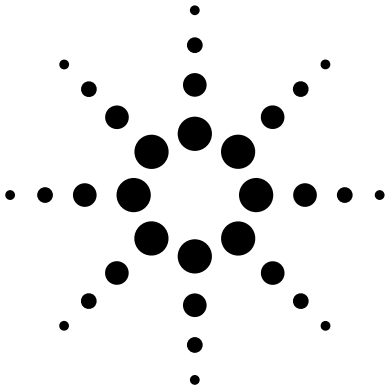
E. MOUTAYE, “Conception d’une photodiode à avalanche en technologie CMOS”, *Présentation orale JNRDM*, Lyon, 2009.

E. MOUTAYE, “Intégration de photodiode à avalanche en technologie CMOS. Evaluation et comparaison de leur performances globales”, *Poster JNRDM*, Montpellier, 2010.

E. MOUTAYE, “Intégration en technologie CMOS d’une tête de photoréception pour un microsysteme télémétrique”, *Journée annuelle de l’école doctorale GEET*, Toulouse, 2010.

Annexes B : Datasheets

Agilent T-1³/₄ (5 mm) Precision Optical Performance InGaN Blue and Green Lamps Data Sheet



**HLMP-CB15, HLMP-CB16, HLMP-CB30, HLMP-CB31,
HLMP-CM15, HLMP-CM16, HLMP-CM30, HLMP-CM31**

Description

These high intensity blue and green LEDs are based on InGaN material technology. InGaN is the most efficient and cost effective material for LEDs in the blue and green region of the spectrum. The 472 nm typical dominant wavelength for blue and 526 nm typical dominant wavelength for green are well suited to color mixing in full color signs.

These LED lamps are untinted, nondiffused, T-1³/₄ packages incorporating second generation optics which produce well defined spatial radiation patterns at specific viewing cone angles.

These lamps are made with an advanced optical grade epoxy, offering superior high temperature and high moisture resistance performance in outdoor signal and sign applications. The high maximum LED junction temperature limit of +130°C enables high temperature operation in bright sunlight conditions. The package epoxy contains both UV-A and UV-B inhibitors to reduce the effects of long term exposure to direct sunlight.

These lamps are available in two viewing angle options to give the designer flexibility with optical design.

Features

- Well defined spatial radiation pattern
- Viewing angles: 15° and 30°
- High luminous output
- Colors: 472 nm Blue, 526 nm Green
- Superior resistance to moisture
- UV resistant epoxy

Benefits

- Superior performance in outdoor environments
- Wavelengths suitable for color mixing in full color (RGB) signs

Applications

- Commercial outdoor signs
- Automotive interior lights
- Front panel indicators
- Front panel backlighting

CAUTION: HLMP-CBxx and HLMP-CMxx LEDs are Class 1 ESD sensitive. Please observe appropriate precautions during handling and processing. Refer to Agilent Application Note AN-1142 for additional details.



Agilent Technologies

LED Indicators

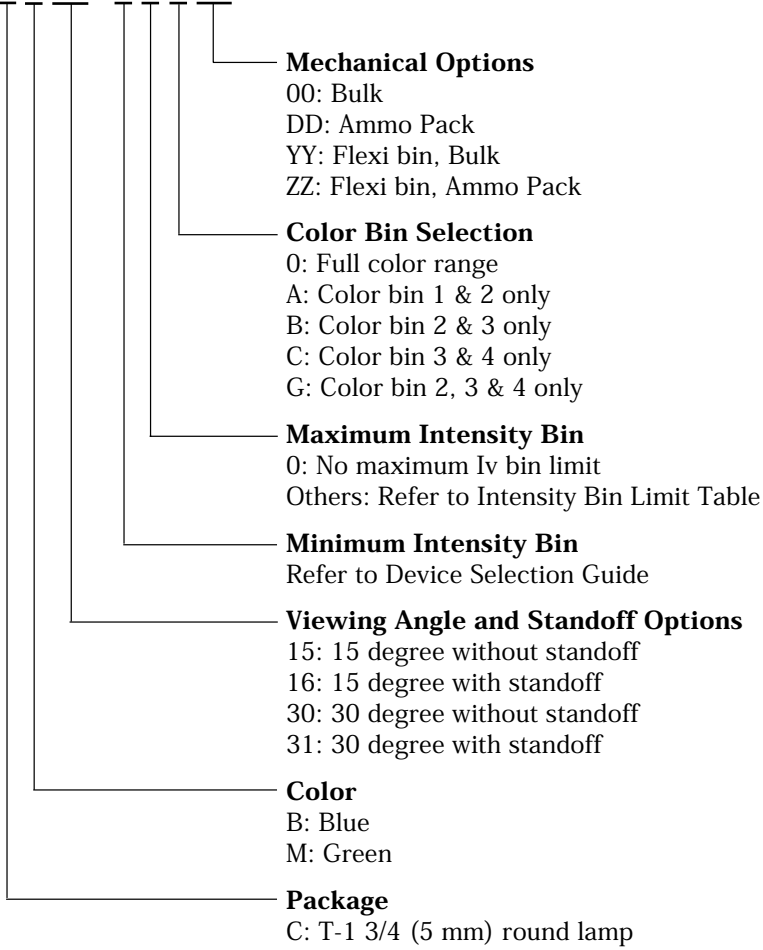
Device Selection Guide

Part Number	Typical Viewing Angle	Color and Typ. Dominant Wavelength (nm)	Min. Luminous Intensity, Iv (mcd) at 20 mA	Max. Luminous Intensity, Iv (mcd) at 20 mA	Leads with Stand-Offs	Package Drawing
HLMP-CB15-P00xx	15°	Blue 472	880	-	No	A
HLMP-CB15-QT0xx	15°	Blue 472	1150	3200	No	A
HLMP-CB15-R00xx	15°	Blue 472	1500	-	No	A
HLMP-CB15-RSCxx	15°	Blue 472	1500	2500	No	A
HLMP-CB16-P00xx	15°	Blue 472	880	-	Yes	B
HLMP-CB16-QT0xx	15°	Blue 472	1150	3200	Yes	B
HLMP-CB30-K00xx	30°	Blue 472	310	-	No	A
HLMP-CB30-M00xx	30°	Blue 472	520	-	No	A
HLMP-CB30-NPCxx	30°	Blue 472	680	1150	No	A
HLMP-CB30-NRGxx	30°	Blue 472	680	1900	No	A
HLMP-CB30-PQCxx	30°	Blue 472	880	1500	No	A
HLMP-CB31-M00xx	30°	Blue 472	520	-	Yes	B
HLMP-CB31-NRGxx	30°	Blue 472	680	1900	Yes	B
HLMP-CB31-PQCxx	30°	Blue 472	880	1500	Yes	B
HLMP-CM15-S00xx	15°	Green 526	1900	-	No	A
HLMP-CM15-VY0xx	15°	Green 526	4200	12000	No	A
HLMP-CM15-W00xx	15°	Green 526	5500	-	No	A
HLMP-CM15-WXBxx	15°	Green 526	5500	9300	No	A
HLMP-CM16-S00xx	15°	Green 526	1900	-	Yes	B
HLMP-CM16-VY0xx	15°	Green 526	4200	12000	Yes	B
HLMP-CM30-M00xx	30°	Green 526	520	-	No	A
HLMP-CM30-RSBxx	30°	Green 526	1500	2500	No	A
HLMP-CM30-S00xx	30°	Green 526	1900	-	No	A
HLMP-CM30-TUBxx	30°	Green 526	2500	4200	No	A
HLMP-CM30-TUCxx	30°	Green 526	2500	4200	No	A
HLMP-CM30-TW0xx	30°	Green 526	2500	7200	No	A
HLMP-CM30-TWAxx	30°	Green 526	2500	7200	No	A
HLMP-CM30-UVAxx	30°	Green 526	3200	5500	No	A
HLMP-CM31-M00xx	30°	Green 526	520	-	Yes	B
HLMP-CM31-TUCxx	30°	Green 526	2500	4200	Yes	B
HLMP-CM31-TW0xx	30°	Green 526	2500	7200	Yes	B
HLMP-CM31-TWAxx	30°	Green 526	2500	7200	Yes	B

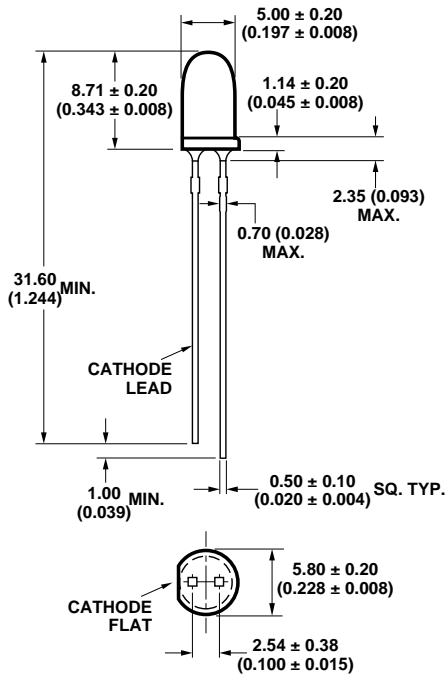
Tolerance for intensity limit is $\pm 15\%$.

Part Numbering System

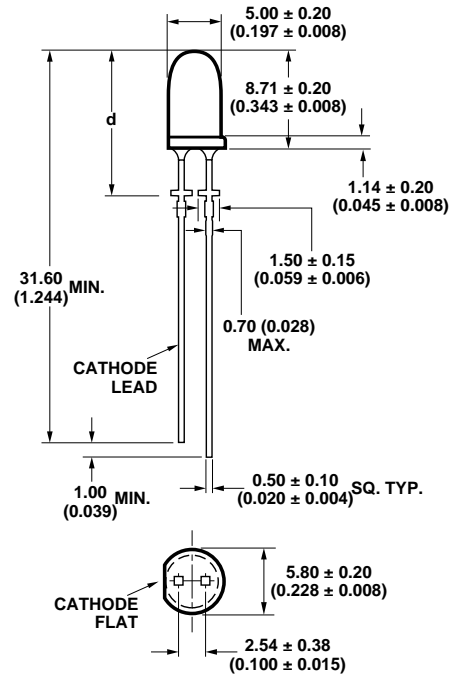
HLMP - X X XX - X X X XX



Package Dimensions



HLMP-Cx15 and HLMP-Cx30



HLMP-Cx16 and HLMP-Cx31

HLMP-Cx16	HLMP-Cx31
d = 12.60 ± 0.25 (0.496 ± 0.010)	d = 12.22 ± 0.50 (0.481 ± 0.020)

Notes:

1. Dimensions in mm.
2. Tolerance ±0.1 mm unless otherwise noted.

Absolute Maximum Ratings at $T_A = 25^\circ\text{C}$

Parameter	Blue and Green
DC Forward Current ^[1]	30 mA
Peak Pulsed Forward Current ^[2]	100 mA
Reverse Voltage ($I_R = 100\ \mu\text{A}$)	5 V
Power Dissipation	120 mW
LED Junction Temperature	130°C
Operating Temperature Range	-40°C to +80°C
Storage Temperature Range	-40°C to +100°C

Notes:

1. Derate linearly as shown in Figure 5 for temperatures above 50°C.
2. Duty factor 10%, frequency 1KHz.

Electrical/Optical Characteristics at $T_A = 25^\circ\text{C}$

Parameter	Symbol	Min.	Typ.	Max.	Units	Test Conditions
Forward Voltage	V_F		3.8	4.0	V	$I_F = 20\ \text{mA}$
Reverse Voltage	V_R	5				$I_R = 100\ \mu\text{A}$
Peak Wavelength						Peak of Wavelength of Spectral Distribution at $I_F = 20\ \text{mA}$
Blue ($\lambda_d = 472\ \text{nm}$)	peak		470		nm	
Green ($\lambda_d = 526\ \text{nm}$)			524			
Spectral Halfwidth						Wavelength Width at Spectral Power Point at $I_F = 20\ \text{mA}$
Blue ($\lambda_d = 472\ \text{nm}$)	$\Delta_{1/2}$		35		nm	
Green ($\lambda_d = 526\ \text{nm}$)			47			
Capacitance	C		43		pF	$V_F = 0, F = 1\ \text{MHz}$
Luminous Efficacy						Emitted Luminous Power/Emitted Radiant Power
Blue ($\lambda_d = 472\ \text{nm}$)	η_v		75		lm/W	
Green ($\lambda_d = 526\ \text{nm}$)			520			
Thermal Resistance	$R_{\Theta J-PIN}$		240		°C/W	LED Junction-to-Cathode Lead

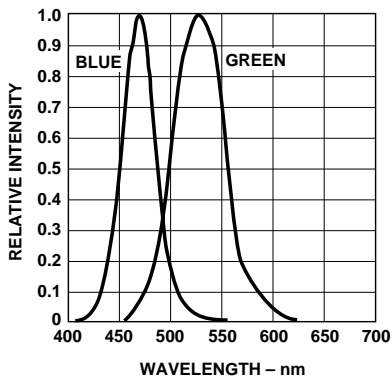


Figure 1. Relative intensity vs. wavelength.

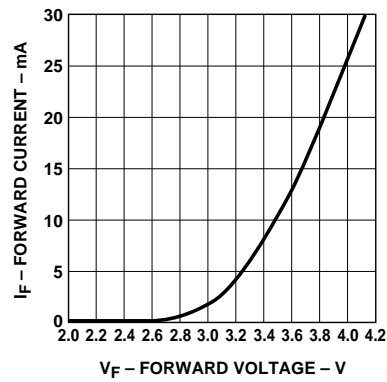


Figure 2. Forward current vs. forward voltage.

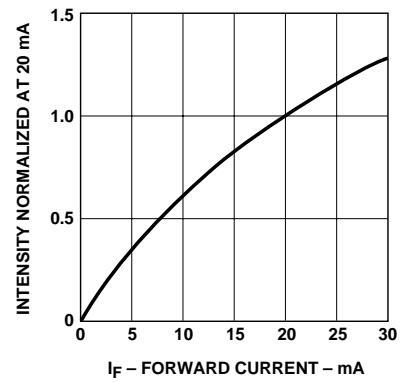


Figure 3. Relative luminous intensity vs. forward current.

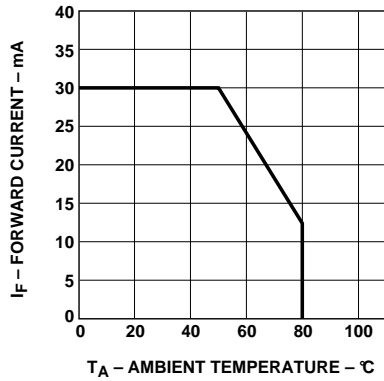


Figure 4. Maximum forward current vs. ambient temperature.

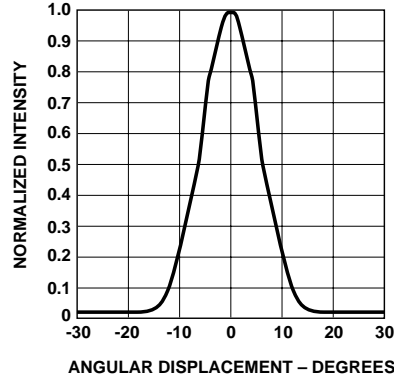


Figure 5. Spatial radiation pattern - 15° lamps.

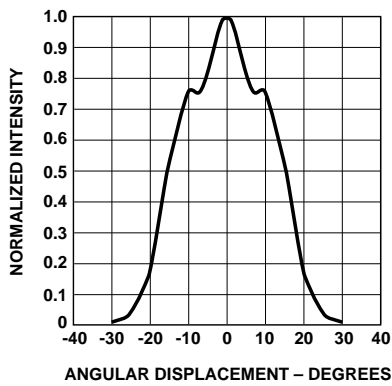


Figure 6. Spatial radiation pattern - 30° lamps.

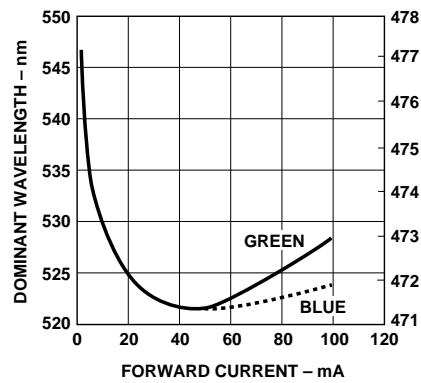


Figure 7. Color vs. forward current.

Color Bin Limits (nm at 20 mA)

Blue	Color Range (nm)	
Bin ID	Min.	Max.
1	460.0	464.0
2	464.0	468.0
3	468.0	472.0
4	472.0	476.0
5	476.0	480.0

Tolerance for each bin limit is ± 0.5 nm.

Green	Color Range (nm)	
Bin ID	Min.	Max.
1	520.0	524.0
2	524.0	528.0
3	528.0	532.0
4	532.0	536.0
5	536.0	540.0

Tolerance for each bin limit is ± 0.5 nm.

Intensity Bin Limits

Bin Name	Min.	Max.
K	310	400
L	400	520
M	520	680
N	680	880
P	880	1150
Q	1150	1500
R	1500	1900
S	1900	2500
T	2500	3200
U	3200	4200
V	4200	5500
W	5500	7200
X	7200	9300
Y	9300	12000
Z	12000	16000

Tolerance for each intensity bin limit is $\pm 15\%$.

Note:

1. All bin categories are established for classification of products. Products may not be available in all bin categories. Please contact your Agilent representatives for further information.

Precautions

Lead Forming

- The leads of an LED lamp may be preformed or cut to length prior to insertion and soldering into PC board.
- If lead forming is required before soldering, care must be taken to avoid any excessive mechanical stress induced to LED package. Otherwise, cut the leads of LED to length after soldering process at room temperature. The solder joint formed will absorb the mechanical stress of the lead cutting from traveling to the LED chip die attach and wirebond.
- It is recommended that tooling made to precisely form and cut the leads to length rather than rely upon hand operation.

Soldering Conditions

- Care must be taken during PCB assembly and soldering process to prevent damage to LED component.
- The closest LED is allowed to solder on board is 1.59 mm below the body (encapsulant epoxy) for those parts without standoff.
- Recommended soldering conditions:

	Wave Soldering	Manual Solder Dipping
Pre-heat Temperature	105 °C Max.	–
Pre-heat Time	30 sec Max.	–
Peak Temperature	250 °C Max.	260 °C Max.
Dwell Time	3 sec Max.	5 sec Max.

- Wave soldering parameter must be set and maintained according to recommended temperature and dwell time in the solder wave. Customer is advised to periodically check on the soldering profile to ensure the soldering profile used is always conforming to recommended soldering condition.
- If necessary, use fixture to hold the LED component in proper orientation with respect to the PCB during soldering process.
- Proper handling is imperative to avoid excessive thermal stresses to LED components when heated. Therefore, the soldered PCB must be allowed to cool to room temperature, 25°C, before handling.
- Special attention must be given to board fabrication, solder masking, surface plating and lead holes size and component orientation to assure solderability.
- Recommended PC board plated through hole sizes for LED component leads:

LED Component Lead Size	Diagonal	Plated Through Hole Diameter
0.457 x 0.457 mm (0.018 x 0.018 inch)	0.646 mm (0.025 inch)	0.976 to 1.078 mm (0.038 to 0.042 inch)
0.508 x 0.508 mm (0.020 x 0.020 inch)	0.718 mm (0.028 inch)	1.049 to 1.150 mm (0.041 to 0.045 inch)

Note: Refer to application note AN1027 for more information on soldering LED components.

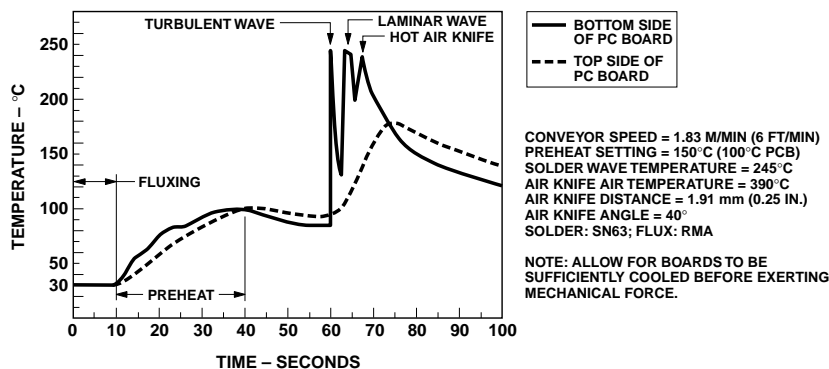


Figure 8. Recommended wave soldering profile.

www.agilent.com/semiconductors

For product information and a complete list of distributors, please go to our web site.

For technical assistance call:

Americas/Canada: +1 (800) 235-0312 or (916) 788-6763

Europe: +49 (0) 6441 92460

China: 10800 650 0017

Hong Kong: (+65) 6756 2394

India, Australia, New Zealand: (+65) 6755 1939

Japan: (+81 3) 3335-8152 (Domestic/International), or 0120-61-1280 (Domestic Only)

Korea: (+65) 6755 1989

Singapore, Malaysia, Vietnam, Thailand, Philippines, Indonesia: (+65) 6755 2044

Taiwan: (+65) 6755 1843

Data subject to change.

Copyright © 2005 Agilent Technologies, Inc.

Obsoletes 5989-1904EN

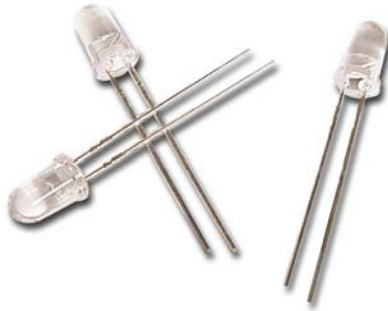
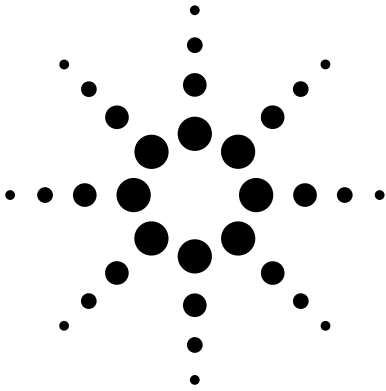
October 25, 2005

5989-4124EN



Agilent Technologies

Agilent T-1³/₄ (5 mm) Precision Optical Performance InGaN Blue and Green Lamps Data Sheet



**HLMP-CB15, HLMP-CB16, HLMP-CB30, HLMP-CB31,
HLMP-CM15, HLMP-CM16, HLMP-CM30, HLMP-CM31**

Description

These high intensity blue and green LEDs are based on InGaN material technology. InGaN is the most efficient and cost effective material for LEDs in the blue and green region of the spectrum. The 472 nm typical dominant wavelength for blue and 526 nm typical dominant wavelength for green are well suited to color mixing in full color signs.

These LED lamps are untinted, nondiffused, T-1³/₄ packages incorporating second generation optics which produce well defined spatial radiation patterns at specific viewing cone angles.

These lamps are made with an advanced optical grade epoxy, offering superior high temperature and high moisture resistance performance in outdoor signal and sign applications. The high maximum LED junction temperature limit of +130°C enables high temperature operation in bright sunlight conditions. The package epoxy contains both UV-A and UV-B inhibitors to reduce the effects of long term exposure to direct sunlight.

These lamps are available in two viewing angle options to give the designer flexibility with optical design.

Features

- Well defined spatial radiation pattern
- Viewing angles: 15° and 30°
- High luminous output
- Colors: 472 nm Blue, 526 nm Green
- Superior resistance to moisture
- UV resistant epoxy

Benefits

- Superior performance in outdoor environments
- Wavelengths suitable for color mixing in full color (RGB) signs

Applications

- Commercial outdoor signs
- Automotive interior lights
- Front panel indicators
- Front panel backlighting

CAUTION: HLMP-CBxx and HLMP-CMxx LEDs are Class 1 ESD sensitive. Please observe appropriate precautions during handling and processing. Refer to Agilent Application Note AN-1142 for additional details.



Agilent Technologies

LED Indicators

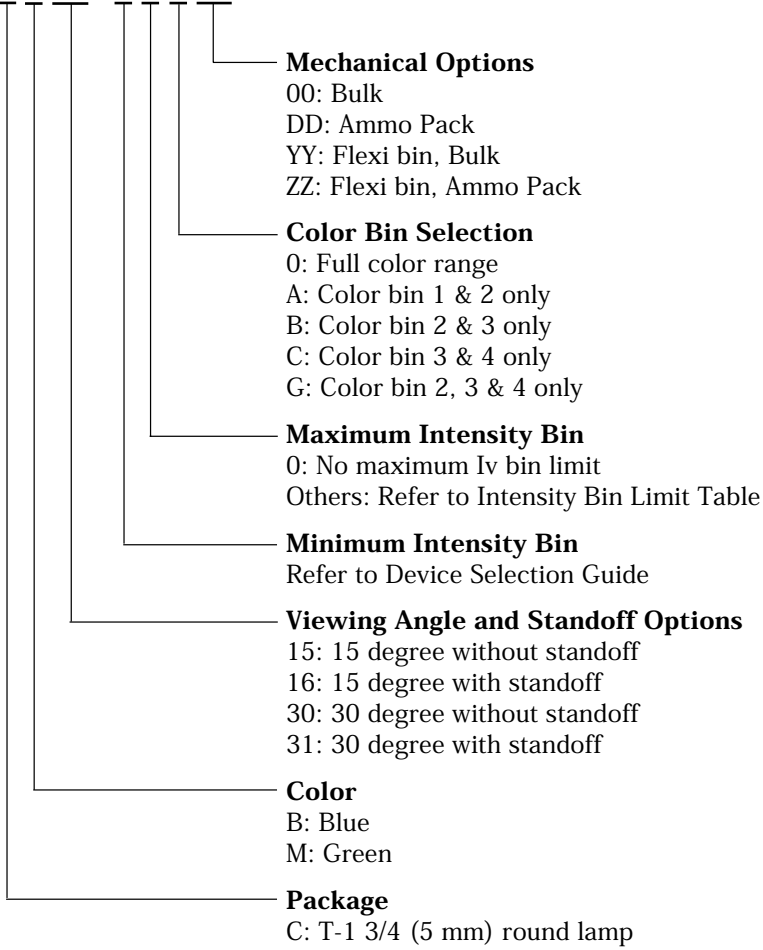
Device Selection Guide

Part Number	Typical Viewing Angle	Color and Typ. Dominant Wavelength (nm)	Min. Luminous Intensity, Iv (mcd) at 20 mA	Max. Luminous Intensity, Iv (mcd) at 20 mA	Leads with Stand-Offs	Package Drawing
HLMP-CB15-P00xx	15°	Blue 472	880	-	No	A
HLMP-CB15-QT0xx	15°	Blue 472	1150	3200	No	A
HLMP-CB15-R00xx	15°	Blue 472	1500	-	No	A
HLMP-CB15-RSCxx	15°	Blue 472	1500	2500	No	A
HLMP-CB16-P00xx	15°	Blue 472	880	-	Yes	B
HLMP-CB16-QT0xx	15°	Blue 472	1150	3200	Yes	B
HLMP-CB30-K00xx	30°	Blue 472	310	-	No	A
HLMP-CB30-M00xx	30°	Blue 472	520	-	No	A
HLMP-CB30-NPCxx	30°	Blue 472	680	1150	No	A
HLMP-CB30-NRGxx	30°	Blue 472	680	1900	No	A
HLMP-CB30-PQCxx	30°	Blue 472	880	1500	No	A
HLMP-CB31-M00xx	30°	Blue 472	520	-	Yes	B
HLMP-CB31-NRGxx	30°	Blue 472	680	1900	Yes	B
HLMP-CB31-PQCxx	30°	Blue 472	880	1500	Yes	B
HLMP-CM15-S00xx	15°	Green 526	1900	-	No	A
HLMP-CM15-VY0xx	15°	Green 526	4200	12000	No	A
HLMP-CM15-W00xx	15°	Green 526	5500	-	No	A
HLMP-CM15-WXBxx	15°	Green 526	5500	9300	No	A
HLMP-CM16-S00xx	15°	Green 526	1900	-	Yes	B
HLMP-CM16-VY0xx	15°	Green 526	4200	12000	Yes	B
HLMP-CM30-M00xx	30°	Green 526	520	-	No	A
HLMP-CM30-RSBxx	30°	Green 526	1500	2500	No	A
HLMP-CM30-S00xx	30°	Green 526	1900	-	No	A
HLMP-CM30-TUBxx	30°	Green 526	2500	4200	No	A
HLMP-CM30-TUCxx	30°	Green 526	2500	4200	No	A
HLMP-CM30-TW0xx	30°	Green 526	2500	7200	No	A
HLMP-CM30-TWAxx	30°	Green 526	2500	7200	No	A
HLMP-CM30-UVAxx	30°	Green 526	3200	5500	No	A
HLMP-CM31-M00xx	30°	Green 526	520	-	Yes	B
HLMP-CM31-TUCxx	30°	Green 526	2500	4200	Yes	B
HLMP-CM31-TW0xx	30°	Green 526	2500	7200	Yes	B
HLMP-CM31-TWAxx	30°	Green 526	2500	7200	Yes	B

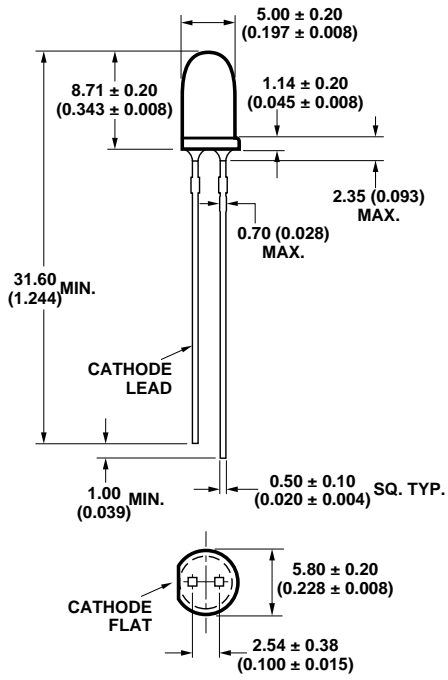
Tolerance for intensity limit is $\pm 15\%$.

Part Numbering System

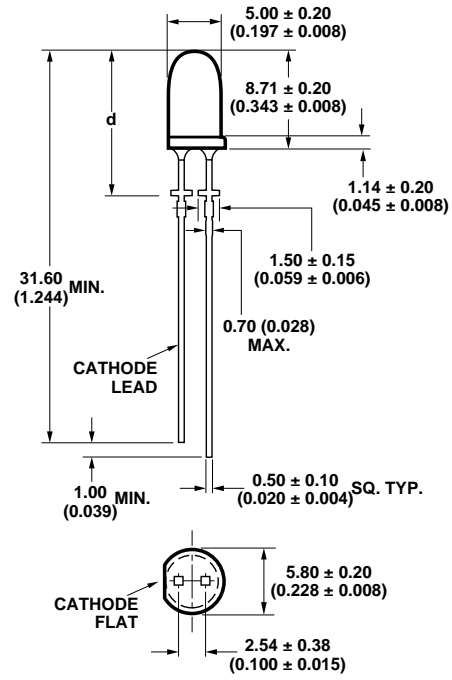
HLMP - X X XX - X X X XX



Package Dimensions



HLMP-Cx15 and HLMP-Cx30



HLMP-Cx16 and HLMP-Cx31

HLMP-Cx16	HLMP-Cx31
d = 12.60 ± 0.25 (0.496 ± 0.010)	d = 12.22 ± 0.50 (0.481 ± 0.020)

Notes:

1. Dimensions in mm.
2. Tolerance ±0.1 mm unless otherwise noted.

Absolute Maximum Ratings at T_A = 25°C

Parameter	Blue and Green
DC Forward Current ^[1]	30 mA
Peak Pulsed Forward Current ^[2]	100 mA
Reverse Voltage (I _R = 100 A)	5 V
Power Dissipation	120 mW
LED Junction Temperature	130°C
Operating Temperature Range	-40°C to +80°C
Storage Temperature Range	-40°C to +100°C

Notes:

1. Derate linearly as shown in Figure 5 for temperatures above 50°C.
2. Duty factor 10%, frequency 1KHz.

Electrical/Optical Characteristics at T_A = 25°C

Parameter	Symbol	Min.	Typ.	Max.	Units	Test Conditions
Forward Voltage	V _F		3.8	4.0	V	I _F = 20 mA
Reverse Voltage	V _R	5				I _R = 100 A
Peak Wavelength						Peak of Wavelength of Spectral Distribution at I _F = 20 mA
Blue (λ _d = 472 nm)	peak		470		nm	
Green (λ _d = 526 nm)			524			
Spectral Halfwidth						Wavelength Width at Spectral Power Point at I _F = 20 mA
Blue (λ _d = 472 nm)	Δ _{1/2}		35		nm	
Green (λ _d = 526 nm)			47			
Capacitance	C		43		pF	V _F = 0, F = 1 MHz
Luminous Efficacy						Emitted Luminous Power/Emitted Radiant Power
Blue (λ _d = 472 nm)	ν		75		lm/W	
Green (λ _d = 526 nm)			520			
Thermal Resistance	R _{ΘJ-PIN}		240		°C/W	LED Junction-to-Cathode Lead

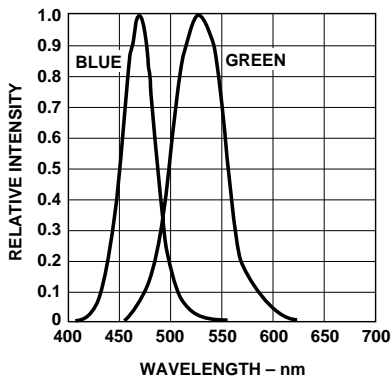


Figure 1. Relative intensity vs. wavelength.

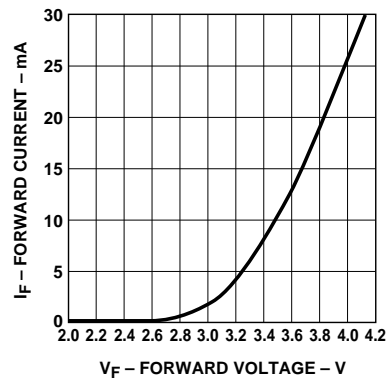


Figure 2. Forward current vs. forward voltage.

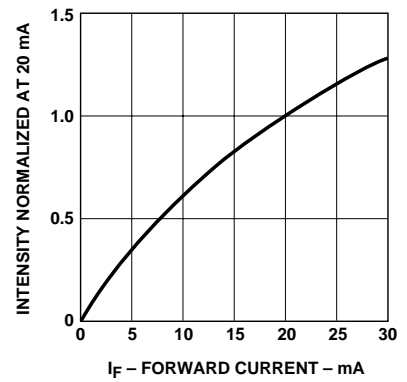


Figure 3. Relative luminous intensity vs. forward current.

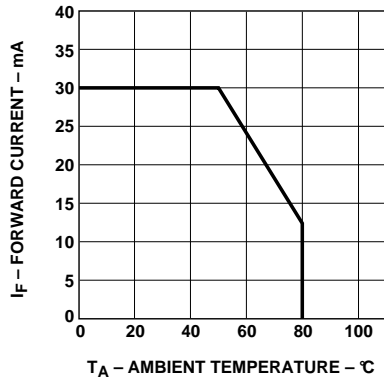


Figure 4. Maximum forward current vs. ambient temperature.

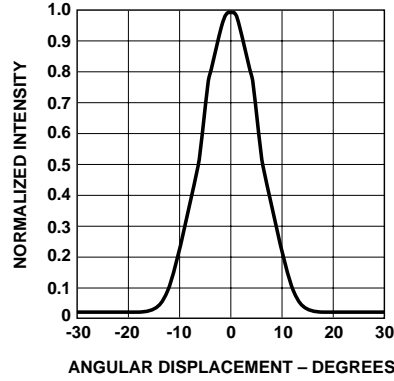


Figure 5. Spatial radiation pattern - 15° lamps.

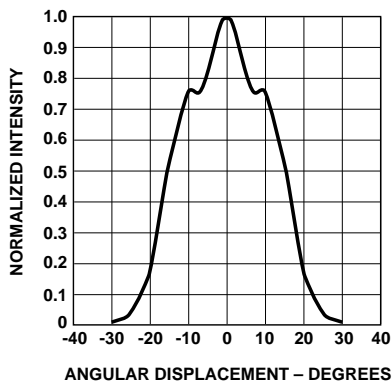


Figure 6. Spatial radiation pattern - 30° lamps.

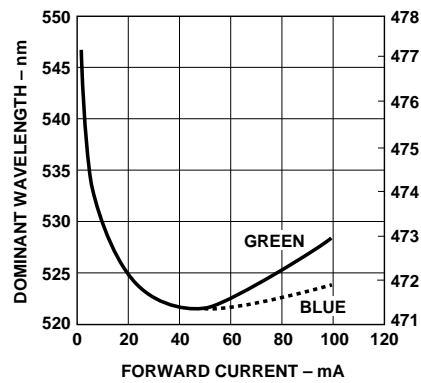


Figure 7. Color vs. forward current.

Color Bin Limits (nm at 20 mA)

Blue	Color Range (nm)	
Bin ID	Min.	Max.
1	460.0	464.0
2	464.0	468.0
3	468.0	472.0
4	472.0	476.0
5	476.0	480.0

Tolerance for each bin limit is ± 0.5 nm.

Green	Color Range (nm)	
Bin ID	Min.	Max.
1	520.0	524.0
2	524.0	528.0
3	528.0	532.0
4	532.0	536.0
5	536.0	540.0

Tolerance for each bin limit is ± 0.5 nm.

Intensity Bin Limits

Bin Name	Min.	Max.
K	310	400
L	400	520
M	520	680
N	680	880
P	880	1150
Q	1150	1500
R	1500	1900
S	1900	2500
T	2500	3200
U	3200	4200
V	4200	5500
W	5500	7200
X	7200	9300
Y	9300	12000
Z	12000	16000

Tolerance for each intensity bin limit is $\pm 15\%$.

Note:

1. All bin categories are established for classification of products. Products may not be available in all bin categories. Please contact your Agilent representatives for further information.

Precautions

Lead Forming

- The leads of an LED lamp may be preformed or cut to length prior to insertion and soldering into PC board.
- If lead forming is required before soldering, care must be taken to avoid any excessive mechanical stress induced to LED package. Otherwise, cut the leads of LED to length after soldering process at room temperature. The solder joint formed will absorb the mechanical stress of the lead cutting from traveling to the LED chip die attach and wirebond.
- It is recommended that tooling made to precisely form and cut the leads to length rather than rely upon hand operation.

Soldering Conditions

- Care must be taken during PCB assembly and soldering process to prevent damage to LED component.
- The closest LED is allowed to solder on board is 1.59 mm below the body (encapsulant epoxy) for those parts without standoff.
- Recommended soldering conditions:

	Wave Soldering	Manual Solder Dipping
Pre-heat Temperature	105 °C Max.	–
Pre-heat Time	30 sec Max.	–
Peak Temperature	250 °C Max.	260 °C Max.
Dwell Time	3 sec Max.	5 sec Max.

- Wave soldering parameter must be set and maintained according to recommended temperature and dwell time in the solder wave. Customer is advised to periodically check on the soldering profile to ensure the soldering profile used is always conforming to recommended soldering condition.
- If necessary, use fixture to hold the LED component in proper orientation with respect to the PCB during soldering process.
- Proper handling is imperative to avoid excessive thermal stresses to LED components when heated. Therefore, the soldered PCB must be allowed to cool to room temperature, 25°C, before handling.
- Special attention must be given to board fabrication, solder masking, surface plating and lead holes size and component orientation to assure solderability.
- Recommended PC board plated through hole sizes for LED component leads:

LED Component Lead Size	Diagonal	Plated Through Hole Diameter
0.457 x 0.457 mm (0.018 x 0.018 inch)	0.646 mm (0.025 inch)	0.976 to 1.078 mm (0.038 to 0.042 inch)
0.508 x 0.508 mm (0.020 x 0.020 inch)	0.718 mm (0.028 inch)	1.049 to 1.150 mm (0.041 to 0.045 inch)

Note: Refer to application note AN1027 for more information on soldering LED components.

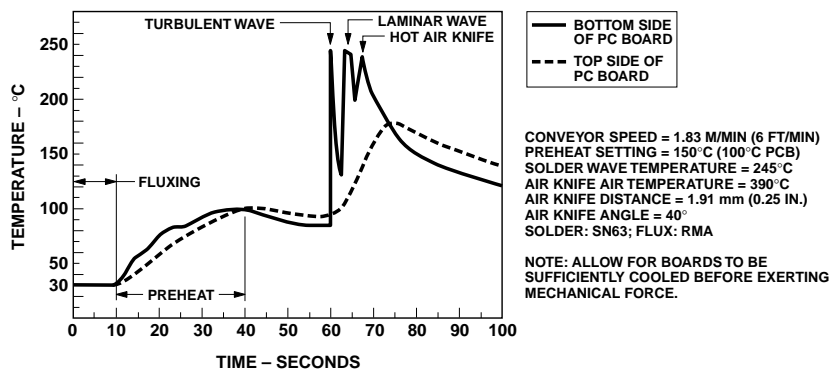


Figure 8. Recommended wave soldering profile.

www.agilent.com/semiconductors

For product information and a complete list of distributors, please go to our web site.

For technical assistance call:

Americas/Canada: +1 (800) 235-0312 or (916) 788-6763

Europe: +49 (0) 6441 92460

China: 10800 650 0017

Hong Kong: (+65) 6756 2394

India, Australia, New Zealand: (+65) 6755 1939

Japan: (+81 3) 3335-8152 (Domestic/International), or 0120-61-1280 (Domestic Only)

Korea: (+65) 6755 1989

Singapore, Malaysia, Vietnam, Thailand, Philippines, Indonesia: (+65) 6755 2044

Taiwan: (+65) 6755 1843

Data subject to change.

Copyright © 2005 Agilent Technologies, Inc.

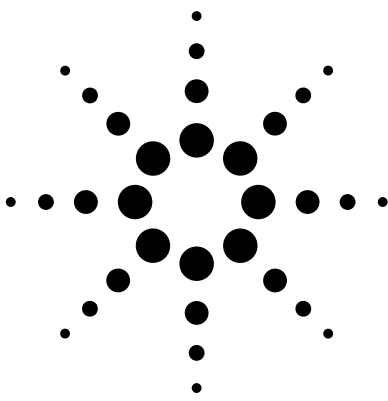
Obsoletes 5989-1904EN

October 25, 2005

5989-4124EN



Agilent Technologies



Agilent T-1³/₄ (5 mm) Precision Optical Performance AlInGaP LED Lamps

Data Sheet

SunPower Series

HLMP-ELxx HLMP-EHxx
HLMP-EJxx HLMP-EGxx

Description

These Precision Optical Performance AlInGaP LEDs provide superior light output for excellent readability in sunlight and are extremely reliable. AlInGaP LED technology provides extremely stable light output over long periods of time. Precision Optical Performance lamps utilize the aluminum indium gallium phosphide (AlInGaP) technology.

These LED lamps are untinted, nondiffused, T-1³/₄ packages incorporating second generation optics producing well defined spatial radiation patterns at specific viewing cone angles.

These lamps are made with an advanced optical grade epoxy, offering superior high temperature and high moisture resistance performance in outdoor signal and sign applications. The high maximum LED junction temperature limit of +130°C enables high temperature operation in bright sunlight conditions. The package epoxy contains both uv-a and uv-b inhibitors to reduce the effects of long term exposure to direct sunlight.

These lamps are available in two package options to give the designer flexibility with device mounting.

Features

- **Well Defined Spatial Radiation Patterns**
- **Viewing Angles: 6°, 15°, 23°, 30°**
- **High Luminous Output**
- **Colors:**
 - 590 nm Amber
 - 605 nm Orange
 - 615 nm Reddish-Orange
 - 626 nm Red
- **High Operating Temperature:**
 $T_{J LED} = +130^{\circ}C$
- **Superior Resistance to Moisture**
- **Package Options:**
With or Without Lead Stand-Offs

Benefits

- **Viewing Angles Match Traffic Management Sign Requirements**
- **Colors Meet Automotive and Pedestrian Signal Specifications**
- **Superior Performance in Outdoor Environments**
- **Suitable for Autoinsertion onto PC Boards**

Applications

- **Traffic Management:**
 - Traffic Signals
 - Pedestrian Signals
 - Work Zone Warning Lights
 - Variable Message Signs
- **Commercial Outdoor Advertising:**
 - Signs
 - Marquees
- **Automotive:**
 - Exterior and Interior Lights



Agilent Technologies

Device Selection Guide

Typical Viewing Angle 2 $\Theta_{1/2}$ (Deg.) ^[4]	Color and Dominant Wavelength (nm), Typ. ^[3]	Lamps Without Standoffs on Leads (Outline Drawing A)	Lamps With Standoffs on Leads (Outline Drawing B)	Luminous Intensity I _v (mcd) ^[1,2] @ 20 mA		
				Min.	Max.	
6° ^[5]	Amber 590	HLMP-EL08-VY000	HLMP-EL10-VY000	4200	12000	
		HLMP-EL08-VYK00*		4200	12000	
		HLMP-EL08-VXK00*		4200	9300	
		HLMP-EL08-VX400**		4200	9300	
		HLMP-EL08-VX000		4200	9300	
		HLMP-EL08-WZ000	HLMP-EL10-WZ000	5500	16000	
		HLMP-EL08-XZ400**		7200	16000	
		HLMP-EL08-XZ000		7200	16000	
		HLMP-EL08-XZK00*		7200	16000	
		HLMP-EL08-XY000		7200	12000	
		HLMP-EL08-XYK00*		7200	12000	
		HLMP-EL08-X1K00*		7200	21000	
		HLMP-EL08-X1000	HLMP-EL10-X1000	7200	21000	
	Orange 605	HLMP-EJ08-WZ000	HLMP-EJ10-WZ000	5500	16000	
		HLMP-EJ08-X1000	HLMP-EJ10-X1000	7200	21000	
		HLMP-EJ08-Y2000	HLMP-EJ10-Y2000	9300	27000	
	Red-Orange 615	HLMP-EH08-UX000	HLMP-EH10-UX000	3200	9300	
		HLMP-EH08-VY000	HLMP-EH10-VY000	4200	12000	
		HLMP-EH08-WZ000	HLMP-EH10-WZ000	5500	16000	
		HLMP-EH08-X1000	HLMP-EH10-X1000	7200	21000	
		HLMP-EH08-Y2000	HLMP-EH10-Y2000	9300	21000	
	Red 626	HLMP-EG08-VW000		4200	7200	
		HLMP-EG08-VY000	HLMP-EG10-VY000	4200	12000	
		HLMP-EG08-WZ000	HLMP-EG10-WZ000	5500	16000	
		HLMP-EG08-X1000	HLMP-EG10-X1000	7200	21000	
		HLMP-EG08-YZ000		9300	16000	
		HLMP-EG08-Y1000		9300	21000	
			HLMP-EG08-Y2000	HLMP-EG10-Y2000	9300	27000

Notes:

1. The luminous intensity is measured on the mechanical axis of the lamp package.
2. The optical axis is closely aligned with the package mechanical axis.
3. The dominant wavelength, λ_d , is derived from the CIE Chromaticity Diagram and represents the color of the lamp.
4. $\Theta_{1/2}$ is the off-axis angle where the luminous intensity is one half the on-axis intensity.
5. The intensity of narrow viewing angle lamps is measured at the intensity peak.

Part numbers in **bold** are recommended for new designs.

*HLMP-xLxx-xxK00 are selected to amber color bins 2 and 4 only.

**HLMP-xLxx-xx400 are selected to amber color bin 4 only.

Device Selection Guide (Continued)

Typical Viewing Angle $2\Theta_{1/2}$ (Deg.) ^[4]	Color and Dominant Wavelength (nm), Typ. ^[3]	Lamps Without Standoffs on Leads (Outline Drawing A)	Lamps With Standoffs on Leads (Outline Drawing B)	Luminous Intensity Iv (mcd) ^[1,2] @ 20 mA	
				Min.	Max.
15°	Amber 590	HLMP-EL15-PS000	HLMP-EL17-PS000	880	2500
		HLMP-EL15-QR000		1150	1900
		HLMP-EL15-QRK00*		1150	1900
		HLMP-EL15-QS000		1150	2500
		HLMP-EL15-QS400**		1150	2500
		HLMP-EL15-QSK00*		1150	2500
		HLMP-EL15-QT000	HLMP-EL17-QT000	1150	3200
		HLMP-EL15-QTK00*		1150	3200
		HLMP-EL15-RU000	HLMP-EL17-RU000	1500	4200
			HLMP-EL17-SV000	1900	5500
		HLMP-EL15-TW000	HLMP-EL17-TW000	2500	7200
		HLMP-EL15-TWK00*		2500	7200
		HLMP-EL15-TUK00*		2500	4200
		HLMP-EL15-TV400**		2500	5500
		HLMP-EL15-UX000	HLMP-EL17-UX000	3200	9300
		HLMP-EL15-VY000	HLMP-EL17-VY000	4200	12000
		HLMP-EL15-VYK00*		4200	12000
		HLMP-EL15-VX000		4200	9300
		HLMP-EL15-VXK00*		4200	9300
		HLMP-EL15-VX400**		4200	9300
	HLMP-EL15-VW000*		4200	7200	
	HLMP-EL15-VWK00*		4200	7200	
	Orange 605	HLMP-EJ15-PS000		880	2500
		HLMP-EJ15-RU000	HLMP-EJ17-RU000	1500	4200
		HLMP-EJ15-SV000	HLMP-EJ17-SV000	1900	5500
	Red-Orange 615	HLMP-EH15-QT000	HLMP-EH17-QT000	1150	3200
		HLMP-EH15-RU000	HLMP-EH17-RU000	1500	4200
		HLMP-EH15-TW000	HLMP-EH17-TW000	2500	7200
		HLMP-EH15-UX000	HLMP-EH17-UX000	3200	9300

Notes:

1. The luminous intensity is measured on the mechanical axis of the lamp package.
2. The optical axis is closely aligned with the package mechanical axis.
3. The dominant wavelength, λ_d , is derived from the CIE Chromaticity Diagram and represents the color of the lamp.
4. $\Theta_{1/2}$ is the off-axis angle where the luminous intensity is one half the on-axis intensity.
5. The intensity of narrow viewing angle lamps is measured at the intensity peak.

Part numbers in **bold** are recommended for new designs.

*HLMP-xLxx-xxK00 are selected to amber color bins 2 and 4 only.

**HLMP-xLxx-xx400 are selected to amber color bin 4 only.

Device Selection Guide (Continued)

Typical Viewing Angle $2\Theta_{1/2}$ (Deg.) ^[4]	Color and Dominant Wavelength (nm), Typ. ^[3]	Lamps Without Standoffs on Leads (Outline Drawing A)	Lamps With Standoffs on Leads (Outline Drawing B)	Luminous Intensity Iv (mcd) ^[1,2] @ 20 mA	
				Min.	Max.
15°	Red 626	HLMP-EG15-PS000		880	2500
		HLMP-EG15-QT000	HLMP-EG17-QT000	1150	3200
		HLMP-EG15-RU000	HLMP-EG17-RU000	1500	4200
		HLMP-EG15-UX000	HLMP-EG17-UX000	3200	9300
		HLMP-EG15-TW000	HLMP-EG17-TW000	2500	7200
23°	Amber 590	HLMP-EL24-MQ000		520	1500
		HLMP-EL24-NR000	HLMP-EL26-NR000	680	1900
		HLMP-EL24-PS000	HLMP-EL26-PS000	880	2500
		HLMP-EL24-PSK00*		880	2500
		HLMP-EL24-PR400**		880	1900
		HLMP-EL24-PQK00*		880	1500
		HLMP-EL24-QR000		1150	1900
		HLMP-EL24-QRK00*		1150	1900
		HLMP-EL24-QS000		1150	2500
		HLMP-EL24-QSK00*		1150	2500
		HLMP-EL24-QS400**		1150	2500
		HLMP-EL24-QT000	HLMP-EL26-QT000	1150	3200
		HLMP-EL24-QTK00*		1150	3200
		HLMP-EL24-RU000	HLMP-EL26-RU000	1500	4200
		HLMP-EL24-RUK00*		1500	4200
			HLMP-EL26-SV000	1900	5500
		HLMP-EL24-STK00*		1900	3200
		HLMP-EL24-SUK00*		1900	4200
		HLMP-EL24-SU400**		1900	4200
		HLMP-EL24-SV000		1900	5500
HLMP-EL24-SVK00*		1900	5500		
HLMP-EL24-TW000	HLMP-EL26-TW000	2500	7200		
HLMP-EL24-TWK00*		2500	7200		

Notes:

1. The luminous intensity is measured on the mechanical axis of the lamp package.
2. The optical axis is closely aligned with the package mechanical axis.
3. The dominant wavelength, λ_d , is derived from the CIE Chromaticity Diagram and represents the color of the lamp.
4. $\Theta_{1/2}$ is the off-axis angle where the luminous intensity is one half the on-axis intensity.
5. The intensity of narrow viewing angle lamps is measured at the intensity peak.

Part numbers in **bold** are recommended for new designs.

*HLMP-xLxx-xxK00 are selected to amber color bins 2 and 4 only.

**HLMP-xLxx-xx400 are selected to amber color bin 4 only.

Device Selection Guide (Continued)

Typical Viewing Angle $2\Theta_{1/2}$ (Deg.) ^[4]	Color and Dominant Wavelength (nm), Typ. ^[3]	Lamps Without Standoffs on Leads (Outline Drawing A)	Lamps With Standoffs on Leads (Outline Drawing B)	Luminous Intensity Iv (mcd) ^[1,2] @ 20 mA	
				Min.	Max.
23°	Orange 605	HLMP-EJ24-QT000	HLMP-EJ26-QT000	1150	3200
		HLMP-EJ24-RU000	HLMP-EJ26-RU000	1500	4200
	Red-Orange 615		HLMP-EH26-PS000	880	2500
		HLMP-EH24-QT000	HLMP-EH26-QT000	1150	3200
		HLMP-EH24-RU000	HLMP-EH26-RU000	1500	4200
	Red 626	HLMP-EH24-SV000	HLMP-EH26-SV000	1900	5500
		HLMP-EG24-PS000	HLMP-EG26-PS000	880	2500
		HLMP-EG24-QT000	HLMP-EG26-QT000	1150	3200
	30°	Amber 590	HLMP-EG24-RU000	HLMP-EG26-RU000	1500
HLMP-EL30-MQ000			HLMP-EL32-MQ000	520	1500
HLMP-EL30-NR000			HLMP-EL32-NR000	680	1900
HLMP-EL30-PQ000				880	1500
HLMP-EL30-PQK00*				880	1500
HLMP-EL30-PR000				880	1900
HLMP-EL30-PR400**				880	1900
HLMP-EL30-PRK00*				880	1900
HLMP-EL30-PS000			HLMP-EL32-PS000	880	2500
HLMP-EL30-PSK00*				880	2500
HLMP-EL30-QRQ00*				1150	1900
HLMP-EL30-QS000				1150	2500
HLMP-EL30-QS400**				1150	2500
HLMP-EL30-QT000			HLMP-EL32-QT000	1150	3200
HLMP-EL30-QTK00*				1150	3200
HLMP-EL30-ST000				1900	3200
HLMP-EL30-SU000				1900	4200
HLMP-EL30-SU400**		1900	4200		
HLMP-EL30-SUK00*		1900	4200		

Notes:

1. The luminous intensity is measured on the mechanical axis of the lamp package.
2. The optical axis is closely aligned with the package mechanical axis.
3. The dominant wavelength, λ_d , is derived from the CIE Chromaticity Diagram and represents the color of the lamp.
4. $\Theta_{1/2}$ is the off-axis angle where the luminous intensity is one half the on-axis intensity.
5. The intensity of narrow viewing angle lamps is measured at the intensity peak.

Part numbers in **bold** are recommended for new designs.

*HLMP-xLxx-xxK00 are selected to amber color bins 2 and 4 only.

**HLMP-xLxx-xx400 are selected to amber color bin 4 only.

Device Selection Guide (Continued)

Typical Viewing Angle $2\Theta_{1/2}$ (Deg.) ^[4]	Color and Dominant Wavelength (nm), Typ. ^[3]	Lamps Without Standoffs on Leads (Outline Drawing A)	Lamps With Standoffs on Leads (Outline Drawing B)	Luminous Intensity I_v (mcd) ^[1,2] @ 20 mA	
				Min.	Max.
30°	Amber	HLMP-EL30-STK00*		1900	3200
		HLMP-EL30-SV000		1900	5500
		HLMP-EL30-SVK00*		1900	5500
			HLMP-EL32-SV000	1900	5500
	Orange 605	HLMP-EJ30-MQ000		520	1500
		HLMP-EJ30-NR000	HLMP-EJ32-NR000	680	1900
		HLMP-EJ30-PS000	HLMP-EJ32-PS000	880	2500
	Red-Orange 615	HLMP-EH30-MQ000	HLMP-EH32-MQ000	520	1500
		HLMP-EH30-NR000	HLMP-EH32-NR000	680	1900
		HLMP-EH30-PS000	HLMP-EH32-PS000	880	2500
		HLMP-EH30-QT000	HLMP-EH32-QT000	1150	3200
		HLMP-EH30-RU000	HLMP-EH32-RU000	1500	4200
	Red 626	HLMP-EG30-KN000		310	880
		HLMP-EG30-MQ000	HLMP-EG32-MQ000	520	1500
		HLMP-EG30-NQ000		680	1500
		HLMP-EG30-NR000	HLMP-EG32-NR000	680	1900
		HLMP-EG30-PQ000		880	1500
		HLMP-EG30-PR000		880	1900
		HLMP-EG30-PS000	HLMP-EG32-PS000	880	2500
		HLMP-EG30-QT000	HLMP-EG32-QT000	1150	3200

Notes:

1. The luminous intensity is measured on the mechanical axis of the lamp package.
2. The optical axis is closely aligned with the package mechanical axis.
3. The dominant wavelength, λ_d , is derived from the CIE Chromaticity Diagram and represents the color of the lamp.
4. $\Theta_{1/2}$ is the off-axis angle where the luminous intensity is one half the on-axis intensity.
5. The intensity of narrow viewing angle lamps is measured at the intensity peak.

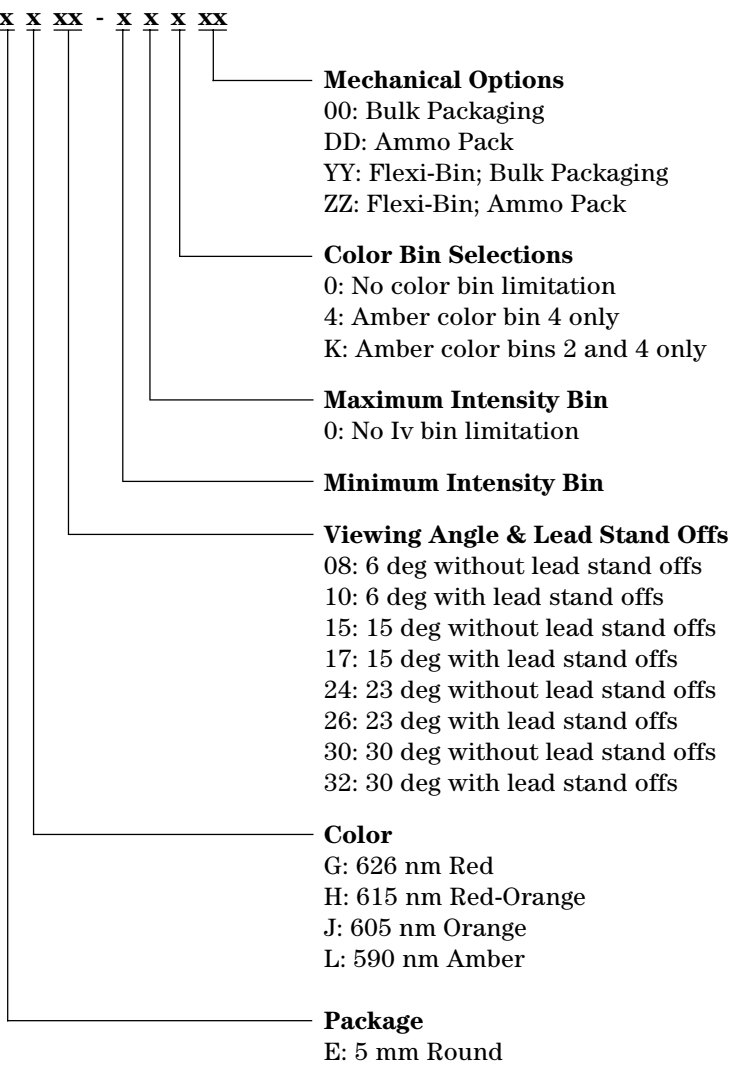
Part numbers in **bold** are recommended for new designs.

*HLMP-xLxx-xxK00 are selected to amber color bins 2 and 4 only.

**HLMP-xLxx-xx400 are selected to amber color bin 4 only.

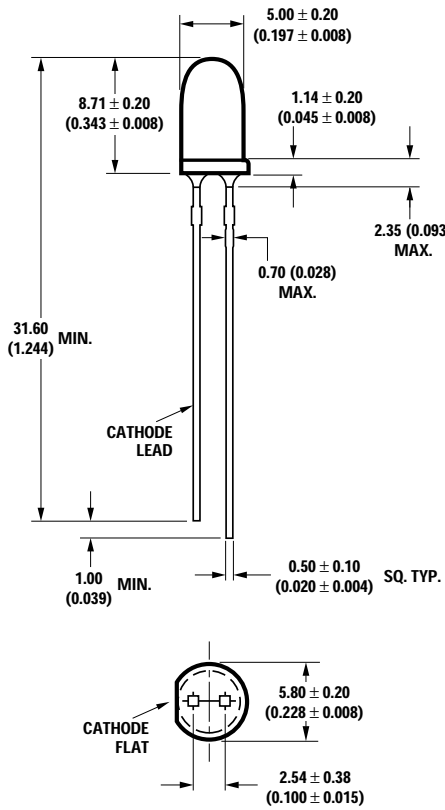
Part Numbering System

HLMP - x x xx - x x x xx

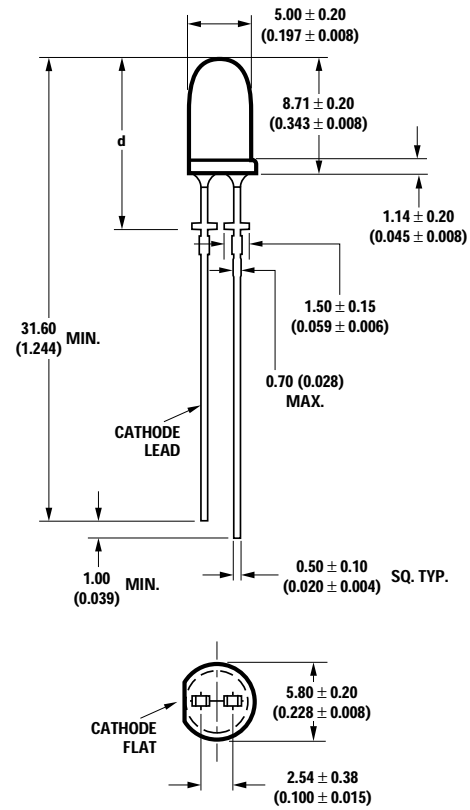


Package Dimensions

A



B



NOTES:

1. ALL DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS (INCHES).
2. LEADS ARE MILD STEEL, SOLDER DIPPED.
3. TAPERS SHOWN AT TOP OF LEADS (BOTTOM OF LAMP PACKAGE) INDICATE AN EPOXY MENISCUS THAT MAY EXTEND ABOUT 1 mm (0.040 in.) DOWN THE LEADS.
4. RECOMMENDED PC BOARD HOLE DIAMETERS:
 - LAMP PACKAGE A WITHOUT STAND-OFFS: FLUSH MOUNTING AT BASE OF LAMP PACKAGE = 1.143/1.067 (0.044/0.042).
 - LAMP PACKAGE B WITH STAND-OFFS: MOUNTING AT LEAD STAND-OFFS = 0.965/0.889 (0.038/0.035).
5. FOR DOME HEIGHTS ABOVE LEAD STAND-OFF SEATING PLANE, d , LAMP PACKAGE B, SEE TABLE.

PART NO.	d
HLMP-XX10	12.37 ± 0.25 (0.487 ± 0.010)
HLMP-XX17	12.42 ± 0.25 (0.489 ± 0.010)
HLMP-XX26	12.52 ± 0.25 (0.493 ± 0.010)
HLMP-XX32	11.96 ± 0.25 (0.471 ± 0.010)

Absolute Maximum Ratings at $T_A = 25^\circ\text{C}$

DC Forward Current ^[1,2,3]	50 mA
Peak Pulsed Forward Current ^[2,3]	100 mA
Average Forward Current ^[3]	30 mA
Reverse Voltage ($I_R = 100 \text{ A}$)	5 V
LED Junction Temperature	130°C
Operating Temperature	-40°C to +100°C
Storage Temperature	-40°C to +120°C
Solder Dipping Temperature	260°C for 5 seconds
Wave Solder Temperature	250°C for 3 seconds
[1.59 mm (0.060 in.) below body]	

Notes:

- Derate linearly as shown in Figure 4.
- For long term performance with minimal light output degradation, drive currents between 10 mA and 30 mA are recommended. For more information on recommended drive conditions, please refer to Application Brief I-024 (5966-3087E).
- Operating at currents below 1 mA is not recommended. Please contact your local representative for further information.

Electrical/Optical Characteristics at $T_A = 25^\circ\text{C}$

Parameter	Symbol	Min.	Typ.	Max.	Units	Test Conditions
Forward Voltage						$I_F = 20 \text{ mA}$
Amber ($\lambda_d = 590 \text{ nm}$)			2.02			
Orange ($\lambda_d = 605 \text{ nm}$)	V_F		1.98	2.4	V	
Red-Orange ($\lambda_d = 615 \text{ nm}$)			1.94			
Red ($\lambda_d = 626 \text{ nm}$)			1.90			
Reverse Voltage	V_R	5	20		V	$I_F = 100 \text{ A}$
Peak Wavelength:						Peak of Wavelength of Spectral Distribution at $I_F = 20 \text{ mA}$
Amber ($\lambda_d = 590 \text{ nm}$)			592			
Orange ($\lambda_d = 605 \text{ nm}$)	λ_{PEAK}		609		nm	
Red-Orange ($\lambda_d = 615 \text{ nm}$)			621			
Red ($\lambda_d = 626 \text{ nm}$)			635			
Spectral Halfwidth	$\Delta\lambda_{1/2}$		17		nm	Wavelength Width at Spectral Distribution $1/2$ Power Point at $I_F = 20 \text{ mA}$
Speed of Response	τ_s		20		ns	Exponential Time Constant, e^{-t/τ_s}
Capacitance	C		40		pF	$V_F = 0, f = 1 \text{ MHz}$
Thermal Resistance	$R\theta_{J-PIN}$		240		$^\circ\text{C/W}$	LED Junction-to-Cathode Lead
Luminous Efficacy ^[1]						Emitted Luminous Power/Emitted Radiant Power
Amber ($\lambda_d = 590 \text{ nm}$)			480			
Orange ($\lambda_d = 605 \text{ nm}$)	η_v		370		lm/W	
Red-Orange ($\lambda_d = 615 \text{ nm}$)			260			
Red ($\lambda_d = 626 \text{ nm}$)			150			

Note:

- The radiant intensity, I_e , in watts per steradian, may be found from the equation $I_e = I_v/\eta_v$, where I_v is the luminous intensity in candelas and η_v is the luminous efficacy in lumens/watt.

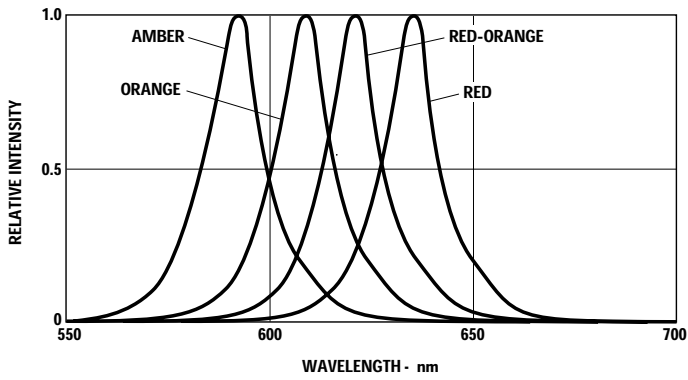


Figure 1. Relative Intensity vs. Peak Wavelength.

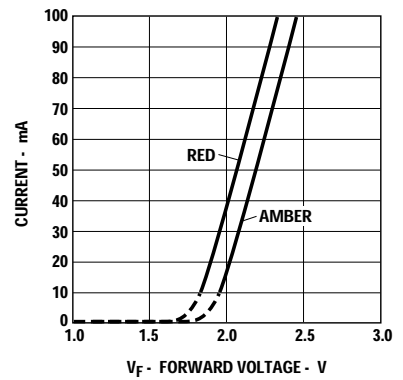


Figure 2. Forward Current vs. Forward Voltage.

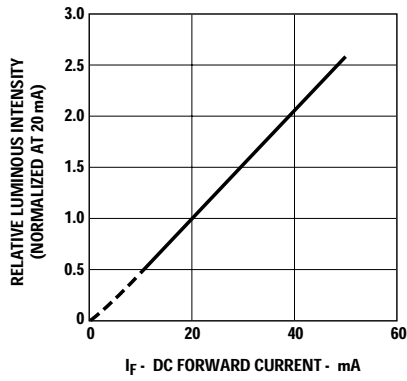


Figure 3. Relative Luminous Intensity vs. Forward Current.

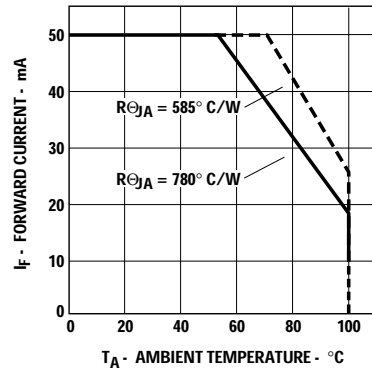


Figure 4. Maximum Forward Current vs. Ambient Temperature. Derating Based on $T_{JMAX} = 130^{\circ}C$.

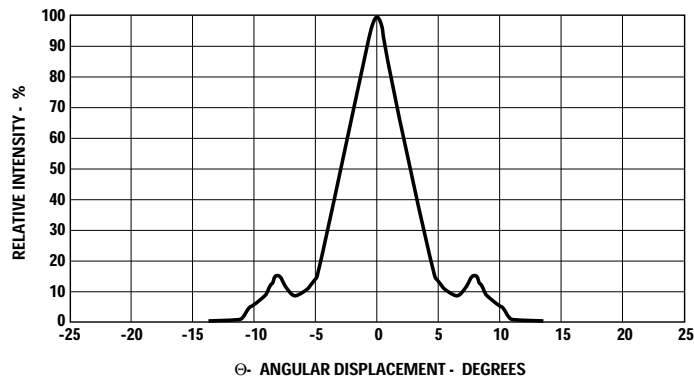


Figure 5. Representative Spatial Radiation Pattern for 6° Viewing Angle Lamps.

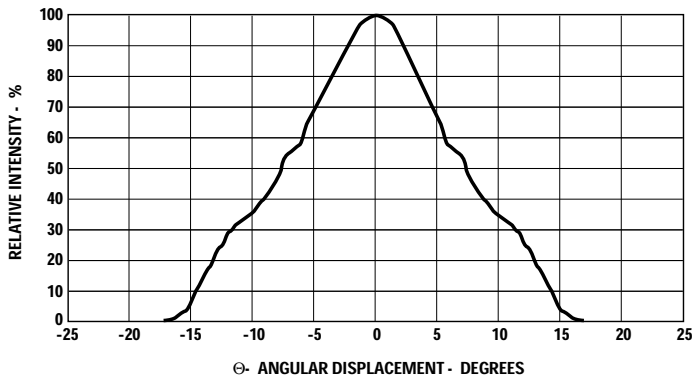


Figure 6. Representative Spatial Radiation Pattern for 15° Viewing Angle Lamps.

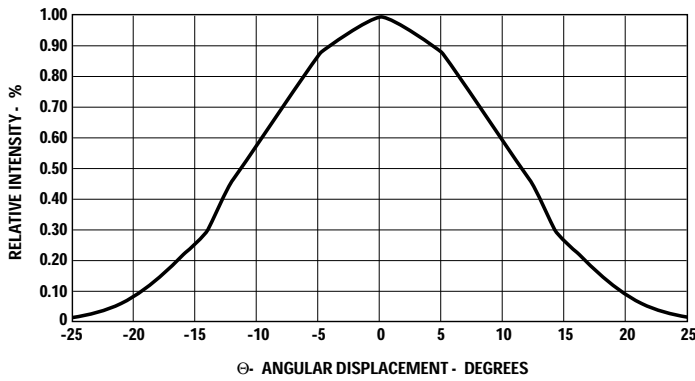


Figure 7. Representative Spatial Radiation Pattern for 23° Viewing Angle Lamps.

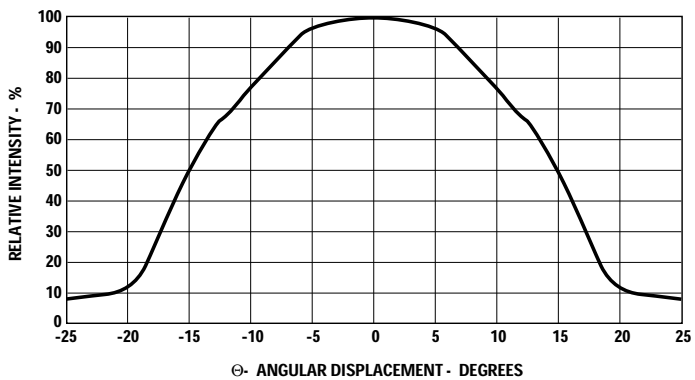


Figure 8. Representative Spatial Radiation Pattern for 30° Viewing Angle Lamps.

Intensity Bin Limits (mcd at 20 mA)

Bin Name	Min.	Max.
K	310	400
L	400	520
M	520	680
N	680	880
P	880	1150
Q	1150	1500
R	1500	1900
S	1900	2500
T	2500	3200
U	3200	4200
V	4200	5500
W	5500	7200
X	7200	9300
Y	9300	12000
Z	12000	16000
1	16000	21000
2	21000	27000

Tolerance for each bin limit is $\pm 15\%$.

Amber Color Bin Limits (nm at 20 mA)

Bin Name	Min.	Max.
1	584.5	587.0
2	587.0	589.5
4	589.5	592.0
6	592.0	594.5

Tolerance for each bin limit is ± 0.5 nm.

Note:

- Bin categories are established for classification of products. Products may not be available in all bin categories.

www.agilent.com/semiconductors

For product information and a complete list of distributors, please go to our web site.

For technical assistance call:

Americas/Canada: +1 (800) 235-0312 or (916) 788-6763

Europe: +49 (0) 6441 92460

China: 10800 650 0017

Hong Kong: (+65) 6756 2394

India, Australia, New Zealand: (+65) 6755 1939

Japan: (+81 3) 3335-8152(Domestic/International), or 0120-61-1280(Domestic Only)

Korea: (+65) 6755 1989

Singapore, Malaysia, Vietnam, Thailand, Philippines, Indonesia: (+65) 6755 2044

Taiwan: (+65) 6755 1843

Data subject to change.

Copyright © 2005 Agilent Technologies, Inc.

Obsoletes 5989-0659EN

April 27, 2005

5989-2916EN



Agilent Technologies