

Université de Montréal

**Réduction de la durée de vie des porteurs de charge dans  
le silicium noir par implantation ionique**

par

Nicolas Michaud

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M. Sc.)  
en physique

avril 2013

© Nicolas Michaud, 2013

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures et postdoctorales

Ce mémoire intitulé :

Réduction de la durée de vie des porteurs de charge dans le silicium noir  
par implantation ionique

Présenté par :  
Nicolas Michaud

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Andrea Bianchi, président-rapporteur  
Sjoerd Roorda, directeur de recherche  
François Schiettekatte, membre du jury

## Résumé

Le but de ce projet est d'étudier l'effet des défauts cristallins sur les propriétés optoélectroniques de photodétecteurs fabriqués à partir de « silicium noir », c'est-à-dire du silicium dopé et microstructuré par impulsions laser femtoseconde, ce qui lui donne une apparence noire mate caractéristique. Des échantillons de silicium noir ont été recuits puis implantés avec des ions ayant une énergie de 300 keV (Si<sup>+</sup>), 1500 keV (Si<sup>+</sup>) ou 2000 keV (H<sup>+</sup>). Trois fluences pour chaque énergie d'implantation ont été utilisées ( $10^{11}$ ,  $10^{12}$ , ou  $10^{13}$  ions/cm<sup>2</sup>) ce qui modifie le matériau en ajoutant des défauts cristallins à des profondeurs et concentrations variées. Neuf photodétecteurs ont été réalisés à partir de ces échantillons implantés, en plus d'un détecteur-contrôle (non-implanté). La courbe de courant-tension, la sensibilité spectrale et la réponse en fréquence ont été mesurées pour chaque détecteur afin de les comparer. Les détecteurs ont une relation de courant-tension presque ohmique, mais ceux implantés à plus haute fluence montrent une meilleure rectification. Les implantations ont eu pour effet, en général, d'augmenter la sensibilité des détecteurs. Par exemple, l'efficacité quantique externe passe de  $(0,069 \pm 0,001)$  % à 900 nm pour le détecteur-contrôle à  $(26,0 \pm 0,5)$  % pour le détecteur ayant reçu une fluence de  $10^{12}$  cm<sup>-2</sup> d'ions de silicium de 1500 keV. Avec une tension appliquée de -0,50 V, la sensibilité est améliorée et certains détecteurs montrent un facteur de gain de photocourant supérieur à l'unité, ce qui implique un mécanisme de multiplication (avalanche ou photoconductivité). De même, la fréquence de coupure a été augmentée par l'implantation. Une technique purement optique a été mise à l'essai pour mesurer sans contacts la durée de vie effective des porteurs, dans le but d'observer une réduction de la durée de vie causée par les défauts. Utilisant le principe de la réflexion photo-induite résolue en fréquence, le montage n'a pas réuni toutes les conditions expérimentales nécessaires à la détection du signal.

**Mots-clés :** Silicium noir, implantation ionique, photodétecteur, caractérisation, durée de vie

## Abstract

The goal of this project is to study the effect of crystalline damage on the optoelectronic properties of photodetectors made from “black silicon” (i.e. femtosecond-laser microstructured silicon, which make it appear black). Black silicon samples were annealed then implanted with either 300 keV Si<sup>+</sup>, 1500 keV Si<sup>+</sup> or 2000 keV H<sup>+</sup> ions. The fluence used for the implantation was 10<sup>11</sup>, 10<sup>12</sup> or 10<sup>13</sup> ion/cm<sup>2</sup>, resulting in nine different samples with a crystalline damage distribution of various depth and concentration. Photodetectors were fabricated on these samples, together with a control detector made from a non-implanted black silicon sample and then characterized. The I-V curves, spectral responsivities and frequency responses of the detectors were measured in short-circuit or under bias and compared. The detectors display an approximately ohmic behavior, but those implanted at a higher fluence show a slightly better current rectification. The implantation had a strong effect on the responsivity. The external quantum efficiency increased from (0.069 ± 0.001) % at 900 nm for the control detector up to (26.0 ± 0.5) % for the 10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>, 1500 keV Si<sup>+</sup> detector. With an applied bias of -0.50 V, the responsivity is increased and some detectors exhibit above unity photocurrent gain. Similarly, the cutoff frequencies of the implanted detectors are higher. A contactless experiment was attempted for the measurement of the effective carrier lifetime. The implantation damage was expected to reduce the carrier lifetime. The setup didn’t meet all experimental conditions required to detect the signal using frequency-domain photo-induced reflection.

**Keywords** : Black silicon, ion implantation, photodetector, characterization, lifetime

## Table des matières

RÉSUMÉ.....	I
ABSTRACT .....	II
LISTE DES TABLEAUX.....	V
LISTE DES FIGURES.....	VI
REMERCIEMENTS.....	XII
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1 : CONCEPTS THÉORIQUES.....	4
1.1 Silicium noir.....	4
1.2 Théorie des semiconducteurs.....	9
1.3 Théorie des photodétecteurs .....	16
1.4 Niveaux profonds et implantation.....	20
1.5 Mesures de la durée de vie .....	26
CHAPITRE 2 : MANIPULATIONS ET RÉSULTATS.....	33
2.1 Fabrication des détecteurs .....	33
2.2 Caractérisation des détecteurs.....	42
CHAPITRE 3 : MESURES DE LA DURÉE DE VIE .....	85

3.1 Transmission photo induite.....	85
3.2 Réflectivité photo induite .....	90
CONCLUSION .....	104
BIBLIOGRAPHIE.....	107
ANNEXE 1 : FABRICATION INDÉPENDANTE DE DÉTECTEURS.....	I
ANNEXE 2 : ERREUR RELIÉE AUX MESURES DE PHOTOCOURANT.....	III
ANNEXE 3 : SIMULATION SPICE .....	IV

## Liste des tableaux

Tableau 1 : Les niveaux profonds importants dans le silicium créés par irradiation. Tiré de [29].	21
Tableau 2 : Coefficient de rectification à $\pm 0,15$ V et résistance dynamique des détecteurs à $-0,15$ V. Les valeurs étoilées (*) sont interpolées des mesures prises à plus basse tension. L'incertitude est évaluée à partir des mesures répétées effectuées sur certains échantillons.	48
Tableau 3 : EQE des détecteurs calculée à partir de la sensibilité en court-circuit. L'efficacité du détecteur contrôle à 900 nm est de $(0,069 \pm 0,001)\%$ .	60
Tableau 4 : Sensibilité des détecteurs à 950 nm, exprimée en A/W et en fonction de la tension appliquée. Les incertitudes pour les mesures en court-circuit ont été évaluées à 2 %.	62
Tableau 5 : Valeurs de la fréquence de coupure du courant de court-circuit des détecteurs en fonction de l'énergie d'implantation et de la fluence. L'échantillon de contrôle a une fréquence de coupure de $1,78 \pm 0,03$ kHz.	77
Tableau 6 : Fréquence de coupure des détecteurs (exprimée en kHz) en fonction de la tension appliquée.	79
Tableau 7 : Durée de vie effective des porteurs dans chacun des détecteurs s'ils sont considérés comme étant des photoconducteurs. Pour le détecteur-contrôle, la durée de vie est $36,4 \pm 0,6$ $\mu$ s. Ces valeurs sont calculées à partir de la fréquence de coupure obtenue lors des mesures de réponse avec tension appliquée.	83
Tableau 8 : Contribution des différents types de bruits de fond selon les conditions expérimentales.	93

## Liste des figures

Figure 1: Représentation schématique des détecteurs en silicium noir fabriqués sur des tranches en silicium cristallin. Les électrodes en chrome et or sont placées sur la face et le dos des échantillons. ....	2
Figure 2 : Effet du nombre d'impulsions laser sur la surface du silicium [13]. Les encadrés a, b, c, et d correspondent à 1, 10, 50, et 200 impulsions, respectivement. La fluence laser est de $8\text{kJ/m}^2$ .....	6
Figure 3 : Effet de la température du recuit sur l'absorptance. Le substrat est de type N, orientation (111), résistivité de $1000\pm 200 \Omega\cdot\text{cm}$ . La fluence laser est de $8 \text{ kJ/m}^2$ , avec 500 impulsions. La durée du recuit est de 30 minutes. L'image est tirée de [4, p. 65]. Il n'y a pas de changements dans le visible (le matériau conserve son apparence noire) par contre, il redevient progressivement transparent dans l'infrarouge au-delà de 1,1 micron.....	7
Figure 4 : Les quatre transitions déterminant le taux net de recombinaison SRH : a) capture d'un électron; b) émission d'un électron; c) capture d'un trou; d) émission d'un trou. L'image provient de [19, p. 77]. ....	11
Figure 5 : Schéma de bande en équilibre pour jonction PN et N+/N. ....	14
Figure 6 : Les jonctions PN et N+/N en polarisation inverse. Alors que la barrière de la jonction PN se retrouve augmenté par la tension appliquée $V_{\text{app}}$ , il ne se passe rien de tel dans la jonction N+/N, car la tension appliquée est plutôt distribué dans la région qui offre le plus de résistance, c'est-à dire la région N. ....	15
Figure 7 : Niveaux d'énergie dans la bande interdite du silicium pour des éléments atomiques pertinents. Les nombres représentent la profondeur d'un niveau (en électronvolt) relativement à l'énergie de la bande de conduction ( $E_c$ ) ou de la bande de valence ( $E_v$ ). Le trait pointillé indique le niveau de Fermi intrinsèque.....	23



- Figure 8 : Coupe transversale de silicium noir observée au microscope électronique à transmission montrant la région hautement endommagée bordant la surface des cônes de façon plus ou moins régulière [52]. ..... 34
- Figure 9 : Résultats de simulations SRIM montrant la distribution en profondeur des lacunes créées par les cascades de collisions causées par des ions de silicium de 300 et de 1 500 keV. La distribution de défauts ici est pour les implantations à faible fluence ( $10^{11}\text{cm}^{-2}$ ). La densité doit être multipliée par 10 ou 100 pour les autres fluences. La densité atomique du silicium est  $5 \times 10^{22}\text{cm}^{-3}$  ..... 35
- Figure 10 : Distribution des lacunes dans le substrat pour les implantations de protons à haute énergie (2 MeV) et à faible fluence ( $10^{11}\text{cm}^{-2}$ ), d'après une simulation SRIM. Les défauts sont créés majoritairement en fin de parcours des ions. La distribution de la position finale des ions H est aussi affichée. À faible fluence, la densité d'hydrogène à 48 microns de profondeur est comparable à la concentration de dopant du substrat..... 36
- Figure 11 : Géométrie finale des détecteurs..... 38
- Figure 12 : Illustration des étapes de fabrication de l'électrode. 1 : le silicium noir est nettoyé. 2 : La couche sacrificielle est étalée et recuite. 3 : Les couches de résine photosensible positive sont étalées et recuites. 4 : Le masque souple avec le motif en négatif est placé, l'encre faisant directement contact avec la résine (ce n'est pas à l'échelle). 5 : La lampe UV expose la résine suivant le motif. 6 : La résine photosensible exposée est dissoute par le développeur et expose la couche sacrificielle qui se dissout cette fois de façon isotrope. 7 : 20nm de Cr et 200nm d' Au sont déposés par évaporation sur l'ensemble de l'échantillon. La couche de métal est discontinue grâce à la couche sacrificielle. 8 : Les solvants vont attaquer la photorésine en s'introduisant dans le creux laissé par la couche sacrificielle. 9 : Finalement, seul le métal déposé directement sur le silicium noir demeure en place..... 39
- Figure 13 : Mesures de réflectance et de transmittance hémisphérique ainsi que l'absorptance ( $A=1-T-R$ ) pour le silicium cristallin et le b-Si avant et après le recuit. Les mesures ont été faites par Renee Sher après la fabrication du b-Si et du recuit.... 43

Figure 14 : Courbes de courant-tension dans l'obscurité pour les détecteurs implantés à basse énergie. ....	44
Figure 15 : Courbes de courant-tension dans l'obscurité des détecteurs implantés à moyenne énergie. ....	45
Figure 16 : Courbes de courant-tension dans l'obscurité des détecteurs implantés de protons à haute énergie. ....	46
Figure 17 : Comparaison entre la courbe $J(V)$ dans l'obscurité et sous illumination pour le détecteur-contrôle. ....	52
Figure 18 : Courbe $J(V)$ dans l'obscurité et sous illumination du détecteur implanté de Si+ à moyenne énergie et moyenne fluence. ....	53
Figure 19 : Courbe de courant-tension du détecteur implanté avec une grande fluence de protons. La réponse est qualitativement différente de ce qui s'observe dans les autres détecteurs, le photocourant étant notamment de signe positif à 0V. ....	54
Figure 20 : Spectre d'irradiance du faisceau quasi-monochromatique utilisé pour prendre les mesures de sensibilité. ....	55
Figure 21 : Sensibilité en court-circuit des détecteurs implantés à basse énergie. ....	57
Figure 22 : Sensibilité en court-circuit des détecteurs implantés à moyenne énergie. ....	58
Figure 23 : Sensibilité en court-circuit des détecteurs implantés à haute énergie. ....	59
Figure 24 : Sensibilité spectrale de deux détecteurs à différentes tensions appliquées, montrant des comportements très différents. Le détecteur insensible en court-circuit (à gauche) devient extrêmement sensible à -0,50 V. Le détecteur très sensible en court-circuit (à droite) ne gagne presque rien à être polarisé. ....	61
Figure 25: Spectre de photocourant du détecteur implanté avec des ions de silicium 1,5 MeV à haute fluence, comparé au photocourant du modèle donné par l'équation 22. ....	64
Figure 26 : Comparaison du photocourant en court-circuit du détecteur implanté de protons à fluence moyenne et de l'équation 23 provenant du modèle. ....	66
Figure 27: Illustration de la photo-génération en fonction de la profondeur vis-à-vis du détecteur implanté de protons. Le trait pointillé correspond à la génération dans les	

<p>courtes longueurs d'onde tandis que le trait plein est la génération par une longueur d'onde longue. Dans ce cas, la contribution des charges générées entre 48 et 480 microns (surface verte) crée un photocourant (flèche verte) qui l'emporte sur la contribution entre 5 et 48 microns (en orange sur la figure). .....</p>	67
<p>Figure 28 : Sensibilité spatiale du photodétecteur implanté de Si<sup>+</sup> à 300 keV, haute fluence. La réponse est forte vis-à-vis des cinq doigts de l'électrode et chute à moins de 40 % entre ceux-ci. Le détecteur s'étend de <math>3,55 \pm 0,25</math> mm de part et d'autre. La courbe est une interpolation des points expérimentaux. L'ordonnée des points provient de la moyenne du photocourant obtenu en trois passages à des hauteurs distinctes. Les barres d'erreurs verticales proviennent de l'écart-type. ....</p>	69
<p>Figure 29 : Les deux configurations du montage pour mesurer la réponse en fréquence. À gauche : le montage en court-circuit. À droite : le montage en polarisation inverse, où le photocourant est mesuré indirectement par la différence de potentiel aux bornes d'une résistance. ....</p>	71
<p>Figure 30 : Réponse en fréquence non corrigée du détecteur-contrôle et des détecteurs implantés à basse énergie sur le montage en court-circuit. ....</p>	72
<p>Figure 31 : Méthode pour soustraire la réponse en fréquence propre à la source lumineuse. La courbe bleue représente le déphasage brut, non corrigé, du système DEL combiné au détecteur-contrôle. La courbe vert pâle est le déphasage combiné de la DEL et du détecteur rapide. La courbe vert foncé représente le déphasage approximatif de la DEL exclusivement. La courbe rouge utilise cette dernière courbe pour isoler le déphasage du détecteur-contrôle exclusivement. La courbe noire est le déphasage théorique. ....</p>	73
<p>Figure 32 : Réponse en fréquence des détecteurs implantés à basse énergie, obtenue après la correction. ....</p>	75
<p>Figure 33 : Réponse en fréquence des détecteurs implantés à énergie moyenne. Le signal provient du photocourant en court-circuit. ....</p>	76
<p>Figure 34 : Réponse en fréquence du photocourant en court-circuit pour les détecteurs implantés à haute énergie. ....</p>	76

- Figure 35 : Réponse en fréquence des détecteurs implantés à basse énergie, avec le montage sous tension. Les séries de courbes représentent des mesures à -0,15 V, -0,30 V et -0,50 V. Les nombres indiquent les valeurs de la tension appliquée en volts, lorsqu'il y a un effet notable sur la fréquence de coupure. .... 78
- Figure 36 : Schéma du montage utilisé pour les mesures de transmission photo-induite résolue en fréquence..... 86
- Figure 37 : Exemple de mesures de transmittance photo-induite résolues en fréquence. Les signaux captés à 1050 nm par le détecteur APD sont présentés avec le faisceau-sonde bloqué ou non..... 88
- Figure 38 : Un autre exemple de mesure cherchant à déceler la transmission photo-induite. La transmission à 0 Hz vaut 290  $\mu$ V dans ce cas. La constante de temps était de 300 ms. Les mesures sont trop bruyantes pour déceler un vrai signal. .... 89
- Figure 39 : Montage pour les mesures de réflectivité photo-induite résolue en fréquence. 90
- Figure 40 : Utilisation de la réflexion diffuse provenant de la surface rugueuse du c-Si pour caractériser l'émission de la pompe (en bleu) ainsi que la sonde (en rouge). Le niveau de bruit de l'APD dans l'obscurité avoisine 1 $\mu$ V, et le plus grand signal acceptable à l'ADS est 1V. On remarque que l'utilisation du filtre bloque complètement l'émission bleue mais est inefficace pour enlever le 10 $\mu$ V de bruit uniforme qui vient contaminer la région où la sonde est observée..... 92
- Figure 41 : Mesures de réflectivité photo induite de l'échantillon de b-Si implanté à moyenne fluence, moyenne énergie..... 96
- Figure 42 : Mesures de bruits de fond et réflectivité photo induite pour un échantillon de c-Si à la surface polie. .... 98
- Figure 43 : Dernière tentative sur silicium cristallin pour observer la réflexion photo-induite. Il semble y avoir un signal significatif à basse fréquence. .... 99

*À mes frères*

## Remerciements

Tout d'abord, je voudrais remercier mon directeur, Sjoerd Roorda, pour m'avoir guidé dans ce projet original et multidisciplinaire. Il m'a permis d'approfondir mes connaissances en physique et de développer mon autonomie en recherche. Son optimisme et ses conseils m'ont été d'une grande aide dans cette entreprise. Je voudrais aussi remercier Eric Mazur et son groupe de recherche de la Harvard University pour m'avoir permis d'étudier leur matériau unique. Je suis spécialement reconnaissant envers Renee Sher, pour la préparation du silicium noir, pour les mesures qu'elle a effectuées et pour les discussions éclairantes.

Merci beaucoup à Carlos Silva et Richard Leonelli pour tout le temps de mesures accordé dans leurs laboratoires d'optique et pour les nombreuses fois où nous nous sommes rencontrés. J'en profite pour saluer Olivier, Colin, Carine, Françoise, et Maciej et pour les remercier de leur assistance. Sans oublier Jocelyn Trottier pour les divers emprunts d'équipements. Du côté du bunker, merci à Louis Godbout et à Xavier Perraton Elorza pour l'immense travail d'entretien que demandent les accélérateurs ioniques et pour m'avoir montré comment les dompter. Merci aussi à Matthieu Guihard pour ses conseils et son écoute. Je suis reconnaissant envers Marie-Hélène Bernier, Christophe Clément, Alireza Mesgar et Richard Vernhes de l'école Polytechnique pour l'aide reçue en salle blanche.

Finalement, je n'aurais jamais réussi sans ma famille et mes amis, qui ont toujours été là pour moi. Pour m'avoir supporté et encouragé à foncer afin de faire ce que j'aime, je remercie mes parents. Merci aussi à mes frères, Jean-Philippe et Dominic, qui m'ont chacun beaucoup appris au fil des ans grâce à leurs passions contagieuses pour les arts, la littérature et la musique. Il reste un peu d'espace pour témoigner de ma gratitude envers mes bons amis : Amélie, Corinne, Dorian, Jo, Étienne, Gabye, J-F, Johny, Louis, Marc, Marie, Matthieu, Mychel, Mylène, Rémy, Sabeth, Steph et Val. Merci à tous!

## Introduction

Depuis quelques années, le silicium noir a été utilisé pour fabriquer des photodétecteurs [1] [2] [3] [4]. Il s'agit là d'un matériau intéressant car, selon les conditions de fabrication, il peut absorber significativement dans l'infrarouge, alors que le silicium habituel y est plutôt transparent. Certains de ces photodétecteurs présentent un gain de photocourant élevé : lorsqu'une faible tension en polarisation inverse est appliquée, de cent à mille charges élémentaires sont générées pour chaque photon incident, ce qui les rend plus sensibles à la lumière visible que certaines photodiodes commerciales. Or, l'un des effets indésirables associés à cette grande sensibilité est une petite fréquence de coupure ( $\sim 1$  kHz), engendrant des détecteurs impropres à des tâches demandant une certaine rapidité de détection. Une des raisons suggérées pour expliquer la grande sensibilité et la petite fréquence de coupure serait la longue durée de vie des porteurs de charge qui occasionnerait un gain de photoconductivité élevé, mais un long temps de chute du photocourant.

L'implantation ionique pourrait offrir un moyen de limiter la durée de vie via l'introduction d'impuretés métalliques ou de défauts cristallins produisant des centres de recombinaison. Le taux de recombinaison des porteurs photo-générés va dépendre de la position des centres de recombinaison dans la bande interdite. Ce taux sera influencé par la présence de la bande d'impureté déjà présente dans le silicium noir. Une méthode de caractérisation optique du matériau implanté peut mesurer directement la réduction attendue de la durée de vie des porteurs photo-générés. Une autre possibilité serait d'observer indirectement les répercussions qui sont attribuables à une réduction de la durée de vie sur les performances d'un photodétecteur construit avec le matériau implanté. Ce mémoire a pour but l'exploration préliminaire de cette piste de solution. L'effet des défauts cristallins sur le fonctionnement des détecteurs peut nous renseigner sur l'origine du mécanisme d'amplification des charges observé dans le silicium noir. Les résultats obtenus

sont aussi rapportés afin d'orienter les prochaines recherches visant à optimiser les détecteurs à base de silicium noir en utilisant un traitement à l'implantation ionique.

L'expérience proposée, décrite au Chapitre 2, consiste à se procurer du silicium noir et à l'implanter d'ions de silicium ou d'hydrogène en considérant divers paramètres comme la portée en profondeur des ions et la densité des défauts cristallins causés par les collisions. Ensuite, des photodétecteurs seront construits à partir du matériau modifié (comme l'illustre la Figure 1) et seront caractérisés. Nous comparerons ensuite la sensibilité spectrale et la réponse en fréquence avec un détecteur non-implanté afin de tester nos hypothèses. Les hypothèses qui ont guidé ce projet sont les suivantes : Tout d'abord, plus la densité des centres de recombinaison est haute, plus la fréquence de coupure des détecteurs devrait être élevée. Réciproquement, la sensibilité des détecteurs implantés diminuera au fur et à mesure que la densité de défauts augmente.

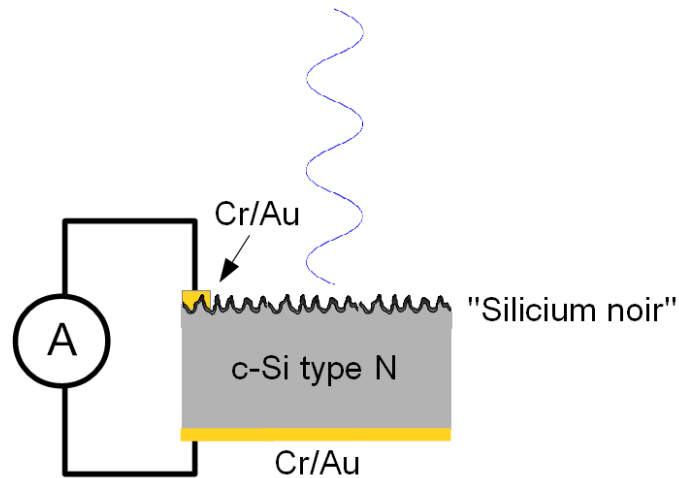


Figure 1: Représentation schématique des détecteurs en silicium noir fabriqués sur des tranches en silicium cristallin. Les électrodes en chrome et or sont placées sur la face et le dos des échantillons.

Le Chapitre 3 est consacré à la description d'une technique purement optique qui a été mise à l'essai pour mesurer directement la durée de vie effective des porteurs de charge. Cette expérience repose sur le principe de la réflectivité photo-induite résolue en fréquence. Malgré des résultats non concluants, certaines recommandations sont émises en vue



d'améliorer la sensibilité et de diminuer les sources de bruits du montage afin de rendre ces mesures réalisables. Mais d'abord, nous présenterons dans le Chapitre 1 de ce mémoire les concepts physiques, tant théoriques qu'expérimentaux, qui sont essentiels à la compréhension du projet. En particulier, les propriétés du silicium noir seront exposées plus en détails et nous expliquerons la relation entre l'implantation ionique, les centres de recombinaison, la durée de vie des porteurs de charge et pourquoi cela influence le fonctionnement des photodétecteurs fabriqués avec ce matériau.

# Chapitre 1 : Concepts théoriques

## 1.1 Silicium noir

### 1.1.1 Historique

Le silicium noir (abrégé par b-Si, pour *black silicon*) est fabriqué en modifiant la surface du silicium cristallin ordinaire de manière à former un assemblage dense de pics de quelques micromètres (de 1 à 40) de hauteur. Le b-Si tire son nom du fait que les microstructures sur la surface ont pour effet de réduire significativement sa réflectivité uniformément sur tout le spectre visible. Le terme « silicium noir » désigne tous les matériaux ayant ces caractéristiques; il en existe de nombreux types car différentes méthodes de fabrication entraînent de grandes variations dans la morphologie et les propriétés optiques et chimiques. La première démonstration de ce phénomène remonte à la fin des années 1970, lorsque des chercheurs à la Pennsylvania State Park University ont créés un réseau de structures verticales compactes semblables à des aiguilles sur le germanium. Ce *black germanium* a été obtenu par gravure au peroxyde d'une couche mince de germanium amorphe obtenue par pulvérisation [5]. Rapidement, ils ont tenté d'appliquer cette découverte sur le silicium, afin d'améliorer l'efficacité des cellules photovoltaïques. En effet, le silicium noir pourrait constituer une alternative aux revêtements antireflets qui servent à maximiser la quantité de photons absorbés [6]. Par la suite, d'autres procédés ont permis de fabriquer du silicium noir, par exemple à l'aide de la gravure ionique réactive (RIE) [7].

En 1998, le groupe d'Eric Mazur à Harvard découvre qu'il est possible de créer du silicium noir en irradiant la surface d'une tranche de silicium avec des centaines d'impulsions laser femtoseconde dans une atmosphère de SF<sub>6</sub> ou de Cl<sub>2</sub> [8]. Cette fois les structures forment des cônes pointus allant parfois jusqu'à 40 µm de hauteur et 10 µm de largeur à la base et on y trouve encore une diminution exceptionnelle de la réflectivité. Ce qui distingue ce type de b-Si des autres mentionnés ci-haut est que lorsque l'irradiation se

fait en présence de SF<sub>6</sub> gazeux la surface exposée des cônes en silicium devient fortement dopée en soufre et en fluor : Les impulsions laser d'une durée de 100 fs délivrent une exposition énergétique (*radiant exposure*) de l'ordre de 1 J/cm<sup>2</sup>, ce qui entraîne l'ablation et la fusion de la surface responsable de la formation des pics et de l'inclusion d'atomes provenant du gaz ambiant dans le silicium fondu. En répétant ce traitement, le soufre provenant du SF<sub>6</sub> peut atteindre une concentration bien supérieure à celle qui est possible d'atteindre en dopant conventionnellement par diffusion thermique. En effet, cette dernière méthode est limitée par la solubilité maximale du soufre en équilibre dans le silicium en phase solide qui est de 3×10<sup>16</sup>/cm<sup>3</sup> [9]. En comparaison, le b-Si fabriqué selon la méthode de Mazur et ses collègues peut contenir jusqu'à 5×10<sup>19</sup>/cm<sup>3</sup> de soufre, ce qui est beaucoup (1000 ppm) considérant que la densité atomique du silicium est de 5×10<sup>22</sup>/cm<sup>3</sup>.

Une autre particularité de ce type de b-Si est qu'il absorbe fortement la lumière dans le proche infrarouge [10] et en particulier pour les longueurs d'onde supérieure à 1100 nm correspondant à des photons d'énergie inférieure à la bande interdite du silicium ( $E_g = 1.12\text{eV}$ ). Dans le silicium cristallin, le faible coefficient d'absorption dans l'infrarouge le rend pratiquement transparent et très peu de photons sont absorbés. Cette propriété est une des causes de l'incapacité des panneaux solaires en silicium à exploiter toute l'étendue du spectre solaire dans la production d'électricité. Le b-Si pourrait avoir des applications dans d'autres domaines où l'infrarouge doit être détecté, comme en imagerie ou pour la télécommunication par fibre optique [11], puisque le silicium est moins coûteux et s'intègre facilement aux autres dispositifs électroniques [12].

### 1.1.2 Propriétés

La fluence des impulsions laser ainsi que le nombre d'impulsions arrivant en chaque point de la surface vont influencer la morphologie et les propriétés optiques et électroniques du b-Si. La Figure 2 est une photographie prise au microscope électronique à balayage tiré de [13]. Elle montre l'effet de l'accroissement du nombre d'impulsion laser sur la

morphologie de la surface. Les encadrés a, b, c, et d correspondent à 1, 10, 50, et 200 impulsions, respectivement. Le point de vue est à  $45^\circ$  de la normale et toutes les images sont au même grossissement. La taille du faisceau laser est de  $150\ \mu\text{m}$  et la fluence est de  $8\ \text{kJ}/\text{m}^2$ . Les photographies au microscope électronique montrent une surface qui commence à être parsemée de cratères isolés formés par la liquéfaction et l'ablation laser (1.a), puis les cratères se recouvrent et forment une couverture rugueuse (1.b). Finalement, après 50 et 200 impulsions (1.c et 1.d) les pics se définissent et s'approfondissent.

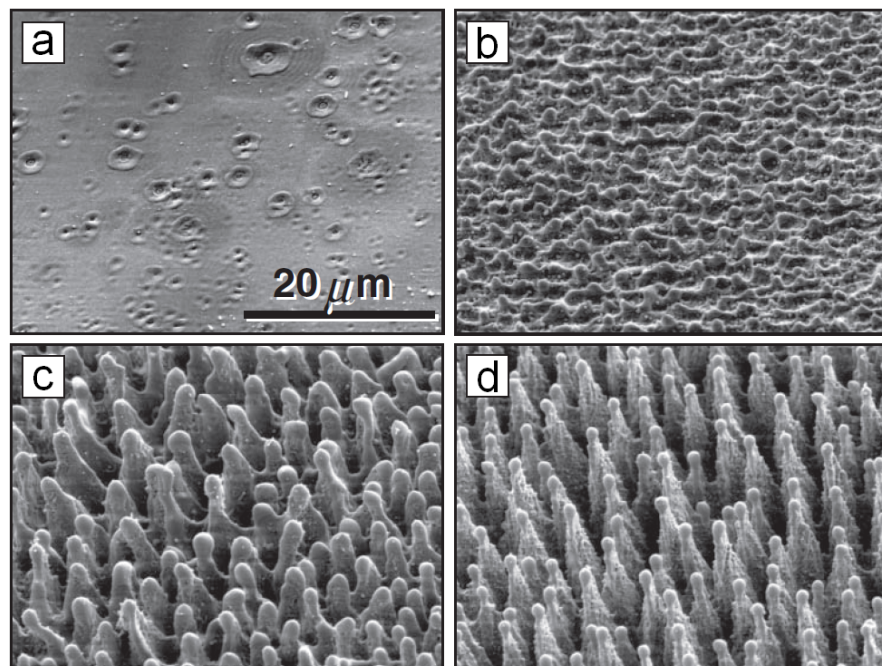


Figure 2 : Effet du nombre d'impulsions laser sur la surface du silicium [13]. Les encadrés a, b, c, et d correspondent à 1, 10, 50, et 200 impulsions, respectivement. La fluence laser est de  $8\ \text{kJ}/\text{m}^2$ .

Avant recuit, le facteur d'absorption (aussi appelé absorptance) du silicium noir au-delà de  $1200\ \text{nm}$  est d'environ  $90\ \%$ . C'est cette propriété qui est intéressante pour la fabrication d'un détecteur infrarouge en silicium. Cependant, pour obtenir des propriétés électroniques acceptables comme une relation courant-tension avec rectification et une bonne sensibilité des photodiodes, il faut faire un recuit après la fabrication du silicium noir. Ce recuit a pour effet de rétablir progressivement la transmission habituelle du

silicium pour le rayonnement de 1.1  $\mu\text{m}$  et plus. La Figure 3 présente des mesures d'absorptance pour plusieurs températures de recuits. Le rétablissement de la transmission habituelle y est visible : plus la température est élevée et plus l'absorptance au-delà de 1,1 micron diminue. D'autres mesures avec du silicium noir fabriqué avec d'autres éléments de la famille des chalcogènes (soufre, sélénium et tellure) montrent que la baisse d'absorptance dépend simplement de la longueur de diffusion des impuretés pendant le recuit. Par contre, dans le visible et jusqu'à 1000 nm, le recuit ne modifie pas beaucoup l'absorptance.

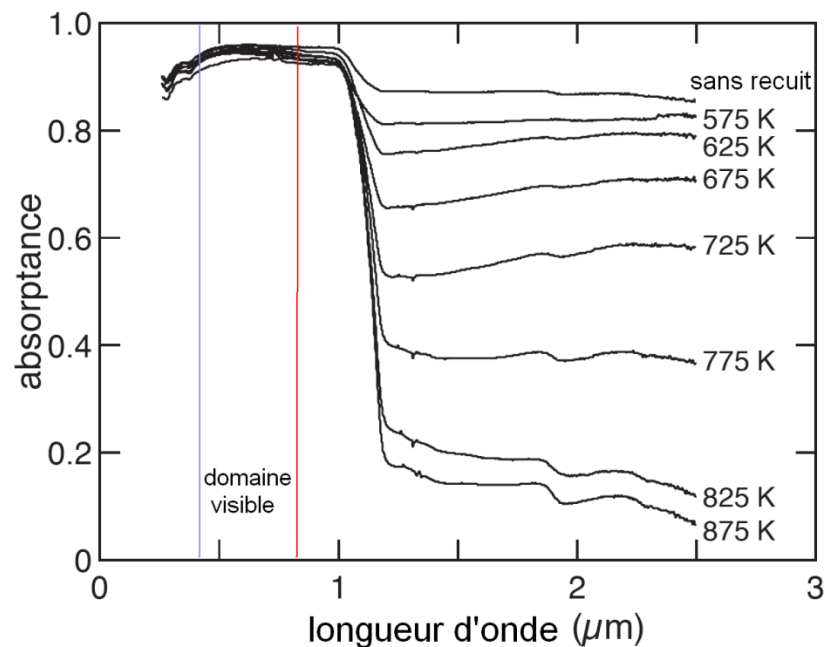


Figure 3 : Effet de la température du recuit sur l'absorptance. Le substrat est de type N, orientation (111), résistivité de  $1000 \pm 200 \Omega \cdot \text{cm}$ . La fluence laser est de  $8 \text{ kJ/m}^2$ , avec 500 impulsions. La durée du recuit est de 30 minutes. L'image est tirée de [4, p. 65]. Il n'y a pas de changements dans le visible (le matériau conserve son apparence noire) par contre, il redevient progressivement transparent dans l'infrarouge au-delà de 1,1 micron.

Le recuit change les propriétés électroniques du silicium noir en permettant à une partie des atomes de soufre de s'ioniser en changeant de conformation dans le réseau cristallin du silicium. Les mesures d'effet Hall et de résistivité dans le silicium noir recuit

ont révélé que les porteurs majoritaires sont des électrons, peu importe si le substrat est de type N ou P. La densité d'électrons de conduction peut monter jusqu'à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et des mesures SIMS (*Secondary Ion Mass Spectrometry*) indiquent une concentration de soufre en surface entre  $10^{19}$  et  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . À température ambiante, le taux d'ionisation des donneurs est donc d'environ 1 pour 1000 [9].

### **1.1.3 Le rôle de la morphologie et du soufre dans l'absorption**

Le rôle des pics microscopiques dans la réduction de la réflectance de la lumière visible est analogue à celui des structures pyramidales tapissant les murs d'une chambre anéchoïque pour les ondes acoustiques. Lorsqu'une onde plane atteint les microstructures à la surface, une partie est absorbée et le reste est diffusé. L'angle prononcé des parois crée de nombreuses réflexions qui contribuent à l'atténuer davantage.

La morphologie de la surface du silicium noir ne peut pas à elle seule expliquer pourquoi il y a autant d'absorption dans l'infrarouge au-delà de  $1.1 \mu\text{m}$  [14]. Le fait que le recuit joue un grand rôle dans l'absorption infrarouge sans pour autant modifier la forme des pics révèle qu'un autre facteur est en jeu. En effet, il a été déterminé que la grande concentration en soufre joue un rôle important dans cette absorption. Pour le prouver, des chercheurs ont reproduit cette grande concentration de soufre dans le silicium cristallin par implantation ionique, ce qui conserve la surface plane. Pour rétablir la cristallinité de l'échantillon implanté, un recuit est appliqué à l'aide d'un laser pulsé. Ce laser va entraîner la fusion et la solidification rapide de la surface de ce silicium implanté. Il en résulte un matériau à la surface plane, fortement dopé en soufre et présentant l'absorption dans l'infrarouge similaire à celle du silicium noir [15]. Bien entendu, on doit s'attendre à une augmentation du coefficient d'absorption lorsque le dopage est élevé, puisque les électrons de conduction peuvent alors s'exciter en absorbant des photons à basse énergie. Mais même en supposant que chaque atome de soufre implanté donnait deux électrons (activation

complète), les auteurs Kim, Warrender et Aziz trouvent un coefficient d'absorption expérimental de  $2.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui est un ordre de grandeur plus grand que celui attendu en considérant l'absorption par les porteurs libres. De plus, puisque le spectre d'absorbance est relativement uniforme, sans signe de transitions correspondant aux énergies connues des niveaux profonds du soufre dans le silicium, il est proposé qu'à grande concentration, les niveaux profonds localisés commencent à se chevaucher. À partir d'une concentration critique, la fonction d'onde associée à un état lié d'un niveau profond devient délocalisée pour former une bande de conduction intermédiaire à l'intérieur de la bande interdite du silicium [16, p. 903]. Cette bande d'impureté se situe autour de 0.3 eV sous la bande de conduction et en plus de modifier l'absorption de lumière, celle-ci change les mécanismes de transport des porteurs de charge ainsi que leur durée de vie. D'autres concepts théoriques doivent d'abord être rappelés avant de poursuivre cette description du silicium noir.

## **1.2 Théorie des semiconducteurs**

### **1.2.1 Génération et recombinaison des porteurs de charge**

On dit qu'il y a génération lorsqu'un électron occupant un état dans la bande de valence fait une transition vers un état inoccupé de la bande de conduction. C'est un processus qui se produit spontanément à température non-nulle. En équilibre thermodynamique, la génération thermique est exactement compensée par un processus antagoniste, appelé recombinaison, afin de maintenir une distribution de taux d'occupation obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Un électron de la bande de valence peut aussi atteindre la bande de conduction, suite à l'absorption d'un photon ayant une énergie supérieure à la bande interdite. Par analogie avec la création d'antimatière, il convient de parler de création ou d'annihilation de paires électron-trou puisqu'un électron qui monte dans la bande de conduction laisse derrière lui un trou de charge positive dans la bande de

valence. Il y a plusieurs processus de recombinaisons dans les semiconducteurs, On distingue habituellement les recombinaisons radiatives et non-radiatives selon que la paire électron-trou s'annihile directement par l'émission d'un photon ou non. Cependant, dans le silicium, qui a un gap indirect, les recombinaisons radiatives sont beaucoup moins fréquentes et on peut donc les négliger lorsqu'il s'agit de calculer la durée de vie. Les recombinaisons non-radiatives sont de deux types : le premier implique une interaction avec un défaut assisté par des phonons. La théorie la plus simple et la plus utilisée pour les décrire est celle de Shockley, Read et Hall (SRH) développée en 1952 [17], [18]. Le second type implique une annihilation de la paire électron-trou impliquant un troisième porteur : les recombinaisons Auger.

La théorie des recombinaisons SRH vise à exprimer le taux de recombinaison causé par une densité homogène de défauts dans le cristal ( $N_t$ ). Ces défauts peuvent capturer des porteurs de charge majoritaires ou minoritaires, car il forme un état accessible dans la bande interdite située à une énergie  $E_t$ , tel que  $E_v < E_t < E_c$ . Un défaut est aussi caractérisé par sa section efficace,  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$ , qui est un paramètre qui dépend du type de défaut (lacune, interstitielle, impureté métallique, etc.) ayant une valeur de l'ordre de  $10^{-15} \text{cm}^2$  exprimant son aptitude à capturer des électrons et des trous. Selon ses caractéristiques, un défaut jouera le rôle soit d'un piège, soit d'un centre de recombinaison : si le porteur capturé a plus de chance d'être libéré dans sa bande, alors le défaut est simplement un piège qui l'immobilise momentanément. Si, au contraire, le porteur capturé a plus de chance de se recombiner avec un porteur de charge opposé, alors le défaut est un centre de recombinaison. Ce sont les centres de recombinaison qui vont réduire la durée de vie. On arrive à une équation pour le taux net de recombinaison en régime stationnaire en faisant un bilan des quatre possibilités de transitions impliquant le défaut, tel que schématisé dans la Figure 4. La recombinaison est séparée en deux étapes : il faut d'abord qu'un électron de la bande de conduction soit capturé par le centre de recombinaison (Figure 3.a), puis qu'un trou de la bande de valence soit capturé par le centre (Figure 3.c).



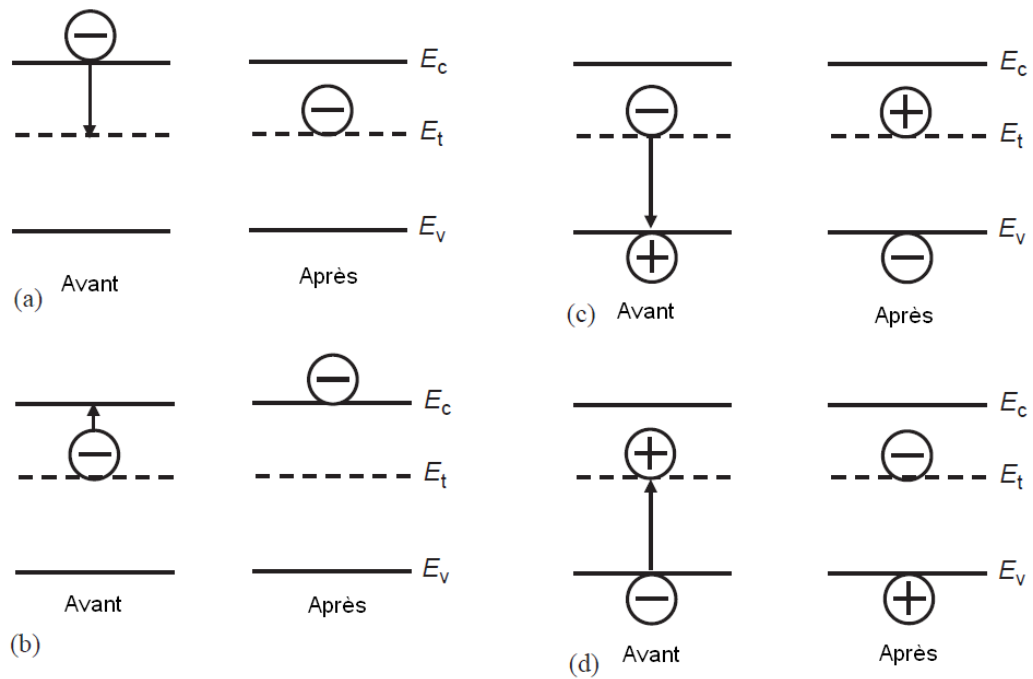


Figure 4 : Les quatre transitions déterminant le taux net de recombinaison SRH : a) capture d'un électron; b) émission d'un électron; c) capture d'un trou; d) émission d'un trou. L'image provient de [19, p. 77].

Bien entendu, en même temps que les processus de recombinaisons ont lieu, des processus de génération vont aussi avoir lieu, cette fois par émission thermique au lieu de capture. La génération SRH se décompose en deux étapes : émission d'électron (Figure 3.b) et émission de trou (Figure 3.d). Les probabilités de transition de chacun de ces processus vont dépendre de la densité de porteurs  $n$  et  $p$ , de la densité d'états dans les bandes,  $N_v$ ,  $N_c$  et  $N_t$ , du nombre d'occupation (déterminé par la distribution de Fermi) et de l'énergie exigée pour passer d'un niveau à l'autre. Nous passerons les détails puisque la démonstration est faite dans plusieurs ouvrages [19] pour arriver directement au résultat final pour le taux net de génération-recombinaison,  $U$  :

$$\frac{d\Delta p}{dt} = U = (G_{SRH} - R_{SRH})$$

$$U = \frac{-\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (pn - n_i^2)}{\sigma_n \left[ n + N_c \exp \left\{ \frac{-(E_c - E_t)}{k_b T} \right\} \right] + \sigma_p \left[ p + N_v \exp \left\{ \frac{-(E_t - E_v)}{k_b T} \right\} \right]}, \quad (1)$$

Où  $\Delta p = p(t) - p_0$ , soit la concentration de porteurs de charge (dans ce cas, des trous) en excès, où  $v_{th}$  est la vitesse thermique des porteurs, et où  $n_i$  est la densité de porteurs intrinsèques. On peut vérifier qu'en équilibre thermodynamique,  $U = 0$  car selon la loi d'action de masse  $pn = n_i^2$ . Pour rendre le taux net de génération-recombinaison très grand, on peut simplement augmenter la densité du centre de recombinaison  $N_t$  ce qui rend le numérateur de l'équation (1) grand. Une façon plus astucieuse consiste à choisir des centres de recombinaison qui ont une valeur de  $E_t$  qui minimise le dénominateur. Le dénominateur contient la somme de deux termes qui varient exponentiellement en fonction de la séparation du niveau d'énergie avec la bande de conduction ( $E_c - E_t$ ) et avec la bande de valence ( $E_t - E_v$ ). Puisqu'on ne peut pas minimiser un terme sans que l'autre ne devienne très grand et vice versa, un compromis doit être trouvé.  $E_t$  doit donc être près du milieu de la bande interdite, car c'est le niveau qui est le plus éloigné à la fois de la bande de conduction et de la bande de valence. Ainsi, une faible concentration de centre de recombinaison aura tout de même une grande influence sur le taux de recombinaison. Puisque seul un substrat de type N sera utilisé dans ce projet et que le silicium noir est aussi de type N, on peut faire l'approximation que  $p \ll n$ . De plus, si les densités de porteurs en excès ( $\Delta p$  et  $\Delta n$ ) restent toujours plus petites que la densité d'électrons dans l'obscurité  $n_0$ , alors  $p = p_0 + \Delta p$  et  $n = n_0 + \Delta n \sim n_0$ . L'équation (1) peut alors s'exprimer en fonction de  $\Delta p$  si de plus on fait l'approximation (un peu artificielle) que  $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$  :

$$\frac{d\Delta p(t)}{dt} = \frac{-\sigma v_{th} N_t n_0 \Delta p(t)}{n_0 + N_c \exp \left\{ \frac{-(E_c - E_t)}{k_b T} \right\} + N_v \exp \left\{ \frac{-(E_t - E_v)}{k_b T} \right\}} = \frac{-\Delta p(t)}{\tau_p}. \quad (2)$$

La solution de cette équation différentielle pour la densité de porteur minoritaires en excès,  $\Delta p$  est une exponentielle. La durée de vie de ces porteurs,  $\tau_p$ , est définie comme étant le temps caractéristique de cette décroissance.

Les recombinaisons Auger constituent le second type de recombinaisons non-radiatives. Elles impliquent trois porteurs, soit deux électrons et un trou dans les matériaux de type N. Lorsque la paire électron-trou se recombine, l'excédent d'énergie et d'impulsions est transmis au troisième porteur qui va la dissiper. La durée de vie Auger dans les matériaux de type N s'exprime comme [19]

$$\tau_{An} = \frac{p - p_0}{C_n n^2 p + C_p n p^2} \approx \frac{1}{C_n n^2}, \quad (3)$$

où le coefficient Auger vaut  $C_n = 2.8 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$  dans l'intervalle de dopage entre  $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Les deux mécanismes de recombinaison (SRH et Auger) sont en compétition et la durée de vie résultante, notée habituellement  $\tau_{bulk}$  pour indiquer la durée de vie au cœur du matériau, vaut [19]

$$\tau_{bulk} = \left( \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Les recombinaisons Auger commencent à jouer un rôle important dans la durée de vie  $\tau_{bulk}$  seulement quand la densité de porteurs devient très grande, soit avec de forts dopages ( $N_d > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) ou à forte injection (sous très forte illumination par exemple). Par exemple s'il y a une densité de porteurs de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  dans le silicium noir, cela correspondrait à une durée de vie Auger d'environ 350  $\mu\text{s}$ . À moins que la densité de porteurs du silicium noir soit encore plus grande, il est probable que la durée de vie SRH soit suffisamment plus courte pour être le mécanisme de recombinaison dominant (plus de détails à la section 1.4.3).

### 1.2.2 Jonctions N+/N

Puisque le silicium noir est fortement dopé en donneurs, il convient de dire que c'est un matériau de type N+, pour contraster avec le substrat (la tranche sur laquelle est fabriqué le b-Si) qui est en général au départ déjà faiblement dopé P ou N. Comme il a été mentionné plus tôt, seuls les photodétecteurs en b-Si ayant été fabriqué sur un substrat de type N présentent un gain élevé (de 100 à 1000) en polarisation inverse [4, p. 106]. Le gradient de concentration en donneurs entre le silicium noir en surface et la tranche de type N forme une jonction N+/N.

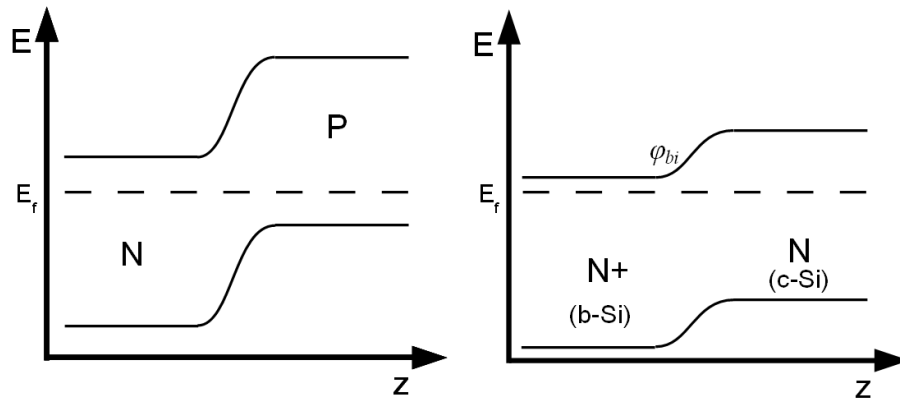


Figure 5 : Schéma de bande en équilibre pour jonction PN et N+/N.

La jonction résultante (N+/N) a un schéma de bande similaire à celui d'une jonction PN, sauf que la barrière interne est réduite (Figure 5). Ce potentiel s'exprime comme ceci :

$$\phi_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{N_{dN^+}}{N_{dN}} \right). \quad (5)$$

Où  $N_{dN^+}$  est la concentration de donneurs ionisés dans la région N+ et  $N_{dN}$  est la concentration en donneurs ionisés dans la région N. Dans le silicium noir,  $N_{dN^+} \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  tandis que pour les tranches de type N ( $\rho \approx 1000 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$ ) utilisé dans les expériences,  $N_{dN^+} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Elle dépend donc du rapport entre la concentration de donneurs dans les régions

N+ et N. À 300 K, la barrière de potentiel est d'environ 0.18 V pour un rapport de dopants de 1000. Malgré leur similarité schématique, les jonctions PN et N+/N sont fonctionnellement très différentes. En effet, le principe de fonctionnement des photodiodes à jonction PN repose sur la formation d'une zone désertée en porteurs. Ce qui donne à la jonction PN son comportement rectificatif est le fait qu'on peut contrôler le courant de diffusion en faisant varier la hauteur de la barrière par l'application d'une tension.

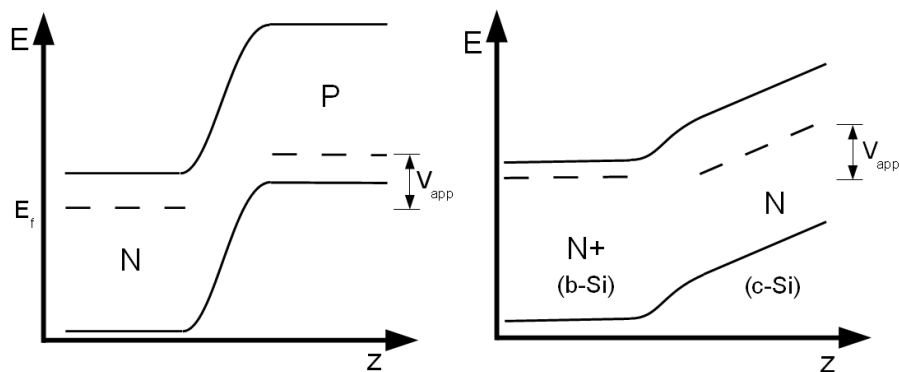


Figure 6 : Les jonctions PN et N+/N en polarisation inverse. Alors que la barrière de la jonction PN se retrouve augmenté par la tension appliquée  $V_{app}$ , il ne se passe rien de tel dans la jonction N+/N, car la tension appliquée est plutôt distribué dans la région qui offre le plus de résistance, c'est-à dire la région N.

La Figure 6 montre l'effet de l'application d'une tension inverse sur ces deux types de jonctions. La hauteur de la barrière est plus grande dans le cas de la jonction PN polarisée, ce qui réduit le courant de diffusion et augmente l'épaisseur de la zone de charge d'espace. Dans le cas de la jonction N+/N, les porteurs de charge ne changent pas de statut (majoritaire/minoritaire) en passant d'un côté à l'autre de la jonction. Au lieu d'une zone désertée, on retrouve une petite zone de désertion partielle du côté N+ et une large zone d'accumulation du côté N. Il n'est pas possible de modifier significativement la hauteur de la barrière en appliquant une tension car c'est principalement le matériau de type N, étant le plus résistif, qui encaissera la différence de potentiel. Les jonctions N+/N et P+/P sont pourtant très utilisées pour les photodétecteurs ou les panneaux solaires mais presque toujours de façon à supporter le fonctionnement d'une jonction PN qui elle demeure la

composante essentielle du dispositif. Les jonctions N+/N et P+/P sont utilisées pour repousser les porteurs minoritaires de la surface [20], ce qui réduit le courant de recombinaison et pour améliorer le contact ohmique dans les jonctions métaux-semiconducteurs [21].

## 1.3 Théorie des photodétecteurs

### 1.3.1 Efficacité quantique et gain

Il existe plusieurs grandeurs utilisées pour quantifier les performances des photodétecteurs. Les grandeurs pertinentes en rapport avec ce projet sont l'efficacité quantique externe (EQE) et interne (EQI). L'EQE est simplement le rapport entre le nombre d'électrons extraits par seconde en condition de court-circuit sur le flux total de photons incidents. L'efficacité quantique externe se trouve aisément à partir des mesures de sensibilité spectrales, habituellement exprimées en ampères par watt de puissance lumineuse incidente (A/W). Par exemple, si  $R(\lambda)$  dénote la sensibilité du capteur à la longueur d'onde  $\lambda$ , alors

$$R(\lambda) = \frac{I_{sc}(\lambda)}{E_e(\lambda)A}, \quad (6)$$

où  $I_{sc}$  est le photocourant de court-circuit,  $A$  est l'aire totale du détecteur et  $E_e$  est l'irradiance du faisceau quasi-monochromatique. L'efficacité quantique externe (EQE) se déduit directement de l'équation 6 en convertissant le courant électrique en flux d'électrons et l'irradiance en flux de photons :

$$EQE(\lambda) = \frac{hc}{\lambda q} R(\lambda). \quad (7)$$

L'efficacité quantique interne (EQI) est une notion similaire sauf qu'au lieu de diviser par tous les photons incidents, on tient compte des pertes reliées à la fraction de la lumière réfléchie et des régions insensibles comme les contacts métalliques. L'EQI est donc nécessairement plus grande que l'efficacité externe, mais pas beaucoup plus grande. Dans le contexte des photodétecteurs fabriqués en silicium noir, étant donné que la réflectance dans le visible est très faible et uniforme et que tous les détecteurs ont la même géométrie et le même recouvrement métallique, l'efficacité quantique externe et interne donne une information similaire. On peut, entre autres, s'interroger sur l'efficacité quantique (interne ou externe) pour les longueurs d'onde plus grande qu'environ 1100nm, cette valeur marque la limite de sensibilité habituelle des détecteurs en silicium. Une efficacité quantique non négligeable dans cette région spectrale serait un signe de la collecte réussie des porteurs photo-générés à l'aide de la bande intermédiaire du silicium noir. À l'opposé du spectre, dans les petites longueurs d'onde (de 400 à 500 nm environs) l'efficacité quantique nous renseigne directement sur l'état de la surface du matériau. En effet, le coefficient d'absorption est très grand à courte longueur d'onde, alors les paires électrons-trous sont générées très près de la surface et sont donc vulnérables au multiples pièges et centres de recombinaison qui nuisent à la durée de vie et ainsi à la probabilité de collecte des charges. Plus l'efficacité est bonne à basse longueur d'onde, plus cela signifie que la recombinaison en surface est faible ou que la longueur de diffusion est grande.

L'usage des termes EQE et EQI est réservé aux mesures en court-circuit, car si une tension est appliquée, il est possible de passer à une « efficacité » supérieure à 100%. Pour éviter la confusion, on parlera de gain lorsque la sensibilité du détecteur sous tension dépasse ce qui serait attendu pour un flux de photons complètement converti en porteurs. Pour obtenir un gain de 10 par exemple, il faut qu'un seul photon soit à l'origine de 10 charges élémentaires circulant dans le circuit externe du détecteur. Il y a deux principales façons d'y arriver. Dans une région de fort champ électrique, la paire initiale d'électron-trou peut être accélérée suffisamment pour entrer en collision avec d'autres porteurs pris

dans des défauts ou des donneurs, ce qui peut générer une cascade d'ionisation. Le gain provient dans ce cas d'un effet d'avalanche. Une autre condition qui peut donner lieu à un gain intervient dans un photoconducteur, lorsque la durée de vie d'un porteur est plus longue que son temps de transit entre les deux électrodes [16, p. 1069]. Imaginons qu'un photon génère une paire d'électron-trou dans du silicium de type N possédant deux électrodes sous tension dans lequel circule un courant. Supposons que le trou reste piégé dans un défaut sans se recombiner pendant que l'électron dérive dans le champ électrique. Lorsque l'électron arrive à la cathode et quitte le silicium, le circuit doit injecter un autre électron par l'anode pour maintenir la neutralité de charge du silicium. Tant que l'électron ne se recombine pas avec un trou, cette boucle se répète. En conséquence, un seul photon a permis le passage d'une dizaine d'électrons dans le circuit externe, ce qui est une autre façon d'obtenir un gain.

### 1.3.2 Réponse en fréquence

Après la sensibilité spectrale, une autre caractéristique des photodétecteurs importante à mesurer est la réponse en fréquence. Tout comme la sensibilité, la réponse en fréquence détermine le type d'application où le détecteur trouverait une utilité (télécommunication, spectroscopie, imagerie, etc.). Cela provient du fait qu'un signal lumineux n'est jamais traduit instantanément en signal électronique. Au contraire, il existe un délai entraînant un temps de montée du signal et un temps de chute du signal, ce qui limite la détection de phénomènes lumineux rapides comme des impulsions brèves ou des modulations à haute fréquence. La bande passante d'un détecteur est donc le domaine de fréquence où un signal lumineux peut être reproduit électroniquement avec une fidélité suffisante. On peut arbitrairement définir la limite (supérieure) de la bande passante par  $f_{-3dB}$ , la fréquence à laquelle la puissance du signal a baissé de 3 décibels (soit environ la



moitié<sup>1)</sup> par rapport à sa valeur dans la limite des basses fréquences. En général, la réponse en fréquence d'un dispositif est influencé par plusieurs facteurs physiques comme le temps de transit, le temps de décharge capacitive le temps de diffusion et la durée de vie. L'importance de chacun de ces facteurs dépend du type de détecteur employé (photodiode à jonction PN, à avalanche, diode p-i-n, phototransistor, photoconducteur, etc.). Le photoconducteur est le cas le plus simple : il consiste seulement en un semiconducteur homogène bordé de deux contacts ohmiques. Sa réponse en fréquence va être limitée seulement par la durée de vie. En effet, le photocourant persiste jusqu'à ce qu'il y ait recombinaison, car les charges qui sortent du détecteur sont réinjectés à l'autre bout par le circuit externe [22, p. 483]. Sous illumination modulée de façon sinusoïdale, la fréquence de coupure est atteinte à  $f_{-3dB} = (2\pi\tau)^{-1}$ , où  $\tau$  est la durée de vie [23, p. 746]. Au contraire, si le détecteur est une photodiode, alors la réponse en fréquence est bien différente. Dans ce cas, la fréquence de coupure peut s'écrire approximativement comme :

$$f_{-3dB} = \frac{0.35}{\sqrt{\left(\frac{W^2}{\mu V}\right)^2 + (t_{diffusion})^2 + (2.2RC)^2}}. \quad (8)$$

L'équation (8) inclut les trois principales causes physiques qui sont responsables de la perte de sensibilité à haute fréquence d'une photodiode à jonction PN [24]. Le premier terme du radicande représente le temps de transit d'un porteur avec une mobilité  $\mu$  dans la zone de charge d'espace d'épaisseur  $W$  sous l'effet d'un potentiel électrique interne et/ou d'une tension appliquée  $V$ . Le deuxième terme est le temps de diffusion, soit le temps moyen que des porteurs générés en dehors de la zone de charge d'espace diffusent aléatoirement avant d'être attiré par le champ électrique de la jonction. Le temps de diffusion dans un dispositif à jonction PN dépend donc de la distance entre l'endroit où sont

---

<sup>1)</sup>Puisque  $10\log_{10}\left(\frac{1}{2}\right) = -3,01029 \dots \approx -3dB$  à 1 % près.

généralisés les charges dans la zone de diffusion et l'endroit où ils atteignent la jonction. Le temps de diffusion de certains porteurs peut dans certains cas être aussi long que leur durée de vie. Finalement le dernier terme de l'équation (8) représente le temps caractéristique de décharge capacitive de tout le circuit où  $R$  est la somme de la résistance en série de la diode et de la résistance servant à mesurer la différence de potentiel et  $C$  est la somme de la capacitance de jonction de la diode et des capacitances parasites. Selon le design du détecteur et les conditions d'opérations, la réponse en fréquence sera plus ou moins limitée par la durée de vie suivant l'importance relative des autres facteurs.

En principe, il est quand même possible de déterminer la durée de vie des porteurs dans des photodiodes à partir de la façon dont le photocourant ou le photovoltage d'un dispositif photosensible décroît suite à un arrêt brusque de l'illumination [25]. Ces méthodes sont employées pour caractériser les panneaux solaires [26] [27]. Puisque la durée de vie n'intervient pas explicitement dans l'équation 8, sa mesure n'est pas aussi aisée que dans le cas du photoconducteur et il faut faire appel à des modèles.

## 1.4 Niveaux profonds et implantation

Les dopants habituels utilisés dans le silicium (P, B, As) forment des niveaux donneurs ou accepteurs situés à des énergies très près de la bande de conduction et de valence, respectivement. Au contraire, les niveaux introduits par les impuretés métalliques ou les défauts cristallins sont appelés *niveaux profonds* car ils sont plus profondément ancrés dans la bande interdite, comme l'illustre la Figure 7 à la page 23. La réduction de la durée de vie des porteurs minoritaires va s'opérer grâce à une augmentation des recombinaisons SRH via ces niveaux profonds dans la bande interdite. En utilisant l'implantation ionique, deux possibilités sont offertes soit l'introduction de défauts cristallins avec l'implantation d'ions de silicium ou bien l'introduction d'impuretés métalliques.

### 1.4.1 Défauts cristallins

Les défauts les plus élémentaires dans le silicium sont les lacunes et les interstitiels. L'énergie des niveaux profonds associés à ces défauts va dépendre de la relaxation du réseau autour ainsi que de l'état de charge. Par exemple, une lacune isolée peut prendre jusqu'à cinq états de charge différents (noté  $V^{2+}$ ,  $V^+$ ,  $V^0$ ,  $V^-$ ,  $V^{2-}$ ) selon la façon dont les liaisons pendantes se reconfigurent [28]. Mais en général, les lacunes et les interstitiels sont mobiles et diffusent dans le silicium jusqu'à former une paire de défauts stable ou une association plus complexe avec des atomes d'impuretés (oxygène, phosphore, bore, arsenic) ou d'autres lacunes et interstitiels. Il en résulte un spectre de niveaux profonds avec différentes sections efficaces. Les principaux niveaux profonds associés aux dommages faits par la radiation dans le silicium sont présentés dans le Tableau 1. Ils peuvent être induits par un faisceau de protons ou d'électrons à haute énergie, ainsi qu'avec des rayons  $\gamma$ , particules  $\alpha$  et des ions plus lourds. Chacun des défauts ont leur position dans la bande interdite, ainsi qu'une section efficace qui influence la durée de vie SRH. De plus, ils peuvent jouer le rôle d'accepteurs ou de donneurs.

Défaut	Type	Position	$\sigma_n(\text{cm}^2)$	$\sigma_p(\text{cm}^2)$
centre A	accept.	$E_c-0,17\text{eV}$	$10^{-14}$	$>5\times 10^{-14}$
centre E	accept.	$E_c-0,45\text{eV}$	$5\times 10^{-15}$	$>10^{-13}$
centre K	donneur	$E_v+0,35\text{eV}$	$\ll 10^{-15}$	$(0,1-1)\times 10^{-15}$
bilacune	donneur	$E_v+0,20\text{eV}$	$4\times 10^{-14}$	$5\times 10^{-16}$
	accept.	$E_c-0,23\text{eV}$	$5\times 10^{-16}$	$4\times 10^{-14}$
	accept.	$E_c-0,41\text{eV}$	$\sim 10^{-14}$	$3\times 10^{-15}$

Tableau 1 : Les niveaux profonds importants dans le silicium créés par irradiation. Tiré de [29].

L'implantation de protons a déjà été utilisée avec succès pour réduire la durée de vie dans des transistors [30] ou des thyristors [31]. En laboratoire, les faisceaux de protons à haute énergie ainsi que d'ions de silicium sont facilement réalisables. En raison du plus grand

taux de perte d'énergie par unité de longueur des ions de silicium comparativement aux protons, les implantations de Si vont créer plus d'agrégats de défauts par les cascades de collisions secondaires tandis que les protons vont plutôt faire des défauts isolés.

### 1.4.2 Impuretés métalliques

En plus des défauts cristallins, on peut réduire la durée de vie des porteurs de charges par l'introduction d'impuretés métalliques. En fait, la plupart des métaux de transitions, avec leur sous-couche  $d$  incomplète, forment des niveaux profonds dans la bande interdite et sont donc des centres de recombinaison efficaces. En raison de leur effet dramatique sur la durée de vie, même à des concentrations indétectables, ces impuretés sont un problème et une source constante de préoccupation dans toute l'industrie des semiconducteurs. Parmi les pires *lifetime killer*, comme ils sont appelés, on retrouve le molybdène, le titane, le vanadium, le chrome, le manganèse, le fer, le nickel, le cuivre, le magnésium, le zinc et le calcium [32]. L'or a été ajouté délibérément pour abaisser la durée de vie dans certains dispositifs [33], car il diffuse bien et possède un niveau profond en plein milieu de la bande interdite ce qui, on l'a vu, maximise le taux de recombinaison SRH. En raison de la bande d'impureté de soufre à environ  $E_c - 0.3\text{eV}$  qui est présente dans le b-Si, il faut envisager la possibilité qu'un niveau à mi gap ne soit plus nécessairement la position optimale pour réduire la durée de vie. La Figure 7 présente les niveaux profonds associés à quelques candidats retenus comme *lifetime killer*. Les données proviennent d'une revue de la littérature sur tous les niveaux profonds dans le silicium [34]. Outre l'or, on y retrouve le vanadium, le titane et le palladium. Les niveaux profonds associés au soufre ainsi qu'aux impuretés déjà présentes dans le silicium CZ dopé N, c'est-à-dire l'oxygène et le phosphore, sont présentés aussi. Le phosphore ne fait pas de niveaux profonds mais l'oxygène en a plusieurs.

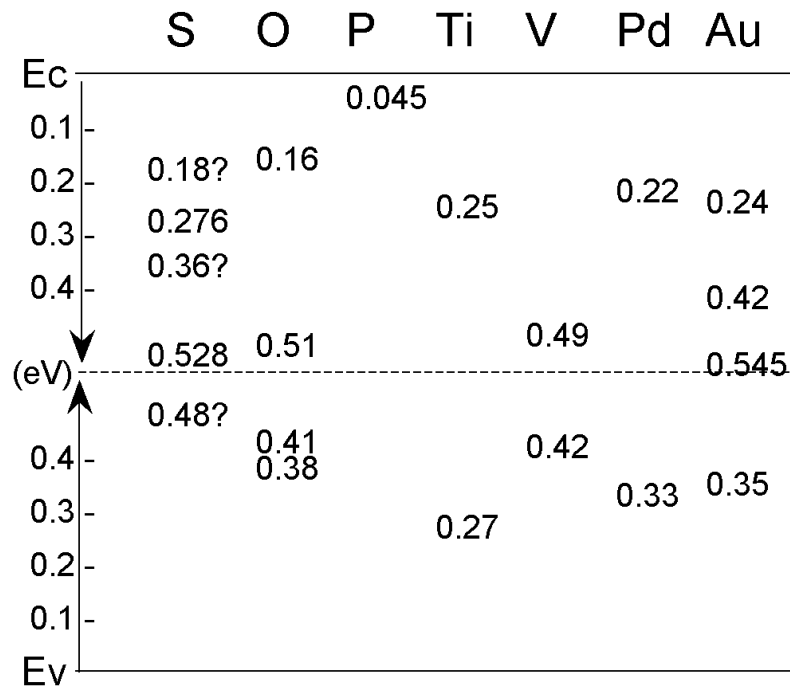


Figure 7 : Niveaux d'énergie dans la bande interdite du silicium pour des éléments atomiques pertinents. Les nombres représentent la profondeur d'un niveau (en électronvolt) relativement à l'énergie de la bande de conduction ( $E_c$ ) ou de la bande de valence ( $E_v$ ). Le trait pointillé indique le niveau de Fermi intrinsèque.

Pour le soufre, ce sont les trois niveaux profonds du haut qui semblent se joindre à plus forte concentration et former la bande d'impureté. Les points d'interrogation associés aux valeurs proviennent d'un manque de consensus sur la position de ces niveaux.

Le projet devait explorer au départ l'effet de l'implantation d'impuretés métalliques dans le silicium noir sur la durée de vie des porteurs. La Figure 7 illustre les niveaux profonds de quelques éléments qu'il aurait été intéressant d'implanter dans le silicium noir, comme le titane et le palladium. Ce volet a été abandonné en raison des problèmes techniques qui sont générés par cette opération. En effet, l'implantation d'impuretés métallique cause des défauts cristallins en plus des niveaux profonds de la Figure 7. Puisqu'il est plus instructif d'étudier isolément chaque type de défauts, on doit se débarrasser des défauts cristallins après avoir implanté des métaux. C'est pourquoi seule

l'implantation de silicium et de protons ont été effectués. L'implantation de silicium et de protons a le mérite de n'entraîner que la formation de défauts cristallins, au lieu d'un mélange de défauts et d'impuretés chimiques et de ne nécessiter aucun traitement thermique. Pour enlever les défauts cristallins suites à l'implantation de titane par exemple, il aurait fallu faire un recuit thermique pour réparer les défauts mais ce recuit risquerait de modifier le silicium noir de façon indésirable. Pour contourner cette difficulté, on pourrait alors, avant de fabriquer le silicium noir, envisager de faire l'implantation de titane et le recuit sur du silicium cristallin. Le silicium implanté et recuit pourrait ensuite servir de substrat pour fabriquer le silicium noir. Or ce n'est pas une bonne idée, car la fabrication du silicium noir entraîne l'ablation de la surface de la tranche de silicium cristallin, ce qui risque de faire disparaître une fraction du titane difficile à estimer. Étant donné que la quantité de titane implanté est minime, elle ne serait pas observable en RBS (spectroscopie par rétrodiffusion de Rutherford) ni avant ni après la fabrication du silicium noir.

### **1.4.3 La durée de vie des porteurs de charge dans le silicium noir**

La durée de vie n'est pas connue dans le silicium noir puisqu'aucune mesure directe de la durée de vie n'a été faite sur ce matériau jusqu'à présent. Même pour des matériaux simples, il est hasardeux de calculer  $\tau$  *a priori* à partir de la théorie SRH en raison de la forte dépendance de facteurs incontrôlables (de la fabrication jusqu'à la mesure) sur la valeur réelle de la durée de vie d'un échantillon en particulier. Le cas du silicium noir est d'autant plus délicat que c'est un matériau inhomogène, désordonné, impur et puisque la section efficace des niveaux du soufre ainsi que l'abondance relative de chacun des niveaux profonds présents ne sont pas connues, il nous manque beaucoup d'information pour construire un modèle à partir de l'équation (1) sans faire de vagues suppositions. Par contre, une relation empirique qui a au moins le mérite d'être simple en fonction de la

densité de donneurs ( $N_d$ ) valable pour les tranches de silicium de type N permet de se donner une idée tout aussi approximative [19, p. 88] :

$$\tau_p(N_d) = \frac{3.95 \times 10^{-4} s}{1 + \frac{N_d}{7.1 \times 10^{15} cm^{-3}}} \quad (9)$$

Ainsi, un substrat en silicium relativement pur ( $\rho > 10 \Omega \cdot cm$ ) a une durée de vie d'environ 400  $\mu s$ . Le silicium noir aura une durée de vie beaucoup plus courte car il contient jusqu'à  $10^{20} cm^{-3}$  de soufre. On ne peut cependant pas considérer tout le soufre présent comme un dopant (tel le phosphore) parce que seul 0.1% des atomes de soufre s'ionisent pour libérer un électron. Selon cette équation, lorsqu'il y a entre  $10^{17}$  et  $10^{20}$  dopants par  $cm^{-3}$ , la durée de vie des porteurs minoritaires passe de 260 ns à 28 ns. En raison de tous les niveaux profonds engendrés par le soufre comparativement aux dopants habituels, la durée de vie réelle peut être encore plus courte.

Les premières mentions d'une bande d'impureté avec le soufre à forte concentration située entre  $E_c - 0.38 eV$  et  $E_c - 0.28 eV$  remontent à 1971 [35]. Le rôle de la bande d'impureté sur la durée de vie dans le silicium noir est controversé présentement. En particulier, il a été proposé qu'une fois la bande d'impuretés formée, les recombinaisons SRH associées aux niveaux profonds des impuretés sont supprimés, un processus appelé rétablissement de la durée de vie (*lifetime recovery*). Ce phénomène a été observé dans du silicium fortement dopé en titane [36]. De plus, il a été démontré que du silicium fortement implanté en soufre et recuit avec un laser possède une conductivité métallique lorsque la température tend vers 0 K, au lieu d'être un isolant [37]. L'observation de cette transition isolant-métal à partir d'une concentration critique de soufre comparable à celle présente dans le silicium noir est un élément de preuve qui suggère qu'il y a effectivement une délocalisation des niveaux profonds menant à la formation d'une bande d'impureté dans le silicium noir. Par contre, des travaux théoriques récents [38] contestent la possibilité que les recombinaisons

SRH puissent être supprimées à cause de cette délocalisation et donc, selon ces travaux, n'y a pas de raison de s'attendre à un rétablissement de la durée de vie dans le silicium noir. Des mesures directes de la durée de vie dans le silicium noir pourraient régler ce débat.

## 1.5 Mesures de la durée de vie

Puisque la durée de vie est un des indicateurs les plus fiables de la pureté du silicium et de la qualité des dispositifs, les fabricants de dispositifs microélectroniques et de panneaux solaires ont constamment à faire ces mesures pour le contrôle de qualité. Le besoins de méthodes rapides, non-destructives et ne nécessitant pas de contacts électriques a généré une foule de méthodes ingénieuses pour mesurer la durée de vie. Dans cette section, les principes généraux pour mesurer la durée de vie seront abordés, suivi de quelques exemples de techniques sans contacts couramment employés. La section se termine par une description des fondements théoriques de la méthode utilisée au chapitre 3 pour mesurer la durée de vie dans le silicium noir.

La durée de vie effective des porteurs est déterminée expérimentalement à l'aide de l'équation 10 lorsque l'évolution temporelle de la densité de porteurs en excès  $N(t)$  est connue [19] [39] :

$$\tau_{eff}(N) = \frac{N(t)}{G(t) - dN(t)/dt}. \quad (10)$$

Cette équation générale peut se simplifier davantage selon le type d'illumination choisie : lorsque l'illumination est un flash bref beaucoup plus court que la durée de vie, alors le terme de photo-génération  $G(t)$  est nul durant la période transitoire suivant l'impulsion. La densité de porteurs en excès décroît alors exponentiellement et la durée de vie effective se réduit au temps écoulé nécessaire pour atteindre une fraction  $1/e$  de la densité initiale. À



l'inverse, en régime stationnaire c'est-à-dire avec une illumination constante, la génération ainsi que la densité de porteurs en excès prennent une valeur constante et la dérivée s'annule. Il est à noter que l'équation 10 néglige les variations spatiales de  $N$ , ce qui nécessite d'opérer dans des conditions où la densité de porteurs est homogène. Cette homogénéité peut être assumée si l'échantillon et les paramètres expérimentaux respectent certaines conditions [39]. Dans le cas contraire, il faut résoudre l'équation de continuité dépendante du temps et utiliser un modèle numérique [40]. Il faut noter aussi que la durée de vie dépend de la densité de porteur en excès, autrement dit de l'excitation lumineuse. Pour qu'une mesure de durée de vie ait un sens physique clair et permette une comparaison avec d'autres expériences, la densité de porteurs en excès doit être spécifiée [41].

La durée de vie effective  $\tau_{eff}$  (celle qui est mesurée expérimentalement) n'est pas strictement la durée de vie au cœur du matériau,  $\tau_{bulk}$  (celle qui provient des recombinaisons SRH et Auger de l'équation (4)) en raison des recombinaisons ayant lieu en surface qui viennent accélérer le retour à l'équilibre. Les recombinaisons de surfaces sont causées par une densité surfacique de centres de recombinaison (les liaisons pendantes par exemple) et en introduisant la notion de vitesse de recombinaison de surface,  $S$ , elles se traitent de façon similaire à la théorie SRH. Sans aller dans les détails, notons simplement que :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{1}{\tau_{surface}}. \quad (11)$$

Ainsi, pour que la durée de vie effective reflète la durée de vie au cœur du matériau, il faut accroître la durée de vie de surface, c'est-à-dire réduire la vitesse de recombinaison de surface en éliminant les liaisons pendantes. Cela s'appelle passiver la surface et on y parvient par différents traitements en vue d'obtenir une couche d'oxyde, de nitrure, de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H), etc. [42] [43].

Une des techniques les plus utilisées (sinon la plus utilisée) pour mesurer la durée de vie dans le silicium est appelé  $\mu$ PCD (*Microwave Photoconductance Decay*). [44]. L'échantillon est placé entre une plaque métallique réfléchissante et l'ouverture d'un guide d'onde qui propage le mode dominant  $TE_{01}$  dans le domaine des micro-ondes ( $f \sim 10\text{GHz}$ ) [45]. Dans ce contexte, l'échantillon et l'interstice d'air sont modélisés comme étant aussi de courtes lignes à transmission (dont l'admittance dépend de la conductance du matériau) qui relie le guide d'onde et le réflecteur métallique. La puissance réfléchie dans le guide d'onde sera une fonction de la conductivité de l'échantillon et sera mesurée en continu par un détecteur ultra rapide. Ainsi, une brève impulsion lumineuse (laser pulsé ou flash stroboscopique par exemple) sur l'échantillon va occasionner un signal transitoire au détecteur qui suit l'évolution de la conductivité de l'échantillon. Une durée de vie effective de 1 à 100  $\mu\text{s}$  est observable avec cette technique.

Une autre technique est connue sous le nom de QSSPC (*Quasi-Steady-State PhotoConductance*) [46]. L'intensité de l'impulsion de lumière est modulée lentement ( $\sim 2\text{ms}$ ) en comparaison avec la durée de vie à étudier, ce qui évite l'utilisation d'électronique et de laser rapide. L'échantillon est éclairé par une lampe flash, tout en étant placé juste au dessus d'un solénoïde. Ce solénoïde fait partie d'un circuit oscillant à haute fréquence qui crée par induction magnétique des courants de Foucault (*eddy current*) dans l'échantillon. Les paramètres (fréquence, inductance, etc.) sont sélectionnés afin de mettre le circuit près de la résonance. Lorsque la conductivité de l'échantillon est légèrement modifiée par les porteurs générés, le couplage avec la bobine est perturbé, ce qui modifie la réponse du circuit. Un exemple d'appareil utilisant ce principe est le WCT-120 fabriqué par Sinton Instruments. Des durées de vie plus longues que 3  $\mu\text{s}$  seront observables avec une illumination de  $100\text{mW/cm}^2$ , soit la puissance équivalente du rayonnement solaire. Avec une lampe plus forte (l'équivalent de 1000 « soleils »), la durée de vie minimum détectable peut être de 3 ns [46].

## Technique employée dans ce projet

La technique de mesure de la durée de vie utilisée ici et présentée dans le chapitre 3 s'inspire des techniques pompe-sonde: un faisceau lumineux intense, la pompe, est utilisé pour générer des paires d'électrons-trous tandis qu'un faisceau de faible intensité, appelé la sonde, vient mesurer les propriétés optiques de l'échantillon sans le perturber. On cherche ici à quantifier la variation de la réflectance et de la transmittance d'un faisceau sonde incident sur un échantillon de silicium sous l'action d'une population de porteurs en excès générés par la pompe.

Supposons une pompe qui génère des paires d'électrons-trous dans le matériau. Selon le modèle de Drude, les électrons photogénérés dans la bande de conduction peuvent être considérés comme étant libre. Ces électrons libres vont se mettre à osciller sous l'action d'une onde électromagnétique, par exemple une sonde, passant dans le matériau. En raison de la conductivité finie du matériau, cette oscillation des charges électriques libres entraîne une dissipation d'énergie par effet Joule, ce qui se traduit par une absorption et une modification de l'indice de réfraction.

Plus précisément, la génération de porteurs lorsque l'énergie des photons est supérieure à la bande interdite du silicium est [16, p. 943]

$$G(x, \lambda_p, t) = E_e(t)(1 - R) \frac{\lambda_p}{hc} \alpha_0 e^{(-\alpha_0 x)}, \quad (12)$$

où  $E_e(t)$  est l'irradiance radiométrique ( $\text{W}/\text{m}^2$ ) incidente sur la surface de l'échantillon provenant du faisceau pompe à longueur d'onde  $\lambda_p$ . L'illumination peut être constante, modulée ou pulsée.  $R$  est l'indice de réflexion de la surface. La génération à l'intérieur du matériau est proportionnelle au coefficient d'absorption intrinsèque et décroît exponentiellement avec la profondeur.

La densité de porteurs en excès (habituellement noté  $\Delta n$  ou  $\Delta p$ , mais ici noté  $N(x,t)$  pour ne pas confondre avec l'indice de réfraction  $n$ ) peut se trouver en solutionnant l'équation de diffusion [16, p. 697] , [47], [48] :

$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 N(x,t)}{\partial x^2} + G(x,t) - \frac{N(x,t)}{\tau_{bulk}}. \quad (13)$$

L'équation est en 1D car le faisceau-pompe éclaire une surface significativement plus grande que le faisceau-sonde, ce qui rend la diffusion en  $y$  et  $z$  négligeable dans la région sondée. Le dernier terme est le taux de recombinaison, qui est simplement la densité de porteurs en excès divisé par la durée de vie moyenne d'un porteur. Les recombinaisons en surface fournissent les conditions aux limites nécessaires à la résolution de l'équation :

$$D_n \frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{x=0} = S_1 N(0,t) \quad \text{et} \quad D_n \frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{x=d} = -S_2 N(d,t) \quad (14)$$

Où  $S_1$  et  $S_2$  sont les vitesses de recombinaison de surface déterminées par la densité et l'état de charge des niveaux de surface et des pièges aux surfaces [49]. Parfois, la deuxième conditions aux limites est plutôt  $N(d,t) = 0$ , si l'excitation est localisée à la surface et si on ne considère qu'un temps court immédiatement après une impulsion brève [49].

Ensuite, la densité  $N(x,t)$  d'électrons en excès dans la bande de conduction peut être traitée comme un gaz de porteurs libres et selon le modèle de Drude, le coefficient d'absorption sous forte excitation,  $\alpha$ , sera modifié par rapport à sa valeur normale,  $\alpha_0$ , par :

$$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha. \quad (15)$$

Similairement, l'indice de réfraction devient

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (16)$$

sachant que  $n_0$  est l'indice de réfraction du matériau non-perturbé à la longueur d'onde sondée. L'ampleur de ces déviations est décrite par [49]

$$\Delta n(0, t) = \frac{-N(0, t)e^2\lambda_s^2}{8\pi\epsilon_0 c^2 m^* n_0} \quad (17)$$

et

$$\Delta\alpha(x, t) = \frac{N(x, t)e^3\lambda_s^2}{4\pi\epsilon_0 c^3 m^{*2}\mu_n n_0}, \quad (18)$$

où  $\lambda_s$  est la longueur d'onde de la sonde,  $m^*$  est la masse effective et  $\mu_n$  est la mobilité des électrons de conduction. La transmittance photo-induite de l'échantillon qui sera observée peut s'exprimer par une intégrale de  $\Delta\alpha$  sur toute l'épaisseur de l'échantillon :

$$\Delta T(t) = T_0 e^{-\int_0^d \Delta\alpha(x, t) dx} - T_0 \quad (19)$$

tandis que le changement de réflectivité est plutôt sensible à ce qui se passe près de la surface. À incidence normale ou presque, la réflectivité photo-induite sera donnée par :

$$\Delta R(t) \approx \left( \frac{n_0 + \Delta n(0, t) - 1}{n_0 + \Delta n(0, t) + 1} \right)^2 - R_0 \quad (20)$$

Puisque le signal recherché est très petit, plusieurs stratégies sont utilisées pour augmenter le rapport  $\frac{\Delta R}{R}$  et  $\frac{\Delta T}{T}$ . Les mesures en transmissions se font avec une sonde dans l'infrarouge,  $\lambda_s \sim 5\mu m$  pour profiter de la faible absorption intrinsèque et de la dépendance quadratique de  $\Delta\alpha$ . Pour les mêmes raisons, on a intérêt à observer la réflexion dans l'infrarouge. En variant la longueur d'onde du faisceau pompe on peut choisir entre une photogénération homogène ou près de la surface, selon le coefficient d'absorption. Ceci permet de départager les mécanismes de recombinaisons de surface de ceux ayant lieu en profondeur. Finalement, le plus important est de réduire les valeurs de  $S_1$  et  $S_2$  en passant

les surfaces de l'échantillon. Ainsi la durée de vie mesurée sera une propriété du matériau et non pas de la condition particulière de sa surface.

Il est aussi possible d'améliorer la sensibilité en tirant profit de la petite valeur de  $R$  lorsque l'angle d'incidence  $\theta_0$  est au voisinage de l'angle de Brewster et que la direction de polarisation de la sonde est parallèle au plan d'incidence [50]. Dans ce cas on utilise l'expression complète de la réflectance en polarisation parallèle avec le coefficient de Fresnel:

$$R_{\parallel} = \left( \frac{\tan(\theta_0 - \theta_1)}{\tan(\theta_0 + \theta_1)} \right)^2 \text{ avec } \theta_1 = \sin^{-1} \left( \frac{\sin \theta_0}{n_0 + \Delta n(0, t)} \right). \quad (21)$$

Pour une variation donnée de l'indice de réfraction, le changement relatif du coefficient de réflexion sera plus grand près de l'angle de Brewster qu'à incidence normale jusqu'à un facteur 10 environ ce qui facilite la mesure. À partir de ces relations (les équations (12) à (21)), il est donc possible de déduire l'évolution de la population de porteurs en excès  $N(t,x)$  en analysant un signal lumineux réfléchi ou transmis par l'échantillon.

Ces mesures sont par contre plutôt difficiles techniquement, c'est pourquoi il a été jugé plus simple pour commencer de fabriquer des détecteurs à partir d'échantillons de silicium noir sur lesquels des implantations ont été faites. Ainsi, la caractérisation de ces détecteurs pourra plus rapidement indiquer l'effet de l'implantation, s'il y en a. Le prochain chapitre portera sur la fabrication de ces détecteurs ainsi que sur leur caractérisation.

## Chapitre 2 : Manipulations et résultats

### 2.1 Fabrication des détecteurs

#### Résumé

Les échantillons de silicium noir ont été fournis par le *Mazur Group*. Neuf échantillons ont été implantés, combinant trois énergies et trois fluences. Un échantillon non-implanté sert de contrôle. Par photolithographie et *lift-off*, un motif métallique à cinq doigts a été évaporé sur la région implantée de chaque échantillon, formant le contact supérieur des photodétecteurs. Le contact inférieur est évaporé directement sur tout le dessous avant d'être découpé en carrés d'environ  $0,5\text{cm}^2$ .

#### 2.1.1 Préparation du silicium noir

Le b-Si a été fabriqué sur des tranches de type n avec orientation (111), une résistivité comprise entre 750 et 1600  $\Omega\cdot\text{cm}$  et une épaisseur de  $480\pm 20\ \mu\text{m}$ . La microstructuration a été accomplie par un laser focalisé donnant des impulsions de 80fs à un taux de répétition de 1 kHz et une longueur d'onde de 800 nm. La fluence laser est de  $4\ \text{kJ/m}^2$  et chaque point de la surface reçoit en moyenne 50 impulsions. Tout ceci a eu lieu dans une atmosphère de  $\text{SF}_6$  à 500 torrs. Ensuite, les tranches ont été recuites à  $550^\circ\text{C}$  pendant 30 minutes.

#### 2.1.2 Implantation ionique

Les implantations visent trois régions d'intérêt dans les échantillons. Il faut explorer ces trois régions car on ne sait pas a priori laquelle sera la plus sensible aux défauts implantés. Par inspection d'images au microscope électronique en transmission montrant une coupe transversale de silicium noir fabriqué selon des conditions similaires, il est possible d'estimer la portée du faisceau ionique nécessaire pour déposer les défauts dans chacune des régions. La première région est évidemment dans le silicium noir, là où la concentration en soufre et en défauts est la plus élevée, là où il y a le plus d'absorption et là

où se trouve la bande d'impuretés. La seconde région est plus profonde et représente la zone de transition entre le silicium noir et le silicium cristallin. L'implantation dans cette région amènera des défauts dans la jonction n+/n à l'origine du champ électrique interne. Dans les diodes p/n, on sait que les recombinaisons SRH se produisent au cœur de la zone de charge d'espace, alors il est naturel de viser cette région, malgré les différences entre les jonctions n+/n et p/n. La troisième région est le substrat en silicium cristallin. En raison de la grande qualité du cristal, la durée de vie est très longue dans cette région. Il est possible que l'origine de la lenteur des détecteurs provienne des propriétés du substrat. Le logiciel de simulation SRIM [51] permet ensuite de déterminer l'énergie que doit avoir le faisceau pour atteindre la profondeur de ces régions, en considérant que le pouvoir d'arrêt du silicium noir est similaire à celui du silicium pur. La simulation ne tient pas compte de la morphologie de surface et puisque l'épaisseur de la région désordonnée varie considérablement, la profondeur d'implantation réelle par rapport à la zone de transition reste très spéculative.

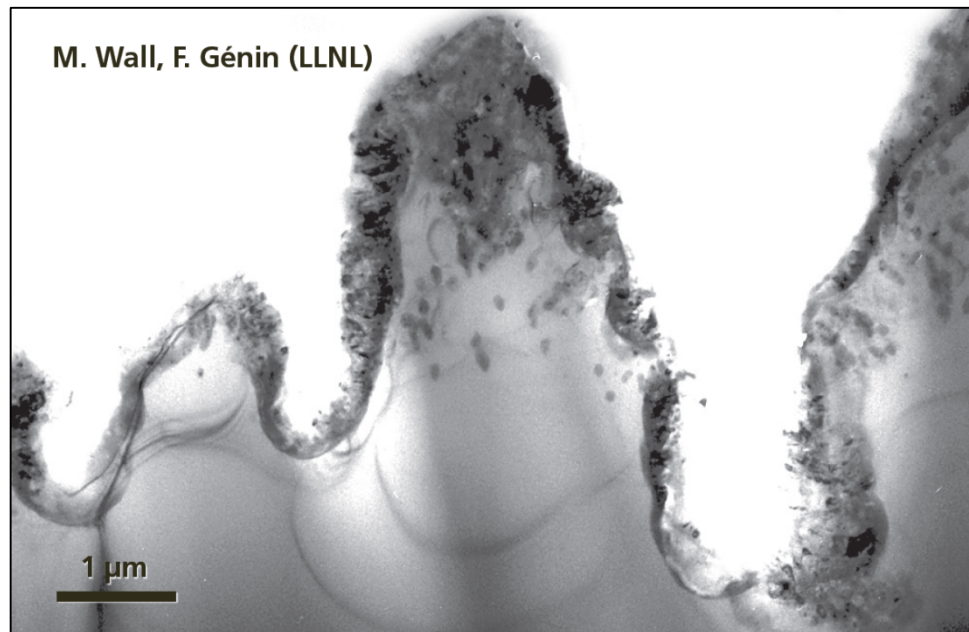


Figure 8 : Coupe transversale de silicium noir observée au microscope électronique à transmission montrant la région hautement endommagée bordant la surface des cônes de façon plus ou moins régulière [52].



Les simulations ont permis de déterminer que des ions de silicium ayant une énergie de 300 keV ont une portée d'environ 400 nm et forment une distribution approximativement gaussienne avec un écart-type de 100 nm. Les cascades de collisions avec les atomes du cristal créent 3 000 lacunes par ion incident. Le profil de création de lacune est présenté dans la Figure 9. Pour atteindre la région de l'interface B-Si/c-Si, l'énergie nécessaire aux ions de Si est 1,5 MeV, ce qui leur donne une portée de  $1,5 \pm 0,2 \mu\text{m}$ . Chaque ion de 1 500 keV produira en moyenne environ 5 000 lacunes, qui sont réparti en profondeur selon la distribution de la Figure 9.

Les implantations ont eu lieu dans le pavillon René-J.-A.-Lévesque de l'Université de Montréal. Pour les implantations à basse et moyenne énergie, le *tandetron* a été utilisé tandis que le *tandem* a été utilisé pour les implantations à haute énergie.

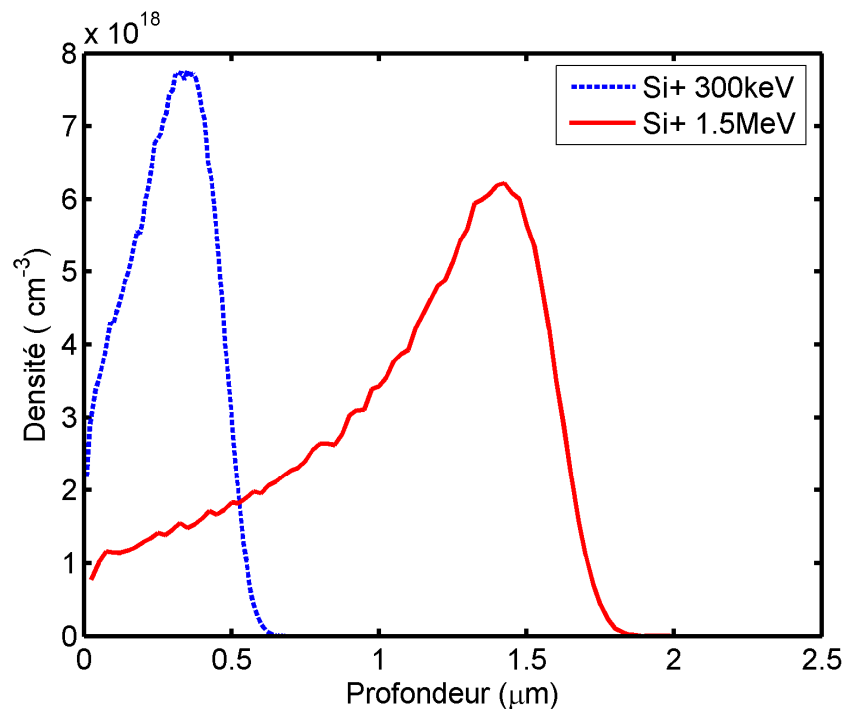


Figure 9 : Résultats de simulations SRIM montrant la distribution en profondeur des lacunes créées par les cascades de collisions causées par des ions de silicium de 300 et de 1 500 keV. La distribution de défauts ici est pour les implantations à faible fluence ( $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). La densité doit être multipliée par 10 ou 100 pour les autres fluences. La densité atomique du silicium est  $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ .

La distribution de lacunes calculée par le simulateur ne donne qu'un aperçu de la quantité de défauts qui sera réellement présent après implantation. En réalité, les lacunes et les interstitielles peuvent diffuser, se recombinaison ou s'associer à d'autres défauts ou impuretés. Pour implanter profondément dans le silicium cristallin, il a été nécessaire de remplacer les ions Si par des protons car ils sont beaucoup moins freinés par la matière. Par conséquent, la même énergie cinétique permet aux ions  $H^+$  d'aller environ dix fois plus creux que le ferait un ion de Si. En contrepartie, en raison de sa faible masse, très peu de collisions avec les atomes du cristal sont assez violentes pour créer des défauts. La Figure 10 montre la distribution de lacunes pour une implantation de  $H^+$  à 2MeV après une simulation SRIM. À noter que la concentration de défauts est de trois ordres de grandeur inférieure aux concentrations typiques causé par les ions Si. Seulement 35 lacunes par ion incident sont créées dans ces conditions d'implantation, selon SRIM.

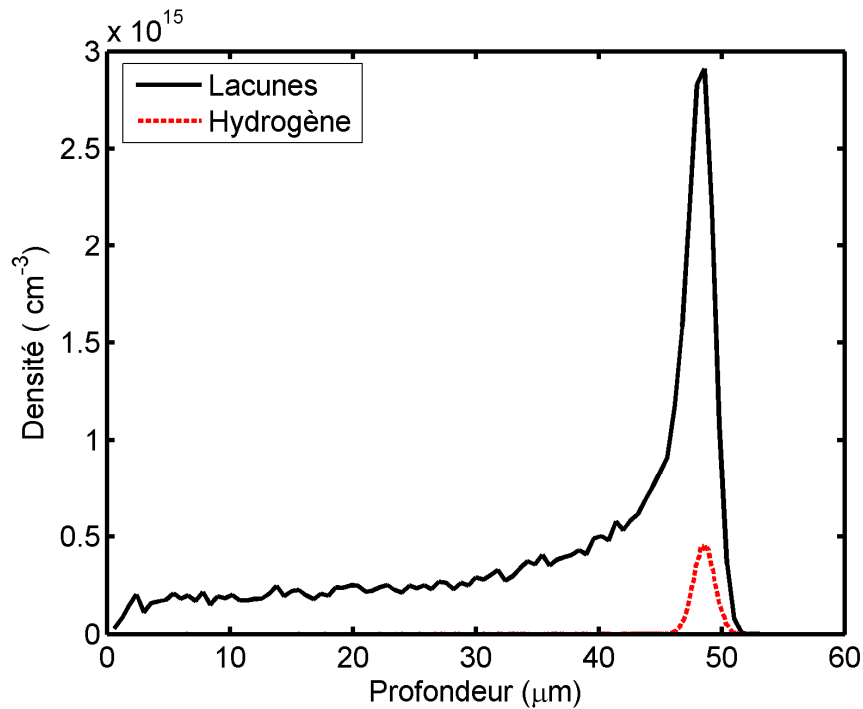


Figure 10 : Distribution des lacunes dans le substrat pour les implantations de protons à haute énergie (2 MeV) et à faible fluence ( $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ), d'après une simulation SRIM. Les défauts sont créés majoritairement en fin de parcours des ions. La distribution de la position finale des ions H est aussi affichée. À faible fluence, la densité d'hydrogène à 48 microns de profondeur est comparable à la concentration de dopant du substrat.

Le porte échantillon a été refroidi à 77K avec de l'azote liquide avant les implantations. Aucune graisse de silicone n'a été appliquée sur le dos des échantillons car il aurait été difficile d'enlever toutes les traces sans risquer d'endommager le silicium noir. Cette graisse a habituellement pour but d'améliorer le contact thermique entre l'échantillon et le porte-échantillon. Cependant, puisque les implantations sont effectuées à faible courant et faible fluence, il n'y a pas beaucoup de chauffage. L'alignement de l'échantillon avec le masque d'implantation doit être minutieusement noté, car l'implantation ionique ne laisse aucune marque visible sur le b-Si (contrairement avec le c-Si), Pour rendre l'alignement dans les étapes ultérieures moins délicat, la région implantée est plus grande (12 mm × 12 mm) que la taille finale des dispositifs (7.1 mm × 7.1 mm). Pour les implantations de protons à haute énergie, l'angle d'incidence du faisceau ionique a été tourné de quelques degrés par rapport à la normale de l'échantillon pour minimiser la canalisation. De cette façon, la profondeur réelle des défauts sera proche des prédictions de SRIM.

### 2.1.3 Photolithographie et *lift-off*

Le choix de contacts du type « motif avec doigts » à la surface ainsi qu'un contact complet sur le dos de l'échantillon s'inspire de la configuration standard des cellules photovoltaïques. La Figure 11 montre le produit final. Une large bande métallique relie cinq doigts faisant 127 microns de largeur par 4,14 mm de longueur et espacés entre eux par 1,27 mm. D'autres géométries sont possibles comme celles des photodiodes planaires, ou des photodétecteurs MSM (*metal-semiconductor-metal*) qui ont l'avantage d'avoir les deux électrodes sur le même côté de l'échantillon mais qui parfois nécessitent des étapes de gravures, de croissance d'oxyde, etc. Puisque l'électrode en motif de doigts est une structure simple et de grande dimension, il n'est pas nécessaire d'utiliser les coûteux masques en verre chromé. Au lieu, un masque souple a été fait sur une pellicule transparente à l'aide d'une imprimante monochrome à jet d'encre spécialisé. La résolution est de 3 600 ppp

(points par pouce), ce qui implique que la structure la plus fine du motif ( $127\ \mu\text{m}$ , ou 5 mils) mesure 18 « gouttes d'encre » de largeur ce qui est amplement suffisant. L'inspection visuelle du masque au microscope confirme effectivement que les rebords ne présentent aucune irrégularité. De plus, l'opacité de l'encre semble assez uniforme pour ne pas créer de zones développées indésirables en dehors des contours du motif.

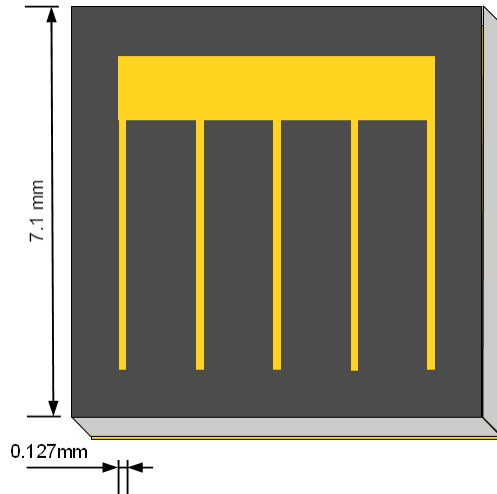


Figure 11 : Géométrie finale des détecteurs.

La recette de *lift-off* a été modifiée pour tenir compte de la surface particulière du silicium noir. Elle a été développée par essais et erreurs. La Figure 12 illustre toutes ces étapes. Voici donc la recette finale : les échantillons sont trempés dans l'acétone et l'alcool isopropylique puis rincés à l'eau dé-ionisée. Ils sont chauffés de 5 à 10 minutes à  $170^{\circ}\text{C}$  pour la désorption de l'eau, ce qui améliore l'adhérence. La première couche de résine appliquée est dite sacrificielle, puisqu'elle n'est pas photosensible et qu'elle se dissout de façon isotrope dans le développeur. C'est de la LOR5A tournée à 4 000 rpm pendant 30 secondes et précurée à  $170^{\circ}\text{C}$  pendant 3 minutes. Elle permet de créer une entaille sous la couche de photorésine, ce qui empêche le métal évaporé de former une couche continue de la région exposée à la région masquée. La couche suivante est une résine photosensible positive Microchem S1813. Elle est tournée lentement, soit à 2500 rpm pendant 30 secondes afin d'obtenir une couche épaisse. La couche est ensuite précurée à  $115^{\circ}\text{C}$  pendant 90 secondes. Deux ou trois autres couches identiques sont appliquées et cuites jusqu'à ce

que la résine soit assez épaisse pour recouvrir le sommet des pics de silicium noir. L'évaluation du recouvrement se fait par observation de réflexions spéculaires (suggérant une surface lisse donc un remplissage suffisant de la résine) et par inspection au microscope optique.

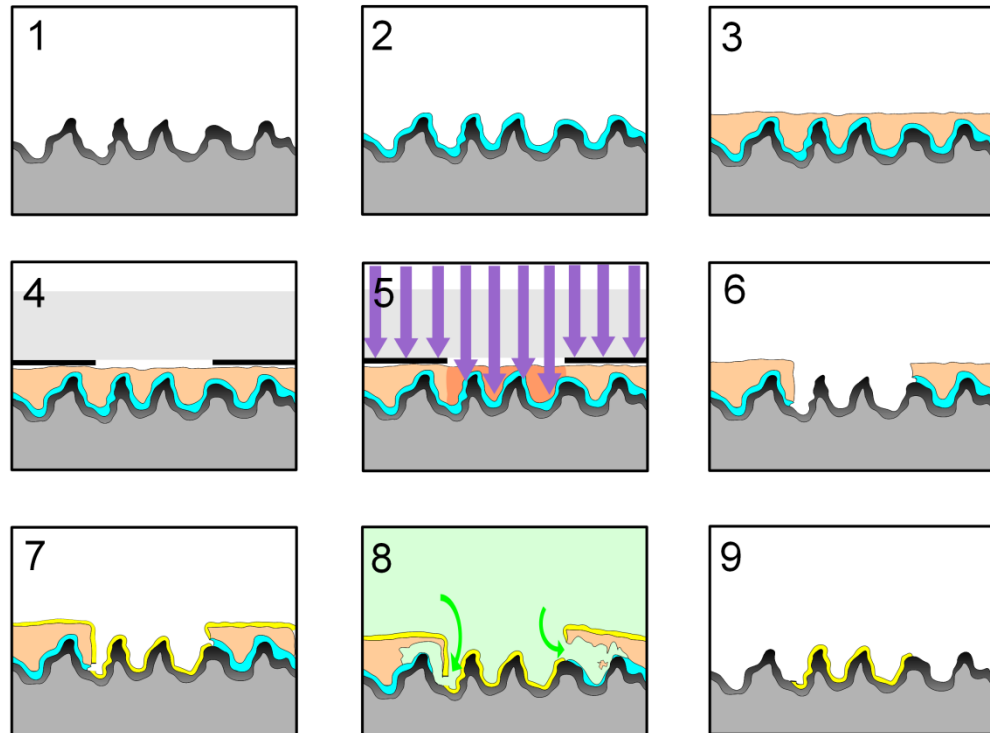


Figure 12 : Illustration des étapes de fabrication de l'électrode. 1 : le silicium noir est nettoyé. 2 : La couche sacrificielle est étalée et recuite. 3 : Les couches de résine photosensible positive sont étalées et recuites. 4 : Le masque souple avec le motif en négatif est placé, l'encre faisant directement contact avec la résine (ce n'est pas à l'échelle). 5 : La lampe UV expose la résine suivant le motif. 6 : La résine photosensible exposée est dissoute par le développeur et expose la couche sacrificielle qui se dissout cette fois de façon isotrope. 7 : 20nm de Cr et 200nm d' Au sont déposés par évaporation sur l'ensemble de l'échantillon. La couche de métal est discontinue grâce à la couche sacrificielle. 8 : Les solvants vont attaquer la photorésine en s'introduisant dans le creux laissé par la couche sacrificielle. 9 : Finalement, seul le métal déposé directement sur le silicium noir demeure en place.

L'échantillon est ensuite chargé dans l'aligneur de masque Karl Suss MA-4 avec le masque souple du motif. Le côté imprimé du masque fait directement contact avec l'échantillon, afin d'éviter de créer un effet de pénombre causé par l'épaisseur de la pellicule.

L'alignement se fait avec une règle et un échantillon-test tout comme lors de l'implantation ionique. L'échantillon est soumis à une exposition de  $150\text{mJ}/\text{cm}^2$  sur la raie UV de 365nm.

L'échantillon est développé dans le MF-319 pendant 90 secondes, puis inspecté au microscope afin de vérifier d'une part qu'il ne reste pas de résidus de résine sous-exposé ou sous-développé dans la région exposée. D'autre part, l'opacité des régions masquées n'étant pas idéale, il se peut que les zones masquées se développent un peu malgré tout. Il faut donc aussi surveiller au microscope que les pics du b-Si masqué n'émergent pas trop de la résine.

Les échantillons sont ensuite recouverts d'une couche de 20nm de chrome et de 200nm d'or par EBPVD (*Electron Beam Physical Vapor Deposition*). Le chauffage du creuset par le faisceau d'électron était réglé de manière à avoir un taux de dépôt de 1 à 2 Å/s. La combinaison Cr/Au a été choisie puisqu'elle a été utilisée plusieurs fois dans la fabrication de détecteurs en b-Si. Un autre choix possible est Ti/Ni/Ag.

Le soulèvement, ou *lift-off*, des couches de photorésine et de métaux a ensuite été fait. Les échantillons ont été placés dans des bains de solution décapante "Remover PG", chauffé à 80°C, et d'acétone, en alternance, jusqu'à ce que la majeure partie de la couche métallique pèle. Cette étape est longue car la couche métallique est bien imbriquée dans les pics de b-Si. Il n'est pas suffisant de simplement attendre la dissolution de la résine pour décoller le dépôt. L'échantillon implanté à basse énergie et haute fluence a été placé une heure dans le bain à ultrason pour aider à détacher le métal. Cependant, cela a endommagé le substrat : une partie des pics de b-Si s'est détachée (identifiable au microscope par des points gris sur la surface noire de l'échantillon). Les autres échantillons n'ont donc pas été plus de 5 minutes dans le bain à ultrason, et les couches tenaces ont été enlevées par jet d'eau et d'azote. Certaines diodes présentent encore des bouts métalliques autres que le motif de contact, mais leur superficie est négligeable et ne risque pas d'affecter les performances.

Par la suite, le contact sur le dessous des échantillons s'est fait directement par évaporation à l'EBPVD en utilisant les mêmes métaux et les mêmes épaisseurs que le contact supérieur.

#### **2.1.4 Découpe des échantillons**

Après la fabrication des contacts, les échantillons ont été découpés par une scie ADT Provectus 7100. Ils ont été découpés de manière à laisser une bordure de 1mm autour du motif, donnant donc un carré de  $7,1 \times 7,1$  mm correspondant à un recouvrement de l'électrode de 15,5 % de la surface totale. Deux échantillons ne respectent pas ces dimensions: à cause d'une erreur de programmation de la coupe, l'échantillon de contrôle mesure  $7,1 \times 5,0$  mm. L'échantillon implanté à basse énergie et moyenne fluence mesure  $5,1 \text{ mm} \times 6,81 \text{ mm}$  car une partie du contact métallique dépassait dans le silicium cristallin. Une épaisse couche de résine a été appliquée par rotation sur les échantillons avant de les découper pour protéger leur surface de l'eau poussiéreuse produite. Finalement, les échantillons ont été méticuleusement nettoyés avant de prendre les mesures. Le nettoyage recommandé par le fabricant de la résine consiste en un rinçage à l'acétone, deux bain successifs de 10 minutes dans le Remover PG chauffé à  $80^{\circ}\text{C}$ , un bain de 7 minutes dans de l'IPA, un rinçage à l'eau dé-ionisée et un séchage à l'azote.

Finalement, un petit support a été fabriqué pour maintenir le photodétecteur en place et pour connecter des fils aux deux électrodes. Le dos du détecteur repose sur une plaque de cuivre tandis qu'une pointe de cuivre munie d'un petit ressort est abaissée au centre de la bande large de l'électrode. Le tout est monté sur une plaque de plastique. Ce support permet de faire les mesures des caractéristiques électriques selon diverses conditions d'illumination.

## 2.2 Caractérisation des détecteurs

### Résumé

Les détecteurs ont été caractérisés par leurs courbes de courant-tension dans l'obscurité et sous illumination. La sensibilité spectrale et la réponse en fréquence ont été mesurées autant en court-circuit qu'en polarisation inverse. Les détecteurs implantés sont comparés entre eux en fonction de la fluence d'implantation et le détecteur non-implanté sert de point de référence. Le détecteur-contrôle ne présente aucune rectification du courant et a une très faible sensibilité. Les détecteurs implantés ont par contraste une plus grande résistance dynamique, une légère rectification, une meilleure sensibilité et une fréquence de coupure plus élevée. Les causes possibles du comportement inattendu du détecteur-contrôle seront présentées. La sensibilité spectrale des détecteurs implantés de protons sera modélisée. Les fréquences de coupures des détecteurs seront analysées afin de trouver une valeur limite à la durée de vie.

### 2.2.1 Mesures d'absorptance

Avant tout, les caractéristiques optiques du silicium noir ont été mesurées lors de sa fabrication par Renee Sher du *Mazur Group*. Ces caractéristiques sont la réflectance et la transmittance du b-Si avant et après le recuit à 825K pendant 30 minutes. Les mesures sont présentées à la Figure 13. Ces mesures ont aussi été faites sur le silicium cristallin avant l'étape de microstructuration par laser. Les mesures ont été faites de 400nm à 2500nm avec l'aide d'une sphère intégratrice, ce qui permet de mesurer la composante diffuse en plus de la composante spéculaire de la réflexion et de la transmission. Ceci est nécessaire puisque la composante spéculaire est presque entièrement supprimée dans le cas du silicium noir. L'absorptance se déduit aisément des deux autres mesures par la relation  $A=1-T-R$ .



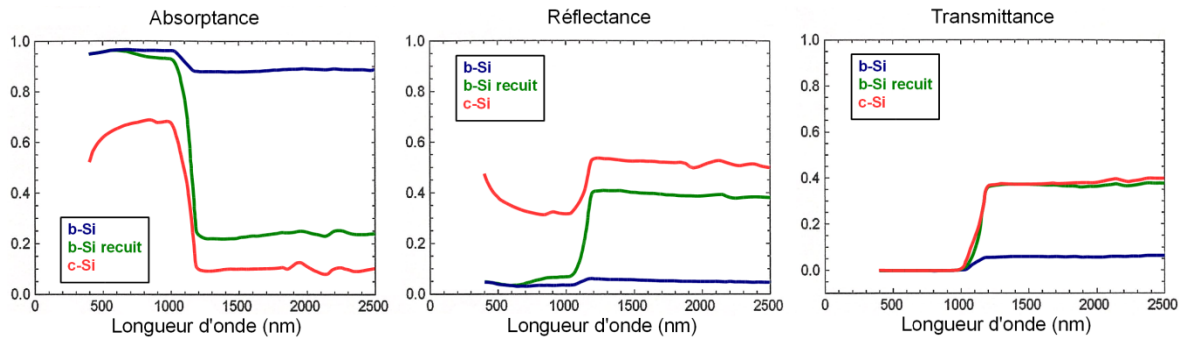


Figure 13 : Mesures de réflectance et de transmittance hémisphérique ainsi que l'absorbance ( $A=1-T-R$ ) pour le silicium cristallin et le b-Si avant et après le recuit. Les mesures ont été faites par Renee Sher après la fabrication du b-Si et du recuit.

Le recuit a un effet très significatif sur l'absorbance du b-Si pour des longueurs d'onde supérieures à environ 1050nm. Cette réduction de l'absorbance est attribuée à une diminution de la densité de niveaux profonds dans la bande interdite [10].

## 2.2.2 Mesures J(V)

Les premières mesures qui ont été faites sur les photodétecteurs consistent à mesurer la relation entre la tension appliquée aux électrodes et le courant électrique passant dans le circuit lorsque les échantillons sont dans le noir. L'intérêt principal de ces mesures est tout d'abord de constater qualitativement si les échantillons se comportent à la manière d'une résistance ou d'une diode. Par la suite, on peut comparer les détecteurs entre eux pour observer l'effet de la fluence et de l'énergie d'implantation.

Les trois figures ci-dessous montrent les résultats des mesures de la relation courant-tension pour les échantillons implantés à basse, moyenne et haute énergie, respectivement. Chaque graphique présente les trois courbes correspondant aux détecteurs implantés à basse, moyenne et haute fluence. Le détecteur de contrôle (non-implanté) est présent sur tous les graphiques. On voit qu'il est complètement ohmique, comme s'il n'y avait pas de jonction formée (ce point sera discuté en détail à partir de la page 48). Puisque les détecteurs n'ont pas tous exactement la même superficie, la densité de courant  $J$  ( $A/cm^2$ )

a été utilisée pour permettre la comparaison. La convention utilisé ici et dans le reste du chapitre concernant le signe de la tension appliquée est défini ainsi : le détecteur sera en polarisation directe lorsque le contact du côté du b-Si est positif par rapport au contact du côté c-Si. Réciproquement, en polarisation inverse, le contact du côté du b-Si est négatif par rapport au contact sur le dos du détecteur.

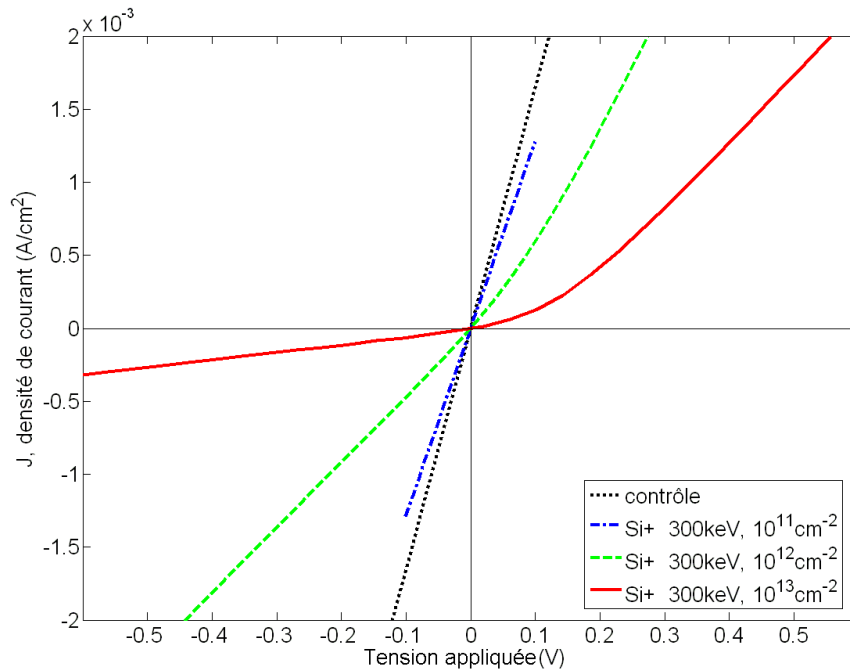


Figure 14 : Courbes de courant-tension dans l'obscurité pour les détecteurs implantés à basse énergie.

Pour les échantillons implantés à basse énergie (Figure 14), on remarque qu'ils perdent progressivement leur caractère ohmique au fur et à mesure que la fluence augmente. À  $10^{11}$  ions/cm<sup>2</sup>, le détecteur se comporte presque identiquement au détecteur contrôle: il n'y a toujours pas de rectification, mais la conductance est légèrement réduite. À  $10^{12}$  ions/cm<sup>2</sup>, la conductance est encore réduite et il apparaît une légère asymétrie. Cette asymétrie dans la conduction du courant permet de définir la polarisation directe (tension appliquée positive) et la polarisation inverse (tension appliquée négative). Finalement, à

$10^{13}$  ions/cm<sup>2</sup> le courant d'obscurité en polarisation inverse est encore plus réduit et la rectification est un peu plus accentuée.

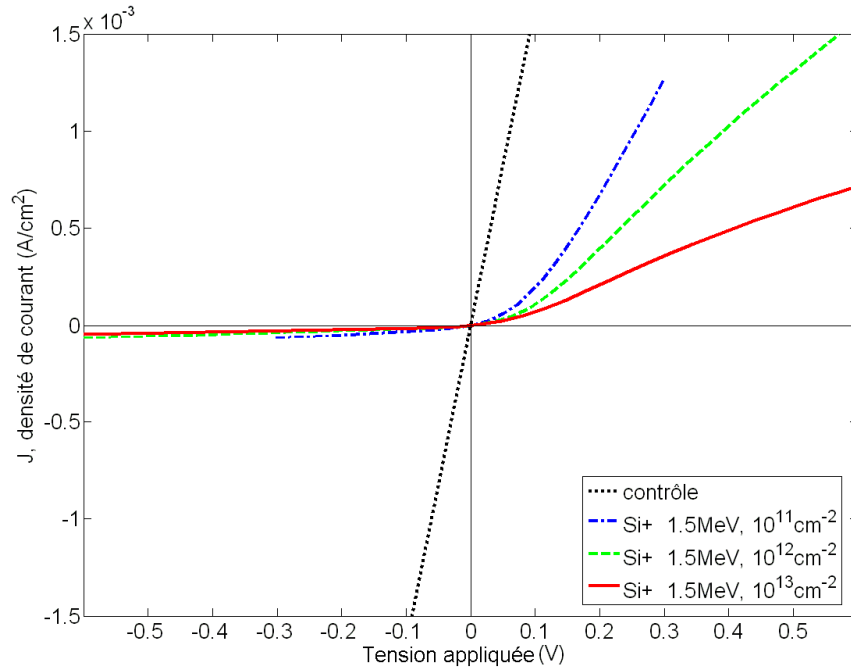


Figure 15 : Courbes de courant-tension dans l'obscurité des détecteurs implantés à moyenne énergie.

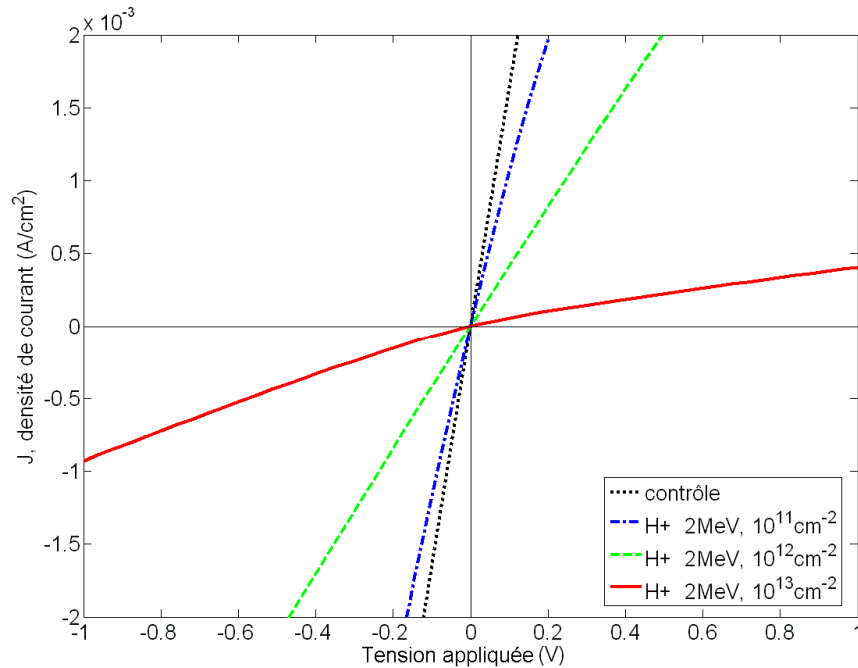


Figure 16 : Courbes de courant-tension dans l'obscurité des détecteurs implantés de protons à haute énergie.

Pour les détecteurs implantés à moyenne énergie, il y a déjà une différence marquante entre l'échantillon-contrôle et celui implanté à basse fluence. Pour les autres détecteurs à plus haute fluence, on observe une réduction de la conductance mais la rectification n'est pas trop modifiée. Il semble donc que les détecteurs sont plus sensibles à une implantation de Si à 1,5 MeV qu'une implantation à 300 keV, en ce sens qu'une petite fluence entraîne de grands changements du comportement électronique dans le noir.

Pour rendre la discussion de la rectification un peu plus quantitative, on peut définir un coefficient de rectification  $C_r$  qui est simplement le rapport en valeur absolue du courant en polarisation directe sur le courant en polarisation inverse, à une tension donnée. Par exemple, si le courant est de 2 mA à +0,15 V et de -0,5 mA à -0,15 V, alors le coefficient de rectification correspond à  $C_r(0,15) = 4$ . Un coefficient proche de 1 signifie une relation linéaire, dite ohmique. On peut aussi calculer la résistance dynamique des détecteurs pour une tension appliqué de -0,15 V. La densité de courant a été utilisée, toujours dans le but

de neutraliser les variations de superficie entre les détecteurs qui ont une influence triviale sur la résistance mesurée. Le Tableau 2 présente ces valeurs. La résistance dynamique augmente de façon importante avec la fluence. La résistance dynamique est indiquée car c'est un bon indicateur de la qualité : plus la résistance dynamique est grande et plus le courant d'obscurité est petit.

Dans le cas des implantations d'hydrogène à 2MeV, on note une augmentation de la résistance en fonction de la fluence qui est similaire à ce qui est observé dans les implantations de silicium. Cependant, comme l'indique le Tableau 2, le coefficient de rectification prend des valeurs légèrement inférieures à l'unité. Ce qui signifie que la rectification (si petite soit-elle) se fait maintenant dans l'autre direction.

Énergie	Fluence (ion/cm <sup>2</sup> )	C <sub>r</sub> (±0,15V)	R <sub>dyn</sub> = $\left. \frac{dV}{dJ} \right _{V=-0.15}$ (Ω·cm <sup>2</sup> )
n/a	n/a	0,99 ± 0.01	60 ± 1
300 keV (Si+)	10 <sup>11</sup>	1,01 ± 0.01*	74 ± 3*
	10 <sup>12</sup>	1,38 ± 0.01	228 ± 5
	10 <sup>13</sup>	2,83 ± 0.01	1920 ± 40
1500 keV (Si+)	10 <sup>11</sup>	9,9 ± 0.2	5690 ± 170
	10 <sup>12</sup>	10,7 ± 0.3	9800 ± 300
	10 <sup>13</sup>	6,8 ± 0.2	14600 ± 400
2000 keV (H+)	10 <sup>11</sup>	0,86 ± 0.01	80 ± 2
	10 <sup>12</sup>	0,97 ± 0.01	236 ± 7
	10 <sup>13</sup>	0,73 ± 0.02	1230 ± 40

Tableau 2 : Coefficient de rectification à ±0,15 V et résistance dynamique des détecteurs à -0,15V. Les valeurs étoilées (\*) sont interpolées des mesures prises à plus basse tension. L'incertitude est évaluée à partir des mesures répétées effectuées sur certains échantillons.

On peut résumer les résultats des mesures IV dans le noir en affirmant que de façon générale, plus la fluence d'implantation est élevée, moins la conduction des détecteurs est bonne. Les implantations à moyenne énergie donnent les détecteurs avec les meilleurs coefficients de rectification et les plus faibles courants d'obscurité en polarisation inverse.

L'échantillon-contrôle doit être analysé plus en profondeur. Contrairement à ce qui était attendu, on remarque tout d'abord que l'échantillon de contrôle ne présente aucune rectification. Pourtant, le choix des paramètres de fabrications du b-Si a été fait dans le but de reproduire les détecteurs offrant une bonne rectification et un gain supérieur à l'unité [1]. L'échantillon-contrôle n'est pas sensible à la lumière (à peine  $5 \times 10^{-4}$  A/W à 900 nm) et il a une efficacité quantique externe de 0,069 % (plus de détails dans la section 2.2.4) Il est important de distinguer les différents facteurs connus qui influent sur la rectification de ce type de détecteurs, afin d'isoler si possible les causes probables de problème (si c'est un problème). Ces facteurs sont :

1. Une grande  $R_{\text{série}}$  et une petite  $R_{\text{shunt}}$  pouvant détourner le courant de la jonction.
2. La nature des contacts M-S aux électrodes.
3. La température du recuit, après fabrication du b-Si.
4. La résistivité du substrat.
5. La fluence laser durant la microstructuration.

Le premier facteur pouvant causer l'absence de rectification pourrait être les manipulations expérimentales lors de la photolithographie et du dépôt. Il est possible que la résistance de contact soit très grande et/ou que la résistance de shunt soit très petite. Par exemple, une égratignure sur le b-Si pourrait faire en sorte que le silicium cristallin soit apparent à la surface. Si un contact est déposé sur cette égratignure, cela pourrait faire un court-circuit et donner une apparence linéaire à la courbe de courant-tension. Nous nous sommes assurés que les étapes de fabrication ou les prises de mesures faites à Montréal ne sont pas à l'origine de l'absence de rectification (et de sensibilité) observée sur l'échantillon de contrôle. Pour ce faire, des échantillons de b-Si inutilisés provenant du lot ont été renvoyés à Harvard. Renee Sher, du *Mazur Group*, a ensuite fabriqué des photodiodes selon leur procédé à partir de ces échantillons et confirmé la nature ohmique de leur relation courant-tension (Voir l'Annexe 1 pour plus de détails).

Pour le deuxième facteur (la nature des contacts M-S), il est bien connu que les contacts métalliques déposés sur le silicium ont tendance à former des jonctions de Schottky (avec rectification) surtout lorsque la résistivité est élevée, car la zone de charge d'espace est épaisse [21]. Donc, même s'il n'y a aucune jonction à l'interface entre le silicium et le b-Si, il est logique de s'attendre au moins à de la rectification de la part du contact métallique situé sur le dos du détecteur. Un détecteur a été refait avec d'autres métaux, cette fois avec Ti/Ni/Ag sur le devant et Al sur le dos. Si une diode est obtenue simplement en changeant de métal, cela indiquerait qu'une jonction de Schottky s'est formée et qu'il n'y en a effectivement pas dans les échantillons avec Cr/Au. Hélas, la

courbe courant-tension des détecteurs Ti/Ni/Ag + Al est aussi parfaitement linéaire, ce qui ne permet pas de confirmer ou d'infirmer cette supposition.

La température du recuit est aussi déterminante : sans recuit, il n'y a aucune rectification. Un recuit à basse température (725K) n'est pas suffisant non plus. La mesure de l'absorptance (Figure 13) présente dans l'infrarouge la chute caractéristique d'un recuit à 825K (voir à la Figure 3), ce qui suggère qu'il n'y a pas eu de problèmes avec le recuit. Afin d'en être certain, des échantillons ont été recuits à 775K et 975K pendant 30 minutes avant d'être transformé en détecteurs. Le premier est devenu légèrement asymétrique, avec un coefficient de rectification de 1,4 à  $\pm 1V$ . Le second a un coefficient de 5,4 à  $\pm 1V$ . Cela reste très loin du comportement d'une diode.

La nature du substrat (facteur 4) est critique en particulier lorsqu'on décide de faire un détecteur sur un substrat de type N. En effet, si la présence de rectification est attribuable à la formation d'une jonction à l'interface b-Si/c-Si, il faut que la séparation du niveau de Fermi dans le substrat avec le niveau d'énergie de la bande d'impureté du b-Si soit plus grande que quelques multiples de  $k_B T$ . Cette condition est toujours respectée si le substrat est de type P, mais pas toujours pour le type N. Le niveau de Fermi dans le b-Si est fixé dans la bande d'impureté, situé à environ 310 meV sous la bande de conduction [9]. En conséquence, si le substrat est de type N, le dopage doit être suffisamment faible pour que son niveau de Fermi ne s'élève pas trop loin du niveau intrinsèque (situé à mi-gap). Les tranches utilisées pour ce projet ont une résistivité de  $\rho = 750-1600 \Omega \cdot \text{cm}$  (valeur fournie par le fabricant) ce qui est comparable à celles utilisés par Carey pour obtenir ses meilleures photodiodes de type N ( $\rho = 1000 \pm 200 \Omega \cdot \text{cm}$ ). La résistivité ne semble donc pas être responsable de l'absence de rectification.

La fluence laser joue aussi un rôle dans la rectification de la courbe IV. Plus la fluence laser est haute, plus la rectification est importante, mais moins la sensibilité est bonne. La fluence offrant la meilleure sensibilité d'après [4, p. 102] est  $4 \text{kJ/m}^2$ , en utilisant



200 impulsions laser par point de la surface. Puisque dans notre cas le b-Si s'est formé avec 50 impulsions laser par points, il se peut que la quantité de soufre soit réduite dans nos échantillons. Un dopage insuffisant en soufre aurait le même effet, du point de vue de la formation d'une jonction n/n+ qu'un substrat trop dopé. Des mesures RBS auraient permis d'évaluer la quantité de soufre présent. Mais, en l'absence de comparaison avec un échantillon provenant d'un lot donnant d'excellents détecteurs, il ne serait probablement pas légitime de tirer des conclusions d'une telle mesure.

En conclusion, le détecteur-contrôle ainsi que tout le lot d'échantillons reçus, ne sont pas conformes aux attentes initiales. La raison de cet écart dans les propriétés électroniques n'est pas connue, mais le comportement ohmique est répétable dans un autre laboratoire, avec d'autres choix de contacts métalliques. Un deuxième recuit n'a qu'une légère influence. Le comportement du détecteur-contrôle n'est donc pas une anomalie. Ce sont probablement les véritables propriétés du matériau à notre disposition.

### **2.2.3 Comparaison des courbes J(V) dans le noir et sous illumination**

Au lieu d'être dans le noir, les détecteurs sont illuminés avec une lampe incandescente (25W) pendant la prise de mesure. Ainsi on trouve une courbe légèrement modifiée par l'effet des porteurs de charge en excès générés par la lumière. Ces premières observations du photocourant ne permettent pas encore d'évaluer la sensibilité des détecteurs puisque les conditions d'illumination ne sont pas bien contrôlées. Cependant, les différents mécanismes de photodétection en jeu dans les échantillons sont identifiables, à savoir la photoconductivité et l'effet photovoltaïque.

Par exemple, le détecteur-contrôle (Figure 17) peut détecter la lumière par photoconductivité. Bien qu'il ne soit pas sensible à la lumière en court-circuit (à 0V), il le devient lorsqu'une tension est appliquée aux électrodes. La conductance est améliorée par la

disponibilité de porteurs de charge additionnels. La sensibilité du détecteur-contrôle augmente donc proportionnellement à la tension appliquée, et ce peu importe son signe. Le détecteur implanté de Si<sup>+</sup> à 1,5 MeV avec une fluence de  $10^{12}$  ions/cm<sup>2</sup> (Figure 18) montre la photosensibilité par effet photovoltaïque. Ici la sensibilité est bonne même en court circuit. On peut améliorer légèrement la réponse en polarisation inverse. Dans le quatrième quadrant, le détecteur devient un élément actif du circuit et se met à produire de la puissance au lieu d'en dissiper. La photoconductivité est toujours présente, ce qui explique le renversement du photocourant au delà de 0,25V.

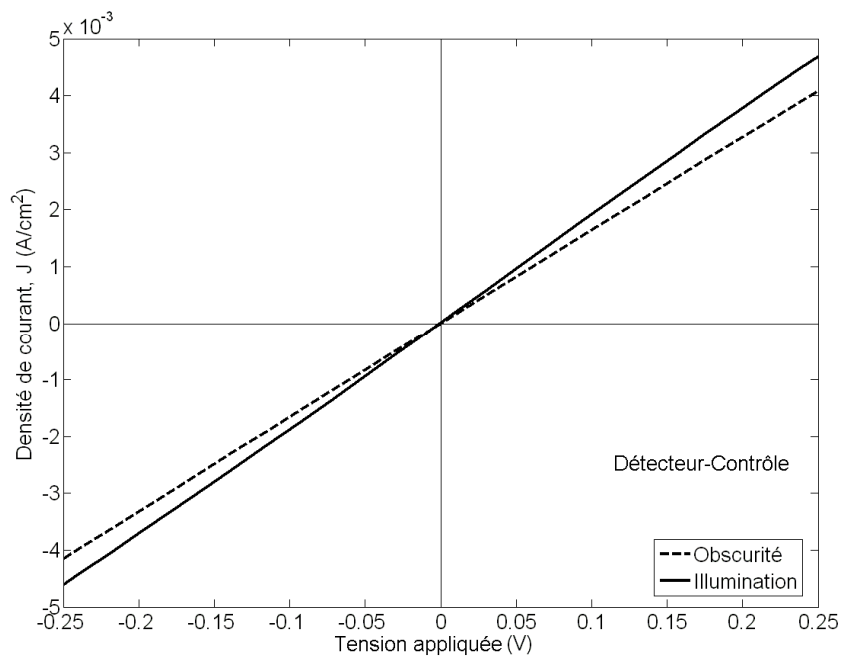


Figure 17 : Comparaison entre la courbe J(V) dans l'obscurité et sous illumination pour le détecteur-contrôle.

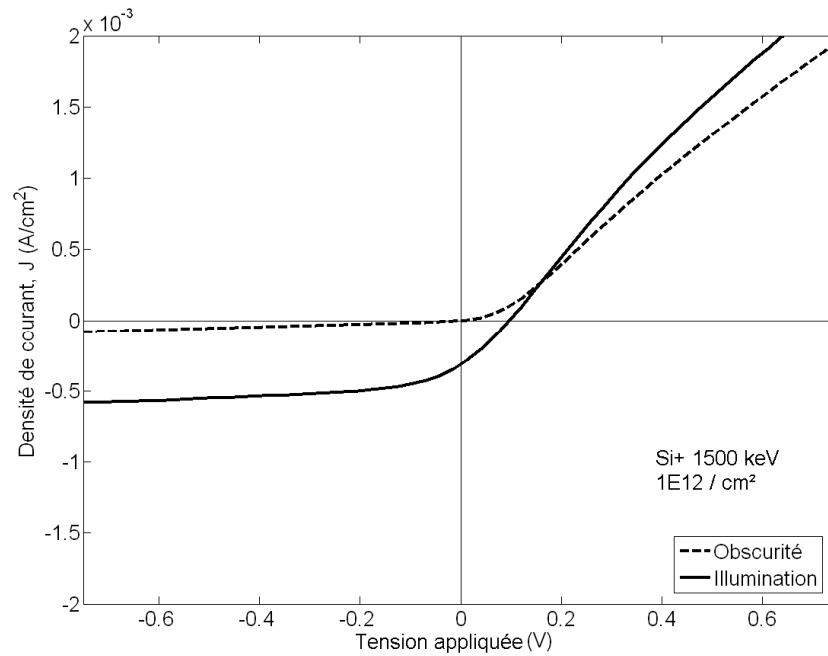


Figure 18 : Courbe J(V) dans l'obscurité et sous illumination du détecteur implanté de Si+ à moyenne énergie et moyenne fluence.

Les autres détecteurs implantés avec du silicium se comportent de façon qualitativement similaire aux figures précédentes. Par contre les détecteurs implantés aux protons ont un comportement différent de ce que nous avons vu jusqu'à maintenant. Le détecteur 2MeV H+ à fluence élevée de la Figure 19 en est un exemple. Le photocourant est de signe positif lorsque le détecteur est éclairé en court-circuit, ce qui pourrait indiquer qu'un champ électrique interne pousse les charges dans le sens opposé à ce que nous sommes habitués de mesurer dans les détecteurs implantés avec du Si. La grande concentration d'hydrogène dans la couche implantée à 48 microns de profondeur peut jouer un rôle dans ceci.

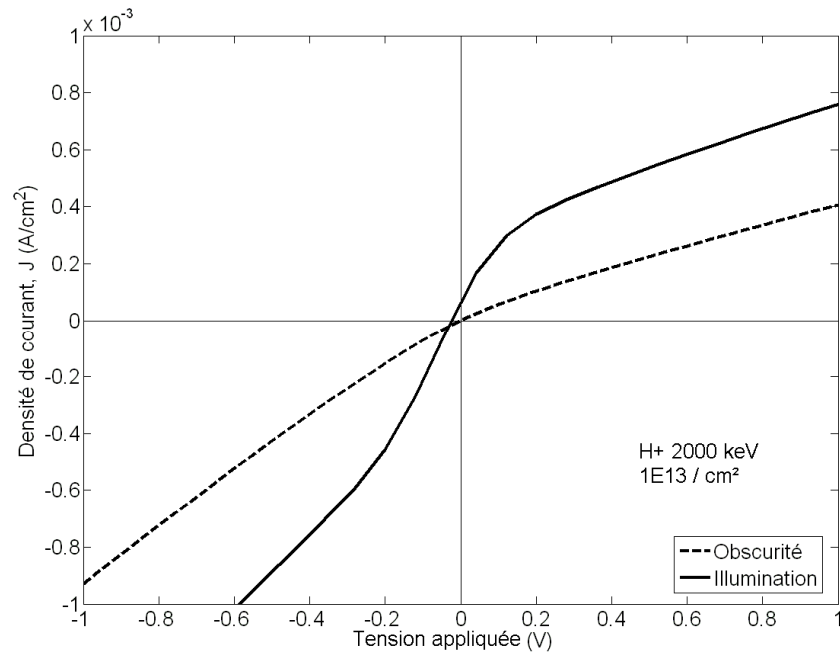


Figure 19 : Courbe de courant-tension du détecteur implanté avec une grande fluence de protons. La réponse est qualitativement différente de ce qui s'observe dans les autres détecteurs, le photocourant étant notamment de signe positif à 0V.

#### 2.2.4 Sensibilité spectrale

La sensibilité de tous les détecteurs a été mesurée en fonction de la longueur d'onde. La sensibilité se mesure en prenant le rapport du photocourant et du flux énergétique incident sur le détecteur. Une lampe halogène est utilisée comme source de lumière blanche. À l'aide d'un monochromateur, d'un secteur tournant et de lentilles, on génère un faisceau lumineux quasi-monochromatique, modulé et afocal qui illumine uniformément toute la surface du détecteur (en négligeant une petite portion d'ombre créé par la pointe surplombant le détecteur). Les spectres de sensibilité ont été pris dans diverses conditions d'opérations du détecteur : soit en prenant le photocourant de court-circuit ( $I_{sc}$ ) ou soit en appliquant une tension de -0,15V, -0,30V et -0,50V (voir p.43 pour la signification du signe). Un amplificateur à détection synchrone (ADS) est utilisé pour discriminer le photocourant (modulé à la même fréquence que le secteur tournant) et le courant

d'obscurité (DC) ainsi que les sources de bruits à d'autres fréquences. Lorsqu'une tension doit être appliquée, un bloc d'alimentation et une résistance sont ajoutés au circuit en série avec le détecteur. Le photocourant est alors déduit en branchant l'ADS de manière à mesurer la petite modulation de la différence de potentiel aux bornes de la résistance causé par le photocourant. Pour les mesures de sensibilité en court-circuit, le bloc d'alimentation et la résistance ne sont pas nécessaire et l'ADS peut directement mesurer le photocourant. Le spectre d'irradiance du faisceau quasi-monochromatique a été mesuré à l'aide d'un puissance-mètre, c'est-à-dire une photodiode en silicium calibrée en fonction de la longueur d'onde. La Figure 20 montre ce spectre. Pour éviter que la diffraction du second ordre qui provient du monochromateur ne fausse les mesures de sensibilité dans les grandes longueurs d'ondes, l'irradiance a aussi été mesurée avec un filtre passe-bas. Ainsi, les spectres de sensibilité sont un collage des mesures prises sans filtre en deçà de 900 nm et avec filtre au-delà de 900 nm.

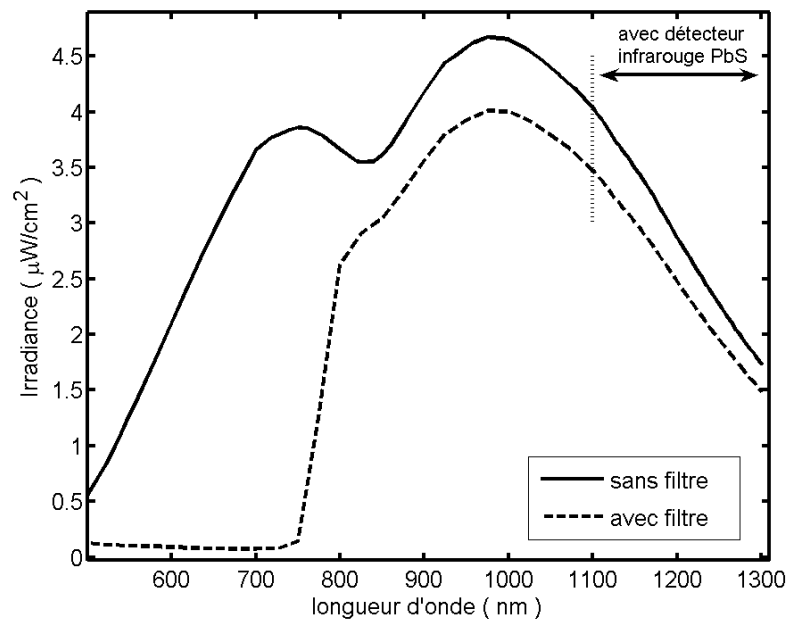


Figure 20 : Spectre d'irradiance du faisceau quasi-monochromatique utilisé pour prendre les mesures de sensibilité.

Un inconvénient du puissance-mètre est qu'il n'est pas calibré au-delà de 1100nm, ce qui implique que les mesures de sensibilité ne peuvent pas être faites directement pour les longueurs d'ondes correspondant à des énergies de photons inférieurs à la bande interdite du silicium. La calibration de la courbe d'irradiance de 1100 à 1300nm a été effectuée à l'aide d'un détecteur infrarouge en PbS placé sur un monochromateur identique et une ampoule halogène alimentée avec la même puissance que lors des mesures de photocourant. Le signal obtenu du détecteur a été normalisé par sa propre courbe de sensibilité spectrale (fournie par le fabricant [53]) afin d'avoir l'allure correcte (à une constante près) de la courbe d'irradiance. En faisant correspondre le point à 1100nm de la courbe provenant de la source calibré (en  $W/cm^2$ ) avec celui de la courbe relative, l'irradiance absolue est ainsi déterminée jusqu'à 1300nm.

Pour les mesures de sensibilité avec tension appliquée, on doit mesurer la tension aux bornes d'une résistance plutôt que le courant parce que le courant d'obscurité est souvent trop élevé et surcharge l'ADS. Il faut choisir convenablement la valeur de la résistance : trop petite et le signal n'est pas perceptible, trop grande et la mesure introduit une erreur qui sous-estime légèrement la sensibilité (Consulter l'Annexe 2). Pour limiter l'erreur à moins de 5 %, une résistance de  $8\Omega$  a été utilisée pour les détecteurs ayant une petite résistance dynamique (le contrôle, le détecteur avec  $Si^+$  300 keV  $10^{11}$  ions/cm<sup>2</sup> et les trois détecteurs implantés avec des ions H<sup>+</sup>), tandis qu'une résistance de  $30\Omega$  a été utilisée pour les autres détecteurs. Le signal mesuré par l'ADS a été multiplié par un facteur de  $\pi/\sqrt{2}$  pour faire correspondre les bonnes grandeurs physiques dans le calcul de la sensibilité : les mesures d'irradiance sont les valeurs crête à crête d'une onde carrée produite par le secteur tournant tandis que le signal affiché à l'ADS est la valeur efficace (RMS) de sa première composante de Fourier.

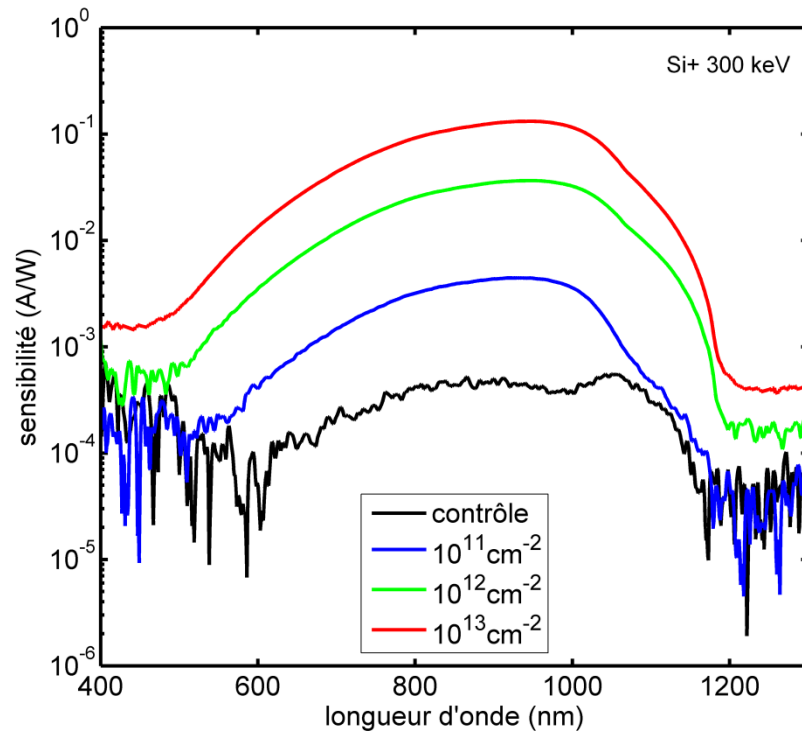


Figure 21 : Sensibilité en court-circuit des détecteurs implantés à basse énergie.

La Figure 21 présente les résultats des mesures de sensibilité spectrales en court-circuit pour les échantillons implantés à basse énergie. On y voit aussi l'échantillon-contrôle servant de référence. Le fait le plus surprenant est l'augmentation importante de la sensibilité avec la fluence d'implantation. Le détecteur implanté à haute fluence est presque 300 fois plus sensible que l'échantillon-contrôle. Au lieu de dégrader davantage la sensibilité, l'implantation semble restaurer les détecteurs.

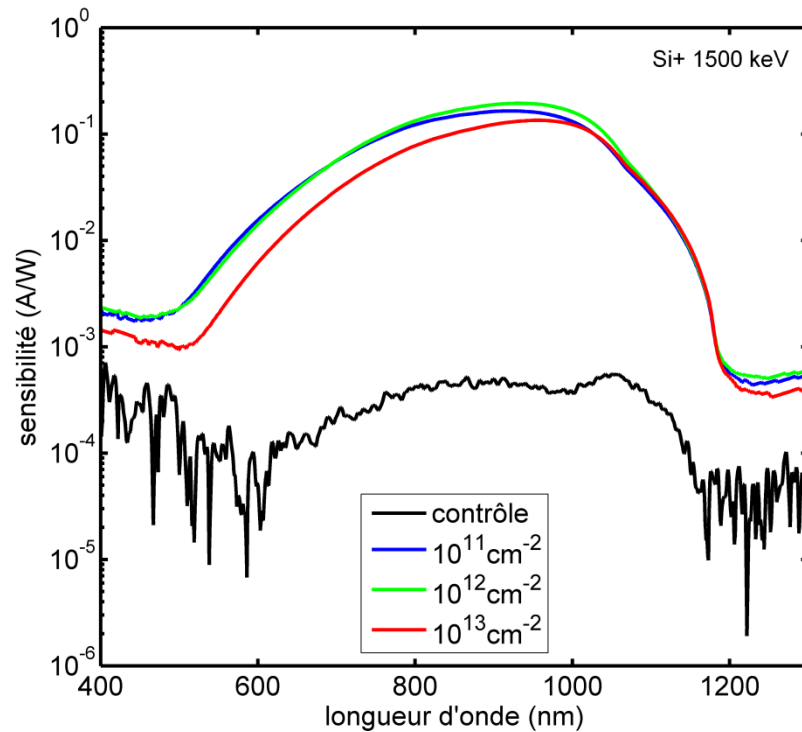


Figure 22 : Sensibilité en court-circuit des détecteurs implantés à moyenne énergie.

La Figure 22 montre la sensibilité des détecteurs à moyenne énergie. Les détecteurs sont eux aussi considérablement améliorés par rapport à l'échantillon-contrôle. Cette fois la sensibilité ne change pas beaucoup avec la fluence. Il semble qu'un plateau soit atteint à environ 25 % d'efficacité quantique externe à moyenne fluence et que la sensibilité commence ensuite à décroître à plus haute fluence.



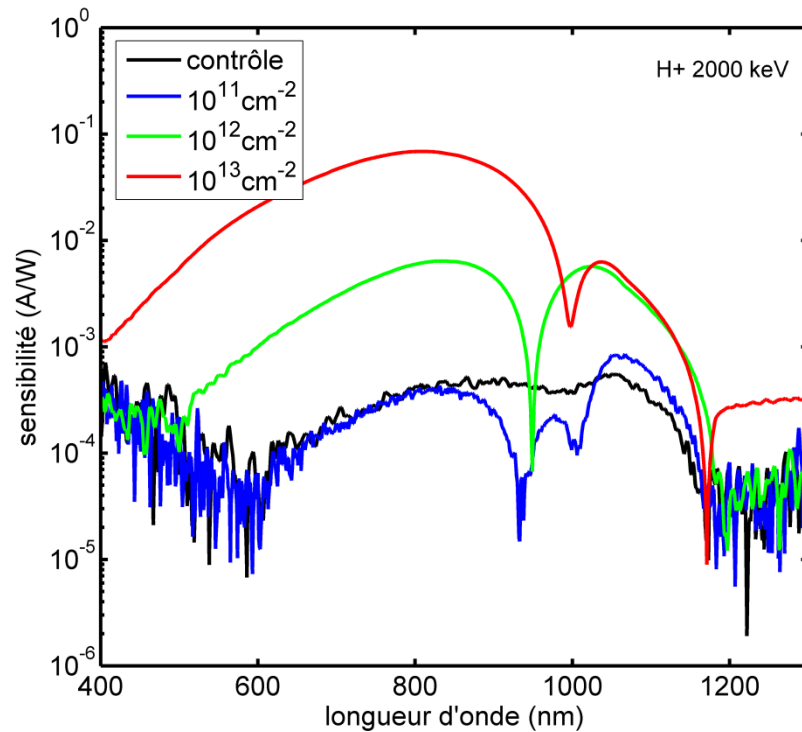


Figure 23 : Sensibilité en court-circuit des détecteurs implantés à haute énergie.

Les détecteurs implantés avec les protons à haute énergie (Figure 23) ont encore une fois un comportement tout à fait différent des autres. En effet, ils présentent tous un ou deux changements de signe du photocourant lorsque la longueur d'onde avoisine  $1000 \pm 50$  nm, repérable par les minima pointus de la sensibilité. Ce changement de signe du photocourant n'est pas explicitement visible sur la figure, car il n'est bien entendu pas possible d'exprimer le logarithme de valeurs négatives. Cependant, le fait que l'angle de phase du photocourant mesuré à l'ADS pivote de  $180^\circ$  immédiatement après que la norme du photocourant atteigne un minimum (le niveau du bruit de fond) lorsqu'on balaie la longueur d'onde du faisceau incident est indéniable. Ceci est aussi réconciliable avec l'observation à la Figure 19 montrant la courbe  $I(V)$  sous illumination (à la lumière « blanche ») d'un détecteur implanté aux protons montrant le photocourant inhabituel en court-circuit. Donc, pour ces détecteurs en court-circuit, le choix de la longueur d'onde

détermine dans quel sens les charges circuleront dans le circuit externe. Pour un panneau solaire ou une photodiode typique avec une jonction PN, ce comportement serait impensable : le champ électrique interne dans la zone de charge d'espace dicte le sens du courant en court-circuit et cette direction n'est pas modifiée simplement en changeant la couleur de l'illumination. La prochaine section (page 62) va traiter spécifiquement de l'interprétation de ces détecteurs. L'explication physique repose sur le fait que la longueur de pénétration des photons dans le silicium augmente avec la longueur d'onde. Le fait que le coefficient de rectification de ces échantillons est inférieur à 1 est une autre caractéristique spécifique aux détecteurs implantés de protons. Le Tableau 3 présente l'efficacité quantique externe de tous les détecteurs, calculé à 900 nm. L'augmentation de la sensibilité avec la fluence est claire pour les détecteurs implantés à basse énergie et à haute énergie. Les détecteurs implantés à moyenne énergie sont les plus efficaces.

Efficacité Quantique Externe (EQE) à 900 nm (en %)			
	$10^{11}\text{cm}^{-2}$	$10^{12}\text{cm}^{-2}$	$10^{13}\text{cm}^{-2}$
300 keV (Si+)	$0,60 \pm 0,01$	$4,81 \pm 0,09$	$17,4 \pm 0,3$
1500 keV (Si+)	$22,5 \pm 0,5$	$26,0 \pm 0,5$	$16,9 \pm 0,3$
2000 keV (H+)	$0,035 \pm 0,001$	$0,62 \pm 0,01$	$6,5 \pm 0,1$

Tableau 3 : EQE des détecteurs calculée à partir de la sensibilité en court-circuit. L'efficacité du détecteur contrôle à 900 nm est de  $(0,069 \pm 0,001)\%$ .

La sensibilité a ensuite été mesurée avec différentes tensions appliquées. Les spectres de photocourants ont donc été repris mais à 0.15V, 0.30V et 0.50V ( $\pm 0.01$  V) en polarisation inverse afin de voir à quel point la sensibilité peut en être améliorée. Cette fois, un filtre optique bloquant les longueurs d'onde inférieures à 780 nm a été utilisé pour les mesures de 900 nm à 1300 nm. L'utilisation de ce filtre avait pour but d'exclure la possibilité d'attribuer par erreur une dispersion du second ordre du monochromateur pour une sensibilité dans l'infrarouge. Comme on pouvait s'y attendre par l'étude des mesures  $J(V)$  sous illuminations, le comportement des détecteurs peut se situer entre deux cas

extrême, illustrés à la Figure 24. Dans cette figure, le détecteur le moins efficace en court-circuit ( $2\text{MeV H}^+$ ,  $10^{11}\text{cm}^{-2}$ ) est comparé avec le plus sensible ( $1500\text{ keV}$ ,  $10^{12}\text{cm}^{-2}$ ). Bien que le détecteur sensible soit presque 1 000 fois plus efficace en court circuit que le détecteur insensible, la sensibilité de ce dernier est extrêmement dépendante de la tension appliquée, si bien qu'à seulement  $-0,50\text{ V}$ , le détecteur implanté aux protons a une sensibilité qui dépasse l'autre d'un ordre de grandeur. Notez qu'une sensibilité de  $3,5\text{ A/W}$  à  $1010\text{ nm}$  correspond à un gain de plus de 4. En général, on observe que plus un détecteur est sensible et efficace en court-circuit et moins il va gagner de sensibilité lorsqu'une tension est appliquée. On note aussi que les irrégularités observées dans le signe du photocourant pour les échantillons implantés aux protons (visibles à la Figure 23) ne se manifestent plus lorsqu'il y a polarisation.

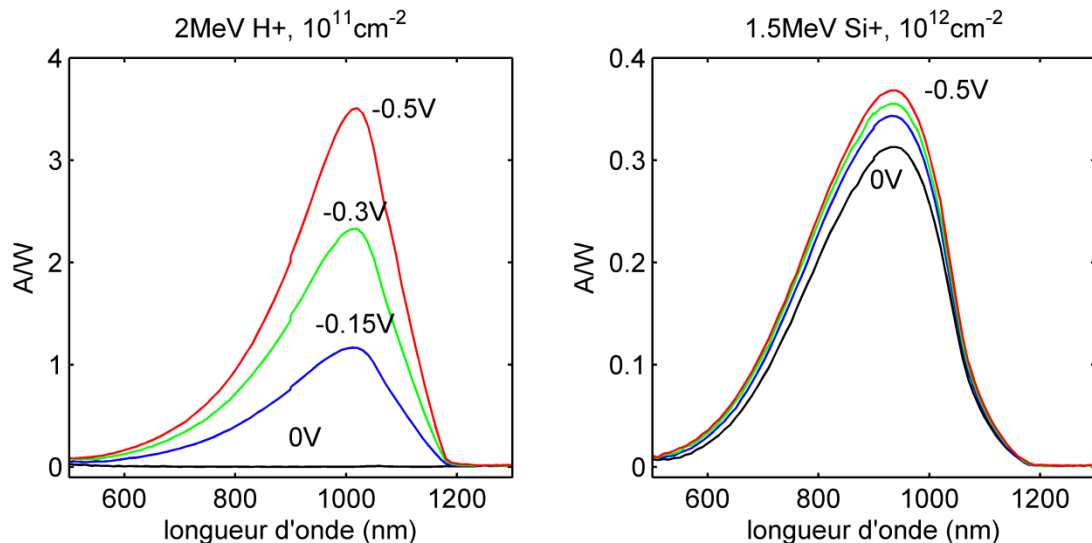


Figure 24 : Sensibilité spectrale de deux détecteurs à différentes tensions appliquées, montrant des comportements très différents. Le détecteur insensible en court-circuit (à gauche) devient extrêmement sensible à  $-0,50\text{ V}$ . Le détecteur très sensible en court-circuit (à droite) ne gagne presque rien à être polarisé.

Le Tableau 4 résume les résultats des mesures de sensibilité avec tension appliquée. Ils sont comparés avec les valeurs de sensibilité en court-circuit. On peut constater la tendance, observée sur la figure précédente, que les pires détecteurs en court-circuit se trouvent à être parmi les meilleurs avec une tension de  $-0,50\text{ V}$ . Le détecteur implanté à basse énergie et faible fluence est celui qui est le plus sensible, avec  $22\pm 1\text{ A/W}$  à  $950\text{ nm}$ .

Cette sensibilité équivaut à un facteur de gain de près de 30, ce qui est comparable au gain de la photodiode à avalanche commerciale à notre disposition [54], bien que celle-ci opère à une tension de 200 V.

Énergie	Fluence cm <sup>-2</sup>	Court-circuit	-0,15 V	-0,30 V	-0,50 V
contrôle	n/a	4,11×10 <sup>-4</sup>	0,32±0,03	0,53±0,03	0,702±0,03
Si + 300 keV	10 <sup>11</sup>	4,40×10 <sup>-3</sup>	4,3±0,5	11,6±0,8	22±1
	10 <sup>12</sup>	0,0365	0,45±0,03	0,70±0,04	1,01±0,05
	10 <sup>13</sup>	0,132	0,28±0,01	0,34±0,01	0,37±0,01
Si+ 1500 keV	10 <sup>11</sup>	0,161	0,39±0,02	0,42±0,01	0,47±0,02
	10 <sup>12</sup>	0,193	0,34±0,01	0,35±0,01	0,37±0,01
	10 <sup>13</sup>	0,135	0,25±0,01	0,263±0,008	0,274±0,009
H+ 2000 keV	10 <sup>11</sup>	9,57×10 <sup>-5</sup>	1,01±0,09	1,95±0,10	2,8±0,1
	10 <sup>12</sup>	1,40×10 <sup>-4</sup>	1,11±0,09	1,72±0,08	2,13±0,08
	10 <sup>13</sup>	0,0214	0,90±0,08	1,8±0,1	2,4±0,1

Tableau 4 : Sensibilité des détecteurs à 950 nm, exprimée en A/W et en fonction de la tension appliquée. Les incertitudes pour les mesures en court-circuit ont été évaluées à 2 %.

### Interprétation de la sensibilité des détecteurs en court-circuit

Les mesures de sensibilité en court-circuit des détecteurs implantés aux protons sont très surprenantes et ont été difficiles à interpréter. Un modèle simple est proposé pour décrire et reproduire les courbes expérimentales du photocourant à partir de principes de bases et d'un petit nombre d'hypothèses<sup>2</sup>. Un modèle similaire peut décrire le comportement des détecteurs « normaux ». La première hypothèse est la plus surprenante et suggère que le silicium noir joue un rôle mineur dans le fonctionnement des détecteurs : on postule que tous les porteurs générés dans le silicium noir vont finir par se recombiner avant d'atteindre l'électrode à la surface. Ainsi, même s'il y a beaucoup de photogénération dans le silicium noir, la contribution au photocourant observé serait négligeable, car le

---

<sup>2</sup> Ce sont ici des hypothèses post-hoc, en ce sens qu'elles ont été posées après l'expérience afin d'en expliquer les résultats.

chemin à parcourir à travers les sinuosités du silicium noir est trop long par rapport à la longueur de diffusion. Réciproquement, on fait l'hypothèse que la génération ayant lieu dans le substrat est récolté avec une certaine efficacité et est entièrement responsable du photocourant observé. Puisque le silicium cristallin est de bonne qualité ( $\rho \approx 1000 \Omega \cdot \text{cm}$ ), la durée de vie en profondeur est d'environ 500  $\mu\text{s}$  et la longueur de diffusion est de l'ordre du millimètre : on négligera donc les recombinaisons dans le substrat cristallin. Avant de décrire ce modèle très réducteur plus en détails, voyons comment de telles hypothèses pourraient être justifiées.

Tout d'abord, le fait que l'implantation de protons modifie considérablement la sensibilité et les courbes de courant-tension alors que les défauts sont presque à 50  $\mu\text{m}$  sous le silicium noir suggère que le substrat n'est pas du tout passif. Ensuite, la faible sensibilité de tous les détecteurs dans le domaine des courtes longueurs d'onde est habituellement considéré en photovoltaïque comme le signe d'une surface mal préparée qui provoque beaucoup de recombinaison de surface. Il est vrai qu'aucun traitement n'a été fait sur le silicium noir pour en passiver la surface, mais il est également vrai que le silicium noir en tant que tel possède beaucoup d'états accessibles dans la bande interdite, une faible mobilité électronique, une durée de vie courte bref les propriétés indésirables semblables à celles d'une surface non-passivée. Du point de vue d'un porteur photogénéré profondément dans le substrat en silicium cristallin, l'interface avec le silicium noir est en effet la surface dans laquelle il va probablement se recombiner, peu importe si la vraie surface (l'interface entre le silicium noir et l'air) soit passivée ou non.

Pour un détecteur normal, c'est-à-dire ceux implantés avec des ions de silicium à petite ou moyenne profondeur, le photocourant donné par le modèle est décrit par l'équation suivante :

$$I_{théo}(\lambda) = -q\eta A \int_{z_0}^d E_e(1 - R) \frac{\lambda}{hc} \alpha e^{-\alpha z} dz. \quad (22)$$

L'intégrande de l'équation 22 n'est rien d'autre que le terme de photogénération, introduit à l'équation (12), page 29. Il se calcule sans détour car l'irradiance  $E_e$  est mesurée absolument (voir la Figure 20), la réflectance du silicium noir a été mesurée (voir la Figure 13) et le coefficient d'absorption du silicium en fonction de la longueur d'onde est bien connu [55]. De plus, l'aire  $A$  des détecteurs ainsi que l'épaisseur  $d = 480 \mu\text{m}$  sont fixés. Il n'y a que deux paramètres libres, soit la borne d'intégration inférieure  $z_0$  et une constante de normalisation  $\eta$ .

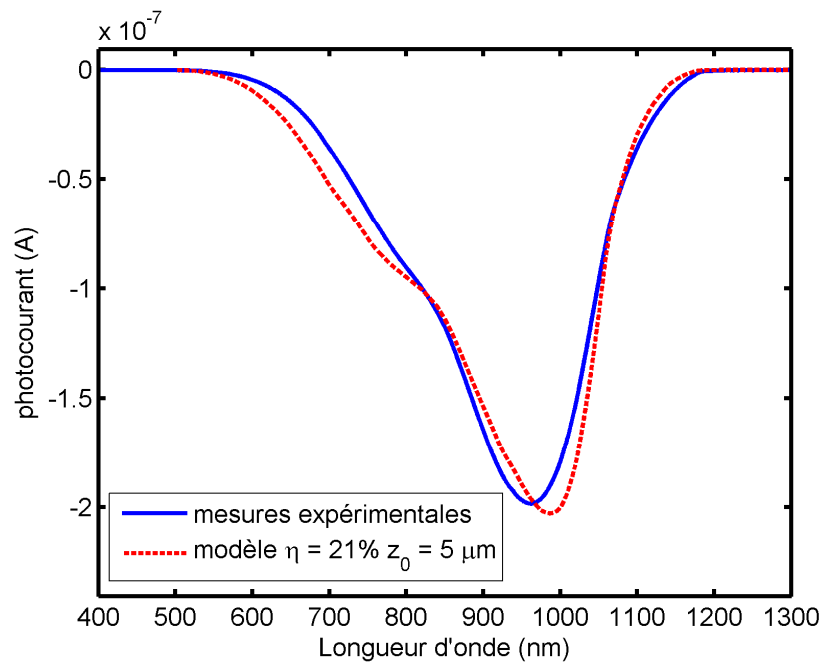


Figure 25: Spectre de photocourant du détecteur implanté avec des ions de silicium 1,5 MeV à haute fluence, comparé au photocourant du modèle donné par l'équation 22.

Puisque notre hypothèse nous oblige à négliger la contribution du silicium noir au photocourant,  $z_0$  représente la profondeur effective à laquelle se termine le silicium noir et où commence le substrat. La valeur qui est utilisée pour les détecteurs décrits plus bas est  $z_0 = 5 \mu\text{m}$ , ce qui correspond environ à la hauteur des pics de silicium noir. Nous savons que l'épaisseur de la couche de silicium noir est plus petite, soit environ  $1,5 \mu\text{m}$ , mais compensé par une absorption probablement plus grande que dans le silicium intrinsèque. C'est pourquoi  $5 \mu\text{m}$  est une profondeur « effective ».

La Figure 25 montre comment le modèle, malgré sa simplicité, parvient à reproduire le photocourant en court-circuit du détecteur implanté avec les ions de silicium à 1,5 MeV avec une fluence de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Le signe du courant est négatif, pour être cohérent avec notre convention de signe pour le photocourant de la section 2.2.3. Puisque tous les autres détecteurs implantés de silicium ont une forme similaire, le modèle s'adapte en modifiant la valeur de  $\eta$ . Dans ce cas, la valeur de  $\eta$  est 0,21 ce qui est proche de la valeur de 17,4 % trouvé au Tableau 3 pour l'efficacité quantique externe (EQE) de ce détecteur.

En ce qui concerne les détecteurs implantés de protons, la façon la plus intuitive de comprendre le changement de signe du photocourant en fonction de la longueur d'onde est de séparer l'intégrale de l'équation (22) en deux et d'inverser le signe d'une des intégrales : la génération ayant lieu d'un côté de la zone endommagée par l'implantation tente de neutraliser le courant produit par la génération ayant lieu de l'autre côté. L'équation (23) est obtenue ainsi. Puisque le coefficient d'absorption dépend fortement de la longueur d'onde, il existe une valeur de  $\lambda$ , ici égale 949nm, pour laquelle le photocourant total est nul. La nouvelle expression pour le photocourant est :

$$I_{théo}(\lambda) = q\eta A \left[ \int_{5\mu m}^{48\mu m} G(\lambda, z) dz - \int_{48\mu m}^{480\mu m} G(\lambda, z) dz \right], \quad (23)$$

où  $G(\lambda, z)$  représente toujours la même quantité que dans l'équation précédente et la nouvelle borne d'intégration introduite n'est pas un paramètre libre : il s'agit de la portée des protons de 2MeV telle que calculée par SRIM. La Figure 26 est la comparaison de l'équation (23) avec les mesures expérimentales pour le détecteur implanté de protons à moyenne fluence. La valeur du paramètre  $\eta$  est 0,017 ce qui est semblable à l'efficacité quantique externe trouvé précédemment ( $0,62 \pm 0,01$  %).

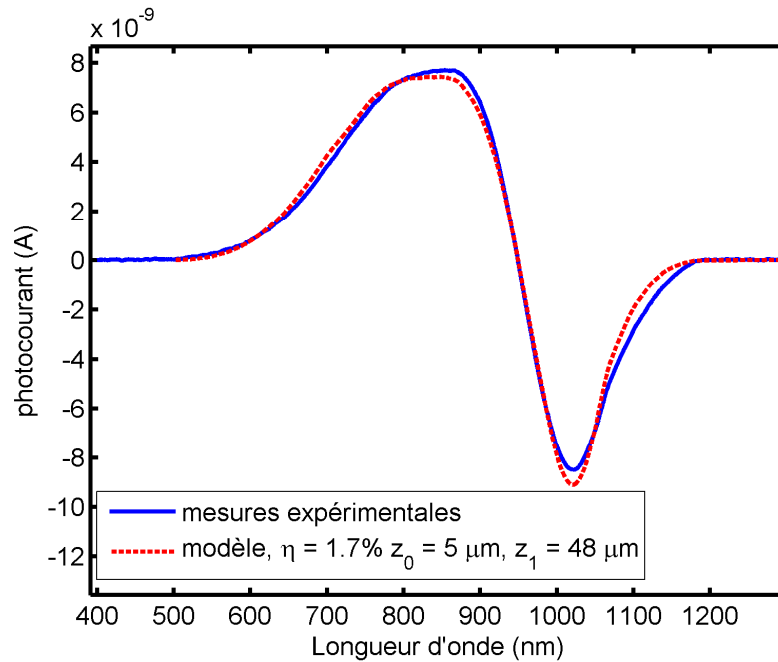


Figure 26 : Comparaison du photocourant en court-circuit du détecteur implanté de protons à fluence moyenne et de l'équation 23 provenant du modèle.

Tout se passe comme si la zone endommagée créait une barrière électrostatique ou une zone de piègeage empêchant les porteurs de traverser librement. La situation est illustrée à la Figure 27. Les deux termes de l'équation 23, et les bornes d'intégrations sont mises en évidence par les surfaces colorés sous la courbe en trait continu. Dans les petites longueurs d'onde, le coefficient d'absorption est grand, ce qui se traduit par une génération localisée près de la surface (trait pointillé), entre le silicium noir et la zone endommagée par les ions  $H^+$ . On observe alors un photocourant positif. Plus la longueur d'onde augmente, plus la longueur de pénétration augmente car le coefficient d'absorption diminue : la proportion de porteurs générés plus profondément que  $48 \mu m$  augmente jusqu'à annuler la contribution des porteurs générés près de la surface. Pour les longueurs d'onde autour de  $1000 \text{ nm}$ , il y a beaucoup plus de génération entre  $48 \mu m$  et  $480 \mu m$  de profondeur qu'entre la surface et  $48 \mu m$ , d'où le grand courant négatif.



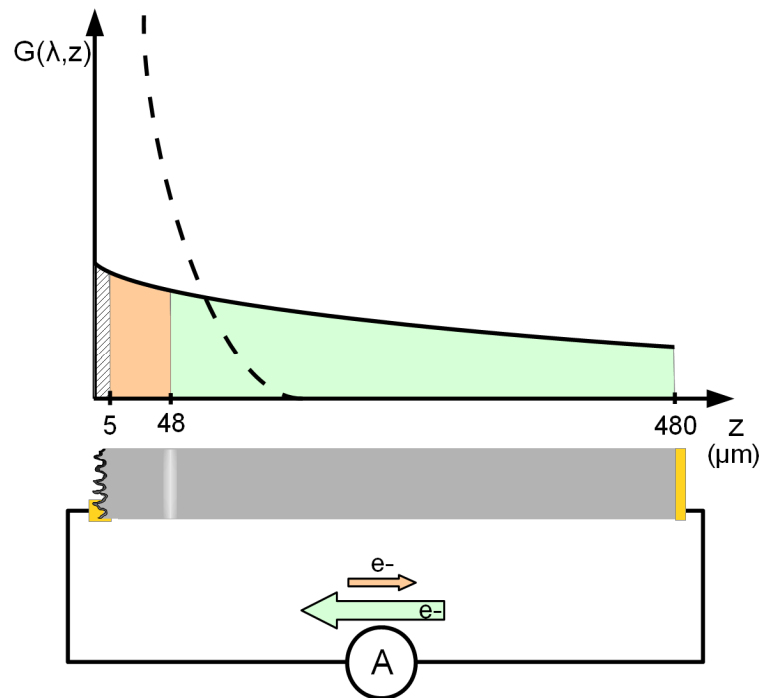


Figure 27: Illustration de la photo-génération en fonction de la profondeur vis-à-vis du détecteur implanté de protons. Le trait pointillé correspond à la génération dans les courtes longueurs d'onde tandis que le trait plein est la génération par une longueur d'onde longue. Dans ce cas, la contribution des charges générées entre 48 et 480 microns (surface verte) crée un photocourant (flèche verte) qui l'emporte sur la contribution entre 5 et 48 microns (en orange sur la figure).

Selon la Figure 26 et Figure 27, le courant « positif » pourrait correspondre à des photo-électrons quittant le détecteur par le devant (à travers le silicium noir et l'électrode en motif de doigts) et/ou une injection de trous par le devant. À l'inverse, le photocourant « négatif » serait causé par des électrons quittant le dos et/ou des trous injectés par le dos du détecteur. Si on applique ce raisonnement pour les détecteurs implantés de silicium, où le photocourant est toujours « négatif » comme à la Figure 25, cela signifie que le photocourant de ces détecteurs fonctionne à l'envers par rapport à ce qui était attendu : au lieu de suivre le sens du courant électronique dicté par la dénivellation de la jonction N+/N, les implantations de Si<sup>+</sup> dans le silicium noir ont pour effet, semble-t-il, de repousser les électrons vers le dos. Cette interprétation est aussi cohérente avec l'observation que le faible photocourant en court-circuit du détecteur-contrôle est de signe contraire à celui des détecteurs lorsqu'ils sont implantés de Si<sup>+</sup>. C'est pourquoi dans les détecteurs implantés de

H<sup>+</sup>, le changement de signe du photocourant associé à ce prétendu effet de refoulement ne s'observe qu'au-delà d'une certaine longueur d'onde.

### **2.2.5 Sensibilité spatiale**

Un rayon laser He-Ne a été focalisé et balayé latéralement sur un détecteur (implanté à basse énergie, haute fluence) pour observer la dépendance du photocourant avec la position. Le laser était modulé par un secteur tournant et le photocourant a été mesuré en court-circuit par l'ADS. L'intensité du laser a été atténuée par un filtre polarisant. La Figure 28 montre le résultat normalisé de la moyenne du photocourant lors de trois balayages latéraux à différentes positions verticales. Le photocourant est maximal lorsque le faisceau est centré sur un des cinq doigts de l'électrode et descend à environ 40 % lorsque le faisceau est à mi-chemin. La distance entre deux doigts du motif est de 1.27 mm alors que le diamètre (largeur à mi-hauteur) apparent du faisceau est de  $0.5 \pm 0.1$  mm. Ce qui est observé est le produit de convolution de la réponse du détecteur avec le faisceau gaussien de taille non négligeable, donc en réalité l'inhomogénéité dans la collection des charges est plus importante encore.

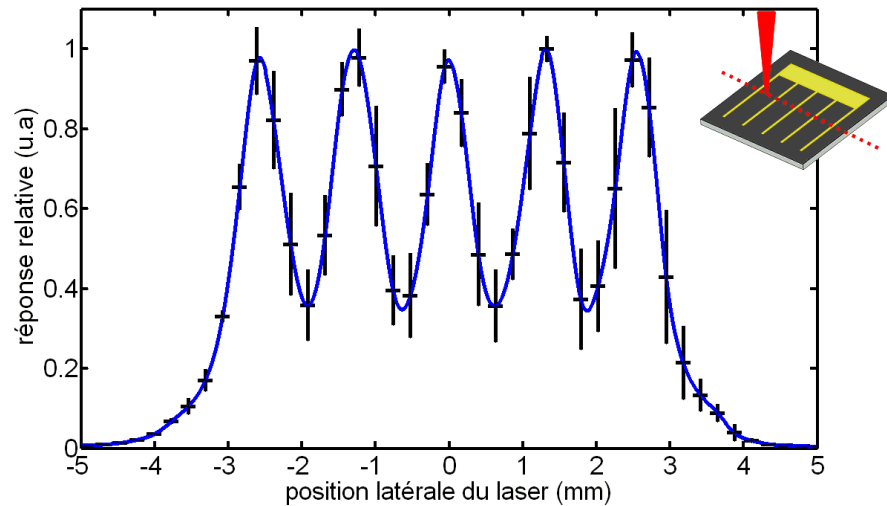


Figure 28 : Sensibilité spatiale du photodétecteur implanté de Si<sup>+</sup> à 300 keV, haute fluence. La réponse est forte vis-à-vis des cinq doigts de l'électrode et chute à moins de 40 % entre ceux-ci. Le détecteur s'étend de  $3,55 \pm 0,25$  mm de part et d'autre. La courbe est une interpolation des points expérimentaux. L'ordonnée des points provient de la moyenne du photocourant obtenu en trois passages à des hauteurs distinctes. Les barres d'erreurs verticales proviennent de l'écart-type.

Il faut en conclure que seules les charges générées très près du dépôt de Cr/Au ont une grande chance d'être récoltées à l'électrode. Ceci est peut-être causé par la morphologie très inhabituelle du silicium noir qui complique le trajet des porteurs de charge. Le grand taux de recombinaison (en surface et dans le b-Si) doit diminuer la longueur de diffusion effective par rapport à une cellule solaire ou une photodiode commerciale. Quoi qu'il en soit, on voit qu'il serait facilement possible d'optimiser la sensibilité globale du détecteur en augmentant le nombre de doigts de l'électrode. Ceci a été abondamment couvert dans la littérature sur la photovoltaïque et c'est pourquoi nous n'allons pas nous en préoccuper. Notons toutefois que dans la section qui précède, il est supposé que les différences dans la sensibilité spectrale observées entre les échantillons sont attribuables aux propriétés physiques du matériau modifié par les implantations effectués sur ces échantillons, toutes choses étant égales par ailleurs. L'argument étant que les échantillons qui sont désavantagés par leur superficie réduite d'environ 30% (en raison

d'erreur de fabrication, voir p 41) voient leur photocourant compensé par la puissance lumineuse incidente réduite par le même facteur. Mais, le fait que la sensibilité spatiale ne soit pas uniforme rend ce calcul imprécis à moins de considérer l'effet de la superficie manquante sur la baisse de performance globale. De plus amples informations pourrait être tirées de cette méthode si elle était améliorée et automatisée afin d'obtenir une cartographie complète du photocourant.

### **2.2.6 Réponse en fréquence**

Le montage utilisé pour cette série d'expérience ressemble à celui utilisé pour les expériences de sensibilité sauf que la source de lumière est maintenant une diode électroluminescente (DEL) avec émission centrée autour de 617 nm (rouge-orange) et ayant une puissance maximale de 30 mW [56]. La Figure 29 présente les montages utilisés selon que les mesures se font en court-circuit ou sous tension. L'amplificateur à détection synchrone mesure l'amplitude et la phase du photocourant par rapport au signal de modulation envoyé vers la source lumineuse. Cette lumière est modulée de 100 Hz à 100 kHz. Les électrodes du détecteur à caractériser sont reliées au câble coaxial de l'amplificateur par des fiches bananes, des fils AWG18 et le support fabriqué pour maintenir le détecteur en place.

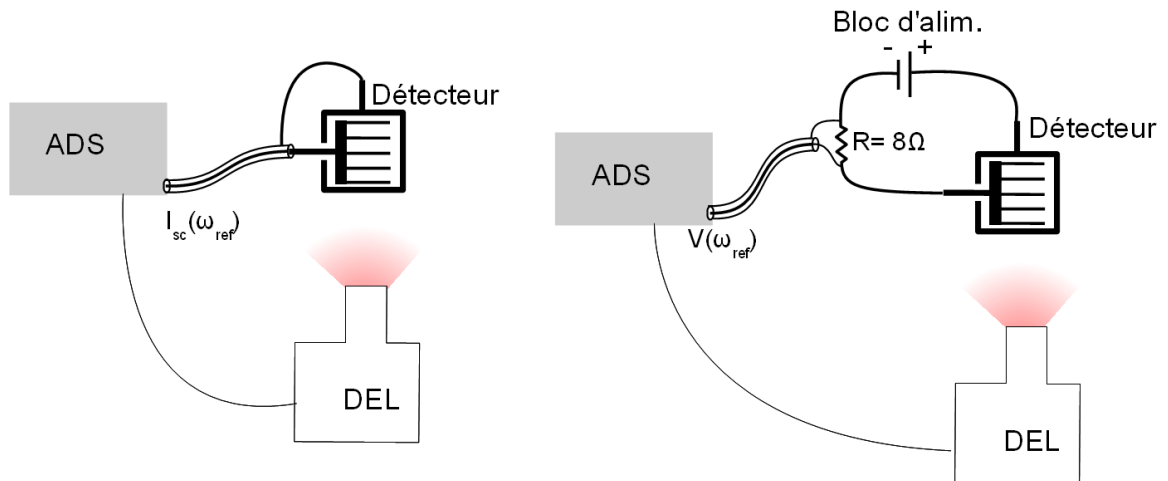


Figure 29 : Les deux configurations du montage pour mesurer la réponse en fréquence. À gauche : le montage en court-circuit. À droite : le montage en polarisation inverse, où le photocourant est mesuré indirectement par la différence de potentiel aux bornes d'une résistance.

La réponse en fréquence de la source lumineuse a été étudiée sous plusieurs conditions afin de déterminer quels réglages de modulation offrent une réponse en fréquence uniforme. En premier, un puissance-mètre a été utilisé pour mesurer l'intensité moyenne de la source modulée en fonction de la fréquence. Cela a révélé que la mesure moyenne n'est pas uniforme en fréquence pour tous les réglages de l'intensité de la DEL. En particulier, si le signal de modulation envoyé par l'amplificateur à détection synchrone ou le générateur d'onde est trop fort, la source DEL présente alors une réponse en fréquence non uniforme caractérisée par un grand pic autour de 50 kHz. Puisqu'on veut garder la réponse en fréquence de la source lumineuse exactement identique pour tous les échantillons à étudier, les réglages de modulation ont été gardé constant une fois ceux-ci choisis. Le réglage qui donne la réponse en fréquence la plus uniforme (en terme d'intensité lumineuse) tout en ayant une modulation assez grande est un signal sinusoïdal d'une amplitude de 1,5V centrée à +5V. Comme la variation de sensibilité des détecteurs est très importante d'un échantillon à l'autre, il est impossible de maintenir la même illumination pour tous les détecteurs sans que certains soient sous-exposés et d'autres saturés. On choisi plutôt de focaliser le faisceau de la source (pour les détecteurs

insensibles) ou de diffuser le faisceau (pour les détecteurs très sensibles), ce qui permet de varier l'illumination tout en gardant la réponse en fréquence de la source constante. De cette façon, le photocourant reste dans un domaine raisonnable entre 10nA et 0,5µA.

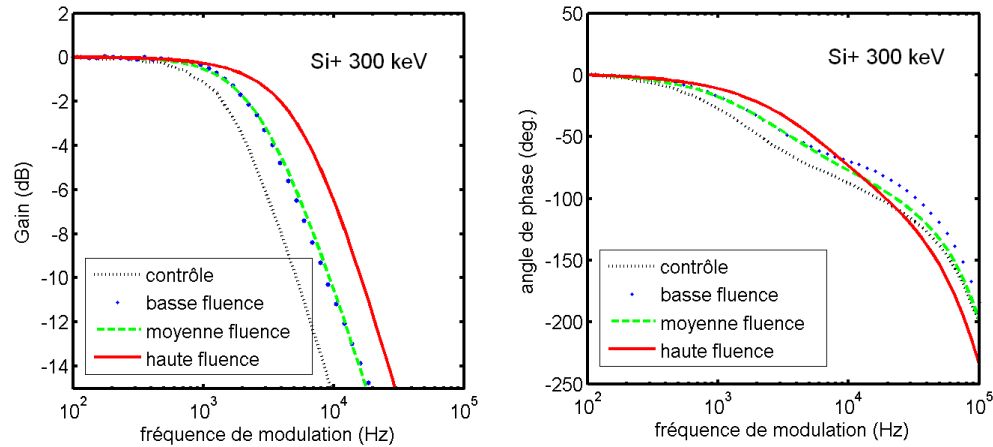


Figure 30 : Réponse en fréquence non corrigée du détecteur-contrôle et des détecteurs implantés à basse énergie sur le montage en court-circuit.

## Résultats

La Figure 30 montre les réponses en fréquences brutes pour le montage en court-circuit avec les trois détecteurs implantés à basse énergie ainsi que le détecteur-contrôle. Les données sont présentées par un diagramme de Bode, c'est-à-dire qu'à gauche est présenté le gain ou la magnitude de la puissance du signal en décibel tandis qu'à droite, le déphasage entre le photocourant et le signal de modulation envoyé vers la source lumineuse est montré. On peut définir la fonction de transfert  $H$  d'un tel système en combinant ces deux fonctions dans le plan complexe, tel que  $H(\omega) = R(\omega)e^{i\phi(\omega)}$ . La bande passante des détecteurs est définie comme étant la fréquence où le gain passe sous -3dB et est généralement comprise entre 1 et 10 kHz pour les détecteurs fabriqués dans ce projet.

Dans le graphique du déphasage de la Figure 30, le photocourant accumule environ 200 degrés de déphasage à haute fréquence, soit beaucoup plus que celui attendu. Ce déphasage pourrait en partie s'expliquer par un déphasage entre le signal de référence

envoyé vers la source et l'émission lumineuse de la source en plus du déphasage attendu entre le photocourant et le flux lumineux incident au détecteur. Après tout, la source lumineuse a une fréquence de modulation maximale de 100 kHz et on doit s'attendre à ce genre de comportement vers les hautes fréquences. La courbe noire de la Figure 31 illustre l'angle de phase attendu pour un détecteur normal, qui tend vers  $-90^\circ$  à haute fréquence. La courbe de cercles bleus présente les données brutes du déphasage pour le détecteur-contrôle en silicium noir (qui sont aussi visibles sur la Figure 30) et correspond dans les faits à  $H_{\text{DEL}} \times H_{\text{contrôle}}$  : le produit des fonctions de transfert de la DEL et du détecteur-contrôle.

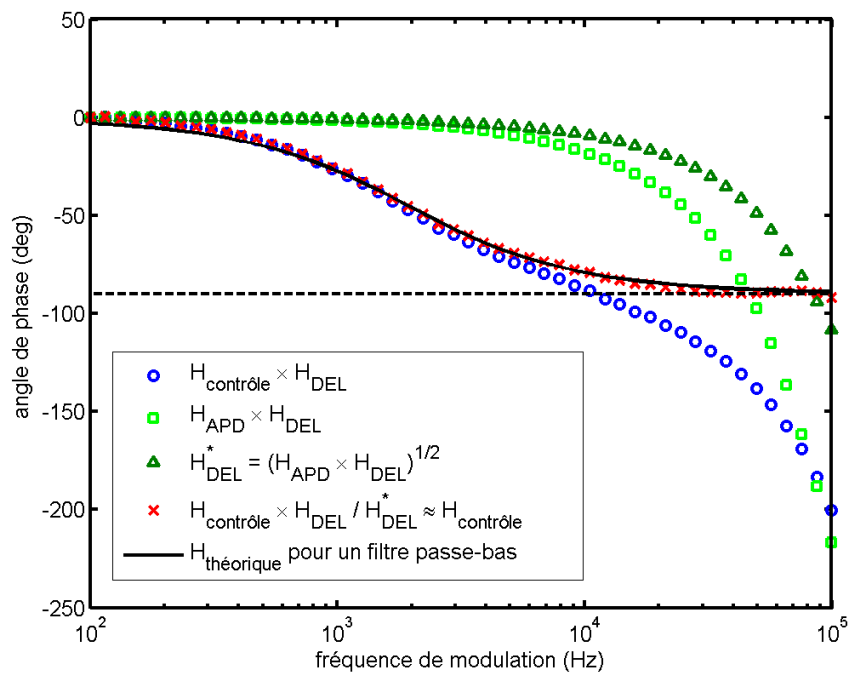


Figure 31 : Méthode pour soustraire la réponse en fréquence propre à la source lumineuse. La courbe bleue représente le déphasage brut, non corrigé, du système DEL combiné au détecteur-contrôle. La courbe vert pâle est le déphasage combiné de la DEL et du détecteur rapide. La courbe vert foncé représente le déphasage approximatif de la DEL exclusivement. La courbe rouge utilise cette dernière courbe pour isoler le déphasage du détecteur-contrôle exclusivement. La courbe noire est le déphasage théorique.

Pour mieux séparer la contribution de la réponse de la source lumineuse et celle de nos détecteurs en silicium noir, il faut utiliser un autre détecteur ayant une bande passante

beaucoup plus grande que la bande passante de la source lumineuse. La fonction de transfert du détecteur rapide sera une constante dans tout l'intervalle de fréquence, ce qui permet de mesurer directement la fonction de transfert de la source,  $H_{DEL}$ . Or, le détecteur le plus rapide à notre disposition est une photodiode à avalanche (APD) Hamamatsu C5460-1 [54] ayant une bande passante de 100 kHz elle aussi. L'approximation  $H_{APD} = \text{cte}$  ne peut pas être faite. Dans ces conditions, l'observation de la DEL à l'aide la photodiode commerciale (APD) est en réalité une mesure de  $H_{DEL} \times H_{APD}$ , ce qui introduit un déphasage plus important à haute fréquence que celui seulement attribuable à la source lumineuse. La courbe en carrés vert pâle de la Figure 31 présente cette mesure.

Aucune solution rigoureuse n'a été trouvée pour régler ce problème. Par contre, voici comment approximativement isoler la réponse en fréquence de la DEL : sachant que la DEL ainsi que la photodiode commerciale ont la même bande passante (100 kHz), on pourrait émettre l'hypothèse qu'elles ont toutes deux une fonction de transfert relativement similaire, c'est-à-dire que  $H_{DEL} = H_{APD}$ . Ainsi, la fonction de transfert approximative de la source lumineuse,  $H_{DEL}^*$ , se trouve simplement en prenant la racine carrée de la réponse en fréquence du système complet constitué de la source lumineuse et de la photodiode à avalanche. Cette opération donne la courbe vert foncé de la Figure 31 et représente la fonction de transfert approximative de la DEL avec laquelle il est possible de corriger la courbe bleue pour isoler  $H_{\text{contrôle}}$ . Le résultat est la courbe en croix rouge qui représente le déphasage attribuable uniquement au détecteur de contrôle. Maintenant, le déphasage à grande fréquence se limite à environ  $-90^\circ$  au lieu de  $-200^\circ$  ce qui est plus près du comportement attendu d'un filtre passe-bas. Il est à noter que cette opération n'a aucune influence significative sur la détermination de la fréquence de coupure,  $f_{-3dB}$ , des détecteurs. Si cette correction est appliquée aux mesures brutes présentées plus tôt à la Figure 30, cela donne la Figure 32.



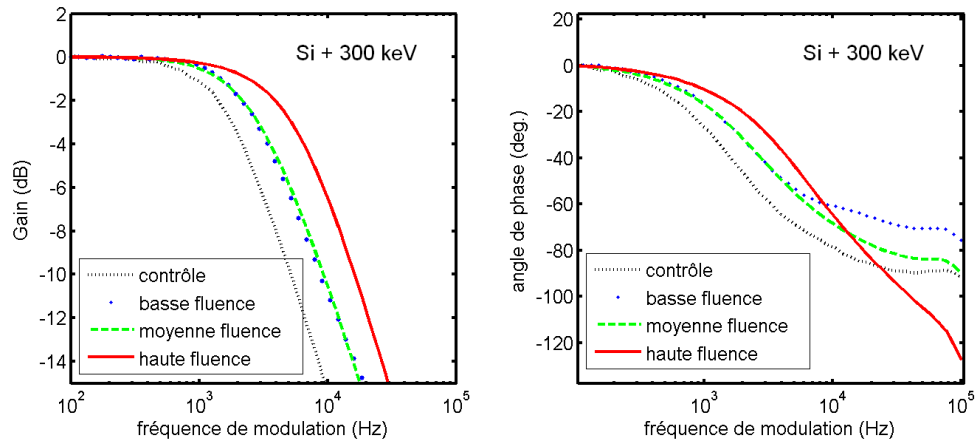


Figure 32 : Réponse en fréquence des détecteurs implantés à basse énergie, obtenue après la correction.

La Figure 32 révèle que les détecteurs implantés à basse énergie se comportent différemment de l'échantillon de contrôle à haute fréquence. Le déphasage à haute fréquence semble détenir de l'information supplémentaire sur le fonctionnement des détecteurs mais nous en discuterons prochainement. Si l'on considère uniquement les courbes dans le diagramme de gain à gauche, on remarque que les détecteurs ont un comportement assez simple qui se caractérise essentiellement par la fréquence de coupure et possiblement par la pente avec laquelle le signal décroît avec la fréquence, soit à un taux de  $-20\text{dB/décade}$  environ. Le diagramme de phase montre le déphasage entre le signal lumineux et électronique et indique que le signal électronique prend du retard lorsque la fréquence augmente. On trouve que la fréquence  $f_{-3dB}$  du détecteur-contrôle vaut  $1,78 \pm 0,03$  kHz dans ces conditions expérimentales. Ce résultat est plus élevé que la valeur de 1,2 kHz obtenue dans les détecteurs en silicium noir fabriqués à l'origine par le *Mazur Group* [1] mais comme la géométrie des détecteurs, leur sensibilité, leur relation tension-courant ainsi que la méthode expérimentale de mesure ne sont pas les mêmes, la différence n'est pas significative.

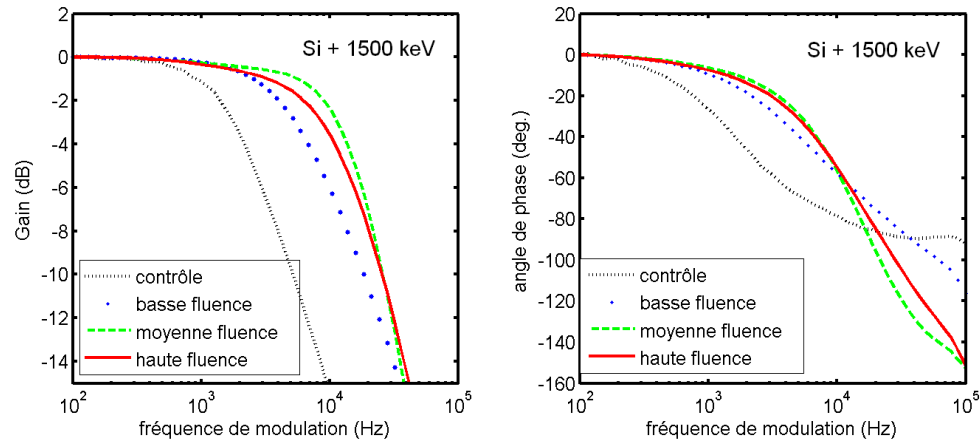


Figure 33 : Réponse en fréquence des détecteurs implantés à énergie moyenne. Le signal provient du photocourant en court-circuit.

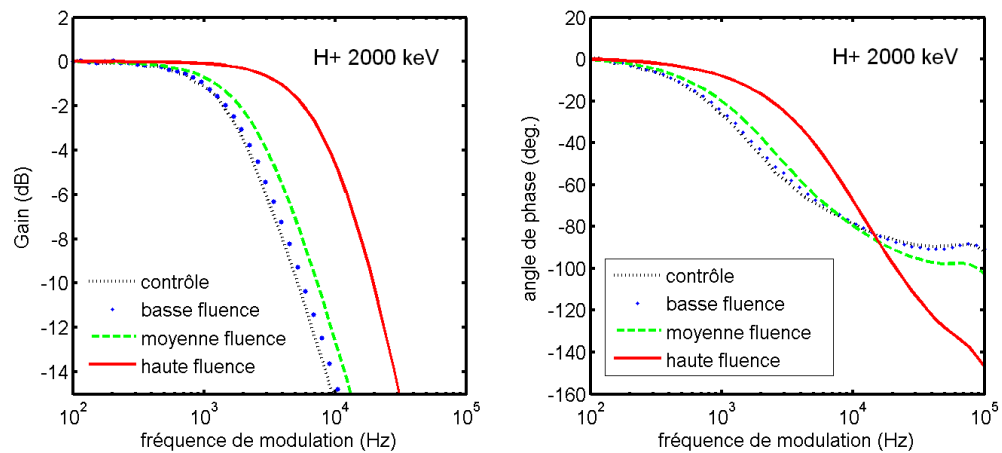


Figure 34 : Réponse en fréquence du photocourant en court-circuit pour les détecteurs implantés à haute énergie.

La Figure 33 et la Figure 34 montrent la réponse en fréquence des détecteurs restants, implantés avec les ions Si<sup>+</sup> de 1500 keV et de H<sup>+</sup> à 2000 keV, respectivement. L'information de ces figures est résumée dans le Tableau 5, qui indique la valeur de  $f_{-3dB}$  pour tous ces détecteurs. Comme nous l'avions anticipé, on observe que les fréquences de coupure des détecteurs implantés sont toujours supérieures à celle du contrôle. L'effet est négligeable ou faible pour les échantillons à fluence faible ( $10^{11}$  at/cm<sup>2</sup>) mais devient plus important lorsque la fluence augmente. Les détecteurs implantés à moyenne énergie (Si<sup>+</sup>

1,5 MeV) ne suivent pas la même tendance. Le détecteur le plus rapide dans ces conditions est celui à moyenne fluence et moyenne énergie avec  $11,54 \pm 0,02$  kHz, qui se trouve à être aussi le détecteur ayant la meilleure efficacité quantique externe. L'incertitude sur  $f_{-3dB}$  provient de l'incertitude sur la valeur du signal à basse fréquence, servant à fixer niveau de référence à 0dB.

$f_{-3dB}$ (kHz)	$10^{11} \text{cm}^{-2}$	$10^{12} \text{cm}^{-2}$	$10^{13} \text{cm}^{-2}$
300 keV Si+	<b><math>2,79 \pm 0,02</math></b>	<b><math>2,872 \pm 0,004</math></b>	<b><math>5,213 \pm 0,005</math></b>
1500 keV Si+	<b><math>5,421 \pm 0,008</math></b>	<b><math>11,54 \pm 0,02</math></b>	<b><math>8,72 \pm 0,02</math></b>
2000 keV H+	<b><math>1,92 \pm 0,02</math></b>	<b><math>2,443 \pm 0,008</math></b>	<b><math>7,445 \pm 0,002</math></b>

Tableau 5 : Valeurs de la fréquence de coupure du courant de court-circuit des détecteurs en fonction de l'énergie d'implantation et de la fluence. L'échantillon de contrôle a une fréquence de coupure de  $1,78 \pm 0,03$  kHz.

Pour les mesures suivantes, le montage sous tension a été utilisé afin d'observer la rapidité des détecteurs en condition de polarisation inverse. Ce montage a été présenté plus haut dans la Figure 29. La source de puissance reliée au circuit était réglée de façon à donner une tension constante telle que la différence de potentiel aux bornes du détecteur soit -0,15 V, -0,30 V ou -0,5 V. Étant donné les caractéristiques I-V peu digne d'une diode commerciale, il résulte de cette tension appliquée un courant d'obscurité continu variant de quelques dizaines de  $\mu\text{A}$  jusqu'à quelques mA, selon le détecteur. Le photocourant alternatif généré par la source lumineuse modulée est additionné à ce courant continu et mesuré par l'amplificateur à détection synchrone grâce à la variation de tension aux bornes de la petite résistance placée en série. La Figure 35 montre les résultats bruts des mesures de réponse en fréquence pour les détecteurs implantés à basse énergie dans cette configuration. La fréquence de coupure est significativement plus élevée pour tous les détecteurs : celle du détecteur contrôle passe de 1,8 kHz en court-circuit à environ 4,3 kHz à -0,15 V. Le détecteur implanté à grande fluence a même une fréquence de coupure supérieure à 100 kHz. Comme précédemment, les valeurs de la fréquence de coupure pour

tous les détecteurs ont été compilées au Tableau 6. Cette fois, les valeurs sont présentées en fonction de la tension appliquée.

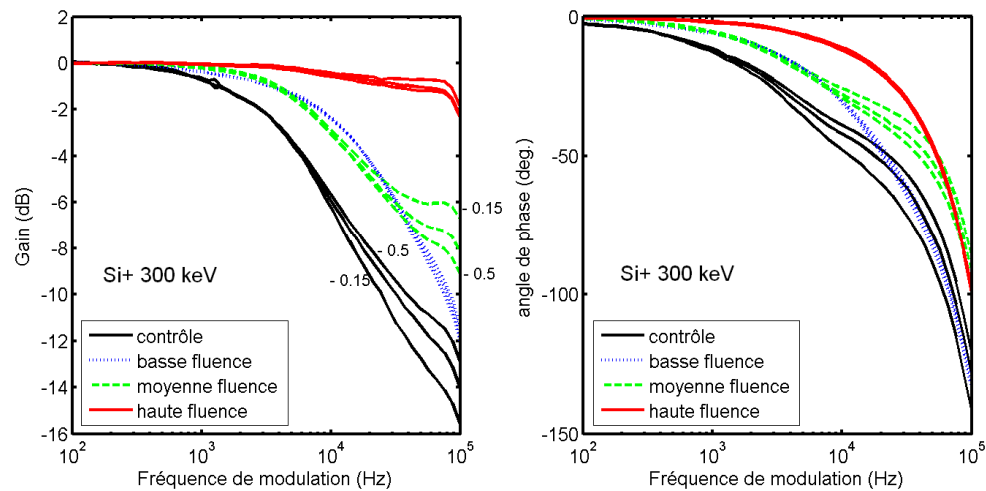


Figure 35 : Réponse en fréquence des détecteurs implantés à basse énergie, avec le montage sous tension. Les séries de courbes représentent des mesures à  $-0,15$  V,  $-0,30$  V et  $-0,50$  V. Les nombres indiquent les valeurs de la tension appliquée en volts, lorsqu'il y a un effet notable sur la fréquence de coupure.

Un problème de bruit électronique important est présent dès que les mesures à l'ADS impliquent la mesure de différences de potentiel (au lieu des mesures de courant). La présence du bloc d'alimentation, en tant qu'élément actif du circuit, n'en est pas la cause car le bruit demeure présent même lorsque retiré du circuit. Il semble plutôt que ce soit la DEL et son bloc d'alimentation qui, lorsque allumés, induisent un courant alternatif dans les fils qui forment le circuit. Puisque ce courant est toujours exactement à la fréquence de référence, ce bruit ne peut pas être éliminé et souvent il domine le spectre de réponse. Ce bruit peut être réduit simplement en réduisant au minimum la surface de la boucle formée par tous les fils et en les recouvrant de papier d'aluminium. En réduisant ainsi le flux magnétique traversant la boucle, on réduit ce bruit d'un facteur 100, ce qui le rend imperceptible devant le signal du photocourant.

Énergie	Fluence (cm <sup>-2</sup> )	-0,15 V	-0,3 V	-0,5 V
contrôle	n/a	4,30±0,06	4,37±0,07	4,45±0,03
500 keV Si+	10 <sup>11</sup>	13,09±0,06	13,32±0,07	13,36±0,09
	10 <sup>12</sup>	10,58±0,05	9,99±0,03	9,79±0,02
	10 <sup>13</sup>	>100	>100	>100
1500 keV Si+	10 <sup>11</sup>	18,33±0,04	17,14±0,04	16,21±0,04
	10 <sup>12</sup>	>100	>100	>100
	10 <sup>13</sup>	>100	>100	>100
2000 keV H+	10 <sup>11</sup>	8,2±0,6	7,8±0,6	6,9±0,6
	10 <sup>12</sup>	53,5±3,5	90,7±0,8	>100
	10 <sup>13</sup>	12,7±0,3	11,89±0,09	10,4±0,1

Tableau 6 : Fréquence de coupure des détecteurs (exprimée en kHz) en fonction de la tension appliquée.

Le Tableau 6 révèle que certains détecteurs ont une fréquence de coupure qui augmente avec la tension appliquée, d'autres pour qui elle diminue et d'autres qui sont relativement insensibles aux variations de tension. Dans le cas d'un photoconducteur, la fréquence de coupure ne devrait pas changer avec la tension. Dans le cas des diodes à jonction PN, la fréquence de coupure doit augmenter en polarisation inverse, car la jonction s'élargie, ce qui diminue la capacitance. On ne sait donc pas exactement comment interpréter cette tendance dans le cas des détecteurs en silicium noir. Les recombinaisons, le piégeage des porteurs et les inhomogénéités spatiales des propriétés physiques de l'échantillon peuvent modifier à leur façon la réponse en fréquence d'un détecteur. Toutefois, on pourrait au moins tenter de s'assurer que les mesures ne sont pas contaminés par des capacitances parasites ou d'autres détails indésirables relié au montage expérimental. Le déphasage artificiel introduit par la source DEL a été discuté plus tôt, mais il faut aussi traiter des diverses capacitances impliquées ainsi que des perturbations qui peuvent être ajoutés par la source de tension utilisé dans le montage. La prochaine section traitera de cette question.

## Effets capacitifs et autres

Une estimation des capacitances qui sont impliquées dans le circuit est nécessaire pour s'assurer que la réponse en fréquence observée soit due principalement aux propriétés intéressantes du détecteur, comme la capacitance de la zone de charge d'espace dans la jonction Schottky (à l'électrode du dos du détecteur) ou dans la zone d'appauvrissement et d'accumulation partielle de la jonction n+/n. Les capacitances triviales proviennent de la géométrie des détecteurs, des fils électriques et du câble coaxial. La capacitance géométrique d'un détecteur dépend seulement de la taille et de la permittivité du silicium et est évaluée à  $9 \pm 2$  pF [57, p. 174]. La capacitance des fils (qui sont maintenant très près les uns des autres pour minimiser l'inductance) est estimée à  $20 \pm 10$  pF dans le pire cas, c'est-à-dire avec une séparation de 4 mm entre les fils positifs et négatifs [58]. La capacitance du câble coaxial de type RG-58 ayant une longueur de 2 m est d'environ 200 pF [59]. La capacitance de jonction des détecteurs n'est pas facile à estimer et n'a pas pu être mesuré directement à l'aide d'autres techniques expérimentales. En utilisant l'équation (24), la capacitance de la jonction de Schottky peut être estimée, avec pour valeurs de dopants  $N_d = 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\epsilon_s = 11.7\epsilon_0$  et  $V_{bi} = 0,18 \text{ V}$  pour la barrière de potentiel causée par la déformation des bandes au voisinage de la couche d'oxide natif qui sépare l'électrode Cr/Au du substrat de silicium [21]. Ainsi, avec une tension appliqué de  $-0,3 \text{ V}$  et une superficie de  $0,5 \text{ cm}^2$ :

$$C_{schottky} = S \left( \frac{qN_d\epsilon_s}{2(V_{bi} - V)} \right)^{\frac{1}{2}} \cong 400 \text{ pF}. \quad (24)$$

Cette capacitance est comparable à celle du câble coaxial. Il reste la jonction du silicium noir à tenir compte, mais puisqu'on ne peut pas faire l'approximation de la zone désertée pour une telle jonction, il est difficile de trouver une expression simple. Si se sont toutes les capacitances en jeu dans le montage, elles sont en parallèle et elles s'additionnent. Combiné avec la résistance dynamique associée aux détecteurs, qui peut varier entre

environ  $30 \text{ k}\Omega$  pour le détecteur implanté à  $1,5 \text{ MeV}$  et haute fluence et environ  $150 \text{ }\Omega$  pour l'échantillon-contrôle, on devrait s'attendre à une fréquence de coupure RC,

$$f_{-3dB} = \frac{1}{2\pi RC}, \quad (25)$$

aux environs de  $8 \text{ kHz}$  à  $2 \text{ MHz}$ .

Puisque les valeurs mesurées de fréquence de coupure se retrouvent typiquement entre  $1 \text{ kHz}$  et au-delà de  $100 \text{ kHz}$ , il faut reconnaître que les capacitances jouent potentiellement un rôle aussi important que les autres facteurs (comme le temps de transit et la durée de vie des porteurs) dans la réponse en fréquence des détecteurs. Néanmoins, le fait que la réponse en fréquence augmente lorsque la résistance du détecteur augmente nous suggère que ce n'est pas seulement une question de constante RC, à moins que pour une raison quelconque, l'implantation réduise la capacitance inconnue de la jonction n+/n davantage qu'elle n'augmente la résistance du silicium noir. Pour mieux comprendre le rôle de chaque composante sur la fréquence de coupure, les circuits de la Figure 29 ont été simulés numériquement à l'aide du simulateur de circuit électronique analogue SPICE [60] [61]. Le détecteur en tant que tel a été modélisé par une diode idéale, une source de courant alternatif (pour représenter le photocourant sous illumination modulée), une capacitance et une résistance de shunt, tous en parallèle, suivi d'une résistance de contact en série. Ceci a permis de confirmer deux choses (voir l'Annexe 3 pour plus de renseignements). La première est qu'en aucun cas la réponse en fréquence ne peut augmenter uniquement suite à l'augmentation de la valeur de n'importe quelle résistance du circuit, contrairement à ce qui est observé expérimentalement. Ce qui confirme que l'augmentation de la fréquence de coupure observée, bien que très corrélée à l'augmentation de la résistance des détecteurs, est causée par un autre phénomène. La seconde est que l'ajout d'une inductance dans la boucle de fil reliant la source de tension au détecteur permet de reproduire approximativement la courbe caractéristique de l'angle de phase, visible à la Figure 35, avec un déphasage final inférieur à  $-90^\circ$ . Puisque les fils du montage se sont révélés au départ particulièrement sensible à l'induction magnétique provenant du bloc d'alimentation

de la source lumineuse, il est possible que le déphasage supplémentaire du photocourant provienne d'auto-induction.

Des auteurs qui cherchaient à caractériser des panneaux solaires ont remarqués que la réponse en fréquence mesurée était en bonne partie déterminé par le montage en entier. De plus, ils ont remarqué que la source de tension possède un temps de réaction suite à des variations de courant qui peut entraîner des oscillations et une résonance à haute fréquence. Ils ont néanmoins été capables d'extraire les valeurs de la durée vie et de la vitesse de recombinaison de surface grâce à une modélisation tant de la réponse en fréquence attendu du panneau solaire (déterminé par la résolution de l'équation de diffusion) que de la modélisation de toutes les composantes reliées au circuit [62]. En focalisant le laser modulé sur un point du panneau solaire et en balayant toute la surface, il est possible de fixer en un premier temps les valeurs des paramètres ajustables reliés au système global et d'attribuer les légères variations de la réponse en fréquence du photocourant à des variations locales de la durée de vie et de la recombinaison dans le panneau solaire. Puisque la source lumineuse utilisée dans ce projet éclaire entièrement la surface du détecteur, les variations locales de la durée de vie (qui peuvent être très importantes) sont moyennées. Au lieu d'avoir des milliers de diagrammes de Bode par détecteurs, nous n'en avons qu'un seul, ce qui ne permettrait pas de déterminer la valeur de tous les paramètres ajustables. Le nombre de degrés de liberté de la fonction à ajuster est trop grand par rapport à ce que la courbe de réponse en fréquence peut révéler.



$\tau_{\text{eff}}(\mu\text{s})$	$10^{11}\text{cm}^{-2}$	$10^{12}\text{cm}^{-2}$	$10^{13}\text{cm}^{-2}$
300 keV Si+	<b>12,0±0,1</b>	<b>15,7±0,6</b>	<b>&lt;2</b>
1500 keV Si+	<b>9,2±0,6</b>	<b>&lt;2</b>	<b>&lt;2</b>
2000 keV H+	<b>21±2</b>	<b>2,4±0,6</b>	<b>13,7±1,4</b>

Tableau 7 : Durée de vie effective des porteurs dans chacun des détecteurs s'ils sont considérés comme étant des photoconducteurs. Pour le détecteur-contrôle, la durée de vie est  $36,4 \pm 0,6 \mu\text{s}$ . Ces valeurs sont calculées à partir de la fréquence de coupure obtenue lors des mesures de réponse avec tension appliquée.

Si toutes les capacitances impliquées dans les échantillons et le montage sont négligeables, il est possible d'interpréter la fréquence de coupure comme étant limité par la durée de vie, un peu comme on le ferait avec un simple photoconducteur. Ainsi, les trois mesures de fréquence en coupure à -0,15 V, -0,30 V et -0,50 V peuvent être utilisées pour calculer la durée de vie effective dans les détecteurs. Le Tableau 7 présente ces résultats. Lorsque la fréquence de coupure est supérieure à 100kHz, la durée de vie est inférieure à  $1,6\mu\text{s}$ , ici arrondi à  $2 \mu\text{s}$ . La durée de vie effective dans le détecteur contrôle est de  $36,4 \pm 0,6 \mu\text{s}$ , selon ce calcul. Les autres détecteurs ont des valeurs plus faibles. Cette approximation semble valable pour le détecteur-contrôle et ceux qui ont un coefficient de rectification proche de 1, mais devient progressivement inadéquate pour les détecteurs ayant de la rectification et dont la photosensibilité repose sur l'effet photovoltaïque au lieu de la photoconductivité.

Pour résumer, une des hypothèses de départ, voulant que l'implantation ionique puisse augmenter la bande passante d'un détecteur se trouve quand même confirmée : en appliquant une petite tension, certains détecteurs implantés ont une fréquence de coupure supérieure à 100 kHz, alors que celle de l'échantillon de contrôle ne dépasse pas 5 kHz. Bien que l'on puisse mesurer sans ambiguïté la bande passante des détecteurs en condition de court-circuit (Tableau 5) ou de polarisation inverse (Tableau 6), il est beaucoup moins facile de relier la fréquence de coupure mesurée avec la durée de vie des porteurs de

charge. D'autres interprétations plausibles comme des effets capacitifs mal compris ou d'autres particularités du montage peuvent jouer un rôle non négligeable dans la réponse en fréquence du système. Au lieu de se fier uniquement à  $f_{-3dB}$  pour calculer la durée de vie, il serait préférable d'ajuster la fonction de transfert complète (la magnitude et le déphase de 100Hz à 100kHz) à l'aide d'un modèle adapté. Les tentatives d'ajuster les courbes observées avec un modèle théorique ont échouées, car le fonctionnement du détecteur est encore trop mal compris pour être modélisé de façon réaliste à partir de principes premiers (comme en [26] [27] et [62]) et, dans les conditions expérimentales actuelles, les nombreux paramètres libres qui règlent le comportement du système en entier sont sous-déterminés. Les valeurs du Tableau 7 donnent une estimation de la durée de vie effective des porteurs dans chaque détecteur. La durée de vie se retrouve réduite par l'implantation, passant de  $36,4 \pm 0,6 \mu s$  pour le contrôle à moins de  $2 \mu s$  pour certains. Cependant, ces valeurs reposent sur la simplification que le détecteur est un photoconducteur, c'est-à dire qu'il n'est qu'un bloc homogène de silicium borné de deux contacts ohmiques.

## Chapitre 3 : Mesures de la durée de vie

Les résultats de réponse en fréquence des détecteurs sont intéressants mais restent ambigus. En effet, il est difficile d'interpréter la fréquence de coupure comme étant reliée à la durée de vie des porteurs de charge. Il serait intéressant de mesurer directement la durée de vie effective en observant plutôt les propriétés optiques. Parmi les façons optiques et sans contact de mesurer la durée de vie (énumérées au chapitre 1), aucune n'est employé couramment dans les institutions qui nous sont accessibles. Il a donc fallu assembler un montage avec l'équipement disponible.

Deux méthodes complémentaires ont été expérimentées, la première consiste à examiner la transmission photo-induite ( $\Delta T$ ) et la seconde examine la réflectivité photo-induite ( $\Delta R$ ). Ceci permet l'observation des propriétés optiques de l'échantillon dans des conditions hors équilibre de densité de porteurs. Pour mesurer la durée de vie, on peut soit étudier l'évolution temporelle de ces quantités,  $\Delta R(t)$  ou  $\Delta T(t)$ , suite à une brève impulsion de la pompe ou observer la dépendance en fréquence de la réflectivité photo-induite,  $\Delta R(\omega)$  ou  $\Delta T(\omega)$ , lorsque la pompe est modulée de façon sinusoïdale, ce qui en principe revient au même. Le signal attendu doit avoir la dépendance en fréquence typique d'un filtre passe-bas, caractérisé par une fréquence de coupure égale à l'inverse de la durée de vie. Le principe est souvent utilisé en fluoroscopie [63].

### 3.1 Transmission photo induite

#### 3.1.1 Montage

La Figure 36 montre le montage utilisé pour cette première expérience. Le faisceau sonde est généré par la lumière d'une lampe halogène passant dans un monochromateur et traversant l'échantillon à étudier avant de pénétrer le deuxième monochromateur et d'atteindre la photodiode à avalanche (APD).

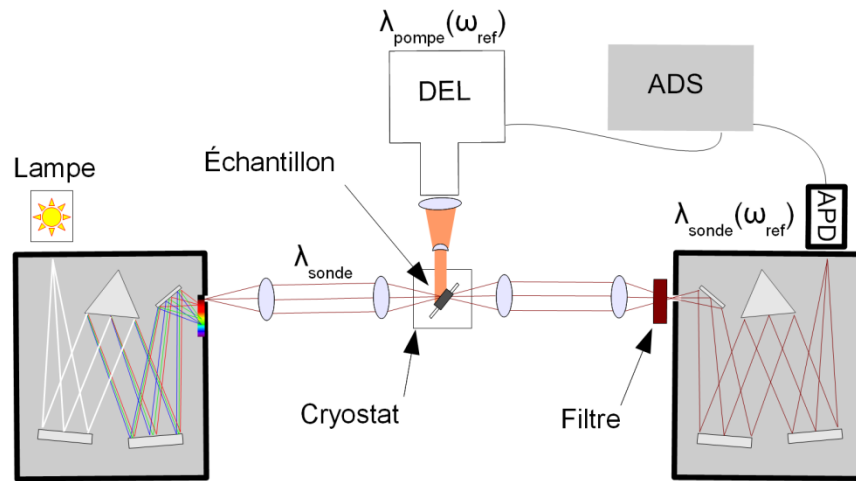


Figure 36 : Schéma du montage utilisé pour les mesures de transmission photo-induite résolue en fréquence.

Les échantillons de b-Si ont été placés sous vide dans le cryostat (qui est le point focal du faisceau-sonde) sans cependant être refroidi. Le faisceau-pompe est encore la source DEL centrée à 617 nm utilisée dans l'expérience précédente. L'échantillon de silicium noir est placé dans le faisceau-sonde en formant un angle de 30 à 45 degrés ce qui permet d'illuminer en même temps la face microstructurée avec la DEL. Un filtre passe-bas de 950 nm a été utilisé afin de réduire la lumière parasite.

Pour que le faisceau-sonde puisse passer à travers l'échantillon, il faut avant tout retirer l'électrode du dos qui recouvre toute la surface, ce qui implique de dissoudre les quelques 200 nm de métaux avec une solution qui risque d'attaquer aussi le silicium noir. L'eau royale, une solution d'acide chlorhydrique et d'acide nitrique ( $3 \text{ HCL} + \text{HNO}_3$ ) a été considéré, mais écarté puisque on ne connaît pas l'effet d'une telle solution sur le b-Si et qu'en raison de sa forte réactivité avec les matières organiques, il n'était pas sécuritaire de tenter de protéger la surface microstructurée à l'aide de résine. Au lieu, la couche d'or sur le dos des détecteurs a été dissoute à l'aide d'une solution d'iodure de potassium ( $\text{KI} + \text{I}_2$ ) pendant que la surface du b-Si était protégée par une couche de résine qui résiste à la solution. Ainsi, la transmittance (spéculaire + diffuse) redevient semblable à celle du

départ (Figure 13), puisque le contact restant n'étant pas un obstacle majeur à la transmission de la lumière.

Le principe de la mesure consiste à moduler la pompe ayant une longueur d'onde de 617 nm à la fréquence de référence,  $\omega_{\text{ref}}$ , ce qui entraîne une petite modulation de la transmittance de l'échantillon selon le formalisme développé au chapitre 1. Le signal transmis du faisceau sonde ayant une longueur d'onde de 1050 nm arrivant sur la photodiode à avalanche sera doté d'une petite composante oscillant précisément à la fréquence de référence qui peut être mesurée par l'amplificateur à détection synchrone (ADS). De plus, on s'attend à ce que le signal soit déphasé d'un angle de  $\pi$  par rapport à l'intensité de la pompe car la transmittance doit diminuer lorsque la pompe s'allume. Bien entendu, il y a beaucoup d'autres sources de bruits à la fréquence de référence et plusieurs précautions doivent être prises. Ces précautions seront mieux expliquées dans la description du prochain montage, celui de la réflectivité photo-induite. Il est en effet évident que le montage en transmission tel que décrit ici souffre d'un sérieux handicap : puisque le détecteur APD est lui aussi en silicium, il n'est sensible que pour  $\lambda \leq hc/E_g$  tandis que l'échantillon n'est transparent que pour  $\lambda \geq hc/E_g$ . Cela ne nous laisse aucune liberté pour choisir la longueur d'onde de la sonde, qui a donc été fixée à 1050 nm, le point de transmission maximum. Le signal de la sonde en transmission continue est donc assez faible, soit de 300  $\mu\text{V}$  au plus, même en ouvrant au maximum les fentes des monochromateurs et en augmentant la puissance de la lampe halogène. De plus, cette contrainte dans le choix de la longueur d'onde de la sonde nous empêche d'avoir une bonne sensibilité à la transmission photo-induite, étant donné que le coefficient d'absorption par les porteurs libres augmente en  $\lambda^2$ .

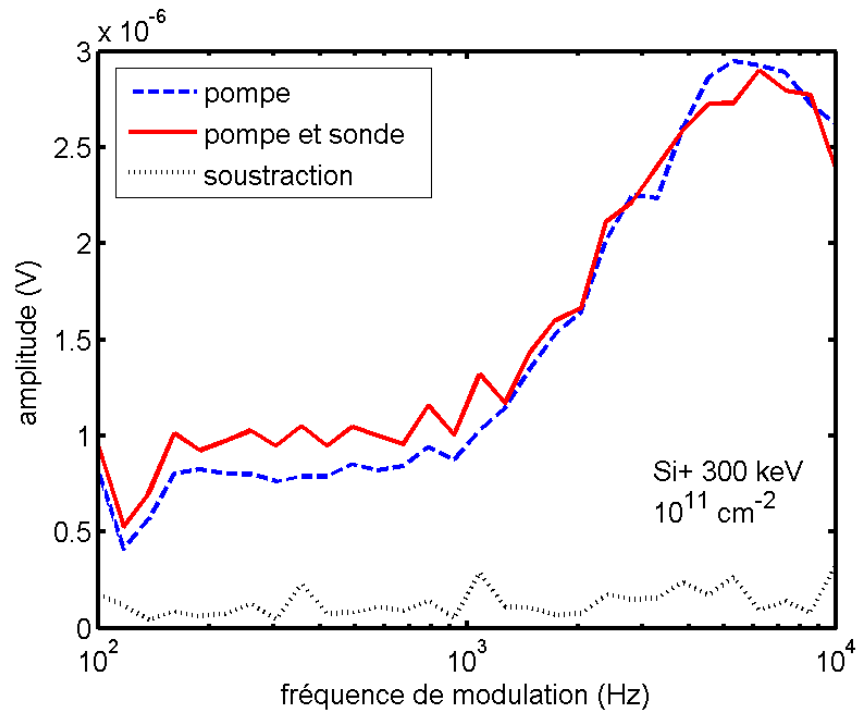


Figure 37 : Exemple de mesures de transmittance photo-induite résolues en fréquence. Les signaux captés à 1050 nm par le détecteur APD sont présentés avec le faisceau-sonde bloqué ou non.

### 3.1.2 Résultats

La Figure 37 présente un premier exemple de mesure. L'échantillon étudié était le détecteur implanté à basse fluence et basse énergie, celui ayant présenté une étonnante sensibilité lors des mesures de sensibilité avec polarisation. L'ordonnée du graphique présente la norme du signal mesuré à l'ADS dans deux conditions. La première est lorsque seule la pompe est en marche et aucun signal de transmission ne peut être mesuré. La seconde est lorsque la pompe et la sonde sont allumées et où on s'attend à trouver un signal de transmission photo-induite. La constante de temps était 100 ms et chaque point est la moyenne de 1000 mesures. À première vue, il semble effectivement y avoir un excès entre 100 et 1000 Hz qui se réduit à plus haute fréquence. Cependant, si on soustrait les deux courbes en tenant compte de l'angle de phase, on obtient la courbe pointillée. Celle-ci est plutôt indépendante de la fréquence et a une valeur moyenne de  $0,135 \mu\text{V}$  avec un écart-type de  $0,074 \mu\text{V}$ . De plus, l'angle de phase semble prendre des valeurs aléatoires.

Autrement dit, l'excès de signal à basse fréquence rencontré dans la Figure 37 peut aussi bien s'expliquer par l'ajout d'un bruit indépendant de la fréquence.

La prochaine figure montre cette fois le détecteur implanté à moyenne énergie et moyenne fluence. La prise de mesure s'est faite avec un peu plus de patience avec une constante de temps trois fois plus grande. Encore là, il semble que la différence entre les deux signaux n'est qu'un bruit. Les mesures prises dans cette configuration n'ont pas permis de détecter un signal correspondant à une transmission photo-induite. La prochaine expérience va tenter d'optimiser au maximum les conditions expérimentales (considérant l'équipement disponible) afin de mieux gérer les bruits observés.

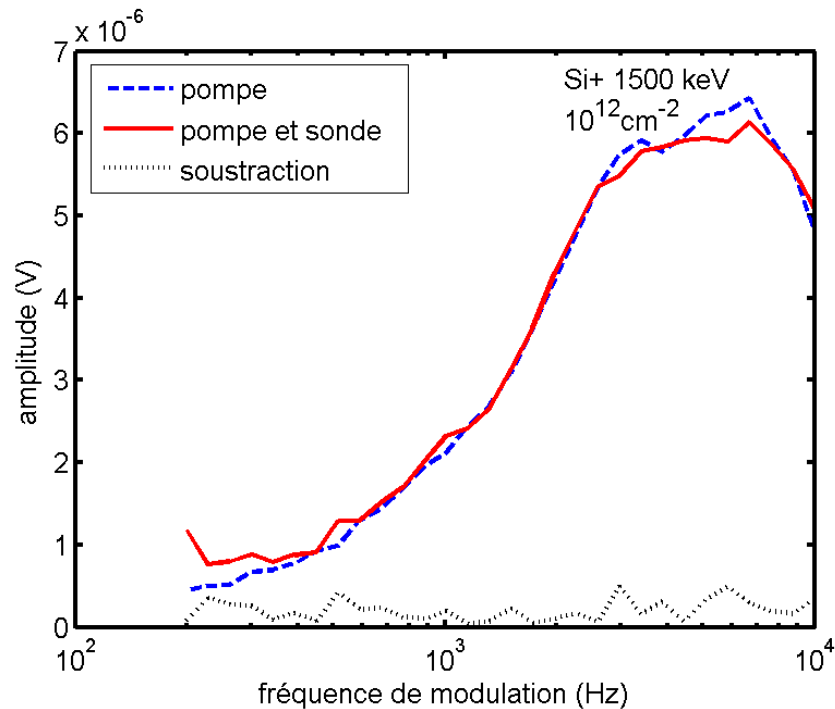


Figure 38 : Un autre exemple de mesure cherchant à déceler la transmission photo-induite. La transmission à 0 Hz vaut  $290 \mu\text{V}$  dans ce cas. La constante de temps était de 300 ms. Les mesures sont trop bruyantes pour déceler un vrai signal.

## 3.2 Réflectivité photo induite

### 3.2.1 Montage

Pour cette expérience, le faisceau-sonde est une diode laser à 630nm en continu et la pompe est une DEL bleu (470nm) qui est modulée de 100 Hz à 100 kHz par le signal de référence sinusoïdal de l'ADS. Le principe est le même que dans l'expérience précédente, soit de détecter un signal avec l'APD à  $\lambda_{\text{laser}}$  qui soit à la fréquence de modulation  $\omega_{\text{DEL}}$ .

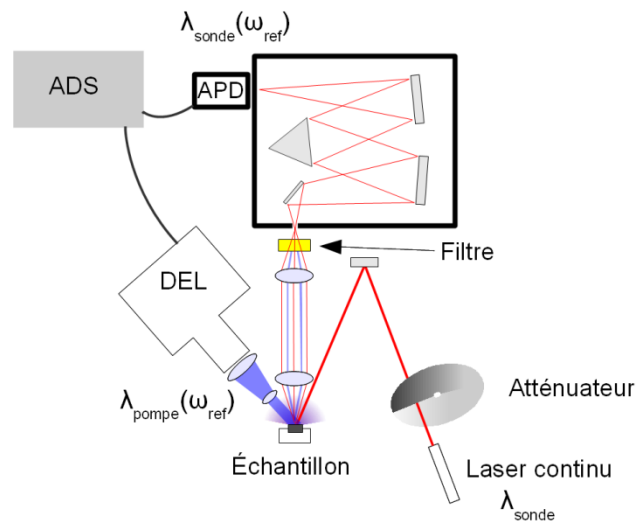


Figure 39 : Montage pour les mesures de réflectivité photo-induite résolue en fréquence.

Les mesures ont été effectuées sur la surface en b-Si de quelques échantillons, mais pour rendre l'optimisation des paramètres du montage et de la prise de mesures plus facile le signal de photoréflectivité a été recherché sur un échantillon de silicium cristallin lisse et non-implanté. Ceci visait à valider le principe de l'expérience en utilisant un échantillon moins exotique que le b-Si implanté. L'échantillon provient d'une tranche de type P avec une résistivité  $\rho > 1 \Omega \cdot \text{cm}$  (équivalant à une concentration de bore d'environ  $1.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  et une durée de vie des porteurs minoritaires de l'ordre de 20  $\mu\text{s}$ , d'après l'équation (9)). Une face est polie et l'autre est gravée chimiquement. Puisque la tranche a été fabriquée selon le



procédé de Czochralski, on doit s'attendre à une concentration d'oxygène de l'ordre de  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  [64].

L'irradiance de la DEL bleue ( $\lambda_{\text{max}} = 470 \text{nm}$ ) a été mesurée à l'emplacement de l'échantillon à l'aide d'un puissance-mètre et vaut  $6 \pm 1 \text{ mW/cm}^2$ , soit un flux de photons d'environ  $1,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . 95 % des photons non-réfléchis seront absorbés dans les premiers 1,75 microns de l'échantillon, générant des paires électrons-trous. Le faisceau laser a été atténué jusqu'à  $4 \pm 2 \mu\text{W/cm}^2$ , ce qui nous assure que l'échantillon est significativement plus excité par la pompe que par la sonde. De plus, la taille du faisceau-sonde est plus petite que la région éclairée par la pompe.

Les spectres d'émission du laser et de la DEL bleue ont été pris séparément en utilisant le détecteur APD. Le bruit de fond lorsque les deux sources lumineuses sont bloquées avoisine  $1 \mu\text{V}$  dans ces conditions (il y aura plus de détails sur le bruit dans la section suivante). La Figure 40 montre les spectres pris avec la surface rugueuse du silicium cristallin comme échantillon à analyser. La surface rugueuse a été utilisée ici pour illustrer un effet indésirable de la réflexion diffuse, propre au silicium noir. En effet, le principe de l'expérience repose sur une isolation complète du détecteur avec la lumière provenant de la pompe, c'est pourquoi un spectromètre et un filtre sont utilisés. Cependant, il semble que la DEL émette une faible lueur blanche en plus de sa distribution bleue centrée à  $470 \text{nm}$  : lorsque les spectres avec et sans filtre sont comparés, il apparaît que le filtre abaisse efficacement l'amplitude du signal à son niveau d'obscurité ( $1 \mu\text{V}$ ) pour les longueurs d'ondes plus petite que  $550 \text{nm}$ . Au-delà de  $550 \text{nm}$ , le filtre laisse donc passer un signal de  $10 \mu\text{V}$ , même autour de  $630 \text{nm}$ , la région d'observation de la sonde. Puisque ce signal est toujours à la fréquence de référence, il risque de cacher le signal recherché.

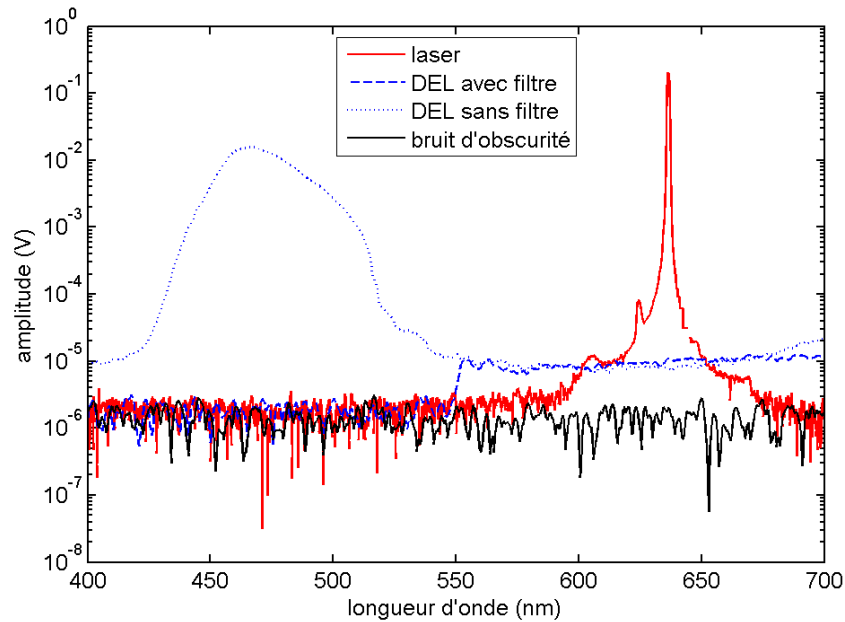


Figure 40 : Utilisation de la réflexion diffuse provenant de la surface rugueuse du c-Si pour caractériser l'émission de la pompe (en bleu) ainsi que la sonde (en rouge). Le niveau de bruit de l'APD dans l'obscurité avoisine  $1\mu\text{V}$ , et le plus grand signal acceptable à l'ADS est  $1\text{V}$ . On remarque que l'utilisation du filtre bloque complètement l'émission bleue mais est inefficace pour enlever le  $10\mu\text{V}$  de bruit uniforme qui vient contaminer la région où la sonde est observée.

### 3.2.2 Sources de bruits

Il faut porter une attention particulière aux bruits qui sont à la même fréquence que la fréquence de modulation de la pompe, car ils ne seront pas filtrés à l'ADS et risquent d'éclipser complètement le signal recherché. Le tableau suivant sert à illustrer les trois bruits de fond principaux qui rivalisent avec le signal de photo-réflexivité. On peut isoler chaque source de bruit en prenant des spectres pour les quatre combinaisons d'opération possibles de la sonde et la pompe.

		Sonde	
		fermée	allumée
Pompe	fermée	Autres bruits	Bruit sonde Autres bruits
	allumée	Bruit pompe Autres bruits	Signal Photo-Réflexivité Bruit sonde Bruit pompe Autres bruits

Tableau 8 : Contribution des différents types de bruits de fond selon les conditions expérimentales.

Avec une soustraction adéquate des spectres pris dans ces quatre conditions, il est possible d'isoler le signal de réflectivité photo-induite, mais sachant que les incertitudes et les fluctuations vont s'additionner dans l'opération, il est nécessaire de minimiser chacun des bruits et de les connaître avec précision. Nous allons décrire chacun de ces trois bruits.

**1 : Bruit de la pompe :** Ce bruit représente la partie de la lumière provenant de la pompe et atteignant d'une manière ou d'une autre le détecteur. Puisque le b-Si est rugueux, la lumière est diffusée au lieu d'être réfléchi de façon spéculaire, ce qui implique que les lentilles captent autant la lumière de la sonde que de la pompe. Grâce au monochromateur, on peut protéger le détecteur de la lumière bleue de la pompe en sélectionnant la longueur d'onde du laser (636nm). De plus, un filtre optique passe-bas (550nm) empêche l'intense émission de la pompe centrée à 470nm d'entrer et d'augmenter la lumière parasite dans le monochromateur. Cependant, ces précautions ne sont pas suffisantes car, en plus de la large émission centrée à 470nm, la source DEL semble présenter un spectre d'émission continue (visible à la Figure 40) qui n'est pas bloqué par le filtre. On doit donc conclure que la pompe émet un très faible signal modulé à la longueur d'onde de la sonde, qui sera capté par le détecteur et l'ADS. Il serait possible de l'éliminer en gardant le filtre passe-bas à l'entrée du monochromateur mais en ajoutant un filtre passe-haut entre la DEL et l'échantillon. Par contre, lorsque l'échantillon présente une surface lisse, il n'y a pas ce

problème car l'angle d'incidence de la pompe est différent de celui de la sonde, donc seul le trajet optique passant par la sonde atteint la fente du monochromateur.

**2 : Autres bruits :** Les bruits de cette catégorie incluent les interférences électromagnétiques entre les appareils du laboratoire, le détecteur et les câbles, etc. Cela inclut aussi les instabilités du réseau électrique ou les oscillations du potentiel de la terre (*ground loops*). Pour maintenir le niveau de bruit de fond constant, la sonde et la pompe sont toujours allumées et au besoin leur lumière est bloquée physiquement pour les « éteindre ». Ainsi, l'environnement électromagnétique (non-optique) du laboratoire est identique pour toutes les combinaisons de mesures. La plus importante source de bruit de cette catégorie est encore l'équipement connexe à la DEL car il émet toujours à la fréquence de référence. La DEL est donc responsable d'un bruit « optique » ainsi que d'un bruit « électronique ». Le bruit électronique peut être considérablement réduit en déconnectant le filtre neutre de son bloc d'alimentation.

**3 : Bruit de la sonde :** Lorsque l'échantillon est sondé en continu par la diode laser, le faisceau laser réfléchi tombe sur la photodiode à avalanche. Il y a donc un fort signal constant ( $\sim 100\text{mV DC}$ ) généré par le détecteur illuminé qui doit être filtré par l'ADS. Ce signal doit être le plus fort possible afin que la modulation ( $\Delta R$ ) soit détectable, sans toutefois surcharger l'ADS ( $>1\text{ V}$ ). Puisque le signal modulé ainsi que les bruits s'observent à une échelle de sensibilité de  $10\ \mu\text{V}$  à  $20\ \mu\text{V}$ , il faut au moins  $100\text{dB}$  de réserve dynamique pour ne pas que ce signal constant se détecte à la fréquence de référence. L'ADS possède suffisamment de réserve dynamique pour observer aux autres fréquences sans être dérangé par ce fort signal. Par contre, le grand photocourant qui circule dans le détecteur APD lorsque la sonde est allumée signifie que l'on opère dans un autre régime de bruit de fond; qui est dominé par le bruit de grenaille plutôt que par le bruit d'obscurité. Le bruit de grenaille (*shot noise*) est de la forme  $\overline{\Delta I^2} = 2qI\Delta\nu$  ce qui signifie que la variance des fluctuations du courant observé avec une bande passante d'échantillonnage étroite  $\Delta\nu$  est proportionnelle au courant électrique moyen  $I$  circulant en continu (DC) dans le dispositif (ici la photodiode) [16, p. 888]. Ce bruit produit par le

détecteur lorsqu'il est illuminé sera toujours observé à n'importe quelle fréquence de référence car il a une distribution spectrale uniforme (c'est un bruit blanc). Pour réduire ce bruit il faut donc réduire la bande passante équivalente de bruit (habituellement noté NEBW pour *Noise Equivalent Bandwidth*) de l'ADS en augmentant le temps caractéristique et le nombre de filtre passe-bas. Les mesures les plus poussées pour observer un signal de photoréflexivité utilisaient les quatre étages de filtres (ce qui cause une atténuation de 24dB/oct autour de la fréquence de référence) avec un temps caractéristique de 10 s. Ceci correspond à une bande passante équivalente de bruit très étroite (NEBW = 0.0078 Hz) et un temps d'attente de 100 secondes à chaque point avant même de commencer l'acquisition [65].

L'équation décrivant le bruit dans un détecteur à avalanche tel qu'utilisé est la suivante [66]:

$$I_{bruit} = \sqrt{2q(I_{ds} + (I_{db} \cdot M^2 + P_s \cdot R_0(\lambda) \cdot M^2) \cdot F) \cdot NEBW} \quad (26)$$

Où  $I_{ds}$  est le courant d'obscurité généré à la surface de la diode,  $I_{db}$  est le courant d'obscurité généré dans le volume de la diode,  $M$  est le facteur de gain du détecteur (ici  $M = 30$ ).  $P_s$  et  $R_0(\lambda)$  représentent la puissance lumineuse incidente et la sensibilité du détecteur avant le gain (ou avec un gain égal à 1) et  $F$  est le facteur de bruit en excès (qui n'est pas connu dans ce cas). Le bruit dans le détecteur est nécessairement plus grand quand il est fortement illuminé car le photocourant  $P_s \cdot R_0$  est un courant beaucoup plus grand que les courants d'obscurité. On ne peut donc pas éviter le bruit de grenaille lorsque le faisceau sonde est en fonction mais on peut réduire son importance en diminuant le plus possible ENBW. Ce bruit est négligeable devant le signal de réflexion de la sonde à 0 Hz ( $\sim 100$  mV) mais pas nécessairement devant les bruits de fond et le signal de photoréflexivité qui sont inférieurs à 10  $\mu$ V et se trouvent à des fréquences non-nulles. Le bruit de grenaille a une distribution de poisson, c'est-à-dire que sa variance est égale à sa

moyenne. Ceci explique pourquoi le niveau de bruit et les fluctuations sont plus importants quand la sonde est ouverte, à moins de réduire suffisamment la bande passante équivalente de bruit.

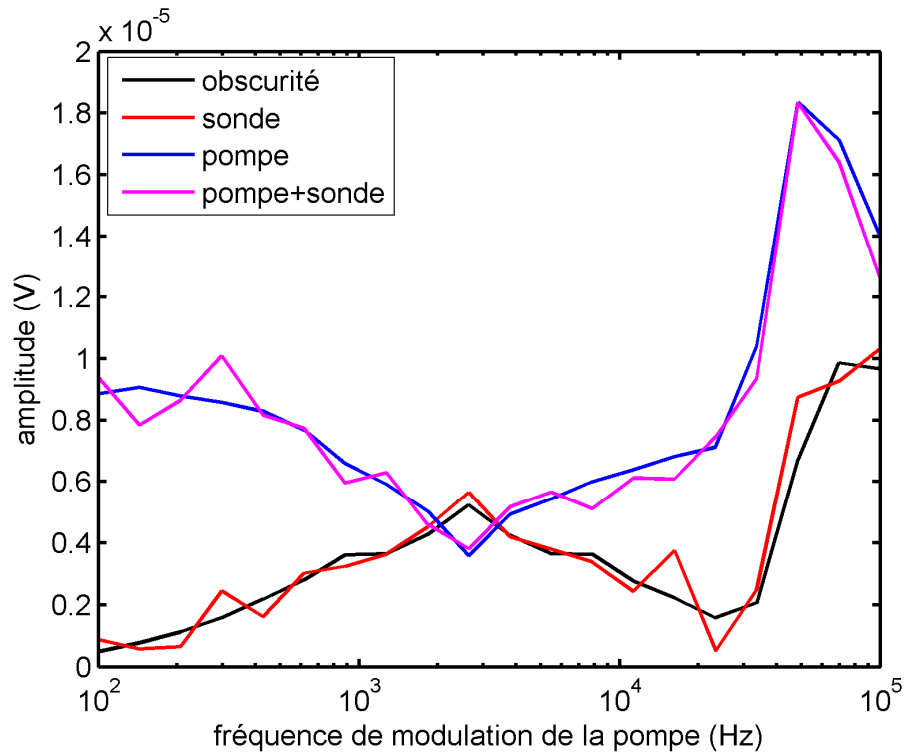


Figure 41 : Mesures de réflectivité photo induite de l'échantillon de b-Si implanté à moyenne fluence, moyenne énergie.

### 3.2.3 Résultats

Aucune mesure prise avec ce montage n'a permis de mesurer la durée de vie malgré plusieurs corrections du montage et une recherche des paramètres optimaux. Quelques données seront quand même présentées. La Figure 41 montre les données brutes pour les spectres du silicium noir implanté à moyenne fluence et moyenne énergie. On y voit la norme du signal capté à la fréquence de référence pour les quatre combinaisons possibles. La constante de temps de l'ADS est fixée à 1 sec (filtre 24dB/oct, réserve maximum,

sensibilité de  $20 \mu\text{V}$ ) et chaque point est la moyenne de 1000 mesures indépendantes. On remarque, à environ 3 kHz, une bosse causée par l'alimentation électrique de la source DEL. Cette bosse est présente sur les quatre courbes, sauf que le bruit est déphasé de  $180^\circ$  par rapport à l'*output* lumineux, c'est pourquoi le bruit de fond « optique » (courbe bleue) est minimum à 3 kHz alors que le bruit à l'obscurité est maximum. On voit aussi à 50kHz la réponse optique de la DEL qui double d'amplitude. Ceci arrive lorsque la DEL est modulée avec une trop grande amplitude (10 V). En raison de la faible intensité de la pompe, il est nécessaire d'avoir la plus grande modulation possible, même si cela compromet l'uniformité de la réponse en fréquence de la pompe. Il y a un signal à environ  $9\mu\text{V}$  lorsque la pompe est allumée, en raison de la réflexion diffuse de la lumière sur l'échantillon de b-Si, qui se retrouve dans le monochromateur. L'origine de ce bruit a été discutée à l'aide de la Figure 40 et peut s'éliminer avec un échantillon lisse.

Finalement, on remarque que les spectres avec la sonde allumée suivent de près les spectres semblables où la sonde est éteinte (la courbe rouge avec noire, ainsi que la courbe magenta avec la bleue). Les fluctuations statistiques sont plus importantes en raison du bruit de grenaille qui est nécessairement plus grand dans les conditions d'illumination. Aucune réflectivité photo induite n'est donc visible dans ces mesures.

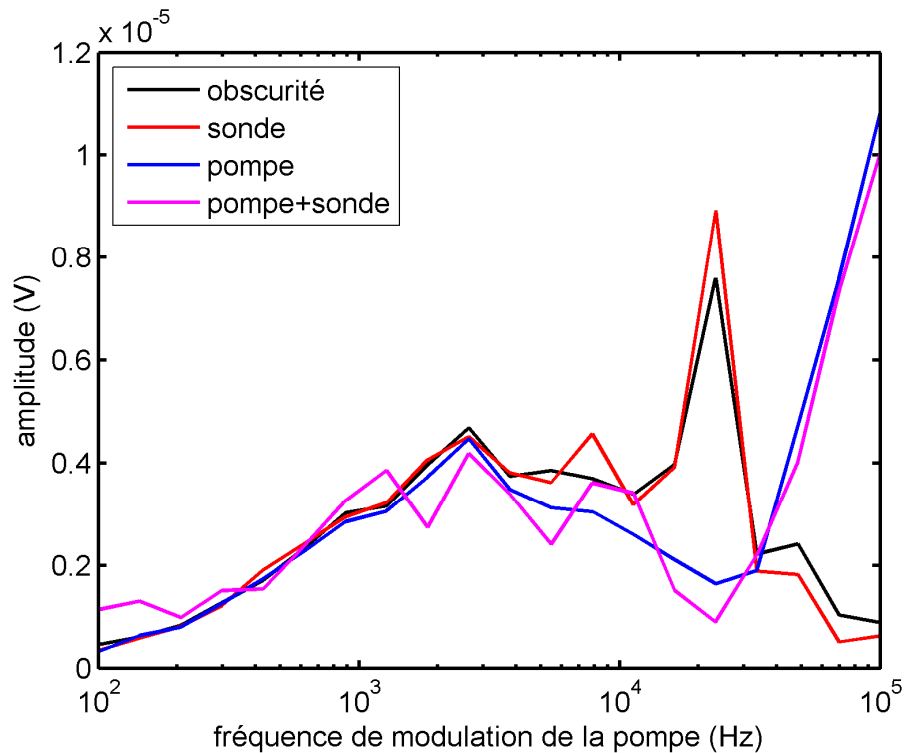


Figure 42 : Mesures de bruits de fond et réflectivité photo induite pour un échantillon de c-Si à la surface polie.

La Figure 42 montre un essai avec le silicium cristallin. La constante de temps a été élevée à 10s. Le temps d'attente de 100 s avant la prise des 1000 mesures pour chaque point aide à stabiliser les fluctuations statistiques. La surface lisse de l'échantillon fait en sorte que la lumière parasite de la pompe n'atteint pas le détecteur, c'est pourquoi le bruit optique associé à la pompe est réduit. On peut faire la même observation que pour la Figure 41, soit qu'en règle générale la courbe pompe+sonde peut s'expliquer par la somme (en tenant compte de la phase) du bruit de la pompe, du bruit de la sonde ainsi que des autres bruits (voir tableau). Le léger excès de signal à basse fréquence visible sur le spectre sonde+pompe (en magenta) n'est pas très convaincant en raison des grandes fluctuations présentes à plus haute fréquence. Le petit nombre de points (20 par courbes) et l'impossibilité d'estimer l'écart-type de la valeur moyenne des mesures est certainement un grand désavantage lorsqu'il s'agit de détecter un très petit signal. La stabilité du montage



au cours du temps constitue lui aussi une préoccupation : puisque chaque spectre prend plus d'une heure à mesurer, il s'écoule plus de quatre heures entre le premier point de la courbe d'obscurité et le dernier point de la courbe de la pompe. Pendant ce temps le signal DC de la réflexion de la sonde sur la photodiode a commencé à 107 mV, a baissé à 80 mV puis a terminé à 128 mV, alors que les batteries qui fournissent la tension au module de la photodiode étaient pleinement rechargées et leur tension n'a pas changé (15,5V et 15,6V au début, pour 15,5 V et 15,9 V à la fin). Ces détails ne sont peut-être pas pertinents, mais tout doit être fait pour garantir le même bruit de fond pour chaque spectre.

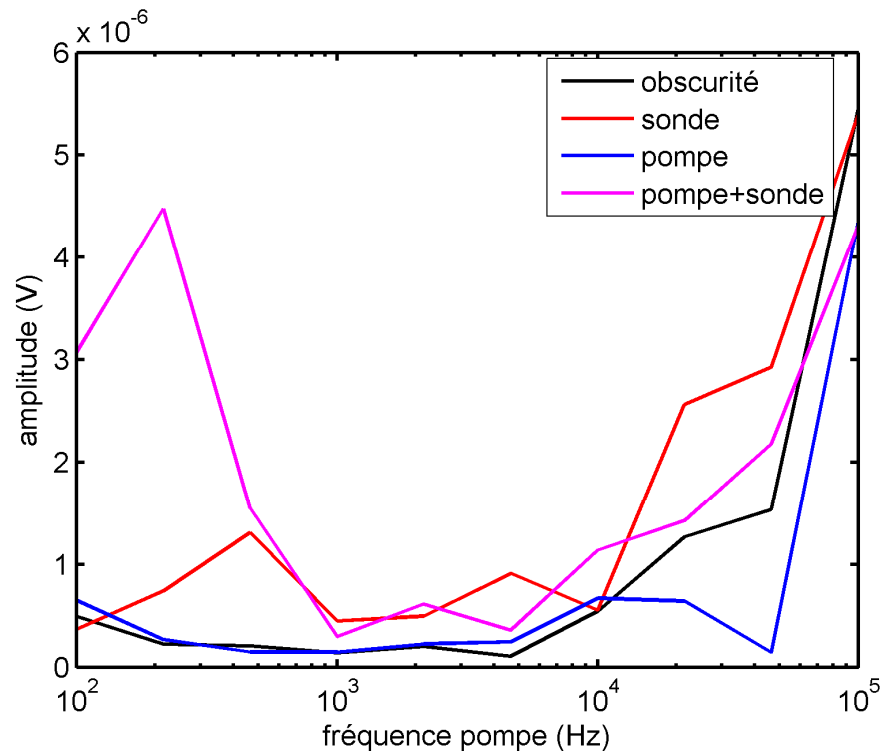


Figure 43 : Dernière tentative sur silicium cristallin pour observer la réflexion photo-induite. Il semble y avoir un signal significatif à basse fréquence.

La Figure 43 montre l'ultime tentative de trouver un signal. L'échantillon étudié est encore la surface lisse d'une tranche cristalline. Le nombre de points a été réduit à 10 par courbe pour économiser du temps mais la constante de temps était de 10 s pour réduire l'influence du bruit de grenaille. Le bruit électronique de la pompe (centré à 3 kHz) est

maintenant absent puisque cette fois le problème de mise à la terre a été résolu. La surface lisse de l'échantillon fait en sorte que la courbe bleu est près de la courbe noire.

Ainsi, les sources de bruits sont réduites au minimum. À très basse fréquence (100 Hz et 215 Hz) il y a une différence significative pour la courbe correspondante aux mesures avec pompe et sonde allumées. À supposer que ce soit le signal recherché, cela correspondrait à une fréquence de coupure inférieure à 500 Hz, donc une durée de vie effective supérieure à 2 ms. De plus, un signal d'une amplitude de 3  $\mu\text{V}$  correspond à un  $\Delta R/R \approx -3 \times 10^{-5}$ . Il est difficile de réconcilier ces valeurs avec ce que nous connaissons de l'échantillon et du montage. Premièrement, une durée de vie effective de 2 ms semble très longue pour une tranche CZ de 1  $\Omega \cdot \text{cm}$  n'ayant subi aucun traitement spécial de la surface autre qu'un lavage à l'acétone. Normalement, il faut prendre des précautions et employer des traitements spéciaux sur du silicium de bonne qualité pour atteindre des valeurs aussi élevées [42]. Deuxièmement, pour qu'un signal ait cette amplitude, il faudrait une injection de porteurs de l'ordre de  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ . De toute façon, il semble que la pompe ne soit pas assez puissante pour générer une densité de porteurs aussi grande que celle pouvant occasionner une réflectivité photo-induite de cet ordre, même si on concédait une durée de vie longue et une passivation parfaite. La prochaine section va tâcher de montrer comment nous parvenons à cette conclusion.

### 3.2.4 Discussion

#### Résultats attendus

En régime continu, c'est-à-dire sous illumination constante ou modulée très lentement par rapport à la durée de vie, la solution de l'équation (13) pour la densité  $N(x)$  de porteurs en excès est :

$$N(x) = \frac{\tau \alpha_0 \Phi (1 - R) \lambda_p e^{-\alpha x}}{hc(1 - \alpha_0^2 L^2)} + C_1 e^{\frac{x}{L}} + C_2 e^{-\frac{x}{L}}. \quad (27)$$

Avec  $L$  définit comme étant la longueur de diffusion ( $L = \sqrt{D\tau}$ ). Ceci nous permet de calculer le signal attendu dans la limite des basses fréquences de modulation. Le coefficient d'absorption pour la pompe à 470 nm est  $1,72 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  [55] avec  $D = 36 \text{ cm}^2/\text{s}$ .  $R = 0.05$  pour le silicium noir et  $R = 0.4$  pour le silicium cristallin à angle d'incidence normale. Les coefficients  $C_1$  et  $C_2$  se trouvent analytiquement en résolvant les équations des conditions aux limites (équation (14)) :

$$C_1 = \frac{\left(\frac{1}{L} + \frac{S}{D}\right)}{\left(\frac{1}{L} - \frac{S}{D}\right)} C_2 + \frac{\Phi\alpha(1-R)}{D\left(\frac{1}{L^2} - \alpha^2\right)\left(\frac{1}{L} - \frac{S}{D}\right)} \quad (28)$$

et

$$C_2 = \frac{\Phi\alpha(1-R)}{D\left(\frac{1}{L^2} - \alpha^2\right)} \left[ \frac{\left(\alpha - \frac{S}{D}\right)\left(\frac{1}{L} - \frac{S}{D}\right)e^{-\alpha d} - \left(\alpha + \frac{S}{D}\right)\left(\frac{1}{L} + \frac{S}{D}\right)e^{\frac{d}{L}}}{\left(\frac{1}{L} + \frac{S}{D}\right)^2 e^{\frac{d}{L}} - \left(\frac{1}{L} - \frac{S}{D}\right)^2 e^{-\frac{d}{L}}} \right] \quad (29)$$

où  $\Phi$  est le flux de photons incidents provenant de la pompe,  $S$  est la vitesse de recombinaison de surface et  $d$  est l'épaisseur de l'échantillon.

La durée de vie pour des tranches faites par croissance CZ de type P dopé avec du bore et avec une résistivité de  $1 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$  tel qu'utilisé est normalement entre 10 et 40  $\mu\text{s}$  [67]. La vitesse de recombinaison pour ces tranches laissées à elles-mêmes vaut  $1,3 \times 10^5 \text{ cm/s}$  [47], ce qui est très élevé et complique les mesures car cela diminue la durée de vie effective et réduit aussi l'amplitude du signal. En effet, pour l'échantillon de Si cristallin placé dans les conditions expérimentales décrites plus tôt, à l'aide des équations 27 à 29 on retrouve une densité de porteurs en excès à la surface de  $N(x=0) = 6.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (si  $\tau = 20 \text{ } \mu\text{s}$  et  $S = 1.3 \times 10^5 \text{ cm/s}$ ) ce qui est à peine supérieur à la concentration de porteurs dans le silicium intrinsèque. Avec une passivation correcte ( $S = 3000 \text{ cm/s}$  atteignable immédiatement après trempage HF) on peut augmenter  $N(0) = 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Avec du silicium cristallin (Float Zone) à haute résistivité et passivé ( $\tau = 1000 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $S = 10 \text{ cm/s}$ )

on obtient une injection de  $1,3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  à la surface. Même cette dernière valeur ne parvient qu'à apporter un changement dans l'indice de réflexion de  $\Delta R/R = -6 \times 10^{-9}$ , ce qui est indétectable dans le montage actuel. Dans le cas du silicium noir, la difficulté est accrue du fait de la réflexion diffuse qui affaiblit la réflexion continue et empêche d'utiliser l'angle de Brewster pour amplifier le signal d'environ un facteur 5.

### **Améliorations et alternatives :**

Il est maintenant évident que les expériences de mesures de la durée de vie telles qu'effectuées dans ce projet sont inadéquates pour accomplir la tâche voulue. Cela ne veut pas dire que ces mesures sont absolument impossibles à effectuer, mais plutôt que plusieurs handicaps majeurs n'ont pas pu être surmontés dans les délais prescrits. Le problème de la passivation des surfaces n'a pas encore été étudié sur le silicium noir tel que fabriqué par le *Mazur Group*, mais a été développé pour d'autres types de silicium noir [68]. Puisque la passivation des échantillons silicium noir demanderait beaucoup de tentatives et de contrôle avant de trouver un procédé et une recette efficace et stable, il manquait de temps et d'échantillons pour pouvoir envisager cet aspect. Il était apparent dès le départ que ces mesures présenteraient des problèmes, sachant le type d'échantillon à étudier ainsi que l'équipement disponible, c'est pourquoi nos efforts se sont concentrés sur la fabrication et la caractérisation des détecteurs.

Il faudrait une pompe 100 à 1000 fois plus intense pour atteindre le  $\Delta R/R \sim 10^{-5}$  qui est nécessaire pour obtenir un signal comparable aux bruits de fond. Un laser pourrait injecter suffisamment de porteurs, mais il faudrait alors trouver un moyen de le moduler à fréquence variable à l'aide d'un modulateur acousto-optique par exemple. La limitation de la bande passante des instruments à 100 kHz constitue également une sérieuse limitation car elle permet de mesurer uniquement les durées de vie (effectives) plus longues que 100  $\mu\text{s}$ . Une alternative évidente serait d'utiliser les lasers pulsés et de passer en résolution

temporelle. La durée de vie recherchée est probablement plus longue que la nanoseconde (tel le silicium très dopé), mais plus court que 100  $\mu\text{s}$ . Une méthode qui a été utilisée avec succès pour ces domaines de temps utilise un photodétecteur et un amplificateur rapide (bande passante 300 MHz) et enregistre le signal transitoire sur un oscilloscope qui enregistre à un taux d'échantillonnage de 100 MHz [69]. Ceci permet d'utiliser une sonde continue et de ne pas être contraint par les lignes de délais.

Un autre choix judicieux pour faire des mesures optiques serait de remplacer le silicium noir par du « silicium rose » (*pink silicon*). Le silicium rose est fabriqué de la même façon que le noir, sauf que la fluence du laser femto-seconde est baissée sous le seuil d'ablation, ce qui empêche la formation des pics microscopiques. La surface reste ainsi réfléchissante tout en ayant une bonne concentration de soufre. Il serait beaucoup plus facile d'étudier optiquement ce matériau au lieu du silicium noir.

## Conclusion

Une dizaine de photodétecteurs simples ont été fabriqués à partir de silicium noir. Neuf de ces détecteurs ont préalablement été implantés d'ions de silicium (300 keV et 1500 keV) ou de protons (2 MeV) afin de créer des défauts cristallins qui provoquent des niveaux d'énergies accessibles dans la bande interdite, ce qui accroît le taux de recombinaison SRH. L'électrode sur le silicium noir a été fabriqué en évaporant du chrome et de l'or sur un motif photolithographique et en procédant à un *lift-off*. Malgré le fait que la fabrication des détecteurs s'est faite selon les mêmes spécifications que celles établies précédemment pour obtenir des détecteurs très sensibles, le détecteur non-implanté n'est pratiquement pas photosensible et il présente une relation courant-tension parfaitement ohmique. Cependant, les détecteurs implantés présentent une meilleure rectification, leur résistance dynamique en polarisation inverse est plus élevée et ils sont plus sensibles. Lorsque la portée des ions est près de la profondeur de la jonction N<sup>+</sup>/N, les effets décrits ci-haut sont très prononcés et apparaissent dès  $10^{11}$  ions/cm<sup>2</sup>. Ces détecteurs ont une efficacité quantique externe d'environ 20 %, alors que le détecteur-contrôle a une EQE ne dépassant pas 0,1 % à 900 nm. L'implantation ionique a aussi permis d'augmenter la fréquence de coupure des détecteurs. En polarisation inverse (-0,50 V), tous les détecteurs implantés ont une fréquence de coupure plus grande que le détecteur-contrôle, dont la valeur est  $4,45 \pm 0,03$  kHz. Quatre détecteurs sur les neuf qui ont été implantés ont une fréquence de coupure dépassant 100 kHz. Il est possible d'interpréter cette augmentation de la fréquence de coupure comme étant lié à une diminution de la durée de vie des porteurs photo-générés, en se basant sur la réponse en fréquence théorique d'un photoconducteur.

L'autre volet du projet de recherche consistait à mesurer directement la durée de vie des porteurs dans le silicium noir. Une technique pompe-sonde employant une sonde continue et une diode électroluminescente modulée de 100 Hz à 100 kHz a été employée afin de déterminer la dépendance en fréquence de la transmission photo-induite ou de la réflexion photo-induite. En raison de plusieurs sources de bruits, d'une pompe trop faible,

d'échantillons non-passivés, et d'une fréquence de modulation limitée à 100 kHz, il n'a pas été possible de détecter un signal. Puisque les mesures optiques directes de la durée de vie dans les échantillons de silicium noir implantés n'ont pas fonctionné, il est difficile de confirmer les mesures de durée de vie obtenue en interprétant les fréquences de coupure des détecteurs. La réponse en fréquence des détecteurs est probablement limitée par d'autres facteurs. Ainsi, la durée de vie n'est toujours pas connue dans le silicium noir, qu'il soit implanté ou non.

L'implantation de protons à 2 MeV d'énergie a créé des détecteurs pour qui le sens de circulation du photocourant en court-circuit dépend de la longueur d'onde. Cette particularité a permis d'élaborer un modèle qui décrit quantitativement le photocourant en fonction de la longueur d'onde et qui peut s'appliquer aux autres détecteurs. Bien que le mécanisme exact de fonctionnement n'est pas explicité en détails, ce modèle suggère que la photo-génération ayant lieu dans le silicium noir ne contribue pas du tout ou très peu au photocourant. Le fait peut s'expliquer en invoquant la recombinaison presque immédiate des porteurs générés dans le silicium noir ou à la surface, ce qui empêche la collecte de ces porteurs aux électrodes. L'hypothèse est justifiée en raison de l'énorme quantité d'impuretés présente naturellement dans le silicium noir. Ceci pourrait aussi expliquer pourquoi la forte absorptance optique du silicium noir à plus de 1,1 micron n'est pas accompagnée par une photosensibilité aussi forte des détecteurs. En fin de compte, il semble que d'autres expériences seraient nécessaires pour mieux comprendre l'influence des défauts cristallins sur le fonctionnement des détecteurs en silicium noir. Le développement d'une méthode pour passiver la surface du silicium noir est recommandée afin de réduire la vitesse de recombinaison de surface. Un autre choix de conception des détecteurs, à la manière des détecteurs à photoconductivité MSM (*metal-semiconductor-metal*) par exemple, pourrait aussi permettre l'amélioration de la sensibilité infrarouge et de la fréquence de coupure en réduisant considérablement la distance à parcourir des porteurs dans le silicium noir. Finalement, des techniques plus adaptées au type d'échantillon étudié devraient être employées pour mesurer la durée de vie.





## Bibliographie

- [1] Z. Huang, J. E. Carey et M. Liu, “Microstructured silicon photodetector”, *Applied Physics Letters* 89, 033506, 2006.
- [2] J. E. Carey, C. H. Crouch, M. Shen et E. Mazur, “Visible and near-infrared responsivity of femtosecond-laser microstructured silicon photodiodes”, *Optics Letters*, vol. 30, no 114, p. 1773, 2005.
- [3] R. A. Myers, R. Farrell, A. M. Karger, J. E. Carey et E. Mazur, “Enhancing near-infrared avalanche photodiode performance by femtosecond laser microstructuring” *Applied Optics*, vol. 45, no 135, p. 8825, 2006.
- [4] J. E. Carey, Femtosecond-laser Microstructuring of Silicon for Novel Optoelectronic Devices, Thèse de Doctorat: Harvard University, 2004.
- [5] R. Messier, K. Vedam et S. Krishnaswamy, “Black germanium selective absorber surfaces”, Final Report, 1 Sep. 1978 - 30 Jun. 1979 Pennsylvania State Univ., University Park. Materials Research Labs., 1979.
- [6] R. Messier et I. S. T. Tsong, “Black aSi:H sputtered films for photovoltaic solar cells” Final Technical Report, 15 May 1979 - 15 May 1980 Pennsylvania State Univ., University Park. Materials Research Lab., 1979.
- [7] H. Jansen, M. Boer et R. Legtenberg, “The black silicon method: a universal method for determining parameter settings of a fluorine-based reactive ion etcher in deep silicon trench etching with control.” *Journal of Micromechanics and Microengineering* 5, pp. 115-120, 1995.
- [8] T.-H. Her, R. J. Finlay, C. Wu, S. Deliwala et E. Mazur, “Microstructuring of silicon with femtosecond laser pulses”, *Appl. Phys. Lett.* 73, p. 1673, 1998.
- [9] M. T. Winkler, Non-Equilibrium Chalcogen Concentrations in Silicon: Physical Structure, Electronic Transport, and Photovoltaic Potential, Thèse de Doctorat: Harvard University, 2009.
- [10] C. Wu, C. H. Crouch et L. Zhao, “Near-unity below-band-gap absorption by

- microstructured silicon”, *Appl. Phys. Lett.* 78, p. 1850, 2001.
- [11] R. J. Keyes, Topics in Applied Physics Vol. 19 Optical and Infrared Detectors, New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1977.
- [12] R. A. Myers, R. Farrell, A. M. Karger, J. E. Carey et E. Mazur, “Enhancing near-infrared avalanche photodiode performance by femtosecond laser microstructuring” *Applied Optics*, vol. 45, no 135, p. 8825, 10 December 2006.
- [13] B. R. Tull, J. E. Carey, E. Mazur, J. P. McDonald et S. M. Yalisove, “Silicon Surface Morphologies After Femtosecond Laser Irradiation”, *MRS Bulletin Vol. 31*, pp. 627-633, 2006.
- [14] S. Harmer et P. D. Townsend , “The role of laser surface patterning for enhanced optical absorptance of ‘black silicon’”, *Journal of Modern Optics Vol. 50, no 2*, pp. 185-197, 2003.
- [15] T. G. Kim, J. M. Warrender et M. J. Aziz, “Strong sub-band-gap infrared absorption in silicon supersaturated with sulfur”, *Appl. Phys. Lett.* 88, p. 241902, 2006.
- [16] K. W. Böer, Survey of Semiconductor Physics: electrons and other particles in bulk semiconductors, New York: Van Nostran Reinhold, 1990.
- [17] W. Shockley et W. T. Read, “Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons” *Physical Review*, vol. 87, no 15, pp. 835-842, 1952.
- [18] R. N. Hall, “Electron-Hole Recombination in Germanium”, *Physical Review*, vol. 87, no 12, p. 387, 1952.
- [19] V. K. Khanna, “Review: Physical understanding and technological control of carrier lifetimes in semiconductor materials and devices: A critique of conceptual development, state of the art and applications”, *Progress in Quantum Electronics 29*, pp. 59-163, 2005.
- [20] A. Zouari et A. Ben Arab, “Effect of the front surface field on crystalline silicon solar cell efficiency”, *Renewable Energy 36*, pp. 1663-1670, 2011.
- [21] E. H. Rhoderick, Metal-Semiconductor Contacts, Oxford: Clarendon Press, 1978.

- [22] J. Singh, *Semiconductor Devices; An introduction*, New York: McGraw-Hill, 1994.
- [23] S. Sze, *Physics of semiconductor devices*, second edition, New York: John Wiley & sons, 1981.
- [24] OSI Optoelectronics, "Photodiode Characteristics", [En ligne]. Available: <http://www.osioptoelectronics.com/application-notes/AN-Photodiode-Parameters-Characteristics.pdf>. [Accès le 28 fevrier 2013].
- [25] D. T. Stevenson et R. J. Keyes, "Measurement of Carrier Lifetimes in Germanium and Silicon", *Journal of Applied Physics*, vol. 26, no 12, p. 190, 1955.
- [26] D. E. Ioannou, "Analysis of the Photocurrent Decay (PCD) Method for Measuring Minority-Carrier Lifetime in Solar Cells", *IEEE transactions on electron devices*, Vols. ED-30, no 112, p. 1834, 1983.
- [27] T. Pisarkiewicz, "Photodecay method in investigation of materials and photovoltaic structures", *Opto-Electronics Review*, vol. 12, no 11, pp. 33-40, 2004.
- [28] G. D. Watkins, "Intrinsic defects in silicon", *Materials Science in Semiconductor Processing 3*, pp. 227-235, 2000.
- [29] M. Levinshtein, S. Rumyantsev et M. Shur, *Handbook Series on Semiconductor Parameters Vol. 1*, Singapour: World Scientific, 1996.
- [30] A. Mogro-Campero et R. Love, "Carrier Lifetime Reduction in Silicon by Proton Implantation Through MOS Structure", *J. Electrochem. Soc.: SOLID-STATE SCIENCES AND TECHNOLOGY*, pp. 2679-2683, novembre 1984.
- [31] D. Silber, W. D. Nowak, W. Wondrak, B. Thomas et H. Berg, "Improved dynamic properties of GTO-Thyristors and diodes by proton implantation", chez *Electron Devices Meeting, IEEE*, Frankfurt, 1985.
- [32] J. R. Davis, A. Rohatgi, P. Rai-Choudhury, P. Blais et R. H. Hopkins, chez *13th IEEE Photovoltaic Specialty Conference*, Washington DC, 1978.
- [33] S. Coffa, L. Calcagno, G. Calleri, G. Ferla et S. Campisano, "Gold implantation in silicon: diffusion studies and device applications", *Nuclear Instruments and Method in*

- Physics Research Section B: Beam Interaction with Materials and Atoms*, Vols. 37-38, pp. 296-298, 1989.
- [34] J.-W. Chen et A. Milnes, “Energy Levels in Silicon”, *Annu. Rev. Mater. Sci.*, pp. 10:157-228, 1980.
- [35] A. Lebedev, A. Mamadalimov et N. Sultanov, “Investigation of sulfur-doped silicon diodes exhibiting S-type negative resistance”, *Sov. Phys. Semicond.*, p. 5:17, 1971.
- [36] E. Antolin, A. Marti, J. Olea, D. Pastor, G. Gonzales-Diaz, I. Martil et A. Luque, “Lifetime recovery in ultrahighly titanium-doped silicon for the implementation of an intermediate band material” *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 042115, 2009.
- [37] M. T. Winkler, D. Recht, M. J. Sher, A. J. Said, E. Mazur et M. J. Aziz, “Insulator-to-Metal Transition in Sulfur-Doped Silicon” *Physical Review Letters*, vol. 106, p. 178701, 2011.
- [38] J. J. Krich, B. I. Halperin et A. Aspuru-Guzik, “Nonradiative lifetime in intermediate band photovoltaics - Absence of lifetime recovery” *Journal of Applied Physics*, vol. 112, p. 013707, 2012.
- [39] Semiconductor Equipment and Materials International (SEMI) Standards Program, *Contactless Carrier-Lifetime Measurement in Silicon Wafers, Ingots, and Blocks*, AUX017-0310E, 2010.
- [40] N. Henning, C. Berge et A. G. Aberle, “Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors” *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no 111, p. 6218, 1999.
- [41] R. A. Sinton, “Best Practice for Minority-Carrier Lifetime Measurements of Si Wafers” chez *23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, Valencia, 2008.
- [42] J.-W. A. Schuttauf, K. H. M. van der Werf, I. M. Kieler, W. G. J. van Sark, J. K. Rath et R. E. I. Schropp, “High quality crystalline silicon surface passivation by combined intrinsic and n-type hydrogenated amorphous silicon” *Applied Physics Letters* 99, p.

203503, 2011.

- [43] D. J. Michalak, Physics and chemistry of silicon surface passivation, Thèse de doctorat: California Institute of Technology, 2006.
- [44] K. Lauer, A. Laades, H. Übensee, H. Metzner et A. Lawerenz, “Detailed Analysis of the microwave-detected photoconductance decay in cristalline silicon” *J. Appl. Phys.* *104*, p. 104503, 2008.
- [45] M. Ghannam, S. Mahmoud et J. Nijs, “Modeling of power reflection in microwave detected photoconductance decay [in Si solar cells]” chez *Photovoltaic Energy Conversion, 1994., Conference Record of the Twenty Fourth. IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 1994, 1994 IEEE First World Conference on* , vol.2, 1994.
- [46] R. A. Sinton et A. Cuevas, “Contactless determination of current--voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data” *Appl. Phys. Lett.* *69*, p. 2510, 1996.
- [47] H. Mackel et A. Cuevas, “Determination of the Surface Recombination Velocity of Unpassivated Silicon from Spectral Photoconductance Measurements” *3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, p. 71, 2003.
- [48] L. Dloczik, O. Ileperuma, I. Lauermann et L. M. Peter, “Dynamic Response of Dye-Sensitized Nanocrystalline Solar Cells: Characterization by Intensity-Modulated Photocurrent Spectroscopy” *J. Phys. Chem. B* *101*, pp. 10281-10289, 1997.
- [49] H. Bergner, V. Brückner, L. Leine et M. Supianek, “Reflectivity and Transmittance Investigations of Photoexcited Charge Carriers in Silicon in the Picosecond Time Domain”, *Applied Physics A* *43*, pp. 97-104, 1987.
- [50] P. M. Fauchet, “Enhanced Sensitivity of Time-Resolved Reflectivity Measurements Near Brewster's Angle”, *IEEE JournalL of Quantum Electronics* *Vol. 25. no 5.*, p. 1072, 1989.
- [51] J. F. Ziegler, M. Ziegler et J. Biersack, “SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010)”, *Nucl. Instr. and Methods* *Vol. B268, Issues 11-12*, pp. p.1818-1823,

June 2010.

- [52] C. H. Crouch, J. E. Carey, M. Shen, E. Mazur et F. Y. Génin, “Infrared absorption by sulfur-doped silicon formed by femtosecond laser irradiation”, *Appl. Phys. A* 79, pp. 1635-1641, 2004.
- [53] Electro-Optical Systems, inc., “Spectral Response, PbS/PbSe series photodetectors”, 31 mai 2005. [En ligne]. [http://www.eosystems.com/pdf/PBS\\_PBSE\\_Spectral\\_Resposivity.pdf](http://www.eosystems.com/pdf/PBS_PBSE_Spectral_Resposivity.pdf). [Accès le 14 février 2013].
- [54] Hamamatsu, “APD Module C5460 series”, novembre 2010. [En ligne]. [http://sales.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c5460\\_series\\_kacc1010e06.pdf](http://sales.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c5460_series_kacc1010e06.pdf). [Accès le 14 février 2013].
- [55] A. M. Green et J. M. Keevers, “Optical properties of intrinsic silicon at 300 K”, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 3, pp. 189-192, 1995.
- [56] Thorlabs, “Four Wavelength High Power LED source, LED4Cxx series”, 8 nov 2011. [En ligne]. Available: <http://www.thorlabs.com/Thorcat/18900/LED4C48-Manual.pdf>. [Accès le 14 février 2013].
- [57] M. Shur, *Physics of semiconductor Devices*, New York: Prentice-Hall, 1990.
- [58] H. E. Green, “A simplified derivation of the capacitance of a two wire Transmission line,”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques*, vol. 47, no 13, pp. 365-366, 1999.
- [59] Pro Power Quality Cables, “RG58/RG59 Series Coaxial Cable Datasheet”, 30 mai 2005. [En ligne]. <http://datasheet.octopart.com/RG58BU-50M-Pro-datasheet-564768.pdf>. [Accès le 28 janvier 2013].
- [60] R. P. Andresen, “5SPICE Analysis Software”, 2012. [En ligne]. <http://www.5spice.com/index.htm>. [Accès le 29 janvier 2013].
- [61] L. W. Nagel et D. O. Pederson, “SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis)”, chez *16th Midwest Symp. on Circuit Theory, Memorandum No ERL-M382*, Berkeley, 1973.

- [62] S. Keipert, J. Carstensen et H. Foell, “FFT Photo Impedance Characterization of Semiconductors for Solar Application”, *ECS Transactions*, vol. 6, no 12, pp. 387-393, 2007.
- [63] J. R. Lakowicz, *Principles of Fluorescence Spectroscopy*, 3rd edition, New York: Springer, 2009.
- [64] R. C. Newman, “Oxygen diffusion and precipitation in Czochralski silicon”, *J. Phys.: Condens. Matter* 12, p. 335–365, 2000.
- [65] Stanford Research Systems, “MODEL SR830, DSP Lock-in Amplifier Manual”, [En ligne]. <http://www.thinksrs.com/downloads/PDFs/Manuals/SR830m.pdf>.
- [66] Perkin Elmer, “Avalanche photodiode: A User Guide”, 2012. [En ligne]. [http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-6538APP\\_AvalanchePhotodiodesUsersGuide.pdf](http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-6538APP_AvalanchePhotodiodesUsersGuide.pdf).
- [67] J. Schmidt, A. G. Aberle et R. Hezel, “Investigation of carrier lifetime instabilities in CZ-grown silicon”, chez *Conference record of the twenty-sixth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Anaheim, CA, 1997.
- [68] L. Bangwu, S. Zhong, J. Liu, Y. Xia et C. Li, “Silicon Nitride Film by Inline PECVD for Black Silicon Solar Cells”, *International Journal of Photoenergy*, vol. 2012 Article ID 971093, 2012.
- [69] J. Linnros, “Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients.”, *Journal of Applied Physics*, p. 275, 1998.

## Annexe 1 : fabrication indépendante de détecteurs

Vérifications faite par Renee Sher sur des échantillons de silicium noir inutilisés, dans le but de s'assurer que le détecteur-contrôle a été correctement fabriqué. La première figure montre les courbes courant-tensions prises à trois reprises sur un détecteur fabriqué à partir d'un échantillon de silicium noir non implanté provenant du lot d'échantillon de silicium noir fabriqué pour ce projet. Le détecteur a été fabriqué avec un motif de contact similaire au mien, sauf que le métal sur le devant est Ti/Ni/Ag (le titane fait contact avec le silicium noir) tandis que le contact sur le dos de l'échantillon est simplement de l'aluminium. On voit que les contacts sont ohmiques et que le détecteur a une résistance équivalente de  $138 \pm 2 \Omega$ .

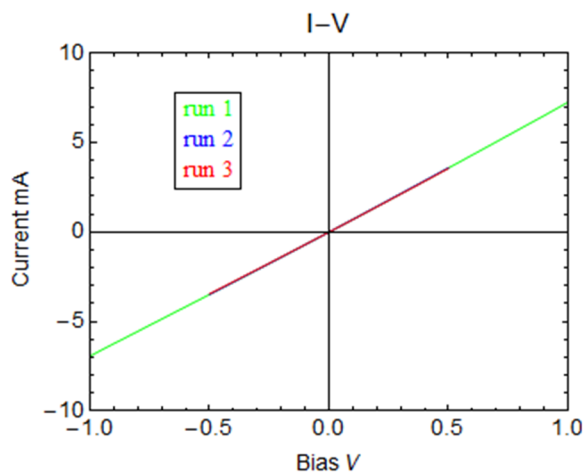


Figure A1.1 : Courbe courant-tension d'un deuxième détecteur-contrôle



Le second graphique montre trois autres détecteurs fabriqués sur des morceaux ayant été recuit une deuxième fois (le premier recuit correspond à celui à 550°C (825K) pendant 30 min que tous les échantillons ont eu). Un détecteur a été recuit à 500°C pendant 30 minutes tandis que les deux autres ont été recuits à 700°C.

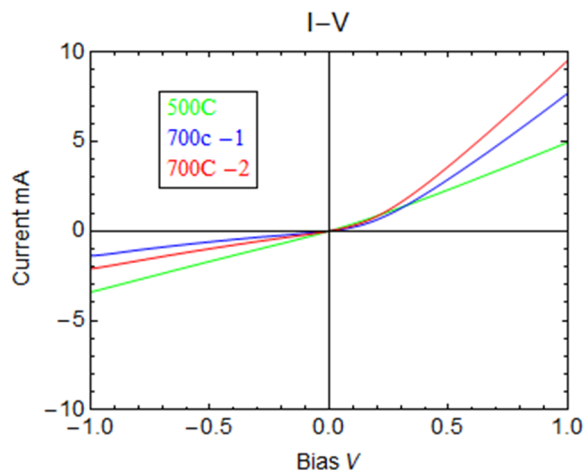


Figure A1.2 : Courbe de courant-tension pour trois détecteurs ayant subi un deuxième recuit.

## Annexe 2 : erreur reliée aux mesures de photocourant.

Nous cherchons l'effet de la grandeur de la résistance sur la mesure du photocourant à lors des mesures de sensibilité avec tension appliqué décrites à la page 54. Soit un détecteur dans le noir avec une tension  $T$  appliquée en polarisation inverse et ayant une résistance dynamique  $R_{dyn}(T) \equiv dV/dI|_T$ . Ce détecteur est mis en série avec une source de tension et une résistance  $R$ , dans laquelle circule un courant  $I_{noir}(T)$ , associé à une différence de potentiel  $V_R$  aux bornes de  $R$  valant  $V_R = RI_{noir}(T)$ . Lorsque le détecteur est illuminé, le courant augmente légèrement et la différence de potentielle aux bornes de  $R$  vaut maintenant  $V_R + \Delta V$ . Le détecteur se retrouve donc avec une tension  $T - \Delta V$ , puisque la tension au bloc d'alimentation n'a pas changé. Le courant dans le circuit lorsque le détecteur est éclairé provient du photocourant et du courant d'obscurité à  $T - \Delta V$  :

$$I_{\text{éclairé}}(T) = I_{ph}(T - \Delta V) + I_{noir}(T - \Delta V) \cong I_{ph}(T) + I_{noir}(T) - \frac{\Delta V}{R_{dyn}(T)}, \quad (\text{A2.1})$$

où nous avons utilisé la définition de  $R_{dyn}$  pour développer  $I_{noir}$  autours de  $T$  et supposé que le photocourant n'est pas influencé par le petit changement de tension. Puisque  $\Delta V$  est le signal détecté à l'ADS et qu'il est généré par la différence de courant dans l'obscurité et sous illumination, on trouve la relation suivante :

$$\frac{\Delta V}{R} = I_{\text{éclairé}}(T) - I_{noir}(T) = I_{ph}(T) - \frac{\Delta V}{R_{dyn}(T)} \quad (\text{A2.2})$$

Puis :

$$\frac{\Delta V}{R} = \frac{I_{ph}(T)}{\left[1 + \frac{R}{R_{dyn}(T)}\right]} \quad (\text{A2.3})$$

Si la valeur de la résistance est choisi telle que  $R \ll R_{dyn}$ , alors l'erreur introduite en utilisant la relation  $\Delta V/R = I_{ph}$  sera petite. La valeur de  $R$  a été choisie afin d'avoir une erreur toujours inférieur à 5%.

## Annexe 3 : simulation Spice

Le programme SPICE (*Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis*) [56] [57] a été utilisé pour simuler le comportement du circuit équivalent au montage employé lors des mesures de réponse en fréquence avec tension appliqué.

Le circuit équivalent est présenté à la figure A3.1. L'encadré bleu représente un photodétecteur. Il contient une résistance en série, une résistance de shunt, une capacitance de jonction et une diode idéale. Le photocourant est simulé par une source de courant alternatif. Le choix de la valeur de la capacitance est tel que la fréquence de coupure avoisine les 10 kHz. Une source de tension a été placée. La mesure de la tension aux bornes de la résistance s'effectue à l'aide d'un câble coaxial relié à l'ADS.

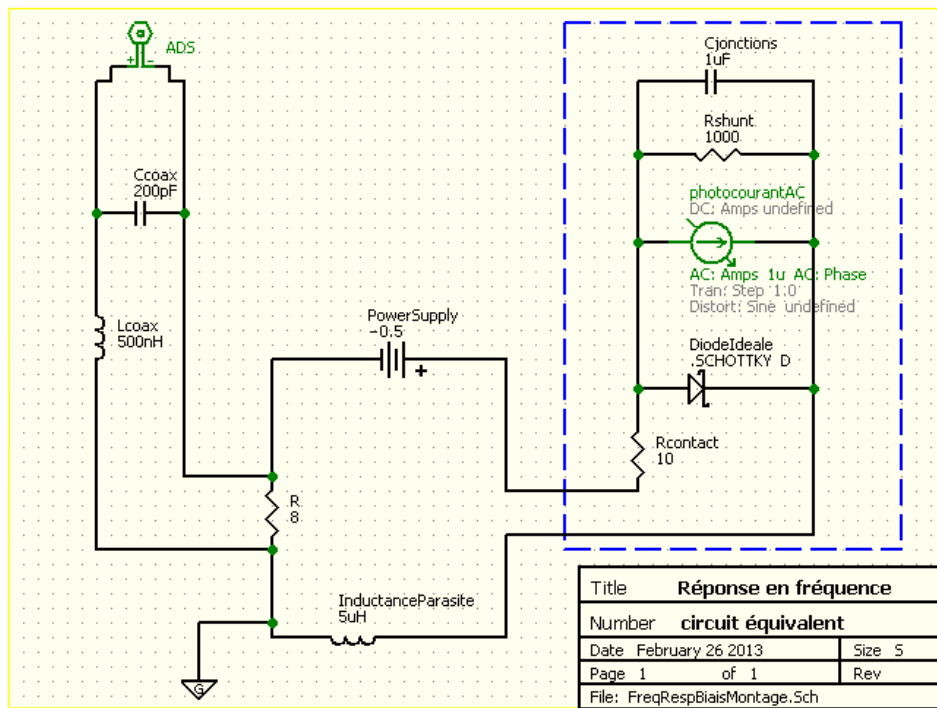


Figure A3.1 : Schéma du circuit équivalent, pour le montage de réponse en fréquence avec tension appliquée.

En introduisant une « inductance parasite » de 5  $\mu\text{H}$  dans le circuit externe qui relie le détecteur au bloc d'alimentation et à la résistance, il est possible de reproduire une des

anomalies observées dans les mesures expérimentales, à savoir un déphasage excédant  $90^\circ$  à haute fréquence. La figure A3.2 présente le diagramme de Bode simulé d'un tel circuit. Il y a deux séries de courbe : Les courbes colorées proviennent du circuit avec l'inductance parasite de  $5 \mu\text{H}$ . Pour les courbes noires, cette inductance a été retirée. On voit qu'il n'y a aucune différence en ce qui concerne la fréquence de coupure ( $f_{-3\text{dB}}$ ), qui est dans les deux cas légèrement inférieure à  $10 \text{ kHz}$ . Cependant, le déphasage passe sous  $90^\circ$  lorsque l'inductance est en place. Ce déphasage est qualitativement similaire à celui observé dans les figures Figure 32 à 33. La grande sensibilité du circuit aux interférences, ayant nécessité de réduire l'aire de la boucle pour réduire le bruit électronique d'un facteur 100, est une autre conséquence qui pourrait être expliquée par une grande inductance parasite.

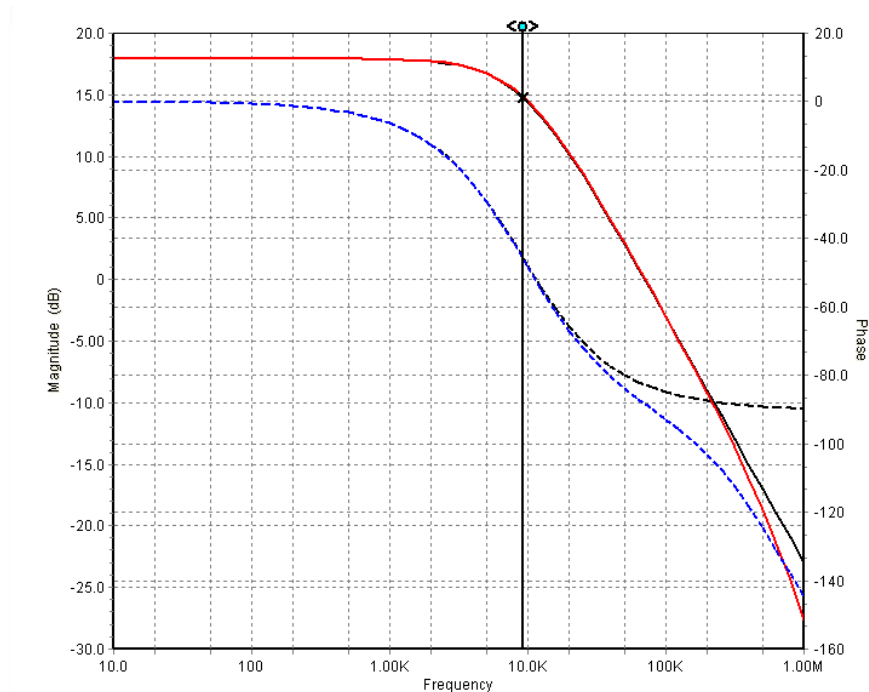


Figure A3.2 : Diagramme de Bode simulé pour le circuit avec l'inductance parasite (en rouge et bleu) et sans l'inductance (en noir).