



Étude et modélisation du bruit électronique de basse fréquence dans les cellules photovoltaïques

Chloé Wulles

► To cite this version:

Chloé Wulles. Étude et modélisation du bruit électronique de basse fréquence dans les cellules photovoltaïques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. ⟨NNT : 2023GRALT076⟩. ⟨tel-04972887⟩

HAL Id: tel-04972887

<https://theses.hal.science/tel-04972887v1>

Submitted on 2 Mar 2025

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

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



HAL Authorization

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : EEATS - Electronique, Electrotechnique, Automatique, Traitement du Signal (EEATS)

Spécialité : Nano électronique et Nano technologies

Unité de recherche : Centre de Radiofréquences, Optique et Micro-nanoélectronique des Alpes

Étude et modélisation du bruit électronique de basse fréquence dans les cellules photovoltaïques

Study and modeling of low frequency noise in photovoltaic cells

Présentée par :

Chloé WULLES

Direction de thèse :

Anne KAMINSKI-CACHOPO

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes

Directrice de thèse

Christoforos THEODOROU

CHARGE DE RECHERCHE, CNRS

Co-encadrant de thèse

Quentin RAFHAY

MAITRE DE CONFERENCES, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Co-directeur de thèse

Rapporteurs :

Jean-Guy TARTARIN

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université de Toulouse III - PAUL SABATIER

Jean-Paul KLEIDER

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ILE-DE-FRANCE SUD

Thèse soutenue publiquement le **30 novembre 2023**, devant le jury composé de :

Anne KAMINSKI-CACHOPO

PROFESSEURE DES UNIVERSITES, Grenoble INP

Directrice de thèse

Jean-Guy TARTARIN

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université de Toulouse III - PAUL SABATIER

Rapporteur

Jean-Paul KLEIDER

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ILE-DE-FRANCE SUD

Rapporteur

Edwige BANO

PROFESSEURE DES UNIVERSITES, Grenoble INP

Présidente

Yvan CUMINAL

MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE DE MONTPELLIER

Examineur

Invités :

Thibaut DESRUES

Ingénieur-Chercheur, CEA-LITEN INES

Christoforos Theodorou

CHARGE DE RECHERCHE, CNRS



Remerciements

C'est non sans peine que je dis au revoir à tous les gens qui ont participé d'une manière ou d'une autre à faire de mon passage à l'IMEP-LaHC, nouvellement CROMA, un chapitre de mon existence dont je me souviendrai toujours avec la plus grande nostalgie.

En premier lieu, je tiens à remercier l'école doctorale EEATS pour le financement qu'elle m'a octroyé pour la poursuite en thèse de mon projet de fin d'études, sans lequel le travail relaté dans ce manuscrit n'aurait pas eu lieu. Je tiens également à remercier l'ensemble des membres de mon jury d'avoir accepté d'évaluer mon travail, et de m'avoir livré leurs précieux retours à l'occasion de ma soutenance. Tout particulièrement, merci aux deux rapporteurs Jean-Guy Tartarin et Jean-Paul Kleider pour leur précision et leur implication dans cette tâche.

“Le plus important dans une thèse, ce n'est pas le sujet, c'est l'encadrement” m'a dit un jour un certain Quentin Rafhay. Je l'ai écouté cette fois-là, et puis après, plus trop. Plus sérieusement, merci Quentin pour la chance que tu m'as donnée. Lorsque je suis venue te demander conseil en dernière année d'école d'ingénieur et que je t'ai fait part de mes doutes quant au choix de mon projet de fin d'études, je ne pensais sincèrement pas que tu mettrais au point un sujet sur mesure avec deux de tes collègues, Anne Kaminski et Christoforos Theodorou. Tu as été un pilier pour moi tout au long de ce travail. Je me suis toujours sentie soutenue et en confiance en travaillant à tes côtés, et cette thèse n'aurait pas été la même sans toi. Même si elle s'achève maintenant, sache que je ne te laisserai jamais tranquille, tu m'auras à charge à vie !

Anne, travailler avec toi a été un réel plaisir. Je te remercie d'avoir toujours été très disponible pour moi malgré tes responsabilités de directrice du laboratoire tout au long de ma thèse. Que ça soit pour descendre en salle blanche (même lorsque j'oubliais de réserver le module) ou pour des discussions passionnées sur les recombinaisons Auger, j'ai toujours senti ton implication sans faille dans ton rôle de directrice de thèse. Tu m'as beaucoup appris de toutes parts. Merci pour ta rigueur et ta ténacité dans le travail, et merci pour ta bonne humeur et ton autodérision dans tout le reste.

Christoforos, a.k.a. Chris, par où commencer ? Tu es probablement la personne la plus sympathique que je connaisse. Tes “Hey, salou Chloé !” résonnent encore dans ma tête, et je sais que je pourrai toujours ré-écouter un de tes fameux messages vocaux sur WhatsApp si un jour je venais à les oublier. J'ai adoré travailler avec toi. Tu allies une rigueur et

une conscience professionnelle hors normes à une bonne humeur communicative, illustrée notamment par des tentatives fréquentes de jeux de mots... inégales on dira. Merci pour le temps et l'attention sincère que tu as consacrés à ton rôle d'encadrant malgré toutes les responsabilités qui pèsent sur toi.

Merci à tous les trois, je ne vous souhaite que le meilleur pour la suite.

Dans la recherche, il y a des moments d'effervescence parfois, et des désillusions d'autres fois. Dans ce tumulte constant, ce sont les personnes et les relations que nous tissons avec elles, qui nous stabilisent, et nous permettent de continuer à chercher. Au cours de ces quasiment quatre années, j'ai fait des rencontres qui n'ont pas tardé à se transformer en amitiés sincères.

Léo, quand nous avons pris possession de l'A306 avec Théo en stage, nous ne savions pas encore lesquels de nous resteraient l'occuper trois ans de plus. Théo est parti... et quel bonheur quand j'ai su que tu restais. Merci pour toutes nos discussions, et nos digressions surtout. Je garde en mémoire toutes les "disciplines sportives" que nous avons inventées dans ce bureau. Puissent-elles nous survivre. Comme il s'agissait généralement de lancer un objet A dans, ou sur, un objet B, ton passé de lanceur de javelot émérite te conférait un avantage certain... mais je me serai bien défendue dans l'ensemble je crois.

Nous n'avons pas tardé à être rejoints par Nazim, et puis un peu plus tard par Mathilde. J'ai plein de fous rires en tête dans ce bureau, et je souris en y repensant. Au moment de partir, je n'ai pas pu me résoudre à laisser le labo jeter ma vieille chaise. Alors je l'ai faite rouler jusqu'à chez moi, ce qui t'avait beaucoup fait rire Mathilde. Et puis je l'ai amenée jusqu'à Lille, comme pour vous emmener avec moi. Je m'aperçois que, bien qu'elle soit vraiment très confortable, ce n'était pas uniquement grâce à elle que je me sentais bien dans ce bureau.

Comme on affichait complet, il a fallu pour les nouveaux arrivants conquérir une nouvelle terre, l'A307. Antonin, Patricia, et Stanley, vous avez pris la meilleure place, celle du fond. Merci Antonin pour ta bonne humeur toujours égale, et pour tes qualités de narrateur hors pair. Tu as rapidement été rejoint par Thomas, mon voisin en salle de mesures et puis plus tard (un peu trop tard malheureusement) sur la Presqu'île. Dans la foulée sont arrivés Antoine et Luca, et puis les stagiaires Alexandra, Camille, Antoine, Agustina, Francisco... et Kiyan un peu plus tard... Merci à vous tous pour la bonne humeur que vous avez apportée. Merci pour tous nos jeux du midi, qui ne dépassaient jamais 13h, travail oblige. Les parties acharnées de Ligretto me manquent... ce qui m'amène à mon prochain point. Malik, merci. Merci pour ta lenteur infinie, qui me permettait souvent de terminer avant-dernière, l'honneur sauf. J'espère que, quand je reviendrai à Grenoble, tu auras enfin adopté ton chat, baptisé il y a bien longtemps déjà Isoflute.

Je me dois ensuite de remercier mon hétérostructure préférée, la Carla, ou plutôt Carlos. Ce petit surnom que je t'ai rapidement donné aura valu à Mathilde de transférer la cagnotte de mon cadeau de thèse à son ancien propriétaire, un autre Carlos moins scrupuleux. Je ne sais pas si cette anecdote a sa place dans des remerciements, mais j'ai peur de l'oublier. Dans tous les cas, merci Carlos d'avoir égayé mes journées par ta bonne

humeur, et ton sens de l'humour.

Même si vous avez eu des passages plus brefs ou plus occasionnels, je repense également à tous les bons moments passés avec vous au sein du laboratoire ou en conférences pour certains Martin, Marine, Quentin, Owen...

Je tiens également à remercier les personnes sur lesquelles repose le bon fonctionnement de ce laboratoire, à savoir les personnels des plateformes techniques. Merci Greg pour ta sympathie, pour nos discussions de tous les jours à la cafétéria, et pour ton aide aux quelques occasions où j'ai été amenée à m'aventurer sur ta plateforme. Merci Xavier pour ton aide précieuse sur la plateforme de caractérisation électrique. Tu es quelqu'un avec qui il est très agréable de travailler, et je te souhaite le meilleur dans ton aventure de thèse en cours et à venir. Enfin, merci Aude pour ton accompagnement très précieux en salle blanche, ton professionnalisme et ta sympathie. Comme tu me l'avais demandé, je remercie Nunuche par la même occasion.

Je voudrais ensuite remercier ma famille pour le soutien qu'elle m'a apporté au cours de mes études et dans ma vie. Maman, merci d'avoir toujours été là pour moi. Merci de m'avoir encouragée à faire des études, et d'avoir tout essayé pour m'aider à trouver ce que je voulais faire dans la vie. Je ne sais pas si j'ai toujours fait les meilleurs choix mais j'ai toujours été dans les meilleures conditions pour les faire, et je ne regrette rien aujourd'hui. Mamie, merci pour tout le support que tu nous as toujours apporté, et merci d'avoir traversé la France pour assister à ma soutenance, à laquelle tu n'as pas dû tout comprendre. Papa, quand j'ai commencé à écrire mon manuscrit, j'ai beaucoup pensé à toi. Je voulais que tu puisses le comprendre. Après ça a probablement dérivé. Je suis heureuse que tu sois venu assister à ma soutenance, et je suis heureuse que tu sois dans ma vie. Merci pour tout ce que vous avez mis en œuvre pour mon « illustre » pot de thèse. Pierre, mon frère, merci d'exister. Tu es mon exemple et mon ami.

Enfin, je conclurai ces remerciements avec mon autre Pierre. Merci pour tout le soutien que tu m'as apporté pendant ces trois années, et que tu m'apportes toujours aujourd'hui, dans tout ce que j'entreprends. Je me souviens me laisser glisser à vélo dans la descente de l'avenue des Martyrs le soir en sortant du laboratoire, le sourire aux lèvres à l'idée de te retrouver.

Table des matières

Introduction	3
1 Concepts et état de l'art	7
1.1 Les composants photovoltaïques	7
1.1.1 La jonction p-n	7
1.1.2 Fonctionnement d'une cellule photovoltaïque	11
1.1.3 Limites, pertes et recombinaisons	14
1.1.4 Résistances parasites et modèle à double diode	17
1.1.5 État de l'art des technologies photovoltaïques	20
1.1.6 Méthodes de caractérisation standard	25
1.2 La mesure de bruit électronique de basse fréquence	26
1.2.1 Outils mathématiques	26
1.2.2 Divers types de bruit et signatures fréquentielles	27
1.2.3 Origine du bruit $1/f$ dans les semiconducteurs	30
1.3 État de l'art du sujet	31
1.3.1 Le bruit électronique dans les jonctions p-n	32
1.3.2 La mesure de bruit électronique dans les cellules PV	32
2 Outils de mesure et méthodes	37
2.1 Caractérisation statique	37
2.1.1 Mesures courant-tension	37
2.1.2 Cryogénie	41
2.1.3 Algorithme d'ajustement du modèle à double diode	42
2.2 Outils de mesure de bruit électronique	46
2.2.1 Système d'acquisition	46
2.2.2 Station de mesure	49
2.2.3 Phénomènes parasites et limitations	51
2.3 Méthode d'analyse du bruit électronique dans un composant	60
2.3.1 Caractérisation du bruit mesuré	60
2.3.2 Étude en tension et en courant du niveau de bruit $1/f$	61
3 Échantillons de mesure	65
3.1 Cellules photovoltaïques	67

3.1.1	Cellules Al-BSF	67
3.1.2	Cellules PolySi/SiOx à double contact passivé	70
3.1.3	Cellules III-V pour applications CPV	71
3.2	Échantillons conçus pour la mesure de bruit	72
3.2.1	Fines couches de silicium polycristallin	72
3.2.2	Diodes	78
4	Résultats dans les couches minces et diodes	85
4.1	Couches minces de polysilicium	85
4.1.1	Mesures statiques	86
4.1.2	Mesures de bruit électronique	87
4.1.3	Interruption de l'étude et perspectives d'amélioration	90
4.2	Diodes en silicium monocristallin	91
4.2.1	Mesures statiques	92
4.2.2	Mesures de bruit électronique	95
5	Mesures dans les cellules PV	107
5.1	Caractérisation des effets de bord	108
5.1.1	Observations globales	108
5.1.2	Contribution liée aux courants de fuite ohmiques	110
5.1.3	Source de bruit $1/f$ additionnelle	113
5.1.4	Conclusions générales de l'étude	123
5.2	Bruit télégraphique dans les structures CARLAH	125
5.2.1	Comportement statique	125
5.2.2	Observation du bruit télégraphique	126
5.2.3	Origines possibles	129
5.2.4	Étude approfondie du piège P_1	131
5.2.5	Conclusion générale	132
	Conclusion et perspectives	135
A	Annexes	139
A.1	Modélisations du bruit découlant des effets tunnel	139
A.1.1	Fluctuations de la hauteur de barrière	139
A.1.2	Fluctuations de l'épaisseur d'oxyde	140
	Publications et conférences	141
	Table des figures	143
	Liste des tableaux	147
	Bibliographie	151

Introduction

Une part importante de l'activité humaine est à l'origine de dérèglements sévères du climat terrestre, principalement du fait des émissions de gaz à effets de serre qu'elle entraîne. Elle a pu être reliée à une augmentation de 1,1 °C de la température globale à la surface de la Terre constatée sur la dernière décennie par rapport aux moyennes des températures observées entre 1850 et 1900. Ces données sont présentées dans le dernier rapport du GIEC (Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat), qui prévoit sur la base des émissions actuelles de CO₂ une hausse de la température globale de 3,2°C d'ici 2100 [1]. Un tel scénario s'accompagne d'évènements climatiques extrêmes (sécheresses, canicules, inondations etc.) d'autant plus fréquents, et de conséquences graves à long terme sur la biodiversité et la qualité de la vie humaine. Il convient dans ce contexte de développer le recours à des moyens de production d'énergie limitant les émissions de gaz à effet de serre.

L'énergie nucléaire est très performante dans ce domaine. Il est estimé qu'elle induit, sur un cycle de vie complet, une valeur médiane de 12 grammes de CO₂ par kWh d'énergie produite (gCO₂eq/kWh), contre 820 gCO₂eq/kWh pour le charbon par exemple [2]. Le nucléaire représentait 40 % de l'énergie primaire consommée en France en 2020, en faisant la première source d'énergie du pays [3]. Son utilisation toutefois pose des questions liées d'une part à la gestion des déchets et au risque d'accidents graves, et d'autre part à l'approvisionnement en uranium. En Août 2023, le coup d'état perpétré au Niger a notamment été à la source de nombreux doutes sur les capacités de l'entreprise française Orano à continuer à exploiter l'uranium nigérian [4]. En outre, bien que 75 % de l'énergie produite en France soit issue du nucléaire, cette dernière a besoin de s'approvisionner en énergie auprès d'autres pays. Ainsi, le cumul de la consommation d'énergies fossiles fortement émettrices telles que le pétrole, le gaz ou encore le charbon, encore très ancrés dans certains secteurs, s'élève généralement en France à plus de 45 % [5]. Dans ce contexte, le développement des moyens de production d'énergie renouvelable et à faibles émissions en carbone apparaît nécessaire afin de limiter les phénomènes de dérèglements climatiques tout en améliorant la souveraineté énergétique française.

Les énergies renouvelables représentaient en 2021 13 % de la consommation d'énergie primaire en France [6]. Elles peuvent être regroupées en plusieurs catégories que sont l'éolien, l'hydraulique, la géothermie, la biomasse, et le solaire. En particulier, l'énergie fournie par le soleil peut être convertie grâce à l'effet photovoltaïque (PV). Son principe

repose sur les phénomènes d'excitation des porteurs de charge électrique se produisant dans les matériaux semiconducteurs sous l'effet d'un rayonnement optique incident. La production d'énergie photovoltaïque n'a fait qu'augmenter ces quinze dernières années en France et en Europe [7]. La recherche dans le domaine des technologies PV contribue à cette tendance et en bénéficie. Elle est en développement constant, et emprunte des directions diverses pour ce faire. En premier lieu, l'étude de la viabilité de nouveaux matériaux (pervoskite, organiques, colorants etc.) et de nouvelles structures (hétérojonctions, cellules tandem etc.) occupe un large champ d'étude du domaine [8]. D'autre part, des innovations continuent d'être mises en œuvre sur les technologies les plus anciennes à base de silicium, représentant la très vaste majorité des composants actuellement commercialisés. Ces recherches sont motivées par divers objectifs, dont le principal est généralement d'augmenter les rendements de conversion, grandeur rendant compte de l'efficacité d'un composant à convertir la puissance contenue dans le rayonnement qu'il reçoit en puissance électrique. Il peut également s'agir de diminuer les coûts financiers, techniques et environnementaux de production en trouvant des moyens de simplifier les procédés de fabrication, ou encore d'améliorer la longévité des cellules. Une bonne compréhension des facteurs de pertes et des sources de dégradation des composants PV apparaît alors essentielle.

Le procédé de conversion d'énergie réalisé à partir d'une cellule photovoltaïque repose sur la photo-génération, ainsi que sur le transport et la collecte des porteurs de charge. Différentes sources de pertes sont identifiées au cours de ces diverses étapes, altérant les rendements de conversion. Il peut s'agir de pertes optiques, d'effets de thermalisation, de pertes résistives ou encore de phénomènes de recombinaisons des porteurs libres. Ces derniers en particulier sont fortement encouragés par la présence de défauts structuraux dans les composants à semiconducteurs, introduisant des niveaux énergétiques accessibles dans la bande interdite. Les recombinaisons des porteurs de charge peuvent alors être assistées par ces niveaux désignés comme des « pièges » ou des « centres recombinants », comme dans le cas du mécanisme de Shockley-Read-Hall (SRH) [9].

Dans l'optique d'améliorer les performances, les technologues s'efforcent de mettre en œuvre des moyens de réduire les sources de pertes au sein des cellules. Cela peut entraîner en contrepartie une complexification de leur fonctionnement, notamment en ce qui concerne les mécanismes de conduction du courant. Les méthodes de caractérisation classiques s'avèrent alors parfois insuffisantes pour modéliser les phénomènes non élémentaires opérant dans ces composants optimisés pour la production d'énergie.

L'ensemble de ces considérations incite à explorer la viabilité de nouveaux outils et méthodes de caractérisation des composants PV, répondant à ces besoins particuliers que sont la détection de défauts et l'identification de mécanismes de conduction. L'analyse du bruit électronique de basse fréquence, dont l'utilisation pour l'étude des composants MOSFET (*Metal Oxide Semiconductor - Field Effect Transistor*) est assez répandue [10], est un outil particulièrement efficace dans ces deux domaines.

En électronique, l'appellation de « bruit » désigne l'ensemble des fluctuations temporelles d'apparence aléatoire déformant un signal en courant ou en tension. Il s'agit d'un

phénomène inéluctable, généralement non souhaité. Il peut en effet limiter les performances des composants, dans des domaines tels que la détection par exemple. Malgré son apparence aléatoire, il contient de multiples informations sur les mécanismes physiques se produisant au sein des composants, pouvant être extraites via des analyses statistiques. En particulier, la détection de bruit dit « de basse fréquence », à distinguer du bruit blanc, est généralement caractéristique de la présence de défauts dans les semiconducteurs. Cette méthode permet donc d'accéder de manière non destructive à des informations inédites, souvent complémentaires à celles fournies par l'analyse du courant continu, dite « statique ».

Dans le domaine du photovoltaïque, son utilisation reste relativement peu courante, bien qu'elle tende à se développer [11–13]. Ces composants peuvent en effet apparaître aux premiers abords moins accessibles pour l'étude du bruit électronique, pour diverses raisons. En premier lieu, la grande diversité des technologies photovoltaïques fait obstacle à l'existence de procédures systématiques pour l'extraction d'informations. Dans les structures MOSFET au contraire, de telles méthodes permettent par exemple d'accéder à la densité de défauts dans les oxydes de grille, grandeur facilement exploitable dans l'optique d'améliorer les procédés de fabrication [14]. En second lieu, la complexité des mécanismes de conduction parallèles engageant les deux types de porteurs, caractéristiques des composants PV, peut rendre l'analyse des résultats plus laborieuse. Paradoxalement, la distinction et l'identification de ces mécanismes est précisément un des aspects dans lesquels la méthode peut s'illustrer. Ainsi, il apparaît très important de développer la compréhension autour du bruit électronique de basse fréquence dans les diverses structures de cellules photovoltaïques.

Ce manuscrit présente le travail réalisé dans le cadre de cette thèse à l'IMEP-LaHC autour de ce sujet. Un premier chapitre s'attachera à présenter les notions théoriques et bibliographiques essentielles à la compréhension du sujet et de ses enjeux. Dans un second chapitre, les équipements de mesures et méthodes d'analyse employées seront exposés. Les diverses structures ayant été étudiées seront présentées dans un troisième chapitre. Les résultats observés dans quatre types de structures de test seront présentés dans les deux derniers chapitres de ce manuscrit. Ainsi, le quatrième chapitre portera sur les résultats observés dans les échantillons conçus au cours de la thèse spécifiquement pour des applications de mesures de bruit électronique. Le cinquième chapitre présentera deux études menées dans des cellules solaires développées au laboratoire INES. Une conclusion sur ce travail et sur les résultats qu'il a produits sera donnée en fin de manuscrit.

Chapitre 1

Concepts généraux et état de l’art

Introduction

Ce premier chapitre vise à présenter les notions théoriques et bibliographiques nécessaires à la compréhension du travail mené à bien au cours de cette thèse.

Une première section s’attachera à détailler les concepts physiques relatifs au fonctionnement d’une cellule photovoltaïque (PV). Elle rendra compte dans le même temps des contraintes et problématiques auxquelles le domaine de recherche est confronté afin d’améliorer les performances des dispositifs. Elle donnera également une vue d’ensemble des technologies PV actuelles et des méthodes les plus répandues pour leur caractérisation.

Une seconde section présentera la mesure de bruit électronique de basse fréquence en tant qu’outil de caractérisation des composants à semiconducteurs. Les divers types de bruit électroniques pouvant être détectés et leur origine physique seront détaillés.

Finalement, un état de l’art de la mesure de bruit dans les cellules photovoltaïques sera présenté.

1.1 Les composants photovoltaïques

1.1.1 La jonction p-n

Les semiconducteurs sont des matériaux dont la conductivité électrique peut varier entre celle d’un isolant et d’un matériau conducteur et peut être modulée grâce au dopage électronique. Ils répondent donc à d’innombrables applications en microélectronique, et sont notamment utilisés pour la conception de composants photovoltaïques.

La représentation en diagramme de bandes d’énergie, représentée en figure 1.1-a, est essentielle à la compréhension du fonctionnement d’un composant à semiconducteurs. Elle permet de visualiser les niveaux d’énergie accessibles aux porteurs de charge positive et négative, respectivement les trous et les électrons, en fonction de la géométrie du composant. Les semiconducteurs possèdent une bande d’énergie interdite désignée communément comme le « *gap* », et dont la valeur E_g peut varier de quelques dixièmes d’eV à plus de 5 eV

dans le cas du diamant ou de certains matériaux III-V [15, 16]. Les niveaux d'énergie E_V et E_C désignent respectivement l'énergie maximale que peut avoir un porteur de charge se trouvant sur la bande de valence et l'énergie minimale que peut avoir un porteur de charge se trouvant dans la bande de conduction.

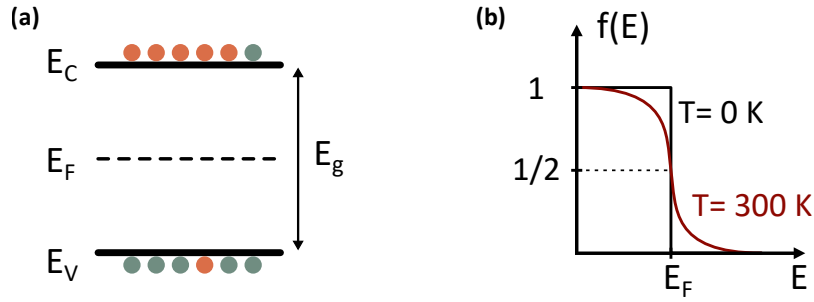


FIGURE 1.1 – (a) Diagramme de bandes d'énergie dans un matériau semiconducteur et (b) représentation de la fonction de la fonction de Fermi $f(E)$; les électrons et les trous sont représentés respectivement en vert et en orange

La répartition en énergie de ces porteurs est fixée par la distribution de Fermi-Dirac [9], fonction notamment du potentiel chimique des électrons et de la température. Ainsi, la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron peut être visualisée grâce à la fonction de Fermi $f(E)$, représentée en figure 1.1-b à 0 K et 300 K. Le niveau de Fermi E_F correspond à l'énergie pour laquelle la probabilité d'occupation est de 50 %. Il se trouve donc dans une bande d'énergie permise dans le cas d'un matériau conducteur et dans une bande interdite dans le cas d'un matériau isolant. Dans un semiconducteur intrinsèque, E_F se trouve approximativement au milieu du *gap*. Sa valeur peut cependant être modulée grâce au dopage électronique, comme cela est représenté en figure 1.2, rendant ainsi le matériau plus conducteur.

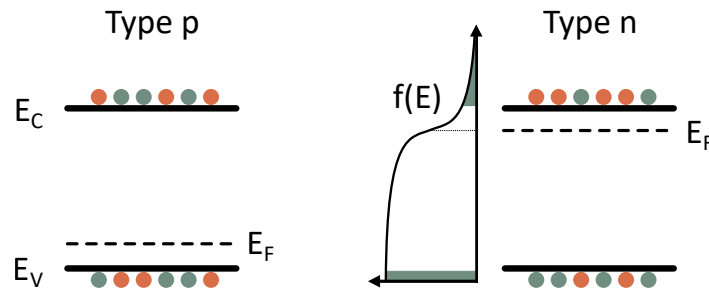


FIGURE 1.2 – Diagrammes de bandes d'énergie correspondants à des dopages de type p et n ; la fonction de Fermi, donnant la probabilité d'occupation des niveaux d'énergie par un électron, est représentée pour le cas du dopage de type n

Ce procédé consiste à introduire dans le matériau des impuretés induisant un excès de trous dans le cas d'un dopage de type p (diminution de l'énergie de Fermi) ou d'électrons dans le cas d'un dopage de type n (augmentation de l'énergie de Fermi).

La structure élémentaire employée pour la conception d'une très large majorité de cellules photovoltaïques est la jonction p-n, représentée en figure 1.3-a. L'allure de son diagramme de bandes d'énergie est donnée à l'équilibre en figure 1.3-b.

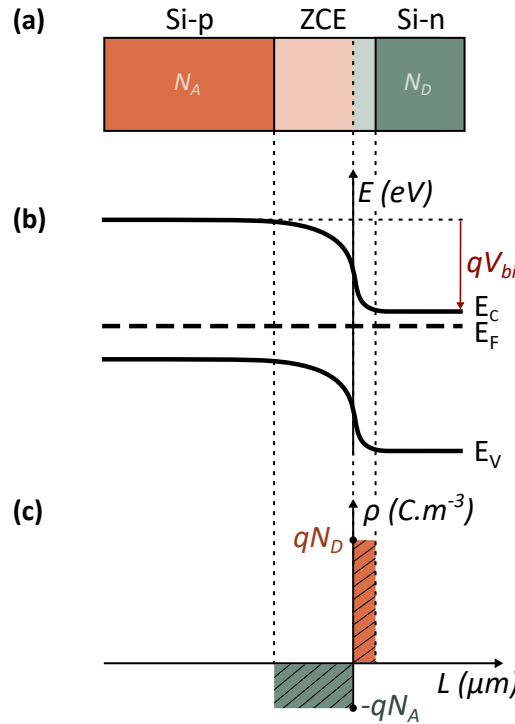


FIGURE 1.3 – (a) Schéma d'une jonction p-n asymétrique, (b) allure du diagramme de bandes d'énergie lui correspondant et (c) densité de charges dans le composant

Dans cette structure, le contact de deux sections d'un même matériau semiconducteur, ayant l'un un dopage de type n et l'autre de type p, induit la formation d'une zone dépourvue de porteurs de charge libres appelée « zone de charge d'espace » (ZCE) au niveau de leur jonction. En effet, un phénomène de diffusion opère et tend à répartir les électrons et trous de part et d'autre du dispositif de façon homogène. Ainsi, les électrons libres diffusent vers la section dopée p et les trous libres vers celle dopée n, laissant derrière eux des ions chargés respectivement positivement et négativement. Ces zones chargées de part et d'autre de la jonction, appelées « zones de désertion » et représentées en figure 1.3-c, sont à l'origine d'un champ électrique s'opposant à la diffusion. Un équilibre s'instaure alors entre les deux phénomènes. La largeur de la zone de charge d'espace ainsi créée à l'interface des deux régions est fonction de leur dopage respectif, notés N_A et N_D , et de la constante diélectrique du matériau. Elle s'étend majoritairement dans la zone la moins

dopée, comme dans le cas représenté sur la figure 1.3 pour lequel la section Si-p est dopée plus faiblement.

La largeur de la ZCE peut être modulée si une tension est appliquée aux bornes du composant. En fonction du signe de cette tension, deux cas de figure se distinguent, tous deux représentés en figure 1.4. En polarisation directe, la hauteur de la barrière de potentiel à la jonction et la largeur de la ZCE sont réduites. La diode finit par atteindre le régime dit « passant » lorsqu'elles deviennent quasiment nulles. Au contraire, en polarisation inverse, la hauteur de barrière est augmentée et la diode reste dans un régime dit « bloqué ». La caractéristique courant-tension (I-V) sous obscurité évolue suivant la loi [17] :

$$I(V) = I_S \left(\exp \left(\frac{qV}{nk_B T} \right) - 1 \right) \quad (1.1)$$

avec q la valeur absolue de la charge électronique, k_B la constante de Boltzmann, T la température, n le facteur d'idéalité de la diode et I_S le courant de saturation. Le facteur d'idéalité est égal à 1 dans le cas d'une diode dite « idéale », dans laquelle le courant mesuré est induit par les phénomènes de diffusion.

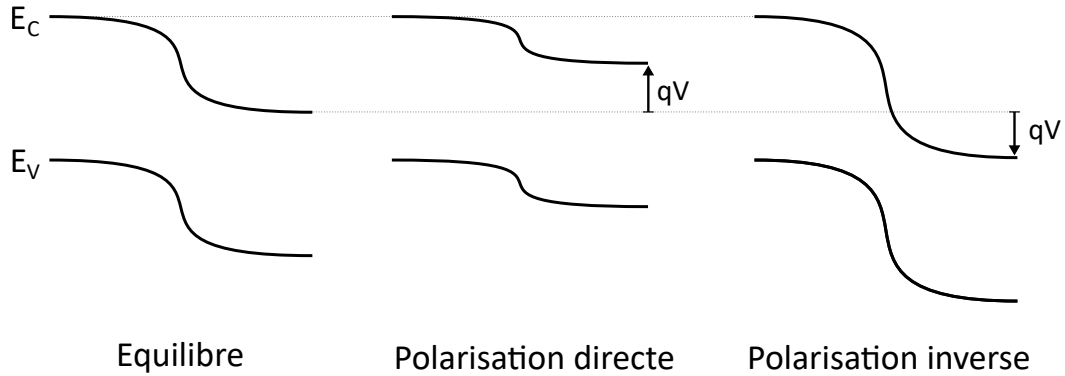


FIGURE 1.4 – Diagrammes de bandes simplifiés d'une jonction p-n à l'équilibre, et en polarisations directe et inverse

Dans la zone de charge d'espace, les porteurs libres sont soumis à la force induite par le champ électrique et sont transportés principalement par le mécanisme de dérive. La densité du courant de conduction en résultant a pour expression pour les électrons :

$$\overrightarrow{J_{n,cond}} = qn\mu_n \overrightarrow{F} \quad (1.2)$$

et pour les trous :

$$\overrightarrow{J_{p,cond}} = qp\mu_p \overrightarrow{F} \quad (1.3)$$

avec $\mu_{n,p}$ la mobilité, F la norme du champ électrique, et n et p les densités d'électrons et trous libres respectivement. Dans les zones neutres au contraire, le déplacement des

porteurs minoritaires est régi par la diffusion, s'exprimant pour les électrons comme :

$$\overrightarrow{J_{n,diff}} = +q D_n \overrightarrow{\nabla} n \quad (1.4)$$

et les trous comme :

$$\overrightarrow{J_{p,diff}} = -q D_p \overrightarrow{\nabla} p \quad (1.5)$$

avec D_n et D_p les coefficients de diffusion des électrons et trous en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$. Le courant total, de dérive diffusion est la somme des courants de diffusion et de conduction pour les trous et les électrons.

1.1.2 Fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

Le processus de génération de puissance dans les cellules photovoltaïques repose sur le phénomène d'absorption photoélectrique, schématisé en figure 1.5. Un photon incident pénétrant dans un matériau semiconducteur peut, à condition qu'il soit doté d'une énergie supérieure à l'énergie de *gap* E_g , générer lors de son absorption une « paire électron-trou ». Ce processus correspond au passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction du fait de l'énergie lui étant conférée par le photon. Il résulte de ce processus deux porteurs de charge libres photogénérés : un trou dans la bande de valence et un électron dans la bande de conduction.

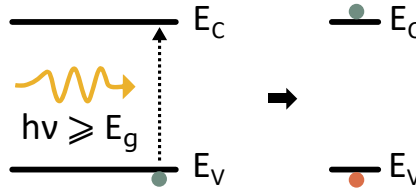


FIGURE 1.5 – Processus de génération optique d'une paire électron-trou.

L'absorption optique des photons se fait en général sur toute l'épaisseur de la jonction p-n de la cellule solaire, puisque le taux d'absorption au sein du matériau suit, en première approximation, une loi en exponentielle décroissante de Beer-Lambert :

$$A = A_0 e^{-\alpha_A x} \quad (1.6)$$

avec α_A le coefficient d'absorption en m^{-1} et A_0 l'intensité à la surface du semiconducteur. La profondeur moyenne d'absorption est fonction de la longueur d'onde du photon incident, comme cela est représenté en figure 1.6, à côté d'une structure standard de cellule photovoltaïque. Sur cette dernière, les deux sections désignées comme « la base » et « l'émetteur » forment une jonction p-n, au dessus de laquelle se trouve une couche anti-reflet (CAR) ayant pour but de minimiser les pertes optiques par réflexion de photons, synonymes de réduction des performances. La structure est également texturée dans cette même intention. Une fois photogénérés, les porteurs de charge doivent ensuite être

collectés au niveau des électrodes métalliques afin de participer au courant produit. Elles se situent en face arrière et en face avant, généralement sous la forme d'une grille en face avant afin de maximiser à la fois l'absorption des photons incidents et la collecte des porteurs photogénérés.

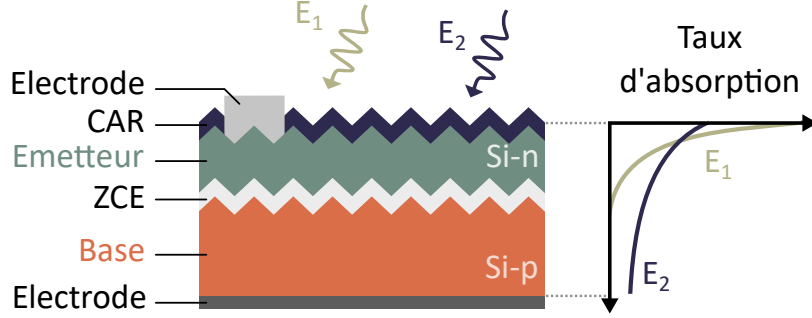


FIGURE 1.6 – Structure élémentaire d'une cellule solaire en silicium ; une allure du taux d'absorption au sein du composant est représentée à côté de la cellule pour des rayonnements d'énergies distinctes E_1 et E_2 .

Ces derniers sont désignés comme « minoritaires » lorsqu'ils se trouvent dans une région peuplée par beaucoup plus de porteurs de charge opposée, comme c'est le cas des trous dans la zone dopée n et des électrons dans celle dopée p. Les porteurs minoritaires sont caractérisés par une durée de vie moyenne $\tau_{n,p}$, durant laquelle ils parcourent une distance égale à la longueur de diffusion $L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p}\tau_{n,p}}$, et après laquelle ils se recombinent avec les porteurs majoritaires par divers processus détaillés en section 1.8. Dans une optique de production d'énergie, il est souhaitable de limiter ces phénomènes afin d'augmenter la quantité de porteurs collectés. C'est justement l'intérêt de la jonction p-n, produisant un champ électrique ayant pour effet de séparer spatialement les deux types de porteurs générés en les dirigeant vers la zone du composant où ils sont majoritaires. En effet, pour qu'un porteur minoritaire photogénéré participe au courant produit, il suffit en théorie qu'il atteigne la zone de charge d'espace par diffusion. Il est ensuite transporté par dérive dans la zone neutre opposée dans laquelle il devient majoritaire. Sa probabilité de recombinaison devient alors extrêmement faible et il peut finalement être collecté par l'électrode après avoir diffusé jusqu'à cette dernière.

Comme cela est présenté sur la caractéristique courant-tension donnée en figure 1.7, le courant total dans une cellule sous éclaircissement est égal au courant photogénéré I_L auquel est soustrait le courant induit par la polarisation de la jonction, donné en équation (1.1) :

$$I(V) = I_L - I_S \left(\exp \left(\frac{qV}{nk_B T} \right) - 1 \right) \quad (1.7)$$

Il est alors fréquent de représenter les caractéristiques courant-tension des composants photovoltaïques sous éclaircissement selon la convention donnée en figure 1.7-b, à savoir en inversant le signe du courant.

Lorsque la cellule est branchée en condition de court-circuit, tous les porteurs en excès sont évacués et le courant produit est maximal, égal à I_{SC} . La collecte des porteurs de charge constitue une première étape vers la conversion de la lumière en puissance électrique. Cependant, la cellule photovoltaïque doit également pouvoir générer une tension afin de constituer une source d'énergie. Dans une configuration en circuit ouvert au contraire, aucun des porteurs n'est évacué et l'accumulation de charges positives et négatives de part et d'autre de la cellule éclairée induit une différence de potentiel égale à V_{OC} . Il s'agit de l'effet photovoltaïque. La tension de circuit ouvert V_{OC} et le courant de court-circuit I_{SC} sont deux grandeurs permettant, parmi d'autres, de rendre compte de la qualité d'un composant photovoltaïque. Ils ne constituent pas cependant des points de fonctionnement opportuns dans la pratique étant donné qu'ils induisent tous deux une puissance nulle, comme cela est visible en figure 1.7. La cellule solaire est généralement connectée à un circuit externe lui permettant d'opérer en un point pour lequel la puissance produite est maximale, notée P_{max} .

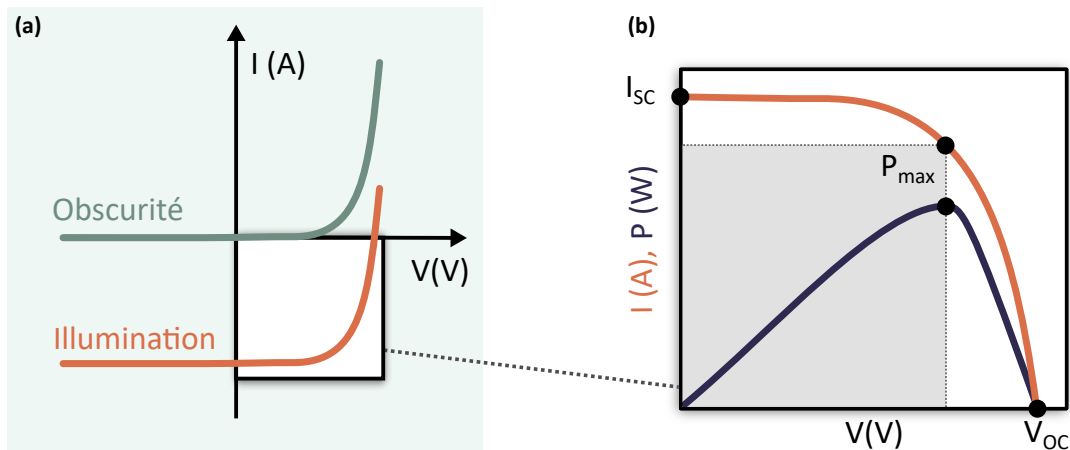


FIGURE 1.7 – Allure de la caractéristique courant-tension observée dans une cellule solaire (a) sous obscurité et sous éclairage et (b) représentation conventionnelle du courant et de la puissance dans une cellule sous illumination. V_{OC} et I_{SC} désignent respectivement la tension de circuit ouvert et le courant de court-circuit.

Figures de mérite

Les performances d'un composant photovoltaïque sont quantifiées à travers diverses grandeurs telles que le rendement de conversion, le facteur de forme ou encore le rendement quantique. Le rendement de conversion d'une cellule photovoltaïque est défini comme le rapport de la puissance qu'elle fournit sur la puissance lumineuse qu'elle reçoit :

$$\eta = \frac{P_{fournie}}{P_{reçue}} \quad (1.8)$$

Le facteur de forme est défini en fonction de P_{max} , V_{OC} et I_{SC} comme :

$$FF = \frac{P_{max}}{V_{OC} I_{SC}} \quad (1.9)$$

et quantifie donc l'idéalité du composant. Enfin, le rendement quantique externe $E.Q.E$ est défini comme le rapport du nombre de porteurs de charge collectés sur le nombre de photons incidents à une énergie donnée :

$$E.Q.E(\lambda) = \frac{N_{co}}{N_{ph,\lambda}} \quad (1.10)$$

Il rend compte de la capacité d'une cellule photoréceptrice à convertir la puissance optique en puissance électrique, plus ou moins grande selon la longueur d'onde du rayonnement incident.

1.1.3 Limites, pertes et recombinaisons

Comme cela a été évoqué précédemment, le rendement de conversion d'une cellule solaire est intrinsèquement lié à la puissance qu'elle est capable de produire. Il est donc fonction à la fois de la tension et du courant générés, dépendant tous deux de l'énergie du *gap* du semiconducteur utilisé. Le courant photo-généré est maximisé par une énergie de *gap* faible, favorisant l'absorption des photons incidents sur une gamme spectrale plus large. En revanche, la tension générée est limitée par la tension interne de la diode V_{bi} , indiquée en figure 1.3-b. Elle correspond à la différence de potentiel existant entre les sections n et p à l'équilibre, et peut donc être maximisée avec une énergie de *gap* plus élevée. Ainsi, il existe une énergie de *gap* pour laquelle le produit courant-tension est optimal. En 1961, il a été déterminé par Shockley et Queisser que le rendement maximal théorique pouvant être obtenu d'une cellule à simple jonction se situait autour de 30%, pour un semiconducteur de *gap* d'énergie 1,1 eV [18]. Ce résultat fait du silicium, dont le *gap* se situe à 1,12 eV, un matériau parfaitement adapté à la fabrication de composants PV. Le calcul présupposait cependant que le spectre solaire était celui d'un corps noir à une température de surface de 6000 K. Cette limite théorique a donc par la suite été réévaluée en prenant en compte le spectre AM 1.5G [19], qui sert de spectre de référence pour l'étude des performances des composants PV sous éclairage. Ce second calcul conduit à une valeur légèrement supérieure de 33,16 % pour un *gap* de 1,33 eV, avec un second maximum local à 32,85 % pour un *gap* de 1,15 eV [20]. Un troisième calcul prenant en compte de façon plus précise les recombinaisons de type Auger (*cf* p.16) donne finalement lieu à une limite théorique autour de 29,5 % pour les cellules à base de silicium monocristallin [21].

Les cellules solaires commercialisées aujourd'hui, majoritairement à jonction simple à base de silicium, ont des rendements généralement situés entre 19 % et 22 % [22]. Plusieurs phénomènes physiques limitent en effet les performances des composants PV. Leur impact peut être plus ou moins diminué grâce à diverses solutions technologiques, sans toutefois que les valeurs de limites théoriques évoquées précédemment ne puissent être dépassées dans les jonctions simples.

Facteurs de pertes

Tout d'abord, les photons incidents peuvent ne pas induire de génération de paires électron-trou dans la jonction p-n. En effet, certains photons peuvent être réfléchis à l'entrée du dispositif ou encore le traverser sans être absorbés. Comme cela a été évoqué précédemment, les phénomènes de réflexion peuvent être limités par l'utilisation de couches antireflet et de surfaces texturées, visibles en figure 1.6. Le nombre de photons traversant la cellule sans être absorbés, important dans les composants très minces, peut lui être réduit par l'ajout d'une couche réfléchissante en face arrière.

Les pertes résistives constituent un second facteur limitant, comme cela sera évoqué plus en détail en section 1.1.4 de ce chapitre.

Ensuite, une fraction importante de l'énergie contenue dans le rayonnement solaire est perdue à travers les phénomènes de thermalisation de certains porteurs. En effet, afin de faire passer un électron dans la bande de conduction, un photon doit être doté d'une énergie supérieure à celle du *gap* du semiconducteur. Quand celle-ci la dépasse largement cependant, l'électron absorbe l'énergie excédentaire puis se désexcite jusqu'à la bande de conduction par thermalisation. Le différentiel d'énergie est alors perdu.

Enfin, une quatrième source de pertes est causée par les recombinaisons des porteurs en excès. Lorsqu'un photon est absorbé, les porteurs générés ne contribuent pas nécessairement au courant produit par la cellule, mais ont une certaine probabilité de le faire, appelée « probabilité de collecte ». Comme cela a déjà été brièvement évoqué en section 1.1.2, les porteurs minoritaires générés dans la base ou l'émetteur ont une durée de vie moyenne τ au-delà de laquelle ils se recombinent avec les porteurs majoritaires. Le taux de recombinaisons, donné en $\text{m}^{-3}.\text{s}^{-1}$, est défini par :

$$U = \frac{\Delta n}{\tau} \quad (1.11)$$

avec Δn la densité de porteurs en excès, et la densité de courant induite par ces recombinaisons est égal à :

$$J = q \int_0^L U dx \quad (1.12)$$

où L désigne l'épaisseur de la cellule. Il existe trois principaux mécanismes de recombinaisons dans les semiconducteurs, décrits ci-dessous et représentés en figure 1.8.

Recombinaisons radiatives

Le processus de recombinaison radiative est présenté en figure 1.8-a. La désexcitation d'un électron induit l'émission d'un photon d'énergie égale à celle du *gap* du semiconducteur. Le taux de recombinaisons radiatives et la durée de vie associés aux porteurs sont donnés par :

$$\begin{cases} U_r = B(np - n_i^2) \\ \tau_r = \frac{1}{B(n_0 + p_0 + \Delta n)} \end{cases} \quad (1.13)$$

avec B le coefficient de recombinaisons radiatives à l'équilibre thermique en $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$, n_i la concentration intrinsèque, n_0 et p_0 les concentrations de porteurs à l'équilibre et Δn et Δp les concentrations de porteurs en excès. Le passage de U à τ se fait en prenant en considération que $n = n_0 + \Delta n$ et $p = p_0 + \Delta p$, et en appliquant la quasi-neutralité électrique $\Delta n = \Delta p$. Dans les diodes à base de silicium, les recombinaisons radiatives sont minoritaires devant les deux suivantes. En effet, elles sont peu probables dans un semiconducteur à *gap* indirect, car dépendantes de la présence d'un phonon.

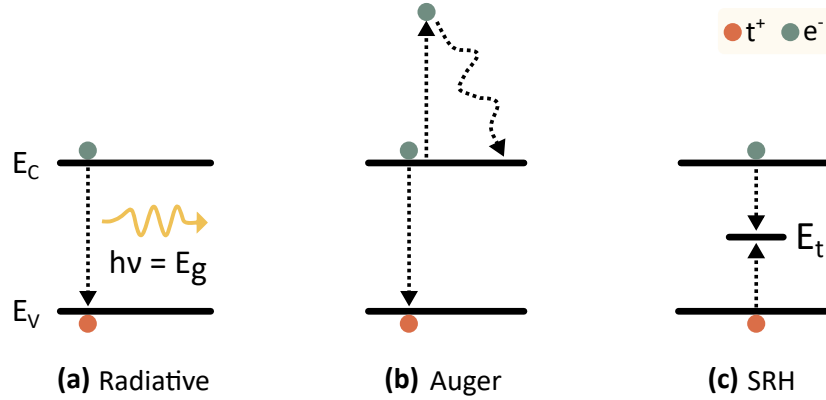


FIGURE 1.8 – Processus de recombinaisons dans les semiconducteurs : (a) radiative, (b) Auger, et (c) de type « Shockley-Read-Hall » ou « assistée par pièges électroniques ».

Recombinaisons Auger

Les recombinaisons de types Auger, schématisées en figure 1.8-b, font intervenir trois particules. Un électron se recombine avec un trou et l'énergie en résultant est transmise à un second électron de la bande de conduction (ou un trou de la bande de valence) qui atteint un niveau d'énergie supérieur (respectivement inférieur) puis se désexcite par thermalisation. Le taux de recombinaison et la durée de vie Auger sont donnés par :

$$\begin{cases} U_A = C_{n,a}n(np - n_i^2) + C_{p,a}p(np - n_i^2) \\ \tau_A = \frac{\Delta n}{C_{n,a}n(np - n_i^2) + C_{p,a}p(np - n_i^2)} \end{cases} \quad (1.14)$$

avec $C_{n,a}$ et $C_{p,a}$ les coefficients Auger en $\text{m}^6.\text{s}^{-1}$.

Recombinaisons assistées par centres recombinants (SRH)

Le mécanisme de Shockley-Read-Hall (SRH) correspond au phénomène de recombinaisons le plus probable à température ambiante dans le silicium [23]. Comme cela est schématisé sur la figure 1.8-c, il s'agit d'un processus de recombinaison assisté par des niveaux énergétiques accessibles dans la bande interdite, désignés comme des « centres recombinants ». Ces derniers, dont l'énergie est généralement proche du milieu du *gap*,

peuvent capturer ou émettre des trous et électrons libres. Lorsqu'un électron (ou un trou) libre est capturé, une force d'attraction coulombienne s'exerce, attirant un trou (électron respectivement) libre à son tour et induisant la recombinaison des deux porteurs. Le taux de recombinaisons et la durée de vie SRH sont donnés par [24] :

$$\begin{cases} U_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)} \\ \tau_{SRH} = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1 + \Delta n) + \tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n} \end{cases} \quad (1.15)$$

avec $\Delta n = \Delta p$ et :

$$\begin{aligned} n_1 &= N_C \exp\left(\frac{E_T - E_C}{k_B T}\right), & \tau_{p0} &= \frac{1}{c_p N_t}, & c_n &= \sigma_n v_{th}, \\ p_1 &= N_V \exp\left(\frac{E_V - E_T}{k_B T}\right), & \tau_{n0} &= \frac{1}{c_n N_t}, & c_p &= \sigma_p v_{th} \end{aligned}$$

où $c_{n,p}$ sont les coefficients de capture en $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$, $\sigma_{n,p}$ les sections efficaces de capture des centres en m^2 , et v_{th} la vitesse thermique en m.s^{-1} , supposée égale pour les électrons et les trous. N_t est la concentration en centres de recombinaisons d'énergie E_t et τ_{n0} et τ_{p0} sont les durées de vie fondamentales des électrons et trous. Le courant induit par les recombinaisons SRH suit une loi exponentielle donnée par l'équation (1.1) avec un facteur d'idéalité n se situant entre 1 et 2. En effet, en faisant les hypothèses que $\tau_{p0} = \tau_{n0}$ et que les centres de recombinaison aient une énergie située au milieu du *gap* (cas le plus impactant), le taux de recombinaisons SRH (*cf* équation 1.15) est maximisé pour :

$$n = p = n_i \exp\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) \quad (1.16)$$

Les durées de vie sont fonctions du semiconducteur, du dopage et de la concentration de porteurs en excès. Dans le silicium, ayant un *gap* indirect, les recombinaisons majoritaires sont de type SRH à faible injection ($\Delta n \ll N$) et de type Auger en conditions de forte injection ($\Delta n \gg N$). Au niveau des surfaces, la présence de défauts et notamment de liaisons pendantes induit une forte concentration en centres de recombinaison SRH. C'est pourquoi ces phénomènes sont prépondérants notamment aux interfaces entre le semiconducteur et les électrodes ou l'air. Afin de les limiter, il est possible de passiver ces surfaces en ajoutant à la structure une fine couche non absorbante visant à y réduire le nombre de liaisons pendantes, et donc de recombinaisons. Dans le cas de cellules solaires en silicium, il s'agit généralement de nitrure de silicium pouvant être déposé par PECVD (dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma), et servant également de couche anti-reflet (*cf* figure 1.6).

1.1.4 Résistances parasites et modèle à double diode

Les composants photovoltaïques présentent en général un comportement déviant légèrement de l'idéalité (*cf* équation (1.1)) du fait de plusieurs contributions parasites au

courant, détaillés dans cette section. Le modèle à double diode, dont le schéma électrique équivalent est présenté en figure 1.9, prend en compte ces contributions et est fréquemment utilisé pour l'analyse des comportements statiques des cellules solaires[25].

Tout d'abord, les performances des cellules photovoltaïques sont altérées par des pertes résistives. Elles sont rassemblées sous la forme d'une résistance série et d'une résistance parallèle, représentées en figure 1.9.

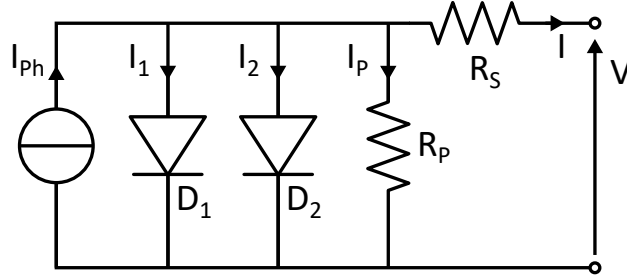


FIGURE 1.9 – Circuit équivalent du modèle à double diode ; I_{ph} désigne le courant photogénéré, I_1 et I_2 les courants passant dans les diodes D_1 et D_2 et I_p le courant de fuite dû à la résistance parallèle R_p ; Le courant total est désigné par I et la résistance série par R_s

La résistance série R_s d'une cellule solaire est généralement induite par la résistance de grille en face avant et la conduction dans l'émetteur [26], et plus occasionnellement par les résistances de contact au niveau des différentes couches du dispositif ou encore la conduction dans la base. La valeur de R_s effective, c'est-à-dire celle qui est mesurée, peut être largement augmentée par un mauvais contact entre la pointe de mesure et les électrodes, ou encore par le passage du courant dans les câbles. La méthode de mesure à « quatre points », présentée en section 2.1.1, permet de s'affranchir de cette fraction supplémentaire à la résistance série interne de la cellule [27], qu'il est en revanche impossible de supprimer. La résistance série a pour effet de diminuer le facteur de forme, et également la valeur du courant de court-circuit lorsque qu'elle devient très élevée. En prenant en compte l'effet de R_s , l'équation (1.7) devient :

$$I(V) = I_L - I_s \left(\exp \left(\frac{q(V + IR_s)}{nkT} \right) - 1 \right) \quad (1.17)$$

Son impact devient significatif lorsque les valeurs de courant sont relativement élevées, et sa valeur doit être minimisée pour optimiser le fonctionnement du composant. Sous obscurité, le composant est en convention récepteur et la chute de potentiel aux bornes de la diode due à la résistance série est affectée d'un signe négatif. L'équation (1.1) devient alors :

$$I(V) = I_s \left(\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) - 1 \right) \quad (1.18)$$

Quant à la résistance parallèle, elle est représentée sur la figure 1.9 par R_p et est consécutive à des défauts de fabrication notamment, pouvant induire des courants de fuite. Il peut

être constaté sur ce schéma électrique qu'elle a pour effet de partiellement court-circuiter la diode en déviant une fraction du courant. Elle impacte la caractéristique de la cellule photovoltaïque sous la forme d'un terme linéaire additionnel, inversement proportionnel à sa valeur. Elle doit donc être la plus élevée possible pour que son effet soit minimisé. Son incidence est significative à faible éclairement, lorsque les courants générés sont peu élevés. L'équation courant-tension sous éclairement prenant compte de l'existence des deux résistances parasites devient :

$$I(V) = I_L - I_s \left(\exp \left(\frac{q(V + IR_S)}{nkT} \right) - 1 \right) - \frac{V + IR_S}{R_P} \quad (1.19)$$

Les résistances parasites étant dépendantes de la surface des cellules solaires, il est judicieux de prendre en compte leur valeur surfacique, en $\Omega \cdot \text{cm}^2$. Typiquement, la résistance série d'une cellule photovoltaïque est de l'ordre de quelques $\Omega \cdot \text{cm}^2$ et la résistance parallèle de l'ordre de quelques dizaines de $\text{k}\Omega \cdot \text{cm}^2$, idéalement centaines.

Le modèle de la diode idéale donné par l'équation (1.1), pour laquelle le facteur d'idéalité n est égal à 1, repose sur l'hypothèse que le courant mesuré aux bornes du dispositif est induit uniquement par la diffusion des porteurs de charge dans les zones neutres. Dans la pratique, cette hypothèse peut s'avérer trop grossière. En effet, une fraction non négligeable du courant peut être induite par les recombinaisons des porteurs de charge dans la zone de charge d'espace. Elles sont principalement de type SRH pour les diodes en silicium, et sont maximisées au point de la ZCE pour lequel $n = p$ [9]. Elles donnent lieu à un courant décrit par une équation de diode avec un facteur d'idéalité approchant 2, comme cela a été mentionné en section 1.1.3 (p. 17). Les processus de recombinaison SRH dans la ZCE peuvent se produire davantage au niveau des bords du composant, où la densité de défauts est généralement beaucoup plus importante s'ils ne sont pas passivés. Dans de tels cas de figure, il arrive que le courant de recombinaisons mesuré soit proportionnel au périmètre des échantillons.

Finalement, le modèle à double diode somme les contributions des courants de diffusion et de recombinaisons et des courants de fuite. Le courant d'obscurité est alors décrit par l'équation :

$$I(V) = I_{S_1} \left(\exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_1 kT} \right) - 1 \right) + I_{S_2} \left(\exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_2 kT} \right) - 1 \right) + \frac{V - IR_S}{R_P} \quad (1.20)$$

avec R_S la résistance série, R_P la résistance parallèle, I_{S_1} et I_{S_2} les courants de saturation des deux diodes ayant pour facteurs d'idéalité n_1 et n_2 , présentant des valeurs théoriques respectives égales à 1 et 2. En conditions d'illumination, le courant total est décrit par :

$$I(V) = I_L - I_{S_1} \left(\exp \left(\frac{q(V + IR_S)}{n_1 kT} \right) - 1 \right) - I_{S_2} \left(\exp \left(\frac{q(V + IR_S)}{n_2 kT} \right) - 1 \right) - \frac{V + IR_S}{R_P} \quad (1.21)$$

avec I_L le courant photogénéré.

L'ensemble des concepts relatifs au fonctionnement physique des cellules photovoltaïques, ainsi que des sources de pertes au cours du processus de conversion de l'énergie, ont été présentés. La pleine compréhension de ces problématiques est au coeur de l'amélioration des performances de ces composants. C'est ce qui sera mis en évidence dans la sous-section suivante, présentant un état de l'art des technologies PV actuelles, ainsi qu'un historique des diverses optimisations ayant été apportées à la jonction simple à base de silicium.

1.1.5 État de l'art des technologies photovoltaïques

En 1839, la première preuve de concept de l'effet photovoltaïque est apportée par Becquerel, qui constate que certains matériaux exposés à la lumière sont capables de générer de l'électricité. C'est notamment le cas du sélénium, ayant servi à la fabrication de la toute première cellule photovoltaïque de l'histoire, présentant un rendement d'environ 1% [28]. Plus tard, le silicium est identifié comme un matériau propice à la fabrication de cellules photovoltaïques, et c'est en 1954 qu'un composant en silicium présentant un rendement de 6 % est mis au point [29], rendant l'utilisation des cellules solaires pour la production d'énergie réaliste.

L'utilisation croissante du photovoltaïque depuis lors [30] en fait un domaine de recherche en constant développement, dans lequel de nombreuses directions sont empruntées pour la création de dispositifs ainsi que pour l'amélioration des performances des dispositifs déjà existants. Il en découle une grande variété de technologies, que cette section a pour but de regrouper et classer, dans l'optique de donner une vue d'ensemble du domaine de recherche et de ses enjeux actuels.

Les technologies PV peuvent être classifiées selon quatre générations, correspondant plus ou moins à un ordre chronologique d'apparition du (ou des) type(s) de structures qu'elles regroupent [31], sans que cela ne soit une règle générale.

Première génération

La première génération regroupe les technologies à jonction simple dites « bulk », c'est-à-dire fabriquées en volume, très majoritairement en silicium. Comme cela a été mentionné en section 1.1.3, le rendement de conversion d'une cellule solaire en silicium monocristallin est plafonné théoriquement autour de 29,5 %. Les dispositifs actuellement à l'état de l'art s'en rapprochent grandement, avec un rendement record de 26,8 % mesuré en 2022 [32]. Ces valeurs sont le produit de diverses innovations apportées au fil des années à la technologie à base de silicium monocristallin, depuis la cellule solaire de 1954 [29]. Les records de rendement successifs qu'elles ont permis d'atteindre sont résumés en figure 1.10.

En 1957, une cellule solaire à jonction p-n créée par diffusion gazeuse est mise au point par le laboratoire Bell [33]. Elle permet d'atteindre un rendement de 11 % du fait de sa large jonction p-n présente sur toute la surface du dispositif augmentant la collecte

des porteurs. Cette géométrie limitant cependant le facteur de forme, des structures en couches sont préférées par la suite.

Un rendement de 14 % est atteint en 1960 [34] par une cellule produite par *Hoffman Electronics* pour des applications spatiales, présentant une couche anti-reflet et des électrodes en grille permettant de réduire la résistance série.

En 1973, une cellule avec un rendement légèrement supérieur à 15 %, appelée « cellule violette » est présentée par Lindmayer [35]. Elle doit son nom à sa capacité accrue à collecter les porteurs photogénérés par les rayonnements de faible longueur d'onde, absorbés de façon non négligeable en profondeur du composant. En effet, les défauts présents à l'interface entre le semiconducteur et l'électrode en face arrière encouragent fortement les processus de recombinaisons. Afin de limiter ces phénomènes indésirables, la cellule de Lindmayer est équipée d'une fine couche dopée p+ en face arrière, induisant localement un second champ électrique (*Back surface field* - *BSF*). Ce dernier permet de repousser les porteurs minoritaires de l'interface, qui est alors passivée par effet de champ. L'année suivante, cette structure est reprise et perfectionnée grâce à la texturation de sa surface, réduisant les réflexions de photons et menant à un rendement de 17.2 % [36].

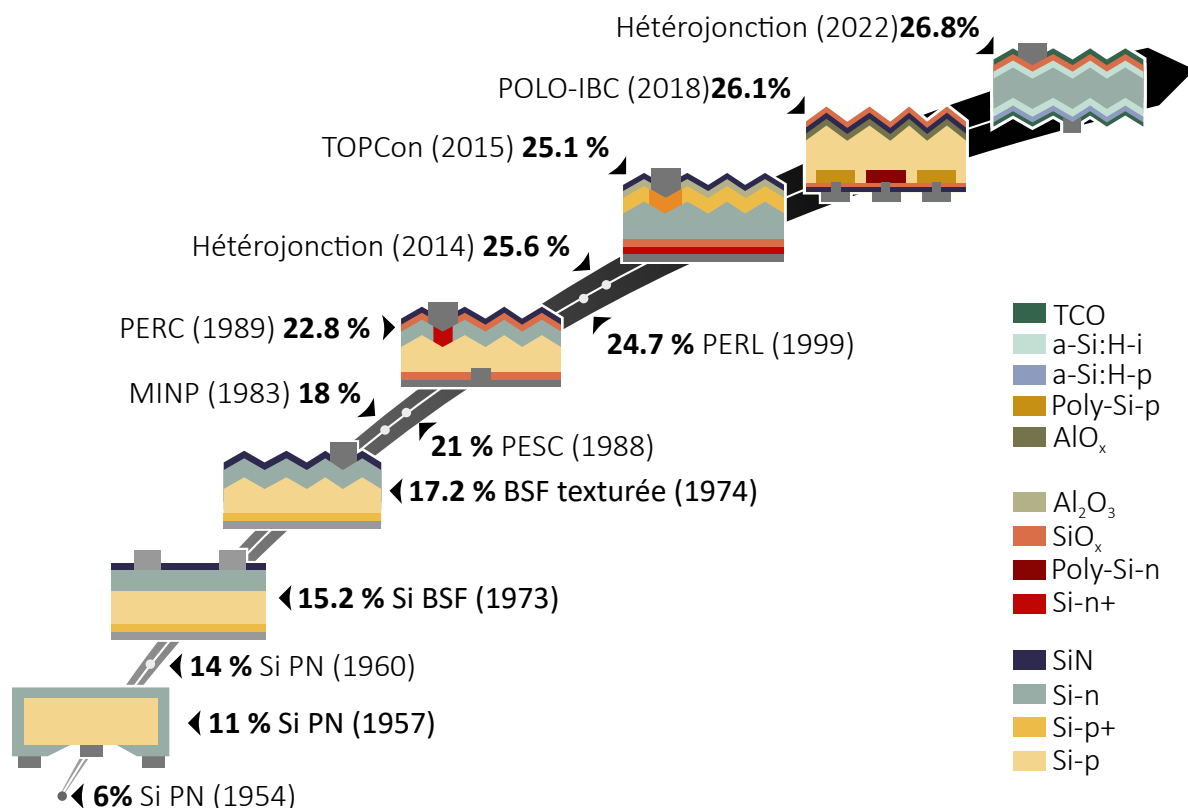


FIGURE 1.10 – Historique des améliorations apportées à la cellule solaire en silicium cristallin ; pour des soucis de lisibilité, l'ensemble des structures n'est pas représenté, et des simplifications ont pu être apportées à certaines d'entre elles ; les données présentées se limitent aux technologies opérant sans concentration optique

En 1983, un rendement de 18 % est atteint avec une cellule de structure MINP (*Metal Insulator NP junction*), comportant une fine couche de SiO_2 visant à passiver l'interface entre le silicium et la couche anti-reflet [37]. Dans la structure PESC (*Passivated Emitter Solar Cell*), cette couche est localement retirée afin de conserver un contact direct entre l'émetteur et les électrodes, permettant d'augmenter le rendement à 21 %. Cette technologie évolue ensuite vers la structure PERC (*Passivated Emitter and Rear Contact*) ayant permis de produire une cellule présentant un rendement de 22.8 % l'année suivante [38]. Dans cette dernière structure, la majeure partie du contact entre le métal et le semi-conducteur en face arrière est passivée par une couche de SiO_2 , et le contact direct ne se fait que localement, comme cela est visible en figure 1.10. La cellule est également dotée de zones dopées n+ au dessous des électrodes améliorant la collecte des porteurs. Un dopage p+ au niveau des contacts avec l'électrode en face arrière est ajouté dans la structure PERL (*Passivated Emitter and Rear Locally diffused*), qui permet d'atteindre un rendement de 24.7 % en 1999 [39].

En 2014, une structure à hétérojonction à base de silicium monocristallin et de silicium amorphe atteint un rendement de 25,6 % [40]. Depuis lors, les records de rendement des

technologies PV de première génération sont détenus par des hétérojonctions, les cellules à concentration optique étant mises à part. Le dernier a été observé en 2022 et s'élève à 26.8 % [41].

Un rendement de 25.1 % est tout de même atteint en 2015 par une cellule sans hétérojonction avec un contact « pleine plaque » en face arrière [42]. Ce retour à une méthode de fabrication moins contraignante par rapport à la technologie PERC est permis par l'utilisation d'un oxyde tunnel pour la passivation du contact entre le métal et le semi-conducteur, d'où l'appellation TOPCon (*Tunnel Oxide Passivated Contact*).

En 2018, une cellule POLO-IBC (*POLysilicon on Oxide-Interdigitated Back Contact*) [43] montre un rendement de 26,1 %, détenant ainsi le record actuel pour les technologies silicium sans hétérostructure. Dans les structures IBC, les contacts sont ramenés en face arrière afin de supprimer les effets d'ombrage en face avant, limitant l'absorption des photons incidents.

Deuxième génération

Le substrat représentant en moyenne 50 % des coûts de production dans les cellules solaires standard [44], il apparaît avantageux d'avoir recours à des films minces déposés sur des substrats moins coûteux. Les structures en films minces présentent également l'avantage d'être plus flexibles et légères, facilitant leur intégration dans divers types d'applications, notamment dans l'industrie spatiale. Ainsi, les couches minces représentaient 5 % du marché photovoltaïque mondial en 2021 [45].

Divers types de matériaux sont employés pour la fabrication de films minces. Il peut s'agir de silicium amorphe ou de composés chalcogénures tels que le CdTe (Tellurure de Cadmium), le CdS (Sélénure de cuivre-gallium) ou encore le CIGS (sélénure de cuivre, d'indium et de gallium). Les cellules à base de matériaux III-V, tels que le GaAs (Arsénure de Gallium), sont également rassemblées dans cette seconde génération de technologies [46].

Troisième génération

La troisième génération des cellules solaires rassemble les technologies dites « émergentes », qui ne sont pas commercialisées. La recherche dans ce domaine a pour but d'étudier le potentiel de nouveaux matériaux ou de nouvelles structures pour des applications photovoltaïques, avec des objectifs divers. Il peut s'agir d'augmenter les rendements de conversion, de réduire les coûts, ou encore de diminuer l'impact environnemental de la fabrication des cellules photovoltaïques.

- Matériaux émergents

Tout d'abord, les composés pérovskites sont actuellement très largement étudiés et constituent des matériaux extrêmement prometteurs pour l'amélioration des rendements de conversion [47]. En effet, les coefficients d'absorption particu-

lièrement élevés qu'ils offrent permettent d'avoir recours à des cellules beaucoup plus fines [48], limitant notamment les pertes liées aux recombinaisons des porteurs photogénérés. Un rendement de 26.1 % a ainsi pu être observé en 2023 dans une jonction simple en pérovskite, faisant de cette technologie, après seulement une dizaine d'années de recherche et développement, un très sérieux concurrent aux cellules en silicium de première génération [49]. L'association en tandem des cellules à base de pérovskite et silicium permet d'atteindre des rendements d'autant plus importants, dont le record actuel se situe à 33,7 % [32]. Toutefois, le caractère très instable des dispositifs à base de composés pérovskites constitue une entrave majeure à leur utilisation pour la production d'énergie. Il s'agit donc d'une problématique fondamentale à laquelle ce domaine de recherche est confronté.

Les dispositifs à base de matériaux organiques sont également étudiés, du fait du coût avantageux et de l'impact environnemental réduit que leur fabrication peut représenter. En effet, il est possible de sélectionner des matériaux sans risque pour l'environnement et disponibles en quantités quasiment illimitées [50]. De plus, les méthodes de fabrication des technologies organiques présentent l'avantage d'être moins coûteuses en énergie que celles employées pour la fabrication de cellules inorganiques. Il s'agit donc d'une technologie avec un fort potentiel de minimisation de l'impact environnemental sur un cycle de vie complet [51]. Le record de rendement pour une cellule solaire organique se situe actuellement à 19.2 % et a été atteint en avril 2023 [52]. Ces technologies souffrent cependant de problèmes de dégradation rapide et donc de stabilité à long terme, ce qui ne leur permet pas de rivaliser avec les technologies des première et deuxième générations [53].

Les cellules solaires *dye-sensitized* [54] ou « cellules à colorant » sont composées d'une couche de colorant organique photosensible adjointe à un matériau semiconducteur à large *gap*, tous deux étant immergés dans une solution électrolytique. Dans ces structures particulières, la conversion de la lumière en énergie ne se fait pas grâce à une jonction p-n. En effet, la première couche, photo-sensible, a pour unique rôle d'absorber les photons incidents tandis que le semiconducteur permet l'acheminement des électrons jusqu'à l'électrode. Ces dispositifs présentent l'avantage de pouvoir être fabriqués avec des techniques relativement simples et des matériaux peu chers, rendant leur utilisation potentiellement rentable malgré des rendements ne dépassant pas 13 % actuellement [32].

Enfin, l'utilisation de *Quantum dot* (point quantique) est explorée pour les applications solaires, du fait des propriétés électriques et optiques malléables qu'ils présentent [55].

- Innovations structurelles

Le recours à des structures en tandem ou « multi-jonctions » est un des moyens les plus efficaces d'augmenter les rendements de conversion dans les cellules PV. Dans ces structures, plusieurs jonctions p-n à base de différents matériaux semiconducteurs sont disposées en série dans l'optique de maximiser l'absorption des

photons, et de limiter considérablement les pertes par thermalisation (*cf* section 1.1.3). Elles peuvent être réalisées à base de matériaux III-V notamment, pour lesquels le *gap* peut être légèrement modulé et optimisé pour l'absorption d'une bande de longueurs d'onde donnée [56].

Enfin, le photovoltaïque à concentration (CPV) constitue une piste de recherche intéressante afin de réduire les coûts engendrés par la consommation de matériaux, d'autant plus importants dans le cas des cellules tandem. La concentration optique permet également d'atteindre des rendements plus élevés pour un même éclairement incident. Le record de rendement de conversion toutes technologies confondues est actuellement détenu par une cellule solaire tandem à quatre jonctions sous concentration, et s'élève à 47,6 % [57].

Quatrième génération

La quatrième et dernière génération PV regroupe les technologies dites « hybrides », actuellement à un stade de développement très peu avancé. Ces dernières présentent l'intérêt de combiner les avantages des technologies organiques à la fiabilité des matériaux inorganiques, généralement présents dans ces dispositifs sous la forme de nanostructures [58]. C'est pour cela que ce groupe est également désigné comme le « nano-photovoltaïque ». Il rassemble les technologies à base de graphène, de nanoparticules de métal ou d'oxydes de métal ou encore de nanotubes de carbone [59].

Afin d'évaluer les performances des composants photovoltaïques, diverses méthodes de caractérisation peuvent être employées. Quelques unes des plus répandues dans le domaine sont présentées dans la section suivante.

1.1.6 Méthodes de caractérisation standard

Tout d'abord, le comportement sous obscurité peut être étudié à travers des mesures statiques de courant-tension. Il est fréquent d'analyser ces mesures en échelle semi-logarithmique afin de pouvoir identifier notamment les mécanismes de conduction parasites apparaissant aux faibles tensions.

La réponse d'une cellule solaire à un éclairement incident peut ensuite être caractérisée à travers l'étude de différentes grandeurs. En premier lieu, la mesure du rendement de conversion est indispensable à l'évaluation des performances d'une cellule. Elle est effectuée dans des conditions précises d'éclairement, de température, et de contact afin que son résultat soit comparable d'un dispositif à l'autre. La puissance produite par la cellule, éclairée par un rayonnement incident d'une puissance fixe, est mesurée. Le rapport entre les deux puissances fournit alors une valeur de rendement de conversion.

L'évolution de la tension de circuit ouvert avec l'intensité lumineuse peut également être analysée, à travers des mesures dites « *Sun-V_{OC}* » [60].

Il est possible ensuite d'étudier la réponse spectrale d'un composant. Pour ce faire, le courant généré par une cellule éclairée à une puissance fournie fixe est mesuré pour diverses longueurs d'onde incidentes. Cette grandeur peut alors être reliée à l'efficacité quantique, évoquée en section 1.1.2. Ce type de mesure est particulièrement utile notamment pour la conception de cellules tandem, pour lesquelles l'addition de divers matériaux permet d'augmenter la bande d'absorption, et donc les rendements [61].

Par ailleurs, diverses méthodes permettent de caractériser la durée de vie des porteurs photogénérés dans une cellule PV. C'est le cas par exemple des mesures transitoires (*transient measurements*), consistant à éclairer la cellule avec un signal lumineux en créneau (*pulse*), puis à mesurer la décroissance du courant avec le temps une fois ce signal éteint [62]. Le courant transitoire contient en effet des informations précieuses liées aux mécanismes de transport, aux phénomènes de captures, d'émissions ou de recombinaisons des porteurs.

Les composants PV étant généralement larges et souvent inhomogènes en qualité, diverses méthodes de caractérisation permettent de réaliser des cartographies des défauts dans ces derniers. C'est le cas des méthodes LBIC (*Light Beam Induced Current*) et EBIC (*Electron Beam Induced Current*) notamment [63]. La zone à étudier du composant est balayée par un faisceau incident (lumineux ou électronique), et le courant en résultant est mesuré pour chaque position. La mesure du courant LBIC est généralement dédiée à l'étude des défauts de taille macroscopique et il est fréquent de réaliser des cartographies de cellules entières. La méthode EBIC en revanche, ayant une résolution beaucoup plus fine, est utile au contraire pour l'étude des défauts microscopiques ou submicroscopiques. Le procédé inverse peut également être utilisé, à travers des mesures d'électroluminescence [64]. Dans ce cas, un courant est fourni à la cellule et les recombinaisons radiatives en découlant sont mesurées.

En comparaison, la mesure du bruit électronique est une méthode encore relativement peu exploitée pour la caractérisation des composants PV. Elle tend à se développer cependant, du fait des avantages qu'elle présente. Il s'agit en effet d'une méthode non destructive capable de fournir des informations complémentaires à celles obtenues via les méthodes de caractérisation standard. Elle est particulièrement performante pour la détection et la caractérisation des défauts électriquement actifs dans les composants à semiconducteurs, ainsi que pour l'identification de mécanismes de conduction [65].

1.2 La mesure de bruit électronique de basse fréquence

1.2.1 Outils mathématiques

Le bruit électronique peut être défini comme l'ensemble des fluctuations temporelles du courant ou de la tension d'apparence aléatoire déformant un signal (continu ou alternatif). Son étude dans le domaine temporel étant très limitée par cet aspect aléatoire, il est

indispensable d'avoir recours à des outils mathématiques de traitement du signal donnant accès à des représentations fréquentielles. C'est le cas par exemple de la transformée de Fourier, procurant une représentation spectrale d'un signal :

$$\mathcal{TF}\{x(t)\} = F(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i2\pi ft} dt \quad (1.22)$$

Son utilisation est pertinente dans le cas de signaux déterministes, à savoir des signaux définis en tout temps. Dans le cas de signaux stochastiques, comme c'est le cas du bruit électronique, il est plus pertinent d'avoir recours à la densité spectrale de puissance (PSD). Elle est définie selon le théorème de Wiener-Khinchine pour un processus aléatoire stationnaire au sens large, noté x , comme la transformée de Fourier de sa fonction d'auto-corrélation R_{xx} :

$$PSD(x) = S_x = \mathcal{TF}[R_{xx}] \quad (1.23)$$

où R_{xx} est donnée pour un signal à puissance finie par :

$$R_{xx} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} x(t)\bar{x}(t - \tau) dt \quad (1.24)$$

avec $\bar{x}$ le conjugué complexe de x . La PSD permet d'accéder à la répartition en fréquence de la puissance d'un signal et est donc une grandeur indispensable à l'étude du bruit électronique d'un système.

1.2.2 Divers types de bruit et signatures fréquentielles

Divers types de spectres en puissance peuvent ainsi être observés, caractéristiques des mécanismes physiques mesurés. Le spectre le plus élémentaire est celui du bruit dit « blanc ». Ce dernier résulte de perturbations aléatoires non corrélées en temps et sa PSD est donc constante avec la fréquence. Il peut être causé par exemple par l'agitation thermique des électrons qui vibrent autour de leur position d'équilibre. On parle dans ce cas de « bruit thermique » ou « bruit de Johnson–Nyquist », dont la densité spectrale de puissance, indépendante du courant, est donnée par :

$$S_I = \frac{4k_B T}{R} \quad (1.25)$$

avec R la résistance électrique du matériau. Un bruit blanc est également observé dans le cas du « bruit de grenaille » (*shot noise*), phénomène découlant de la nature discrète des porteurs de charge à l'origine du courant [66]. Plus précisément, ce type de bruit est induit par la nature non-continue du flux de ces porteurs. Il est mesuré en particulier dans les jonctions p-n, les contacts Schottky ou encore les jonctions tunnel, à savoir les systèmes dans lesquels le franchissement d'une barrière de potentiel induit ces fluctuations [67]. Le bruit de grenaille varie proportionnellement au courant I :

$$S_I = 2qI \quad (1.26)$$

Le bruit blanc n'existe pas à proprement parler en électronique puisqu'il nécessiterait des signaux de puissance infinie. Le phénomène est notamment limité par le fait que les particules engagées aient une masse. Les fréquences de coupure restent cependant très élevées par rapport aux gammes de fréquences mesurées en électronique.

Un second type de bruit est induit par les processus physiques dynamiques présentant une densité de probabilité exponentielle de relaxation caractérisée par un temps τ :

$$u(t) = u_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (1.27)$$

La densité spectrale de puissance résultant de ces phénomènes est une Lorentzienne, représentée en figure 1.11-a et décrite par une équation du type [68] :

$$S(\omega) = \frac{A\tau}{1 + \omega\tau^2} \quad (1.28)$$

avec $\omega = 2\pi f$ et A une grandeur constante en fréquence. $S(\omega)$ est constante à basse fréquence puis varie en $1/f^2$ au-delà d'une fréquence caractéristique $f_c = 1/2\pi\tau$. Les phénomènes de générations et recombinaisons notamment produisent ce type de signature fréquentielle, d'où la désignation répandue de « bruit de génération-recombinaison » [69]. Le « bruit télégraphique » ou « *Random Telegraphic Signal* » (RTS), dont un exemple de mesure dynamique est représenté en figure 1.12, est un cas particulier élémentaire produisant une PSD en Lorentzienne. Lorsqu'un tel bruit est mesuré, il est possible d'observer dans le domaine temporel plusieurs niveaux de courants distincts se succédant. Ce phénomène peut être induit par la capture d'un porteur de charge par un piège électronique, modifiant localement l'environnement électrostatique, et modulant par intermittence le passage du courant à une même tension appliquée. Il est alors parfois possible de déduire des mesures dynamiques les propriétés de capture et d'émission du piège électronique.

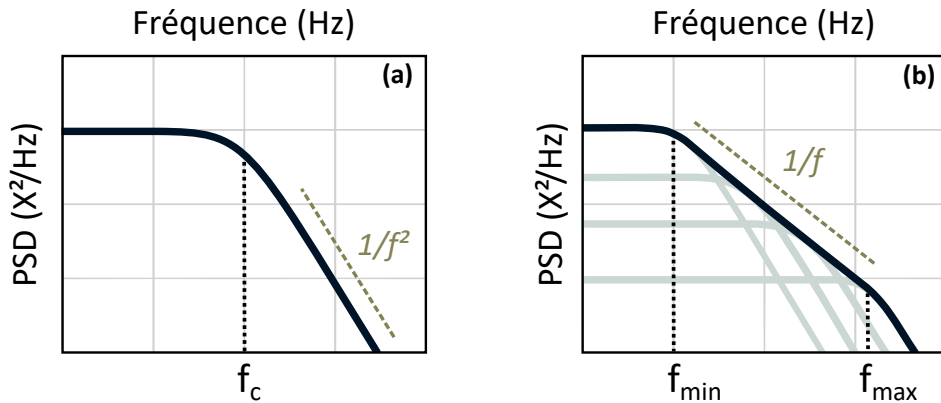


FIGURE 1.11 – Allures des densités spectrales de puissance de deux types de bruit : (a) Lorentzienne et (b) bruit de flicker ou $1/f$; X correspond à l'unité de la grandeur mesurée

Lorsque plusieurs phénomènes de même origine physique présentant des temps caractéristiques τ différents se manifestent, la superposition des spectres lorentziens qu'ils produisent peut donner lieu à un troisième type de bruit, communément désigné par l'appellation de « bruit de flicker ». La PSD obtenue peut alors présenter localement une pente proportionnelle à $1/f^\alpha$ avec α un coefficient fonction des temps caractéristiques de relaxation des processus engagés. Quand leur nombre augmente et que la distribution des temps $\tau_1, \dots, \tau_n$ est exponentielle, le coefficient α devient proche de 1, comme cela est représenté en figure 1.11. C'est pour cette raison que le bruit de flicker est généralement appelé « bruit $1/f$ ». Ce dernier existe alors sur une gamme de fréquences délimitée par les deux processus ayant les temps caractéristiques les plus extrêmes (τ_{min} et τ_{max}). Le bruit de flicker se retrouve dans une très grande majorité de systèmes physiques [70].

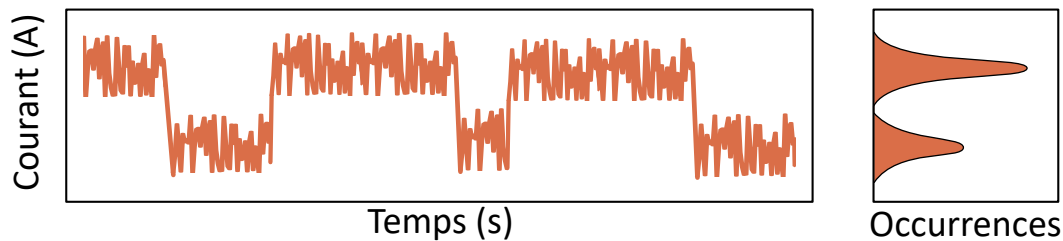


FIGURE 1.12 – Allure temporelle et histogramme d'un signal présentant un bruit télégraphique à deux niveaux

Les bruits en $1/f^2$ et en $1/f$ ne sont observables qu'à des fréquences relativement basses car ils deviennent négligeables devant le bruit blanc à haute fréquence. Ils sont donc désignés par l'appellation de « bruit de basse fréquence ». Les divers types de bruit évoqués dans cette section sont regroupés dans le tableau 1.1.

Type de bruit	PSD	Origine possible
Bruit blanc	Constante	Thermique
		Grenaille
Bruit de basse fréquence	Lorentzienne	G-R
		Télégraphique
		Autre
	$1/f$	Somme de Lorentziennes
		Modèle empirique $\Delta\mu$

TABLEAU 1.1 – Résumé des diverses signatures de bruit électroniques évoquées dans cette section

1.2.3 Origine du bruit $1/f$ dans les semiconducteurs

Un bruit $1/f$ est observé pour la première fois dans la littérature par Jonhson en 1925 [71]. Alors qu'il tente de vérifier expérimentalement les prédictions théoriques présentées par Schottky en 1918 pour le bruit de grenaille dans un tube à vide, il observe un bruit en excès à basse fréquence [70]. L'année suivante, Schottky propose une modélisation du phénomène pour un processus caractérisé par un unique temps τ , donnant lieu à un spectre lorentzien [68]. C'est d'ailleurs lui qui propose l'appellation de bruit de « flicker », scintillement en anglais, par analogie avec les variations de l'intensité lumineuse dans le cas d'un scintillement. C'est en 1939 que Surdin [72] montre qu'une somme de lorentziennes avec une répartition de temps caractéristiques particulière donne lieu à un bruit en $1/f$, permettant d'approcher beaucoup mieux les mesures de Jonhson [73].

En 1955, McWhorter présente, à partir de résultats expérimentaux obtenus dans des composants à base de germanium, une première modélisation du bruit $1/f$ dans les composants à semiconducteurs. Il y est identifié comme un effet surfacique induit par la présence de pièges électroniques localisés au sein ou en bordure d'une fine couche d'oxyde en surface du germanium [74]. Le bruit $1/f$ découlerait alors des fluctuations du nombre de porteurs de charge libres ΔN , du fait des processus de capture et d'émission électroniques induit par ces états d'interface. Il est décrit par l'équation :

$$\frac{S_I}{I^2} = \frac{k_B T N_S S}{f N^2} \quad (1.29)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, N_S la densité surfacique de défauts dans la surface latérale parallèle au passage du courant S et $N = nV$ le nombre de charges libres avec V le volume de conduction.

Jusqu'à la fin des années 1960, cette modélisation est acceptée de manière générale comme l'explication la plus plausible au bruit $1/f$ dans les composants à semiconducteurs. Cependant, malgré la pertinence de son utilisation dans les structures MOSFETs (cf figure 1.13), elle ne semble pas rendre compte des variations du niveau de bruit de flicker observées dans d'autres types de dispositifs. En effet, certains composants dans lesquels la conduction se fait dans un grand volume montrent des dépendances claires de l'amplitude du bruit $1/f$ avec le nombre total de charges libres. Suite à ces observations, Hooge publie en 1969 un travail intitulé « le bruit $1/f$ n'est pas un effet surfacique » [75]. Il y développe une théorie attribuant le bruit de basse fréquence dans les semiconducteurs aux fluctuations de la mobilité des porteurs de charges au sein du matériau. Il est décrit par l'équation empirique :

$$\frac{S_I}{I^2} = \frac{\alpha_H}{f N} \quad (1.30)$$

avec N le nombre de charges libres et α_H un coefficient empirique de l'ordre de 10^{-3} .

Cette seconde modélisation est également largement reprise, et les deux théories de Hooge et McWhorter sont fréquemment mises en opposition dans la littérature après cela [76]. Aujourd'hui, le domaine semble s'accorder à dire que les deux phénomènes qu'elles décrivent coexistent très probablement. L'un peut cependant devenir négligeable devant

l'autre en fonction de divers paramètres tels que la qualité cristalline du matériau, la géométrie du composant ou encore les conditions d'utilisation [77].

1.3 État de l'art de l'analyse du bruit électronique dans les composants photovoltaïques

La mesure de bruit électronique de basse fréquence est un outil de caractérisation dont l'utilisation est relativement répandue dans le domaine de la microélectronique [78]. Il peut notamment permettre d'extraire la densité de pièges électroniques dans les oxydes de grille des composants MOSFETs [14], représentés sur la figure 1.13, limitant leurs performances et leur longévité. Les structures et le fonctionnement de ces dispositifs en particulier en font des candidats idéaux pour l'étude du bruit électronique. En effet, le courant y est gouverné par un seul type de porteurs de charge, et la conductivité peut être modulée grâce à la tension de grille.

Dans les diodes au contraire, les deux types de porteurs participent au courant et il n'existe pas, dans la majorité des structures, d'équivalent à la tension de grille. Le comportement courant-tension dans les composants photovoltaïques en particulier est d'autant plus complexe à étudier du fait des mécanismes de conduction parasites existant généralement en parallèle de la diode idéale (*cf* section 1.1.4), et dont les contributions sont parfois difficiles à distinguer. Les grandes tailles des structures de test PV classiques, et la quantité importante de défauts de fabrication qu'elles impliquent, accentuent en effet les phénomènes de recombinaisons et de fuites de courants [79]. Le recours à la découpe, en vue de réduire la taille des échantillons, peut également introduire ou intensifier des mécanismes de conduction parasites via les bords. Il convient de connaître ces aspects propres aux composants PV afin d'étudier le bruit électronique qu'ils produisent.

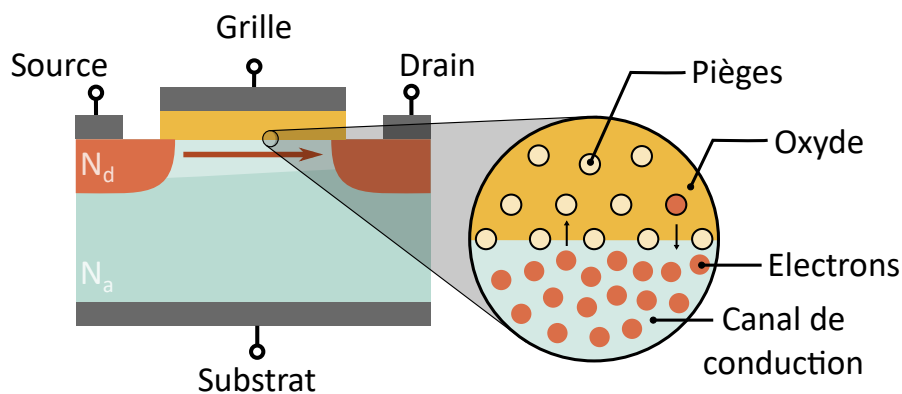


FIGURE 1.13 – Représentation du piégeage électronique à l'interface entre l'oxyde de grille et le canal de conduction d'un composant MOSFET (*Metal Oxide Semiconductor - Field Effect Transistor*)

1.3.1 Le bruit électronique dans les jonctions p-n

La question de la modélisation du bruit électronique dans les diodes est explorée dès les années 1950. De nombreux travaux rapportent la détection de bruit de grenaille dans ces composants [80–83]. Le bruit de basse fréquence est alors désigné comme le « bruit en excès » par rapport aux bruits thermique et de grenaille. En 1952, des mesures de bruit $1/f$ dans les diodes et les transistors MOS sont rapportées dans [73]. Comme cela a été détaillé en section 1.2.3, la compréhension du phénomène et de son origine dans les semiconducteurs est à cette époque assez rudimentaire, bien que quelques travaux suggèrent déjà qu'il puisse résulter d'une somme de lorentziennes [72, 84].

Le modèle proposé par McWhorter en 1955, déjà évoqué précédemment, fournit alors une première explication concrète quant à l'origine physique du phénomène. Pour rappel, il attribue les fluctuations du nombre de porteurs de charge libres à l'action de niveaux électroniques « pièges » localisés aux interfaces ou en surface du volume de conduction [74]. L'année suivante dans [80], le niveau de bruit $1/f$ mesuré dans une jonction p-n en silicium est modulé de façon réversible avec l'humidité de l'atmosphère, alimentant l'hypothèse d'un effet surfacique. Un lien direct est observé par la suite par Hsu *et al.* [85] entre la densité d'états d'interface et le bruit $1/f$ dans des diodes en silicium contrôlées par une grille [86]. Il est alors attribué, conformément à la théorie énoncée par McWhorter, aux phénomènes de piègeages de porteurs de charge induits par ces états d'interface. Ces résultats sont repris notamment pour modéliser le bruit de basse fréquence mesuré sous éclairage dans des photodiodes à base de (HgCd)Te dans [87].

La théorie présentée par Hooge en 1969 [75], évoquée en section 1.2.3, propose une alternative aux modélisations surfaciques du bruit de flicker dans les composants à semiconducteurs. Elle est également largement reprise pour l'analyse du bruit de basse fréquence dans les diodes [70, 88]. En effet, il s'agit généralement de composants avec un large volume de conduction et par conséquent des effets surfaciques moins prédominants. En outre, la flexibilité de la formule empirique décrivant ce modèle le rend d'autant plus attractif pour l'interprétation et la comparaison de résultats. Kleinpenning le reprend notamment pour mettre en équations le bruit $1/f$ attendu dans des jonctions p-n de diverses géométries, opérant sous différents régimes de tension [89].

1.3.2 La mesure de bruit électronique dans les cellules PV

Dans les cellules photovoltaïques en particulier, le modèle de Hooge et les équations de Kleinpenning sont très fréquemment repris pour interpréter des résultats de mesures [90–97]. Le coefficient de Hooge α_H , correspondant à l'amplitude du bruit mesuré, est alors généralement utilisé comme grandeur permettant de comparer la qualité de matériaux ou de composants entre eux. Dans de nombreux travaux par ailleurs, le bruit est utilisé comme un outil de caractérisation de la dégradation des composants photovoltaïques à travers des procédés de vieillissement [90, 91, 98–100]. Divers types de composants, allant des technologies les plus anciennes aux plus récentes, ont fait l'objet d'études de bruit électronique de basse fréquence. La liste des publications citées dans cette section peut

ne pas être exhaustive, mais se veut toutefois représentative des connaissances actuelles dans le domaine. Ainsi, les proportions des divers dispositifs étudiés dans les travaux cités dans cette section sont représentées en figure 1.14.

Technologies de première et seconde générations

Tout d'abord, une quinzaine d'études réalisées dans des cellules solaires « bulk » en silicium à jonction simple [64, 90, 91, 98, 101–110], ou à hétérojonctions [111, 112] a été recensée. Comme cela est visible en figure 1.14, elles représentent environ un tiers des études répertoriées. Cette proportion est légèrement surestimée cependant du fait que la majorité de ces travaux provienne de la même équipe de recherche de Macku *et al.* [64, 102, 104–109]. Publiés entre 2008 et 2018, ils présentent un ensemble de résultats issus d'échantillons Al-BSF (*Aluminum Back Surface Field*) à base de silicium monocristallin très semblables, voire identiques d'un papier à l'autre. Dans la majorité de ces travaux, la mesure de bruit sous obscurité est couplée à des méthodes de caractérisation optique. À partir de cette approche notamment, la mesure d'un bruit télégraphique est reliée à la présence d'un type de défaut désigné par l'appellation « *microplasma breakdown* » dans [102, 104, 106]. Ce type de défaut est mentionné dans la littérature photovoltaïque comme induisant des sauts de courants [113]. Dans [108], la mesure de bruit est utilisée comme indicateur des dommages introduits par la découpe au laser. Une augmentation du niveau de bruit $1/f$ consécutive à ces dernières est alors observée, sans qu'une modélisation physique approfondie ne soit développée.

Le sujet de la mesure de bruit comme indicateur de la fiabilité des composants photovoltaïques a été exploré dès les années 1980 par Vandamme *et al.* notamment. Dans [90], ce dernier présente des mesures réalisées sous obscurité dans des cellules en silicium monocristallin donnant lieu à un bruit $1/f$, analysé à partir des équations de Kleinpenning [89]. Un niveau de bruit très supérieur aux attentes est alors observé, interprété comme le signe d'une non-uniformité de la cellule. La quantité de défauts structuraux dans les composants photovoltaïques semble ainsi éloigner leur comportement dynamique du modèle de fluctuations de la mobilité dans le volume total énoncé par Hooge. La présence de défauts peut en effet réduire le volume effectif de conduction, comme cela est suggéré dans le papier, mais peut également induire des phénomènes de fluctuations du nombre de porteurs de charges libres.

Landi, Barone *et al.* présentent dans [98] un modèle basé sur les phénomènes de capture et d'émission et de recombinaisons des porteurs pour expliquer le comportement des fluctuations du courant dans des cellules solaires à base de silicium. Il est mis au point à partir de mesures de bruit réalisées sous obscurité et sous éclairage, à diverses températures et à divers niveaux de dégradation.

Quelques travaux présentent ensuite des résultats de mesures dans des structures plus complexes d'hétérojonctions à base de silicium [111, 112]. Dans [111] par exemple, l'utilité de la mesure dynamique est mise en évidence par l'étude de dispositifs à couches multiples, pour lesquels l'analyse statique est limitée par la couche la plus résistive. L'illumination

des cellules par des faisceaux de longueurs d'onde distinctes, donnant lieu à des spectres fréquentiels différents, est employée pour ce faire.

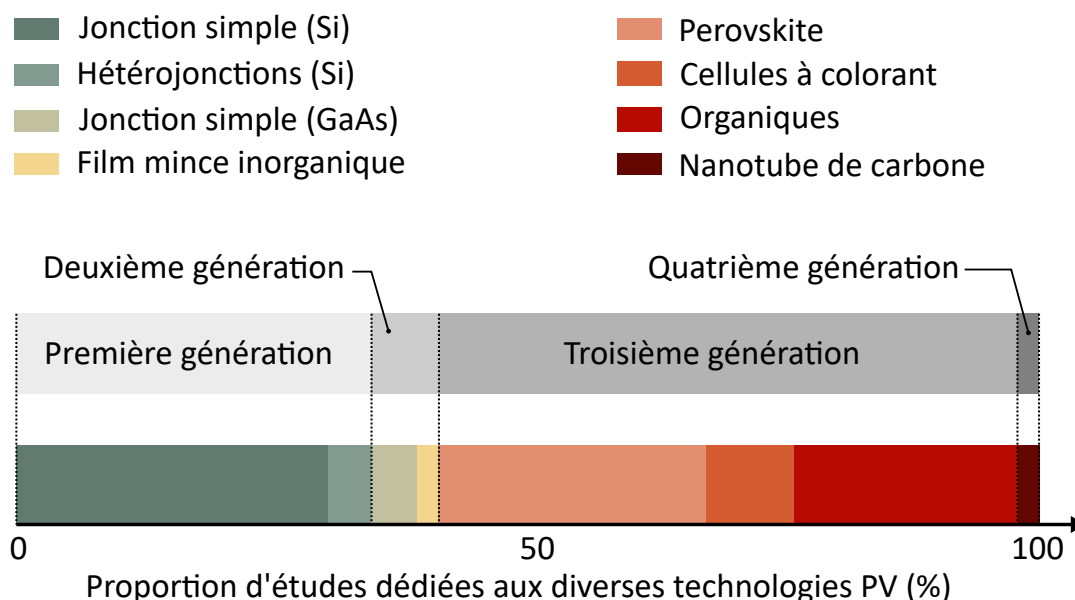


FIGURE 1.14 – Représentation des proportions des diverses technologies PV faisant l'objet des études de bruit électronique de basse fréquence évoquées dans cette section

Concernant les technologies de seconde génération, des mesures de bruit de basses fréquences sont présentées notamment dans des films minces inorganiques à base de cuivre, indium, gallium et sélénium dans [114] et d'arséniure de gallium dans [99, 115]. L'impact du format des électrodes sur les performances est étudié par ce biais dans [115]. L'identification des mécanismes à l'origine du bruit $1/f$ y est très succincte cependant. Ce dernier est attribué à des fluctuations de la mobilité sur la base d'un comportement linéaire puis quadratique en courant. Dans [114] et [99], le niveau de bruit $1/f$ est utilisé uniquement comme un indicateur de dégradation des composants, sans que de plus amples analyses ne soient dédiées à son origine. Bien que cette approche permette de renseigner rapidement et de manière non destructive sur la qualité d'un composant, il s'agit d'une utilisation très restreinte de cet outil, pouvant mener parfois même à des erreurs d'identification des sources de dégradation.

En somme, les études de bruit de basse fréquence dans les technologies PV de première et deuxième générations sont relativement peu représentées et diversifiées dans la littérature. À l'inverse, les technologies émergentes sont étudiées plus largement, comme cela est mis en évidence par la figure 1.14.

Technologies émergentes

Les études de bruit électronique de basse fréquence dans les technologies PV émergentes concernent principalement des dispositifs à base de matériaux perovskites [12, 13, 92, 103, 116–123] et organiques [93–95, 100, 103, 122, 124–127]. Quelques travaux dans des cellules à colorants [96, 97, 128, 129], ou à base de nanotubes de carbone [130] sont également recensés. Cet engouement peut s'expliquer notamment par l'essor actuel de la recherche sur ces nouveaux dispositifs, coïncidant avec le développement des mesures de bruit électronique dans les composants PV. Dans les dispositifs émergents en particulier, l'analyse du bruit électronique apparaît comme un outil supplémentaire utile à la compréhension de la physique de dispositifs plus complexes. Cette complexité semble cependant restreindre d'autant plus son utilisation à celle d'un indicateur de la qualité d'un composant. Le recours au modèle de Hooge est alors très adéquat, et c'est pourquoi il est particulièrement fréquent dans ces travaux.

Cela étant dit, certaines études présentent des méthodes d'utilisation du bruit particulièrement pertinentes et adaptées aux structures caractérisées. Notamment, la mesure de bruit de basse fréquence traditionnelle est associée à la microscopie à force atomique dans [12], donnant lieu à un outil performant de cartographie des pièges électroniques dans un film mince de perovskite.

Il ressort de cet état de l'art que le sujet de la mesure de bruit électronique de basse fréquence dans les composants photovoltaïques correspond à un domaine d'étude très large. La diversité des technologies PV existant actuellement en est une première raison. Ainsi la méthode de caractérisation est capable de fournir des résultats très différents d'une structure à l'autre. Il apparaît cependant que cet outil n'est pas toujours exploité dans son entièreté. En effet, les études de bruit dans les composants PV se limitent en général à l'analyse de spectres fréquentiels, ou à la comparaison des amplitudes de bruit observées dans différents dispositifs. L'information contenue dans les dépendances en tension et en courant du bruit est souvent utilisée de manière assez succincte en revanche. Cet aspect est pourtant essentiel à la compréhension des sources de bruit, pouvant être à l'origine de dégradations dans les composants photovoltaïques.

Conclusion

Ce premier chapitre a présenté l'ensemble des données théoriques relatives à l'utilisation de la mesure de bruit électronique pour la caractérisation des composants photovoltaïques. Une première section a détaillé les divers phénomènes physiques régissant le fonctionnement et les performances des cellules PV. Elle a également permis de présenter un état de l'art des technologies actuelles, ainsi qu'une vue d'ensemble des méthodes de caractérisation les plus répandues dans le domaine. Dans un second temps, la méthode de caractérisation des composants à semiconducteurs via la mesure de bruit électronique a

été présentée. Les signatures fréquentielles des divers types de bruit électronique, ainsi que l'origine physique de ces derniers ont été discutées en détail. En particulier, les connaissances relatives à l'origine du bruit de basse fréquence dans les semiconducteurs ont pu être exposées à travers un bref historique de la littérature du sujet. Finalement dans une dernière section, un état de l'art du sujet de la mesure de bruit électronique de basse fréquence dans les cellules photovoltaïques, de première génération principalement, a été présenté.

Chapitre 2

Outils de mesure et méthodes

Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter l'ensemble des équipements et méthodes de mesure et d'analyse des données expérimentales. Une première section est dédiée à la caractérisation statique des composants, et présente notamment la procédure d'extraction des paramètres d'ajustement des courbes courant-tension à partir du modèle à double diode. Une deuxième section s'attache à présenter les caractéristiques et le fonctionnement de l'installation de mesure de bruit. Elle détaille également les effets parasites liés à la mesure de bruit dans les composants photovoltaïques en particulier, ayant été rencontrés au cours de ce travail de thèse. Dans une dernière section, les méthodes générales d'analyse du bruit électronique dans un composant, et en particulier du niveau de bruit $1/f$ en fonction de la tension et du courant, sont présentées.

2.1 Caractérisation statique

Cette section a pour objectif premier de présenter l'ensemble des équipements utilisés pour la mesure de courbes statiques courant-tension (I-V), à température ambiante, et à basse température. Elle présentera également les méthodes d'analyse des courbes I-V sous obscurité à partir du modèle à double diode.

2.1.1 Mesures courant-tension

Les mesures courant-tension en microélectronique peuvent être réalisées grâce à une station de tests sous pointes, schématisée en figure 2.1. Elle est placée au sein d'une cage noire, afin de filtrer la lumière environnante à laquelle les composants à semiconducteurs sont sensibles. Le rôle de cette dernière est particulièrement important dans le cas de mesures sur des composants photorécepteurs, tels que les cellules solaires, dont les structures sont optimisées pour l'absorption optique. Le composant est immobilisé sur le plateau (*chuck*) grâce à une aspiration en face arrière, adaptable selon sa taille. Une différence de

potentiel peut alors lui être appliquée par l'intermédiaire des pointes métalliques disposées sur des micro-manipulateurs. Lorsque le composant est traversant, le plateau est utilisé pour fixer la tension en face arrière, généralement à la masse, et une différence de potentiel est appliquée grâce à une pointe disposée en face avant. C'est la configuration qui est représentée en figure 2.1, sur laquelle la pointe de droite est levée. Une valeur moyenne du courant circulant dans le composant dans un intervalle de temps donné est alors mesurée par cette même pointe, permettant également d'appliquer la polarisation. Ce processus est possible grâce à l'utilisation de SMU (*Source Measure Unit*)[131]. Ce montage électronique particulier, ayant été développé dans les années 80, est intégré à la plupart des appareils de mesures actuels. Il permet de réduire grandement le nombre d'appareils de mesures et la complexité des montages électroniques nécessaires à la caractérisation courant-tension des composants microélectroniques.

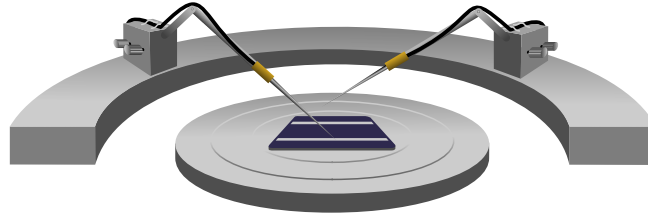


FIGURE 2.1 – Station sous pointes

Certaines des caractéristiques courant-tension présentées dans ce manuscrit, dans le cas des échantillons les plus petits notamment, ont été acquises à partir de l'équipement de mesures piloté par le programme NOISYS, présenté en section 2.2. Le courant mesurable par ce dernier étant limité à 10 mA, le recours à un analyseur de données *Agilent B1500A* [132], développé par Keysight[®], s'est avéré nécessaire pour la majeure partie des échantillons de mesure. Il est équipé de cinq SMU, dont un HPSMU (*High Power Source Measure Unit*) permettant de réaliser des mesures de courant allant jusqu'à 1 A, ordre de grandeur fréquemment atteint dans les composants photovoltaïques.

Réduction de la résistance série via la mesure à trois contacts

Comme cela a été évoqué en section 1.1.4, la mesure introduit nécessairement une résistance équivalente supplémentaire en série du dispositif à tester R_S , causée par le transport du courant dans les câbles électroniques, les contacts avec les électrodes, ou encore le circuit interne de l'appareil de mesure. Elle peut donc différer d'une station de mesure à l'autre. Elle a pour conséquence de diminuer la valeur du potentiel effectivement appliqué aux bornes de la cellule V_e , représenté en figure 2.2-a :

$$V_e = V - IR_S \quad (2.1)$$

Lorsque sa valeur est faible devant l'impédance du dispositif étudié, son impact est négligeable. Il est fréquent cependant que ça ne soit pas le cas avec les composants photovoltaïques, dont l'impédance devient très faible dans le régime passant.

La résistance série impactant de façon non négligeable les performances des dispositifs PV, il convient de réduire au maximum la fraction de ce paramètre induite par la mesure. Pour ce faire, il est possible d'avoir recours à la méthode de mesure dite « de Kelvin » ou « quatre points » [133]. Le schéma électrique équivalent d'une telle mesure est présenté en figure 2.2-b. Le contact avec le composant est réalisé en quatre points, ce qui permet de dédier deux contacts à la mesure de la différence de potentiel effective appliquée aux bornes du composant V_e . En effet, la fraction du courant circulant dans cette partie du circuit, notée i , peut être supposée nulle du fait de l'impédance quasi-infinie du voltmètre. Le courant mesuré dans le circuit en parallèle peut ainsi être tracé en fonction de cette tension afin de s'affranchir de l'effet de la résistance série.

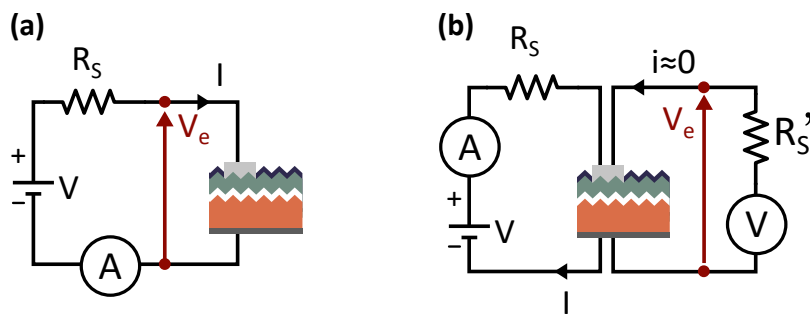


FIGURE 2.2 – Circuits électriques équivalents à la mesure à (a) 2 contacts et (b) 4 contacts

L'analyseur *Agilent B1500A* offre la possibilité de réaliser une mesure à quatre contacts grâce aux deux ports *Force* et *Sense* disponibles pour chaque SMU. Lorsque que les ports *Force* uniquement sont utilisés, la mesure courant-tension est équivalente au circuit présenté en figure 2.2-a. Grâce aux seconds ports *Sense* en revanche, il est possible de faire fonctionner l'analyseur dans une configuration équivalente à celle présentée en figure 2.2-b.

Dans la pratique, la configuration choisie pour les mesures statiques réalisées avec l'*Agilent B1500A* présentées dans ce manuscrit est intermédiaire aux deux premières, et est représentée en figure 2.3. Elle est apparue comme le meilleur compromis entre la réduction de la résistance série, la simplicité de la mesure, et la préservation des équipements, comme cela est détaillé dans ce qui suit.

Les valeurs des résistances séries introduites par la mesure dans les diverses sections du circuit dépendent principalement du contact des pointes et du transport du courant dans les fils. Elles peuvent donc s'écrire :

$$R_{s_i} = R_{c_i} + R_{fil_i} \quad (2.2)$$

avec R_c la résistance de contact et R_{fil} la résistance des fils. C'est le cas notamment de R_{S_1} représentée sur la figure 2.3, dont l'effet peut être entièrement supprimé grâce à l'utilisation d'une seconde pointe disposée sur l'électrode en face avant, et connectée au port *Sense*.

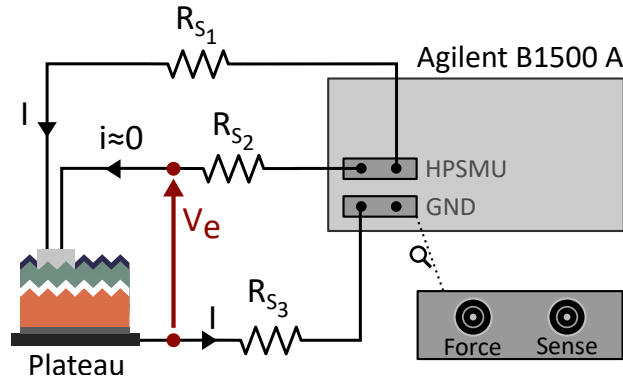


FIGURE 2.3 – Circuits électriques équivalents à la mesure à 3 contacts réalisée à l'aide de l'analyseur *Agilent B1500A*; Les résistances R_{S1} , R_{S2} et R_{S3} correspondent à la somme des deux contributions liées au transport dans les fils et au contact entre l'échantillon et la pointe ou le plateau, conformément à l'équation (2.2)

En revanche, le procédé équivalent au niveau de la face arrière est plus complexe à réaliser. Du fait que le composant soit traversant, le contact se fait via le plateau et ne peut donc pas être dédoublé. Il est tout de même possible de diminuer la résistance série R_{S3} en divisant le contact en sortie du plateau à l'aide d'un second fil. Il est apparu dans la pratique que cela avait un impact relativement faible sur la résistance série totale mesurée. Une seconde option envisageable est de prendre le contact directement à la surface du plateau à l'aide d'une troisième pointe. Cela ne permet pas non plus cependant de s'affranchir totalement de la résistance du contact et présente des risques d'endommagement de la pointe. Pour ces raisons, la configuration à trois contacts a été préférée.

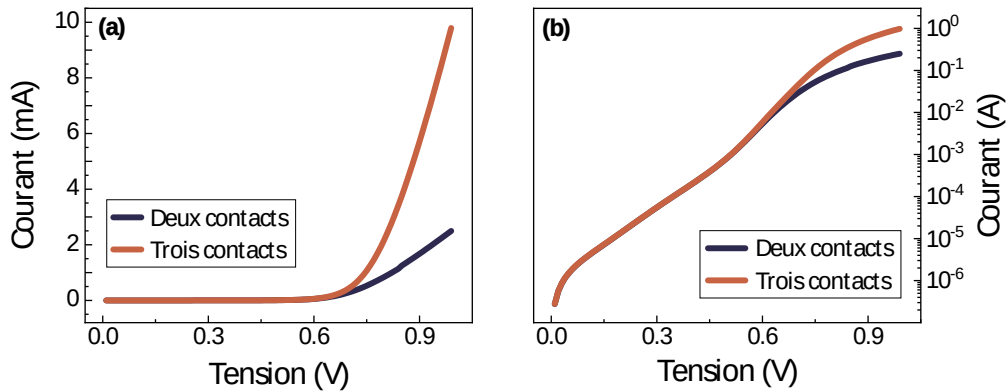


FIGURE 2.4 – Caractéristiques courant-tension obtenues à partir d'une cellule de type Al-BSF en configuration à deux ou trois contacts en échelles (a) linéaire et (b) logarithmique

La figure 2.4 présente les caractéristiques courant-tension obtenues avec les configurations à deux et trois contacts sur une cellule solaire de surface $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$. Il y apparaît

que la mesure à trois contacts permet de réduire de manière significative, et jugée suffisante pour les besoins de l'analyse, la valeur de la résistance série totale.

2.1.2 Cryogénie

La mesure à basse température

Dans l'ensemble, les mécanismes physiques régissant le fonctionnement des composants à semiconducteurs sont impactés par la température, et le sont plus ou moins fortement. Il s'agit donc d'un paramètre essentiel pour la compréhension de la physique des composants électroniques. Il est possible de s'éloigner de la température ambiante (300 K) en réalisant des mesures à plus haute ou à plus basse température. Les mesures à haute température sont relativement simples à réaliser, et sont utiles pour l'analyse des mécanismes de conduction observés à température ambiante. Elles présentent l'inconvénient cependant de pouvoir endommager les échantillons, et ne permettent pas de détecter les mécanismes aux énergies d'activation les plus faibles. L'étude à basse température est particulièrement utile dans ce cas précis au contraire.

La cryogénie désigne généralement la création d'environnements gazeux à des températures inférieures à 120 K, température autour de laquelle les gaz présents dans l'air se liquéfient [134]. Il est nécessaire pour ce faire d'avoir recours à d'autres éléments tels que l'azote, se liquéfiant à 77 K, ou encore l'hélium, se liquéfiant autour de 4 K.

Le laboratoire IMEP-LaHC est équipé d'une station de cryogénie sur laquelle des mesures à des températures descendant jusqu'à 10 K sont possibles. Elle comporte quatre pointes de mesures et est équipée d'un plateau de huit pouces de diamètre.

Energie d'activation d'un mécanisme de conduction

L'analyse des mesures de caractéristiques courant-tension peut se faire via l'extraction de l'énergie d'activation E_a du mécanisme observé, à partir d'une loi d'Arrhénius :

$$I \propto \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \quad (2.3)$$

Cette méthode permet d'identifier ou au contraire de discriminer simplement des mécanismes de conduction en fonction de leur dépendance en température. Il s'agit de réaliser une série de mesures de courbes courant-tension à différentes températures, puis d'extraire à une tension donnée les différentes valeurs de courant I_{ext} . Il découle ensuite de l'équation (2.3) :

$$\ln(I_{ext}) \propto \frac{-E_a}{k_B T} \quad (2.4)$$

La pente de la droite obtenue en traçant les valeurs de $\ln(I_{ext})$ en fonction de $1/k_B T$ donne alors accès à l'énergie d'activation du mécanisme [135].

2.1.3 Algorithme d'ajustement du modèle à double diode

L'analyse du courant d'obscurité d'un composant photovoltaïque permet d'identifier les mécanismes de conduction pouvant se manifester à divers régimes de tension, et faisant dévier le comportement statique de celui d'une diode idéale. Comme cela a déjà été évoqué en section 1.1.4, le modèle à double diode est très largement utilisé pour analyser le courant d'obscurité dans les cellules PV. Ce dernier pouvant comporter jusqu'à six paramètres d'ajustement, il est nécessaire de disposer d'une procédure précise pour leur extraction, que cette section aura pour objectif de détailler. L'algorithme décrit a été réalisé à l'aide du langage de programmation Python 2.7, et les diverses étapes qui le composent sont résumées en figure 2.5.

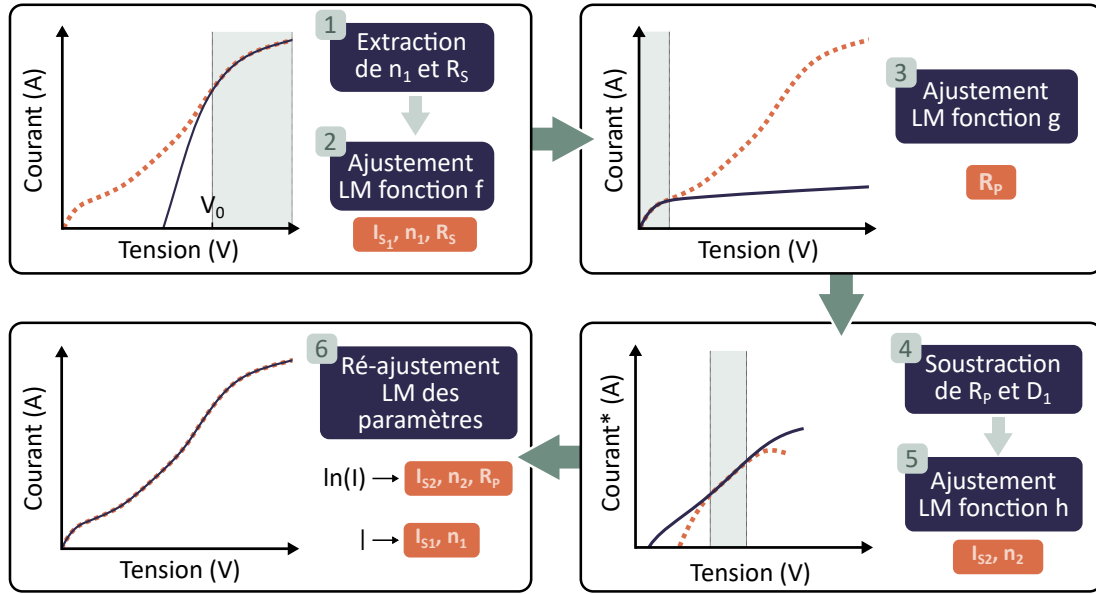


FIGURE 2.5 – Résumé des étapes et des opérations de l'algorithme d'ajustement des courbes statiques selon le modèle à double diode ; la ligne en pointillés orange est une représentation qualitative des données à ajuster tandis que les diverses fonctions utilisées sont représentées par un trait plein bleu foncé

Pour rappel, le modèle à double diode est décrit sous obscurité par l'équation :

$$I(V) = \frac{V - IR_S}{R_P} + I_{S2} \left(\exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_2 kT} \right) - 1 \right) + I_{S1} \left(\exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_1 kT} \right) - 1 \right) \quad (2.5)$$

avec R_S la résistance série, R_P la résistance parallèle, I_{S1} et I_{S2} les courants de saturation des deux diodes ayant pour facteurs d'idéalité n_1 et n_2 , présentant des valeurs théoriques respectives égales à 1 et 2. Ces deux diodes seront notées « D_1 » et « D_2 » dans la suite de cette section, tandis que les courants de fuite ohmiques pourront être abrégés occasionnellement par l'appellation « R_P ».

Tout d'abord, du fait de l'impact de la résistance série R_S , le modèle à double diode est décrit par une fonction récursive du courant (*cf* équation 2.5). Afin d'approximer des données avec une telle équation, il est nécessaire d'avoir recours à un algorithme de dichotomie, minimisant l'écart δ entre le courant mesuré, et la courbe générée à partir de ce dernier :

$$\delta = I - \frac{V - IR_S}{R_P} - I_{S_2} \left(\exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_2 kT} \right) - 1 \right) - I_{S_1} \left(\exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_1 kT} \right) - 1 \right) \quad (2.6)$$

Cette première fonction, prenant en entrée les données de tension ainsi que les six paramètres I_{S_1} , I_{S_2} , n_1 , n_2 , R_S et R_P , retourne la liste de valeurs de courant correspondante issue du modèle à double diode. Il est possible alors d'ajuster manuellement les paramètres du modèle afin de faire adhérer la courbe générée aux données, mais il s'agit d'un travail fastidieux qui peut être assisté par des outils informatiques.

L'algorithme de Levenberg-Marquardt (LM) est très fréquemment utilisé pour approximer des données à partir d'équations à paramètres libres [136]. Il utilise la méthode de « minimisation des moindres carrés non linéaires ». C'est-à-dire qu'il permet de renseigner les paramètres libres d'une fonction d'ajustement f minimisant la somme S :

$$S = \sum_{i=1}^N r_i^2 \quad (2.7)$$

avec r_i l'écart entre les données et la fonction f en un point i . Cette méthode est très sensible aux valeurs initiales renseignées pour les paramètres sur lesquels l'ajustement est opéré, et la probabilité de convergence de l'algorithme s'amenuise avec leur nombre.

Ainsi, il est très difficile d'obtenir un résultat convergeant en essayant d'approximer l'ensemble des paramètres du modèle à double diode en même temps. Il est préférable de procéder par étapes en travaillant à diverses plages de tension permettant d'isoler les termes de l'équation. Ces dernières sont mises en évidence en figure 2.6, sur laquelle les trois contributions, désignées par R_P , D_2 et D_1 , sont représentées.

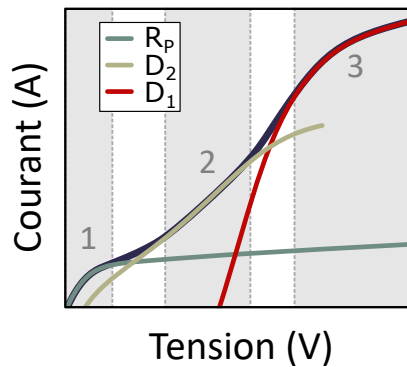


FIGURE 2.6 – Représentation des diverses contributions du modèle à double diode sur une mesure typique de caractéristique courant-tension

Paramètres de la diode de diffusion D_1

Tout d'abord, la méthode décrite dans [137] permet d'extraire les valeurs de n_1 et R_S . Elle consiste à considérer uniquement la plage de tension n°3 représentée sur la figure 2.6, dont la borne inférieure est notée V_0 . Sa valeur est choisie de sorte que les courants de fuite ohmique et de recombinaisons SRH soient négligeables devant le courant de diffusion dans cette région :

$$I = I_{S_1} \left(\exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_1 k_B T} \right) - 1 \right) \quad (2.8)$$

Il découle facilement alors l'équation d'une droite :

$$Y = \frac{q}{n_1 k_B T} (X - R_S) \quad (2.9)$$

avec :

$$X = \frac{V - V_0}{I - I_0} \quad ; \quad Y = \frac{\ln(I/I_0)}{I - I_0} \quad (2.10)$$

où I_0 désigne le courant en V_0 . Une régression linéaire sur l'ensemble des points (X,Y) obtenus pour $V > V_0$, permet d'extraire les valeurs de n_1 et R_S . La méthode est limitée dans les cas où l'impact de la diode D_2 est fort, mais fournit une très bonne approximation de la valeur de la résistance série dans la majorité des cas. Il est possible ensuite d'avoir recours à un algorithme LM pour ré-extraire les trois paramètres de fit de la diode D_1 , avec n_1 et R_S initialisés aux valeurs extraites avec la méthode précédente. Il pourra prendre en paramètre la fonction non récursive découlant de l'équation 2.8, notée f :

$$f : (I, I_{S_1}, n_1, R_S) \rightarrow IR_S + \frac{n_1 k_B T}{q} \ln \left(1 + \frac{I}{I_{S_1}} \right) \quad (2.11)$$

Autant que faire se peut, le paramètre n_1 est fixé à 1, étant donné qu'il s'agit de la valeur attendue pour un courant de diffusion.

Extraction de la résistance parallèle R_P

La valeur de la résistance parallèle R_P peut être extraite facilement à partir de la pente à l'origine de la courbe I-V. Dans cette gamme de tension représentée par la zone n°1 en figure 2.6, l'impact de la résistance série est quasiment inexistant en général et peut très raisonnablement être négligé. Il est alors possible d'ajuster les premiers points de la courbe avec une fonction linéaire g à l'aide d'un algorithme LM :

$$g : (V, R_P) \rightarrow \frac{V}{R_P} \quad (2.12)$$

Il arrive que la valeur de R_P extraite soit sous-estimée du fait de l'impact de la diode D_2 . C'est le cas principalement lorsque la valeur de la résistance parallèle est très élevée. Il convient dans ces cas de réajuster la valeur extraite.

Paramètres de la diode de recombinaisons D_2

La plage de tensions sur laquelle la diode D_2 est dominante dans le courant total est représentée par la zone n°2 sur la figure 2.6. Dans la pratique, la contribution de D_2 est souvent difficile à extraire car cette section est souvent courte. En effet, l'impact de la résistance parallèle à basse tension et de la diode de diffusion à haute tension peuvent parfois difficilement être négligés.

Afin d'améliorer l'extraction des valeurs de I_{S_2} et n_2 , il est possible de soustraire au courant total les contributions de D_1 et R_P . Le courant restant peut ensuite être approximé à l'aide d'un algorithme LM par la fonction h issue de l'équation de la diode D_2 :

$$h : (I, I_{S_2}, n_2) \rightarrow IR_S + \frac{n_2 k_B T}{q} \ln \left(1 + \frac{I}{I_{S_2}} \right) \quad (2.13)$$

La valeur de R_S peut être fixée à la valeur extraite précédemment, ou négligée dans certains cas.

Résultat total et appréciation

Il arrive souvent que les contributions des trois termes du modèle ne soient pas aussi bien distinguables que sur la figure 2.6. Le processus décrit précédemment fournit alors un résultat total perfectible. L'extraction du paramètre R_S est généralement très bonne et difficilement améliorable, du fait que son impact puisse être isolé à fort courant. Il est possible cependant de ré-estimer la valeur de chacun des cinq autres paramètres individuellement au sein de l'équation globale, à l'aide de cinq fonctions non récursives utilisant le changement de variable $u = V - IR_S$. Il est important pour améliorer la qualité de ces ajustements d'utiliser les valeurs logarithmiques pour les paramètres des termes influant à faible courant, à savoir R_P , I_{S_2} et n_2 . Au contraire, la ré-évaluation des paramètres de la diode de diffusion I_{S_1} et n_1 est meilleure avec les valeurs brutes. Ainsi, par exemple, pour ré-évaluer la valeur de I_{S_2} , la fonction f_2 sera utilisée :

$$f_2 : (u, I_{S_2}) \rightarrow \ln \left(I_{S_1} \left(\exp \left(\frac{qu}{n_1 k_B T} \right) - 1 \right) + I_{S_2} \left(\exp \left(\frac{qu}{n_2 k_B T} \right) - 1 \right) + \frac{u}{R_P} \right) \quad (2.14)$$

L'opération d'ajustement à l'aide de l'algorithme LM est répétable sur les divers paramètres jusqu'à l'obtention d'un résultat jugé satisfaisant. Un moyen de qualifier sa qualité est de calculer l'erreur à la courbe. L'utilisation du logarithme des valeurs est plus pertinent encore une fois afin que l'erreur sur les termes induisant les plus faibles courants ne soit pas sous-estimée par rapport à l'erreur sur la diode de diffusion. Ce paramètre peut ainsi être exprimé, en pour cent, à partir de l'expression :

$$\delta_{log} = 100 \times \frac{\sum_{i=0}^N |(\ln I_i - \ln I_{mod,i}) / \ln I_i|}{N} \quad (2.15)$$

avec N le nombre de points, I le courant mesuré et I_{mod} le courant calculé à partir du modèle.

Il arrive que le modèle à double diode ne convienne pas pour interpréter le comportement statique d'une cellule solaire. C'est le cas s'il n'existe pas d'ensemble de valeurs pour les six paramètres d'ajustement tel que les facteurs d'idéalité n_1 et n_2 soient compris entre 1 et 2. Il est alors nécessaire d'avoir recours à une autre modélisation pour l'interprétation des données statiques.

2.2 Outils de mesure de bruit électronique

2.2.1 Système d'acquisition

Chaîne de traitement du signal

La majorité des mesures de bruit présentées dans le manuscrit a été réalisée via l'équipement NOISYS développé par Synergie Concept[®], basé à Meylan. Il s'agit d'un équipement optimisé pour la mesure de bruit dans les composants microélectroniques, dont une version simplifiée de la chaîne de traitement du signal est représentée en 2.7.

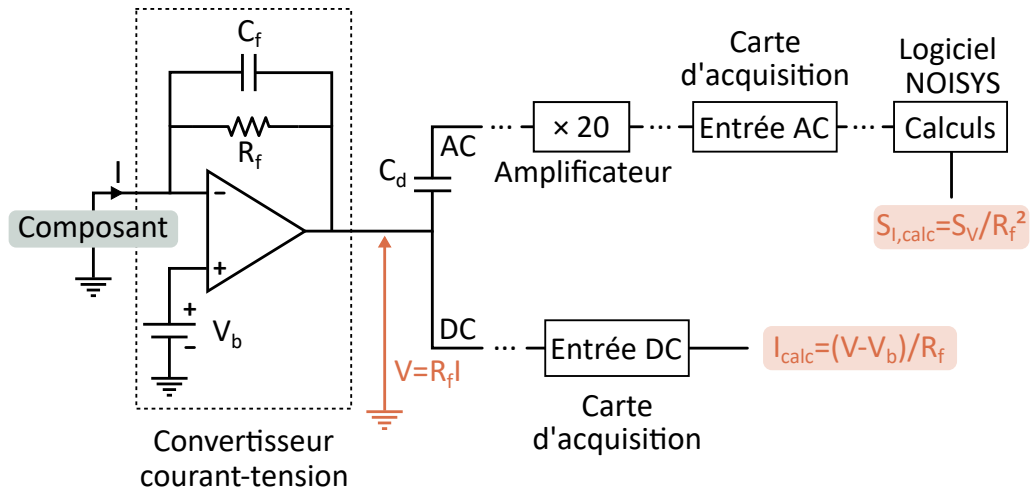


FIGURE 2.7 – Représentation simplifiée de la chaîne de traitement du signal de l'équipement NOISYS

En entrée, le courant est converti en tension via l'une des huit gammes d'acquisition dont le système dispose. Chacune de ces gammes est optimisée pour la mesure d'une décade de courant en particulier, allant du nA à la dizaine de mA, avec un courant de l'ordre du pA pouvant être mesuré par la gamme la plus faible. La valeur de la résistance de contre-réaction R_f varie entre 100Ω et $10^9 \Omega$ et est ajustée de sorte que la tension en sortie du convertisseur soit comprise dans un intervalle de valeurs donné. La valeur AC du courant est ensuite extraite via une capacité de découplage C_d , amplifiée, puis mesurée

et convertie en information numérique par la carte d'acquisition. Puis, les données sont traitées par le logiciel NOISYS qui calcule la densité spectrale de puissance sur la tension après avoir corrigé l'effet du gain appliqué précédemment. Il reconvertit ensuite les données en courant en divisant le résultat par le carré de la résistance de contre-réaction R_f .

L'appareil de mesure est piloté grâce à une interface logicielle permettant d'afficher en direct la mesure du courant et la densité spectrale de puissance calculée à partir de ce dernier. Pour réaliser une mesure de bruit, l'utilisateur doit renseigner l'intervalle de fréquences d'étude souhaité, compris entre 1 Hz et 10^6 Hz. Comme cela est indiqué en figure 2.8, la fréquence minimale est fonction de l'intervalle de temps entre chaque point de mesure δt et la fréquence maximale de la durée de la fenêtre de mesure ΔT . Du fait de la nature statistique des mécanismes à l'origine du bruit électronique, il convient de répéter l'opération un nombre de fois suffisant et de réaliser une moyenne des résultats. Ainsi, l'utilisateur peut renseigner le nombre de répétitions souhaité N_{avg} pour la mesure, dont la durée totale est égale à $N_{avg} \times \Delta T$.

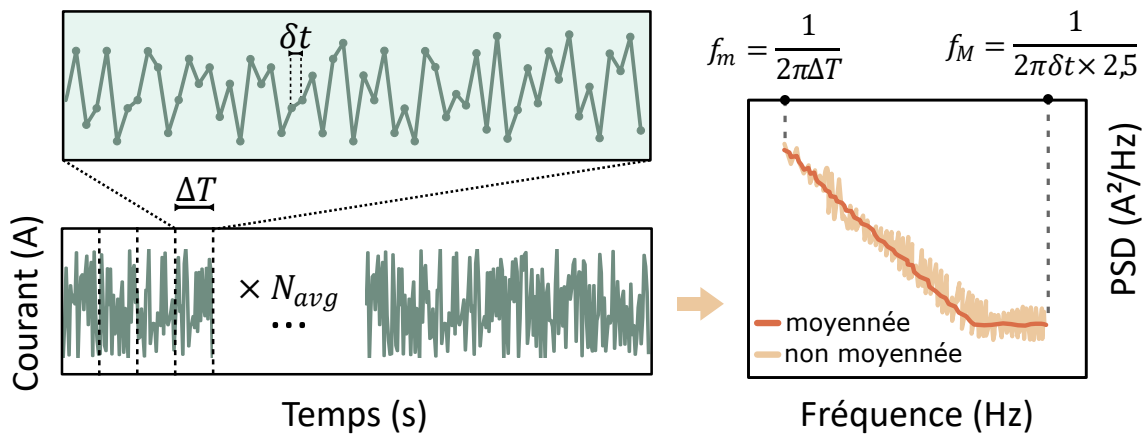


FIGURE 2.8 – Principe d'acquisition de la densité spectrale de puissance moyennée du courant

Il est possible pour l'utilisateur de réaliser des courbes courant-tension et de programmer des mesures de bruit à diverses polarisations sélectionnées. Le programme enregistre dans divers fichiers les données relatives à la mesure statique, ainsi que l'ensemble des spectres en fréquence.

Bruit du système et validité de la mesure

L'ensemble des équipements et circuits électroniques permettant d'effectuer une mesure induisent un niveau de bruit désigné comme le « bruit système ». Il est indispensable de connaître sa valeur afin de s'assurer qu'il n'impacte pas la mesure et ne fausse pas l'analyse qui en est faite. Dans le cas de l'équipement NOISYS, ce bruit est blanc, ce qui permet de le distinguer du bruit de basse fréquence éventuellement mesuré. Afin de connaître sa valeur, il convient de réaliser une mesure sur un composant induisant un

bruit en courant très faible, comme c'est le cas d'une résistance de valeur très élevée par exemple, notée R_T dans la suite. La figure 2.9 présente ainsi le niveau de bruit blanc observé lors d'une mesure sur une résistance de 10 G Ω . Il correspond au bruit système pour les diverses gammes d'acquisition.

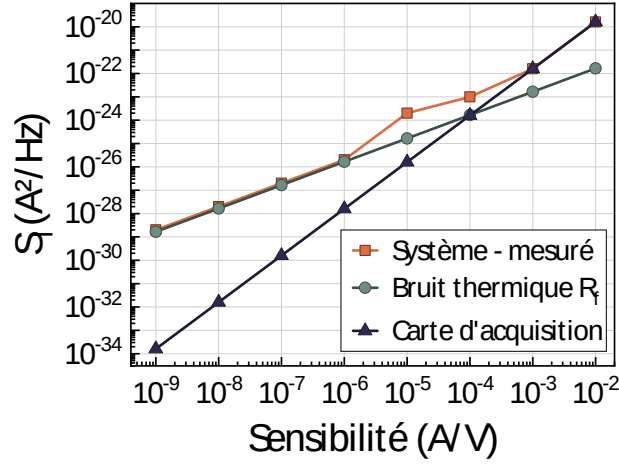


FIGURE 2.9 – Niveau de bruit blanc introduit par le système de mesure pour chacune des gammes d'acquisition

Ce dernier est attendu en théorie égal au bruit thermique induit par la résistance de contre-réaction R_f du convertisseur courant-tension représenté en figure 2.7, à savoir :

$$S_I = \frac{4k_B T}{R_f} \quad (2.16)$$

Il apparaît cependant que les valeurs mesurées sont bien plus élevées pour les sensibilités supérieures à 10⁻⁵ A/V. Pour les deux gammes de sensibilités les plus élevées, il a été déterminé que cette contribution supplémentaire était due au bruit induit par la carte d'acquisition, noté $S_{V_{CA}}$. En effet, à l'issue de la mesure de bruit réalisée sur la résistance R_T , la densité spectrale de puissance calculée par le logiciel NOISYS est égale à :

$$S_{I,calc} = \frac{4k_B T}{R_T} + \frac{4k_B T}{R_f} + \frac{S_{V_{CA}}}{R_f^2} \quad (2.17)$$

avec le premier terme toujours négligeable devant le second. Le bruit produit par la carte d'acquisition $S_{V_{CA}}$ en revanche, environ égal à 2.10⁻¹⁶ V²/Hz, n'est plus négligeable devant le bruit thermique de R_f à partir de la sensibilité 10⁻⁴ A/V pour laquelle la quantité $4k_B T R_f$ est égale à 1,65.10⁻¹⁶ V²/Hz. Comme cela est très clairement visible sur la figure 2.9, le bruit produit par la carte d'acquisition est à l'origine du bruit système pour les gammes de sensibilités 10⁻² A/V et 10⁻³ A/V. Une contribution supplémentaire, n'ayant pas été précisément identifiée, semble exister pour les sensibilités 10⁻⁴ A/V et 10⁻⁵ A/V.

Une mesure peut être considérée comme fiable dès lors que le bruit produit par le composant est au moins dix fois supérieur au niveau de bruit système.

Chaque gamme d'acquisition est capable de produire une mesure fiable sur une certaine plage de fréquences, fixée par les fréquences de coupure de ses filtres, et renseignée dans le tableau 2.1. Il est possible de constater que la fréquence d'étude maximale est nettement plus faible pour les gammes aux sensibilités les moins élevées. Une coupure apparaît donc sur les spectres mesurés aux courants les plus faibles et ne doit pas être confondue avec une contribution lorentzienne. Pour la gamme d'acquisition de sensibilité 10^{-8} A/V en particulier, une bosse assez prononcée due au filtrage apparaît autour de 2000 Hz et rehausse localement le niveau de bruit système.

Sensibilité (A/V)	Intervalle de fréquences fiable (Hz)
10^{-9}	5-200
10^{-8}	5-500
10^{-7}	3-1k
10^{-6}	1-5k
10^{-5}	1-20k
10^{-4}	1-50k
10^{-3}	1-100k
10^{-2}	1-100k

TABLEAU 2.1 – Intervalle de fréquences mesurables en fonction de la sensibilité de chaque gamme d'acquisition de l'appareil de mesures NOISYS

2.2.2 Station de mesure

L'installation utilisée pour réaliser les mesures de bruit est schématisée en figure 2.10. Les divers éléments de cette dernière ont pour but de limiter autant que possible les phénomènes pouvant parasiter les mesures de bruit électronique, comme cela est détaillé ci-dessous.

Tout d'abord, l'appareil de mesures NOISYS est alimenté par des batteries dans l'optique de limiter les perturbations induites par une alimentation reliée au secteur. Ces dernières se matérialisent par la présence sur les spectres de pics parasites induits par les oscillations des signaux alternatifs retransmis par les réseaux électriques, à une fréquence de 50 Hz en Europe. Lorsque de nombreuses harmoniques de ces signaux sont captées, elles peuvent rendre les spectres illisibles, ou même rehausser le niveau de bruit total et donc fausser la mesure.

Dans l'optique de limiter l'impact du « 50 Hz » également, la station sous pointes

est placée dans une enceinte métallique fermée ayant pour objectif de filtrer, en plus de la lumière, les ondes électroniques produites par le fonctionnement des autres appareils présents dans la pièce.

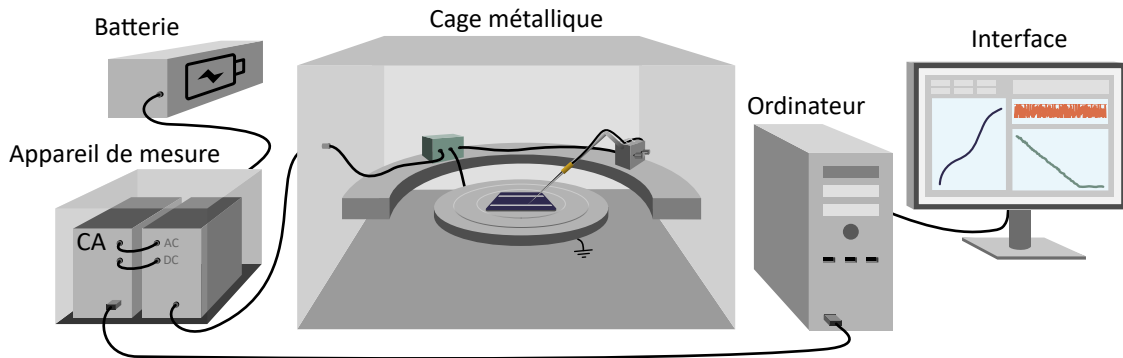


FIGURE 2.10 – Installation de mesures de bruit électronique

Malgré ces précautions, il est apparu difficile de s'affranchir entièrement de ces signaux parasites, notamment du fait de la nature non isolante de la cage aux perturbations magnétiques, et de l'utilisation d'un ordinateur branché au secteur. Au cours de la thèse, il a été observé qu'un positionnement de ce dernier éloigné de l'appareil de mesure semblait limiter davantage les perturbations. C'est donc la disposition représentée sur la figure 2.10 qui a été préférée.

La mesure est opérée à l'aide de câbles triaxiaux, composés de trois contacts désignés comme le « point chaud », la « garde » et le « blindage ». Contrairement aux câbles coaxiaux, ils offrent deux contacts isolés de l'extérieur, et c'est pourquoi leur utilisation est privilégiée pour la mesure de bruit. Ainsi, les informations sont transmises entre la station et l'équipement de mesure par un unique câble triaxial. La garde fixe la masse de la mesure et le potentiel à appliquer aux bornes de l'échantillon est imposé par le point chaud. À l'intérieur de la cage, le contact entre le blindage et la cage est coupé afin de limiter l'impact des perturbations électroniques recueillies par l'enceinte métallique sur la mesure. Son potentiel est alors fixé à celui de la garde, à savoir la masse de la mesure, afin qu'il ne soit pas laissé « flottant ». L'information relative à la mesure est ensuite redistribuée dans les points chauds de deux câbles coaxiaux connectés au plateau et à la pointe de mesure.

L'équipement NOISYS est particulièrement adapté pour la caractérisation des composants MOSFET. Les divers effets parasites et limitations ayant été rencontrés au cours de ce travail de thèse laissent à penser qu'il n'est, en revanche, pas parfaitement optimisé pour la caractérisation des échantillons PV. En effet, la géométrie généralement large et plane de ces composants induit d'une part des courants relativement élevés, et peut d'autre part introduire des effets capacitifs parasites. En outre, les faibles résistances différentielles généralement observées dans les cellules solaires et les diodes dans le régime passant peuvent être à l'origine d'un rehaussement du bruit système, comme cela sera présenté en détail dans la section 2.2.3. Pour autant, le système de mesure NOISYS reste très

performant, à condition de connaître et comprendre ces divers effets parasites et d'essayer autant que possible de s'en affranchir.

2.2.3 Phénomènes parasites et limitations

Phénomène d'oscillation parasite

Observation du phénomène

Un premier phénomène parasite ayant été observé et étudié en détails est présenté dans [138]. Il se manifeste par un pic de résonance apparaissant sur certains spectres de mesure, en particulier sur les échantillons planaires de grande taille. Ce pic est visible notamment sur la figure 2.11-a, présentant deux mesures réalisées sous obscurité à 5 mV et 25 mV sur une cellule solaire de type Al-BSF (*Aluminum back surface field*, cf section 3.1.1) de surface 6,25 cm².

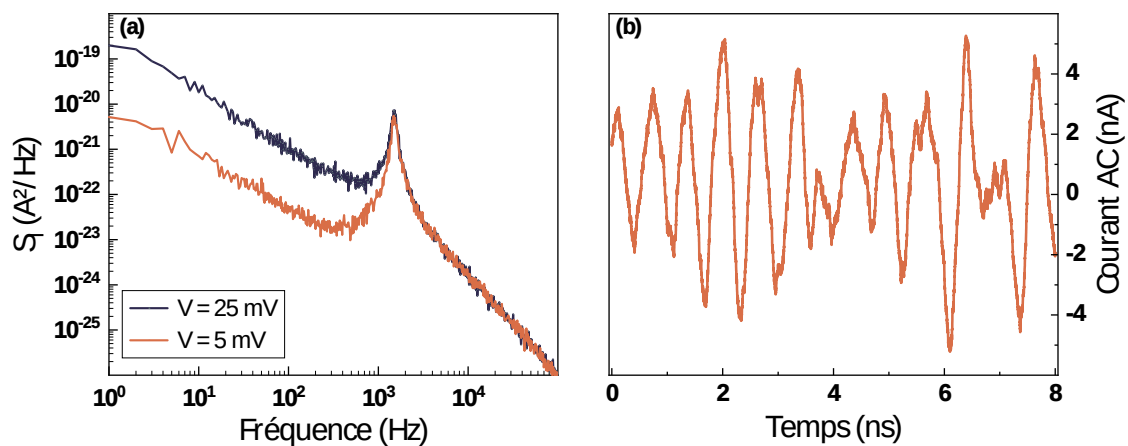


FIGURE 2.11 – Phénomène d'oscillation parasite observé dans les domaines fréquentiel et temporel sur une cellule solaire de type Al-BSF de 6,25 cm² : (a) densités spectrales de puissance mesurées à 5 mV et 25 mV de surface et (b) extrait de la mesure dynamique du courant AC à 5 mV

Sur les deux spectres, il est centré autour d'une fréquence f_R environ égale à 1600 Hz. Sa présence réduit la plage de fréquences sur laquelle le bruit produit par le composant peut être étudié, et serait particulièrement handicapante dans le cas d'un bruit télégraphique. La figure 2.11-b présente un échantillon de mesure du courant AC réalisée à 5 mV, sur lequel apparaît une oscillation de fréquence et d'amplitude variable. La période moyenne, extraite autour de 620 μ s, correspond bien à la fréquence centrale du pic observé sur les spectres.

Le fait que ce phénomène parasite apparaisse uniquement sur les mesures réalisées sur les structures de test PV laisse à penser dans un premier temps qu'il pourrait être induit

par des effets inductifs ou capacitifs propres à ces dernières. Il est apparu cependant qu'il était davantage lié à l'association de ces échantillons en particulier avec l'électronique de l'équipement de mesures, comme cela est mis en évidence par la figure 2.12.

La figure 2.12-a présente un ensemble de courbes de densités spectrales de puissance mesurées à différentes polarisations allant de 10 mV à 450 mV sur un second échantillon Al-BSF de surface 6,25 cm². Un décalage de la fréquence centrale du pic vers les hautes fréquences apparaît avec la polarisation. Plus précisément, la fréquence semble être fonction de la gamme d'acquisition utilisée. Cette dépendance est mise en évidence par la figure 2.12-b, présentant les valeurs des fréquences de résonance f_R en fonction de la tension appliquée, et laissant apparaître divers plateaux.

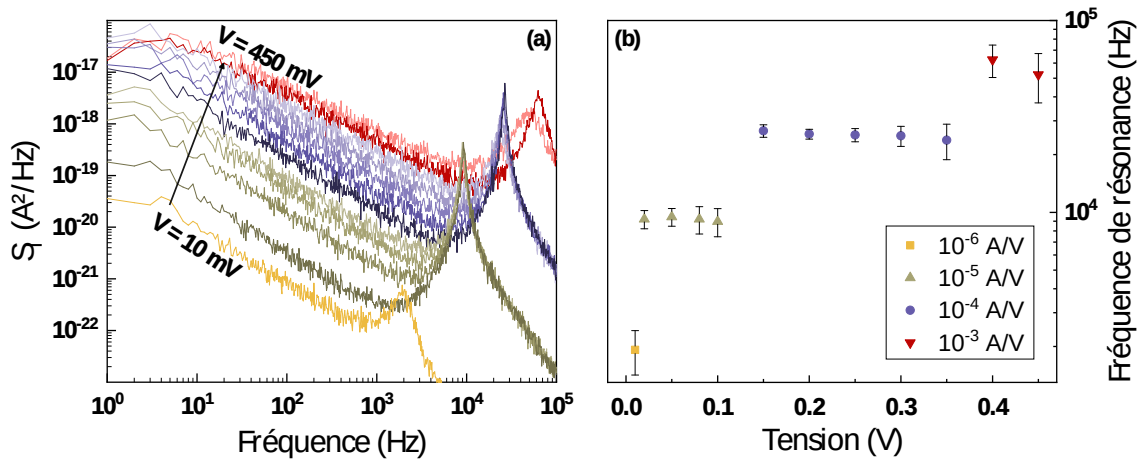


FIGURE 2.12 – (a) Densité spectrale de puissance à diverses tensions et gammes d'acquisition et (b) fréquences de résonance en fonction de la tension

Des mesures temporelles de longue durée ont mis en évidence que l'oscillation ne s'atténuait pas avec le temps. En général, les phénomènes d'oscillations apparaissant dans les circuits amplificateurs peuvent être facilement neutralisés grâce à l'ajout d'une capacité de compensation.

Capacité de compensation

Le critère de stabilité de Barkhausen réunit deux conditions nécessaires à l'existence d'une oscillation stable dans le temps dans un circuit électronique linéaire à amplificateur de fonction de transfert A avec une boucle de contre réaction de fonction de transfert B [139] :

- le produit $|AB|$ est égal à 1
- le décalage de phase dans la boucle est un multiple de 360° (2π rad)

Il est fréquent d'observer des oscillations dans les circuits électroniques associant amplificateurs opérationnels et photodiodes [140]. En effet, la capacité équivalente C_d introduite

par ces dernières peut affecter la fonction de transfert de la boucle de rétroaction B , représentée en figure 2.13-a. En l'absence de la capacité C_f , elle est égale à H_1 :

$$B = H_1 = \frac{1}{1 + j\omega R_f C_d} \quad (2.18)$$

Les gains $|A|$ et $|1/B|$ sont représentés dans ce cas de figure sur le premier graphique de la figure 2.13-b.

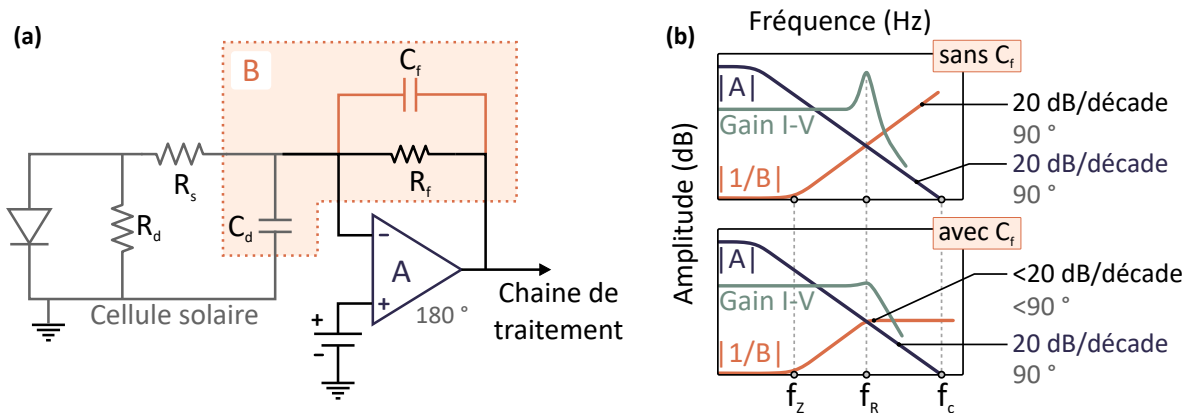


FIGURE 2.13 – Principe de compensation via une capacité : (a) schéma équivalent de la conversion courant-tension sur une cellule photovoltaïque et (b) diagrammes présentant le gain du circuit avec et sans capacité de compensation C_f

Il laisse apparaître une fréquence f_R permettant de satisfaire les deux critères d'oscillation précédemment énoncés. En ce point en effet, $|AB| = 1$ et les deux fonctions A et B induisent chacune un déphasage de 90° , s'additionnant au déphasage de 180° causé par l'inversion de gain de l'amplificateur opérationnel, pour un déphasage total de 360° [140]. Il vient facilement :

$$f_R = \sqrt{f_z f_c} \quad (2.19)$$

avec f_c la fréquence telle que $A(f_0) = B(0) = 1$ et f_z la fréquence de coupure de B :

$$f_z = \frac{1}{R_f C_d} \quad (2.20)$$

Dans ce cas, l'ajout de la capacité C_f , appelée « capacité de compensation » est un moyen très simple de supprimer l'oscillation. Elle a pour effet de modifier la fonction de transfert B en une nouvelle fonction notée H_2 :

$$B = H_2 = \frac{1 + j\omega R_f C_f}{1 + j\omega R_f (C_d + C_f)} \quad (2.21)$$

Ainsi, avec une valeur de C_f adéquate, il est possible de diminuer le déphasage induit par la fonction B au point f_R , comme cela est représenté dans le second graphique de la

figure 2.13-b. Une des conditions nécessaire à l'oscillation n'est alors plus satisfaite et cette dernière disparaît. Un choix judicieux est à faire sur la valeur de C_f étant donné qu'une valeur trop élevée aura pour effet de réduire inutilement la bande passante du circuit.

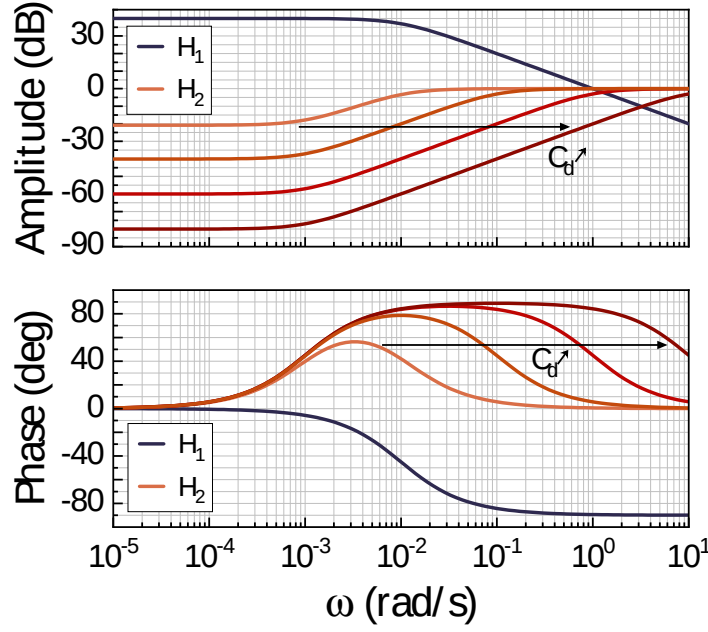


FIGURE 2.14 – Diagrammes d'amplitude et de phase des fonctions de transfert H_1 et H_2 pour diverses valeurs de capacités avec R_f fixée à $10^8 \Omega$; courbe bleue : fonction H_1 avec $C_d=100$ pF; courbes orange à rouge : fonction H_2 avec $C_f=10$ pF et C_d augmentant de 100 pF à 100 nF

Le circuit électronique de l'équipement de mesures de bruit NOISYS est bien équipé d'une capacité de compensation. Sa valeur cependant est optimisée pour la mesure sur des dispositifs à capacité équivalente relativement faible. Comme cela est mis en évidence par la figure 2.14, une valeur très élevée de capacité C_d aura pour effet de neutraliser l'effet de C_f en réintroduisant un déphasage de 90° , produisant à nouveau une oscillation à une fréquence f_R telle que :

$$f_R \propto \frac{1}{\sqrt{R_f(C_d + C_f)}} \quad (2.22)$$

Il conviendrait d'augmenter la valeur de C_f en conséquence, mais le fait que le convertisseur courant-tension soit intégré dans l'appareil de mesure rend l'opération difficilement réalisable de façon réversible et pratique. Des solutions portant sur la structure des échantillons ont alors plutôt été explorées.

Adaptation des structures de test

La capacité introduite par la cellule solaire étant attendue proportionnelle à sa surface, une étude du phénomène de résonance en fonction de ce paramètre apparaît primordiale

afin de confirmer la validité des hypothèses décrites précédemment, et de proposer des solutions au problème.

La figure 2.15-a présente dix spectres fréquentiels mesurés à partir de la même gamme de sensibilité sur dix échantillons de surface différente, obtenus à partir de diverses méthodes de découpes.

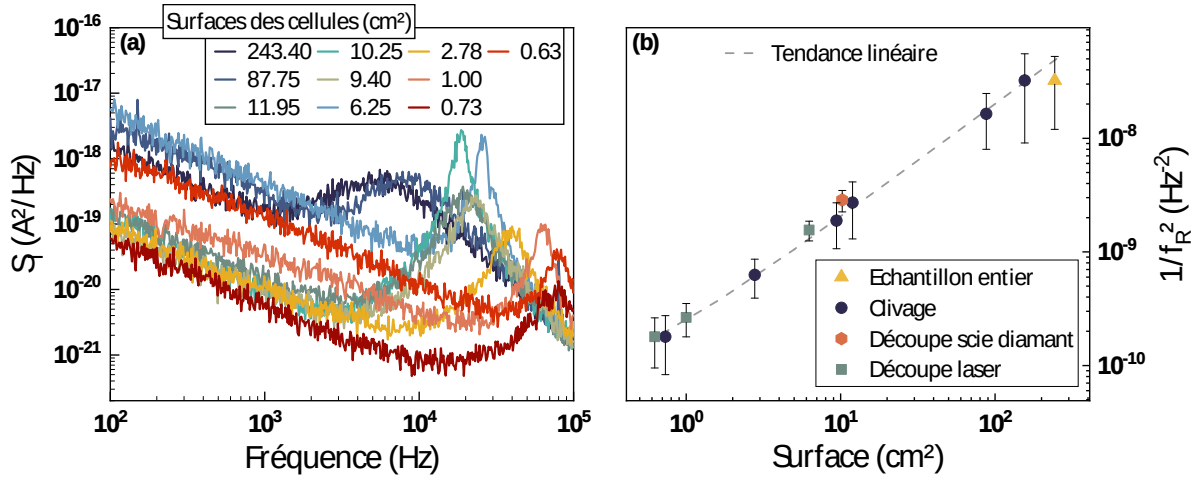


FIGURE 2.15 – Impact de la surface des échantillons sur les paramètres de la résonance : (a) Densités spectrales de puissance mesurées à la gamme de sensibilité 10^{-4} A/V sur 10 échantillons de surface différente et (b) inverse du carré de la fréquence de résonance en fonction de la surface des échantillons

Comme attendu, une augmentation de la fréquence de la résonance est observée sur les échantillons aux plus petites surfaces. Également, la forme du pic semble plus étalée pour les échantillons de grande surface, laissant penser à une diminution du facteur de qualité de la résonance avec l'augmentation de C_d . D'après l'équation (2.22), la dépendance en surface attendue pour la fréquence de résonance du pic f_R est la suivante :

$$\frac{1}{f_R^2} \propto S \quad (2.23)$$

Ainsi, l'inverse du carré des valeurs des fréquences de résonance est tracée pour les dix échantillons évoqués précédemment en fonction de leur surface en figure 2.15-b. La dépendance attendue est observée, confirmant l'implication d'un effet capacitif des échantillons PV dans le phénomène observé.

La réduction de la taille des échantillons est donc une première solution très efficace au problème d'oscillation parasite. Elle permet de repousser la fréquence du pic parasite en dehors de la bande passante de l'appareil de mesure, voire de faire disparaître l'oscillation à condition de réduire suffisamment C_d . La découpe des échantillons peut cependant avoir pour effet de modifier le comportement statique du dispositif, en encourageant par exemple les courants de recombinaisons par les bords [141]. Il convient de prendre en compte ces potentiels effets pour l'interprétation des mesures de bruit.

Il a également été constaté expérimentalement que la résistance série R_S de l'échantillon pouvait impacter la nature du pic parasite. La figure 2.16 présente deux résultats de mesures dynamiques et statiques issus d'un même échantillon comportant deux types d'électrodes différents. Comme cela est représenté à l'échelle, la première électrode est une ligne allant de part et d'autre du dispositif et la seconde un point métallique, ayant pour effet d'augmenter largement la valeur de la résistance série. En effet, sur les courbes statiques présentées en figure 2.16-b, une nette diminution du courant est observée au delà de 200 mV pour cette mesure par rapport à celle réalisée avec l'électrode en ligne. Les deux spectres présentés en figure 2.16-a sont mesurés à 200 mV, tension pour laquelle le niveau de courant reste équivalent entre les deux électrodes. Il apparaît pourtant que l'amplitude du pic est nettement diminuée par l'électrode ronde, suggérant une diminution du facteur de qualité de l'oscillation grâce à la résistance série introduite par cette dernière.

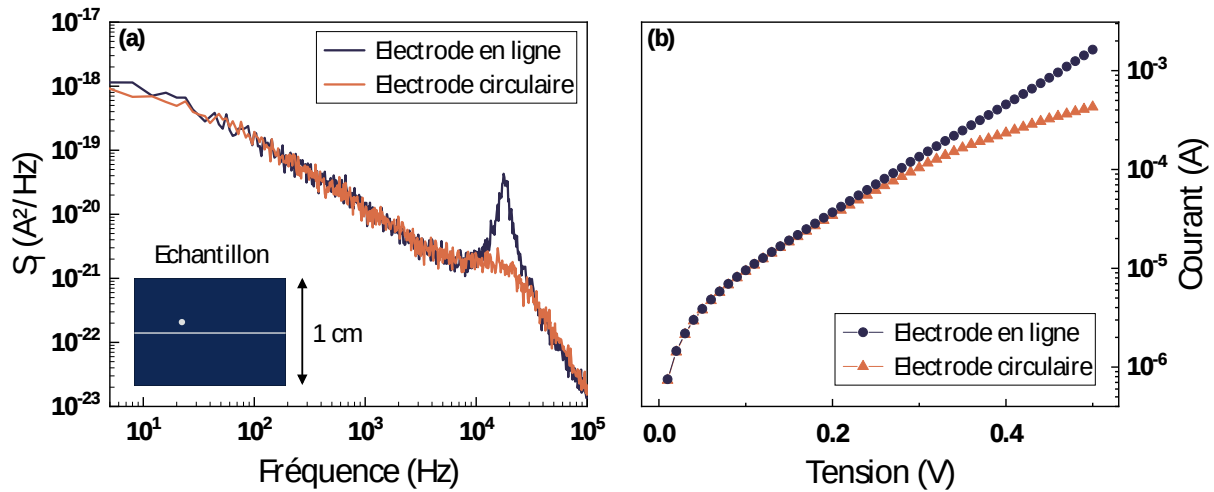


FIGURE 2.16 – Impact de la résistance série sur l'amplitude de l'oscillation : (a) Densités spectrales de puissance mesurées à 200 mV et (b) caractéristiques courant-tension pour les deux types d'électrodes présents sur le même échantillon

L'augmentation de la résistance série permet donc également de réduire l'impact de l'oscillation en diminuant son amplitude. Cette méthode peut cependant avoir pour effet d'augmenter le bruit induit par cette dernière [101, 142]. De plus, il a été observé expérimentalement que l'ajout d'une résistance externe en série de la cellule photovoltaïque d'une valeur trop importante pouvait fausser la mesure. En effet, il semblerait que cela ait pour conséquence de modifier les fréquences de coupure du filtre du circuit et cette méthode est donc à utiliser avec précaution.

Rehaussement du bruit produit par l'amplificateur opérationnel

La résistance dynamique peut être définie pour une courbe courant-tension monotone au voisinage d'une valeur de tension V_i comme :

$$R_d(V_i) = \frac{\Delta V_i}{\Delta I_i} \quad (2.24)$$

avec ΔV_i un petit intervalle de tensions autour de V_i et ΔI_i l'amplitude du courant observé sur cet intervalle. Les composants photovoltaïques et les diodes en général peuvent montrer des valeurs de résistance dynamique très faibles en polarisation directe, du fait des variations exponentielles du courant. Ceci est à l'origine d'un second phénomène pouvant parasiter la plage d'étude du bruit via l'équipement de mesures NOISYS. Le bruit produit par l'amplificateur opérationnel (AO) du circuit de conversion courant-tension, noté $S_{v,amp}$, se situe en fonction des gammes d'acquisition autour de 10^{-17} V²/Hz, et est donc négligeable dans le bruit système converti en courant présenté en figure 2.9. Il peut arriver cependant que son niveau soit rehaussé par l'impact de la faible résistance dynamique du composant. La figure 2.17 présente le circuit de conversion courant-tension en entrée de la chaîne de traitement du signal de l'équipement de mesure.

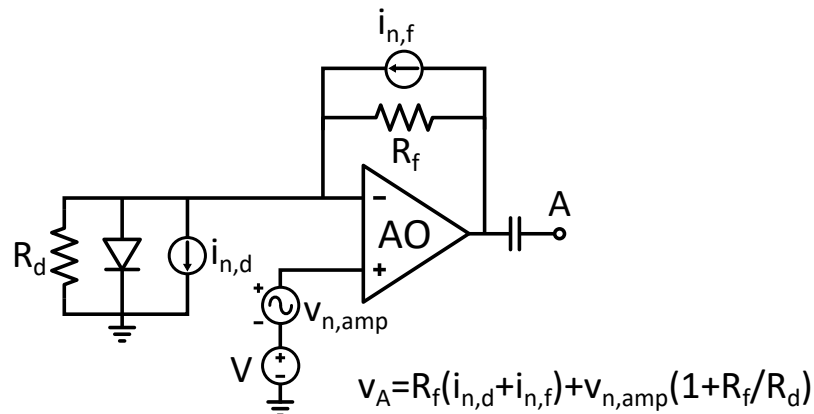


FIGURE 2.17 – Circuit équivalent à l'opération de conversion courant-tension mettant en évidence la contribution liée au bruit produit par l'amplificateur opérationnel ; $i_{n,f}$ et $i_{n,d}$ représentent les sources de bruit sur le courant liées respectivement à la résistance R_f et à la diode sur laquelle la mesure est effectuée, et $v_{n,amp}$ la fluctuation en tension liée au fonctionnement de l'amplificateur opérationnel

Il apparaît que la résistance dynamique produit avec l'A.O un circuit amplificateur non inverseur de fonction de transfert :

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = 1 + \frac{R_f}{R_d} \quad (2.25)$$

Après reconversion en bruit sur le courant en fin de chaîne de traitement, le niveau de bruit introduit par l'opération de conversion courant-tension est alors égal à la somme du

bruit thermique de la résistance R_f et du bruit produit par l'AO amplifié par le gain du circuit :

$$S_{I_{tot}} = \frac{4k_B T}{R_f} + S_{v,amp} \frac{\left(1 + \frac{R_f}{R_d}\right)^2}{R_f^2} \quad (2.26)$$

$$= \frac{4k_B T}{R_f} + S_{v,amp} \left(\frac{1}{R_f} + \frac{1}{R_d}\right)^2 \quad (2.27)$$

Le niveau de bruit blanc produit par l'amplificateur est augmenté dès lors que $R_d \approx R_f$ et peut rehausser le bruit système total lorsque $R_d \ll R_f$. C'est le cas pour la mesure présentée en figure 2.18, qui laisse apparaître un niveau de bruit blanc de l'ordre de 10^{-17} A²/Hz lors du passage à la gamme de sensibilité 10^{-2} A/V. La résistance R_f est alors égale à 100 Ω , tandis que R_d est inférieure à 5 Ω . Ce niveau de bruit parasite rend l'analyse des courbes à fort courant particulièrement difficile lorsque le bruit produit par le composant ne lui est pas largement supérieur, comme c'est le cas sur la figure 2.18-a.

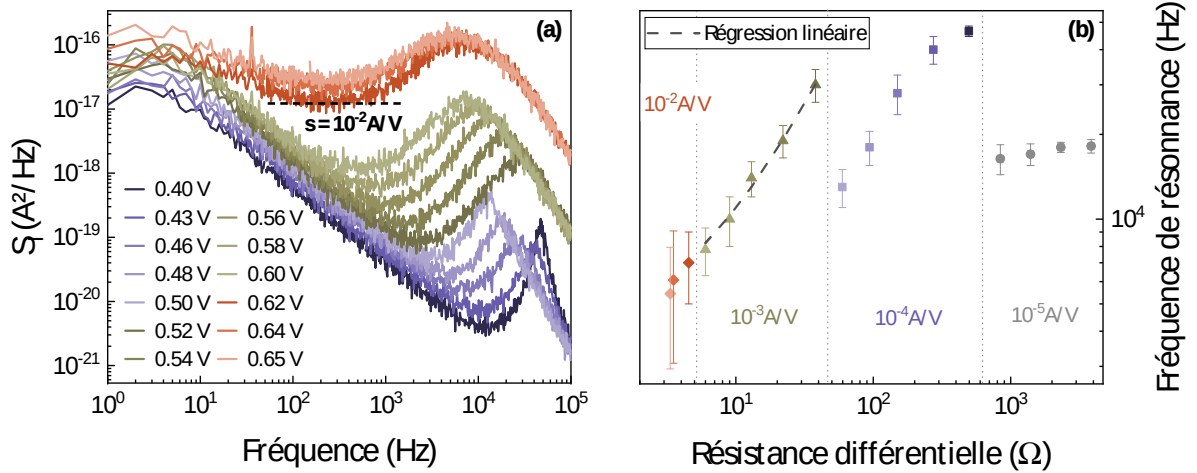


FIGURE 2.18 – (a) Densités spectrales de puissance à diverses polarisations et (b) fréquence de l'oscillation parasite en fonction de la résistance dynamique; les incertitudes sont relatives à l'extraction des valeurs à partir des spectres, et les incertitudes estimées sur les valeurs de résistances différentielles sont contenues dans la largeur des points

Sur cette dernière, un phénomène de résonance parasite semblable à celui décrit précédemment s'ajoute au bruit induit par l'AO. Dans ce cas, la fréquence centrale du pic varie pour une gamme de sensibilité donnée, contrairement à ce que prévoit la modélisation faite précédemment. Pour les mesures réalisées à la gamme de 10^{-3} A/V, une proportionnalité très claire est observée entre la fréquence du pic et la valeur de la résistance dynamique R_d , mise en évidence par la figure 2.18-b. Bien que de plus amples investigations n'aient pas été menées dans le cadre de cette thèse, il semblerait donc que la nature du phénomène d'oscillation parasite décrit dans la section précédente soit également impactée par la résistance dynamique R_d du composant.

Perturbations occasionnelles à basses fréquences

Il arrive également que les spectres de mesures soient parasités par un ensemble de pics d'origine non clairement identifiée, se manifestant généralement en dessous de 100 Hz et rendant l'analyse des données impossible sur cette plage de fréquences. Ils sont particulièrement prononcés sur les spectres présentés en figure 2.19, issus d'une mesure de bruit réalisée sur une diode de surface 40000 μm^2 (*cf* section 3.2.2).

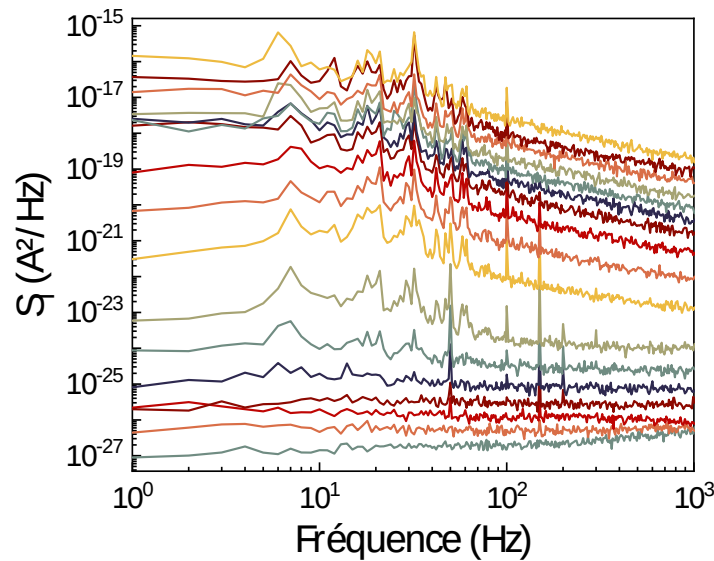


FIGURE 2.19 – Phénomène perturbatif non identifié apparaissant à basse fréquence, observé sur une diode en silicium de 40 000 μm^2 de surface

L'hypothèse d'une perturbation mécanique a été envisagée dans un premier temps du fait des fréquences relativement faibles engagées. Confortant cette hypothèse, il a été observé qu'un contact très franc avec la pointe de mesure permettait de limiter la présence de ces pics. C'est d'ailleurs la principale solution ayant été adoptée pour diminuer l'incidence de ces effets parasites.

Cependant, le fait que l'amplitude des pics varie avec la polarisation appliquée semble contradictoire avec la manifestation d'une perturbation mécanique, et laisse à penser que l'effet n'est pas externe au circuit de traitement de la mesure. L'hypothèse d'une boucle de masse est donc également envisagée, confortée par le fait que ces perturbations apparaissent en majorité aux courants les plus élevés.

Bien que l'impact des différents effets parasites décrits dans cette section puisse être limité par les diverses techniques évoquées, certains peuvent apparaître sur les spectres de mesures présentés dans ce manuscrit. Dans la majeure partie des cas, ils ne gênent pas leur analyse. Il est important cependant d'améliorer la compréhension de ces phénomènes

afin de s'assurer de la fiabilité des mesures à analyser et interpréter.

2.3 Méthode d'analyse du bruit électronique dans un composant

Les mesures de bruit électronique peuvent être analysées selon une procédure pouvant varier en fonction de la nature des résultats, mais dont les étapes générales sont décrites dans cette section.

2.3.1 Caractérisation du bruit mesuré

Dans un premier temps, il convient d'étudier l'allure des mesures temporelles et des courbes de densité spectrale de puissance en découlant aux diverses polarisations. Plusieurs composantes de nature diverses peuvent alors être identifiées.

Tout d'abord, un bruit blanc peut être observé, et peut avoir plusieurs origines. Il peut s'agir d'un bruit système, détecté à haute fréquence généralement, comme représenté sur l'exemple donné en figure 2.20. Lorsque ce n'est pas le cas, il peut s'agir d'un bruit thermique si son amplitude est constante, ou d'un bruit de grenaille si elle varie proportionnellement au courant.

Des composantes lorentziennes isolées peuvent également être observées. Il est essentiel dans ce cas particulièrement de prêter attention aux mesures temporelles et aux histogrammes leur correspondant, permettant de déceler l'éventuelle présence de bruit télégraphique.

Analyse du bruit $1/f$

Lorsqu'un bruit $1/f$ ou « de Flicker » est mesuré, il est possible de dégager diverses informations permettant de l'interpréter.

Tout d'abord, il est nécessaire d'extraire le coefficient γ caractéristique de ce bruit, tel que :

$$S_I(f) \propto \frac{1}{f^\gamma} \quad (2.28)$$

Cela peut se faire avec un algorithme de Levenberg-Mardquart prenant en paramètres cette fonction, et les données mesurées sur un intervalle de fréquence adéquat, grisé sur l'exemple de la figure 2.20-a. L'extraction du paramètre γ peut permettre d'une part de renseigner sur la nature de la source de bruit $1/f$. En effet, l'écart de sa valeur par rapport à l'unité informe sur la distribution des temps caractéristiques des processus physiques engagés. D'autre part, l'évolution de sa valeur avec la tension peut renseigner sur la pluralité des sources de bruit. Un paramètre γ faible peut également révéler la présence d'un bruit blanc impactant l'extraction du niveau de bruit $1/f$. Ainsi, l'analyse de ce paramètre doit être faite avec attention, et est propre à chaque mesure.

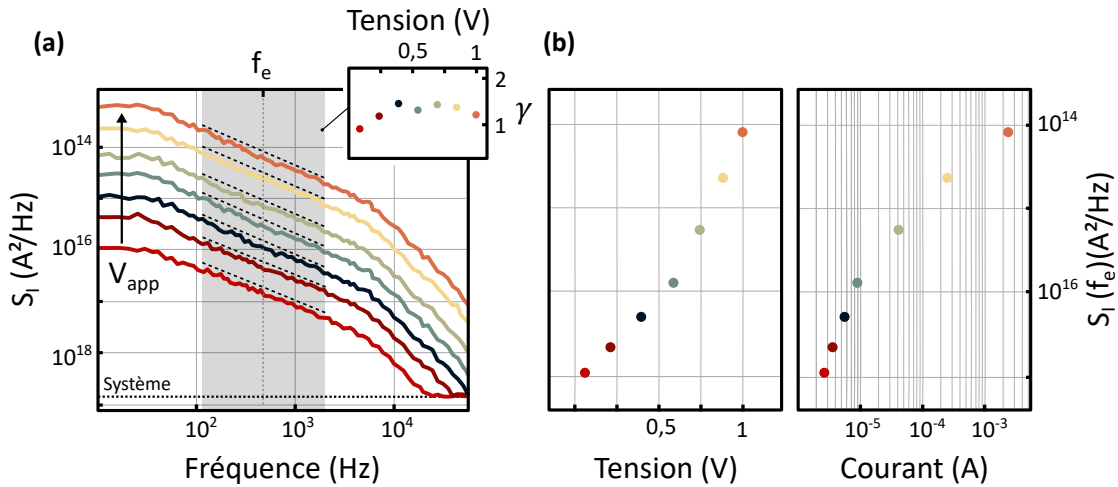


FIGURE 2.20 – Méthode d'analyse du niveau de bruit $1/f$: (a) allure des densités spectrales de puissance à diverses polarisations laissant apparaître une contribution $1/f$ avec un coefficient γ extrait sur une plage de tensions adéquate et (b) niveau de bruit extrait à la fréquence f_e en fonction de la tension et du courant ; les grandeurs utilisées sont arbitraires

Ensuite, il est important de prendre en compte l'intervalle de fréquences sur lequel le bruit $1/f$ est mesuré. Les fréquences minimale et maximale découlent respectivement des temps caractéristiques τ des mécanismes impliqués les plus lents et les plus rapides. Ainsi l'interprétation d'une source de bruit doit se faire en s'assurant de la cohérence de ces fréquences avec les temps caractéristiques observés et connus pour le mécanisme physique considéré.

Une fois que le bruit $1/f$ a été identifié, il est possible de choisir une fréquence f_e à laquelle extraire le niveau de bruit afin de pouvoir étudier plus lisiblement ses dépendances en tension et en courant. Pour cela, il est nécessaire de réaliser une moyenne sur une plage de fréquence autour de f_e , afin que la dispersion des valeurs n'impacte pas l'analyse du niveau de bruit. Ainsi, pour extraire le niveau de bruit à la fréquence f_e , la formule utilisée est :

$$S_I(f_e) = \frac{\text{moy}(S_I(f)f^\gamma)}{f_e^\gamma} \quad (2.29)$$

Cela permet d'extraire la valeur à une fréquence donnée quelque que soit le type de bruit mesuré, et en particulier lorsque plusieurs contributions sont mêlées. Les valeurs obtenues peuvent ensuite être tracées en fonction de la tension et du courant, comme cela est représenté en figure 2.20-b.

2.3.2 Étude en tension et en courant du niveau de bruit $1/f$

L'étude conjointe des dépendances en courant et en tension du niveau de bruit $1/f$ dans un composant est essentielle. Comme cela a été évoqué en section 1.3, il est fréquent dans la littérature que l'impasse soit faite sur cette dernière. Elle fournit pourtant des

informations permettant d'identifier ou de discriminer les mécanismes pouvant être à l'origine du bruit mesuré, dont quelques exemples seront développés dans cette section.

Propriété de la densité spectrale de puissance

Si les fluctuations temporelles d'un courant I fonction de la tension V résultent des fluctuations d'un paramètre α contenu dans ce courant :

$$I = f(V, \alpha(t)) \quad (2.30)$$

alors sa densité spectrale de puissance S_I est liée à la densité spectrale de puissance S_α par le carré de la dérivée partielle de I par rapport à α [143] :

$$S_I = \left(\frac{\partial I}{\partial \alpha} \right)^2 S_\alpha \quad (2.31)$$

Par exemple, dans le cas d'une diode simple définie par le courant I_D , et pour laquelle la source de fluctuations serait contenue dans le facteur d'idéalité n :

$$I_D = I_S \left(\exp \left(\frac{qV}{nk_B T} \right) - 1 \right) \quad (2.32)$$

la dépendance en tension de la densité spectrale de puissance S_{I_D} attendue serait donnée par :

$$S_{I_D} = \left(\frac{\partial I}{\partial n} \right)^2 S_n = \left(\frac{-qV}{n^2 k_B T} \right)^2 \exp \left(\frac{qV}{nk_B T} \right)^2 S_n \propto V^2 \exp \left(\frac{2qV}{nk_B T} \right) \quad (2.33)$$

L'étude en tension du niveau de bruit de basse fréquence dans un composant peut donc permettre facilement d'identifier la source de fluctuations, à la condition que cette dernière ne varie pas avec la tension. L'importance de disposer d'une équation décrivant le courant statique de manière fiable est alors mise en évidence.

Cas particulier

Si un courant I peut être mis sous la forme :

$$I(V, t) = \alpha(t)g(V) \quad (2.34)$$

avec g une fonction de la tension ne présentant pas ou peu de fluctuations et α un terme dont les fluctuations ne dépendent pas de la tension V , alors il découle de l'équation (2.31) :

$$S_I(V, f) = g(V)^2 S_\alpha(f) \implies S_I \propto I^2 \quad (2.35)$$

Ce résultat s'avère très utile pour l'identification des sources de bruit dans le cas de mécanismes de conduction multiples. En effet, il est possible de montrer, moyennant les mêmes hypothèses, qu'il est réciproque.

Pour cela, il faut considérer un courant I résultant de la somme de deux courants I_1 et I_2 pouvant être mis sous la forme donnée par l'équation (2.34) :

$$I(V, t) = I_1(V, t) + I_2(V, t) = g_1(V)\alpha_1(t) + g_2(V)\alpha_2(t) \quad (2.36)$$

Il vient alors :

$$S_I(V, f) = g_1(V)^2 S_{\alpha_1}(f) + g_2(V)^2 S_{\alpha_2}(f) \quad (2.37)$$

Si la densité spectrale S_I est proportionnelle au carré du courant I^2 , alors pour une fréquence f_0 fixée :

$$\forall V \in \mathbb{R}, S_I(V, f_0) \propto I(V)^2 \quad (2.38)$$

$$\propto I_1^2 + I_2^2 + 2I_1 I_2 \quad (2.39)$$

$$\propto \alpha_1(f_0)^2 g_1(V)^2 + \alpha_2(f_0)^2 g_2(V)^2 + \alpha_1(f_0)\alpha_2(f_0)g_1(V)g_2(V) \quad (2.40)$$

Les équations (2.37) et (2.40) devant être vérifiées pour tout V , il vient nécessairement si $g_1 \neq g_2$:

$$\alpha_1(f_0)\alpha_2(f_0)g_1g_2 = 0 \implies g_1 = 0 \text{ ou } g_2 = 0 \quad (2.41)$$

Cela correspond en pratique au fait qu'un des deux mécanismes de conduction considérés I_1 et I_2 soit négligeable devant l'autre sur la gamme de tension pour laquelle $S_I \propto I^2$.

En résumé, à condition que le mécanisme de conduction contenant la source de bruit puisse s'écrire sous la forme de l'équation (2.34) avec une fluctuation ne dépendant pas de la tension, les deux propositions suivantes sont équivalentes :

- (1) S_I varie proportionnellement à I^2
- (2) La fluctuation est portée par un unique mécanisme dominant le courant

En conclusion, l'analyse du bruit $1/f$ d'un composant doit reposer sur l'étude conjointe des mesures statiques et dynamiques, et en particulier des dépendances en tension et en courant de l'amplitude du bruit.

La dépendance en tension, vérifiant nécessairement l'équation (2.31), peut permettre d'identifier la source de la fluctuation au sein d'un mécanisme de conduction connu. Elle peut également permettre de caractériser des mécanismes de conduction non connus dans les cas où le comportement statique n'est pas suffisamment bien décrit par les modèles standards, tels que le modèle à double diode. En particulier, lorsque de multiples mécanismes se superposent, il peut parfois être difficile de les discerner via la mesure statique. La mesure de bruit peut être un moyen d'isoler la contribution d'un unique mécanisme, lorsque le bruit produit par ce dernier domine les mesures dynamiques.

Comme cela a été montré précédemment, la dépendance en courant de la densité spectrale de puissance peut dans certains cas indiquer si la source des fluctuations est portée ou non par le mécanisme dominant les mesures statiques.

Additionnées, les informations fournies par les dépendances en tension et en courant du niveau de bruit $1/f$ constituent des précieux indices pour l'identification ou la discrimination des mécanismes de conduction, ainsi que des sources de fluctuations les impactant.

Conclusion

Ce chapitre a présenté l'ensemble des outils employés dans le cadre de cette thèse pour la caractérisation statique et dynamique des composants. En premier lieu, les équipements de mesures et méthodes relatifs à la caractérisation statique ont été exposés. Une procédure d'ajustement des paramètres du modèle à double diode pour l'interprétation physique des mesures a été détaillée dans le même temps. Une seconde section a présenté les équipements dédiés à la mesure de bruit électronique, ainsi que les phénomènes parasites propres à l'utilisation de cette méthode dans les composants photovoltaïques. Dans une dernière section, une approche générale pour l'analyse du bruit électronique de basse fréquence dans un composant a été présentée.

Chapitre 3

Échantillons de mesure

Introduction

Au cours de ce travail de thèse, la multiplication et la diversification des structures de test sont apparues indispensables à une compréhension aboutie des mécanismes sources de bruit électronique dans les cellules photovoltaïques. La réflexion autour du choix d'échantillons pertinents et adaptés a été guidée par trois principaux axes, explicités dans la suite de cette section, que sont :

- la compatibilité avec les contraintes liées à la mesure de bruit
- la diversification des structures, avec une complexité graduelle
- la variation des géométries pour l'identification des mécanismes de bruit

Tout d'abord, l'instrumentation de mesures de bruit est source de contraintes sur le format des échantillons. Comme cela a été mis en évidence en section 2.2.3, les structures larges et planaires peuvent notamment induire des phénomènes capacitifs parasites limitant la plage de fréquences observable. La limite en courant de l'appareil de mesure NOISYS, située autour de 10 mA, encourage également à avoir recours à des structures de plus petite surface. La diminution de la taille des échantillons permet donc à la fois de limiter les phénomènes parasitant les spectres, et d'étudier le bruit sur une plage de tensions plus large. Dans cette optique, il est possible d'avoir recours à des échantillons initialement « petits » d'une part ou de réduire la taille de grands échantillons via des découpes d'autre part. Ce procédé a été utilisé notamment dans le cas des cellules provenant du laboratoire INES du CEA-LITEN, présentées dans la suite de cette section, de surface initiale égale à $15 \times 15 \text{ cm}^2$. Les découpes pouvant modifier de façon non négligeable le comportement des cellules solaires, il convient de les limiter autant que possible.

Au delà de ces contraintes techniques, il est apparu essentiel de diversifier les types d'échantillons dans l'optique de développer une démarche de compréhension exhaustive des sources de bruit dans les composants photovoltaïques. Une cellule PV est généralement une structure de diode à laquelle des modifications ont été apportées dans l'optique d'optimiser ses performances de conversion de la lumière en puissance électrique. Cela

passer par divers procédés, évoqués dans l'état de l'art présenté en section 1.1.5. Ces modifications apportées à la structure p-n élémentaire peuvent changer profondément le fonctionnement électrique des cellules solaires. Il apparaît donc essentiel d'étudier à la fois des structures très élémentaires en parallèle de structures beaucoup plus complexes permettant d'optimiser les performances. Ainsi, les échantillons étudiés dans le cadre de ce travail, répertoriés en figure 3.1, vont de la couche simple de silicium polycristallin à des structures plus complexes telles que les cellules à hétérojonctions « CARLAH » ou encore les cellules tandem CPV III-V (PhotoVoltaïque à Concentration à base de matériaux III-V).

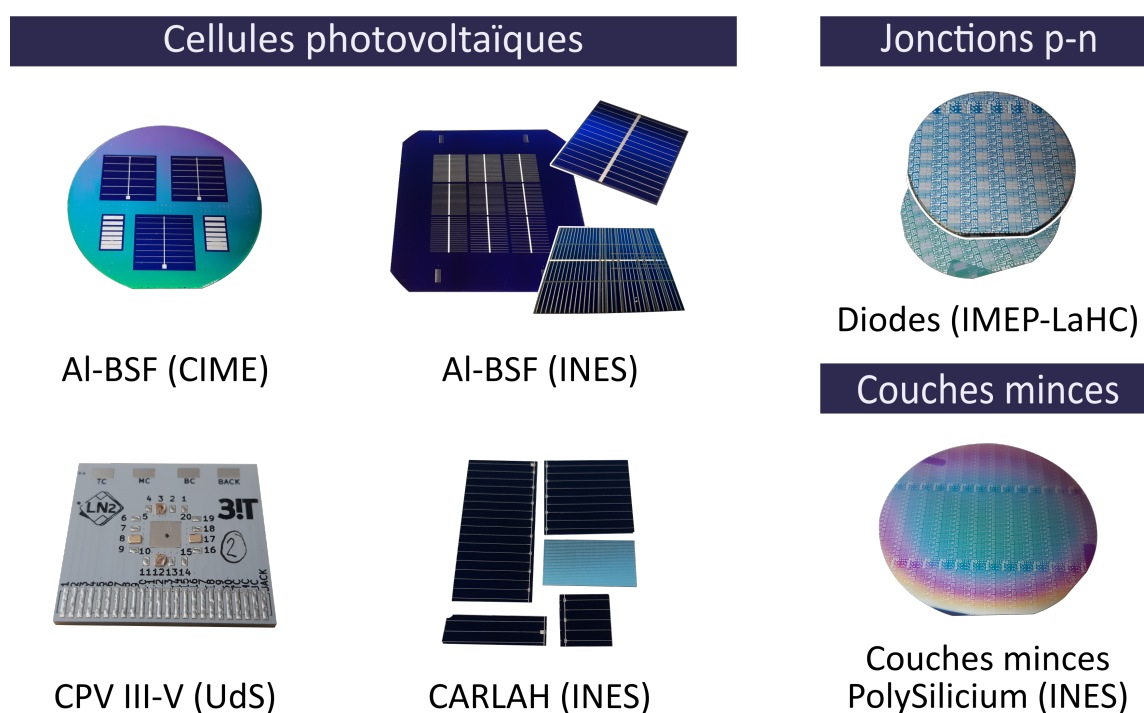


FIGURE 3.1 – Ensemble des échantillons étudiés

Enfin, il a semblé pertinent de pouvoir étudier indépendamment l'impact sur le bruit électronique de divers paramètres relatifs à la géométrie ou au dopage. Comme cela sera détaillé en section 3.2, il s'agit d'un aspect indispensable à la compréhension des mécanismes à l'origine du bruit mesuré. Ainsi, la fabrication d'échantillons et la conception d'études sur mesure a constitué un troisième axe majeur dans la diversification des structures de test.

3.1 Cellules photovoltaïques

3.1.1 Cellules Al-BSF

Les cellules en silicium de type Al-BSF, pour *Aluminum Back Surface Field*, sont des composants photovoltaïques de première génération à la structure relativement élémentaire. Comme cela a déjà été évoqué en section 1.1.5, elles sont équipées d'une zone dopée en face arrière produisant un champ électrique maximisant la collecte des porteurs. Deux séries différentes d'échantillons Al-BSF ont pu être étudiées au cours de ce travail. Un premier lot d'échantillons de petite taille, intégrés sur des plaques de deux pouces, a été produit au cours de la thèse sur la plateforme technologique du CIME nanotech (*centre interuniversitaire de microélectronique et nanotechnologies*). La seconde série d'échantillons est composée de cellules à un stade avancé de développement, quasiment industrielles, produites au laboratoire INES du CEA-LITEN.

Cellules Al-BSF de petite surface intégrées sur plaques de 2"

En addition du projet de diversification des structures de test, la fabrication des cellules Al-BSF de petite taille a été motivée en particulier par la volonté de disposer d'échantillons adéquats à une étude de bruit électronique sous éclairement lumineux. Il s'agit en effet d'échantillons équipés d'une métallisation en grille en face avant, facilement éclairables de façon homogène du fait de leur petite taille et pour lesquels les comportements statiques sont aisément interprétés. Ils ont été conçus à l'occasion d'un stage de Master II, centré autour de la mesure de bruit électronique dans les composants PV sous éclairement, mené à bien par Alexandra Diaz.

La mesure sous éclairement apparaît comme un aspect essentiel à intégrer à la démarche de compréhension des mécanismes de bruit dans les composants PV. Elle introduit cependant de nombreuses contraintes et problématiques supplémentaires à la mesure sous obscurité et il convient de faire preuve de prudence pour l'interprétation des résultats. Notamment, un large travail de discrimination du bruit induit par la source lumineuse, impactant les fluctuations produites par la cellule elle-même, a été réalisé par la stagiaire de Master II. L'ensemble des mesures étudiées dans ce manuscrit ayant été réalisé sous obscurité, il n'est pas apparu pertinent d'y présenter ces premiers résultats. La mesure de bruit dans les composants photovoltaïques sous illumination fera cependant l'objet d'une thèse ayant débuté en octobre 2023.

Fabrication

Le processus de fabrication des cellules Al-BSF produites au cours de la thèse, issu de travaux pratiques, est détaillé en figure 3.2. Les cellules, visibles en figure 3.1, sont réalisées par séries de trois sur des plaques de deux pouces en silicium dopé p, de résistivité comprise entre $0,5 \Omega \cdot \text{cm}$ et $1 \Omega \cdot \text{cm}$. Elles ont une surface de $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$ avec diverses

densités de lignes métalliques pour les électrodes en face avant. Dans un premier temps, une étape d'oxydation est réalisée afin de créer un oxyde épais en surface des plaques. Une photolithographie permet ensuite de délimiter les zones actives. La gravure humide du SiO_2 dans ces dernières est réalisée à 30°C à l'aide d'une solution tamponnée de fluorure d'hydrogène (HF) diluée à 5 % et de fluorure d'ammonium (NH_4F). Le démouillage observé en face arrière est signe que la gravure est terminée.

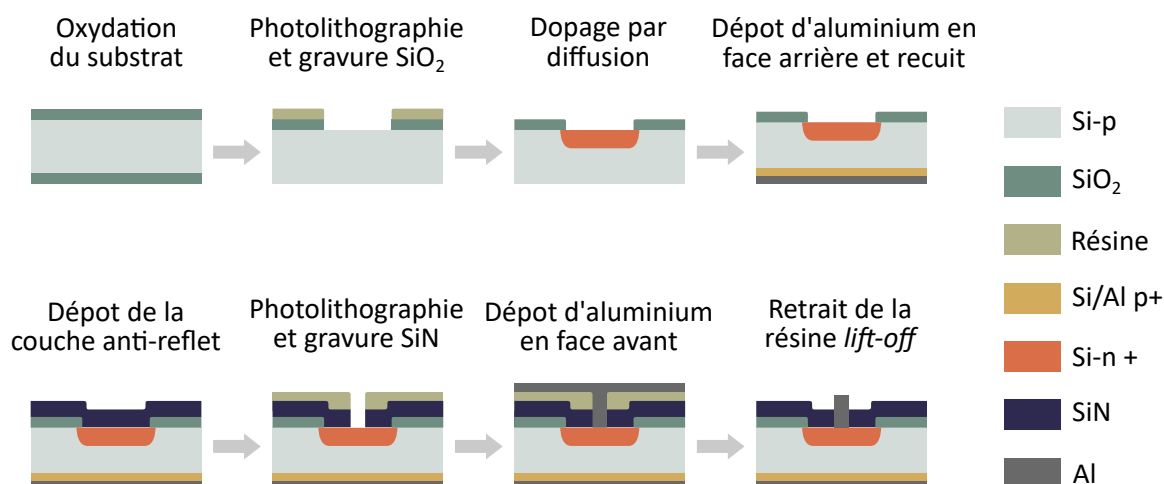


FIGURE 3.2 – Étapes de fabrication des cellules photovoltaïques Al-BSF produites sur plaques de 2"

Un dopage au phosphore est ensuite réalisé par diffusion à 880°C pendant 25 minutes afin de créer la jonction p-n. Après cela, les plaques sont nettoyées afin d'éliminer le verre de phosphore formé à leur surface lors du passage dans le four de diffusion. Un dépôt d'aluminium d'une épaisseur de $2\ \mu\text{m}$ est ensuite réalisé en face arrière par pulvérisation cathodique. Un recuit des plaques permet de créer localement un alliage Si/Al .

Après cela, une couche de SiN d'environ $75\ \text{nm}$ à fonction anti-reflet est déposée en face avant par PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*). Une photolithographie à l'aide d'un second masque est ensuite effectuée afin de graver localement la couche de SiN à l'emplacement des futures électrodes. La gravure humide du SiN est réalisée à l'aide d'ultra-sons dans une solution tamponnée de HF (*Buffered oxide etch* ou BOE).

Enfin, un dépôt d'aluminium est réalisé en face avant, également par pulvérisation cathodique. Un bain d'acétone sous ultra-sons d'une vingtaine de secondes permet de retirer la couche de résine ainsi que l'aluminium excédentaire déposé sur cette dernière. Ce procédé, appelé « *lift-off* », permet de s'affranchir d'une étape de photolithographie supplémentaire et de limiter le nombre de masques nécessaires. Son utilisation est pertinente dans le cas de motifs relativement larges, comme c'est le cas ici.

Cellules Al-BSF conçues à l'INES

Les cellules Al-BSF provenant du laboratoire INES du CEA-LITEN sont fabriquées selon une procédure légèrement différente, présentée dans [144]. Contrairement au premier lot, ce sont des échantillons « pleine plaque » réalisés sur des substrats de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ de surface et d'environ $220 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, en silicium monocristallin. S'agissant de composants à visée industrielle, la diminution des coûts et de la complexité des étapes de fabrication est privilégiée. Par ailleurs, les structures sont optimisées pour maximiser les performances de conversion d'énergie. Quelques différences existent donc entre ces échantillons et les précédents.

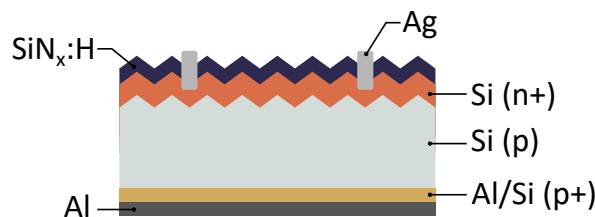


FIGURE 3.3 – Représentation d'une vue en coupe des cellules Al-BSF développées au laboratoire INES du CEA-Liten

Tout d'abord, comme cela est représenté en figure 3.3, les cellules sont texturées afin de maximiser leur absorption. Ensuite, les contacts métalliques ne sont pas déposés via une photolithographie mais sont sérigraphiés sur la couche de SiN_x puis recuits afin de former un alliage conducteur. Enfin, il s'agit d'échantillons beaucoup plus larges, se rapprochant davantage des structures intégrées aux panneaux photovoltaïques. Cette très grande taille les rend difficilement compatibles en l'état avec les possibilités de l'équipement de mesures de bruit, limité à la dizaine de mA. Il est ainsi apparu indispensable de les découper afin de réduire le courant qu'ils produisent.

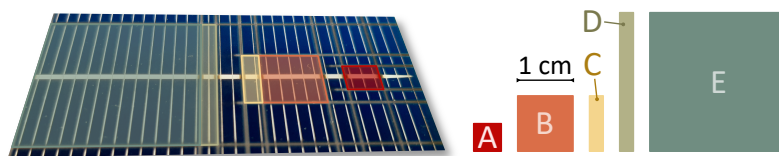


FIGURE 3.4 – Découpes laser des cellules Al-BSF selon les formats présentés dans le tableau 3.1

Des découpes laser ont donc été réalisées sur un ensemble de plaques, selon les géométries présentées dans le tableau 3.1. Les échantillons obtenus sont présentés en figure 3.4, sur laquelle la largeur importante des découpes au laser est visible. Ces dernières ne sont

pas réalisées sur toute l'épaisseur de la plaque, et c'est pourquoi les échantillons peuvent rester solidaires, tout en étant électriquement isolés.

Les découpes permettent d'étendre le régime d'étude du bruit, mais ne sont pas suffisantes pour analyser pleinement le régime passant. Par ailleurs, l'opération peut modifier le fonctionnement des échantillons en augmentant les effets de bords, comme cela sera détaillé en chapitre 5.

Type	Surface (mm ²)	Périmètre (mm)	Surface / Périmètre (mm)
A	25	20	1.25
B	100	40	2.50
C	25	25	1.00
D	62.5	55	1.14
E	625	100	6.25

TABLEAU 3.1 – Formats des échantillons Al-BSF découpés

3.1.2 Cellules PolySi/SiO_x à double contact passivé

Des cellules à hétérojonction développées au laboratoire INES [145] ont également pu être étudiées. Leur structure, présentée en figure 3.5, est désignée par l'appellation CARLAH pour « *Conductive and Anti-Reflective Layers for Advanced high temperature Heterojunction solar cells* ».

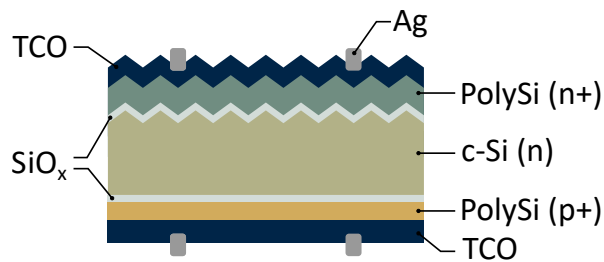


FIGURE 3.5 – Représentation d'une vue en coupe de la structure à hétérojonction CARLAH développée au laboratoire INES du CEA-Liten

Elles sont réalisées à partir d'un substrat monocristallin en silicium dopé n de $15 \times 15 \text{ cm}^2$. Un oxyde tunnel SiO_x permet de passiver les contacts avec deux couches de silicium polycristallin déposées en face avant et arrière, et dopées respectivement au phosphore et au bore. Ce type de structure est généralement désigné par l'appellation « TOPCon » (*Tunnel Oxide Passivated Contact* ou cellules à Contact Passivé par Oxyde Tunnel). Un

oxide transparent et conducteur (TCO) est utilisé en face avant et arrière. Son but est de préserver la passivation de la surface tout en limitant la résistance série. À l'inverse d'une structure PERC (*cf* section 1.1.5), il n'y a pas de contact direct entre le métal et le semiconducteur.

Dans le cadre d'une étude mise au point en collaboration avec l'INES, portant sur l'impact sur le bruit d'une méthode de passivation des bords [146], ces cellules ont été clivées en échantillons dont les formats sont détaillés dans le tableau 3.2.

Format	Surface (mm ²)	Périmètre (mm)	Surface / Périmètre (mm)
F	100	50	2.00
G	100	40	2.50
H	200	60	3.33
I	400	80	5.00
J	600	110	4.45

TABLEAU 3.2 – Formats des découpes des cellules CARLAH clivées puis passivées

Comme cela sera évoqué en chapitre 5, cette étude n'a pas pu être parfaitement menée à son terme dans le cadre de cette thèse. Des phénomènes de bruit télégraphique ont cependant été observés à l'occasion des premières mesures, présentées en section 5.2 de ce manuscrit.

3.1.3 Cellules tandem à base de matériaux III-V pour applications sous concentration

Un dernier type de cellules photovoltaïques ayant été jugé particulièrement intéressant pour la mesure de bruit électronique est présenté en figure 3.6-a. Il s'agit de structures tandem à base de matériaux III-V provenant de l'université de Sherbrooke au Canada (UdS), destinées à une utilisation sous concentration optique.

Fabriquées à partir d'un *wafer* à triple jonction InGaP/InGaAs/Ge, leur utilisation avec un concentrateur optique permet notamment de limiter la quantité de matériaux utilisés. Comme cela est représenté sur la figure 3.6-b, les propriétés des trois jonctions choisies sont optimisées pour absorber les photons des diverses longueurs d'ondes contenues dans le rayonnement solaire.

Ces échantillons rassemblent de nombreux critères les rendant particulièrement propices à l'étude du bruit électronique. En effet, il s'agit de structures très petites produisant un courant d'obscurité relativement faible. Elles peuvent donc être étudiées sur une large plage de tensions, sans que des découpes supplémentaires ne soient nécessaires. Les possibles effets de bords mesurés sont donc représentatifs du fonctionnement du composant en

conditions réelles. En outre, l'information fournie par le bruit peut être particulièrement intéressante et décisive dans ce type de composants constitués de multiples couches en série, pour lesquels l'analyse statique est toujours limitée par l'élément le plus résistif. Ce dernier aspect en particulier a été conforté par les quelques premiers résultats de mesures ayant été obtenus. L'analyse en ayant été faite n'a toutefois pas pu être portée à un niveau de maturation suffisant pour qu'ils puissent être présentés dans ce manuscrit, et sera donc consolidée postérieurement, à l'aide de mesures complémentaires.

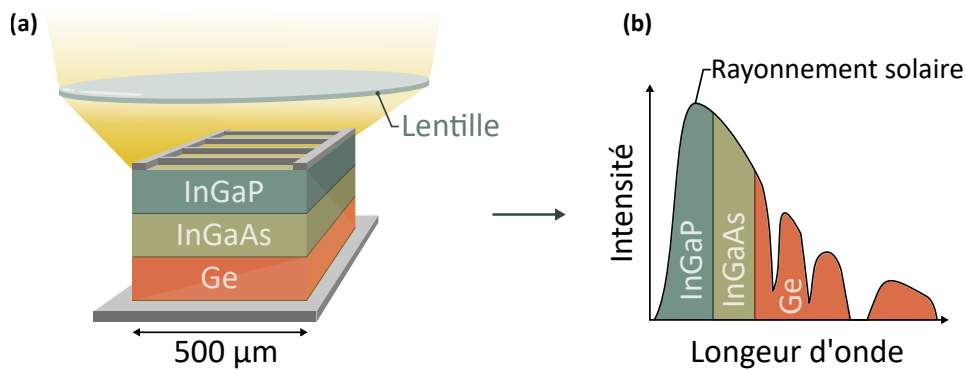


FIGURE 3.6 – (a) Utilisation sous concentration optique des cellules à triple jonction InGaP/InGaAs/Ge élaborées à l'université de Sherbrooke et (b) représentation du rayonnement solaire sur lequel les diverses plages d'absorption des trois matériaux utilisés sont mises en évidence

3.2 Échantillons conçus pour la mesure de bruit

Cette section présente les échantillons ayant été fabriqués dans le cadre des travaux de thèse, optimisés particulièrement pour la mesure et l'analyse du bruit électronique. Une étude du bruit dans des fines couches de silicium polycristallin a tout d'abord été mise au point en collaboration avec l'INES. Elle a été motivée par l'utilisation très répandue de ce matériau pour la conception de cellules PV, en particulier dans les structures à hétérojonction en silicium CARLAH évoquées précédemment. Dans un second temps, des diodes de petite taille avec divers paramètres géométriques et de dopage ont été conçues dans l'optique d'identifier les mécanismes de bruit dominants dans les jonctions p-n.

3.2.1 Fines couches de silicium polycristallin

Les structures CARLAH, présentées précédemment, sont des cellules à hétérojonction composées d'une fine couche de silicium polycristallin (PolySi). En collaboration avec l'équipe du laboratoire INES, des échantillons dédiés à la mesure de bruit dans ces couches en particulier ont été conçus. S'agissant d'un matériau très largement utilisé pour la fabrication de cellules solaires, il est apparu pertinent d'utiliser la mesure de bruit électronique pour caractériser les mécanismes de conduction et les défauts dans le polysilicium.

Les mesures à effectuer sur les couches minces sont dites « top-top ». C'est-à-dire que, contrairement au reste des échantillons présentés dans cette section, la mesure s'effectue entre deux électrodes situées en face avant. Les couches minces sont produites à l'INES, conformément aux méthodes de fabrication employées dans le cas des cellules CARLAH, tandis que les électrodes sont déposées sur les plateformes technologiques Amont (PTA) et de IMEP-LaHC, selon un procédé présenté dans la suite de cette section.

Comme cela est représenté en figure 3.7, la couche mince de polysilicium est isolée du substrat sur lequel elle est déposée grâce à une couche d'oxyde d'environ 200 nm, visant à contraindre la conduction dans la couche supérieure. Afin d'étudier l'impact sur le bruit de la couche de nitrure généralement utilisée dans les composants PV à des fins de passivation et de couche anti-reflet, un dépôt supplémentaire de SiNH est réalisé sur la moitié des échantillons.

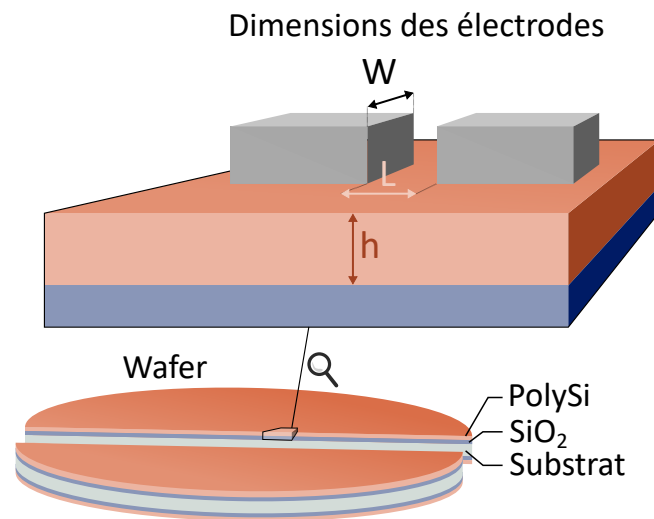


FIGURE 3.7 – Structure des plaques sans couche de SiNH ; un agrandissement permet de mettre en évidence les dimensions caractéristiques L , h et W au niveau d'une paire d'électrodes

Afin de pouvoir réaliser une étude de bruit approfondie, pertinente, et adaptée aux équipements de mesure, il a été nécessaire d'avoir recours à des formats d'électrodes métalliques précis. Un masque de lithographie a alors été créé à l'aide du logiciel *Klayout*. La réflexion ayant été faite autour des formats des électrodes qu'il comporte est présentée ci-dessous.

Conception des structures de test

De même que dans le cas des jonctions p-n, la conception des structures de test a été pensée dans l'optique de pouvoir identifier la nature du bruit électronique à partir des deux modèles de Hooge et McWhorter. La figure 3.7 présente une vue schématique de deux électrodes déposées sur la couche de polysilicium. Elle met en évidence les trois

dimensions h , L et W , dont le produit correspond, en première approximation, au volume dans lequel le courant circulera si une différence de potentiel est appliquée entre les deux électrodes.

Les dépendances attendues des niveaux de bruit $1/f$ correspondant aux deux modèles peuvent alors être exprimées en fonction de ces trois grandeurs. Dans le cas du modèle de McWhorter, il découle de l'équation (1.29) :

$$S_{I_{McW}} \propto \frac{2WL + 2Lh}{(LhWn)^2} = \frac{2(h + W)}{L(hWn)^2} \quad (3.1)$$

Et dans le cas du modèle de Hooge, il découle de l'équation (1.30) :

$$S_{I_H} \propto \frac{1}{LhWn} \quad (3.2)$$

avec n la concentration de dopants. Au sein des structures CARLAH, l'épaisseur de la couche de PolySi est de l'ordre d'une vingtaine de nm. Bien que cette épaisseur puisse être modifiée légèrement pour les besoins de l'étude, l'ordre de grandeur de la dimension h sera nécessairement petite devant les dimensions L et W , limitées par les méthodes de fabrication par photolithographie standard à des dimensions supérieures au μm .

D'après ces considérations, (3.1) devient à peu près équivalente à :

$$S_{I_{McW}} \propto \frac{1}{Lh^2Wn^2} \quad (3.3)$$

Il apparaît alors indispensable de pouvoir faire varier le paramètre h afin de différencier les deux modèles. Une première contrainte a ainsi été identifiée et trois valeurs d'épaisseurs de l'ordre de 50, 100 et 200 nm ont été retenues.

Une seconde contrainte est imposée par le fait que les couches soient très fortement dopées et donc extrêmement conductrices. Des mesures de résistance carrée réalisées à l'INES laissent à penser que la résistivité ρ des couches de polysilicium dopées n serait autour de $1,5 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{m}$. Le courant I dépendant des grandeurs h , L , et W , de la résistivité ρ et de la tension appliquée V de la sorte :

$$I = \frac{VhW}{\rho L} \quad (3.4)$$

et l'équipement de mesure étant limité à des courants inférieurs à 10 mA, les dimensions h , L , et W sont contraintes par la relation :

$$\frac{hW}{L} < \rho \frac{0.01}{V} \quad (3.5)$$

En considérant le cas le plus contraignant, à savoir quand h est le plus élevé, et en prévoyant une tension maximale applicable égale à 100 mV, il vient :

$$W < \frac{1.4 \cdot 10^{-5}}{200 \cdot 10^{-9}} \frac{0.01}{0.1} L \implies W < 7L \quad (3.6)$$

Ainsi, les formats des électrodes ont été créés de sorte à respecter ce critère dans l'ensemble. Certaines géométries l'enfreignent cependant sans que cela ne soit véritablement problématique étant donné qu'une tension applicable de 100 mV est une exigence très stricte, pas nécessairement indispensable dans la pratique. En effet, s'agissant d'échantillons dont le comportement statique est attendu équivalent à celui d'une résistance, une étude jusqu'à 20 mV par exemple peut être suffisante et permet d'élargir la contrainte à :

$$W < 35L \quad (3.7)$$

Un troisième objectif lors de la conception de ce masque de lithographie a été qu'il comporte des électrodes aux dimensions variant sur plusieurs ordres de grandeur. Cet aspect est essentiel à une étude fiable des dépendances du bruit électronique avec ces dernières.

La figure 3.8 présente l'allure ainsi que les dimensions des motifs d'électrodes typiques présents sur le masque de lithographie.

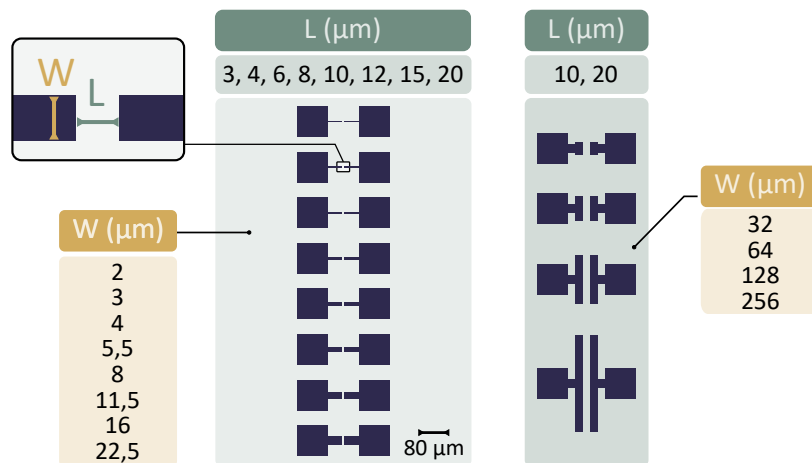


FIGURE 3.8 – Exemple de motifs intégrés au masque conçu pour le dépôt d'électrodes métalliques sur les couches de silicium polycristallin ; les largeurs des électrodes représentées sont renseignées dans l'ordre dans les deux tableaux jaunes, et les deux séries d'électrodes sont reproduites pour les différentes valeurs de L indiquées dans les tableaux verts

Les largeurs souhaitées pour la majorité des contacts étant très faibles, ces derniers sont déportés afin qu'il soit possible d'y poser une pointe de mesure. Comme cela est visible sur la figure 3.9, les contacts déportés sont isolés de la couche de polysilicium dans le cas des échantillons couverts de SiNH.

Les motifs présentés en figure 3.9-b ont été intégrés au masque dans l'optique de pouvoir réaliser des études plus localisées. En effet, le polysilicium est composé de grains monocristallins délimités par des défauts cristallographiques appelés « joints de grains ». Il est possible que la répartition de ces derniers au sein de la couche affecte les mesures

de bruit électronique. En effet, de tels défauts peuvent être à l'origine d'une conduction localement exacerbée ou de piégeage électronique [147]. Les grains de polysilicium, dont la taille moyenne n'est pas connue, peuvent rendre les mesures difficilement analysables, en particulier si leurs dimensions sont du même ordre de grandeur que celles des électrodes. Les motifs utilisés ici permettent un passage du courant dans une zone commune pour les quatre paires d'électrodes, limitant ainsi les effets liés à la distribution des joints de grains au sein de la couche.

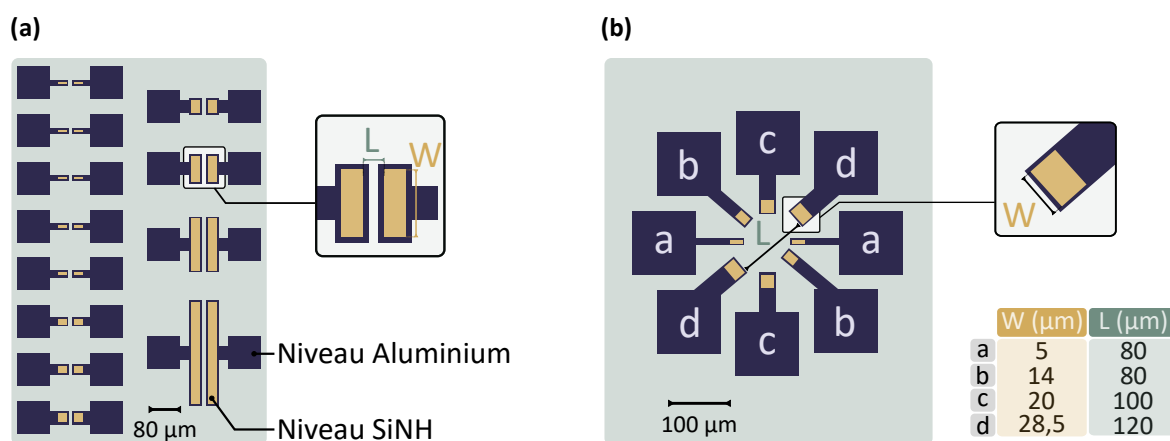


FIGURE 3.9 – Exemples de motifs présents sur le masque à deux niveaux dédié au dépôt d'électrodes sur les couches de PolySi recouvertes de SiNH; les zones jaunes présentent les zones d'ouverture du SiNH et l'union des zones jaunes et bleues foncées correspond aux métallisations; (a) Motifs permettant de former des paires d'électrodes aux dimensions équivalentes à celles présentées en figure 3.8 et (b) motifs destinés à réaliser une étude locale du bruit

Travail de salle blanche

Suite à une erreur de paramètres de dépôt, l'ensemble des couches minces de polysilicium fabriquées à l'INES présentait une épaisseur commune, au lieu des trois épaisseurs différentes initialement prévues. Elle a été estimée à 220 nm par ellipsométrie sur la plateforme technologique du CIME. Avant de produire un nouveau lot d'échantillons, il est apparu préférable de réaliser l'étude complète sur cet ensemble de plaques dans l'optique de ne pas engendrer de coûts matériels inutiles. Pour les plaques ne comportant pas de SiNH, l'erreur a pu être rectifiée en gravant les couches de polysilicium sur une certaine épaisseur. Cela a pu être réalisé via le bâti ICP-RIE (*Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching*) du CIME. Ainsi, trois épaisseurs de couches minces, d'environ 70 nm, 120 nm et 220 nm ont pu être obtenues. Les épaisseurs des couches de PolySi n'ont pas pu être modifiées dans le cas des plaques recouvertes de SiNH.

Le dépôt des électrodes a ensuite pu être effectué selon le procédé décrit par la figure 3.10. Pour les échantillons ne comportant pas de couche de SiNH, une unique étape de

photolithographie est nécessaire. Une couche d'aluminium d'environ 300 nm est d'abord déposée par évaporation. Puis, une photolithographie est réalisée à l'aide du masque dont un extrait a été présenté en figure 3.8. Enfin l'aluminium excédentaire est gravé grâce à une solution « *Alu etch* » standard.

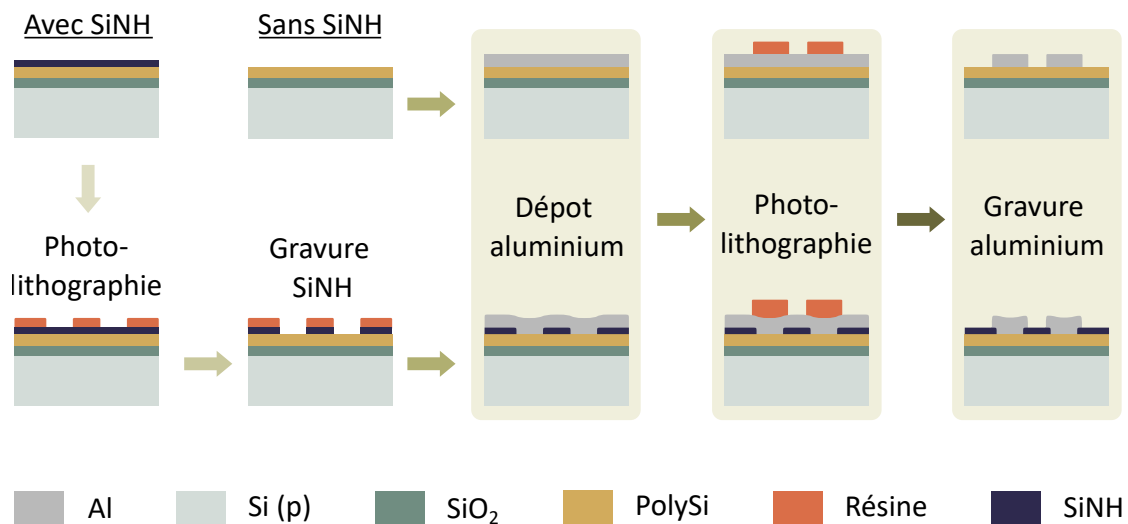


FIGURE 3.10 – Processus de dépôt des électrodes métalliques sur les échantillons disposant, ou non, d'une couche de SiNH

Dans le cas des échantillons comportant une couche de SiNH, une étape supplémentaire de photolithographie est nécessaire. Ainsi, le procédé total requiert l'utilisation de deux masques, dont des exemples de motifs sont représentés en figure 3.9.

De très nombreuses difficultés ont été rencontrées concernant la gravure de la couche de SiNH. Tout d'abord, des problèmes de décollement de résine sont rapidement apparus lors des premières tentatives de gravures humides BOE (*Buffered Oxide Etch*). Ce problème a pu être résolu par le choix d'une résine différente, plus fine et plus adaptée à la gravure humide.

Les soucis ont perduré cependant, s'agissant principalement de phénomènes de sur-gravure relativement importants apparaissant du fait des propriétés isotropes de la gravure humide. Il est probable que ces effets soient encouragés par les temps extrêmement longs observés pour la réalisation de cette étape, de l'ordre de la quarantaine de minutes. Sur les quelques essais effectués, les motifs de dimensions inférieures à environ 5 μm sont en général inexploitable et l'ensemble des motifs présente des effets de sur-gravure de l'ordre de quelques microns.

Ainsi, la gravure par RIE, moins sélective mais indispensable pour conserver les motifs les plus petits, a été préférée. Elle a été réalisée sur le bâti de gravure ICP-RIE de l'IMEP-LaHC. Ce dernier est équipé d'un ellipsomètre, permettant de suivre l'avancement de la gravure et de détecter de façon plus ou moins efficace un changement de matériau. Les

indices de réfraction du SiNH et du PolySi étant assez proches, il a été difficile de détecter ce changement. Ainsi, un premier test réalisé sur une des plaques lithographiée a mené à une gravure partielle de la couche de PolySi sur 80 nm en plus de la couche de SiNH. Cette erreur n'a pas semblé problématique pour la suite de l'étude, et cet échantillon, noté P_4 , a été conservé pour le dépôt des électrodes en aluminium.

En conclusion, le travail de fabrication en salle blanche a permis de produire les six plaques recensées dans le tableau 3.3.

Type de couche	PolySi 70 nm	PolySi 120 nm	PolySi 220 nm	PolySi 220(-80) nm / SiNH
Nombre de plaques	2	2	1	1
Nom	P_1	P_2	P_3	P_4

TABLEAU 3.3 – Désignation des échantillons à base de polysilicium en fonction de leurs propriétés

3.2.2 Diodes

La figure 3.11 présente la structure des jonctions p-n ayant été fabriquées à partir des équipements de la salle blanche de l'IMEP-LaHC et de la PTA.

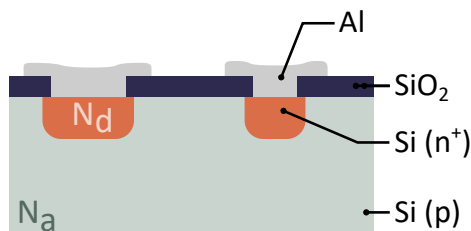


FIGURE 3.11 – Représentation d'une vue en coupe des diodes produites durant la thèse ; deux diodes de largeur différente sont visibles

Elles sont réalisées sur des plaques de deux pouces en silicium dopé p , avec divers niveaux de dopages détaillés ci-dessous. Un des intérêts de ces structures relativement élémentaires est que le comportement statique attendu soit facilement interprétable avec des modèles simples tels que le modèle à double diode. Leur étude constitue donc une étape indispensable à la compréhension des phénomènes de bruit se produisant dans les cellules photovoltaïques.

Conception

La fabrication des diodes a fait suite à un travail de conception visant à maximiser les paramètres indépendants pouvant être analysés. L'intention première a été de concevoir des échantillons offrant la possibilité d'analyser et d'identifier la nature du bruit $1/f$ en fonction des modèles existant dans la littérature. Pour rappel de la section 1.2.3, les deux principaux modèles utilisés pour décrire le bruit $1/f$ dans les semiconducteurs sont les modèles de Hooge et de McWhorter. Il attribuent le bruit de flicker aux fluctuations de la mobilité et du nombre de porteurs de charge respectivement. Les équations décrivant les variations de la PSD avec le courant présentent des dépendances avec le dopage et la géométrie du matériau semiconducteur différentes pour les modèles de McWhorter et Hooge (*cf* section 1.2.3, p. 30). L'analyse du niveau de bruit en fonction de ces paramètres pourrait permettre de relier les fluctuations à l'un ou l'autre des modèles.

Choix des paramètres de dopages et des épaisseurs

Différents substrats ont été utilisés pour la fabrication des diodes de sorte à disposer de plusieurs valeurs de dopage et d'épaisseur. Le tableau 3.4 présente les sept types de plaques ayant été choisis. Le dopage des substrats, de type p , varie entre 10^{14} et 10^{16} cm^{-3} et leur épaisseur varie de 150 μm à 1500 μm . Ces valeurs ont été choisies de sorte à disposer à la fois de diodes dites « courtes » et « longues », à savoir pour lesquelles la longueur de diffusion des porteurs de charge minoritaires est respectivement supérieure ou inférieure à l'épaisseur du substrat.

		Dopage (cm^{-3})		
		10^{14}	10^{15}	10^{16}
Épaisseur (μm)	150	×	×	×
	500		×	
	1500	×	×	×

TABLEAU 3.4 – Paramètres de dopage et d'épaisseur des substrats choisis

La longueur de diffusion est définie en effet par [9] :

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (3.8)$$

avec τ_n le temps de vie des électrons dans le matériau dopé p et D_n le coefficient de diffusion, décrit par la relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k_B T}{q} \quad (3.9)$$

avec μ_n la mobilité des électrons. À partir des données présentes dans la littérature [148, 149], les longueurs de diffusion des électrons dans le silicium dopé p à 300 K peuvent

être estimées. Les valeurs obtenues dans les cas des trois densités de dopant choisies sont présentées dans le tableau 3.5. Bien qu'elles comportent certainement une incertitude d'une centaine de microns, elle permettent d'identifier clairement certains substrats donnant lieu à des diodes courtes ou longues. Ces deux cas sont distingués notamment dans le travail de Kleinpeining [89], évoqué en section 1.3, ayant proposé à partir du modèle de Hooge des expressions du niveau de bruit $1/f$ attendu dans les jonctions p-n.

Dopage (cm^{-3})	10^{14}	10^{15}	10^{16}
Longueur de diffusion approximative (μm)	680	405	265

TABLEAU 3.5 – Estimation de la longueur de diffusion des électrons à 300 K dans le silicium dopé p

Le choix de ces substrats permet en outre une variation de trois ordres de grandeur du nombre de dopants $N = nV$. Les modèles de Hooge et McWhorter prévoient des dépendances du niveau de bruit $1/f$ très différentes sur ces gammes de valeurs. Dans le cas où la mesure de bruit serait dominée par un phénomène lié à la conduction dans la base des diodes, il serait donc possible d'attribuer son origine à l'un ou l'autre des modèles.

Dans la même intention, deux valeurs différentes de dopage de type n , autour de 10^{18} et 10^{19} cm^{-3} , ont été initialement prévues pour réaliser les jonctions. Des premiers essais mitigés sur une première salve d'une quinzaine de plaques ont imposé d'avoir recours pour le reste des échantillons à une unique valeur de dopage, plus élevée et pour laquelle les paramètres d'implantation ionique sont plus standards.

Choix des géométries

Des variations sur les géométries des diodes ont également été réalisées dans la même optique. En particulier, le recours à des formats variés peut permettre de différencier les mécanismes induits par les effets de bords de ceux liés davantage au volume. Afin de disposer d'une grande variété de géométries, des masques de lithographie ont été fabriqués pour cette étude. La figure 3.12 présente un extrait du motif élémentaire présent sur le masque utilisé pour l'ouverture des zones actives (*cf* figure 3.13), comportant trois groupes de géométries. Le premier rassemble des géométries de surface constante, égale à $40\,000 \mu\text{m}^2$, pour lesquelles les périmètres varient entre $709 \mu\text{m}$ et $2\,980 \mu\text{m}$. Le second regroupe des formats de même périmètre, égal à $800 \mu\text{m}$ et dont les surfaces varient entre $10\,625 \mu\text{m}^2$ et $50\,926 \mu\text{m}^2$. Enfin, un dernier groupe rassemble quatre géométries différentes pour lesquelles le rapport entre la surface et le périmètre est constant. Ce ratio varie plus ou moins d'un facteur 4,5 pour les deux autres groupes de géométries.

Ces trois groupes de géométries sont reproduits à une échelle deux fois plus grande sur une autre zone du motif élémentaire du masque, ce qui permet de disposer d'échantillons dont les tailles varient sur une gamme de valeurs d'autant plus large. Sur une plaque de

2", le motif élémentaire comportant l'ensemble des géométries de diodes est reproduit environ 70 fois.

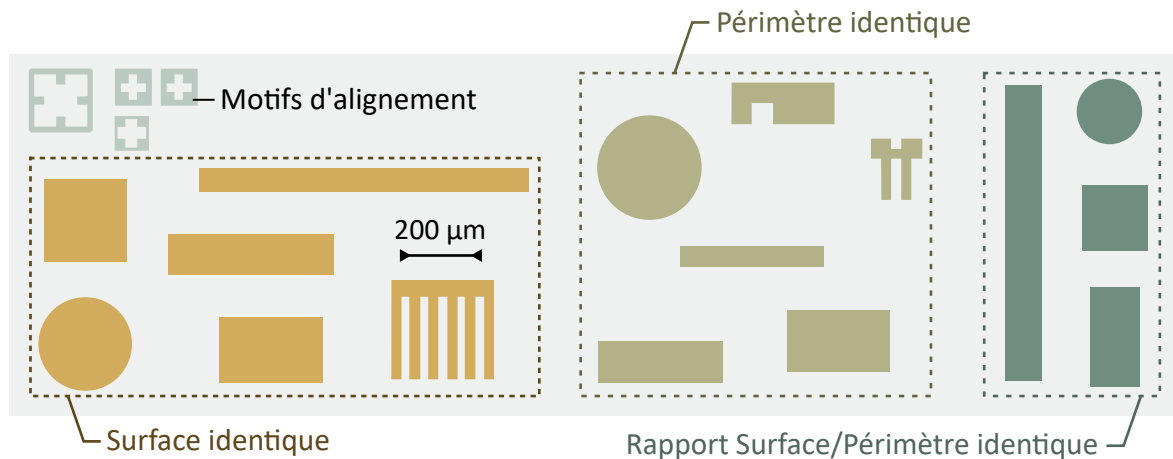


FIGURE 3.12 – Extrait du plan du masque mis au point pour la fabrication des diodes, présentant des groupes de géométries pour lesquelles la surface, le périmètre ou le rapport des deux sont constants

Fabrication en salle blanche

Les diverses étapes de fabrication des diodes sont présentées en figure 3.13. Les concentrations de dopants attendues évoquées dans cette section font suite à des simulations de profils de dopage à partir du logiciel Silvaco® Athena.

En premier lieu, l'ensemble des substrats a été soumis à un dopage par implantation ionique d'atomes de bore en face arrière. L'objectif de cette étape est de créer une fine couche dopée $p+$ garantissant un contact ohmique avec le plateau lors des mesures électriques. Elle est particulièrement utile du fait que de nombreux substrats aient des dopages relativement faibles. Les dopants sont activés à l'occasion de l'étape d'oxydation des plaques faisant suite à l'implantation. Une couche d'oxyde d'environ 500 nm est alors créée dans le même temps de part et d'autre du substrat. Une étape de photolithographie à l'aide d'un premier masquage permet de délimiter les zones à ouvrir en face avant. Ces dernières subissent ensuite une gravure humide à l'aide de solution BOE 7 :1 (solution tamponnée à 12.5% de HF). Lorsque la gravure de l'oxyde est terminée en face arrière, la surface devient hydrophobe, indiquant que les plaques peuvent être retirées de la solution.

Lors de la fabrication des quelques premières plaques, des difficultés ont été rencontrées au niveau de cette étape de gravure, entachant la qualité des diodes sur ces dernières. Tout d'abord, comme dans le cas des échantillons PolySi/SiNH présentés en section précédente, des essais avec plusieurs types de résines ont été nécessaires afin de s'affranchir d'effets répétés de décollement. Ensuite, des problèmes d'homogénéité de la gravure sur la surface

des plaques ont été constatés. En effet, il est apparu qu'une couche d'oxyde résiduelle d'épaisseur variable subsistait sur de nombreux motifs bien que la couche d'oxyde en face arrière soit entièrement gravée. Afin d'augmenter le nombre de motifs exploitables, il a été nécessaire d'immerger ces plaques pour des durées totales dépassant la demi heure au lieu des six à sept minutes attendues. Cela a pu entraîner des effets de sur-gravure sur certains autres motifs.

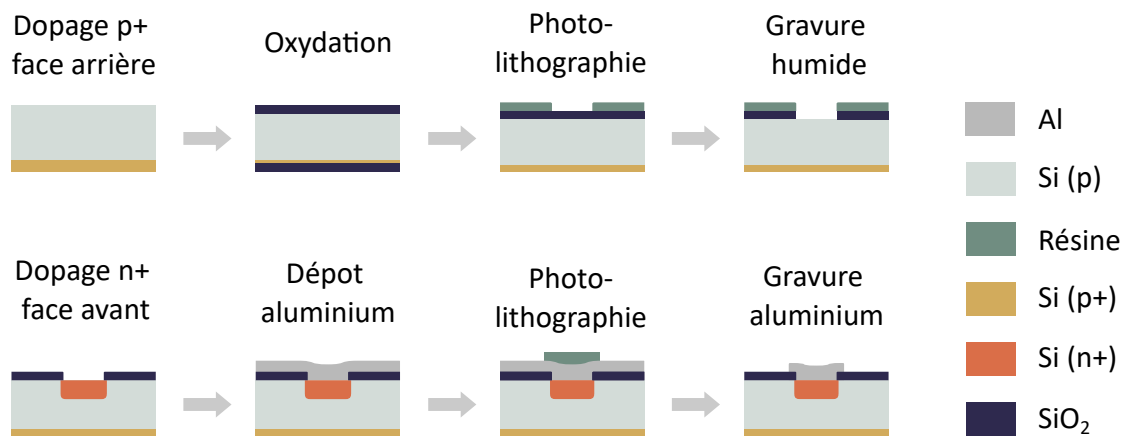


FIGURE 3.13 – Étapes de fabrication des diodes produites au cours de la thèse

Finalement, le déroulement cette étape a pu être amélioré pour les plaques suivantes grâce à l'utilisation d'un bain à ultra-sons. L'application des vibrations pendant une dizaine de secondes au début de la gravure a permis de faire disparaître entièrement les problèmes de gravure inhomogène.

Une fois les zones actives ouvertes, un dopage par implantation ionique au phosphore est réalisé en face avant. Comme cela a été évoqué précédemment, deux configurations d'implantation différentes ont été utilisées pour la première salve de plaques, prévoyant des concentrations de dopants actifs autour de 10^{18} et 10^{19} cm^{-3} au maximum de concentration. La caractérisation statique de quelques plaques de cette première salve a montré cependant des résultats loin des attentes pour ce type de dispositifs. Notamment, des valeurs anormalement élevées de résistances séries et de facteurs d'idéalité ont été observées. Bien qu'il soit possible que ces effets soient encouragés par les défauts de gravure de la couche d'oxyde évoqués précédemment, le recours à un dopage plus élevé a été préféré pour la suite. Ainsi, ce sont les paramètres d'implantation régulièrement utilisés à l'occasion de travaux pratiques qui ont été choisis pour l'ensemble des plaques restantes, dans l'optique de maximiser les probabilités d'obtenir des dispositifs caractérisables. Ces paramètres d'implantation prévoient après recuit une concentration de dopants maximale autour de $6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

En conclusion, le tableau 3.6 présente l'ensemble des types de diodes disponibles à

l'issue du travail de fabrication. Conformément au projet initial, la fabrication en salle blanche a permis de produire un grand nombre de plaques avec des paramètres de dopage et d'épaisseur variés, dont résultent une dizaine de types de jonctions différentes. Les plaques réalisées lors de la deuxième salve ont présenté des caractéristiques statiques conformes aux attentes et facilement interprétables à partir du modèle à double diode. Les performances des plaques produites lors de la première salve sont inégales du fait des quelques difficultés rencontrées lors des premiers essais de fabrication.

Première salve			
N_a (cm ⁻³)	N_d (cm ⁻³)	Épaisseur (μm)	Nombre de plaques
10 ¹⁴	10 ¹⁸	150	2
10 ¹⁴	10 ¹⁸	1500	1
10 ¹⁴	10 ¹⁹	150	1
10 ¹⁵	10 ¹⁸	500	2
10 ¹⁵	10 ¹⁹	500	2
10 ¹⁶	10 ¹⁹	1500	1
Seconde salve			
10 ¹⁵	10 ²⁰	150	4
10 ¹⁵	10 ²⁰	1500	4
10 ¹⁶	10 ²⁰	150	4
10 ¹⁶	10 ²⁰	1500	4

TABLEAU 3.6 – Propriétés de l'ensemble des plaques produites à l'issue du travail de fabrication en salle blanche

Les résultats des mesures de bruit électronique réalisées dans un lot de plaques de la seconde salve seront présentés en chapitre 4.

Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif premier de présenter l'ensemble des structures de test ayant été étudiées dans le cadre de cette thèse. Dans le même temps, il a permis d'exposer la réflexion développée autour du choix des échantillons, d'importance centrale. L'avancement des diverses études de bruit ayant été entreprises est toutefois inégal entre les échantillons du fait des contraintes de temps imposées par la thèse. Ainsi, la suite de ce manuscrit s'attachera à présenter principalement les résultats les plus aboutis ayant pu être observés sur certains d'entre eux.

En particulier, le chapitre 4 présentera les résultats des mesures de bruit réalisées dans les échantillons conçus pour la mesure de bruit électronique et décrits en section 3.2, à

savoir les couches minces de silicium polycristallin et les diodes en silicium monocristallin. Le chapitre 5 exposera quant à lui des résultats observés dans les cellules photovoltaïques Al-BSF et CARLAH conçues au laboratoire INES.

Chapitre 4

Résultats observés dans les films minces en polysilicium et les diodes en silicium

Introduction

Afin de pouvoir comprendre et caractériser les mécanismes de bruit se produisant dans les composants photovoltaïques, il est apparu indispensable dans le cadre de ce travail de diversifier les structures de test étudiées. Comme cela est détaillé en chapitre 3, un des objectifs de cette démarche de diversification a été de pouvoir couvrir un large spectre de structures, dont la complexité en termes de fabrication et de comportement statique varie progressivement. En outre, les phénomènes à la source de bruit électronique peuvent être impactés par divers paramètres liés à la géométrie et au dopage. L'étude de l'impact de ces paramètres peut permettre d'identifier et de caractériser précisément ces phénomènes.

C'est pour ces deux raisons précédentes que la fabrication des deux types d'échantillons faisant l'objet de ce chapitre a été entreprise, conformément à la démarche décrite en section 3.2. Ainsi, une première partie s'attachera à présenter les résultats des mesures réalisées dans les couches minces de silicium polycristallin (*cf* section 3.2.1). Une deuxième partie exposera ensuite les résultats des mesures réalisées dans les diodes en silicium dont la conception et la fabrication ont été détaillées en section 3.2.2.

4.1 Couches minces de polysilicium

Cette première étude a été motivée par la volonté de caractériser via la mesure de bruit électronique la conduction au sein du film mince en polysilicium intégrée à la structure TOPCon CARLAH, présentée en section 3.1.2. Ainsi cette section a pour objectif de rendre compte des résultats des mesures statiques et de bruit réalisées sur les échantillons mis au point à cette occasion (*cf* section 3.2.1). Elle vise également à adresser les diverses difficultés ayant été rencontrées et à proposer des perspectives d'amélioration pour une telle étude.

4.1.1 Mesures statiques

Des premières difficultés ont été rencontrées à l'occasion des mesures statiques. Elles se sont matérialisées par des comportements non reproductibles impliquant des niveaux de courant beaucoup plus faibles que ceux attendus. Il a été déterminé rapidement que ces derniers étaient induits par la résistance série introduite par les équipements de mesure, très limitante du fait de la faible résistivité des couches.

Ainsi, l'emploi de la méthode de mesure à quatre pointes, décrite dans la section 2.1.1, a été nécessaire. Elle a permis d'obtenir les résultats présentés en figure 4.1 à partir des deux couches minces de 220 nm d'épaisseur (grandeur h), comportant ou non une couche de nitrure, notées respectivement P_3 et P_4 . Les mesures sont réalisées sur des électrodes espacées de 10 μm (grandeur L) dans les deux cas, avec W , la largeur des plots variant entre 2 μm et 256 μm .

Le comportement résistif attendu est observé, malgré une légère non-linéarité du courant à 0 V dans le cas de l'échantillon comportant du SiNH.

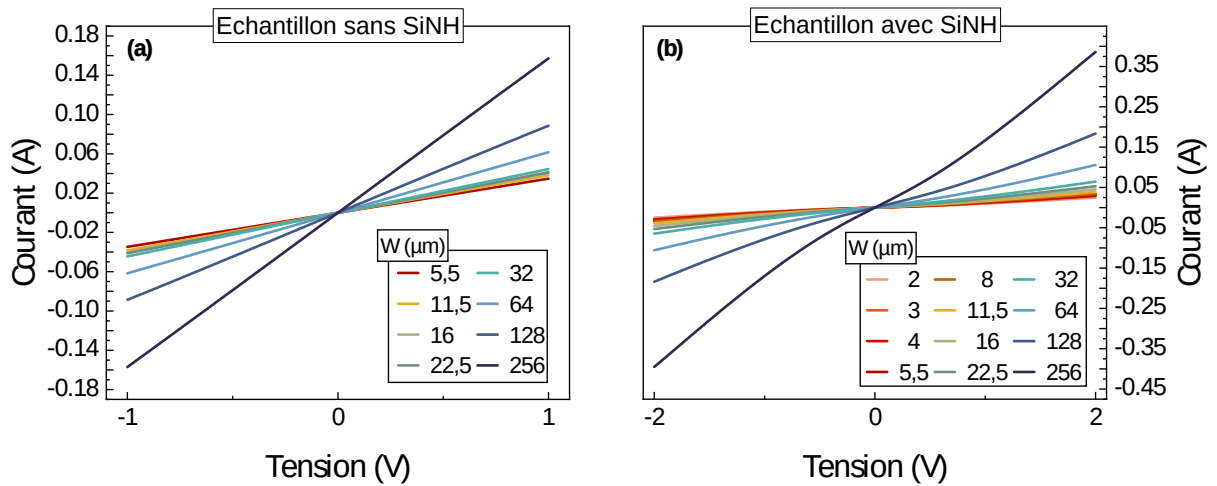


FIGURE 4.1 – Caractéristiques courant-tension obtenues sur une série d'électrodes de largeur W variable, espacées d'une longueur L égale à 10 μm pour (a) l'échantillon P_3 , ne comportant pas de couche de SiNH, et (b) l'échantillon P_4 , comportant une couche de SiNH

Il a été possible d'extraire les valeurs de résistance correspondant à chaque paire d'électrodes, autour de 0 V pour l'échantillon sans nitrure et autour de 2 V pour l'échantillon avec du nitrure. Les résultats obtenus sont présentés sur les graphiques de la figure 4.2, sur lesquels les valeurs de résistance sont tracées en fonction de l'inverse de la largeur des électrodes W .

Alors qu'un comportement linéaire est attendu, un phénomène de saturation semble apparaître pour les électrodes les plus fines. Une régression linéaire effectuée sur les premiers points, correspondant aux électrodes les plus larges, permet d'extraire des valeurs de résistivité très proches des valeurs attendues, à savoir $1,79 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ pour l'échan-

tillon P_3 et $2,26 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ pour l'échantillon P_4 . Ainsi, il est fortement probable que des phénomènes de fuites de courant se manifestent dans les électrodes les plus fines. Cet effet est légèrement moins prononcé dans le cas de l'échantillon P_4 , pour lequel l'électrode est isolée en grande partie de la couche de polysilicium par la couche de nitrure (*cf* figure 3.9). Cet effet reste cependant non négligeable même dans ce cas de figure, suggérant des lignes de courant dérivant largement du modèle de conduction dans le volume $V = hLW$.

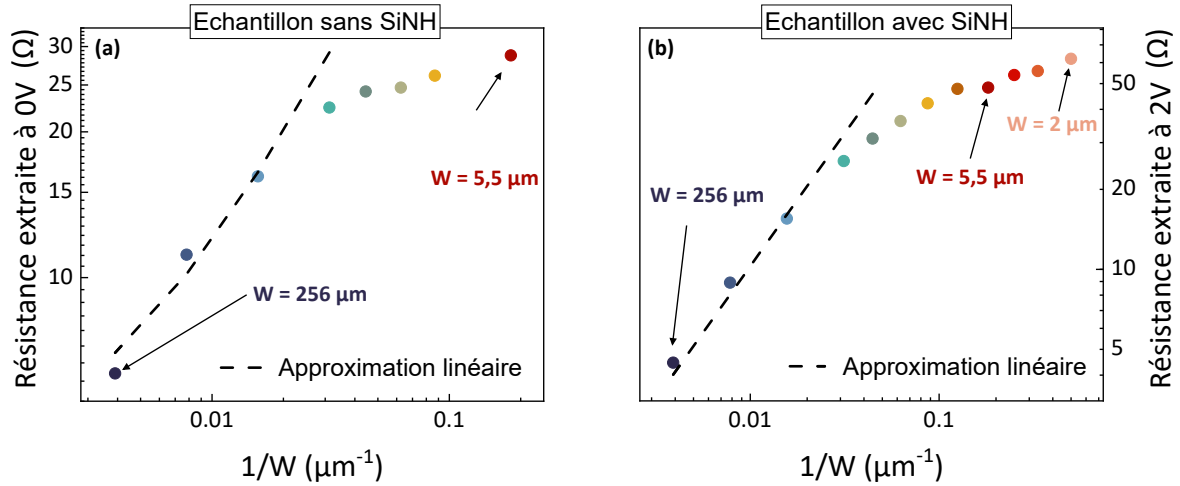


FIGURE 4.2 – Résistances extraites à partir des courbes présentées en figure 4.1 tracées en fonction de l'inverse de la largeur des électrodes W pour (a) l'échantillon P_3 et (b) l'échantillon P_4 avec $L=10 \mu\text{m}$

A partir de ces mesures de résistance, il est possible d'estimer une largeur W_{eff} pour les électrodes les plus fines, déduit du volume effectif de conduction du courant. Les grandeurs obtenues sont présentées dans le tableau 4.1.

W (μm)	2.0	3.0	4.0	5,5	8.0	11,5	16.0	22,5	32.0
W_{eff} (μm)	17.0	19.0	19.6	21.8	22.1	25.0	29.0	34.0	40.5
ΔW (μm)	15.0	16.0	15.6	16.3	14.1	13.5	13.0	11.5	8.5

TABEAU 4.1 – Estimation de la largeur effective W_{eff} d'une série d'électrodes espacées de 10 μm déposées sur l'échantillon P_4 , comportant une couche de SiNH. Les valeurs sont déduites de la valeur de résistivité extraite à partir des premiers points du graphique présenté en figure 4.2-b

Une large différence avec la valeur théorique apparaît pour les électrodes les plus fines, et l'accès à des valeurs de W_{eff} inférieures à 20 μm est compromis.

4.1.2 Mesures de bruit électronique

Allure des densités spectrales de puissance

L'équipement NOISYS n'offrant pas la possibilité de réaliser des mesures à quatre pointes, il n'a pas été possible d'obtenir des résultats de mesure de bruit exploitables à partir de la station présentée en section 2.2.2. Cependant, des résultats concluants ont pu être obtenus en ayant recours à une installation induisant une résistance série beaucoup plus faible, à savoir station CEP Elite 300 développée par Cascade Microtech.

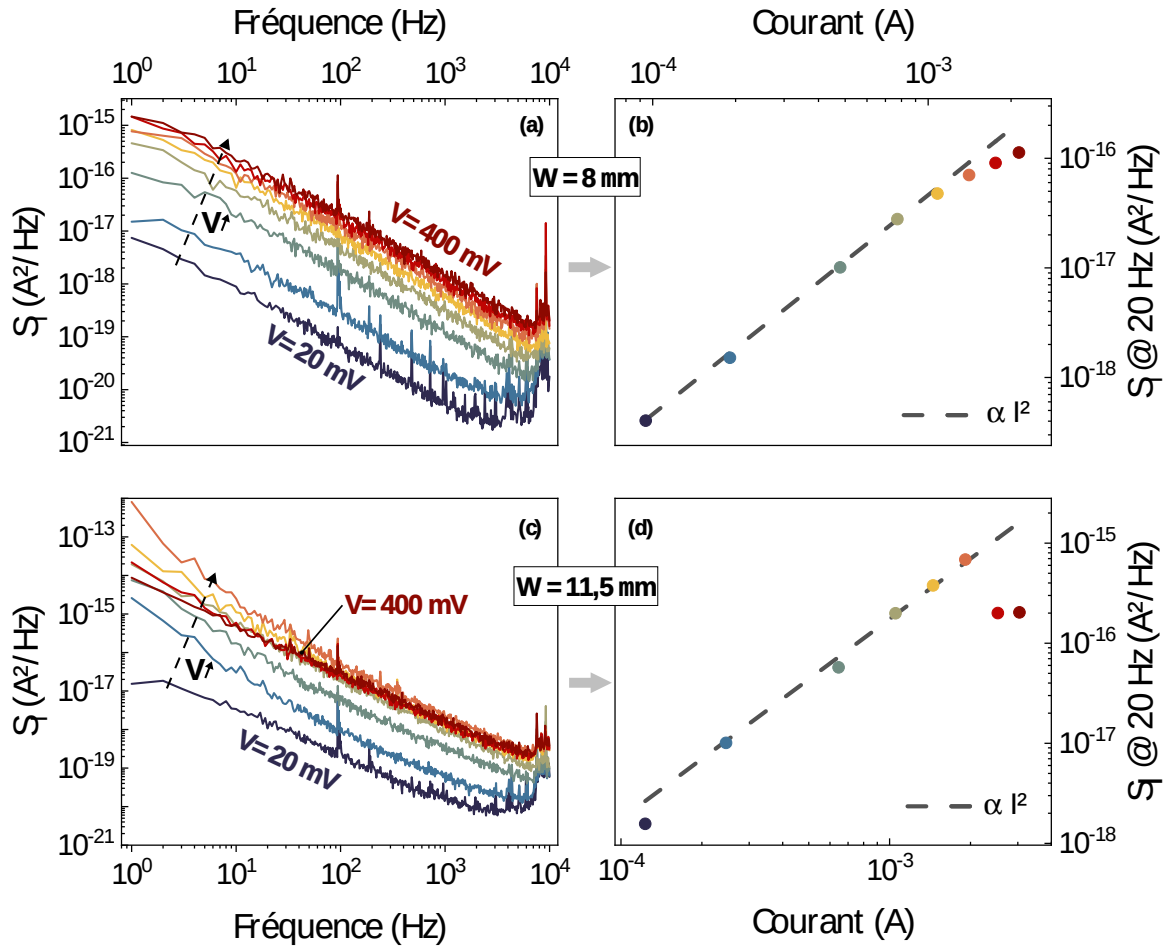


FIGURE 4.3 – Densités spectrales de puissance à diverses polarisations et valeurs extraites à 20 Hz tracées en fonction du courant pour deux paires d'électrodes de l'échantillon P_4 espacées de $L = 15$ μm et de largeurs (a),(b) $W = 8$ μm et (c),(d) $W = 11.5$ μm

Les résultats obtenus pour deux paires d'électrodes espacées d'une longueur L égale à 15 μm sont présentés en figure 4.3. En particulier, les figures 4.3-a et 4.3-b présentent les densités spectrales de puissance à diverses polarisations ainsi que les valeurs extraites à 20 Hz en fonction du courant pour la première paire d'électrodes, de largeur W égale à 8 μm . Ces mêmes données sont présentées pour la seconde paire d'électrodes, de largeur W

égale à 11,5 μm , en figures 4.3-c et 4.3-d.

Dans l'ensemble, un bruit de type $1/f$ est observé sur une large plage de fréquences. Sur les figures 4.3-a et 4.3-c, un bruit blanc apparaît à hautes fréquences sur les spectres mesurés à 20 mV présentés. Le bruit thermique de résistance dans ce cas étant attendu autour de $10^{-22} \text{ A}^2/\text{Hz}$, il est probable qu'il s'agisse du bruit produit par l'amplificateur opérationnel, rehaussé comme décrit en section 2.2.3.

Dans l'ensemble, l'extraction des valeurs de PSD à 20 Hz permet d'identifier une variation proportionnelle au carré du courant, comme cela est attendu dans un bloc de semiconducteur homogène :

$$S_I = \frac{A}{f} I^2 \quad (4.1)$$

où A est constante. Quelques points cependant, en particulier les deux derniers du graphique présenté en figure 4.3-d, semblent dévier de cette tendance. Ce comportement est symptomatique d'une instabilité du courant, induisant de façon inopinée l'acquisition d'une valeur de courant erronée. S'agissant de quelques valeurs aberrantes, elles ne compromettent pas l'analyse pouvant être faite des résultats. Ces derniers nécessitent cependant une attention particulière et individuelle, engendrant des délais plus longs de traitement des données.

Analyse en fonction des géométries dans la plaque avec SiNH

Des mesures similaires à celles présentées en figure 4.3 ont été réalisées sur 32 paires d'électrodes au total, l'espacement L entre les électrodes variant entre 4 et 20 μm et la largeur théorique W entre 2 μm et 22,5 μm . Il est fortement probable que des phénomènes de fuite de courant similaires à ceux décrits dans la section présentant les mesures statiques se produisent ici également, bien qu'ils n'aient pas été quantifiés pour les différentes valeurs de L .

Dans l'ensemble, les mesures ont montré des résultats semblables à ceux présentés en figure 4.3 pour l'ensemble des paires d'électrodes. Ainsi, il a été possible d'extraire pour chacune d'elles le facteur de proportionnalité observé entre l'amplitude du bruit $1/f$ et le carré du courant. L'ensemble des valeurs obtenues est tracé en fonction de la largeur des électrodes W pour les diverses valeurs d'espacement L en figure 4.4.

Malgré les phénomènes de fuite de courant attendus pour ces largeurs d'électrodes (*cf* figure 4.2), les valeurs semblent suivre une tendance générale proportionnelle à l'inverse de W , comme prédit par les deux modèles de Hooge et McWhorter (*cf* équation (3.2) et (3.3)). Cependant, bien que les données aient été traitées de sorte à s'affranchir des effets d'instabilité du courant, une grande variabilité est observée, en particulier dans les paires d'électrodes éloignées de 6 μm et 15 μm . Cette variabilité semble donc propre au phénomène à l'origine des fluctuations. De ce fait, il apparaît très difficile d'identifier l'impact du paramètre L sur le niveau de bruit en l'état.

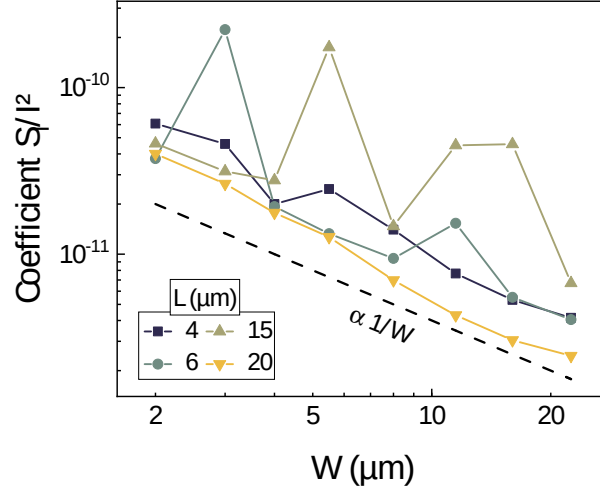


FIGURE 4.4 – Valeurs du coefficient de proportionnalité entre l’amplitude du bruit $1/f$ et le carré du courant pour des paires d’électrodes aux dimensions W et L variées en fonction des largeurs W des électrodes ; l’ensemble des mesures a été réalisé à partir de l’échantillon P_4

4.1.3 Interruption de l’étude et perspectives d’amélioration

A l’issue du travail d’analyse des premiers résultats, il a été décidé d’interrompre l’étude. En effet, les instabilités du courant dans les échantillons introduisent d’une part des délais importants à la mesure et à l’analyse des données. D’autre part, la grande variabilité des résultats observés sur une même plaque, voire sur une même zone, empêche une analyse fiable en l’état. Deux solutions sont apparues pour y remédier, n’ayant finalement pas été retenues.

La première aurait consisté à avoir recours à des méthodes de caractérisation complémentaires, plus axées sur la qualité du matériau. Cela aurait pu permettre d’établir une connexion entre la variabilité observée en bruit et d’éventuels défauts locaux. La seconde solution, plus évidente, consisterait à élargir l’étude à un nombre d’acquisitions beaucoup plus grand, afin de pouvoir réaliser une analyse sur des valeurs statistiques. Cette solution a également été écartée dans le cadre de cette thèse, du fait des délais trop importants qu’elle engendrerait, sans garantie d’obtenir un résultat exploitable. En effet, les problèmes de fuites de courant restent une entrave non négligeable à l’étude initialement pensée. Par ailleurs, il est envisageable que le bruit mesuré soit induit par des défauts à l’interface entre le PolySi et les électrodes, non représentatifs de la conduction au sein du PolySi. Du fait de la grande variabilité des mesures, il n’a pas été possible de statuer rapidement sur ce sujet, comme cela été initialement prévu.

Pour ces diverses raisons, il n’a pas été possible de tirer des conclusions probantes sur la nature du bruit $1/f$ observé dans ces couches minces de polysilicium. Malgré tout, les masques de lithographie conçus à l’occasion de cette étude pourront être réutilisés. Il est probable qu’un matériau légèrement moins conducteur et produisant un courant plus stable soit plus adéquat. Une telle étude pourrait fournir des résultats particulièrement

intéressants et facilement interprétables, grâce au travail approfondi ayant été réalisé autour de la conception des structures de test.

4.2 Diodes en silicium monocristallin

Cette section s'attache à présenter les résultats des mesures réalisées dans les diodes en silicium fabriquées au cours de la thèse selon la démarche décrite en section 3.2.2. La conception de ces échantillons avait été guidée en premier lieu par la volonté d'étudier indépendamment l'impact sur le bruit des paramètres géométriques et des niveaux de dopage. Il s'agit en effet d'une démarche pouvant permettre d'identifier clairement la nature du bruit électronique de basse fréquence mesuré dans les composants à jonction p-n, sujette à débat dans la littérature. L'étude mise en place ici est inédite de par l'analyse rigoureuse et indépendante du bruit en fonction des périmètres, surface et dopage qu'elle permet. Comme cela sera présenté dans la suite de cette section, des résultats assez différents des attentes initiales ont été observés, ayant permis l'identification de plusieurs sources de bruit $1/f$.

Les résultats présentés sont issus d'une sélection de quinze composants, répartis sur quatre plaques différentes. Ces dernières, notées *a*, *b*, *c* et *d*, diffèrent de par les valeurs d'épaisseur L et de dopage N_a de leur substrat. Elles donnent donc lieu à quatre types de diodes différents, représentés en figure 4.5. Les jonctions ont été formées à partir d'un même procédé d'implantation pour les quatre plaques, dont résulte une zone dopée $n+$ s'étendant sur environ $0,6 \mu\text{m}$. La valeur N_d attendue approche $6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sur une profondeur d'environ $0,3 \mu\text{m}$, d'après des simulations réalisées sur le logiciel Silvaco ATHENA®.

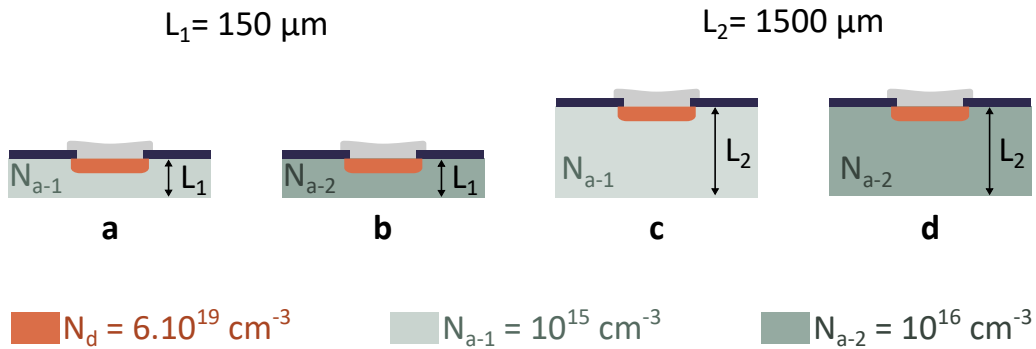


FIGURE 4.5 – Représentations des propriétés des diodes situées sur les plaques *a*, *b*, *c*, et *d*.

Comme cela a été mis en évidence en section 3.2.2, les diodes issues des plaques *a* et *b* sont désignées comme des diodes courtes étant donné que leur épaisseur est inférieure à la longueur de diffusion des électrons dans le substrat dopé *p*. Au contraire, les diodes issues des plaques *c* et *d* sont désignées comme des diodes longues, leur épaisseur dépassant cette

longueur de diffusion. Concernant les surfaces et périmètres des échantillons considérés, ils sont détaillés dans le tableau 4.2.

Noms	Surface (μm^2)	Périmètre (μm)
a ₁	10 625	800
a ₂	40 000	800
a ₃	160 000	1 600
a ₄	40 000	2 980
b ₁	10 625	800
b ₂	40 000	800
b ₃	160 000	1 600
b ₄	40 000	2 980
c ₁	160 000	2 000
c ₂	40 000	709
c ₃	80 424	1 006
c ₄	70 000	1 600
d ₁	40 000	709
d ₂	37 500	800
d ₃	70 686	943

TABLEAU 4.2 – Valeurs des surfaces et des périmètres pour l'ensemble des diodes considérées

4.2.1 Mesures statiques

La figure 4.6 présente l'ensemble des résultats des mesures courant-tension réalisées sur les quinze échantillons considérés pour cette étude, répartis sur les quatre plaques *a*, *b*, *c* et *d*. Il apparaît tout d'abord que les caractéristiques sont assez similaires entre les diodes issues d'une même plaque, et relativement différentes d'une plaque à l'autre.

Malgré cela, elles ont toutes pu être interprétées à l'aide du modèle à double diode (*cf* section 1.1.4, p. 19), dont les paramètres ont été extraits selon la méthode décrite en section 2.1.3. Il apparaît tout d'abord que les plaques les plus fines montrent des courants de fuite à basse tension plus prononcés, en particulier la plaque *a*. Cela se traduit par des extractions de valeurs de résistance parallèle R_P beaucoup plus faibles dans ces diodes courtes. À première vue, il pourrait s'agir d'un comportement attendu. En effet, la résistance liée à la conduction dans la base vérifie :

$$R = \frac{\rho L}{S_{eff}} \propto \frac{L}{N_a} \quad (4.2)$$

avec S_{eff} la surface de conduction des courants de fuite. À résistivité, surface et densité de défauts égales, il apparaît sensé qu'un composant dix fois moins épais montre des valeurs

de résistance parallèle dix fois plus faibles. Les différences observées entre deux substrats dopés identiquement vont cependant au delà de cette tendance, comme cela est exposé dans le tableau 4.3. En effet notamment, les valeurs de résistances parallèles extraites à partir des diodes de la plaque *a* sont en moyenne cent fois plus faibles que celles extraites dans la plaque *c*. Par ailleurs, à épaisseur L constante, le dopage N_a ne semble pas avoir l'impact décrit par l'équation (4.2) sur les valeurs de R_p . Enfin, aucune proportionnalité n'a pu être observée entre les surfaces des diodes et les valeurs de R_p .

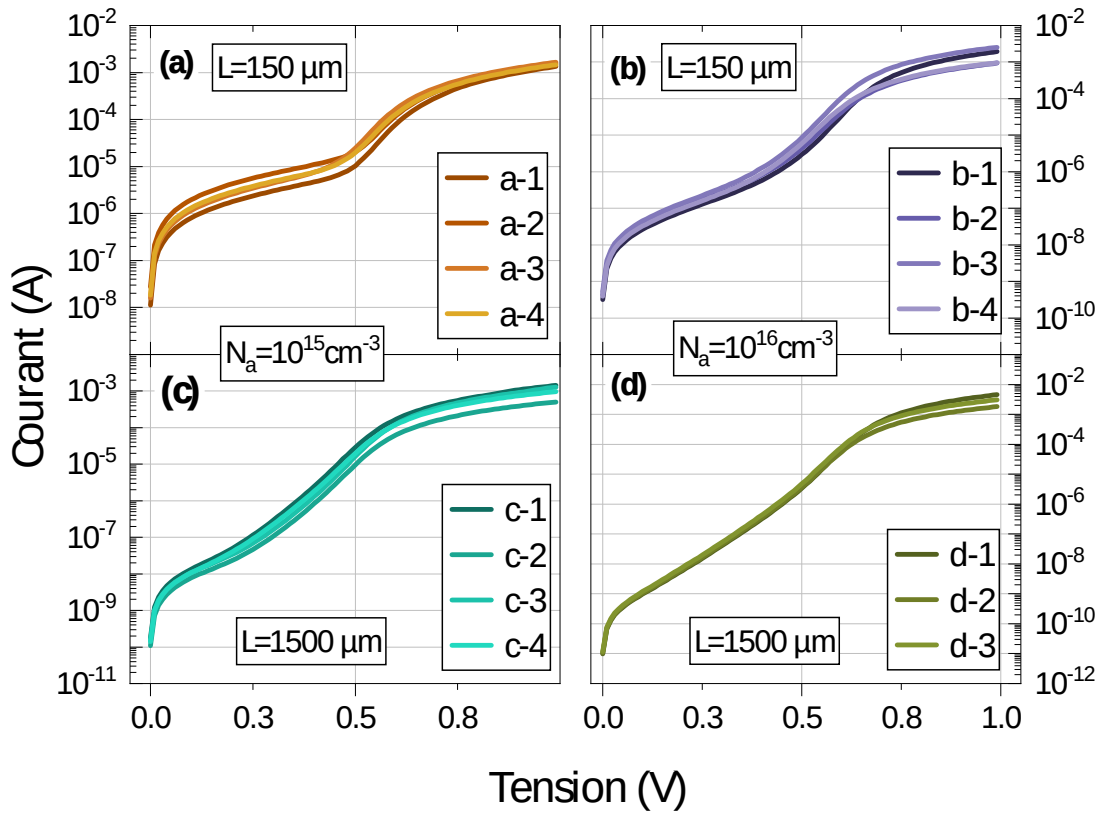


FIGURE 4.6 – Caractéristiques courant-tension pour l'ensemble des diodes, issues de (a) la plaque *a*, (b) la plaque *b*, (c) la plaque *c* et (d) la plaque *d*

Tous ces éléments semblent indiquer que les courants de fuite dans ces composants ne sont pas, ou relativement peu, limités par la conduction dans le substrat. Il est probable qu'ils soient fortement impactés au contraire par la présence de défauts introduits lors du travail de fabrication en salle blanche. En particulier, il apparaît très probable que des fissures se soient formées au sein du matériau du fait des chocs répétés subis par les plaques, inhérents à certaines étapes du procédé (*cf* section 3.2.2). Cette hypothèse est renforcée par des phénomènes de fragilité exacerbée ayant été observés sur certaines des plaques les plus fines à l'issue du travail de salle blanche. En effet, il est arrivé à quelques reprises que des plaques de 150 μm d'épaisseur se cassent quasiment spontanément suite au retrait de résine en toute fin de fabrication. Il apparaît probable que la contrainte

exercée sur le matériau ne soit, après cette étape, plus suffisante pour que les plaques particulièrement denses en fissures ne restent solidaires.

Plaque	a	b	c	d
Épaisseur L (μm)	150	150	1500	1500
Dopage N_a cm^{-3}	10^{15}	10^{16}	10^{15}	10^{16}
Ordre de grandeur de R_P (Ω)	10^5	10^6	10^7	10^8

TABLEAU 4.3 – Ordres de grandeur des valeurs de résistance parallèle observées dans les diodes des plaques a , b , c et d

Cette approche permet d'expliquer à la fois les valeurs de R_P très proches observées au sein d'une même plaque, la variabilité du phénomène d'une plaque à l'autre, et le fait qu'il impacte davantage les plaques les plus fines.

A tension un peu plus élevée, un second mécanisme de conduction devient dominant. Il a pu être clairement identifié comme un courant de recombinaisons SRH dans la zone de charge d'espace, du fait des valeurs de facteurs d'idéalité très proches de 2 qu'il présente. Cette contribution est visible sur une plage de tensions particulièrement large (entre 200 mV et 500 mV) dans les composants des plaques c et d , peu impactés par les courants de fuite. Dans ces derniers, une proportionnalité parfaite de ce courant de recombinaisons avec le périmètre des diodes a pu être observée. Il s'agit d'un comportement assez inattendu dans ce type de structure, difficile à interpréter.

A fort courant, les effets importants de la résistance série sont observés. Les valeurs de R_S extraites sont variables d'une diode à l'autre et ne semblent pas montrer de dépendance particulière avec leur géométrie. L'extraction des valeurs de I_{S1} pour l'ensemble des échantillons a permis d'étudier la dépendance du courant de diffusion avec la surface, initialement masquée par la variabilité des valeurs de R_S . Conformément au comportement attendu, les courants d'obscurité varient au sein d'une même plaque quasiment proportionnellement à la surface $I_{S1} \propto S^m$. Une puissance m légèrement inférieure à l'unité est parfois observée cependant, pouvant s'expliquer par des surfaces de conduction effectives différant des valeurs théoriques, entraînant une erreur plus prononcée dans les diodes de petite surface.

Une approximation de la caractéristique courant-tension de l'échantillon d_1 à partir du modèle à double diode est présentée en figure 4.7. Les paramètres ayant permis d'obtenir cette modélisation sont renseignés dans le tableau 4.4. Les valeurs cohérentes extraites pour l'ensemble de ces paramètres mettent en évidence la validité de ce modèle pour l'interprétation du comportement statique des diodes. En particulier, les facteurs d'idéalité n_1 , égal à 1, et n_2 , proche de 2, concordent parfaitement avec les attentes théoriques, détaillées en section 1.1.4. Elles sont caractéristiques de l'existence commune d'un courant de recombinaisons SRH dans la zone de charge d'espace et d'un courant de diffusion. Le paramètre permettant de quantifier l'erreur du modèle par rapport à la mesure, défini

en section 2.1.3 (p. 45) à partir du logarithme des valeurs de courant, s'élève dans le cas de l'échantillon d_1 à 0,069 %. Il s'agit d'une valeur extrêmement faible témoignant de la qualité de l'ajustement du modèle.

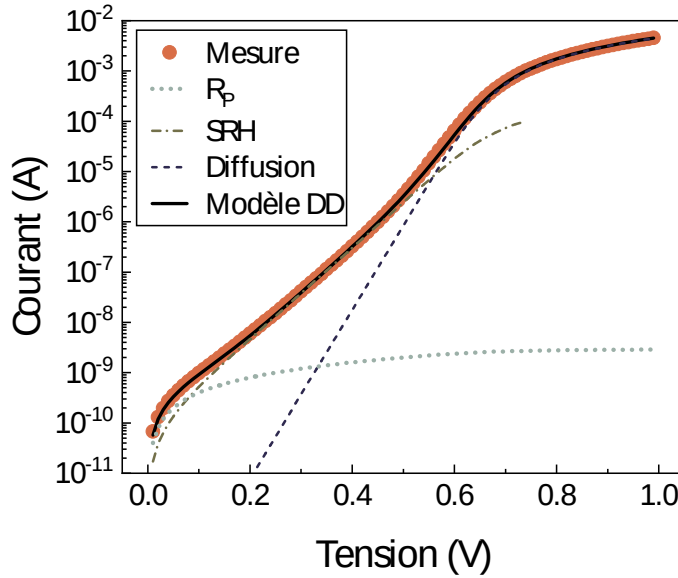


FIGURE 4.7 – Caractéristique courant-tension pour l'échantillon d_1 et approximation à l'aide du modèle à double diode ; les contributions de la résistance parallèle R_P , et des courants de recombinaisons SRH et de diffusion sont également représentées

Paramètre	n_1	n_2	I_{S1} (A)	I_{S2} (A)	R_P (Ω)	R_S (Ω)
Valeur	1,00	1,86	$3,40 \cdot 10^{-15}$	$7,40 \cdot 10^{-11}$	$2,50 \cdot 10^8$	60,00

TABLEAU 4.4 – Valeurs des paramètres utilisées pour modéliser le comportement statique de l'échantillon d_1 , de surface $40\,000\,\mu\text{m}^2$, à partir du modèle à double diode présenté en figure 4.7 ; les valeurs surfaciques sont : $J_{S1} = 8,5 \cdot 10^{-12}\,\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$, $J_{S2} = 1,9 \cdot 10^{-7}\,\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$, $R_{S,s} = 0,024\,\Omega\cdot\text{cm}^2$ et $R_{P,s} = 100\,\text{k}\Omega\cdot\text{cm}^2$

4.2.2 Mesures de bruit électronique

Observations générales

Du fait de la large plage de courant qu'ils couvrent, les échantillons de la plaque d apparaissent comme particulièrement adéquats pour l'identification des sources de bruit électronique. Ainsi, la figure 4.8 présente les densités spectrales de puissance acquises à diverses polarisations à partir de l'échantillon d_1 .

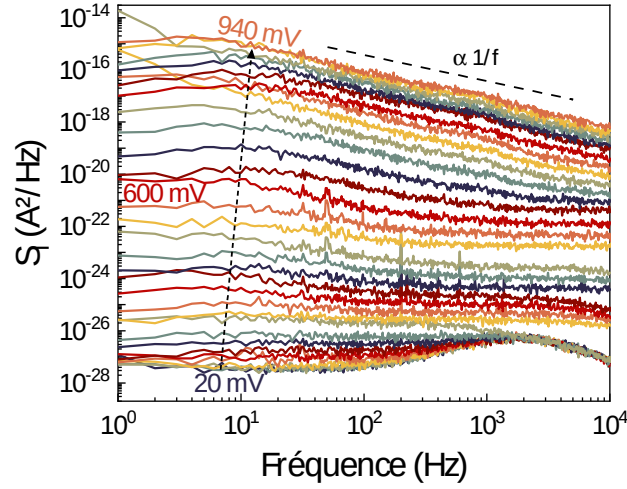


FIGURE 4.8 – Densité spectrale de puissance mesurée à diverses polarisations dans l'échantillon d_1

Sur les spectres acquis aux plus faibles tensions, un bruit blanc constant en tension est visible. Il correspond au niveau de bruit système, seuil de la mesure. À haute fréquence sur ces premiers spectres, une légère bosse induite par la réponse fréquentielle du circuit amplificateur, déjà évoquée en section 2.2.1 (p. 49), est visible. Pour les tensions inférieures à environ 600 mV, les mesures sont dominées par un bruit blanc. À plus forte tension, une contribution en $1/f$ apparaît progressivement jusqu'à devenir dominante sur une très large bande de fréquences. La valeur du coefficient γ associé à ce bruit $1/f$ se stabilise autour de l'unité pour les spectres acquis aux plus hautes tensions.

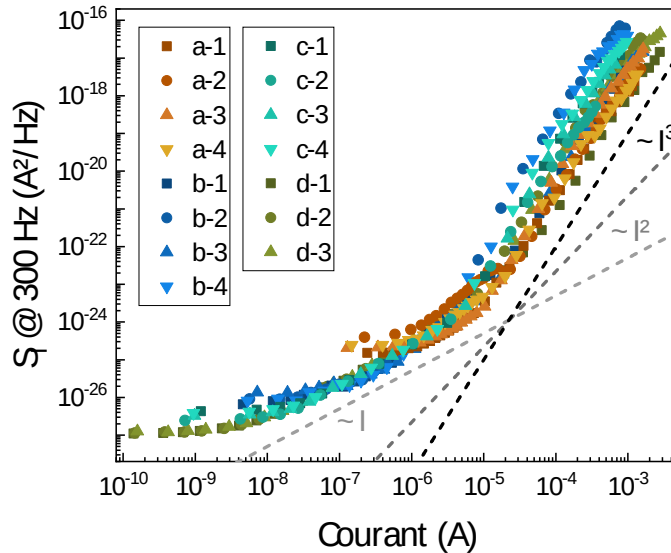


FIGURE 4.9 – Valeurs des densités spectrales de puissance extraites à 300 Hz en fonction du courant pour l'ensemble des diodes

Les valeurs de densité spectrale de puissance ont été extraites à 300 Hz pour l'ensemble des spectres mesurés sur les quinze diodes considérées et sont présentées en fonction des valeurs de courant en figure 4.9. Bien qu'elle ne soit pas parfaitement idéale dans le cas de l'échantillon d_1 , la fréquence d'extraction de 300 Hz est apparue comme le meilleur compromis pour l'ensemble des échantillons, certains spectres étant parfois impactés par des pics parasites à basse fréquence (*cf* section 2.2.3, p. 59). Aux courants les plus faibles, un niveau de bruit constant est visible sur quelques points dans l'ensemble des échantillons. Il correspond dans certains cas, comme celui de l'échantillon d_1 , au bruit système de la mesure. Dans d'autres cas, il est apparu qu'il correspondait au bruit thermique induit par la conduction dans la résistance parallèle R_P , comme cela sera détaillé plus tard dans cette section. La densité spectrale de puissance semble ensuite varier proportionnellement au courant sur une plage comprise entre 10^{-8} A et 10^{-5} A selon les plaques. Aux courants les plus élevés enfin, une variation de la PSD à peu près proportionnelle au cube du courant semble se dégager pour l'ensemble des échantillons.

Étude détaillée à partir des mesures sur l'échantillon d_1

Les valeurs de PSD à 300 Hz extraites à partir de la mesure sur l'échantillon d_1 , présentée en figure 4.8, sont tracées en fonction de la tension et du courant en figure 4.10.

Comme cela a été mis en évidence en section 2.3.2, l'étude conjointe de ces deux dépendances en complément de l'étude statique est primordiale pour la compréhension des mécanismes à l'origine du bruit électronique.

Bruit blanc à faible tension

Tout d'abord, l'impact du bruit système évoqué précédemment apparaît à très basse tension. Une seconde composante également regroupée sous la dénomination de « bruit système » en légende domine la mesure entre 500 mV et 600 mV. Il s'agit du bruit produit par l'amplificateur opérationnel, rehaussé du fait des valeurs de résistance dynamique relativement faibles observées dans les diodes. Ce phénomène est décrit en section 2.2.3.

Entre 200 mV et 500 mV, l'origine du bruit blanc mesuré a pu être attribuée à un bruit de grenaille du fait de sa variation proportionnelle au courant. Le facteur de Fano F associé à ce bruit de grenaille, coefficient caractéristique pouvant différer de l'unité dans certains cas [150], est à peu près constant sur cette plage de tension, autour de 0,75 :

$$S_I = 2qFI \quad (4.3)$$

Des coefficients de cet ordre de grandeur ont déjà été attribués aux phénomènes de recombinaisons SRH dans les diodes [151, 152]. Il apparaît donc possible que le bruit de grenaille mesuré ici soit lié aux recombinaisons SRH se produisant dans la zone de charge d'espace. La présence de ces dernières avait été confirmée par l'extraction d'un facteur d'idéalité n_2 proche de 2 lors de l'analyse du comportement statique de l'échantillon d_1 à partir du modèle à double diode.

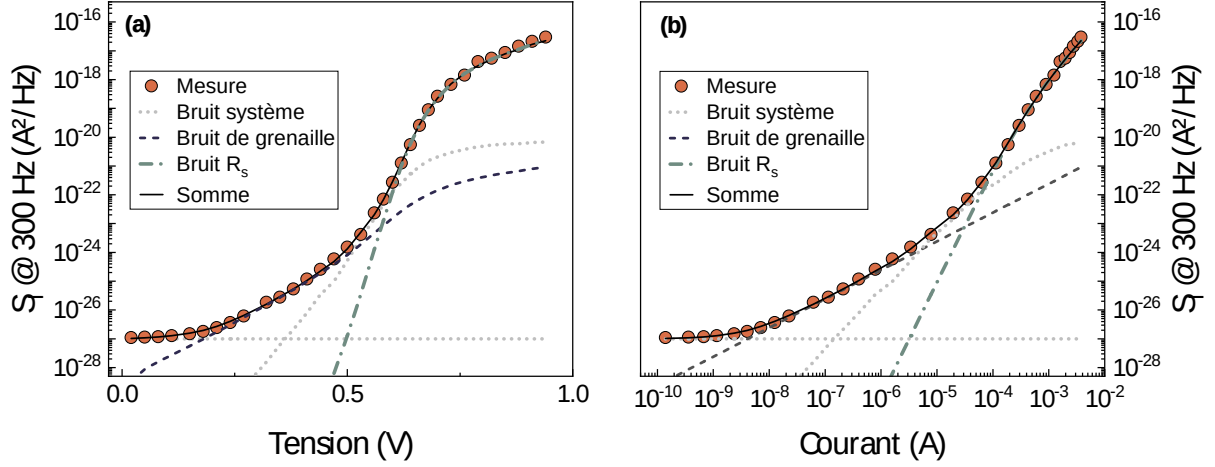


FIGURE 4.10 – Valeurs de la densité spectrale de puissance à 300 Hz dans l'échantillon d_1 en fonction (a) de la tension et (b) du courant ; les données sont approximées à partir de l'équation (4.10), dont les contributions sont également tracées individuellement

Bruit $1/f$ à fort courant

Aux forts courant, une composante de bruit $1/f$ variant plus ou moins proportionnellement à I^3 domine les mesures. Elle a été examinée en détail, et des conclusions très probantes quant à son origine ont pu être établies, comme cela est détaillé ci-dessous.

Modèle de bruit $1/f$ lié à la résistance série

Le modèle à double diode fournissant une très bonne modélisation du comportement statique, il est pertinent d'avoir recours à ce dernier pour interpréter le bruit $1/f$ mesuré. Comme cela a déjà été observé [142], la résistance série est un paramètre pouvant induire des fluctuations dynamiques du courant. Elles peuvent résulter par exemple de la présence de défauts à l'interface entre l'électrode métallique et le matériau semiconducteur, introduisant des niveaux électroniques pièges. Dans ce cas, les phénomènes de capture et d'émission des porteurs de charges peuvent modifier la valeur de la résistance d'accès au niveau du contact, et induire des fluctuations du courant.

La densité spectrale de puissance d'un bruit $1/f$ induit par les fluctuations de la résistance série R_S est attendue égale à :

$$S_{I,R_S} = \left(\frac{\partial I}{\partial R_S} \right)^2 S_{R_S} \quad (4.4)$$

avec S_{R_S} la densité spectrale de puissance correspondant aux fluctuations de R_S exprimée en Ω^2/Hz , grandeur constante en tension ici.

Par ailleurs :

$$\frac{\partial I}{\partial R_S} = \frac{\partial}{\partial R_S} \left(I_{S1} \exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_1 k_B T} \right) - 1 \right) \quad (4.5)$$

$$= I_{S1} \exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{n_1 k_B T} \right) \frac{q}{n_1 k_B T} \times \frac{\partial}{\partial R_S} (V - IR_S) \quad (4.6)$$

$$= \frac{qI}{n_1 k_B T} \left(-\frac{\partial I}{\partial R_S} R_S - I \right) \quad (4.7)$$

Il est à noter que le passage de (4.6) à (4.7) repose sur l'hypothèse que la diode de diffusion I_1 domine le courant. C'est bien le cas ici pour des tensions supérieures à environ 600 mV, comme cela est visible sur la figure 4.7.

Le comportement de la dérivée partielle du courant par rapport à R_S peut ainsi être décrit grâce à l'équation :

$$\frac{\partial I}{\partial R_S} = \frac{-I^2 \frac{q}{n_1 k_B T}}{1 + \frac{q R_S}{n_1 k_B T} I} \quad (4.8)$$

Il vient alors d'après (4.4) et (4.8) :

$$S_{I,R_S} = \frac{I^4 \left(\frac{q}{n_1 k_B T} \right)^2}{\left(1 + \frac{q R_S}{n_1 k_B T} I \right)^2} S_{R_S} = \frac{I^4}{\left(\frac{n_1 k_B T}{q} + R_S I \right)^2} S_{R_S} \quad (4.9)$$

Ainsi, l'équation (4.9) décrit le comportement en courant attendu pour la densité spectrale de puissance résultant des fluctuations de la résistance série. Il apparaît que cette dernière peut adopter une dépendance comprise entre I^2 et I^4 en fonction de la valeur de la résistance série du dispositif considéré. Ce modèle fournit donc une explication à l'apparente dépendance en I^3 observée aux forts courants dans les diodes (*cf* figure 4.9). Pour l'ensemble des échantillons, les valeurs de R_S extraites à partir des caractéristiques courant-tension ont permis d'obtenir des lois en courant décrivant extrêmement bien l'évolution des valeurs de PSD.

Observation dans d'autres types de composants à jonction p-n

Des tendances similaires ont été observées sur certaines des cellules solaires Al-BSF de petite taille fabriquées pendant la thèse (*cf* section 3.1.1). En outre, cette contribution a été identifiée et modélisée de façon similaire à partir de mesures réalisées sur des LED à base de GaN dans [153].

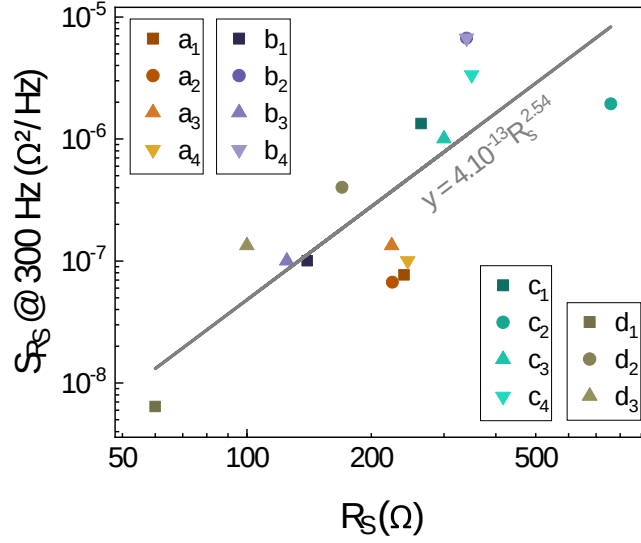


FIGURE 4.11 – Valeurs de S_{R_S} à 300 Hz en fonction de la résistance série R_S pour l'ensemble des diodes

Dans [101], une loi de puissance est observée expérimentalement entre les valeurs des résistances séries et le niveau de bruit $1/f$ mesuré à 500 mV dans des modules photovoltaïques. Bien que l'analyse et la modélisation des variations du bruit $1/f$ n'aient pas été développées dans ce papier, les observations qui y sont présentées découlent très probablement d'un phénomène similaire à celui décrit dans cette section de fluctuations de la résistance série. En effet, dans les quinze diodes étudiées ici, une dépendance semble également exister entre l'amplitude du bruit et les valeurs de résistance série. Cela est mis en évidence par la figure 4.11 présentant les valeurs de S_{R_S} en fonction des valeurs de R_S pour l'ensemble des échantillons. Bien qu'une forte dispersion existe entre les valeurs, une loi en puissance proche de 2, conforme au comportement attendu, semble se dégager de l'ensemble des mesures. Il est possible que cette dispersion soit accentuée par la fraction de la résistance série introduite par la mesure, impactant les courbes statiques sans modifier le niveau de bruit $1/f$ introduit. En effet, les caractéristiques I-V utilisées pour l'analyse sont celles ayant été acquises à partir de l'équipement de mesure NOISYS, ne permettant pas d'avoir recours à la méthode de mesure à quatre pointes (*cf* section 2.1.1, p. 39). Il conviendrait afin d'approfondir cette analyse de réaliser des mesures statiques sur ces mêmes échantillons avec la méthode à quatre pointes par exemple. Pour rappel, cette configuration de mesures n'est pas réalisable à partir de l'équipement de mesure NOISYS, sur lequel l'ensemble des acquisitions a été réalisé.

Le bruit est présenté dans [101] comme un outil de caractérisation permettant de rendre compte de la qualité d'un dispositif avec une plus grande précision. En effet, lorsque les variations des valeurs de résistance série extraites à partir des mesures statiques sont faibles ou contenues dans un unique ordre de grandeur, les variations du bruit peuvent

au contraire être beaucoup plus importantes. Cette sensibilité en fait donc un outil de détection plus performant, dans le cas d'études de vieillissement en particulier.

Résumé des contributions identifiées dans l'échantillon d_1

En définitive, le bruit mesuré dans la diode d_1 , noté $S_{I,tot}$, est décrit par l'équation (4.10), comportant les termes relatifs au bruit système $S_{I,sys}$, au bruit de grenaille, et au bruit $1/f$ lié à la résistance série :

$$S_{I,tot} = S_{I,sys} + 2qFI + \frac{I^4}{\left(\frac{n_1 k_B T}{q} + R_S I\right)^2} \frac{S_{R_S}}{f} \quad (4.10)$$

Des très bonnes approximations du bruit mesuré dans l'ensemble des diodes issues des plaques b , c et d ont également pu être obtenues à partir de cette équation.

La figure 4.12 présente les mesures de densité spectrale de puissance à 300 Hz dans quatre diodes en particulier, issues chacune d'une plaque différente.

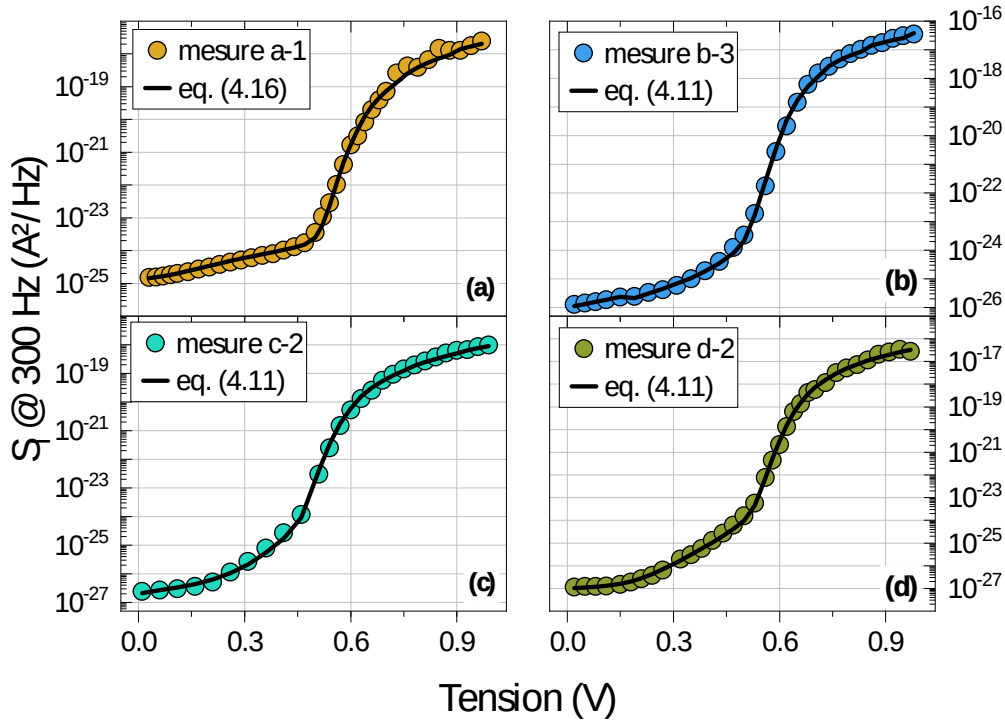


FIGURE 4.12 – Densité spectrale de puissance à 300 Hz en fonction de la tension pour les échantillons (a) a_1 , (b) b_3 , (c) c_2 et (d) d_2 ; les données sont approximées à partir des équations (4.10) et (4.15)

Dans le cas des échantillons b_3 , c_2 et d_2 , il est possible de constater que l'évolution des valeurs de la PSD est extrêmement bien décrite par l'équation (4.10). Dans le cas de

l'échantillon a_1 en revanche, ainsi que pour toutes les diodes issues de la plaque a , l'équation (4.10) ne convient pas pour modéliser l'ensemble des sources de bruit se manifestant. En effet, un terme supplémentaire lié au courant de fuite domine la mesure de bruit à faible tension, comme cela est détaillé ci-dessous.

Cas particulier des diodes de la plaque a

La figure 4.13 présente les spectres obtenus aux diverses polarisations pour les échantillons a_1 et b_3 , desquels sont issus les données présentées en figure 4.12-a et 4.12-b. La comparaison entre ces deux séries de spectres permet de mettre en évidence, dans le cas de l'échantillon a_1 , l'existence d'une composante supplémentaire n'étant pas décrite par l'équation (4.10).

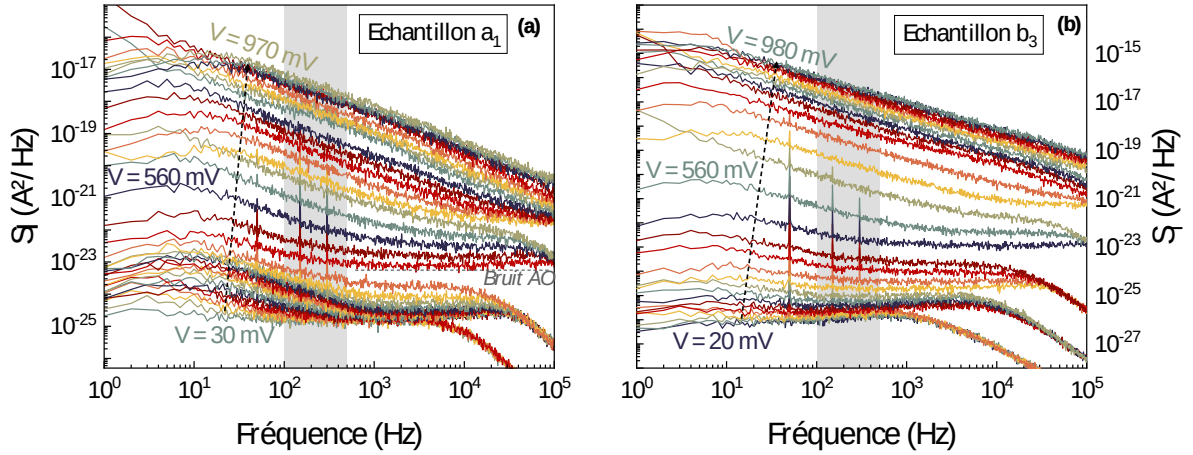


FIGURE 4.13 – Densité spectrale de puissance mesurée à diverses polarisations dans les échantillons (a) a_1 et (b) b_3

En effet, dans le cas de l'échantillon b_3 , la composante observée autour de 300 Hz aux tensions inférieures à 560 mV est à peu près constante en fréquence, conformément à ce qui est attendu pour un bruit de grenaille. En revanche dans le cas de l'échantillon a_1 , un bruit en $1/f$ est observé sur une plage de fréquence variant entre 10 Hz et 500 Hz pour les spectres acquis à ces mêmes valeurs de tension. Ainsi, il convient d'avoir recours à un autre modèle pour interpréter ce mécanisme de bruit supplémentaire. Pour rappel, les échantillons de la plaque a sont impactés par des phénomènes de fuite de courant importants, se manifestant par des valeurs très faibles de résistance parallèle R_P . Cette contribution est mise en évidence sur la figure 4.14-a, rappelant la caractéristique courant-tension de l'échantillon a_1 . Il y apparaît que les courants de fuite dominent la mesure statique jusqu'à des valeurs de tension approchant les 500 mV. La piste d'un bruit supplémentaire lié à cette importante conduction parasite à basse tension a donc

été explorée. Dans ce régime, le courant est égal à :

$$I = \frac{V - IR_S}{R_P} = G_P (V - IR_S) \approx G_P V \quad (4.11)$$

avec $G_P = 1/R_P$ la conductance. Ainsi, le bruit liée aux fluctuations de la conductance est attendu égal à :

$$S_{I,G_P} = \left(\frac{\partial I}{\partial G_P} \right)^2 S_{G_P} = V^2 S_{G_P} \quad (4.12)$$

ou encore :

$$S_{I,G_P} = R_P^2 S_{G_P} I^2 \quad (4.13)$$

Comme cela est visible sur la figure 4.14-b, présentant les valeurs de PSD à 300 Hz en fonction du courant pour l'échantillon a_1 , une telle contribution permet d'approximer parfaitement le bruit $1/f$ observé pour les courants compris entre 2 et 6 μA environ.

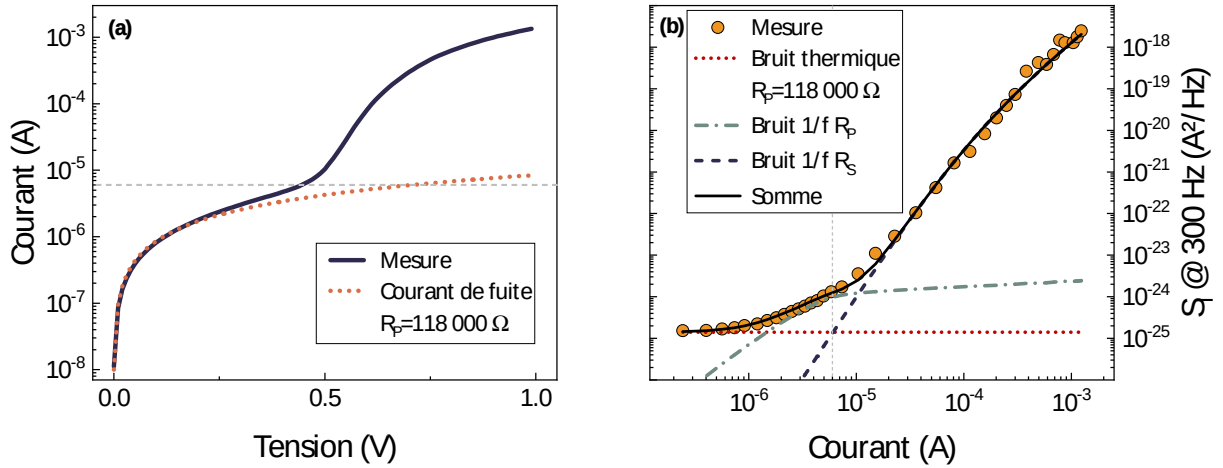


FIGURE 4.14 – (a) Caractéristique courant-tension de la diode a_1 sur laquelle la contribution ohmique des courants de fuite est mise en évidence et (b) densité spectrale de puissance à 300 Hz en fonction du courant dans l'échantillon a_1 ; les données sont approximées à partir de l'équation (4.15) dont les trois contributions sont représentées individuellement

Pour ce qui est du bruit $1/f$ mesuré à plus fort courant, il a pu être attribué, comme précédemment, aux fluctuations de la résistance série R_S . Enfin, le bruit blanc dominant la mesure aux courants inférieurs à 1 μA est trop élevé pour correspondre au bruit du système. Il s'est avéré que cette contribution pouvait s'expliquer en revanche par un bruit thermique de résistance relatif à la conduction dans la résistance R_P , égal à :

$$S_{I,th} = \frac{4k_B T}{R_P} \quad (4.14)$$

En effet, il a été possible d'interpréter avec la même valeur de R_P , égale à 118 k Ω , le comportement statique à basse tension et le bruit thermique dominant la mesure pour les courants inférieurs à 1 μA dans l'échantillon a_1 .

En résumé, le comportement observé dans les échantillons de la plaque a a pu être modélisé à partir de l'équation sommant les contributions du bruit thermique de résistance R_P , et des bruits $1/f$ liés aux fluctuations des résistances R_P et R_S :

$$S_{I,\text{tot}} = \frac{4k_B T}{R_P} + \frac{R_P^2 S_{G_P} I^2}{f} + \frac{I^4}{\left(\frac{n_1 k_B T}{q} + R_S I\right)^2} \frac{S_{R_S}}{f} \quad (4.15)$$

Des composantes de bruit $1/f$ liées aux fluctuations de la résistance parallèle à basse tension dans le cas d'échantillons présentant d'importants courants de fuite ont également été observées dans les cellules solaires de type Al-BSF produites au CEA-Liten INES. Ces résultats sont présentés, entre autres, dans le chapitre 5. Des hypothèses quant à l'origine physique de ce type de bruit y sont davantage détaillées.

Conclusions générales et positionnement dans l'état de l'art

Plusieurs sources de bruit différentes ont pu être identifiées et décrites dans les diodes en silicium à l'occasion de cette étude. En définitive, le bruit électronique observé dans l'ensemble des échantillons peut être décrit par l'équation générale :

$$S_{I,\text{tot}} = S_{I,\text{sys}} + \frac{4k_B T}{R_P} + 2qFI + \frac{R_P^2 S_{G_P} I^2}{f} + \frac{I^4}{\left(\frac{n_1 k_B T}{q} + R_S I\right)^2} \frac{S_{R_S}}{f} \quad (4.16)$$

dans laquelle la prédominance de chaque terme varie en fonction du cas de figure. Le bruit système $S_{I,\text{sys}}$ mis à part, quatre contributions propres au fonctionnement des diodes impactent les mesures de bruit. Dans la littérature, il est fait mention de ces contributions indépendamment, dans une très grande majorité de cas dans des photodétecteurs ou LED à base de matériaux III-V ou II-VI. Certaines sont cependant rarement observées expérimentalement et le sont ici de façon inédite dans le silicium d'après le travail de recherche bibliographique effectué sur le sujet.

Tout d'abord, le bruit thermique de résistance parallèle en $4k_B T/R_P$ est mentionné à plusieurs reprises dans le cas de photodétecteurs [154]. En effet dans ce domaine, il s'agit d'une grandeur élémentaire puisqu'elle correspond au seuil théorique du bruit produit par le détecteur à 0 V. Sa valeur est toutefois généralement bien inférieure au bruit système dans ces composants et est ainsi rarement mesurée [155]. Dans les diodes en silicium caractérisées ici, les forts courants de fuite observés dans les échantillons de la plaque a permettent d'observer cette contribution. Sa détection est toutefois soumise au niveau de bruit $1/f$ induit par ces courants de fuites, ici suffisamment faible.

Ce dernier justement constitue une seconde contribution, identifiée ou simplement mesurée à plusieurs reprises dans la littérature [90, 156, 157]. Le bruit $1/f$ lié aux courants de fuite dans des photodétecteurs à base de HgCdTe est relié à la présence de dislocations au sein du matériau [156] et [157]. Dans [90] au contraire, cette contribution semble

apparaître dans des cellules solaires en silicium, sans qu'elle ne soit reliée aux fluctuations de la conductance des courants de fuite.

Ensuite, un bruit de grenaille a pu être identifié dans de nombreux échantillons. Il a été observé sur les plages de tensions pour lesquelles le courant est limité par les mécanismes de recombinaisons SRH dans la zone de charge d'espace. Ce bruit a été interprété, conformément à la littérature, comme résultant de ces mécanismes de recombinaisons. Comme cela a déjà été évoqué en section 1.3, la mesure de bruit de grenaille est mentionnée assez fréquemment dans les diodes en silicium [80, 83]. Il est généralement détecté lorsque le bruit de basse fréquence produit par ces dernières, historiquement désigné comme le « bruit en excès », reste relativement faible.

Finalement, une contribution liée aux fluctuations de la résistance série, montrant une dépendance particulière avec le courant, a été observée dans l'ensemble des échantillons. Comme cela a déjà été évoqué, cette contribution est également identifiée et mise en équations dans des LED à base de GaN dans [153]. Plus récemment, des composantes de bruit $1/f$ mesurées à forte tension sont également attribuées à la résistance série dans [158, 159], sans recours à cette équation en revanche, mais par simple identification de la plage de tension d'impact de la résistance série.

L'impact limité des géométries et des niveaux de dopage sur les mécanismes de bruit observés n'a pas permis de relier ces derniers à l'un ou l'autre des modèles de Hooge et de McWhorter, comme cela était initialement prévu. Toutefois, la grande variété de géométries disponibles a été utile pour orienter la réflexion autour des mécanismes observés. Dans le cas des fluctuations de la résistance série notamment, l'absence de corrélation apparente entre le niveau de bruit $1/f$ et les géométries des diodes est un élément pouvant guider l'identification de cette source de bruit. En effet, contrairement au courant de saturation I_{S1} par exemple, la résistance série R_S n'a montré aucune dépendance avec les géométries dans les mesures statiques.

Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif de présenter les résultats des mesures réalisées dans les échantillons conçus au cours de la thèse spécialement pour la mesure de bruit électronique.

Une première section a présenté les résultats de l'étude réalisée dans les fines couches de silicium polycristallin, dont la fabrication est relatée en section 3.2.1. Un bruit de type $1/f$ montrant des tendances en courant répétées d'un échantillon à l'autre a pu être observé. Malgré ces premiers résultats prometteurs, ce travail a été fortement entravé d'une part par la très forte conductivité des couches. D'autre part, la grande variabilité des amplitudes de bruit mesurées a rendu l'interprétation des résultats difficile. Cependant, le travail réalisé autour de la conception des échantillons pourra probablement être réutilisé.

Dans une seconde section, les résultats des mesures réalisées dans des diodes en silicium élaborées selon le procédé décrit en section 3.2.2 ont été présentés. Bien que les mesures n'aient pas permis d'exploiter à la hauteur des attentes le travail de dimension-

nement des diodes ayant été réalisé, des résultats très intéressants ont pu être observés et intégralement interprétés. L'étude menée dans ces composants dont le comportement statique est parfaitement compris a permis d'identifier les signatures de deux mécanismes de bruit $1/f$ fondamentaux, directement liés aux résistances parasites du modèle à double diode R_P et R_S . En outre, un bruit thermique correspondant à la résistance R_P , de PSD égale à $4k_B T/R_P$, a pu être mesuré. Comme cela est détaillé dans la conclusion générale de l'étude, ces diverses contributions sont toutes mentionnées dans la littérature, de façon plus ou moins fréquente. La plus-value apportée par cette étude réside donc principalement dans l'analyse parfaitement exhaustive en tensions et en fréquences des contributions au bruit électronique dans des diodes à base de silicium qu'elle présente. En outre, le bruit thermique de résistance parallèle et le bruit $1/f$ issu des fluctuations de la résistance série sont, dans l'état actuel de notre connaissance, observés ici pour la première fois dans le silicium. La très grande majorité des travaux en lien avec ces résultats ayant été répertoriés concernent davantage des photodétecteurs à base de matériaux III-V et II-VI. Dans ces composants en effet, le bruit électronique a un impact direct sur les performances et sa compréhension est donc d'importance centrale. C'est pourquoi ce domaine semble concentrer une vaste part de la connaissance autour du bruit électronique dans les composants à jonction p-n. L'étude présentée ici permet donc d'établir une connexion entre les signatures de bruit électronique connues du domaine des photodétecteurs et l'analyse du bruit dans les cellules photovoltaïques à base de silicium, dont le chapitre 5 fait l'objet.

Chapitre 5

Analyse des mesures de bruit électronique dans les cellules photovoltaïques

Introduction

Les résultats présentés dans ce chapitre sont issus de mesures réalisées sur les échantillons Al-BSF et CARLAH développés au CEA-LITEN INES, décrits en sections 3.1.1 et 3.1.2.

Dans un premier temps, une étude approfondie du bruit électronique de basse fréquence mesuré à basse tension dans un lot de quinze échantillons de type Al-BSF découpés au laser est présentée. Dans le cadre de ce travail, les comportements récurrents observés entre les échantillons ont permis l'identification de plusieurs sources de bruit. En particulier, l'analyse en tension et en courant du niveau de bruit $1/f$ a fourni des informations décisives pour l'identification d'un mécanisme de conduction parasite se manifestant au niveau des découpes. La description de ces résultats visera à détailler et mettre en avant la méthode d'analyse employée, prenant en compte la multiplicité des mécanismes de conduction parallèles se produisant dans les composants photovoltaïques. L'utilisation inédite du bruit comme outil d'identification et de discrimination des mécanismes de conduction complexes opérant dans les cellules PV a donné lieu à la publication de ces résultats dans le journal *Solar Energy Materials and Solar Cells* [160].

Suite à ces premières observations, rendant compte de l'impact des découpes sur le comportement statique et dynamique des échantillons PV, une étude centrée sur ce sujet a été mise au point en collaboration avec l'équipe du laboratoire INES. Sa visée première était d'analyser l'impact d'une méthode de passivation des bords de cellules clivées sur le niveau de bruit $1/f$. Des cellules CARLAH ont alors été utilisées pour ce faire (*cf* section 3.1.2). Bien que cette étude n'ait pas pu être parfaitement menée à son terme dans le cadre de cette thèse, des phénomènes de bruit télégraphique ont été observés dans quelques uns des échantillons clivés à l'occasion des premières séries de mesures. Dans l'un

d'entre eux en particulier, le phénomène s'est manifesté sur une large plage de tensions, avec un comportement très intéressant et propice à l'analyse. Ces observations font donc l'objet de la deuxième section de ce chapitre.

5.1 Caractérisation des effets de bord dans les échantillons Al-BSF

5.1.1 Observations globales

La résultats faisant l'objet de cette première section sont présentés en majeure partie dans [160]. Ils découlent d'une étude réalisée à partir d'une quinzaine d'échantillons issus de cellules Al-BSF (*Aluminum Back Surface Field*) développées au CEA-LITEN INES. Ces derniers ont été découpés au laser selon cinq formats détaillés en section 3.1.1 et représentés en figure 5.1-b.

Mesures statiques

La figure 5.1-a présente les caractéristiques courant-tension acquises avec l'équipement de mesures *Agilent B1500A* pour la quinzaine d'échantillons considérés. Pour des raisons de lisibilité de l'ensemble des données, le courant y est tracé en fonction de la tension $V_C = V - IR_S$, afin de supprimer l'impact de la résistance série (extraite conformément à la méthode présentée en section 2.1.3, p. 44).

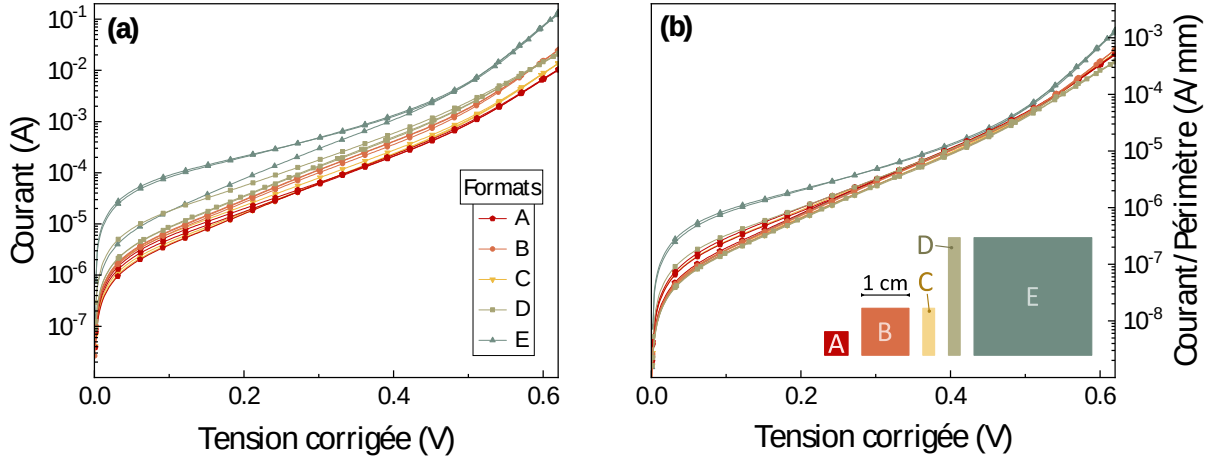


FIGURE 5.1 – Caractéristiques statiques des échantillons Al-BSF, tracées en fonction de la tension $V - IR_S$; (a) courant brut et (b) courant normalisé par le périmètre des échantillons

Tout d'abord, il apparaît que le comportement statique à basse tension de ces cellules est impacté par des courants parasites. Un premier terme correspondant à un courant de fuite ohmique a pu être identifié aux tensions les plus faibles, avec des valeurs de résistance

R_P variant d'un composant à l'autre. Cette contribution est particulièrement importante dans certains échantillons de format D et E, ayant les plus grands périmètres. Une forte dispersion des valeurs de R_P est tout de même observée sur l'ensemble des mesures, ne permettant pas de conclure sur une telle dépendance. Un second terme de conduction est observé jusqu'à plus ou moins 500 mV. Ce dernier n'a pas pu être relié aux mécanismes de recombinaisons SRH dans la zone de charge d'espace. Pour rappel, de tels courants sont modélisés par une équation de diode avec un facteur d'idéalité n_2 compris entre 1 et 2. Les valeurs des facteurs d'idéalité extraits ici sont proches de 3 sur cette plage de tensions pour l'ensemble des échantillons.

La figure 5.1-b présente les caractéristiques statiques normalisées par le périmètre des échantillons. Elle met en évidence autour de 450 mV une proportionnalité très claire du courant avec ce paramètre, s'étendant sur une plage de tensions plus ou moins grande en fonction de l'importance des courants de fuite ohmiques. Le mécanisme de conduction non identifié évoqué précédemment semble donc se produire au niveau des bords des échantillons, découpés au laser. Les courants relativement élevés rapidement atteints restreignent la plage d'étude du bruit à des tensions inférieures à 550 mV en moyenne. La présence de pics parasites, évoqués en fin de section 2.2.3, sur certains spectres acquis aux plus forts courants a parfois réduit légèrement cette plage d'étude. Ainsi, le travail d'analyse du bruit électronique présenté dans cette section s'est limité aux mécanismes de conduction parasites se produisant à basse tension dans ces cellules.

Mesures de bruit électronique

Des mesures de bruit électronique ont été réalisées sur l'ensemble des échantillons à des polarisations allant de quelques mV à quelques centaines de mV. Dans l'ensemble, un bruit de type $1/f$ dominant la mesure aux diverses valeurs de tension a pu être observé sur une large bande de fréquences, comme cela sera exposé dans la suite de cette section.

Les valeurs des densités spectrales de puissance à 100 Hz sont présentées en fonction de la tension pour l'ensemble des composants en figure 5.2. Plusieurs tendances différentes peuvent être observées selon les dispositifs et la polarisation. À faible tension, S_I varie proportionnellement à V^2 pour l'ensemble des échantillons. Pour certains d'entre eux, une seconde contribution avec une dépendance en tension plus forte devient dominante au delà de 100 mV.

Afin de mettre en évidence les sources de bruit se manifestant dans ces échantillons, il convient de présenter en détail l'étude réalisée autour de trois d'entre eux, notés E*, D* et C*, dont les mesures de PSD sont mises en évidence sur la figure 5.2. Les échantillons E* et C* laissent apparaître l'une ou l'autre des deux contributions évoquées précédemment sur la plus large plage de tensions. Les variations sont en revanche plus modérées dans le cas de l'échantillon D*.

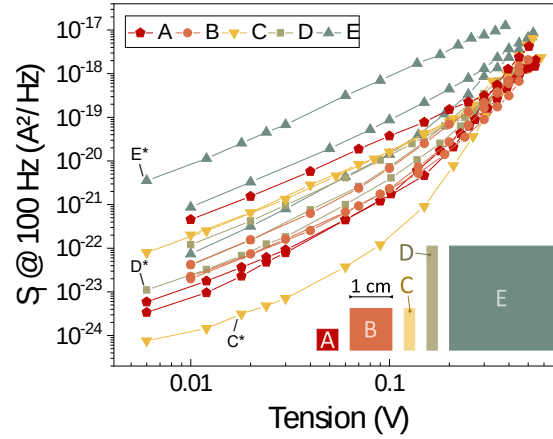


FIGURE 5.2 – Valeurs des densités spectrales de puissance à 100 Hz en fonction de la tension pour l'ensemble des échantillons

5.1.2 Contribution liée aux courants de fuite ohmiques

Analyse des mesures statiques et dynamiques

Les résultats présentés dans cette sous-section sont issus des mesures réalisées sur l'échantillon E*. Les courbes courant-tension obtenues en polarisation directe et inverse pour ce dernier sont présentées en figure 5.3-a .

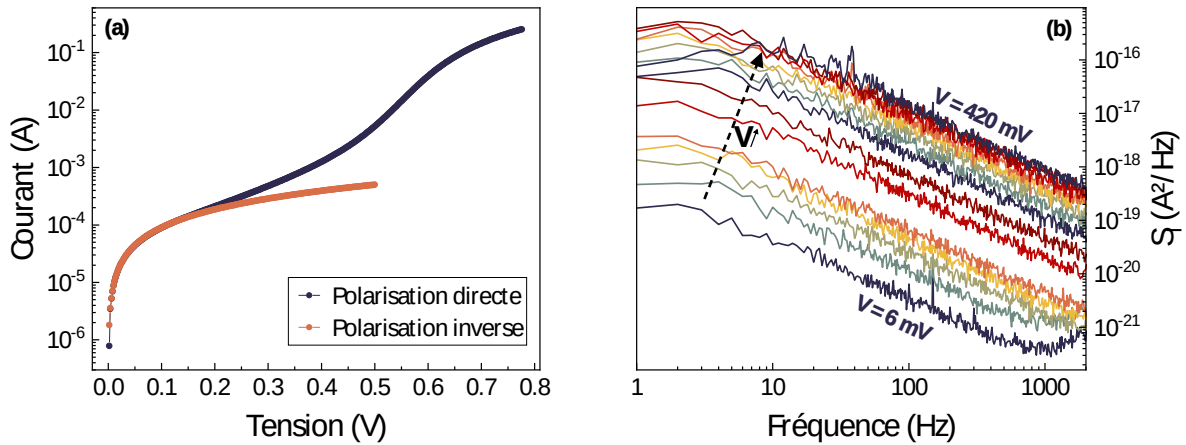


FIGURE 5.3 – (a) Caractéristique courant-tension en polarisation directe et inverse et (b) densités spectrales de puissance mesurées entre 6 mV et 420 mV pour l'échantillon E*

Elles laissent apparaître un important courant de fuite ohmique (*shunt*), dominant la mesure à basse tension dans les deux modes de polarisation. Un second mécanisme de conduction s'ajoute au courant direct autour de 250 mV. Au delà de 500 mV, le courant peut être approché à partir d'une équation de diode avec un facteur d'idéalité proche de l'unité.

La figure 5.3 présente les densités spectrales de puissance mesurées à diverses polarisations allant de 6 mV à 420 mV. Sur l'ensemble des spectres, un bruit de Flicker, variant en $1/f^\gamma$, peut être observé sur une plage de fréquences allant de quelques Hz jusqu'aux fréquences maximales mesurables par l'appareil. Le coefficient γ varie relativement peu sur la plage de tensions étudiée, à savoir entre 1,14 et 1,22. Pour rappel, ce paramètre rend compte de la distribution des temps caractéristiques des processus physiques impliqués. Ainsi, sans que cela ne soit une règle générale, des variations faibles de sa valeur sur une plage de tensions donnée peuvent être le signe qu'un même phénomène domine la mesure sur cette plage de tension.

L'amplitude des densités spectrales de puissances extraite à 100 Hz à partir de ces spectres est présentée en figure 5.4 en fonction de la tension et du courant. Une dépendance des valeurs avec le carré de la tension y apparaît très clairement. Comme cela a déjà été présenté en fin de chapitre 4, de telles variations peuvent correspondre à des fluctuations des courants de fuite ohmiques :

$$S_{I,G_p}(f) = S_{G_p}(f)V^2 \quad (5.1)$$

Avec S_{G_p} la densité spectrale de puissance correspondant aux fluctuations de la conductance $G_p = 1/R_p$. Pour conforter cette hypothèse, il est nécessaire d'étudier la dépendance en courant de la PSD, présentée en figure 5.4-b.

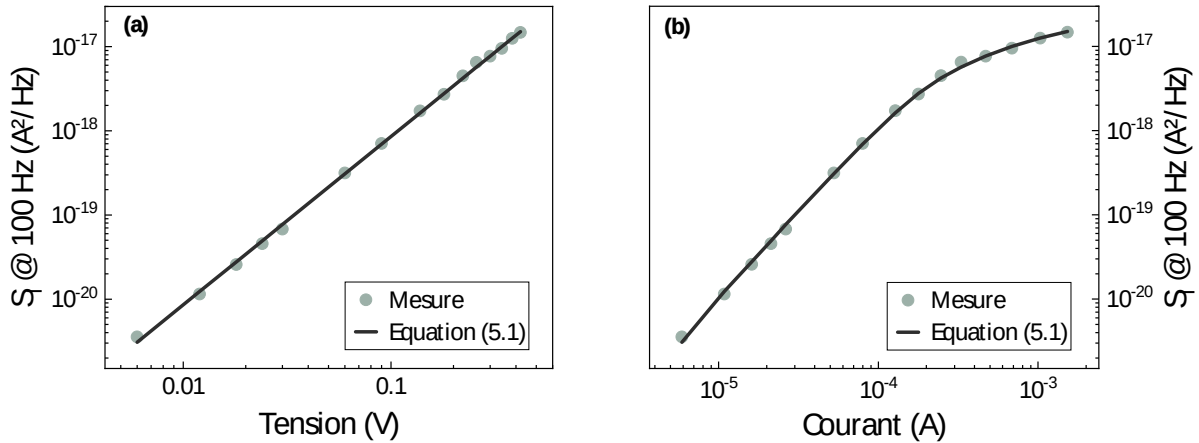


FIGURE 5.4 – Valeurs des densités spectrales de puissance à 100 Hz en fonction (a) de la tension et (b) du courant pour l'échantillon E*

Il y apparaît que S_I est proportionnelle au carré du courant jusqu'à environ 100 μA , soit jusqu'à une tension de 250 mV. Cela correspond à la plage de tensions pour laquelle le comportement statique est dominé par les courants de fuite ohmiques. Au delà de cette valeur, la dépendance avec le carré du courant s'atténue du fait de l'addition dans le courant total du second mécanisme de conduction évoqué précédemment, n'entraînant pas ici de bruit supplémentaire.

Le comportement en courant de la source de bruit semble donc confirmer l'hypothèse d'un bruit lié aux courants de fuite ohmiques, décrits par la résistance parallèle R_P . Ainsi, les valeurs de PSD ont pu être parfaitement approximées par l'équation (5.1).

Interprétation

Les phénomènes de courants de fuite ohmiques dans les cellules photovoltaïques sont généralement liés à la présence de défauts structuraux, neutralisant localement l'effet de la zone de charge d'espace. La figure 5.5 présente les trois types de défauts les plus probables dans le cas de ces cellules monocristallines découpées au laser [161]. Le premier est induit par une fissure existant sur le substrat préalablement à la fabrication de la cellule. Le second est une pollution par une particule d'aluminium introduite lors de la fabrication. Le troisième est induit par une découpe au laser au niveau d'une ligne métallique [162]. Ce dernier apparaît comme une explication plausible aux phénomènes de fuite importants se manifestant dans les échantillons de format E notamment. En effet, le nombre important de lignes métalliques découpées dans ces derniers maximise la probabilité d'introduire un défaut de la sorte.

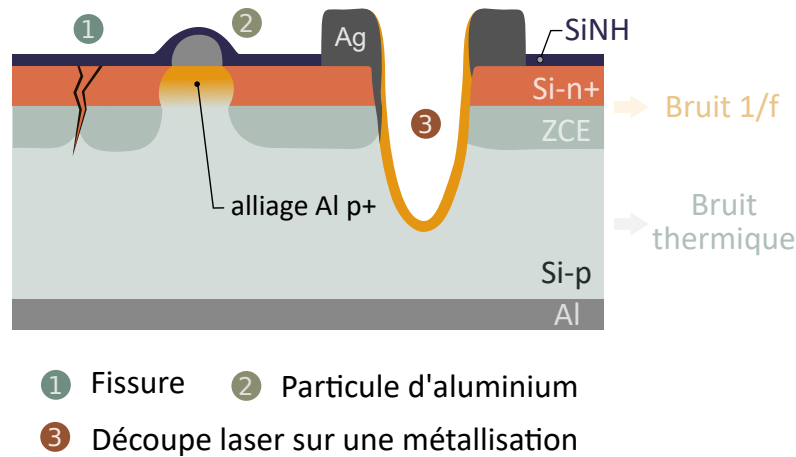


FIGURE 5.5 – Représentation de trois types de défauts structuraux pouvant induire des courants de fuite ohmiques dans les cellules solaires Al-BSF découpées au laser

Sans de plus amples analyses à l'aide d'autres méthodes de caractérisation, il reste difficile de statuer sur la nature exacte des défauts à l'origine des courants de fuite dans l'échantillon E*. Il apparaît probable toutefois que le bruit $1/f$ mesuré soit lié à leur présence. Notamment, les états d'interface qu'ils introduisent peuvent causer des phénomènes de capture et d'émission des porteurs de charge, induisant des fluctuations dynamiques du courant. Il est également envisageable que le bruit $1/f$ résulte de la conduction des courants de fuite dans les zones neutres, pouvant comporter des défauts volumiques.

Dans certains échantillons de ce lot, le niveau de bruit $1/f$ induit par les courants

de fuite ohmiques est suffisamment faible pour laisser apparaître le bruit thermique $4k_B T/R_P$, correspondant à la conduction dans la résistance équivalente R_P . C'est le cas de l'échantillon C* notamment, dont les spectres sont présentés dans la suite de ce chapitre. Ce bruit blanc avait également été observé en section 4.2.2, dans les mesures réalisées à partir des diodes du *wafer a*, présentant également d'importants courants de fuite à basse tension. Pour l'échantillon E*, la valeur de ce bruit thermique est attendue autour de $1,55 \cdot 10^{-23} \text{ A}^2/\text{Hz}$ d'après la valeur de R_P extraite en statique, soit bien en dessous du niveau de bruit $1/f$ mesuré.

A partir de l'étude des résultats de l'échantillon E*, une première contribution au bruit $1/f$ découlant des courants de fuite ohmiques a été identifiée. Cette dernière, variant proportionnellement au carré de la tension, se manifeste dans l'ensemble des échantillons. Pour la majeure partie d'entre eux cependant, elle ne suffit pas pour décrire les variations de la PSD sur l'ensemble de la plage de tension. En effet, une autre composante de nature différente domine la mesure à plus haute tension pour ces derniers, comme cela est visible en figure 5.2. Le travail d'analyse et d'interprétation effectué autour de cette seconde contribution est exposé en section 5.1.3.

5.1.3 Source de bruit $1/f$ additionnelle

Cette sous-section s'attache à présenter deux modélisations développées autour de l'origine de la seconde source de fluctuations observée dans une majorité d'échantillons aux plus hautes tensions. Pour ce faire, elle s'appuiera sur les mesures réalisées dans l'échantillon D* dans un premier temps, puis C* dans un second temps.

Fluctuations résultant d'une conduction par effet tunnel

Une première interprétation quant à l'origine du bruit $1/f$ observé aux plus hautes tensions dans une majorité des échantillons est présentée dans cette partie. Elle est illustrée par les mesures réalisées dans l'échantillon D*. Les valeurs de la densité spectrale de puissance à 100 Hz en fonction de la tension et du courant sont présentées pour ce dernier en figure 5.6. Autour de 100 mV, le niveau de bruit dévie de la contribution liée aux courants de fuite ohmiques, identifiée dans la section précédente, désignée en légende par l'appellation « Bruit $1/f R_P$ ».

La piste d'un bruit issu d'un courant de recombinaisons SRH a été explorée dans un premier temps. Il est rapidement apparu cependant que les variations en tension du niveau de bruit n'étaient pas assez rapides pour correspondre à une dépendance exponentielle, à moins d'avoir recours à des facteurs d'idéalité extrêmement élevés. Ces valeurs ne concordaient ni avec la valeur théorique attendue inférieure à 2, ni même avec la valeur extraite à partir de la caractéristique statique, égale à 3. Pour les mêmes raisons, un bruit induit par des fluctuations de la résistance série, tel qu'observé en section 4.2.2, ne permet pas non plus d'approcher cette composante. De manière générale, la modélisation du niveau

de bruit à partir d'un courant décrit par une équation de diode ne semble pas convenir ici.

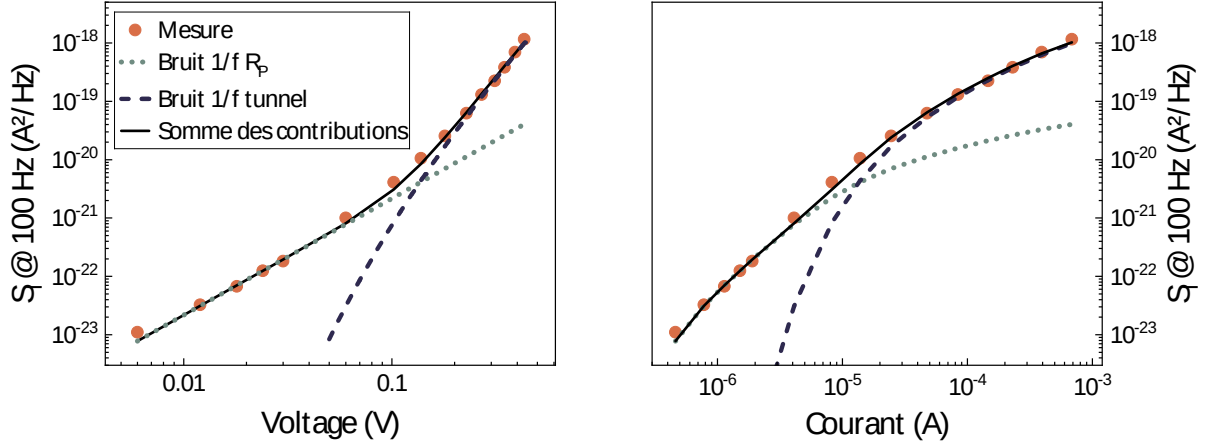


FIGURE 5.6 – Densités spectrales de puissance à 100 Hz en fonction de (a) la tension et (b) du courant pour l'échantillon D* ; les contributions désignées en légende comme le « Bruit 1/f R_p » et le « Bruit 1/f tunnel » sont décrites par les équations (5.1) et (5.6) respectivement

Afin d'interpréter ces mesures, il est possible d'avoir recours dans un premier temps à une approche simple déjà évoquée en section 2.3.2. Elle consiste à supposer que le courant peut être écrit sous la forme d'un produit d'une fonction de la tension $g(V)$ et d'une quantité fluctuante $\alpha(t)$, dont les fluctuations ne dépendent pas de la tension :

$$I(V, t) = g(V)\alpha(t) \quad (5.2)$$

Pour rappel dans ce cas, la densité spectrale de puissance S_I est attendue égale à :

$$S_I(f) = g(V)^2 S_\alpha(f) \quad (5.3)$$

La source de bruit observée au delà de 100 mV en figure 5.6-a semble varier plus ou moins proportionnellement à V^4 . Moyennant les mêmes hypothèses, un raisonnement inverse indiquerait que le mécanisme de conduction porteur des fluctuations varierait approximativement en V^2 .

Une telle variation pourrait correspondre à de la conduction par effet tunnel. De tels courants peuvent être décrits de façon analytique par la formule de Fowler-Nordheim [163], dans laquelle le courant présente une dépendance en tension proche de V^2 :

$$I = C_1 V^2 \exp\left(-\frac{C_2}{V}\right) \quad (5.4)$$

où :

$$\begin{cases} C_1 = \frac{q^3 m_{eff} S}{8\pi m_{diel} h q \Phi_1 t_{ox}^2} \\ C_2 = \frac{4 t_{ox} \sqrt{2 m_{diel} (q \Phi_1)^3}}{3 \hbar q} \end{cases} \quad (5.5)$$

avec S la surface de conduction tunnel, Φ_1 la hauteur de la barrière de potentiel, m_{eff} et m_{diel} les masses effectives des électrons dans le semiconducteur et l'oxyde respectivement et t_{ox} l'épaisseur de la couche d'oxyde. Il est à noter que cette formulation repose sur l'approximation forte que le champ électrique F se répartit principalement aux bornes de l'oxyde : $|F| = V/t_{ox}$

La structure des cellules Al-BSF, ne comportant pas d'oxyde tunnel, ne semble pas à première vue pouvoir induire ce type de transport. Il est envisageable cependant, comme cela est représenté en figure 5.7, que des très fines couches d'oxyde se soient formées au niveau des bords des échantillons, découpés au laser. Il apparaîtrait possible alors que des phénomènes de conduction par effet tunnel direct se produisent au niveau des bords des cellules.

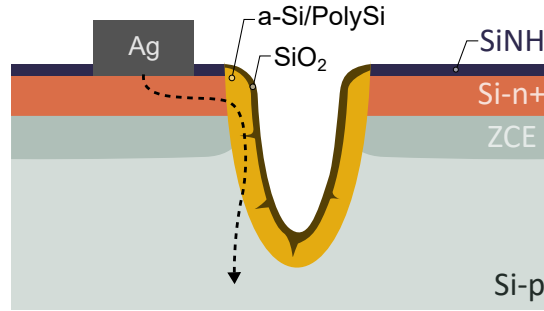


FIGURE 5.7 – Représentation d'une découpe laser ayant induit la formation d'une couche de silicium polycristallin ou amorphe, ainsi que des fines couches d'oxydes

Afin d'observer une variation de la PSD proportionnelle à V^4 , il est possible de supposer dans un premier temps que la source de fluctuations est contenue dans le terme C_1 uniquement, correspondant alors au terme α de l'équation (5.2). Il pourrait s'agir de la surface de conduction effective S , variant du fait de modulations du nombre de canaux de conduction accessibles dans la couche d'oxyde. Les variations de la PSD à 1 Hz seraient alors décrites par l'équation :

$$S_{I_{FN}} = \left(\frac{\partial I}{\partial C_1} \right)^2 S_{C_1} = V^4 \exp \left(-\frac{2C_2}{V} \right) S_{C_1} \quad (5.6)$$

avec S_{C_1} la densité spectrale de puissance correspondant aux fluctuations de C_1 , exprimée en $A^2.V^{-4}Hz^{-1}$.

Cette expression a permis d'obtenir une très bonne approximation des valeurs de PSD aux plus hautes tensions, comme cela est visible en figure 5.6 avec un paramètre C_2 égal à 0,088 V.

Des dépendances en tension assez similaires, bien qu'un peu plus complexes, peuvent également être obtenues en supposant que le bruit résulte de fluctuations de grandeurs contenues à la fois dans C_1 et C_2 . C'est le cas de la hauteur de la barrière de potentiel à franchir Φ_1 , ou encore de l'épaisseur effective d'oxyde t_{ox} . Les équations en découlant sont détaillées en annexe A.1. Elle mènent à des extractions de valeurs assez proches pour les paramètres C_1 et C_2 de celle obtenues avec l'expression donnée en équation (5.6).

Dans le cadre de cette étude, des mesures cryogéniques de caractéristiques courant-tension ont été réalisées sur six échantillons. La figure 5.8 présente les résultats obtenus à 77 K et 300 K dans le cas de l'échantillon D*. Une « bosse », caractéristique d'un courant induit par un effet tunnel, est observée entre 100 mV et 450 mV sur la courbe obtenue à 77 K. Son comportement a pu être parfaitement approximé à partir de l'équation (5.4), avec un paramètre C_2 égal à 0,088 V, conformément à la valeur fournie par les mesures de PSD. Les mécanismes de conduction tunnel étant très peu activés en température [164, 165], cette contribution n'apparaît pas à température ambiante.

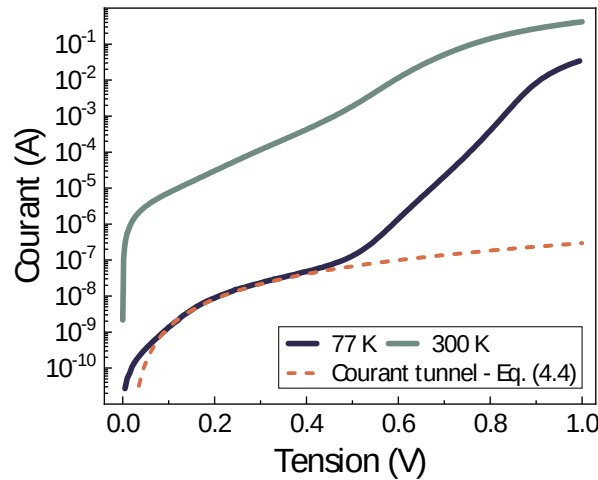


FIGURE 5.8 – Caractéristique courant-tension pour l'échantillon D* à 77 K et 300 K ; le courant tunnel, représenté en orange, est modélisé par l'équation (5.4) avec $C_1 = 3,1 \cdot 10^{-7} \text{ A.V}^{-2}$ et $C_2 = 0.088 \text{ V}$

Ces mesures cryogéniques semblent donc corroborer l'existence de conduction par effet tunnel direct dans ces cellules. Toutefois, certains aspects sont sources de questionnements quant à cette première interprétation.

Critique du modèle

Malgré le très bon accord observé entre les paramètres libres extraits des mesures statiques et dynamiques dans le cas de l'échantillon D*, la fiabilité de cette approche est à nuancer par certains éléments.

Tout d'abord, bien que les mesures cryogéniques aient permis de déceler un mécanisme de conduction semblable à un courant tunnel, la présence d'oxydes fins dans les structures Al-BSF reste assez surprenante. L'hypothèse selon laquelle de tels oxydes aient été introduits par les découpes laser, comme cela est schématisé en figure 5.7, est difficile à confirmer sans avoir recours à des méthodes de caractérisation plus agressives.

Ensuite, un coude typique d'une conduction par effet tunnel n'a été observé que dans trois des six échantillons caractérisés à basse température. Le cas de l'échantillon D* est le seul pour lequel un si bon accord a été obtenu entre la mesure statique à 77 K et les mesures de bruit pour l'ajustement du paramètre C_2 .

Les valeurs de C_2 extraites pour l'ensemble des mesures avec ce modèle sont de surcroît légèrement en dessous des valeurs théoriques attendues pour ce paramètre. C'est le cas en particulier pour l'échantillon D*, pour lequel un paramètre C_2 de 0,088 V a été observé. En effet, une valeur théorique minimale pour C_2 peut être estimée autour de 0,37 V, en considérant $t_{ox} = 0,3$ nm et $\Phi_1 = 0,4$ eV. Toutefois, la formulation donnée en équation (5.4), repose sur plusieurs hypothèses fortes. Le modèle de Fowler-Nordheim, duquel elle est issue, présuppose notamment le franchissement d'une barrière triangulaire. Ce scénario apparaît peu probable ici du fait des valeurs de polarisation relativement faibles appliquées. D'autres modèles de conduction tunnel pourraient être plus adaptés dans ce contexte. Ceux-ci ne présentent pas cependant de solution purement analytique évidente, limitant leur dérivation sous forme de densité spectrale, et donc leur utilisation en caractérisation.

Enfin, d'après les mesures cryogéniques, les mécanismes de conduction par effet tunnel semblent induire des courants très faibles relativement à ceux mesurés à température ambiante. Bien que cela ne soit pas impossible, il apparaît moins probable que le bruit mesuré soit dominé par les fluctuations portées par ces courants.

Bien que les quelques éléments cités ici ne discréditent pas fermement l'analyse développée autour de la conduction par effet tunnel, ils incitent à la réflexion autour d'une autre interprétation. Ainsi, une seconde approche ayant été explorée est présentée dans la suite de cette section.

Fluctuations résultant d'une conduction par effet Poole-Frenkel

La seconde approche adoptée pour interpréter les variations du niveau de bruit $1/f$ apparaissant aux plus hautes tensions sera illustrée par les résultats de mesures obtenus dans l'échantillon C*.

Elle a consisté à explorer la piste d'un second phénomène de conduction lié à la présence de défauts, induit par l'effet Poole-Frenkel. Le principe de ce mécanisme de transport

assisté par pièges électroniques est présenté en figure 5.9. Un électron se trouve dans un état électronique accessible dans la bande interdite, d'énergie notée E_t éloignée à champ nul d'une valeur $q\Phi_B$ de l'énergie minimale de la bande de conduction E_c . Sous l'effet d'un champ électrique, la barrière de potentiel autour de ce piège s'abaisse d'une énergie notée $q\Delta\Phi_B$, permettant la conduction du porteur de charge.

Ce mécanisme de transport est généralement observé dans les oxydes ou les matériaux amorphes [166]. Comme cela a été mentionné précédemment et représenté en figure 5.7, il est très probable que la découpe au laser ait induit la formation d'une fine couche de silicium amorphe au niveau des bords des échantillons Al-BSF [167]. Comme cela a été évoqué en section 1.3, une augmentation du niveau de bruit $1/f$ mesuré suite à des découpes au laser avait été observée dans [108]. De plus, sur la plage de tensions concernée, un mécanisme de conduction du courant par les bords avait été mis en évidence par la figure 5.1-b, encourageant d'autant plus cette hypothèse. Ces zones défectueuses pourraient alors fournir aux porteurs de charge libres un chemin de conduction via l'effet Poole-Frenkel.

Le courant en résultant peut être décrit par la formule [168] :

$$I_{PF} = \sigma SF \exp \left(\frac{-q}{k_B T} (\Phi_B - \Delta\Phi) \right) \quad (5.7)$$

où :

$$\begin{cases} \sigma = nq\mu \\ \Delta\Phi = \sqrt{\frac{qF}{\pi\epsilon_r\epsilon_0}} \end{cases} \quad (5.8)$$

avec S la surface de conduction, F la norme du champ électrique, Φ_B la hauteur de la barrière de potentiel initiale et $\Delta\Phi$ l'écart avec sa hauteur diminuée sous l'effet du champ électrique appliqué, ϵ_r la permittivité relative du matériau et ϵ_0 la permittivité du vide. En considérant qu'il existe d telle que $|F = V/d|$, et en posant :

$$\begin{cases} A_0 = \frac{S}{d} \exp \left(\frac{-q}{k_B T} \Phi_B \right) \\ B_0 = \frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_r\epsilon_0 d}} \end{cases}, \quad (5.9)$$

le courant peut s'écrire sous la forme :

$$I = A_0 \sigma V \exp \left(B_0 \sqrt{V} \right) \quad (5.10)$$

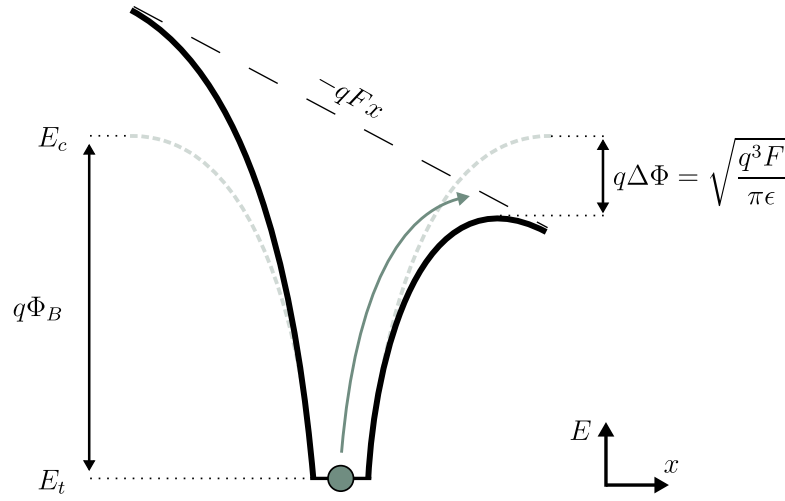


FIGURE 5.9 – Diagramme de bande présentant l'effet Poole-Frenkel ; E_c désigne l'énergie minimale de la bande de conduction à champ nul, E_t l'énergie d'un niveau électronique piège dans la bande interdite et F la norme du champ dans la direction x ; adapté de [168]

La conductivité σ étant le produit de la mobilité et du nombre de porteurs de charge libres, il apparaît probable que le bruit porté par le courant découle des fluctuations de cette grandeur. La densité spectrale de puissance attendue s'exprime alors comme :

$$S_{I_{PF}} = \left(\frac{\partial I}{\partial \sigma} \right)^2 S_\sigma = A_0^2 V^2 \exp(2B_0 \sqrt{V}) S_\sigma \quad (5.11)$$

À un facteur multiplicatif près, une dépendance en tension similaire est obtenue en considérant que le bruit mesuré résulte des fluctuations de la hauteur de barrière de potentiel Φ_B . C'est la première des deux hypothèses qui est retenue dans la suite, sans que cela ne modifie profondément les résultats par rapport à la seconde.

Les densités spectrales de puissance mesurées dans l'échantillon C* à diverses tensions comprises entre 6 mV et 498 mV sont présentées en figure 5.10-a. Tout d'abord, un bruit blanc peut être identifié sur les spectres mesurés aux plus basses tensions, aplatisant après 200 Hz le bruit $1/f$ mesuré à basse fréquence. Sa valeur est environ dix fois supérieure à celle attendue pour un bruit de grenaille, hypothèse ayant donc été écartée. En revanche, il apparaît très probable qu'il s'agisse du bruit thermique correspondant à la conduction dans la résistance équivalente R_P , déjà observé dans les diodes du *wafer a* (*cf* section 4.2.2). En effet, la composante représentée en pointillés en figure 5.10-a correspond au bruit thermique attendu pour $R_P = 42 \text{ k}\Omega$, valeur identique à celle extraite à partir de la caractéristique courant-tension de l'échantillon.

Mise à part cette contribution, un bruit de Flicker, variant en $1/f^\gamma$, se retrouve sur une large bande de fréquence. Des légères variations de son allure avec la tension semblent néanmoins exister. Ces impressions sont confirmées par la figure 5.10-b, présentant, pour

l'ensemble des spectres, les coefficients γ extraits entre 10 Hz et 150 Hz. Il apparaît que ce paramètre varie du simple au double sur la plage de tensions étudiée. En particulier, deux groupes de points semblent se détacher. Des valeurs proches de 1 sont observées pour les coefficients γ issus des spectres mesurés en dessous de 150 mV, l'extraction des premiers points étant impactée par la présence du bruit thermique $4k_B T/R_P$. Pour le reste des spectres en revanche, les paramètres sont dispersés autour d'une valeur plus faible de 0,7.

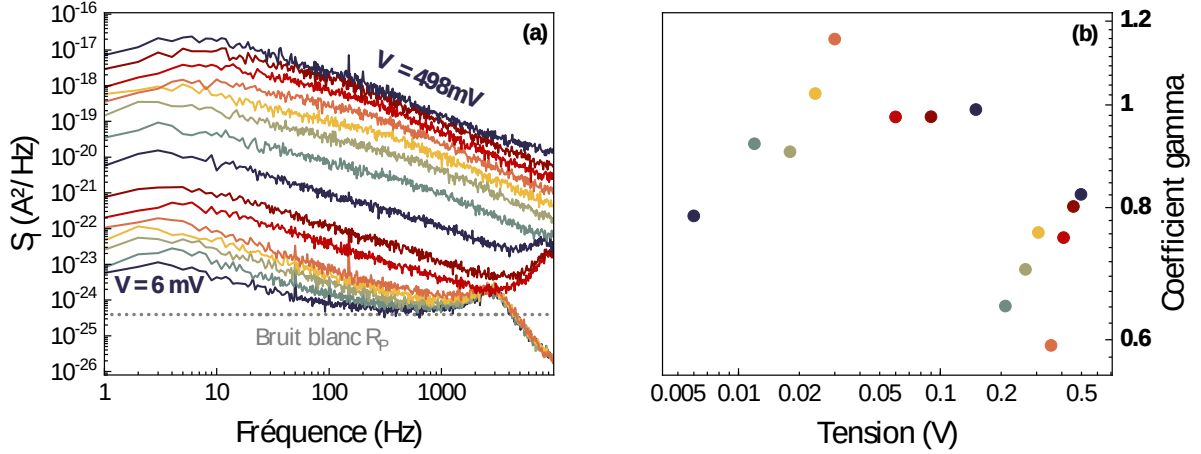


FIGURE 5.10 – (a) Densités spectrales de puissance à diverses tensions allant de 6 mV à 498 mV pour l'échantillon C* et (b) valeurs du coefficient γ relatif au bruit de Flicker entre 10 et 150 Hz

La figure 5.11 présente les valeurs des PSD extraites à 100 Hz en fonction de la tension et du courant. Tout d'abord, la composante de bruit $1/f$ correspondant aux fluctuations portées par les courants de fuite ohmiques, décrite en section 5.1.2, est identifiée à basse tension. L'impact du bruit thermique $4k_B T/R_P$ est visible sur les trois premiers points, rehaussant légèrement le niveau de bruit par rapport à cette première composante. Au delà de 100 mV, les valeurs dévient également de cette tendance, semblablement au cas précédent de l'échantillon D*. Cette déviation apparaît simultanément au changement de valeurs du paramètre γ évoqué précédemment, appuyant l'hypothèse de la présence de deux mécanismes différents. Les valeurs de bruit $1/f$ extraites au delà de 150 mV ont pu être approchées grâce à l'équation (5.11), décrivant les fluctuations d'un courant induit par effet Poole-Frenkel. Une bonne approximation du niveau de bruit à haute tension a pu être obtenue pour l'ensemble des échantillons à partir de cette équation, avec des valeurs de B_0 variant entre 5 et $10 \text{ V}^{-1/2}$, égale à $9,5 \text{ V}^{-1/2}$ dans le cas de l'échantillon C*.

Comme cela a été mentionné précédemment, les caractéristiques courant-tension de cet ensemble d'échantillons n'ont pas pu être interprétées selon le modèle à double diode. En particulier, des facteurs d'idéalité n_2 proches de 3 sont nécessaires pour approcher les valeurs de courant entre 200 et 400 mV. La possibilité que le mécanisme de conduction par effet Poole-Frenkel, dont la présence est suggérée par l'analyse du bruit $1/f$, soit à l'origine de cette composante du courant non identifiée a donc été explorée. Il est apparu qu'un terme décrit par l'équation (5.10) permettait d'approximer extrêmement bien les

caractéristiques sur la plage de tensions particulière pour laquelle le modèle à double diode fait défaut.

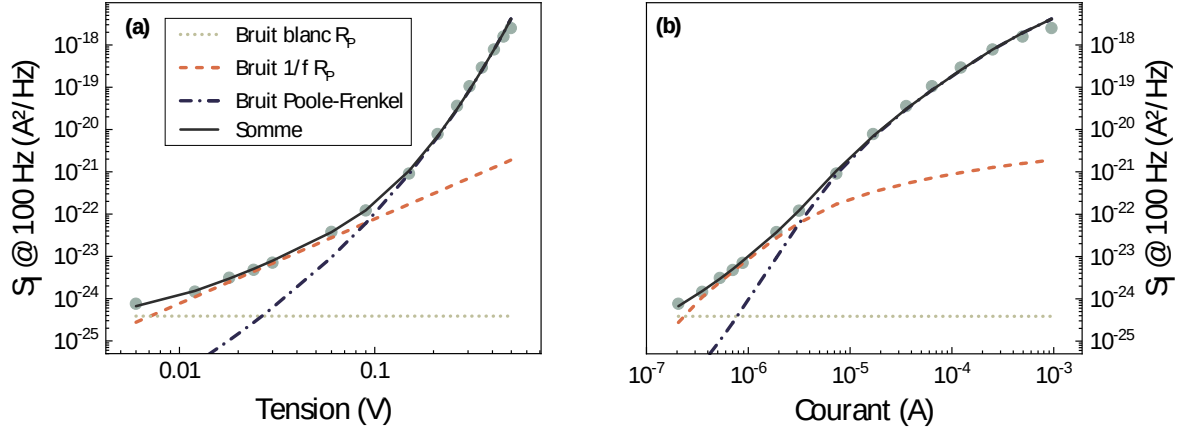


FIGURE 5.11 – Densités spectrales de puissance à 100 Hz en fonction de (a) la tension et (b) du courant pour l'échantillon C* ; les contributions désignées en légende comme le « Bruit $1/f R_P$ » et le « Bruit Poole-Frenkel » sont décrites par les équations (5.1) et (5.11) respectivement ; la composante « Bruit blanc R_P » correspond au bruit thermique de conduction dans la résistance équivalente $R_P = 42 \text{ k}\Omega$

La figure 5.12 présente la courbe courant-tension à 300 K obtenue pour l'échantillon C*. Elle est approchée grâce à l'équation :

$$I(V) = \frac{V_c}{R_P} + \sigma A_0 V_c \exp\left(B_0 \sqrt{V_c}\right) + I_S \left(\exp\left(\frac{qV_c}{nk_B T}\right) - 1 \right) \quad (5.12)$$

avec $V_c = V - IR_S$. Les valeurs des six paramètres libres employées pour ce faire sont renseignées dans le tableau 5.1.

Paramètre	n	I_S (A)	σA_0 (Ω^{-1})	B_0 ($V^{-1/2}$)	R_S (Ω)	R_P (k Ω)
Valeur	1.64	$5.13 \cdot 10^{-9}$	$6,00 \cdot 10^{-7}$	10,07	0,14	42

TABLEAU 5.1 – Valeurs des paramètres utilisés pour modéliser le comportement statique de l'échantillon C* à partir de l'équation (5.12)

La valeur de B_0 utilisée, égale à $10,07 \text{ V}^{-1/2}$, est très proche de celle extraite à partir des mesures de bruit dans ce cas particulier de l'échantillon C*, à savoir $9,5 \text{ V}^{-1/2}$. L'erreur d'ajustement du modèle par rapport aux données, définie en section 2.1.3 (p. 45) à partir du logarithme des valeurs du courant, est égale ici à une valeur très faible de 0,048 %.

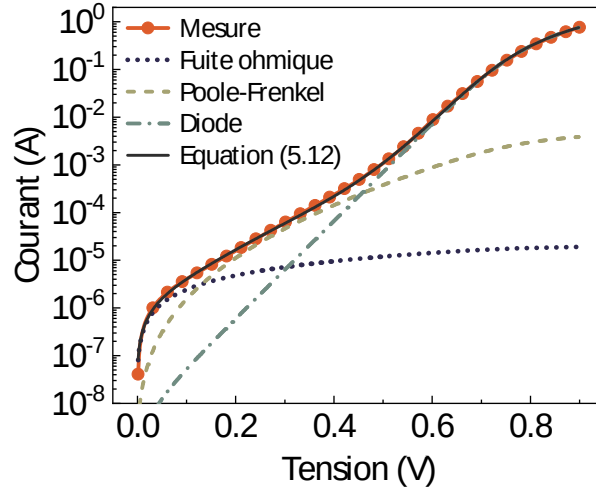


FIGURE 5.12 – Caractéristique courant-tension pour l'échantillon C*; le courant est approché à partir de l'équation (5.12) prenant pour paramètres libres les valeurs données dans le tableau 5.1

Mesures cryogéniques complémentaires

Afin de d'approfondir l'étude autour des mécanismes de transport se produisant dans ce lot d'échantillons, des mesures cryogéniques ont été réalisées sur six d'entre eux. Les phénomènes de conduction par effet tunnel ou Poole-Frenkel ayant des signatures d'activation thermique particulières, il est probable que les résultats permettent d'appuyer ou de réfuter au contraire les hypothèses développées autour des mesures de bruit.

La figure 5.13 présente les caractéristiques courant-tension obtenues entre 77 K et 300K pour l'un des échantillons, dont le comportement est représentatif des tendances observées dans l'ensemble. Une extraction des valeurs du courant à 100 mV et 300 mV pour l'ensemble des mesures permet de tracer les deux courbes d'Arrhénius présentées à droite des caractéristiques. Comme cela a été détaillé en section 2.1.2, cette méthode, consistant à tracer le logarithme des valeurs de courant en fonction de $q/k_B T$, permet d'extraire les énergies d'activation des mécanismes de conduction du courant. En particulier ici, les deux pentes apparaissant semblent indiquer la présence de deux phénomènes de conduction différents, visibles sur des plages de températures distinctes. Une première énergie d'activation E_{a1} , de l'ordre de 155 meV, est observée pour les températures supérieures à 160 K tandis qu'une seconde énergie E_{a2} , de l'ordre de 30 meV, apparaît aux plus basses températures. Il s'agit de deux valeurs relativement faibles, signe de deux mécanismes de transport peu activés en température, confortant les hypothèses explorées à travers l'analyse du bruit électronique. En effet, des énergies d'activation de l'ordre de 150 meV ont déjà été observées dans le cas de mécanismes de conduction par effet Poole-Frenkel [169, 170] d'une part. D'autre part, les énergies d'activation extrêmement faible détectées

aux plus basses températures sont caractéristiques de mécanismes de conduction par effet tunnel direct [164, 165].

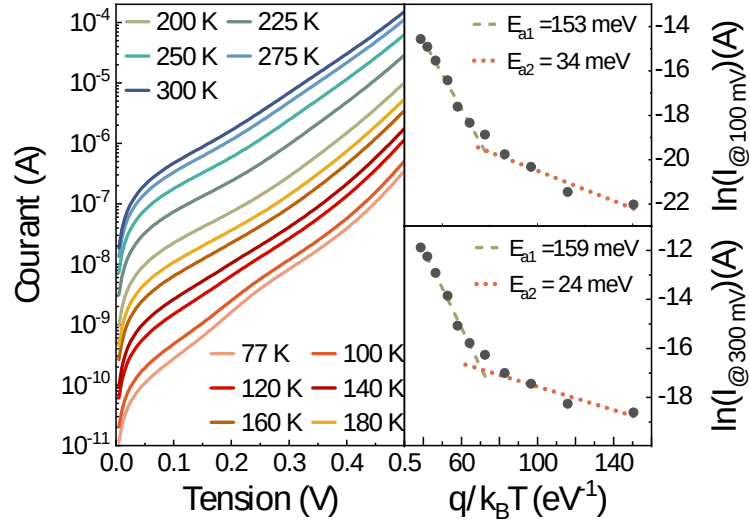


FIGURE 5.13 – Caractéristiques courant-tension obtenues à partir d'un échantillon de format A entre 77 K et 300 K (gauche) et logarithme népérien des valeurs du courant à 100 mV et 300 mV en fonction de $q/k_B T$ (droite)

Les mesures à basse température ont fourni des informations concordant avec les deux approches développées précédemment pour l'interprétation de la source de bruit $1/f$ observée aux plus hautes tensions dans une majorité d'échantillons. Il apparaît possible qu'une combinaison des deux mécanismes de conduction par effet Poole-Frenkel et par effet tunnel se produise au niveau des bords des cellules, endommagés par les découpes. L'analyse est alors limitée par la complexité des phénomènes de conduction du courant en résultant, décrits individuellement par des formules générales simplifiées, ne reflétant pas cette complexité [171]. Le modèle de conduction du courant par effet Poole-Frenkel a tout de même fourni une très bonne approximation des caractéristiques courant-tension à température ambiante. Il s'agit donc d'une hypothèse raisonnable pour interpréter le comportement statique de ces cellules, présentant à basse tension des facteurs d'idéalité anormalement élevés.

5.1.4 Conclusions générales de l'étude

Dans cette section, une analyse approfondie des dépendances en tension et en courant du bruit $1/f$ mesuré à basse tension dans un ensemble d'échantillons Al-BSF découpés au laser a été présentée. L'approche adoptée a pris en compte la multiplicité des mécanismes

de conduction se produisant en parallèle dans ces cellules, aspect essentiel de la physique des composants photovoltaïques en général.

Une première source de bruit $1/f$ a pu être attribuée aux fluctuations portées par les courants de fuite ohmiques, comme cela avait également été observé dans les mesures sur certaines diodes présentées en section 4.2.2. Ces courants, modélisés en analyse statique comme la conduction dans une résistance équivalente R_P , sont également à l'origine de bruit thermique. Il a été supposé que la composante en $1/f$ était induite par le passage du courant à travers des défauts structuraux supprimant localement l'effet de la zone de charge d'espace, et que le bruit thermique était induit par la conduction des courants de fuite dans les zones neutres.

Une seconde source de bruit $1/f$ a pu être observée à plus forts courants dans la majorité des échantillons. Cette contribution a été reliée aux deux mécanismes de conduction par effet tunnel direct et Poole-Frenkel. Ces hypothèses ont été renforcées par les résultats d'une étude en température des caractéristiques courant-tension. Le modèle de Poole-Frenkel fournit de surcroît une très bonne approximation du courant circulant au niveau des bords des cellules ayant été observé sur cette même plage de tensions. Cette approche permet donc d'apporter une explication aux facteurs d'idéalité anormalement élevés observés à basse tension dans cette série d'échantillons.

De manière générale, il arrive que les phénomènes de conduction parasites liés à la présence de défauts dans les cellules PV soient décrits empiriquement à partir d'équations de diodes avec des facteurs d'idéalité supérieurs à 2, faute d'outils d'identification supplémentaires [79]. L'analyse du bruit électronique de basse fréquence peut alors fournir de façon non destructive des informations essentielles à l'identification de ces mécanismes de conduction. Il est probable que les défauts structuraux impactant le comportement statique des cellules PV à basse tension impactent également le comportement dynamique en générant du bruit de basse fréquence dominant la mesure sur cette même plage de tension. L'étude du bruit électronique réalisée dans les diodes, présentée en chapitre 4, semble aller dans ce sens. En effet, dans ces échantillons au comportement statique parfaitement décrit par le modèle à double diode, il a été observé que la mesure dynamique était dominée à basse tension par un bruit de grenaille. Cette contribution semble laisser place à du bruit $1/f$ lorsque la densité de défauts augmente, et que le comportement des échantillons s'éloigne de l'idéalité.

En somme, le cumul des informations fournies par l'analyse statique et l'analyse du bruit électronique peut permettre une identification beaucoup plus précise des mécanismes de conduction parasites dans les cellules solaires. En effet, les modèles physiques proposés doivent pouvoir permettre d'interpréter conjointement ces deux mesures complémentaires, restreignant ainsi le spectre des possibilités.

Les résultats de cette étude confirment en outre la prudence à adopter lors de la découpe d'échantillons PV, pouvant induire des mécanismes de conduction parasites non représentatifs du fonctionnement initial des cellules. Conscients de ces problématiques, les équipes du CEA-LITEN INES travaillent au développement de méthodes de passivation des bords

des échantillons découpés. Ainsi, une étude de l'impact des méthodes de passivation sur les mesures de bruit a été développée en collaboration avec ces équipes. Comme cela a été évoqué en introduction de ce chapitre, cette étude n'a pas pu être finalisée pendant cette thèse mais sera poursuivie dans le cadre de la seconde thèse débutant sur ce sujet à l'IMEP-LaHC en octobre 2023. Des phénomènes très intéressants de bruit télégraphique ont néanmoins pu être observés à l'occasion de la première session de mesures, exposés dans la section suivante.

5.2 Mesures de bruit télégraphique dans les structures à hétérojonctions CARLAH

Les mesures présentées dans cette section sont issues d'un unique échantillon de structure « CARLAH », présentée en section 3.1.2 et rappelée en figure 5.18-a de cette section. Il s'agit d'une hétérostructure à base de silicium monocristallin et polycristallin à double contact passivé par oxyde tunnel. Les efforts de recherche bibliographiques effectués n'ont pas permis de trouver mention dans la littérature d'une étude du bruit électronique dans ce type de cellule « TOPCon ».

5.2.1 Comportement statique

La figure 5.14 présente la caractéristique courant-tension de l'échantillon en polarisation inverse.

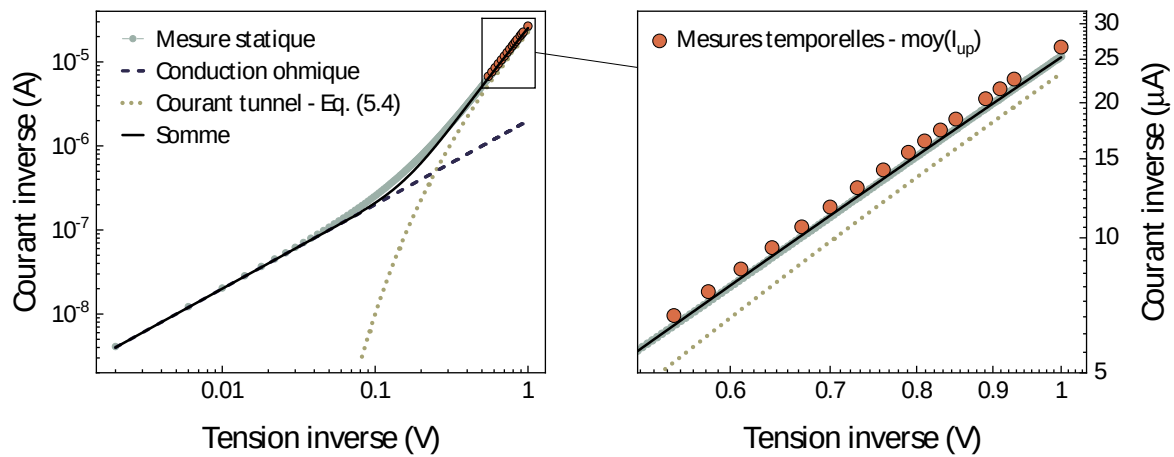


FIGURE 5.14 – Caractéristique courant-tension en polarisation inverse ; le graphique de droite présente un agrandissement autour des valeurs moyennes du courant (niveau supérieur du bruit télégraphique) des diverses acquisitions dynamiques réalisées

Un terme linéaire est identifié à basse tension, typique d'un courant de fuite ohmique. Au delà de 100 mV, le courant total dévie de cette première tendance pour dévoiler une

seconde contribution, montrant une évolution plus rapide. Il est à noter que ces deux composantes apparaissent également en polarisation directe. La structure CARLAH comportant des fines couches d'oxydes tunnel visant à passiver les interfaces entre les sections de silicium monocristallin et polycristallin, il semble possible que le courant observé sur cette plage de tensions soit limité par la conduction par effet tunnel.

Le modèle de Fowler-Nordheim, déjà évoqué en section 5.1.3, permet d'obtenir une expression analytique estimative du courant induit par effet tunnel direct. Il apparaît que l'équation (5.4) permet d'approcher les valeurs de courant à haute tension. Un léger écart des données à la somme des deux contributions des courants ohmique et tunnel au niveau de la transition entre les deux mécanismes est toutefois observée.

5.2.2 Observation du bruit télégraphique

A l'occasion des mesures de bruit réalisées dans cet échantillon, des phénomènes de bruit télégraphique assez manifestes ont été observés pour des tensions inverses supérieures à 550 mV. S'agissant de processus relativement lents, il s'est avéré nécessaire pour les étudier en détail de réaliser des mesures dynamiques de longue durée à partir de l'appareil de mesures Agilent B1500A, en mode « *Sampling I(t)* ». Ainsi, quinze enregistrements temporels du courant de quelques centaines de secondes ont été acquis à des tensions inverses allant de 550 mV à 1 V. Les valeurs moyennes du niveau supérieur du courant télégraphique observé sont représentées par les points oranges sur la figure 5.14. Les courbes courant-temps issues de deux de ces acquisitions, à 580 mV et 760 mV, sont présentées en figure 5.15.

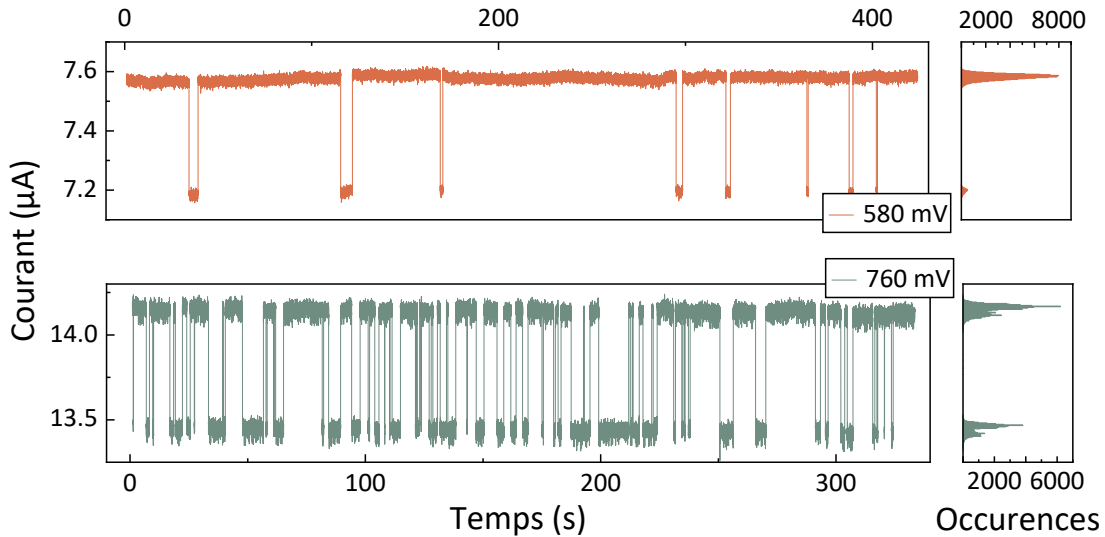


FIGURE 5.15 – Courbes courant-temps acquises à 580 mV et 760 mV, et histogrammes respectifs

Comme cela a été évoqué en section 1.2.2, le bruit télégraphique se manifeste par

l'existence de plusieurs niveaux discrets de courant accessibles pour l'application d'une unique valeur de tension aux bornes d'un composant. Cela se traduit par la présence sur les mesures temporelles de sauts en courant, d'où l'appellation de « bruit en créneau » (*burst noise*) lorsqu'uniquement deux niveaux sont impliqués. Ce type de bruit est généralement attribué aux processus de capture et d'émission des porteurs de charge par un piège électronique, lié à la présence d'un défaut. Ces phénomènes épisodiques peuvent en effet induire une modification de l'environnement électrostatique et moduler alternativement la conduction. Dans les structures MOSFET, ces pièges sont généralement localisés au niveau de l'oxyde de grille ou de l'interface entre ce dernier et le canal de conduction, comme indiqué en section 1.3. Dans les composants pour lesquels la surface de cet oxyde est sous-micrométrique, le nombre moyen de pièges actifs se rapproche de l'unité. Il est alors très fréquent d'observer du bruit télégraphique.

Sur les enregistrements présentés en figure 5.15, obtenus dans l'échantillon CARLAH, un bruit télégraphique apparaît très clairement. À première vue, il semble s'agir d'un phénomène à deux niveaux de courant. À droite de chaque enregistrement est présenté l'histogramme lui correspondant, donnant le nombre d'occurrences dans chaque intervalle de courant. Contrairement à celui obtenu à 580 mV, l'histogramme issu de la mesure à 780 mV laisse finalement apparaître quatre niveaux, suggérant l'action simultanée de deux pièges.

Ces observations sont confortées par les histogrammes exposés en détail en figure 5.16, issus de mesures à quatre polarisations différentes. La présence de quatre niveaux de courant majeurs est mise en évidence, ces derniers ayant pu être approximés à partir d'une somme de quatre fonctions gaussiennes, exprimée de la sorte :

$$f : x \rightarrow \sum_{i=1}^4 \frac{A_i}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (5.13)$$

avec A un préfacteur, μ l'espérance mathématique et σ l'écart-type. Le courant est donc bien impacté par l'action de deux pièges électroniques, notés P_1 et P_2 , avec P_1 induisant les sauts en courant les plus larges.

Au cours d'une mesure réalisée à une polarisation de 1 V, présentée en figure 5.16, l'action du piège P_1 a disparu de façon irréversible, le courant demeurant dans le niveau inférieur. Des effets similaires ont déjà été observés dans des composants MOSFETs, attribués à des états métastables du piège dans [172]. En revanche, comme cela est visible sur l'histogramme issu de cette mesure, les fluctuations liées au piège P_2 ont perduré après cela. Le retour à une polarisation moins élevée n'a pas permis de détecter à nouveau l'action du piège P_1 , même à plusieurs jours d'intervalle.

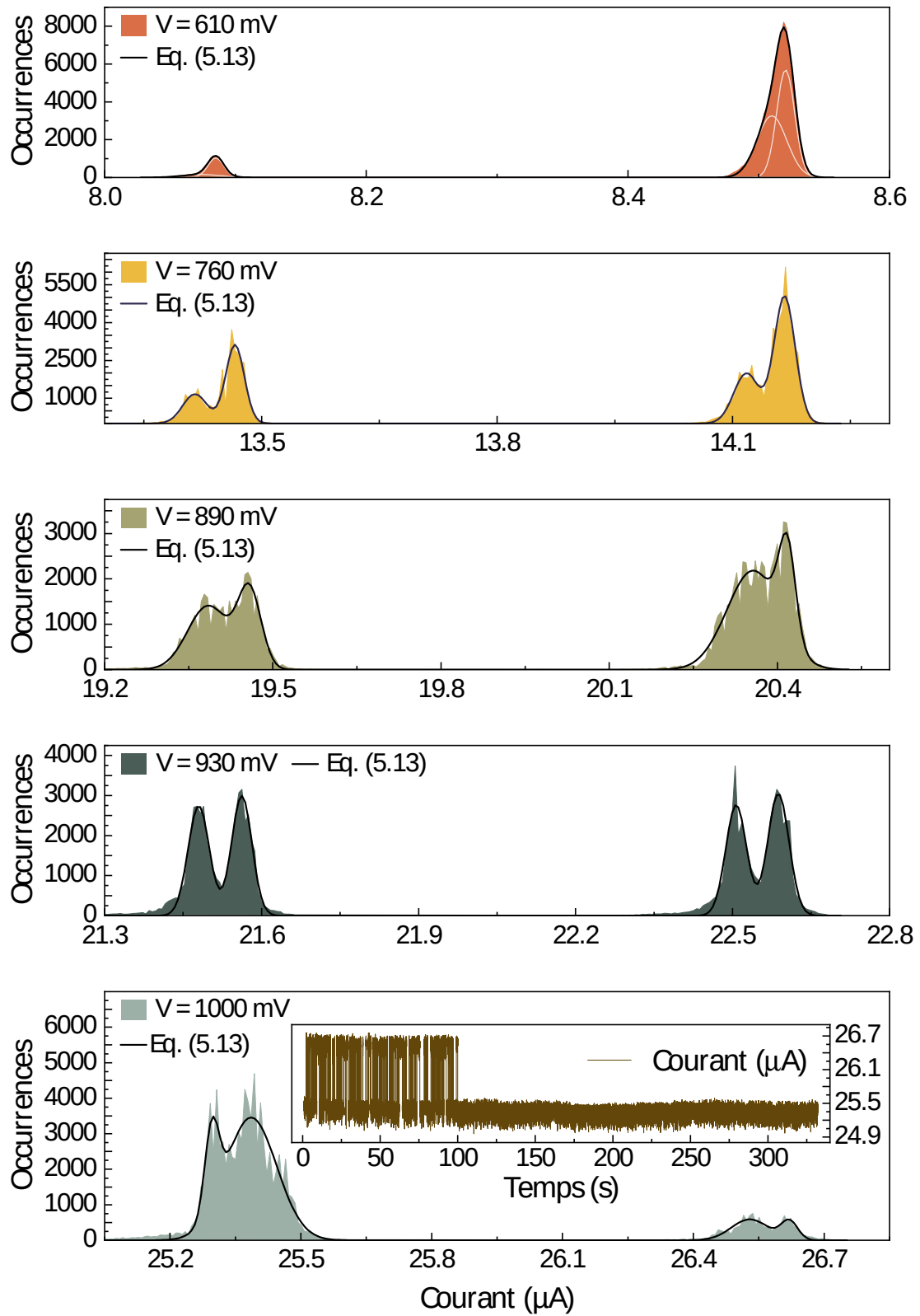


FIGURE 5.16 – Histogrammes du courant à diverses polarisations ; la disparition du bruit télégraphique lié à l'action de P_1 est visible sur l'acquisition dynamique à 1 V

Avant cet événement, une corrélation avait été observée sur les mesures temporelles entre l'augmentation de la tension et l'accès au niveau inférieur du courant télégraphique induit par P_1 . Cette dépendance est mise en évidence par la figure 5.17 qui présente en fonction de la tension la somme des occurrences du niveau inférieur du courant, notée N_{down} , normalisée par celle des occurrences du niveau supérieur, notée N_{up} .

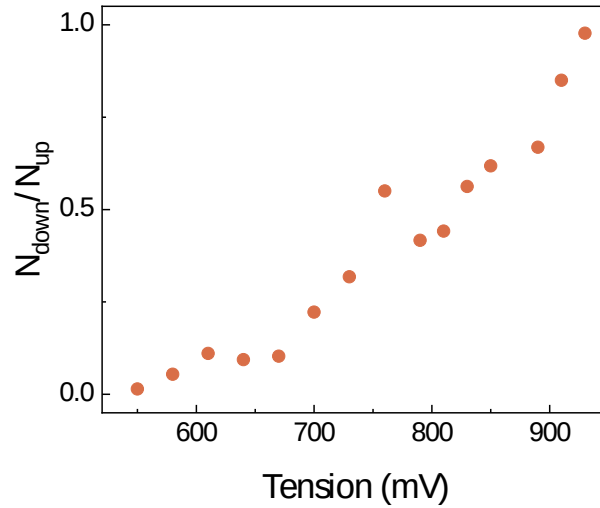


FIGURE 5.17 – Somme des occurrences du niveau inférieur du courant N_{down} pour le piège P_1 normalisée par la somme des occurrences du niveau supérieur du courant N_{up} , en fonction de la tension

A 550 mV, l'accès au niveau inférieur est rare et le paramètre est proche de 0. Le piège P_1 est alors presque toujours vide. Aux tensions les plus élevées en revanche, sa valeur approche l'unité, correspondant à une répartition équitable du courant dans les deux niveaux. Le fait que P_1 soit subitement devenu inactif dès lors, et que le courant soit resté dans le niveau inférieur indéfiniment, témoigne d'un changement de comportement assez brutal. Il aurait semblé plus naturel en effet que le taux d'occupation du niveau inférieur continue d'augmenter progressivement jusque là.

5.2.3 Origines possibles

Dans la littérature, quelques travaux rapportent la détection de bruit télégraphique dans les cellules solaires à base de silicium [102, 104, 106, 173–175]. Comme cela a été évoqué brièvement en section 1.3, ce dernier est relié à des ruptures de microplasma (*microplasma breakdown*) dans [102, 104, 106, 173]. Ces processus se produisent lorsque des points chauds se forment au niveau de défauts structuraux, jusqu'à induire localement un phénomène d'avalanche [113]. Dans [174, 175], cette fluctuation est attribuée à la présence de défauts dans la zone de charge d'espace.

Faute d'éléments orientant vers l'une ou l'autre de ces deux interprétations, une hypothèse alternative quant à l'origine du bruit télégraphique mesuré ici est proposée. Elle

est liée à la structure CARLAH en particulier, représentée en figure 5.18-a.

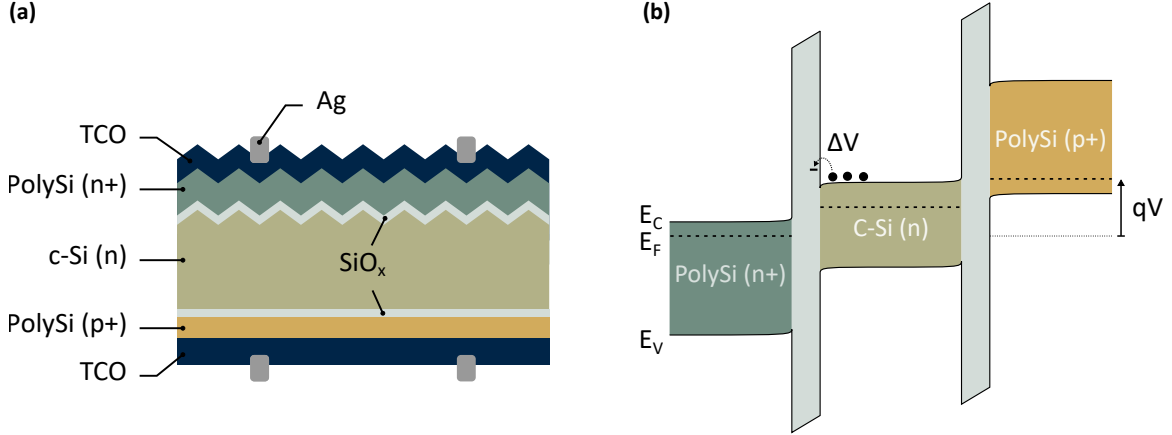


FIGURE 5.18 – (a) Structure CARLAH et (b) allure indicative de son diagramme de bandes équivalent en polarisation inverse présentant une explication possible au bruit télégraphique, liée à la capture et l'émission de porteurs de charge au niveau de l'interface c-Si/SiO_x.

Cette dernière comporte en effet deux couches d'oxyde tunnel, pouvant jouer un rôle dans le phénomène. Dans les composants MOSFET, il arrive, lorsque les oxydes de grille sont particulièrement fins [176], que du bruit télégraphique soit observé au niveau du courant de grille [177, 178]. Il est attribué en général à la présence de pièges dans l'oxyde, conformément au bruit télégraphique observé dans les courants de drain. Il s'agit toutefois d'un phénomène légèrement différent étant donné que le courant franchit l'oxyde par effet tunnel. De manière analogue, il apparaît possible que les fines couches d'oxyde présentes dans la structure CARLAH, d'une épaisseur de 1 à 2 nm, induisent un bruit télégraphique. La figure 5.18-b présente l'allure générale du diagramme de bande d'une cellule CARLAH, en polarisation inverse. Pour le silicium polycristallin, une valeur d'énergie de *gap* équivalente légèrement supérieure à celle du silicium monocristallin a été considérée, conformément à la littérature [179, 180].

Comme cela est représenté, il est possible que la capture d'un porteur de charge par un piège au sein ou à l'interface d'un des oxydes induise localement une différence de potentiel ΔV , diminuant la conduction du courant. Dans le cas de figure représenté, l'augmentation de la polarisation encourage les processus de capture du fait de l'accumulation de porteurs à l'interface c-Si/SiO_x. Cette approche est conforme aux observations présentées en figure 5.17, mettant en évidence une augmentation du taux d'accès au niveau inférieur du courant avec la tension pour le piège P_1 .

5.2.4 Étude approfondie du piège P_1

La densité spectrale de puissance dans le cas d'un signal télégraphique à deux niveaux produit par les phénomènes de capture et d'émission de porteurs de charge est décrite par l'équation :

$$S_I = \frac{4\Delta I^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{\tau_c \tau_e}{(\tau_c + \tau_e)^2} \quad (5.14)$$

avec :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_c} \quad (5.15)$$

où τ_c et τ_e sont les temps moyens de capture et d'émission respectivement, τ la constante de temps et ΔI la différence entre les deux niveaux de courant. Ce dernier paramètre en particulier a été extrait pour le piège P_1 afin d'étudier l'évolution de la grandeur $\Delta I_1/I_{up}$ en fonction de la tension. Comme cela est visible en figure 5.19, elle est contenue pour l'ensemble des tensions dans un intervalle très faible de valeurs autour de 5 %.

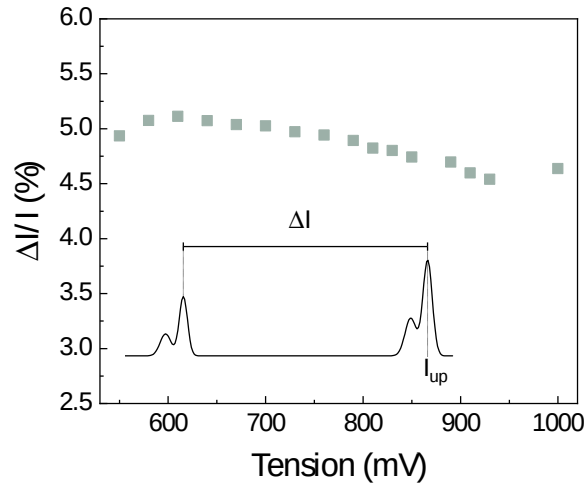


FIGURE 5.19 – Rapport de ΔI sur I en pourcent pour les diverses tensions d'acquisition

ΔI_1 varie donc proportionnellement au courant, avec un léger écart à cette tendance apparaissant aux plus hautes tensions. Ce même comportement est observé pour le bruit télégraphique affectant le courant de grille dans une structure MOSFET dans [181], cas de figure similaire de conduction à travers un oxyde tunnel.

Le piège P_1 induisant deux niveaux de courant très distincts, il est possible d'extraire facilement les valeurs moyennes des durées d'occupation des niveaux supérieurs et inférieurs. Elles correspondent respectivement aux temps moyens de capture τ_c et d'émission τ_e , et sont présentées en fonction du courant en figure 5.20-a. Une diminution très franche de la valeur de τ_c , selon I^{-4} , est mise en évidence. C'est une dépendance en I^{-1} qui est attendue pour ce paramètre lorsque les temps caractéristiques des pièges sont modélisés à partir de la statistique de Shockley-Read-Hall. Le temps de capture est en effet inversement proportionnel au nombre de porteurs de charge libres, lui-même proportionnel au

courant. Cette dépendance bien supérieure à la linéarité est cependant un comportement fréquemment observé dans les composants MOS [182]. Il est généralement attribué à une différence d'énergie du piège causée par l'effet de blocage de Coulomb, introduisant une dépendance beaucoup plus franche du temps de capture avec la densité de porteurs [183]. Dans ce cas de figure, la capture d'un porteur de charge augmente la résistance dans un canal de conduction, entraînant la diminution du courant total observé. Ce dernier étant impacté à hauteur de 5 %, il apparaît probable que la conduction se produise de manière assez inhomogène au sein du composant, et soit davantage localisée en des points précis. À l'inverse, les valeurs de τ_e sont confinées dans un intervalle beaucoup plus mince, et semblent diminuer uniquement à fort courant.

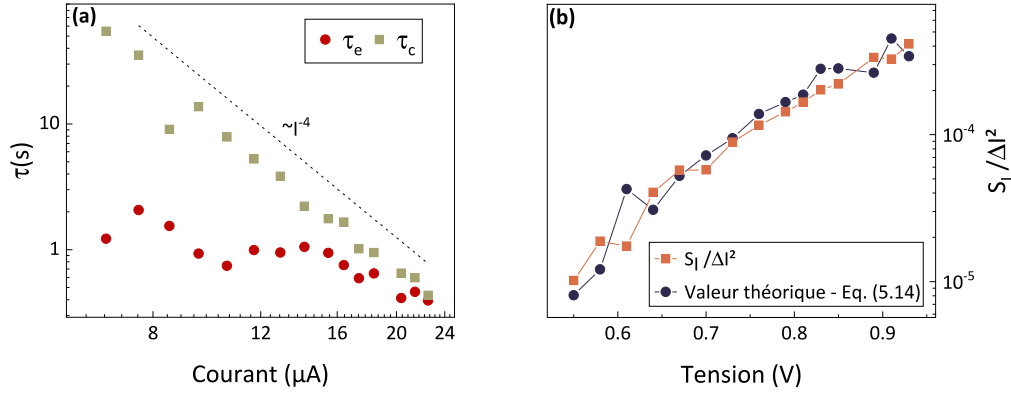


FIGURE 5.20 – (a) Temps caractéristiques de capture τ_c et d'émission τ_e du piège P_1 en fonction du courant et (b) évolution de $S_I / \Delta I^2$ avec la tension

L'extraction des paramètres ΔI , τ_e et τ_c permet d'étudier la validité de l'équation (5.14) dans le cas de ce phénomène de bruit télégraphique. La figure 5.20 présente l'évolution de la valeur de $S_I / \Delta I^2$ en fonction de la tension, ainsi que la valeur théorique attendue pour cette grandeur, déduite de l'équation (5.14). Un excellent accord apparaît entre les deux grandeurs. Ces résultats confortent l'hypothèse d'un bruit télégraphique issu des processus de capture et d'émission de porteurs de charge par un niveau électronique piège, avec des temps caractéristiques suivant des distributions exponentielles.

5.2.5 Conclusion générale

Cette section avait pour objectif de présenter les phénomènes de bruit télégraphique ayant pu être observés en polarisation inverse à l'occasion des mesures dans quelques uns des échantillons de structure CARLAH. Elle a été illustrée par les observations expérimentales issues de l'un d'entre eux, pour lequel le phénomène s'est particulièrement manifesté. À travers l'analyse des diverses acquisitions temporelles, l'action simultanée de deux pièges a pu être détectée. Celui induisant les sauts en courant les plus importants

a été ensuite étudié en détails à travers l'extraction de ses divers paramètres caractéristiques. Une approche reposant sur l'action de pièges localisés au niveau des oxydes tunnels est proposée pour l'interprétation de ces résultats. La dépendance particulière en courant du temps de capture du piège P_1 a semblé indiquer un effet de blocage de Coulomb, à savoir une augmentation de la résistance dans un canal de conduction consécutive à la capture d'un porteur de charge. De manière générale, le phénomène de bruit télégraphique observé affectant la valeur du courant à hauteur de 5% semble être le signe d'une conduction peu uniforme au sein du composant, et davantage localisée en des points précis. La mesure de bruit télégraphique est, dans l'état actuel de notre connaissance, inédite dans des structures TOPCon. L'analyse en ayant été faite a permis d'obtenir des informations particulièrement précises sur la nature de la conduction au sein de ces échantillons, et sur la présence de défauts électriquement actifs.

Conclusion

Ce chapitre a présenté les résultats de deux études menées dans des échantillons de type Al-BSF, à un stade de développement industriel, et dans des cellules à hétérojonction à double contact passivé, actuellement en développement au laboratoire INES.

L'étude du bruit électronique dans les structures Al-BSF a été réalisée sur un lot de quinze échantillons découpés au laser selon cinq formats rectangulaires. De manière générale, un bruit de type $1/f$ a pu être observé sur une large bande de fréquences sur toute la plage de tensions étudiée. Une étude comparative de l'amplitude de ce bruit entre tous les échantillons a permis de mettre en évidence deux contributions distinctes. La première, se manifestant à basse tension, a pu être reliée très clairement aux courants de fuite ohmiques dans les cellules. La seconde, montrant des variations en tension plus rapides, a été modélisée à partir de deux approches, reposant sur les hypothèses d'une conduction par effet tunnel ou par effet Poole-Frenkel au niveau des bords des cellules endommagés par la découpe laser. Des mesures cryogéniques complémentaires ont permis d'extraire des énergies d'activation assez faibles pour les mécanismes de conduction dominant le courant sur cette plage de tensions, en accord avec ces modélisations. De surcroît, le modèle de conduction du courant par effet Poole-Frenkel a permis d'obtenir une très bonne approximation de la courbe courant-tension, n'ayant pas pu être interprétée à l'aide du modèle à double diode. L'étude du bruit électronique a donc aidé à la discrimination des mécanismes de conduction pouvant permettre d'interpréter le courant de bords parasite observé dans ce lot d'échantillons découpés au laser.

Une seconde section de ce chapitre a présenté un phénomène de bruit télégraphique ayant pu être observé dans un échantillon de structure CARLAH. L'action simultanée de deux pièges a été mise en évidence dans un premier temps. Une étude approfondie des caractéristiques du piège induisant les sauts en courant les plus conséquents a ensuite été menée. L'impact relativement important qu'il a montré sur les valeurs de courant a été interprété comme le signe d'une conduction probablement assez inhomogène au sein de l'échantillon. La dépendance très prononcée du temps de capture du piège, différent de la

tendance généralement observée, a permis de relier le phénomène observé à des effets de blocage de Coulomb, conformément à la littérature.

En somme, ce chapitre a présenté deux études de bruit électronique ayant permis d'obtenir des résultats profondément différents. Ils mettent en évidence les multiples usages potentiels de cet outil, ainsi que la pertinence de son utilisation pour la caractérisation des défauts et des mécanismes de conduction dans les cellules photovoltaïques.

Conclusion et perspectives

Dans le contexte actuel, le développement des moyens de production d'énergie renouvelable et faiblement émettrice en gaz à effet de serre constitue un axe de recherche essentiel. Leur utilisation dans de plus grandes proportions pourrait en effet permettre d'atténuer l'intensité de la crise énergétique et climatique actuelle et à venir. Parmi eux, le recours à l'effet photovoltaïque pour la récupération de l'énergie fournie par le rayonnement solaire est en fort développement ces derniers temps, de même que les activités de recherche dans le domaine. Au cours des soixante-dix dernières années, elles ont permis d'améliorer significativement les performances générales des composants grâce à diverses innovations techniques, matérielles ou structurelles. Dans l'optique d'approfondir la compréhension du fonctionnement physique et des sources de dégradation des technologies PV actuelles, il apparaît nécessaire de développer l'utilisation de nouvelles méthodes de caractérisation électrique. En particulier, l'analyse du bruit électronique de basse fréquence est une méthode efficace de détection des défauts électriquement actifs et d'identification des mécanismes de conduction dans les composants à semiconducteurs. Ainsi, ce travail a eu pour motivation première de développer les connaissances autour de l'utilisation de cet outil pour la caractérisation des composants PV.

Un premier chapitre de ce manuscrit s'est attaché à présenter les notions théoriques et bibliographiques relatives au sujet. Ainsi, le fonctionnement physique des composants photovoltaïques et les mécanismes occasionnant des pertes dans ces derniers ont été détaillés dans une première partie. Un état de l'art des technologies PV des diverses générations, donnant une vue d'ensemble des enjeux et objectifs du domaine de recherche, a conclu cette section. Les notions relatives à la théorie de la mesure de bruit dans les composants à semiconducteurs ont ensuite été exposées à l'occasion d'une seconde partie. Une troisième et dernière partie a conclu ce chapitre en présentant un état de l'art de la mesure de bruit dans les composants PV. Les équipements de mesures utilisés pour les mesures statiques et temporelles ont été exposés au sein d'un second chapitre. Ce dernier a également présenté les diverses méthodes employées dans la suite du manuscrit pour l'analyse et l'extraction d'informations à partir des données. Dans un troisième chapitre, les divers échantillons ayant été sélectionnés ou conçus dans l'optique de réaliser des mesures de bruit ont été présentés. Les résultats des études aux stades les plus avancés ont finalement été exposés dans les deux derniers chapitres de ce manuscrit. Le chapitre quatre a concerné les struc-

tures de test conçues et fabriquées au cours de la thèse pour la mesure de bruit, à savoir les fines couches de silicium polycristallin et les diodes. Le cinquième et dernier chapitre a quant à lui présenté les résultats observés dans les cellules aux structures Al-BSF et CARLAH développées au laboratoire INES du CEA.

Les diverses études menées au cours de ce travail de thèse ont permis d'obtenir des résultats très différents, dont les conclusions majeures sont rappelées dans la suite de cette section. Ils témoignent de la diversité des applications de la méthode et de sa pertinence pour la caractérisation de diverses structures PV.

Tout d'abord, le bruit électronique est apparu comme un outil précieux d'identification et de distinction des mécanismes de conduction dans les composants photovoltaïques. En effet, un aspect essentiel propre au fonctionnement des cellules PV est la présence dans ces derniers de multiples mécanismes de conduction parallèles, parfois non élémentaires. Il est essentiel alors d'intégrer cette dimension à l'analyse du bruit de basse fréquence dans ces composants. Concrètement, il s'agit d'étudier, conjointement au comportement statique, les dépendances en courant et en tension de l'amplitude du bruit. Dans la littérature du domaine, l'impasse est souvent faite sur l'une ou l'autre de ces dépendances, voire les deux. Comme cela a été détaillé en section 2.3.2, elles apportent des informations très différentes et complémentaires. L'analyse précise du niveau de bruit $1/f$ réalisée dans les échantillons Al-BSF notamment a permis d'apporter une explication possible au mécanisme de conduction non identifié opérant au niveau des bords découpés des cellules, lié à l'effet Poole-Frenkel.

Par ailleurs, la diversification des structures de test employées au cours de cette étude a permis de mettre en évidence le lien entre l'amplitude du bruit de basse fréquence et la non-idéalité du comportement statique des cellules. En effet, les diodes conçues au cours de la thèse, dont le comportement a pu être interprété à partir du modèle à double diode, sont les seules structures ayant laissé apparaître un bruit de grenaille. Il s'est manifesté en particulier sur la plage de tensions pour laquelle le courant a pu être attribué aux mécanismes de recombinaisons SRH. Ainsi, ces dernières n'ont pas semblé être à l'origine d'un bruit de *flicker*, ou du moins d'une amplitude bien inférieure au bruit de grenaille. Les deux contributions de type $1/f$ ayant été observées dans ces composants ont pu être reliées très clairement aux deux résistances parasites R_S et R_P . En particulier, le niveau de bruit $1/f$ est maximisé lorsque ces paramètres sont d'autant plus parasites pour le fonctionnement statique des échantillons, à savoir lorsque R_P est faible et lorsque R_S est élevée. Pour ce type de mécanismes de fluctuations en particulier, l'utilisation du bruit comme indicateur de la qualité d'un composant électronique, largement employée dans la littérature, apparaît alors assez valable. La mesure de bruit n'apporte toutefois pas d'informations profondément différentes de celles fournies par l'analyse statique lorsqu'elle est bornée à cette utilisation. A l'inverse des diodes, les mesures de bruit réalisées dans les cellules PV Al-BSF ont été dominées par un bruit $1/f$ sur l'ensemble de la plage de tensions étudiées, d'une amplitude bien supérieure à la valeur attendue pour le bruit de grenaille. Il a pu être relié au mécanisme de conduction parasite se produisant au niveau

des bords des échantillons découpés, donnant lieu à des facteurs d'idéalité proches de 3, et ayant été interprétés comme le signe d'une conduction par effet Poole-Frenkel.

Finalement, l'étude du bruit télégraphique observé dans les hétérostructures CAR-LAH a permis de fournir des résultats très différents de ceux observés dans les diodes et les cellules Al-BSF. La détection du phénomène, impactant le courant de manière non négligeable, a été interprétée comme le signe d'une conduction inhomogène au sein du composant. L'origine du bruit télégraphique a alors été attribuée à l'action d'un piège électronique localisé au sein ou en interface de la couche d'oxyde tunnel intégrée à la structure dans l'optique de passiver les contacts de l'hétérojonction. La dépendance particulière du temps de capture de ce piège avec le courant a semblé indiquer un effet de blocage de Coulomb. Ces résultats mettent en évidence la pertinence du bruit électronique pour la caractérisation des défauts électriquement actifs dans les cellules photovoltaïques. Du fait de leur format généralement large, ces composants peuvent en effet sembler à première vue peu propices à la détection de bruit télégraphique. La conduction inhomogène fréquemment observée dans ces derniers cependant, en particulier en présence de défauts structuraux, contre-balance cet aspect. A l'issue des mesures dans la cellule CARLAH, le piège étudié est devenu inactif. Dans le cas contraire, il aurait été particulièrement intéressant de combiner la mesure de bruit à la mesure d'électroluminescence. Il aurait alors éventuellement été possible d'observer la suppression d'un canal de conduction simultanée à la capture d'un électron, conformément à l'analyse des résultats proposée.

L'ensemble de ces résultats ouvre de nombreuses perspectives quant à la poursuite du travail autour de la mesure de bruit électronique dans les composants photovoltaïques à l'IMEP-LaHC. En premier lieu, il apparaît essentiel de poursuivre la logique de multiplication et de diversification des technologies PV étudiées, mise en place au cours de ce travail. Cette approche permettra d'améliorer considérablement la compréhension des mécanismes de fluctuations dans les composants PV et d'identifier un ensemble de signatures de bruit élémentaires. Elle pourra également favoriser une utilisation plus courante et accessible de la méthode. Notamment, l'analyse du bruit électronique dans les structures tandem à base de matériaux III-V, évoquées en chapitre 3, a montré des résultats préliminaires particulièrement prometteurs. Une étude du bruit électronique dans des cellules à base de pérovskites développées à l'IPVF (Institut Photovoltaïque d'Île-de-France) a également été prévue. Dans ces structures particulièrement instables en courant, le bruit électronique peut apporter des informations décisives pour la compréhension des phénomènes de transport des porteurs de charge, ainsi que des mécanismes de dégradation. Les mesures de bruit électronique dans ces divers échantillons seront réalisées au cours d'une seconde thèse ayant débuté en octobre 2023 dans le prolongement du travail présenté dans ce manuscrit.

En outre, cette seconde thèse sera dédiée à la mesure de bruit électronique dans les composants PV sous éclairage. L'illumination apparaît en effet comme un paramètre d'étude indispensable dans le cas d'échantillons photo-sensibles. Il est vraisemblable qu'elle modifie profondément le comportement dynamique des échantillons. Par ailleurs la lumière

peut être utilisée comme un second degré de liberté pour la caractérisation, pouvant permettre une compréhension d'autant plus précise des sources de fluctuations.

Enfin, le travail réalisé au cours de cette thèse a montré que le bruit électronique pouvait apporter des informations inédites pour la caractérisation des cellules PV. Toutefois, il apparaît important afin d'exploiter au mieux ces informations, de coupler davantage cet outil avec des méthodes de caractérisation additionnelles. En particulier, les outils de cartographie, dont l'utilisation est assez répandue dans le domaine du photovoltaïque, pourront apporter à l'analyse des éléments complémentaires à celles fournies par le bruit électronique.

Annexe A

Annexes

A.1 Modélisations du bruit découlant des effets tunnel

Le courant tunnel peut être exprimé d'après le modèle de Fowler-Nordheim [163] par :

$$I = C_1 V^2 \exp\left(-\frac{C_2}{V}\right) \quad (\text{A.1})$$

où :

$$\begin{cases} C_1 = \frac{q^3 m_{eff} S}{8\pi m_{diel} h q \Phi_1 t_{ox}^2} \\ C_2 = \frac{4 t_{ox} \sqrt{2 m_{diel} (q \Phi_1)^3}}{3 \hbar q} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

avec S la surface de conduction tunnel, Φ_1 la hauteur de la barrière de potentiel, m_{eff} et m_{diel} les masses effectives des électrons dans le semiconducteur et l'oxyde respectivement et t_{ox} l'épaisseur de la couche d'oxyde.

Deux expressions relativement proches sont obtenues en supposant que le bruit mesuré résulte de fluctuations de la hauteur de la barrière de potentiel Φ_1 ou de l'épaisseur d'oxyde t_{ox} . Le détail des calculs permettant d'obtenir ces expressions est présenté dans cette annexe.

A.1.1 Fluctuations de la hauteur de barrière

Cette section détaille le calcul menant à l'équation décrivant les variations en tension de la PSD à 1 Hz dans le cas de fluctuations de la hauteur de la barrière de potentiel Φ_1 . En posant :

$$\begin{cases} A = C_1 \Phi_1 \\ B = C_2 \Phi_1^{-3/2} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

la dérivée partielle du courant par rapport à Φ_1 est égale à :

$$\frac{\partial I}{\partial \Phi_1} = -AV^2 \exp\left(\frac{-B}{V}\Phi_1^{3/2}\right) \times \left(\frac{1}{\Phi_1^2} + \frac{3B}{2V\sqrt{\Phi_1}}\right) \quad (\text{A.4})$$

Il en découle :

$$S_I = \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi_1}\right)^2 S_{\Phi_1} \quad (\text{A.5})$$

$$= A^2V^4 \exp\left(\frac{-2B}{V}\Phi_1^{3/2}\right) \times \left(\frac{1}{\Phi_1^2} + \frac{3B}{2V\sqrt{\Phi_1}}\right)^2 S_{\Phi_1} \quad (\text{A.6})$$

$$= A^2V^4 \exp\left(\frac{-2B}{V}\Phi_1^{3/2}\right) \left(\frac{1}{\Phi_1^2} + \frac{3B}{V\Phi_1^{1/2}} + \frac{9B^2\Phi_1}{4V^2}\right) \frac{S_{\Phi_1}}{\Phi_1^2} \quad (\text{A.7})$$

$$= C_1^2V^2 \exp\left(\frac{-2C_2}{V}\right) \left(V^2 + 3C_2V + \frac{9}{4}C_2^2\right) \frac{S_{\Phi_1}}{\Phi_1^2} \quad (\text{A.8})$$

A.1.2 Fluctuations de l'épaisseur d'oxyde

Cette section détaille le calcul menant à l'équation décrivant les variations attendues en tension de la PSD à 1 Hz dans le cas de fluctuations de l'épaisseur d'oxyde t_{ox} . En posant :

$$\begin{cases} A = C_1 t_{ox}^2 \\ B = \frac{C_2}{t_{ox}} \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

la dérivée partielle du courant par rapport à t_{ox} est égale à :

$$\frac{\partial I}{\partial t_{ox}} = -AV^2 \exp\left(\frac{-B}{V}t_{ox}\right) \times \left(\frac{2}{t_{ox}^3} + \frac{B}{Vt_{ox}^2}\right) \quad (\text{A.10})$$

Il en découle :

$$S_I = \left(\frac{\partial I}{\partial t_{ox}}\right)^2 S_{t_{ox}} \quad (\text{A.11})$$

$$= A^2V^4 \exp\left(\frac{-2B}{V}t_{ox}\right) \times \left(\frac{2}{t_{ox}^3} + \frac{B}{Vt_{ox}^2}\right)^2 S_{t_{ox}} \quad (\text{A.12})$$

$$= A^2V^4 \exp\left(\frac{-2B}{V}t_{ox}\right) \times \frac{1}{t_{ox}^2} \left(\frac{4}{t_{ox}^2} + \frac{4B}{t_{ox}V} + \frac{B^2}{V^2}\right) \frac{S_{t_{ox}}}{t_{ox}^2} \quad (\text{A.13})$$

$$= C_1^2V^2 \exp\left(\frac{-2C_2}{V}\right) (4V^2 + 4C_2V + C_2^2) \frac{S_{t_{ox}}}{t_{ox}^2} \quad (\text{A.14})$$

Publications et conférences

Liste des publications

- Chloé Wulles, Quentin Rafhay, Thibaut Desrues, Anne Kaminski, and Christoforos Theodorou. Parasitic oscillation in the low-frequency noise characterization of solar cells. *Solid State Electronics*, 194 :108327, 2022.
- Chloé Wulles, Quentin Rafhay, Thibaut Desrues, Anne Kaminski, and Christoforos Theodorou. Probing hidden conduction mechanisms in diced silicon solar cells by low frequency noise analysis. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 256 :112344, 2023.

Participation aux conférences nationales et internationales

- Chloé Wulles, Christoforos Theodorou, Quentin Rafhay, Thibaut Desrues, Anne Kaminski. La mesure de bruit électronique de basse fréquence comme outil de caractérisation avancée des cellules photovoltaïques, *Journées Nationales du PhotoVoltaire (JNPV)* , 2021, Dourdan, France
- Chloé Wulles, Quentin Rafhay, Thibaut Desrues, Anne Kaminski, Christoforos Theodorou. Parasitic oscillation in the low-frequency noise characterization of solar cells, *Joint International EuroSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon (EuroSOI-ULIS)* , 2022, Udine, Italie
- Alexandra Diaz, Chloé Wulles, Christoforos Theodorou, Anne Kaminski, Quentin Rafhay. Impact of the light source on the low frequency noise of photoresistor and photodiode under illumination, *50th International Conference on Noise and Fluctuation (ICNF)* , 17-20 oct 2023, Grenoble, France

Table des figures

1.1	Diagramme de bandes d'énergie dans un matériau semiconducteur et représentation de la fonction de la fonction de Fermi	8
1.2	Diagrammes de bandes d'énergie correspondants à des dopages de type p et n	8
1.3	Jonction p-n asymétrique	9
1.4	Diagrammes de bandes simplifiés d'une jonction p-n à l'équilibre, et en polarisations directe et inverse	10
1.5	Processus de génération optique d'une paire électron-trou.	11
1.6	Structure élémentaire d'une cellule solaire en silicium	12
1.7	Allure de la caractéristique courant-tension observée dans une cellule solaire	13
1.8	Processus de recombinaisons dans les semiconducteurs	16
1.9	Circuit équivalent du modèle à double diode	18
1.10	Historique des améliorations apportées à la cellule solaire en silicium cristallin	22
1.11	Allures des densités spectrales de puissance d'un spectre lorentzien et d'un bruit de flicker	28
1.12	Allure temporelle et histogramme d'un signal présentant un bruit télégraphique à deux niveaux	29
1.13	Représentation du piégeage électronique à l'interface entre l'oxyde de grille et le canal de conduction d'un composant MOSFET	31
1.14	Représentation des proportions des diverses technologies PV faisant l'objet des études de bruit électronique de basse fréquence évoquées dans cette section	34
2.1	Station sous pointes	38
2.2	Circuits électriques équivalents à la mesure à 2 contacts et 4 contacts . . .	39
2.3	Circuits électriques équivalents à la mesure à 3 contacts réalisée à l'aide de l'analyseur <i>Agilent B1500A</i>	40
2.4	Caractéristiques courant-tension obtenues à partir d'une cellule de type Al-BSF en configuration à deux ou trois contacts	40
2.5	Résumé des étapes et des opérations de l'algorithme d'ajustement des courbes statiques selon le modèle à double diode	42
2.6	Représentation des diverses contributions du modèle à double diode sur une mesure typique de caractéristique courant-tension	43

2.7	Représentation simplifiée de la chaîne de traitement du signal de l'équipement NOISYS	46
2.8	Principe d'acquisition de la densité spectrale de puissance moyennée du courant	47
2.9	Niveau de bruit blanc introduit par le système de mesure pour chacune des gammes d'acquisition	48
2.10	Installation de mesures de bruit électronique	50
2.11	Phénomène d'oscillation parasite observé dans les domaines fréquentiel et temporel sur une cellule solaire de type Al-BSF de 6,25 cm ²	51
2.12	Variation de la fréquence de résonance avec la sensibilité de la mesure . . .	52
2.13	Principe de compensation via une capacité	53
2.14	Diagrammes d'amplitude et de phase des fonctions de transfert H_1 et H_2 pour diverses valeurs de capacités	54
2.15	Impact de la surface des échantillons sur les paramètres de la résonance .	55
2.16	Impact de la résistance série sur l'amplitude de l'oscillation	56
2.17	Circuit équivalent à l'opération de conversion courant-tension	57
2.18	Densités spectrales de puissance à diverses polarisations et fréquence de l'oscillation parasite en fonction de la résistance dynamique	58
2.19	Phénomène perturbatif non identifié apparaissant à basse fréquence, observé sur une diode en silicium de 40 000 µm ² de surface	59
2.20	Méthode d'analyse du niveau de bruit 1/f	61
3.1	Ensemble des échantillons étudiés	66
3.2	Étapes de fabrication des cellules photovoltaïques Al-BSF produites sur plaques de 2"	68
3.3	Représentation d'une vue en coupe des cellules Al-BSF développées au laboratoire INES du CEA-Liten	69
3.4	Découpes laser des cellules Al-BSF selon les formats présentés dans le tableau 3.1	69
3.5	Représentation d'une vue en coupe de la structure à hétérojonction CAR-LAH développée au laboratoire INES du CEA-Liten	70
3.6	Utilisation sous concentration optique des cellules à triple jonction InGaP/InGaAs/Ge et représentation du rayonnement solaire	72
3.7	Structure des plaques sans couche de SiNH	73
3.8	Exemple de motifs intégrés au masque conçu pour le dépôt d'électrodes métalliques sur les couches de silicium polycristallin	75
3.9	Exemples de motifs présents sur le masque à deux niveaux dédié au dépôt d'électrodes sur les couches de PolySi recouvertes de SiNH	76
3.10	Processus de dépôt des électrodes métalliques sur les échantillons disposant, ou non, d'une couche de SiNH	77
3.11	Représentation d'une vue en coupe des diodes produites durant la thèse; deux diodes de largeur différente sont visibles	78
3.12	Extrait du plan du masque mis au point pour la fabrication des diodes . .	81

3.13	Étapes de fabrication des diodes produites au cours de la thèse	82
4.1	Caractéristiques courant-tension obtenues sur une série d'électrodes de largeur variable	86
4.2	Résistances tracées en fonction de l'inverse de la largeur des électrodes W pour l'échantillon P_3 et l'échantillon P_4	87
4.3	Densités spectrales de puissance à diverses polarisations et valeurs extraites à 20 Hz tracées en fonction du courant	88
4.4	Valeurs du coefficient de proportionnalité entre l'amplitude du bruit $1/f$ et le carré du courant	90
4.5	Représentations des propriétés des diodes situées sur les plaques a , b , c , et d	91
4.6	Caractéristiques courant-tension pour l'ensemble des diodes	93
4.7	Caractéristique courant-tension pour l'échantillon d_1 ajustée à l'aide du modèle à double diode	95
4.8	Densité spectrale de puissance mesurée à diverses polarisations dans l'échantillon d_1	96
4.9	Valeurs des densités spectrales de puissance extraites à 300 Hz en fonction du courant pour l'ensemble des diodes	96
4.10	Valeurs de la densité spectrale de puissance à 300 Hz dans l'échantillon d_1 en fonction de la tension et du courant	98
4.11	Valeurs de S_{R_S} à 300 Hz en fonction de la résistance série R_S pour l'ensemble des diodes	100
4.12	Densité spectrale de puissance à 300 Hz en fonction de la tension pour les échantillons a_1 , b_3 , c_2 et d_2	101
4.13	Densité spectrale de puissance mesurée à diverses polarisations dans les échantillons a_1 et b_3	102
4.14	Caractéristique courant-tension de la diode a_1 et densité spectrale de puissance à 300 Hz en fonction du courant dans l'échantillon a_1	103
5.1	Caractéristiques statiques des échantillons Al-BSF	108
5.2	Valeurs des densités spectrales de puissance à 100 Hz en fonction de la tension pour l'ensemble des échantillons	110
5.3	Caractéristique courant-tension en polarisation directe et inverse et densités spectrales de puissance mesurées entre 6 mV et 420 mV pour l'échantillon E^*	110
5.4	Valeurs des densités spectrales de puissance à 100 Hz en fonction de la tension et du courant pour l'échantillon E^*	111
5.5	Représentation de trois types de défauts structuraux pouvant induire des courants de fuite ohmiques dans les cellules solaires Al-BSF découpées au laser	112
5.6	Densités spectrales de puissance à 100 Hz en fonction de la tension et du courant pour l'échantillon D^*	114
5.7	Représentation d'une découpe laser ayant induit la formation d'une couche de silicium polycristallin ou amorphe, ainsi que des fines couches d'oxydes	115

5.8	Caractéristique courant-tension pour l'échantillon D* à 77 K et 300 K . . .	116
5.9	Diagramme de bande présentant l'effet Poole-Frenkel	119
5.10	Densités spectrales de puissance à diverses tensions allant de 6 mV à 498 mV pour l'échantillon C* et valeurs du coefficient γ relatif au bruit de Flicker entre 10 et 150 Hz	120
5.11	Densités spectrales de puissance à 100 Hz en fonction de la tension et du courant pour l'échantillon C*	121
5.12	Caractéristique courant-tension pour l'échantillon C* ; le courant est approché à partir de l'équation (5.12) prenant pour paramètres libres les valeurs données dans le tableau 5.1	122
5.13	Caractéristiques courant-tension obtenues à partir d'un échantillon de format A entre 77 K et 300 K (gauche) et logarithme népérien des valeurs du courant à 100 mV et 300 mV en fonction de $q/k_B T$ (droite)	123
5.14	Caractéristique courant-tension en polarisation inverse	125
5.15	Courbes courant-temps acquises à 580 mV et 760 mV, et histogrammes respectifs	126
5.16	Histogrammes du courant à diverses polarisations ; la disparition du bruit télégraphique lié à l'action de P_1 est visible sur l'acquisition dynamique à 1 V	128
5.17	Somme des occurrences du niveau inférieur du courant N_{down} pour le piège P_1 normalisée par la somme des occurrences du niveau supérieur du courant N_{up} , en fonction de la tension	129
5.18	Diagramme de bandes équivalent de la cellule CARLAH	130
5.19	Rapport de ΔI sur I en pourcent pour les diverses tensions d'acquisition .	131

Liste des tableaux

1.1	Résumé des diverses signatures de bruit électroniques évoquées dans cette section	29
2.1	Intervalle de fréquences mesurables en fonction de la sensibilité de chaque gamme d'acquisition de l'appareil de mesures NOISYS	49
3.1	Formats des échantillons Al-BSF découpés	70
3.2	Formats des découpes des cellules CARLAH clivées puis passivées	71
3.3	Désignation des échantillons à base de polysilicium en fonction de leurs propriétés	78
3.4	Paramètres de dopage de d'épaisseur des substrats choisis	79
3.5	Estimation de la longueur de diffusion des électrons à 300 K dans le silicium dopé p	80
3.6	Propriétés de l'ensemble des plaques produites à l'issue du travail de fabrication en salle blanche	83
4.1	Estimation de la largeur effective W_{eff} d'une série d'électrodes espacées de 10 μm déposées sur l'échantillon P_4	87
4.2	Valeurs des surfaces et des périmètres pour l'ensemble des diodes considérées	92
4.3	Ordres de grandeur des valeurs de résistance parallèle observées dans les diodes des plaques a , b , c et d	94
4.4	Valeurs des paramètres utilisées pour modéliser le comportement statique de l'échantillon d_1	95
5.1	Valeurs des paramètres utilisés pour modéliser le comportement statique de l'échantillon C^* à partir de l'équation (5.12)	121

Acronymes et abréviations

Al-BSF *Aluminum Back Surface Field*

CARLAH *Conductive and Anti-Reflective Layers for Advanced high temperature Heterojunction solar cells*

CPV Photovoltaïque à concentration

II-VI Matériaux composés d'un ou plusieurs éléments des colonnes II et VI du tableau périodique

III-V Matériaux composés d'un ou plusieurs éléments des colonnes III et V du tableau périodique

LED *Light-emitting diode*

PolySi Silicium polycristallin

PSD Densité spectrale de puissance - *Power Spectral Density*

PV Photovoltaïque

SRH Shockley-Read-Hall

TOPCon *Tunnel Oxide Passivated Contact*

ZCE Zone de charge d'espace

Bibliographie

- [1] GIEC. Rapport de synthèse du giec 2023, 2023. URL <https://climat.be/changements-climatiques/changements-observees/rapports-du-giec/2023-rapport-de-synthese>.
- [2] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). Ipcc working group iii – mitigation of climate change, annex iii : Technology-specific cost and performance parameters - table a.iii.2 (emissions of selected electricity supply technologies (gco2eq/kwh)). page 1335, 2014. URL https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/02/ipcc_wg3_ar5_annex-iii.pdf. Archived (PDF) from the original on 14 December 2018. Retrieved 14 December 2018.
- [3] Ministère de la Transition Écologique (France). Bilan Énergétique de la france, 2021. URL <https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/edition-numerique/chiffres-cles-energie-2021/6-bilan-energetique-de-la-france>.
- [4] Assma Maad. À quel point la france est-elle dépendante de l'uranium nigérien?, août 2023. URL https://www.lemonde.fr/les-decodeurs/article/2023/08/03/a-quel-point-la-france-est-elle-dependante-de-l-uranium-nigerien_6184374_4355770.html.
- [5] International Energy Agency (IEA). France - country page, Year of Access. URL <https://www.iea.org/countries/france>.
- [6] Ministère de la transition énergétique. Chiffres clés des énergies renouvelables. https://www.ecologie.gouv.fr/sites/default/files/CGDD_A6_CHIFFRES_CLES_EnR_2022_v3_010922_GB_signets.pdf, 2022. Accès en Août 2022.
- [7] EurObserv'ER. Baromètre photovoltaïque 2023 [archive]. mai 2023. URL <file:///C:/Users/wullesc/Downloads/EurObservER-Barometre-photovoltaïque-20230530.pdf>. Document PDF.
- [8] Mehreen Gul, Yash Kotak, and Tariq Muneer. Review on recent trend of solar photovoltaic technology. *Energy Exploration & Exploitation*, 34(4) :485–526, 2016.
- [9] Henry Mathieu and Hervé Fanet. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques-6ème édition : Cours et exercices corrigés*. Dunod, 2009.

- [10] Hei Wong. Low-frequency noise study in electron devices : review and update. *Microelectronics Reliability*, 43(4) :585–599, 2003.
- [11] Giovanni Landi, Sergio Pagano, Heinz Christoph Neitzert, Costantino Mauro, and Carlo Barone. Noise spectroscopy : A tool to understand the physics of solar cells. *Energies*, 16(3) :1296, 2023.
- [12] Duckhyung Cho, Taehyun Hwang, Dong-guk Cho, Byungwoo Park, and Seunghun Hong. Photoconductive noise microscopy revealing quantitative effect of localized electronic traps on the perovskite-based solar cell performance. *Nano Energy*, 43 :29–36, 2018.
- [13] Kevin Davenport, Fei Zhang, Mark Hayward, Logan Draper, Kai Zhu, and Andrey Rogachev. An analysis of carrier dynamics in methylammonium lead triiodide perovskite solar cells using cross correlation noise spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 116(25) :253902, 2020.
- [14] Raj Jayaraman and Charles G Sodini. A 1/f noise technique to extract the oxide trap density near the conduction band edge of silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 36(9) :1773–1782, 1989.
- [15] Gordon Davies. *Properties and growth of diamond*. Inst of Engineering & Technology, 1994.
- [16] DA Evans, Andy G McGlynn, Brian M Towlson, Matt Gunn, D Jones, Tudor E Jenkins, Rudi Winter, and Nigel RJ Poolton. Determination of the optical band-gap energy of cubic and hexagonal boron nitride using luminescence excitation spectroscopy. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 20(7) :075233, 2008.
- [17] Simon M Sze, Yiming Li, and Kwok K Ng. *Physics of semiconductor devices*. John wiley & sons, 2021.
- [18] William Shockley and Hans J Queisser. Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells. *Journal of applied physics*, 32(3) :510–519, 1961.
- [19] Am1.5 solar spectra. <https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra-am1.5.html>. Accessed : [2023].
- [20] Sven Rühle. Tabulated values of the shockley–queisser limit for single junction solar cells. *Solar energy*, 130 :139–147, 2016.
- [21] Armin Richter, Martin Hermle, and Stefan W Glunz. Reassessment of the limiting efficiency for crystalline silicon solar cells. *IEEE journal of photovoltaics*, 3(4) :1184–1191, 2013.
- [22] J Trube, M Fischer, G Erfert, CC Li, P Ni, M Woodhouse, P Li, A Metz, I Saha, R Chen, et al. International technology roadmap for photovoltaic (itrpv). *VDMA photovoltaic equipment*, 24 :77–97, 2018.
- [23] Sébastien Dubois. *Influence des interactions impureté-défaut et impureté-impureté sur le rendement de conversion des cellules photovoltaïques au silicium cristallin*. PhD thesis, Aix-Marseille 3, 2007.

- [24] Abdelaziz Ahaitouf. Etude des effets des irradiations neutron sur des structures mos, technologie n-mos, par spectroscopie dlts et mesures capacitives. *Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique, Université de Metz, France*, 1999.
- [25] Chih-Tang Sah, Robert N Noyce, and William Shockley. Carrier generation and recombination in pn junctions and pn junction characteristics. *Proceedings of the IRE*, 45(9) : 1228–1243, 1957.
- [26] Georgy M Smirnov and John E Mahan. Distributed series resistance in photovoltaic devices; intensity and loading effects. *Solid-State Electronics*, 23(10) :1055–1058, 1980.
- [27] Leopoldo B Valdes. Resistivity measurements on germanium for transistors. *Proceedings of the IRE*, 42(2) :420–427, 1954.
- [28] Charles Edgar Fritts. On the fritts selenium cells and batteries. *Journal of the Franklin Institute*, 119(3) :221–232, 1885.
- [29] Daryl M Chapin, Calvin S Fuller, and Gerald L Pearson. A new silicon p-n junction photocell for converting solar radiation into electrical power. *Journal of applied physics*, 25(5) :676–677, 1954.
- [30] International Energy Agency. Renewables 2020 : Analysis and forecast to 2025 - solar pv. Technical report, International Energy Agency, 2020. URL <https://www.iea.org/reports/renewables-2020/solar-pv>.
- [31] Neeraj Kant and Pushpendra Singh. Review of next generation photovoltaic solar cell technology and comparative materialistic development. *Materials Today : Proceedings*, 56 :3460–3470, 2022.
- [32] National Renewable Energy Laboratory. Record Efficiencies Chart. 2022. URL <https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.html>. Accessed : 2022-04-05.
- [33] GL Pearson. Conversion of solar to electrical energy. *American Journal of Physics*, 25(9) : 591–598, 1957.
- [34] Martin Wolf. Limitations and possibilities for improvement of photovoltaic solar energy converters : Part i : Considerations for earth’s surface operation. *Proceedings of the IRE*, 48(7) :1246–1263, 1960.
- [35] J Lindmayer and JF Allison. The violet cell : an improved silicon solar cell. *Solar cells*, 29 (2-3) :151–166, 1990.
- [36] J Haynos, J Allison, R Arndt, and A Meulenbergh. The comsat nonreflective silicon solar cell : a second generation improved cell. In *Int. Conf. on Photovoltaic Power Generation*, volume 25, 1974.
- [37] Martin A Green, AW Blakers, and CR Osterwald. Characterization of high-efficiency silicon solar cells. *Journal of applied physics*, 58(11) :4402–4408, 1985.

- [38] Andrew W Blakers, Aihua Wang, Adele M Milne, Jianhua Zhao, and Martin A Green. 22.8% efficient silicon solar cell. *Applied Physics Letters*, 55(13) :1363–1365, 1989.
- [39] Jianhua Zhao, Aihua Wang, and Martin A Green. 24· 5% efficiency silicon pert cells on mcz substrates and 24· 7% efficiency perl cells on fz substrates. *Progress in photovoltaics : research and applications*, 7(6) :471–474, 1999.
- [40] Keiichiro Masuko, Masato Shigematsu, Taiki Hashiguchi, Daisuke Fujishima, Motohide Kai, Naoki Yoshimura, Tsutomu Yamaguchi, Yoshinari Ichihashi, Takahiro Mishima, Naoteru Matsubara, et al. Achievement of more than 25% conversion efficiency with crystalline silicon heterojunction solar cell. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 4(6) :1433–1435, 2014.
- [41] Hao Lin, Miao Yang, Xiaoning Ru, Genshun Wang, Shi Yin, Fuguo Peng, Chengjian Hong, Minghao Qu, Junxiong Lu, Liang Fang, et al. Silicon heterojunction solar cells with up to 26.81% efficiency achieved by electrically optimized nanocrystalline-silicon hole contact layers. *Nature Energy*, pages 1–11, 2023.
- [42] Stefan W Glunz, Frank Feldmann, Armin Richter, M Bivour, C Reichel, H Steinkemper, J Benick, and M Hermle. The irresistible charm of a simple current flow pattern–25% with a solar cell featuring a full-area back contact. In *Proceedings of the 31st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, pages 259–263. München WIP, 2015.
- [43] Felix Haase, Christina Hollemann, Sören Schäfer, Agnes Merkle, Michael Rienäcker, Jan Krügener, Rolf Brendel, and Robby Peibst. Laser contact openings for local poly-si-metal contacts enabling 26.1%-efficient polo-ibc solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 186 :184–193, 2018.
- [44] Martin A Green. Thin-film solar cells : review of materials, technologies and commercial status. *Journal of Materials Science : Materials in Electronics*, 18 :15–19, 2007.
- [45] Fraunhofer Institute for Solar Energy Systems ISE. Photovoltaics Report. Technical report, Fraunhofer Institute for Solar Energy Systems ISE, 2021. URL <https://www.ise.fraunhofer.de/content/dam/ise/en/documents/publications/studies/Photovoltaics-Report.pdf>.
- [46] AR Gobat, MF Lamorte, and GW McIver. Characteristics of high-conversion-efficiency gallium-arsenide solar cells. *IRE Transactions on military electronics*, MIL-6(1) :20–27, 1962.
- [47] Martin A Green, Anita Ho-Baillie, and Henry J Snaith. The emergence of perovskite solar cells. *Nature photonics*, 8(7) :506–514, 2014.
- [48] Nam-Gyu Park. Perovskite solar cells : an emerging photovoltaic technology. *Materials today*, 18(2) :65–72, 2015.
- [49] Jiazheng Wang, Yuchen Qi, Haofeng Zheng, Ruilong Wang, Siyou Bai, Yanan Liu, Qi Liu, Jin Xiao, Dechun Zou, and Shaocong Hou. Advancing vapor-deposited perovskite solar cells via machine learning. *Journal of Materials Chemistry A*, 2023.

- [50] Jean-Michel Nunzi. Organic photovoltaic materials and devices. *Comptes Rendus Physique*, 3(4) :523–542, 2002.
- [51] Nieves Espinosa, Alexis Laurent, Gisele A dos Reis Benatto, Markus Hösel, and Frederik C Krebs. Which electrode materials to select for more environmentally friendly organic photovoltaics ? *Advanced Engineering Materials*, 18(4) :490–495, 2016.
- [52] Jianqiu Wang, Yafei Wang, Pengqing Bi, Zhihao Chen, Jiawei Qiao, Jiayao Li, Wenxuan Wang, Zhong Zheng, Shaoqing Zhang, Xiaotao Hao, et al. Binary organic solar cells with 19.2% efficiency enabled by solid additive. *Advanced Materials*, page 2301583, 2023.
- [53] Priscila Gonçalves Vasconcelos Sampaio and Mario Orestes Aguirre González. A review on organic photovoltaic cell. *International Journal of Energy Research*, 46(13) :17813–17828, 2022.
- [54] Michael Grätzel. Dye-sensitized solar cells. *Journal of photochemistry and photobiology C : Photochemistry Reviews*, 4(2) :145–153, 2003.
- [55] Illan J Kramer and Edward H Sargent. The architecture of colloidal quantum dot solar cells : materials to devices. *Chemical reviews*, 114(1) :863–882, 2014.
- [56] Patrick Schygulla, Ralph Müller, David Lackner, Oliver Höhn, Hubert Hauser, Benedikt Bläsi, Felix Predan, Jan Benick, Martin Hermle, Stefan W Glunz, et al. Two-terminal iii–v//si triple-junction solar cell with power conversion efficiency of 35.9% at am1. 5g. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 30(8) :869–879, 2022.
- [57] Patrick Schygulla, Paul Beutel, Stefan Heckelmann, Oliver Höhn, Malte Klitzke, Jonas Schön, Eduard Oliva, Felix Predan, Michael Schachtner, Gerald Siefert, et al. Quadruple junction solar cell with 47.6% conversion efficiency under concentration. 2022.
- [58] Justyna Pastuszak and Paweł Węgierek. Photovoltaic cell generations and current research directions for their development. *Materials*, 15(16) :5542, 2022.
- [59] Bhuwan Pratap Singh, Sunil Kumar Goyal, and Prakash Kumar. Solar pv cell materials and technologies : Analyzing the recent developments. *Materials Today : Proceedings*, 43 :2843–2849, 2021. ISSN 2214-7853. doi : <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2021.01.003>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214785321000146>. CRMSC-2021.
- [60] Alexander C Killam, Joseph F Karas, André Augusto, and Stuart G Bowden. Monitoring of photovoltaic system performance using outdoor suns-voc. *Joule*, 5(1) :210–227, 2021.
- [61] Jan Gilot, Martijn M Wienk, and René AJ Janssen. Optimizing polymer tandem solar cells. *Advanced Materials*, 22(8) :E67–E71, 2010.
- [62] Roderick CI MacKenzie, Christopher G Shuttle, Michael L Chabinyc, and Jenny Nelson. Extracting microscopic device parameters from transient photocurrent measurements of p3ht : Pcbm solar cells. *Advanced Energy Materials*, 2(6) :662–669, 2012.

- [63] PR Edwards, SA Galloway, and K Durose. Ebic and luminescence mapping of cdte/cds solar cells. *Thin Solid Films*, 361 :364–370, 2000.
- [64] Lubomir Skvarenina and Robert Macku. Noise and optical spectroscopy of single junction silicon solar cell. *Metrology and Measurement Systems*, 25(2), 2018.
- [65] Shimeng Yu, Rakesh Jeyasingh, Yi Wu, and H-S Philip Wong. Understanding the conduction and switching mechanism of metal oxide rram through low frequency noise and ac conductance measurement and analysis. In *2011 International Electron Devices Meeting*, pages 12–1. IEEE, 2011.
- [66] CWJ Beenakker and Christian Schonenberger. Quantum shot noise. *arXiv preprint cond-mat/0605025*, 2006.
- [67] Ya M Blanter and Markus Büttiker. Shot noise in mesoscopic conductors. *Physics reports*, 336(1-2) :1–166, 2000.
- [68] Walter Schottky. Small-shot effect and flicker effect. *Physical Review*, 28(1) :74, 1926.
- [69] V Mitin, L Reggiani, and L Varani. Generation-recombination noise in semiconductors. *Noise and fluctuations control in electronic devices*, pages 11–30, 2002.
- [70] Richard F Voss. 1/f (flicker) noise : A brief review. In *33rd Annual Symposium on Frequency Control*, pages 40–46. IEEE, 1979.
- [71] John B Johnson. The schottky effect in low frequency circuits. *Physical review*, 26(1) :71, 1925.
- [72] M Surdin. Fluctuations de courant thermionique et le «flicker effect». *Journal de Physique et le Radium*, 10(4) :188–189, 1939.
- [73] HC Montgomery. Electrical noise in semiconductors. *Bell System Technical Journal*, 31 (5) :950–975, 1952.
- [74] Alan Louis McWhorter et al. 1/f noise and related surface effects in germanium. MIT Lincoln Laboratory, 1955.
- [75] Friits N Hooge. 1/f noise is no surface effect. *Physics letters A*, 29(3) :139–140, 1969.
- [76] A Van Der Ziel. Flicker noise in semiconductors : Not a true bulk effect. *Applied Physics Letters*, 33(10) :883–884, 1978.
- [77] Martin Haartman and Mikael Östling. *Low-frequency noise in advanced MOS devices*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [78] Hei Wong. Low-frequency noise study in electron devices : review and update. *Microelectronics Reliability*, 43(4) :585–599, 2003.

- [79] O Breitenstein, JP Rakotoniaina, M Hejjo Al Rifai, and M Werner. Shunt types in crystalline silicon solar cells. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 12(7) : 529–538, 2004.
- [80] GL Pearson, HC Montgomery, and WL Feldmann. Noise in silicon p-n junction photocells. *Journal of Applied Physics*, 27(1) :91–92, 1956.
- [81] FJ Hyde. Measurement of noise spectra of a germanium pn junction diode. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 69(2) :231, 1956.
- [82] W Guggenbuehl and MJO Strutt. Theory and experiments on shot noise in semiconductor junction diodes and transistors. *Proceedings of the IRE*, 45(6) :839–854, 1957.
- [83] B Schneider and Mv JO Strutt. Theory and experiments on shot noise in silicon pn junction diodes and transistors. *Proceedings of the IRE*, 47(4) :546–554, 1959.
- [84] Aldert Van Der Ziel. On the noise spectra of semi-conductor noise and of flicker effect. *Physica*, 16(4) :359–372, 1950.
- [85] ST Hsu, DJ Fitzgerald, and AS Grove. Surface-state related 1/f noise in p-n junctions and mos transistors. *Applied Physics Letters*, 12(9) :287–289, 1968.
- [86] AS Grove and DJ Fitzgerald. Surface effects on pn junctions : Characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions. *Solid-State Electronics*, 9(8) :783–806, 1966.
- [87] Stephen P Tobin, Shigesato Iwasa, and Timothy J Tredwell. 1/f noise in (hg, cd) te photodiodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 27(1) :43–48, 1980.
- [88] DVn Kuksenkov, H Temkin, A Osinsky, R Gaska, and M Asif Khan. Low-frequency noise and performance of gan pn junction photodetectors. *Journal of applied physics*, 83(4) : 2142–2146, 1998.
- [89] TGM Kleinpenning. 1/f noise in p-n junction diodes. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 3(1) :176–182, 1985.
- [90] LKJ Vandamme, R Alabedra, and M Zommiti. 1/f noise as a reliability estimation for solar cells. *Solid-State Electronics*, 26(7) :671–674, 1983.
- [91] Zdenek Chobola. Noise as a tool for non-destructive testing of single-crystal silicon solar cells. *microelectronics Reliability*, 41(12) :1947–1952, 2001.
- [92] Apoorva Singh, Pabitra K Nayak, Suman Banerjee, Zhiping Wang, Jacob Tse-Wei Wang, Henry J Snaith, and KS Narayan. Insights into the microscopic and degradation processes in hybrid perovskite solar cells using noise spectroscopy. *Solar RRL*, 2(1) :1700173, 2018.
- [93] Hideaki Katsu, Yoshitaka Kawasaki, Ryo Yamada, and Hirokazu Tada. Low frequency noise in organic solar cells. In *2011 21st International Conference on Noise and Fluctuations*, pages 77–79. IEEE, 2011.

- [94] Kyle A Luck, Vinod K Sangwan, Patrick E Hartnett, Heather N Arnold, Michael R Wasielewski, Tobin J Marks, and Mark C Hersam. Correlated in situ low-frequency noise and impedance spectroscopy reveal recombination dynamics in organic solar cells using fullerene and non-fullerene acceptors. *Advanced Functional Materials*, 27(48) :1703805, 2017.
- [95] Lijun Li, Yang Shen, and Joe C Campbell. The impact of thermal annealing temperature on the low-frequency noise characteristics of p3ht : Pcbm bulk heterojunction organic solar cells. *Solar energy materials and solar cells*, 130 :151–155, 2014.
- [96] Szu Cheng Lai, Ming Fei Yang, Surani Bin Dolmanan, Lin Ke, and Xiao Wei Sun. Efficiency optimization on dye-sensitized solar cells with low-frequency noise analysis. *IEEE transactions on electron devices*, 57(9) :2306–2309, 2010.
- [97] PVV Jayaweera, PKDDP Pitigala, AGU Perera, and K Tennakone. 1/f noise and dye-sensitized solar cells. *Semiconductor science and technology*, 20(8) :L40, 2005.
- [98] G Landi, C Barone, C Mauro, HC Neitzert, and S Pagano. A noise model for the evaluation of defect states in solar cells. *Scientific reports*, 6(1) :29685, 2016.
- [99] Nikola Papež, Dinara Sobola, L’ubomír Škvarenina, Pavel Škarvada, Dušan Hemzal, Pavel Tofel, and Lubomír Grmela. Degradation analysis of gaas solar cells at thermal stress. *Applied Surface Science*, 461 :212–220, 2018.
- [100] C Barone, G Landi, A De Sio, HC Neitzert, and S Pagano. Thermal ageing of bulk heterojunction polymer solar cells investigated by electric noise analysis. *Solar energy materials and solar cells*, 122 :40–45, 2014.
- [101] TGM Kleinpenning, F Schurink, and JHC Van Der Veer. 1/f noise as a sensitive parameter in the life prediction testing of photovoltaic modules. *Solar cells*, 12(4) :363–370, 1984.
- [102] Pavel Koktavy and Robert Macku. Noise and optical activities of local defects in solar cells pn junctions. In *2011 21st International Conference on Noise and Fluctuations*, pages 405–408. IEEE, 2011.
- [103] G Landi, C Barone, C Mauro, HC Neitzert, and S Pagano. Noise spectroscopy as a tool for the characterization of perovskite, organic and silicon solar cells. In *AIP Conference Proceedings*, volume 2082, page 020001. AIP Publishing LLC, 2019.
- [104] Robert Macku and Pavel Koktavy. Study of solar cells defects via noise measurement. In *2008 31st International Spring Seminar on Electronics Technology*, pages 96–100. IEEE, 2008.
- [105] Robert Macku and Pavel Koktavy. Analysis of fluctuation processes in forward-biased solar cells using noise spectroscopy. *Physica status solidi (a)*, 207(10) :2387–2394, 2010.
- [106] Robert Macku, Pavel Koktavý, and Pavel Škarvada. Non-destructive characterization of micro-sized defects in the solar cell structure. In *Key Engineering Materials*, volume 465, pages 314–317. Trans Tech Publ, 2011.

- [107] R Macku, Jiri Sicner, and D Dallaeva. An experimentally based characterization of solar cell structure defects by means of noise and optical activities analysis. *Fracture Mechanics for Durability, Reliability and Safety*, pages 499–506, 2012.
- [108] Jiri Sicner, Robert Macku, Pavel Koktavy, and Vladimir Holcman. Noise and local diagnostics of laser notches on silicon solar cells. In *2013 22nd International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF)*, pages 1–4. IEEE, 2013.
- [109] Pavel Skarvada, Lubomir Skvarenina, Pavel Tomanek, Dinara Sobola, Robert Macku, Jitka Brustlova, Lubomir Grmela, and Steve Smith. Multiscale experimental characterization of solar cell defects. In *20th Slovak-Czech-Polish Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, volume 10142, pages 205–211. SPIE, 2016.
- [110] B Orsal, R Alabedra, and R Ruas. Low frequency noise as a control test for spacial solar panels. *Solar cells*, 18(1) :13–23, 1986.
- [111] Kevin Davenport, CT Trinh, Mark Hayward, Klaus Lips, and Andrey Rogachev. Relaxation processes in silicon heterojunction solar cells probed via noise spectroscopy. *Scientific Reports*, 11(1) :1–10, 2021.
- [112] AV Ermachikhin, YV Vorobyov, EP Trusov, and VG Litvinov. Investigation of hit solar cells low frequency noise characteristics. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 2103, page 012105. IOP Publishing, 2021.
- [113] JW Bishop. Microplasma breakdown and hot-spots in silicon solar cells. *Solar cells*, 26(4) :335–349, 1989.
- [114] L Skvarenina, R Macku, P Skarvada, A Gajdos, and J Sikula. Noise fluctuation changes related to edge deletion of thin-film cu (in, ga) se 2 solar cells. In *2017 International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF)*, pages 1–4. IEEE, 2017.
- [115] Jungil Lee, Byung-Yong Yu, Gerard Ghibaudo, Seong-Il Kim, and Ilki Han. Low-frequency noise of single junction gaas solar cell structure. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1129, pages 387–390. American Institute of Physics, 2009.
- [116] Qian Shen, Annie Ng, Zhiwei Ren, Huseyin Cem Gokkaya, Aleksandra B Djuricic, Juan Antonio Zapien, and Charles Surya. Characterization of low-frequency excess noise in ch₃nh₃pb₃i₃-based solar cells grown by solution and hybrid chemical vapor deposition techniques. *ACS applied materials & interfaces*, 10(1) :371–380, 2018.
- [117] C Barone, F Lang, C Mauro, G Landi, J Rappich, NH Nickel, B Rech, S Pagano, and HC Neitzert. Unravelling the low-temperature metastable state in perovskite solar cells by noise spectroscopy. *Scientific Reports*, 6(1) :34675, 2016.
- [118] Amrit Kumar Mishra and RK Shukla. Effect of humidity in the perovskite solar cell. *Materials Today : Proceedings*, 29 :836–838, 2020.

- [119] Vinod K Sangwan, Menghua Zhu, Sarah Clark, Kyle A Luck, Tobin J Marks, Mercouri G Kanatzidis, and Mark C Hersam. Low-frequency carrier kinetics in perovskite solar cells. *ACS applied materials & interfaces*, 11(15) :14166–14174, 2019.
- [120] Heinz C Neitzert. Noise characterization of perovskite solar cells. In *Oxide-based Materials and Devices IX*, volume 10533, pages 100–106. SPIE, 2018.
- [121] Ankit Kumar, Umesh Bansode, Satishchandra Ogale, and Atikur Rahman. Understanding the thermal degradation mechanism of perovskite solar cells via dielectric and noise measurements. *Nanotechnology*, 31(36) :365403, 2020.
- [122] Giovanni Landi, Heinz Christoph Neitzert, Carlo Barone, Costantino Mauro, Felix Lang, Steve Albrecht, Bernd Rech, and Sergio Pagano. Correlation between electronic defect states distribution and device performance of perovskite solar cells. *Advanced Science*, 4(10) :1700183, 2017.
- [123] Shen Qian, Annie Ng, Zhiwei Ren, and Charles Surya. Characterization of low-frequency excess noise in perovskite-based photovoltaic cells. In *2015 International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF)*, pages 1–4. IEEE, 2015.
- [124] K Kaku, AT Williams, BG Mendis, and C Groves. Examining charge transport networks in organic bulk heterojunction photovoltaic diodes using 1/f noise spectroscopy. *Journal of Materials Chemistry C*, 3(23) :6077–6085, 2015.
- [125] Mojtaba Joodaki and Majid Salari. Investigation of the tensile strain influence on flicker noise of organic solar cells under dark condition. *Organic Electronics*, 59 :230–235, 2018.
- [126] Monojit Bag, NS Vidhyadhiraja, and KS Narayan. Fluctuations in photocurrent of bulk heterojunction polymer solar cells—a valuable tool to understand microscopic and degradation processes. *Applied Physics Letters*, 101(4) :043903, 2012.
- [127] G Landi, C Barone, A De Sio, S Pagano, and HC Neitzert. Characterization of polymer : fullerene solar cells by low-frequency noise spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 102(22) : 223902, 2013.
- [128] L Cinà, A Reale, and A Di Carlo. Optical spectral resolved low frequency noise analysis of dye sensitized solar cells. In *2013 22nd International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF)*, pages 1–3. IEEE, 2013.
- [129] PVV Jayaweera, PKDDP Pitigala, MKI Seneviratne, AGU Perera, and K Tennakone. 1/f noise in dye-sensitized solar cells and nir photon detectors. *Infrared Physics & Technology*, 50(2-3) :270–273, 2007.
- [130] Yang Liu, Sheng Wang, and Lian-Mao Peng. Toward high-performance carbon nanotube photovoltaic devices. *Advanced Energy Materials*, 6(17) :1600522, 2016.
- [131] Mark A Cejer, Marketing Director, Jonathan L Tucker Sr, Lishan Weng, and Keithley Instruments. Choosing the optimal source measurement unit instrument for your test and measurement application. *Source measure unit*, 2013.

- [132] Keysight Technologies. *Model B1500A Data Sheet*. Keysight Technologies, 2023. URL <https://www.keysight.com/us/en/assets/7018-01289/data-sheets/5989-2785.pdf>. Consulté le 11 mai 2023.
- [133] MA Logan. An ac bridge for semiconductor resistivity measurements using a four-point probe. *Bell System Technical Journal*, 40(3) :885–919, 1961.
- [134] Randall F Barron and Gregory F Nellis. *Cryogenic heat transfer*. CRC press, 2017.
- [135] Qifeng Shan, David S Meygaard, Qi Dai, Jaehee Cho, E Fred Schubert, Joong Kon Son, and Cheolsoo Sone. Transport-mechanism analysis of the reverse leakage current in gainn light-emitting diodes. *Applied Physics Letters*, 99(25) :253506, 2011.
- [136] Ananth Ranganathan. The levenberg-marquardt algorithm. *Tutorial on LM algorithm*, 11 (1) :101–110, 2004.
- [137] A Kaminski, JJ Marchand, A Fave, and A Laugier. New method of parameters extraction from dark iv curve. In *Conference Record of the Twenty Sixth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1997*, pages 203–206. IEEE, 1997.
- [138] Chloé Wulles, Quentin Rafhay, Thibaut Desrues, Anne Kaminski, and Christoforos Theodorou. Parasitic oscillation in the low-frequency noise characterization of solar cells. *Solid-State Electronics*, 194 :108327, 2022.
- [139] Lutz von Wangenheim. On the barkhausen and nyquist stability criteria. *Analog integrated circuits and signal processing*, 66 :139–141, 2011.
- [140] Jerald Graeme. *Photodiode amplifiers : op amp solutions*. McGraw-Hill, Inc., 1995.
- [141] David Bertrand, Sylvain Manuel, Marc Pirot, Anne Kaminski-Cachopo, and Yannick Veschetti. Modeling of edge losses in al-bsf silicon solar cells. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 7(1) :78–84, 2016.
- [142] R Kom Kammeugne, Christoforos Theodorou, C Leroux, X Mescot, L Vauche, R Gwoziecki, S Becu, M Charles, E Bano, and G Ghibaudo. Thorough investigation of low frequency noise mechanisms in algan/gan and al₂o₃/gan hemts. In *2021 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pages 39–4. IEEE, 2021.
- [143] Richard A Schiebel. A model for 1/f noise in diffusion current based on surface recombination velocity fluctuations and insulator trapping. *IEEE transactions on electron devices*, 41(5) :768–778, 1994.
- [144] T Desrues, T Michel, JF Lerat, A Veau, A Lanterne, M Coig, F Milesi, F Mazen, F Torregrosa, L Roux, et al. High quality industrial phosphorus emitter doping obtained with innovative plasma immersion ion implantation (piii) processes. In *Proceeding 33rd Eur. Photovolt. Sol. Energy Conf. Exhib. Amsterdam*, pages 960–962, 2017.

- [145] Camille Oliveau, Thibaut Desrues, Adeline Lanterne, Charles Seron, Sylvain Rousseau, and Sébastien Dubois. Double-side integration of high temperature passivated contacts : Application to cast-mono si. In *2020 47th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, pages 1163–1166. IEEE, 2020.
- [146] Benoit Martel, Mickaël Albaric, Samuel Harrison, Franck Dhainaut, and Thibaut Desrues. Addressing separation and edge passivation challenges for high efficiency shingle heterojunction solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 250 :112095, 2023.
- [147] A Mercha, L Pichon, R Carin, K Mourgues, and O Bonnaud. Grain boundary trap passivation in polysilicon thin film transistor investigated by low frequency noise. *Thin Solid Films*, 383(1-2) :303–306, 2001.
- [148] MS Tyagi and R Van Overstraeten. Minority carrier recombination in heavily-doped silicon. *Solid-State Electronics*, 26(6) :577–597, 1983.
- [149] SM Sze and JC Irvin. Resistivity, mobility and impurity levels in gaas, ge, and si at 300 k. *Solid-State Electronics*, 11(6) :599–602, 1968.
- [150] Albert Van der Ziel. *Noise in solid state devices and circuits*. Wiley-Interscience, 1986.
- [151] Bruno Pellegrini. Noise of junction devices. *Physical Review B*, 38(12) :8279, 1988.
- [152] KAREL M van Vliet. Noise and admittance of the generation—recombination current involving srh centers in the space-charge region of junction devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 23(11) :1236–1246, 1976.
- [153] Sergey Bychikhin, D Pogany, LKJ Vandamme, Gaudenzio Meneghesso, and Enrico Zanoni. Low-frequency noise sources in as-prepared and aged gan-based light-emitting diodes. *Journal of Applied Physics*, 97(12), 2005.
- [154] N Dyakonova, SA Karandashev, ME Levinshtein, BA Matveev, and MA Remennyi. Low frequency noise in reverse biased double heterostructure p-inassbp/n-inas infrared photodiodes. *Semiconductor Science and Technology*, 35(7) :075010, 2020.
- [155] RJ Fonck, R Ashley, R Durst, SF Paul, and G Renda. Low-noise photodiode detector for optical fluctuation diagnostics. *Review of scientific instruments*, 63(10) :4924–4926, 1992.
- [156] S_M Johnson, DR Rhiger, JP Rosbeck, JM Peterson, SM Taylor, and ME Boyd. Effect of dislocations on the electrical and optical properties of long-wavelength infrared hgcdte photovoltaic detectors. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 10(4) :1499–1506, 1992.
- [157] Vishnu Gopal and Sudha Gupta. Contribution of dislocations to 1/f noise in mercury cadmium telluride infrared photovoltaic detectors. *Infrared physics & technology*, 48(1) : 59–66, 2006.
- [158] Subhajit Ghosh, Kai Fu, Fariborz Kargar, Sergey Rumyantsev, Yuji Zhao, and Alexander A Balandin. Low-frequency noise characteristics of gan vertical pin diodes—effects of design, current, and temperature. *Applied Physics Letters*, 119(24), 2021.

- [159] Subhajit Ghosh, Harshad Surdi, Fariborz Kargar, Franz A Koeck, Sergey Rumyantsev, Stephen Goodnick, Robert J Nemanich, and Alexander A Balandin. Excess noise in high-current diamond diodes. *Applied Physics Letters*, 120(6), 2022.
- [160] Chloé Wulles, Quentin Raffay, Thibaut Desrues, Anne Kaminski, and Christoforos Theodorou. Probing hidden conduction mechanisms in diced silicon solar cells by low frequency noise analysis. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 256 :112344, 2023.
- [161] O Breitenstein. Understanding shunting mechanisms in silicon cells : A review. In *Proc. 17th NREL Workshop Crystalline Silicon Sol. Cells Modules*, pages 61–70, 2007.
- [162] MD Abbott, T Trupke, HP Hartmann, R Gupta, and O Breitenstein. Laser isolation of shunted regions in industrial solar cells. *progress in Photovoltaics : Research and applications*, 15(7) :613–620, 2007.
- [163] ZA Weinberg. On tunneling in metal-oxide-silicon structures. *Journal of Applied Physics*, 53(7) :5052–5056, 1982.
- [164] Abdullah Yassine and Raif Hijab. Temperature dependence of gate current in ultra thin sio/sub 2/in direct-tunneling regime. In *1997 IEEE International Integrated Reliability Workshop Final Report (Cat. No. 97TH8319)*, pages 56–61. IEEE, 1997.
- [165] Yasuhisa Omura. Comprehensive understanding of field-dependent conduction mechanisms of sub-4-nm-thick post-soft-breakdown sio2 films. *Journal of Applied Physics*, 107(1), 2010.
- [166] AK Jonscher. Electronic properties of amorphous dielectric films. *Thin solid films*, 1(3) : 213–234, 1967.
- [167] J Kaspar, A Luft, S Nolte, M Will, and E Beyer. Laser helical drilling of silicon wafers with ns to fs pulses : Scanning electron microscopy and transmission electron microscopy characterization of drilled through-holes. *Journal of Laser Applications*, 18(2) :85–92, 2006.
- [168] JR Yeargan and HL Taylor. The poole-frenkel effect with compensation present. *Journal of Applied Physics*, 39(12) :5600–5604, 1968.
- [169] G Ottaviani, C Canali, C Jacoboni, A Alberigi Quaranta, and K Zanio. Hole mobility and poole-frenkel effect in cdte. *Journal of Applied Physics*, 44(1) :360–371, 1973.
- [170] Noble M Johnson and Chris G Van De Walle. Isolated monatomic hydrogen in silicon. In *Semiconductors and Semimetals*, volume 61, pages 13–23. Elsevier, 1999.
- [171] O Breitenstein, P Altermatt, K Ramspeck, MA Green, Jianhua Zhao, and A Schenk. Interpretation of the commonly observed iv characteristics of c-si cells having ideality factor larger than two. In *2006 IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conference*, volume 1, pages 879–884. IEEE, 2006.
- [172] MJ Uren, MJ Kirton, and S Collins. Anomalous telegraph noise in small-area silicon metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. *Physical Review B*, 37(14) :8346, 1988.

- [173] Vanek Jiri, Koktavy Pavel, Dolensky Jan, Vesely Ales, Chobola Zdenek, and Paracka Petr. Micro-plasma luminescence and signal noise used to solar cells defects diagnostic. In *AIP conference proceedings*, volume 1129, pages 641–644. American Institute of Physics, 2009.
- [174] Z Chobola. Impulse noise in silicon solar cells. *Microelectronics Journal*, 32(9) :707–711, 2001.
- [175] Zdenek Chobola, Lech Hasse, and Zbynek Ruvzicka. Measurement of low frequency noise of monocrystalline silicon solar cells. In *XVII IMEKO World Congress Metrology in the 3rd Millennium*, pages 783–785, 2003.
- [176] Eddy Simoen and Cor L Claeys. *Random telegraph signals in semiconductor devices*, volume 357. IOP publishing Bristol, 2016.
- [177] CM Chang, Steve S Chung, YS Hsieh, LW Cheng, CT Tsai, GH Ma, SC Chien, and SW Sun. The observation of trapping and detrapping effects in high-k gate dielectric mosfets by a new gate current random telegraph noise (ig-rtn) approach. In *2008 IEEE International Electron Devices Meeting*, pages 1–4. IEEE, 2008.
- [178] Ben Kaczer, Maria Toledano-Luque, Wolfgang Goes, Tibor Grassler, and Guido Groeseneken. Gate current random telegraph noise and single defect conduction. *Microelectronic Engineering*, 109 :123–125, 2013.
- [179] J Müllerová, S Jurečka, and P Šutta. Optical characterization of polysilicon thin films for solar applications. *Solar Energy*, 80(6) :667–674, 2006.
- [180] Terence KS Wong and Keyi Pei. Double heterojunction crystalline silicon solar cells : From doped silicon to dopant-free passivating contacts. In *Photonics*, volume 9, page 477. MDPI, 2022.
- [181] Heung-Jae Cho, Sanghoon Lee, Byung-Gook Park, and Hyungcheol Shin. Extraction of trap energy and location from random telegraph noise in gate leakage current (ig rtn) of metal–oxide semiconductor field effect transistor (mosfet). *Solid-state electronics*, 54(4) : 362–367, 2010.
- [182] NB Lukyanchikova, MV Petrichuk, NP Garbar, Eddy Simoen, and Cor Claeys. Impact of the free electron distribution on the random telegraph signal capture kinetics in submicron n-metal–oxide–semiconductor field-effect transistors. *Applied physics letters*, 73(17) :2444–2446, 1998.
- [183] M Schulz. Coulomb energy of traps in semiconductor space-charge regions. *Journal of applied physics*, 74(4) :2649–2657, 1993.