



**HAL**  
open science

# Caractérisation des cellules solaires à base de silicium par imagerie de luminescence

Daniel Ory

► **To cite this version:**

Daniel Ory. Caractérisation des cellules solaires à base de silicium par imagerie de luminescence. Chimie. Université Paris sciences et lettres, 2021. Français. NNT : 2021UPSLC003 . tel-04760004

**HAL Id: tel-04760004**

**<https://pastel.hal.science/tel-04760004v1>**

Submitted on 30 Oct 2024

**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.

**THÈSE DE DOCTORAT**  
**DE L'UNIVERSITÉ PSL**

Préparée à l'École Nationale Supérieure de Chimie de Paris

# Caractérisation des cellules solaires à base de silicium par imagerie de luminescence

Soutenue par

**Daniel ORY**

Le 25 mars 2021

Ecole doctorale n° 397

**Physique et Chimie des  
Matériaux**

Spécialité

**Chimie Physique**

## Composition du jury :

Nadine WITKOWSKI Professeur, INSP, Sorbonne-U	<i>Présidente</i>
Marcel PASQUINELLI Prof. émérite, Univ. Aix-Marseille	<i>Rapporteur</i>
Jean-Marie BLUET Professeur, INSA de Lyon	<i>Rapporteur</i>
Barbara BAZER-BACHI Chef de projet R&D, PHOTOWATT	<i>Examinatrice</i>
Jean-François GUILLEMOLES Directeur de recherche CNRS, IPVF	<i>Examineur</i>
Laurent LOMBEZ Chargé de recherche CNRS, INSA Toulouse	<i>Directeur de thèse</i>



*Bon ben ça, c'est fait.*

D. O.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Résumé</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>7</b>
<b>1. Cellules solaires photovoltaïques</b>	<b>11</b>
1.1. Principes de fonctionnement . . . . .	11
1.1.1. Absorption de la lumière . . . . .	12
1.1.2. Recombinaisons . . . . .	14
1.1.3. Structure, extraction des porteurs, jonction PN . . . . .	18
1.1.4. Transport dans la cellule . . . . .	21
1.1.5. Modélisation électrique . . . . .	22
1.1.6. J(V) et QE, deux caractérisations incontournables . . . . .	23
1.2. La luminescence des cellules solaires . . . . .	27
1.2.1. Généralités . . . . .	27
1.2.2. Relations de réciprocité . . . . .	29
1.2.3. Caractérisation par luminescence . . . . .	30
1.3. Les technologies de cellules solaires à base de silicium . . . . .	30
1.3.1. Les différents procédés d'obtention du silicium solaire . . . . .	31
1.3.2. Les différentes architectures . . . . .	33
<b>2. Imagerie de luminescence des cellules solaires</b>	<b>37</b>
2.1. Notions de radiométrie optique . . . . .	37
2.1.1. Nombre d'Ouverture et Ouverture Numérique . . . . .	37
2.1.2. Luminance, Intensité, Étendue géométrique . . . . .	39
2.1.3. Loi de Bouguer (1729) . . . . .	40
2.1.4. Flux reçu par un capteur d'imagerie . . . . .	40
2.2. Vers une imagerie quantitative de luminescence . . . . .	42
2.2.1. Intensité délivrée par le capteur . . . . .	42
2.2.2. Intensité quantitative de luminescence . . . . .	45
2.3. Dispositifs expérimentaux . . . . .	46
2.3.1. Imagerie Hyperspectrale en microscopie . . . . .	46
2.3.2. Imagerie simple Grand Champ . . . . .	48

<b>3. Imagerie des dislocations dans le silicium par photoluminescence</b>	<b>51</b>
3.1. Luminescence des dislocations dans le silicium . . . . .	51
3.1.1. Dislocations dans les cristaux . . . . .	51
3.1.2. Dislocations dans le silicium monocristallin . . . . .	53
3.2. Observations expérimentales . . . . .	56
3.3. Modèle . . . . .	59
3.4. Résultats et analyse . . . . .	63
<b>4. Imagerie quantitative des propriétés optoélectroniques des cellules Si-</b> <b>silicium par électroluminescence</b>	<b>69</b>
4.1. Électroluminescence en fonction de la tension . . . . .	69
4.1.1. Modèle de luminescence . . . . .	69
4.1.2. Modèle de collection . . . . .	71
4.1.3. Méthode numérique, exemple de résultat, incertitude . . . . .	71
4.2. Imagerie quantitative des propriétés optoélectroniques . . . . .	73
4.2.1. Longueur de diffusion . . . . .	73
4.2.2. Courant de recombinaison et durée de vie des porteurs . . . . .	75
4.2.3. Détermination et influence de la température . . . . .	76
4.2.4. Résistance série et tension locale . . . . .	79
4.2.5. Résistance shunt . . . . .	81
4.2.6. Analyse des écarts . . . . .	84
4.3. Exemple d'application . . . . .	87
4.3.1. Étude en température . . . . .	88
4.3.2. Longueur de diffusion . . . . .	89
4.3.3. Courant de recombinaison . . . . .	92
4.3.4. Tension locale et résistance série . . . . .	96
4.4. Analyse selon la hauteur . . . . .	101
4.4.1. Intensité d'électroluminescence . . . . .	101
4.4.2. Longueur de diffusion et courant de recombinaison . . . . .	101
4.4.3. Résistance série . . . . .	109
<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>113</b>
<b>A. Annexes</b>	<b>117</b>
A.1. Publications . . . . .	117
A.2. Présentations en conférence . . . . .	118
<b>Bibliographie</b>	<b>121</b>

# Remerciements

Merci mille fois à tous, et encore, c'est peu dire.

...

J'ai écrit la formule ci-dessus pour le manuscrit provisoire, mais après coup, j'ai trouvé cette formule la plus simple et la plus juste.

Évidemment, c'est un peu court pour rendre compte de l'apport bien particulier de certaines et certains d'entre vous. Pour ne pas risquer de regretter l'injustice qu'il va y avoir à ne pas prendre le temps nécessaire pour approfondir ma reconnaissance envers ces personnes, je vais les nommer.

Il y a évidemment un petit écueil à franchir, qui est celui de l'ordre dans lequel procéder. Quels sont les paramètres les plus importants, le temps, la force, l'accélération ? La famille, les collègues, les confrères, les amis ?

Alors, voilà, il y a un ordre, dont je me réserve la signification s'il y en a une, mais peu importe, car vous avez ma reconnaissance.

Merci Hélène, Lalie et Tom, encore et encore

Merci Maman, Papa, Mamie, Grand-Mère, Grand-Père, Odile, Christian, Marie-Thérèse

Merci Laurent,

Merci Jean,

Merci Omblin, Sophie, Mireille, Myriam, Jorge, Frédérique, Valérie, Marie, Pierre-Philippe, Thibaud, Cédric, Régis, Aurélien, Sébastien, Armelle, Philippe, Pierre-Philippe...

Merci Nathanaelle, Claire, Stefania, Jean-François, Daniel, Daniel, Baptiste, Stéphane, Jean-Paul, Pere, ...

Merci Sophie, Marie, Margot, Anatole, Guillaume, Olivier, Valentin, Tarik, Amaury, Adrien, Hugo,...

Merci Gérard, Emmanuel, Patrice, Malek, Daniel, Brigitte, Jean-François, Laurianne,...

Merci Christian, Valérie, François, Gaele, Bertrand, Sébastien, Babette, Stéphane, Blandine, Gilles, Sophie, Anne, Christian,

... et bien d'autres



# Résumé

Nous présentons dans cette thèse deux méthodes inédites de caractérisation par imagerie de luminescence. L'une est applicable aux dislocations et est réalisée par photoluminescence et l'autre est applicable aux cellules solaires par électroluminescence. La première méthode nous a permis de caractériser l'orientation des dislocations sous la surface ainsi que leurs propriétés de recombinaison sous la forme d'un temps de vie effectif ou bien d'une vitesse de recombinaison. La deuxième méthode consiste en un balayage en tension de l'image d'électroluminescence de la cellule solaire couplée à une calibration absolue des flux entre source et capteur. Ceci nous a permis d'aboutir à une cartographie des principales caractéristiques clés des cellules solaires que sont la longueur de diffusion, et par extension la durée de vie des porteurs minoritaires et courant de saturation, ainsi que la résistance série et donc la tension locale (autrement dit "implied Voc" ou écart des quasi-niveaux de Fermi). Nous avons pu constater par exemple un faible impact des dislocations sur la résistance série, ainsi que visualiser l'agrégation des impuretés comme le fer en leur périphérie. Nos résultats suggèrent également que les impuretés présentes tendent à diminuer la résistance série et que les propriétés optiques des cellules sont modifiées par les dislocations.

## Mots clés

Luminescence. Electroluminescence. Photoluminescence. Imagerie. Cellules solaires. Silicium. Dislocations. Longueur de diffusion. Résistance série.



# Abstract

In this thesis, we present two novel methods of characterization by luminescence imaging. One is applicable to dislocations and is performed by photoluminescence and the other is applicable to solar cells by electroluminescence. The first method allowed us to characterize the orientation of dislocations under the surface as well as their recombination properties in the form of effective lifetime or recombination rate. The second method consists of a voltage scan of the electroluminescence image of the solar cell coupled with an absolute calibration of the fluxes between source and sensor. This has enabled us to map the key characteristics of solar cells which are the diffusion length, and by extension the lifetime of the minority carriers and saturation current, as well as the series resistance and therefore the local voltage (i.e. "implied Voc" or Quasi-Fermi Levels splitting). For example, we have been able to observe a weak impact of dislocations on series resistance, as well as visualising the aggregation of impurities such as iron in their periphery. Our results also suggest that the impurities tend to decrease the series resistance and that the optical properties of the cells are modified by the dislocations.

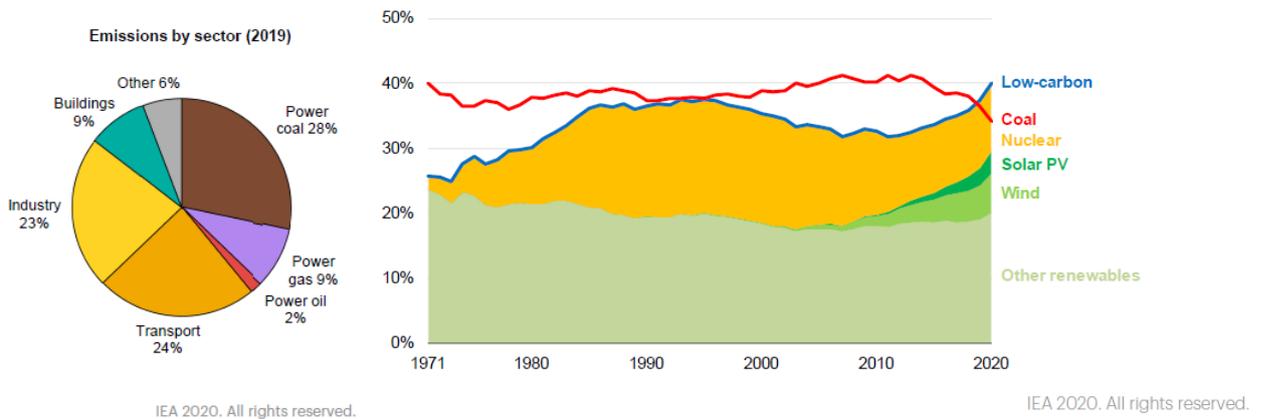
## Keywords

Luminescence. Electroluminescence. Photoluminescence. Imaging. Solar cells. Silicon. Dislocations. Diffusion length. Series resistance.



# Introduction générale

Si le lien n'est maintenant plus à faire entre les émissions de carbone toujours croissantes de l'activité humaine et le changement climatique dont nous percevons les prémices, il peut être espéré que l'évolution des techniques de production d'énergie puisse participer à une amélioration de la situation. Aujourd'hui, l'essentiel de la consommation d'énergie pour la production d'électricité, dont la part dans la consommation totale d'énergie est inférieure à 20%, est pour l'essentiel le fait de la combustion de sources fossiles, le charbon en premier lieu. Même si la progression de la production d'électricité basée sur des sources renouvelables, le vent et le soleil, est en progression exponentielle depuis une petite quinzaine d'années, son importance globale reste faible. Pour autant, les énergies éolienne et solaire, dont l'énergie photovoltaïque, sont celles qui attirent maintenant les plus d'investissements, et dont le coût ne cesse de diminuer. Depuis peu, la capitalisation boursière de sociétés investies dans ces modes de production est supérieure à celle de majors pétrolières et d'autres sociétés "utilities" de production d'électricité.



**Figure 0.1.** – Part des technologies dans la production d'énergie et d'électricité. Source AIE.

Or, comme toute forme d'énergie, les énergies renouvelables sont soumises à un plafond théorique de rendement. L'énergie solaire photovoltaïque, dont l'un des avantages est sa grande facilité d'implantation et d'exploitation, voit son rendement maximal limité à environ 31% pour les cellules classique à simple jonction, selon la limite dite de Shockley-Queisser [1]. Ce plafond peut être repoussé jusqu'à environ 47% par l'usage de cellules tandem (à deux jonctions).

*L'*amélioration des performances des dispositifs photovoltaïques est toujours passée par une meilleure compréhension de la physique des matériaux et des dispositifs, appuyée par une évolution permanente des moyens de caractérisation. L'analyse des matériaux et cellules solaires photovoltaïques par luminescence, c'est-à-dire leur émission lumineuse propre, s'est avérée être depuis une dizaine d'années une technique parmi les plus riches d'enseignement et a fait l'objet de développements constants. Notre laboratoire, l'IPVF (anciennement IRDEP) a ainsi été précurseur dans l'analyse quantitative d'imagerie spectrale, puis temporelle, de la luminescence.

*Aussi* nos travaux se sont-ils attachés à compléter les possibilités de ce type d'investigations et proposerons de nouvelles applications de la photoluminescence et de l'électroluminescence. Nous nous sommes également intéressés au matériau silicium, dont la part de marché est écrasante dans l'énergie photovoltaïque. Les architectures et matériaux des cellules solaires à base de silicium évoluent sur un rythme très rapide. Le silicium dit monolike, visant à conjuguer les avantages des silicium mono-cristallin et multi-cristallin, est l'une de ces technologies émergentes.

*Initialement*, nous présenterons dans le chapitre 1 les bases théoriques du fonctionnement d'une cellule solaire photovoltaïque, illustrées par deux techniques de caractérisations fondamentales que sont la courbe Courant-Tension et le Rendement Quantique. Nous compléterons les aspects théoriques par une description de la luminescence. Nous aborderons les techniques principales de fabrication du silicium, dont la forme dite mono-like, et nous exposerons les architectures de cellules silicium d'actualité et à venir.

*Reprenant* certaines connaissances issues de la radiométrie, une branche de l'optique traitant des flux de lumière entre émetteur et récepteur, nous montrerons dans le chapitre 2 comment calibrer de manière absolue l'imagerie de luminescence sur la base des caractéristiques techniques du système d'imagerie puis nous décrirons les montages expérimentaux que nous utilisons.

*Ensuite*, le chapitre 3 décrira une méthode que nous proposons pour l'analyse des dislocations dans le silicium mono-like. Cette méthode par photoluminescence utilisera la propriété de propagation sans absorption de la luminescence infrarouge des dislocations pour caractériser leur orientation géométrique et leurs propriétés de recombinaison. Nous discuterons les résultats par rapport à la littérature.

*Suivant*, nous développerons dans le chapitre 4 la calibration absolue abordée au chapitre 2 et nous aboutirons à une caractérisation quantitative de l'électroluminescence des cellules solaires silicium. Notre méthode s'appuie sur un modèle original d'électroluminescence en fonction de la tension électrique appliquée dont nous montrerons qu'il produit à partir d'un seul jeu de mesure plusieurs des caractéristiques fondamentales des cellules que sont la longueur de diffusion, la résistance série, le

courant de saturation et la tension locale. Nous analyserons en détail une cellule solaire et illustrerons quelques conséquences de la présence de dislocations. Nous finirons par la caractérisation d'un ensemble de cellules issues d'un lingot afin d'aborder leur évolution dans la hauteur des briques, c'est-à-dire en fonction du temps de refroidissement du lingot.



# 1. Cellules solaires photovoltaïques

## Introduction

L'effet photovoltaïque a été découvert par Alexandre-Edmond Becquerel en 1839[2]. Les premiers développements pratiques ne surviendront que dans la deuxième moitié du 20ème siècle avec un développement exponentiel du nombre d'applications pratiques. L'effet photovoltaïque est exploité dans les cellules solaires, mais aussi d'une manière plus générale dans tous les plupart des capteurs de lumières, dont les appareils photographiques, puis les émetteurs de lumières à base de semi-conducteurs (diodes électroluminescentes).

L'histoire du développement des cellule solaires distingue généralement les cellules de première génération, à base de silicium, puis les cellules de secondes génération dites à couches minces. La troisième génération, celle des nouveaux concepts, regroupe une typologie plus large de structures dont peu sont encore opérationnelles et aucune exploitable, à l'exception notable des cellules multijonctions.

Ce chapitre va nous permettre d'exposer le fonctionnement d'une cellule solaire et les bases théoriques de l'émission de luminescence par les semi-conducteurs en général et des cellules solaires en particulier.

## 1.1. Principes de fonctionnement

Le concept le plus général d'une cellule solaire, dont la fonction est de convertir le potentiel chimique des photons en tension, différence de potentiel électro-chimique, décrit celle-ci comme une machine thermodynamique échangeant de l'énergie avec le soleil. Cette vision permet d'estimer que le rendement ultime d'une cellule solaire est de l'ordre de 85 % selon le périmètre choisi pour décrire cette machine. Il n'existe pas à ce jour de dispositif concret correspondant.

Les cellules solaires d'aujourd'hui sont basées sur la transmission de l'énergie des photons vers les porteurs de charges électriques de la cellule, les électrons (charge négative) et leur trous (charge positive). Les matériaux les plus adaptés pour cette conversion sont les semi-conducteurs dont la principale caractéristique est qu'à l'équilibre et non dopés, l'énergie de leur niveau de Fermi se situe approximativement au milieu de deux niveaux énergétiques distincts, la bande valence et la bande de

conduction, qui définissent une “bande interdite”, ou gap<sup>1</sup>. Ce gap définit l'énergie minimale à fournir pour photogénérer une paire électron-trou (i.e. seuil d'absorption pour convertir un électron de la bande de valence en électron de la bande de conduction). A la température de 0K, les électrons sont tous dans la bande de valence et la bande de conduction est vide, le semi-conducteur est isolant. A toute autre température l'agitation thermique est suffisante pour peupler la bande de conduction. Les électrons ne sont plus liés à la structure cristalline et peuvent participer à la conduction électrique et thermique. Cette conversion croît exponentiellement avec la température.

La cellule solaire idéale serait donc constituée d'un matériau absorbant les photons, dont l'énergie serait transmise sans perte aux paires {électrons-trous}, les trous et électrons étant extraits eux-même sans perte par les bornes négative et positive de la cellule vers la charge électrique. L'effet photovoltaïque (apparition de la tension) a lieu lors de l'absorption ; une différence d'énergie apparaît alors entre le potentiel électrochimique des électrons et des trous. Il se conçoit qu'en l'absence d'incitation physique les porteurs de charge n'ont pas de raison particulière de se déplacer dans le matériau. Cette incitation peut prendre deux formes particulières liées aux deux phénomènes principaux de déplacement des espèces dans les matériaux que sont la dérive (drift en anglais) et la diffusion, le premier étant dû à l'existence d'un champ électrique et le second à l'existence d'un gradient de concentration. Dans les deux cas, l'objectif est d'assurer un gradient des potentiels électrochimiques pour générer un courant.

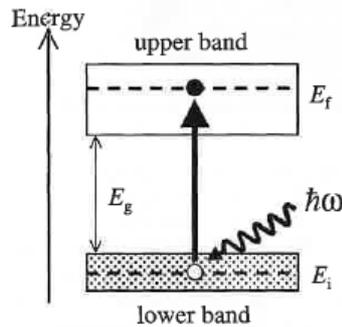
L'ingénierie des cellules solaires consiste donc à assurer une conversion performante des photons en paires électrons-trous, à limiter leur perte avant extraction électrique et à créer les meilleures conditions d'extraction.

### 1.1.1. Absorption de la lumière

La cellule solaire se caractérise en premier lieu par son matériau absorbeur (ou base). Le processus d'absorption est un phénomène quantique entre deux niveaux d'énergie séparées par une bande interdite  $E_g$ . Le taux de transition d'un électron d'un état initial (dans la bande de valence) vers un état final (dans la bande de conduction) est proportionnel au produit d'un « élément de matrice »  $|M|^2$  et de la densité d'états jointes de la bande de valence et de la bande de conduction. Cette expression est connue sous le nom de « Règle d'Or de Fermi ». L'élément  $|M|^2$  contient le couplage entre les fonctions d'onde des états initiaux et finaux de la transition provoqué par l'absorption du flux lumineux. L'équation de Schrödinger revêt donc une forme spécifique pour calculer les états d'énergie des électrons et des

---

1. Le niveau de Fermi est l'énergie maximale que peut atteindre un électron à une température donnée. Pour les métaux, ce niveau est dans la bande de conduction, un métal est donc conducteur à toute température.



**Figure 1.1.** – Transition d’un électron du niveau énergétique  $E_i$  vers le niveau  $E_f$  par absorption d’un photon.

trous lors de l’absorption de la lumière et ses paramètres varient selon les cristaux et les ondes électromagnétiques incidentes.

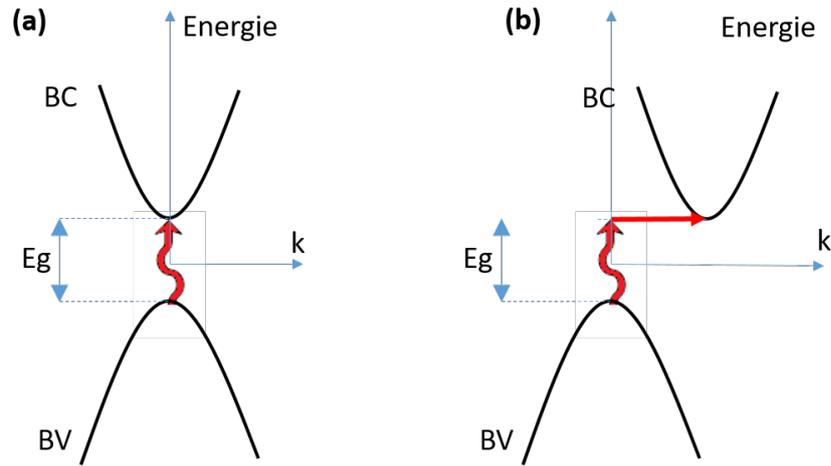
On distingue deux types de matériaux semi-conducteurs, ceux à gap direct (comme le GaAs) et ceux à gap indirect (comme le silicium et le germanium). Ce caractère direct ou indirect découle de la structure de bande du cristal dans l’espace réciproque.

Dans le cas d’une absorption directe, le vecteur d’onde de la lumière est conservé lors de la transition et l’énergie de photon seule suffit à transférer un électron depuis le maximum de la bande de valence vers le minimum de la bande de conduction. Ce mode est le plus simple et le plus efficace, conduisant à des coefficients d’absorption de l’ordre de  $10^4 \text{ cm}^{-1}$  aux environs du gap.

L’absorption indirecte est provoquée par la non-coïncidence dans l’espace réciproque du maximum de la bande valence et du minimum de la bande de conduction. Ceci nécessite une modification du vecteur d’onde par interaction avec un phonon<sup>2</sup> qui transmet ou reçoit une certaine quantité d’énergie au photon. Ce processus plus complexe est moins efficace et le coefficient d’absorption est alors de l’ordre de  $1 \text{ cm}^{-1}$  pour le silicium aux environs du gap ( $\sim 1130 \text{ nm}$ ).

---

2. Quantum d’énergie de vibration du réseau cristallin



**Figure 1.2.** – Absorption de la lumière directe (a) ou indirecte (b) avec assistance de l'énergie d'un phonon.

Cette moindre absorption explique pourquoi une cellule à base de silicium mesure entre 170 et 200 microns d'épaisseur alors qu'une cellule GaAs mesure 2 microns d'épaisseur.

Le coefficient d'absorption s'exprime pour un matériau à gap direct ainsi[3] :

$$\alpha(E) \propto (E - E_g)^{1/2}$$

alors que la dépendance à l'énergie s'écrit pour les matériaux à gap indirect de manière simplifiée :

$$\alpha(E) \propto (E - E_g)^2$$

L'absorption d'un flux lumineux  $F$  de longueur d'onde  $\lambda$  suit la loi de Beer-Lambert[4, 5] qui stipule que la diminution relative de flux sur une distance  $dx$  dépend linéairement du coefficient d'absorption

$$\frac{dF}{F} = -\alpha(\lambda) dx \quad (1.1)$$

### 1.1.2. Recombinaisons

La recombinaison est le processus par lequel un électron parvenu dans la bande de conduction perd son surcroît d'énergie et retourne dans la bande de valence. La recombinaison d'une paire électron-trou n'implique pas forcément l'émission d'un photon, différents mécanismes étant possibles.

Nous nommerons  $\Delta n$  et  $\Delta p$  les concentrations de porteurs de charge excédentaires générés par absorption par rapport aux concentrations initiales  $n_0$  et  $p_0$ , avec  $n = n_0 + \Delta n$  et  $p = p_0 + \Delta p$ .

Nous décrirons les matériaux dopés  $p$ , par exemple le silicium avec du bore. Les équations sont transposables aux matériaux dopés  $n$ , par exemple le silicium avec du phosphore.

Le taux de recombinaison général d'un dispositif est la somme des taux de recombinaison de ses différentes composantes  $R_{total} = R_{Radiatif} + R_{SRH} + R_{Auger} + \dots$

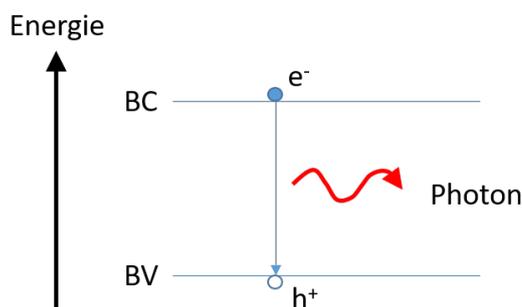
### 1.1.2.1. Recombinaison radiative

La recombinaison radiative est celle par laquelle une paire électron-trou se recombinant provoque l'émission d'un photon de même énergie.

Le taux de recombinaison radiative s'écrit, avec  $n_i$  la concentration de porteurs intrinsèque

$$R_{Radiatif,net} = B * (n * p - n_i^2) \quad (1.2)$$

Dans un matériau dopé, par exemple de type  $p$  et de concentration de dopant  $N_A$ , et pour une faible injection  $\Delta n = \Delta p \ll N_A$ , la simplification suivante est possible :  $R_{Radiatif} = B * \Delta n * N_A$ . On parle alors de recombinaison mono-moléculaire.



**Figure 1.3.** – Recombinaison radiative d'un électron de la bande de conduction BC et d'un trou de la bande de valence BV avec émission d'un photon dont l'énergie égale celle de la paire électron-trou recombinée.

Il se conçoit facilement que les matériaux à faible coefficient d'absorption ont un coefficient de recombinaison radiatif faible également par rapport aux matériaux à fort coefficient d'absorption. Par exemple pour le silicium,  $B = 1.1 * 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$  alors que pour le GaAs  $B = 7 * 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ , soit trois ordres de grandeur supérieur.

Les transitions radiatives concernent différents niveaux énergétiques des électrons et trous. Le principal est celui entre la bande de conduction la bande de valence,

dit bande à bande. Selon les espèces chimiques en jeu, les transitions entre niveaux énergétiques donneur et accepteur sont possibles, à partir de niveaux proches des bandes de valence et de conduction.

Enfin, les paires électrons-trous peuvent selon les matériaux former des particules nommées “exciton” dont la recombinaison est également radiative.

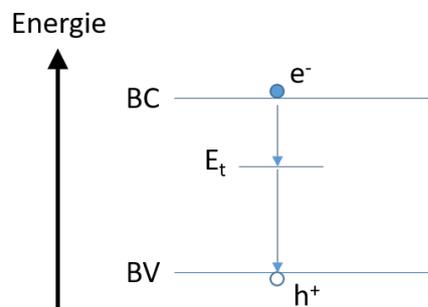
L’ensemble de ces phénomènes dépend fortement de la température, certains d’entre eux n’étant distinguables qu’à (très) basse température.

### 1.1.2.2. Recombinaison non radiative SRH

Ce mode de recombinaison correspond à la transition d’un électron depuis la bande de conduction vers la bande de valence (ou réciproquement d’un trou) assisté par un défaut structurel de niveau énergétique intermédiaire. Cette transition ne s’accompagne pas forcément de l’émission d’un photon, d’autres modes de conservation de l’énergie étant possible, par exemple vers les phonons.

Le modèle le plus courant est le modèle dit Shockley-Read-Hall (SRH)[6, 7] faisant intervenir un seul niveau énergétique, d’autres modèles existant avec deux niveaux. Le taux de recombinaison s’écrit

$$R_{SRH} = \frac{(n * p - n_{i,eff}^2)}{\tau_{n0}(p + p_t) + \tau_{p0}(n + n_t)} \quad (1.3)$$



**Figure 1.4.** – Recombinaison non radiative type SRH assisté par un niveau énergétique  $E_t$  situé entre la bande de conduction BC et la bande de valence BV.

Les termes  $\tau_{n0}$  et  $\tau_{p0}$  sont les temps de vie caractéristiques des transitions entre la bande conduction (resp. valence) vers le niveau énergétique du défaut et dépendent de la concentration de défaut et de la section de capture des électrons (resp. trous).

Les termes  $n_t$  et  $p_t$  sont les concentrations d’électrons (resp. trous) présentes au niveau énergétique  $E_t$  du défaut.

La taux de recombinaison  $SRH$  est maximal pour  $E_t = \frac{E_g}{2}$ , les probabilités de ré-émission des porteurs piégés vers les bandes de valence/conduction étant minimales.

La transition  $E_t$  vers la bande de valence peut s'accompagner d'une émission de photon à des énergies alors très basses, cette émission ayant lieu si les règles de sélection optiques de la transition le permettent (Règle d'Or de Fermi en particulier).

Un cas particulier de transition non radiative concerne les surfaces. Les surfaces sont une discontinuité entre deux matériaux ou milieux aux propriétés différentes. Elles sont le lieu de multiples imperfections. Comme il ne peut être défini de concentration de porteur à l'emplacement même de la surface, et que celle-ci définit généralement une limite du volume étudié, on préfère considérer la notion de vitesse de recombinaison. La vitesse de recombinaison définit la pente de la concentration à cet endroit. De manière simplifiée, ce terme s'écrit en une dimension, à la surface, et selon une direction normale à la surface :

$$S = \frac{D}{\Delta n} \frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} \quad (1.4)$$

$D$  étant le coefficient de diffusion, supposé constant avec la concentration  $\Delta n$  et spatialement également.

Dans les cellules de bonne qualité, l'enjeu est bien plus souvent de limiter les pertes au niveau des interfaces et surfaces que d'améliorer les performances de l'absorbeur lui-même.

### 1.1.2.3. Recombinaison non radiative Auger

La recombinaison Auger[8] est la transmission de l'énergie d'une paire électron-trou se recombinant à un autre électron promu à une énergie encore supérieure. Ce mode de recombinaison est lui aussi non radiatif et implique trois particules.

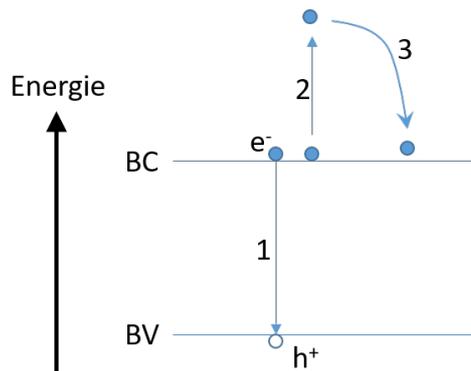


Figure 1.5. – Recombinaison Auger en trois étapes.

Cette transition survient lors de la photogénération d'une paire-électron trou (nous décrivons ici le mécanisme Auger pour les électrons) et se déroule en trois étapes :

1. Un électron se désexcite depuis la bande de conduction vers la bande de valence
2. Un autre électron de la bande de conduction reçoit l'énergie de l'électron précédent.
3. Cet électron se désexcite et retourne au bord de la bande de conduction en perdant son surcroît d'énergie sous forme de chaleur (transmission aux phonons)

Le taux de recombinaison se formule ainsi, avec  $C_n$  et  $C_p$  les coefficients de recombinaison Auger des électrons et trous :

$$R_{Auger} = (C_n * n + C_p * p) * (n * p - n_{i,eff}^2) \quad (1.5)$$

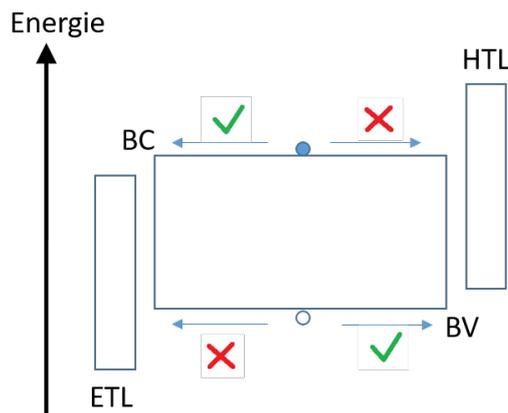
Les recombinaisons Auger deviennent très importantes dans le silicium quand la concentration de dopants ou bien de porteurs minoritaires devient importante. Ce dernier cas correspond approximativement au dépassement de la limite de faible injection.

### 1.1.3. Structure, extraction des porteurs, jonction PN

Le principe de base de l'extraction consiste à organiser le courant des électrons vers un pôle de la cellule et le courant des trous vers l'autre pôle. Ceci est obtenu par adjonction d'un matériaux extracteur d'électrons (Electron transport Layer ETL) d'un côté de la cellule et d'un matériau extracteur de trous de l'autre côté (Hole transport Layer HTL).

Les électrons sont repoussés par la barrière de potentiel due à la couche HTL et sont transférés dans le même temps dans la couche ETL par l'écart de potentiel négatif de celle-ci. Cette extraction crée un gradient de concentration des électrons vers la couche ETL (couramment appelée "émetteur" pour les cellules silicium), ce gradient générant un courant d'électrons vers la couche ETL. Symétriquement, un courant de trous est créé vers la couche HTL.

*Les charges se déplacent alors essentiellement par diffusion.*



**Figure 1.6.** – Structure idéale d’une cellule solaire pour l’extraction des électrons (par la couche ETL) et trous depuis la couche d’absorption des photons (par la couche HTL).

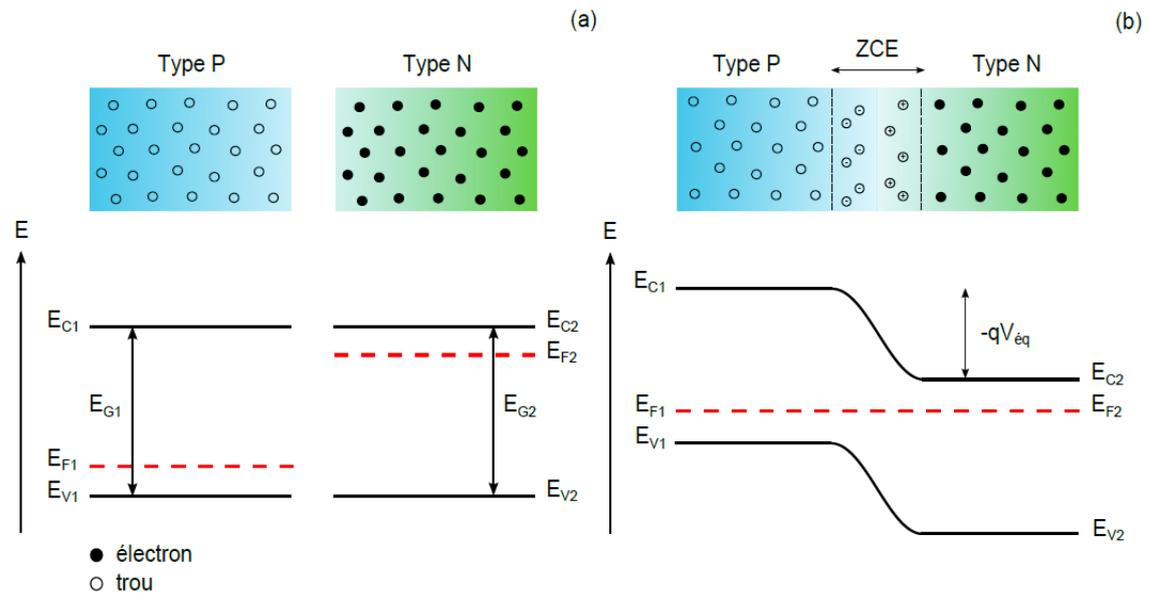
Théoriquement, la situation idéale est celle où aucune barrière énergétique n’existe sur le chemin des porteurs, sauf vers le pôle de la cellule qui ne correspond pas à la polarité souhaitée des charges.

La position énergétique des couches ETL et HTL dépend de leur affinité électronique par rapport à celle de la couche d’absorption, c’est-à-dire de leur position par rapport à l’énergie du vide, mais aussi de la position de leur niveau de Fermi. En effet, lorsque les matériaux sont mis en contact à l’équilibre, leurs niveaux de Fermi  $E_f$  se confondent, ce qui conduit à décaler en énergie les différentes couches.

Ce processus est illustré en Figure 1.7 pour une homojonction PN dans laquelle deux matériaux de même gap sont décalés en énergie du fait de leurs dopages différents.

Le dopage d’un matériau initialement intrinsèque provoque un décalage du niveau de Fermi vers la bande de conduction ou la bande de valence selon que l’espèce dopante apporte des électrons (Donneur) ou des trous (Accepteur). Les matériaux sont alors dopés N dans le premier cas et P dans le second. L’augmentation du dopage favorise la conductivité mais augmente les recombinaisons. Le matériau absorbeur, le plus épais pour l’absorption de la lumière est donc en général peu dopé, entre  $10^{15} \text{cm}^{-3}$  et  $10^{16} \text{cm}^{-3}$ . Les couches ETL et HTL étant généralement très minces, leur dopage est beaucoup plus élevé pour favoriser le transport des charges vers les contacts métalliques. La concentration de dopant est alors de l’ordre de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  à  $10^{20} \text{cm}^{-3}$ .

L’adjonction d’un matériau N et d’un matériau P crée une jonction PN. Les gradients de charges fixes et mobiles résultant de la mise en contact des deux matériaux abouti à l’équilibre à une différence de potentiel interne notée  $V_{\text{éq}}$  en Figure 1.7, associée à un champ électrique aux bornes d’une zone appelée “Zone de Charges d’Espace” (ZCE). Ce champ électrique contribue au transfert des charges électriques depuis le matériau P vers le matériau N pour les électrons et réciproquement, mais ce n’est



**Figure 1.7.** – Niveaux énergétiques à l'équilibre d'une homojonction constituée d'un matériau dopé P et du même matériau dopé N. (a) avant mise en contact ; (b) après mise en contact. Figure reprise de [9].

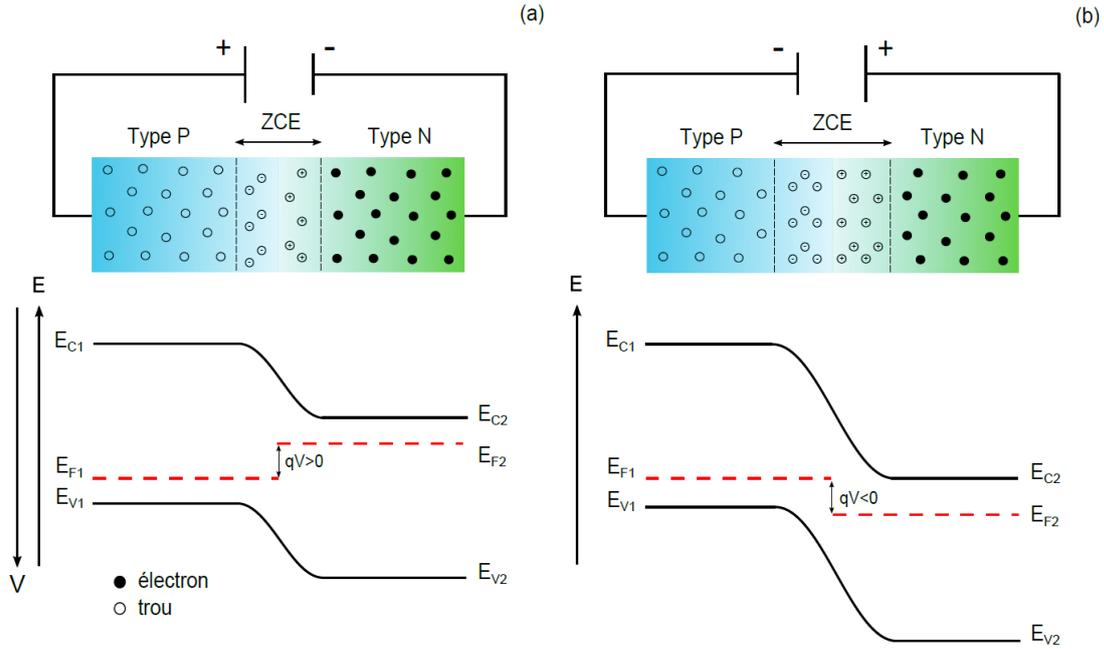
pas dans les cellules solaires le mécanisme de base du fonctionnement de la cellule. La largeur de la ZCE dépend des concentrations de dopants dans chaque partie.

Dans les cellules silicium, la ZCE mesure environ 500 nm pour une épaisseur totale de 170 à 200 microns, et environ 300 nm pour une épaisseur d'absorbeur de 2 microns environ dans les cellules à couches minces.

La structure illustrée en Figure 1.6 correspond à celle recherchée dans les hétérostructures en couches minces type GaAs, CIGS ou Pérovskites. La structure en Figure 1.7 correspond à la structure classique d'une cellule solaire silicium, quoique incomplète puisque la couche HTL n'y est pas représentée. Cette structure sera présentée de manière plus détaillée dans la section 1.3.

Nous illustrons en Figure 1.8 comment l'application d'une tension positive (ou sens direct) ou négative (sens inverse) aux bornes d'une jonction PN modifie la position énergétique des bandes et niveaux de Fermi. L'application d'une tension positive est le mécanisme privilégié donnant lieu à l'électroluminescence de la cellule<sup>3</sup>. Cette tension positive, en tendant à aligner les bandes de conduction et de valence des matériaux P et N, facilite le passage du courant. Au contraire la tension négative bloque plus encore le passage du courant.

3. Il est possible de réaliser de l'électroluminescence avec application d'une tension négative dans certains cas



**Figure 1.8.** – Application d’une tension aux bornes d’une jonction PN. (a) positive; (b) négative. Figure reprise de [9].

### 1.1.4. Transport dans la cellule

Les porteurs de charge se déplacent dans la cellule sous l’effet éventuellement combiné d’un champ électrique et d’un gradient de concentration. L’équation principale qui régit le transport des charges est l’équation de continuité [10], ici écrite pour les électrons (formulation équivalente pour les trous) de concentration  $n$  :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J} + G_n - R_n \quad (1.6)$$

avec  $\vec{J}$  la densité de courant circulant dans le volume élémentaire  $dV$ ,  $G_n$  le taux de génération de porteurs et  $R_n$  le taux de recombinaison

La densité de courant  $\vec{J}$  est la somme de toutes les contributions de dérive et diffusion. Pour les électrons et les trous, ceci se formule :

$$\vec{J}_{n,p} = qD_{n,p} \vec{\nabla}(n, p) + \sigma_{n,p} \vec{E} \quad (1.7)$$

avec  $D_n$  le coefficient de diffusion des électrons et  $\vec{E}$  le champ électrique

Notons que la résolution de ces équations doit satisfaire également l'équation de Poisson relative à la conservation de la charge et la neutralité électrique.

### 1.1.5. Modélisation électrique

En dehors de toute génération de porteurs de charges par excitation lumineuse, donc dans l'obscurité, la courbe caractéristique de la densité de courant  $J$  d'une diode (jonction PN) sans défaut en fonction de la tension  $V$  à ses bornes se formule ainsi :

$$J = J_0 \left[ e^{\left(\frac{qV}{nkT}\right)} - 1 \right] \quad (1.8)$$

Avec  $J_0$  la densité de courant de saturation,  $n$  le facteur d'idéalité de la cellule,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température en Kelvin et  $q$  la charge de l'électron. Le terme “ $-1$ ” peut être négligé dès que  $V > 100 \text{ mV}$ .

La valeur minimum de  $J_0$  est celle due à l'échange thermique de la cellule avec son environnement. On parle alors de courant de saturation radiatif, noté  $J_{0,rad}$ . Le fait que  $J_0$  soit supérieur à  $J_{0,rad}$  est le signe de l'existence de défauts dans le matériau.

Le facteur d'idéalité  $n$  correspond au canal de recombinaison en jeu, et en particulier au nombre de niveaux de Fermi dont la position varie avec la densité de porteurs. A priori, les valeurs possibles du facteur d'idéalité sont  $n = 1$  et  $n = 2$ , mais peut être supérieur dans le cas de transitions plus complexes (effet tunnel) ou de défauts (type shunt ou crack) très prononcés[11]

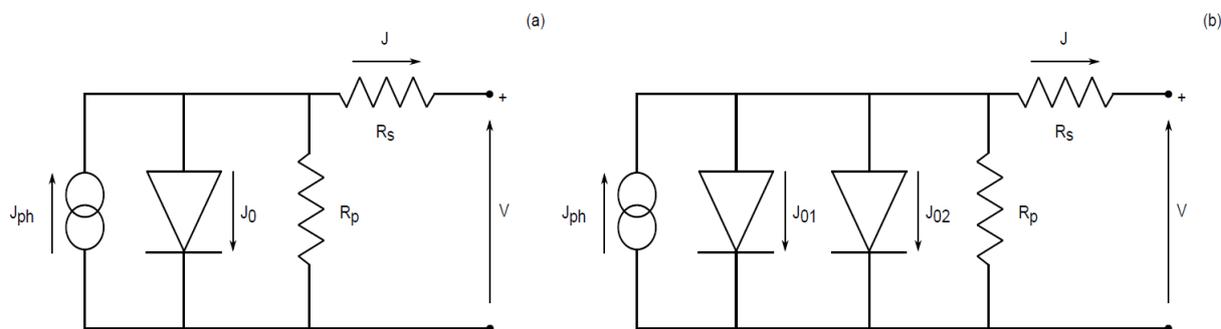
Le lecteur trouvera dans l'ouvrage de MM. Scheer et Schock[12] la théorie détaillée concernant  $J_0$  et  $n$ . Notons que le courant traversant la diode dans l'obscurité étant la conséquence de défauts, celui-ci viendra minorer le courant généré par la cellule lors de son exposition à la lumière.

Selon les structures de cellules, la courbe caractéristique Courant-Tension pourra être modélisée avec l'aide d'une ou deux diodes, voir Figure 1.9, chacune étant affectée d'un facteur d'idéalité  $n = 1$  ou  $n = 2$  a priori. Par exemple, les cellules en couches minces sont généralement modélisées par un circuit équivalent à deux diodes  $n = 1$  et  $n = 2$ , celles à base de pérovskites étant modélisables avec un modèle à une seule diode de facteur d'idéalité  $n = 2$ . Les cellules silicium, selon leur technologie et leur qualité se modélisent avec un modèle à une diode  $n = 1$  ou bien à deux diodes  $n = 1$  et  $n = 2$ .

Les paramètres  $J_0$  et  $n$  n'ayant pas du tout la même signification, il convient de ne pas ajuster les courbes  $I(V)$  mesurées en faisant varier ces paramètres, qui ne sont pas interchangeables, sans cohérence.

Dans un deuxième temps, la cellule étant un système électrique, elle se caractérise par une résistance série et une résistance parallèle (ou shunt), selon le modèle de

la Figure 1.9, dont l'effet est de s'opposer au passage du courant ( $R_s$ ) ou bien d'en perdre ( $R_p$ ). Ces résistances sont très préjudiciables au rendement de la cellule. On cherche à minimiser leur impact en obtenant typiquement  $R_s < 1 \Omega.cm^2$  ou  $R_p > 10000 \Omega.cm^2$ .



**Figure 1.9.** – Modèle à une diode (a) et à deux diodes (b). Figure reprise de [9].

Enfin, l'application d'un flux lumineux sur la cellule solaire se traduit par l'ajout du photocourant  $J_{ph}$  dans le sens opposé au courant de la diode dans l'obscurité.

Le modèle devient donc à deux diodes (les signes + et - dépendent du sens conventionnel du courant, et donc peuvent varier dans la littérature) :

$$J = J_{01} \left[ e^{\left( \frac{q(V - JR_s)}{n_1 kT} \right)} - 1 \right] + J_{02} \left[ e^{\left( \frac{q(V - JR_s)}{n_2 kT} \right)} - 1 \right] + \left( \frac{V - JR_s}{R_p} \right) - J_{ph} \quad (1.9)$$

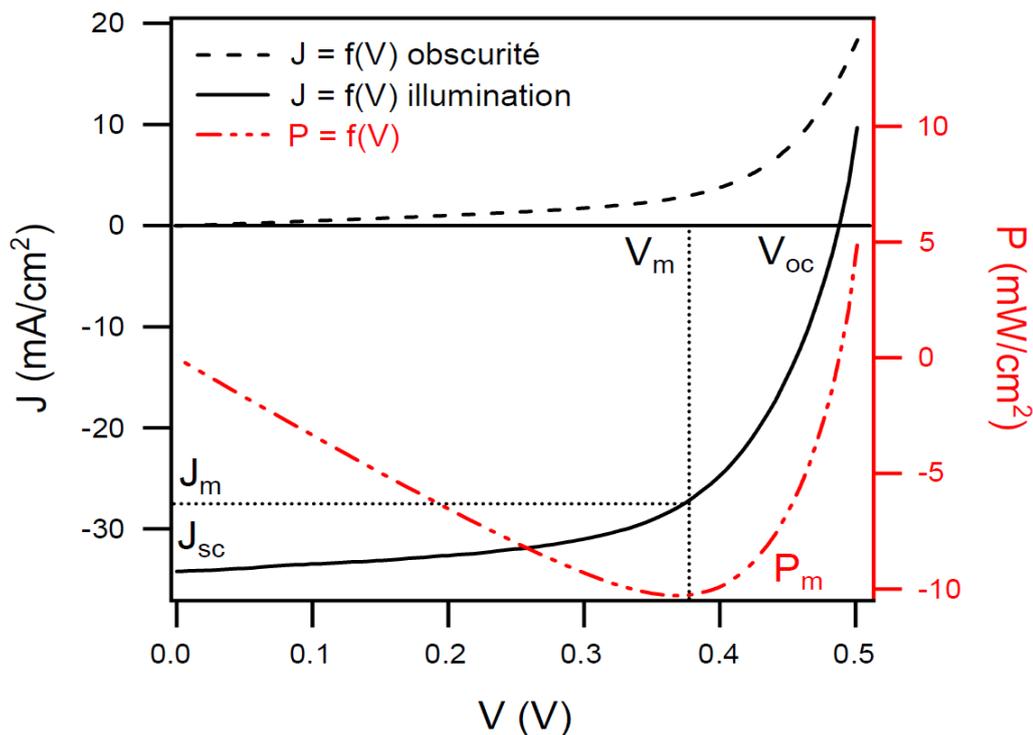
Cette modélisation suppose la vérification du principe de superposition, ce qui peut n'être pas réalisé. Voir à ce sujet [12] et [13].

### 1.1.6. $J(V)$ et QE, deux caractérisations incontournables

Comme tout système électrique, une cellule solaire se caractérise en premier lieu par sa courbe Courant-Tension déjà mentionnée. En outre, comme système optique absorbant la lumière, son autre caractérisation très importante est le Rendement Quantique. Nous développons ces éléments ci-après.

#### 1.1.6.1. Courbe Courant-Tension

Précisons d'emblée que la caractérisation Courant-Tension peut s'exprimer soit en Ampère, se note  $I(V)$  et concerne alors la cellule entière, soit en densité de courant Ampère/cm<sup>2</sup>, se note  $J(V)$  et concerne une unité de surface de la cellule.



**Figure 1.10.** – Courbes  $J(V)$  dans l’obscurité et sous illumination, courbe  $P(V)$  associée. Figure reprise de [9].

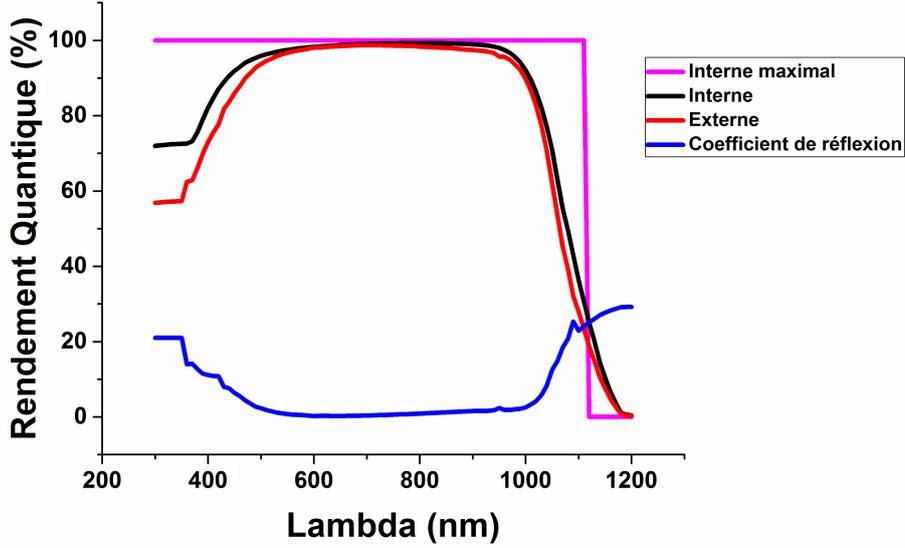
La courbe  $J(V)$  d’une cellule se réalise soit dans l’obscurité ( $J_{ph} = 0$ ) soit sous illumination ( $J_{ph} > 0$ ) au moyen d’un simulateur solaire respectant les conditions de test normalisées. Ces conditions dites “STC” sont relatives à la température de mesure ( $25^\circ\text{C}$ ), aux conditions d’illumination (spectre, directionnalité, homogénéité, puissance) et aux connexions électriques et procédés d’enregistrement, visant à garantir une reproductibilité des résultats et leur comparabilité.

Une caractérisation  $J(V)$  typique est représentée en Figure 1.10

La densité de puissance extraite de la cellule s’exprime ainsi  $P(V) = J(V) * V$  et présente un maximum de coordonnées  $V_m$  et  $J_m$ . La puissance incidente étant notée  $P_{inc} = 1000\text{W}/\text{m}^2$ , le rendement de la cellule s’écrit

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_{inc}} = \frac{J_m V_m}{P_{inc}} \quad (1.10)$$

La cellule idéale serait celle qui délivrerait le courant de court-circuit  $J_{sc}$  jusqu’à atteindre la tension de circuit ouvert  $V_{oc}$  sans diminuer. Sa puissance serait donc  $J_{sc} * V_{oc}$ . On appelle facteur de forme (Fill Factor) le ratio suivant, que l’on cherche



**Figure 1.11.** – Courbes typiques de rendement quantique interne et externe, coefficient de réflexion, pour une cellule silicium Al-BSF.

le plus proche de l'unité.

$$FF(\%) = \frac{J_m V_m}{J_{sc} V_{oc}} = \frac{P_{max}}{J_{sc} V_{oc}} \quad (1.11)$$

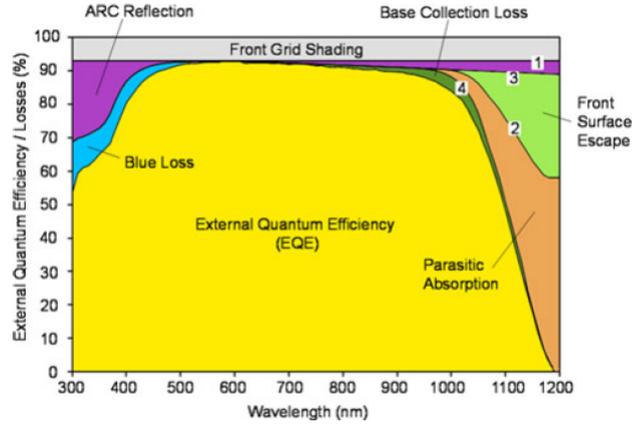
Le facteur de forme varie essentiellement avec la résistance série  $R_s$ , qui influence la pente de la courbe  $J(V)$  au point  $V = V_{oc}$ , et avec la résistance parallèle  $R_p$  qui influence la pente au point  $V = 0$ .

### 1.1.6.2. Rendement Quantique

Le rendement quantique exprime la proportion de photons incidents convertis en électrons extraits de la cellule pour chaque longueur d'onde incidente. Cette caractérisation mixte optique et électrique quantifie l'aptitude de la cellule à absorber les photons (coefficient de réflexion  $R$ , coefficient d'absorption  $\alpha$ ), et transporter jusqu'aux couches extractrices ETL et HTL les porteurs de charge créés (Longueur de collecte). Cette caractérisation étant réalisée à très faible flux, donc à très faible densité de porteurs, l'effet de la résistance série est négligeable sur l'extraction des porteurs. En revanche, l'existence de shunt locaux est plus problématique.

La mesure de rendement quantique s'effectue par mesure du courant pour un flux lumineux donné pour chaque longueur d'onde.

Le rendement quantique interne caractérise la conversion photon-électron à l'intérieur de la cellule après franchissement de l'interface air-cellule dont le coefficient



**Figure 1.12.** – Différents types de pertes identifiables à partir d’une courbe de rendement quantique externe. Figure reprise de [14].

de réflexion est  $R$ , pour chaque longueur d’onde ou énergie de photon. Nous avons donc

$$IQE = \frac{EQE}{1 - R} \quad (1.12)$$

et

$$EQE = \frac{N_{\text{électrons collectés}}}{N_{\text{photons incidents}}} \quad (1.13)$$

La courbe idéale de rendement quantique externe serait égale à 100% pour toutes les longueurs d’onde inférieures à celle du gap et zéro ensuite, représentée en magenta en Figure 1.11.

Les courtes longueurs d’onde étant absorbées plus près de la surface que les plus longues, la courbe de rendement quantique apporte de nombreuses informations qualitatives et quantitatives[14], dont un exemple est reproduit en Figure 1.12.

Il existe différentes modélisations possible du rendement quantique interne selon l’architecture des cellules et leurs longueurs de diffusion et d’absorption ramenées à leur épaisseur. Pour le silicium, nous pouvons citer le modèle de P. Basore[15] dont la formulation pour les longueurs d’onde inférieures au gap est :

$$IQE^{-1} = 1 + \frac{\cos(\beta)}{\alpha L_{eff}} \quad (1.14)$$

avec  $\beta \sim 41,3^\circ$  l’angle moyen de parcours des photons par rapport au vecteur normal à la cellule,  $\alpha$  le coefficient d’absorption du silicium[16] et la longueur de diffusion effective  $L_{eff}$

Les hétérostructures couches minces relèvent du modèle de Gärtner[17] pour un dispositif d'épaisseur semi-infinie :

$$IQE = 1 - \frac{e^{-\alpha w}}{1 + \alpha L} \quad (1.15)$$

avec  $w$  la largeur de la zone de charge d'espace et  $L$  la longueur de diffusion.

Nous retrouvons dans ces deux équations le fait que la collection dans les cellules silicium est essentiellement un phénomène de diffusion, la largeur de la ZCE représentant moins de 0.5% de l'épaisseur totale alors que dans les cellules couches minces cette largeur représente environ 15% et la collection y est également le fait de la dérive due au champ électrique dans la ZCE.

## 1.2. La luminescence des cellules solaires

### 1.2.1. Généralités

Nous avons déjà abordé la notion de luminescence dans la section précédente puisque celle-ci constitue le mode de recombinaison radiatif des paires électrons-trous. Nous avons également déjà représenté en Figure 1.7(a) la situation des bandes de conduction, de valence et du niveau de Fermi d'une structure à l'équilibre, puis en Figure 1.8(a) de la même structure hors équilibre sous l'application d'une tension.

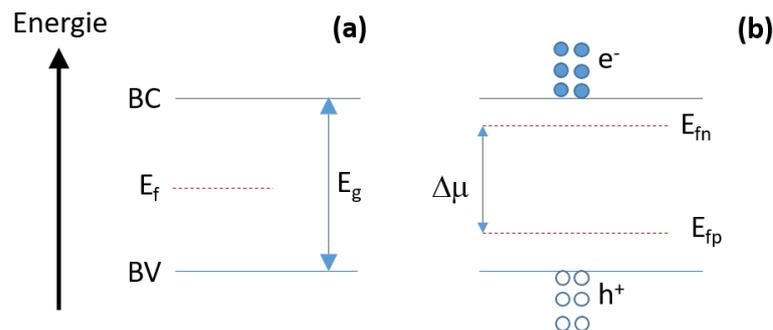
D'une manière plus générale, la situation hors équilibre en un élément de volume d'un semi-conducteur se manifeste par un accroissement des populations d'électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence. Cet accroissement se traduit par la dissociation du niveau de Fermi en deux quasi-niveaux, l'un pour les électrons  $E_{fn}$  et l'autre pour les trous  $E_{fp}$ . Nous noterons  $\Delta\mu$  la différence d'énergie entre les deux quasi-niveaux,  $\Delta\mu = E_{fn} - E_{fp}$ , voir Figure 1.13. Il s'agit de la tension interne de la cellule, c'est l'effet photovoltaïque sus-mentionné, les quasi-niveaux de Fermi sont les potentiels électrochimiques[18].

Le taux d'émission spontanée dû à l'écart des quasi-niveaux de Fermi s'exprime localement en fonction de l'énergie  $E$  [18] :

$$R_{sp}(r, E) = \alpha(E) \frac{n^2}{4\pi^3 \hbar^3 c^2} \frac{E^2}{\exp\left(\frac{E - \Delta\mu}{kT}\right) - 1} \quad (1.16)$$

Avec  $n$  l'indice de réfraction du matériau,  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\alpha$  le coefficient d'absorption et  $T$  la température.

Cette équation se lit comme une généralisation[19, 20, 21, 22] des lois de Planck (émission du corps noir) et de Kirchhoff (égalité émission-absorption)[23] à un corps



**Figure 1.13.** – (a) Semi-conducteur à l'équilibre, son niveau de Fermi est approximativement au milieu de la bande interdite. (b) Semi-conducteur hors équilibre avec apparition d'un niveau de Fermi pour les électrons et les trous.

dont l'émission n'est pas gouvernée seulement par la température mais par la présence de deux populations aux potentiels électrochimiques différents.

L'émission de luminescence détectable en surface dépend des propriétés optiques au sens large du matériau ou dispositif. Cela comprend des caractéristiques d'architecture (succession de couches de différents matériaux), de géométrie de chacune de ces couches (épaisseur, état de surface, porosité,...) et d'absorption/réflexion à chacune des interfaces et tout ceci sur la distribution des porteurs, donc de  $\Delta\mu$  et l'émission et propagation de la luminescence. La modélisation optique, incluant réabsorption et réémission internes, est donc d'autant plus compliquée que l'on s'intéresse à un dispositif qui s'éloigne d'un simple matériau absorbeur monolithique semi-infini à une seule interface plane en contact avec l'air. Dans le cas de l'hypothèse simplificatrice que  $\Delta\mu$  est constant dans l'épaisseur, nous pouvons écrire[24] :

$$\Phi(E, r', \theta) = A(E, r', \theta) \frac{\cos(\theta)}{4\pi^3 \hbar^3 c^2} \frac{E^2}{\exp\left(\frac{E - \Delta\mu}{kT}\right) - 1} \quad (1.17)$$

Le terme  $\cos(\theta)$ ,  $\theta$  étant l'angle d'émission ou absorption, exprime que l'émission suit la loi en cosinus de Lambert. Le terme d'absorbance  $A(E, r', \theta)$  est une probabilité dépendant de la position, de l'angle et de l'énergie, et intègre toutes les propriétés optiques de l'échantillon observé comme listées plus haut.

Ces relations ne dépendent pas du mode de création des populations d'électrons et de trous. Nous appellerons Photoluminescence la luminescence découlant de l'excitation lumineuse (souvent par un laser) de l'échantillon et Électroluminescence celle provoquée par l'application d'une tension électrique aux bornes de l'échantillon<sup>4</sup>.

4. Il existe de nombreuses formes de luminescence utilisant d'autres procédés d'apport énergétique aux porteurs de charge. Citons la cathodoluminescence par faisceau d'électrons, très utilisée dans l'étude des semi-conducteurs, et aussi la triboluminescence, la mécanoluminescence, la chimiluminescence, la sonoluminescence,...

D'un point de vue pratique, la photoluminescence a pour avantage par rapport à l'électroluminescence de pouvoir être utilisée pour l'étude directe d'un matériau absorbeur. Cette technique est donc applicable à tous les stades de la fabrication d'une cellule solaire pour en caractériser les performances.

L'avantage de l'électroluminescence, limitée aux dispositifs aptes à faire circuler un courant, est sa facilité de mise en œuvre en particulier pour l'étude des objets de grande taille comme les cellules solaires silicium de taille 6", mais plus encore les panneaux solaires assemblés. Elle est aussi plus complète car elle caractérise le dispositif en entier.

### 1.2.2. Relations de réciprocité

#### Première réciprocité

La sous-section précédente a déjà fait usage de la première réciprocité formulée par Kirchhoff établissant l'égalité absorption-émission d'un corps à la température  $T$ , amenant à l'Équation 1.17. Cette équation peut s'exprimer sous la forme suivante après intégration angulaire, en remarquant qu'elle intègre la formulation de l'émission d'un corps noir  $\varphi_{BB}$ , et pourvu que  $\Delta\mu > kT/q$  :

$$\varphi_{PL}(E) = A(E) \varphi_{BB}(E) e^{\Delta\mu/kT} \quad (1.18)$$

#### Deuxième réciprocité

Le seconde réciprocité fait appel aux travaux de C. Donolato[25], puis U. Rau[26] concerne l'équivalence entre injection et collection des porteurs de charge dans l'épaisseur du dispositif. Elle concerne les dispositifs contactables électriquement, et donc l'électroluminescence. Cette réciprocité permet d'écrire, là aussi de manière simplifiée :

$$\varphi_{EL}(E) = EQE(E) \varphi_{BB}(E) e^{qV/kT} \quad (1.19)$$

La tension  $V$  dans l'Équation 1.19 est la tension locale aux bornes de la jonction de la cellule élémentaire, hors résistance série depuis les contacts. Nous ferons application de cette théorie au chapitre chapitre 4

#### Troisième réciprocité

La troisième réciprocité, a été développée plus récemment par J. Wong et M.A. Green[27], et étend dans les dimensions latérales de la cellule la seconde réciprocité

de C. Donolato et U. Rau. Elle exprime qu'il est équivalent de mesurer la variation de courant aux bornes de la cellule suite à la variation de courant en un point  $(x, y)$  de la cellule (variation d'illumination) ou de mesurer la variation de tension au point  $(x, y)$  en ayant fait varier la tension  $V_T$  aux bornes du dispositif. Ceci se traduit par la définition de la fonction de transfert selon Wong et Green :

$$f_T = \frac{\partial I}{\partial I_{L(x,y)}} \Big|_{\partial V_T=0} = \frac{\partial V(x,y)}{\partial V_T} \Big|_{\partial I_L=0} \quad (1.20)$$

Elle trouve une application dans l'analyse des cellules solaires par électroluminescence, que nous illustrerons au chapitre chapitre 4 dans la sous-section 4.3.4.

### 1.2.3. Caractérisation par luminescence

Compte-tenu des éléments décrits dans cette section, la luminescence contient une vaste quantité d'informations sur les matériaux/dispositifs étudiés. En effet, on retrouve dans les équations ci-dessus les caractéristiques de gap, de température, de coefficient d'absorption, de coefficient de réflexion, de tension locale, mais aussi indirectement de diffusion, de résistance série, de densité de porteurs, de vitesse de recombinaison aux interfaces, de courant de saturation, ...

De manière encore plus indirecte sont comprises des informations comme la variation dans l'épaisseur des caractéristiques ci-dessus, conséquences de la structure de l'échantillon et de ses imperfections dues aux procédés de fabrication.

De plus, il est possible d'étudier séparément ou de manière complémentaires les composantes spectrales de la luminescence, mais aussi temporelles, avec une collection locale du flux (microscopie confocale) ou bien grand champ. Dans ce dernier cas, l'imagerie permet d'accéder en outre aux inhomogénéités des échantillons et de quantifier leur impact sur les performances de l'échantillon. L'analyse multidimensionnelle de la luminescence permet alors de quantifier des caractéristiques des défauts électroniques, la mobilité des porteurs, la liste n'étant pas limitative.

## 1.3. Les technologies de cellules solaires à base de silicium

Nous allons aborder quelques notions sur la fabrication des cellules jusqu'à l'étape de sciage des wafers puis nous décrirons différentes architectures de cellules.

### 1.3.1. Les différents procédés d'obtention du silicium solaire

Les premières étapes de la fabrication des cellules solaires silicium relèvent de la chimie et de la métallurgie.

Les différentes qualités (grades) de silicium sont obtenues depuis la première réduction de la silice par raffinages successifs. Le grade "Métallurgique" MG est trop chargé en impuretés de toutes sortes pour être utilisable dans la fabrication de cellules solaires. Le grade "Electronique" EG est lui destiné à la fabrication de composants, il est plus pur que nécessaire pour les cellules solaires. La recherche d'un compromis est en cours, le grade MG étant évidemment plus économique et moins consommateur d'énergie que le grade EG. Le silicium est mis à disposition à cette étape sous forme de galets.

L'étape suivante consiste à couler les lingots dans lesquels seront découpées les plaquettes (wafer) de silicium. Selon la technologie, il est possible d'obtenir un lingot de silicium mono-cristallin (procédé Float-Zone=FZ, procédé Czochralski=CZ), plus pur, sans défaut structural, donc plus efficaces mais plus onéreux, ou bien multicristallin, plus économique mais moins efficaces car sujet à de nombreuses pertes électroniques aux joints de grains et aux dislocations.

Le procédé Czochralski consiste à tirer le lingot depuis le bain de silicium fondu en amorçant le refroidissement à l'aide d'un cristal de silicium d'orientation cristalline connue et orienté. Le lingot est ensuite découpé en wafers.

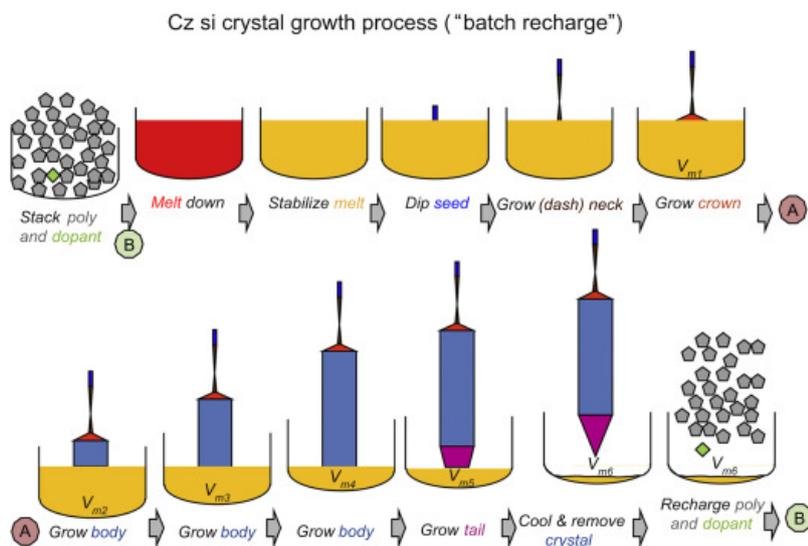
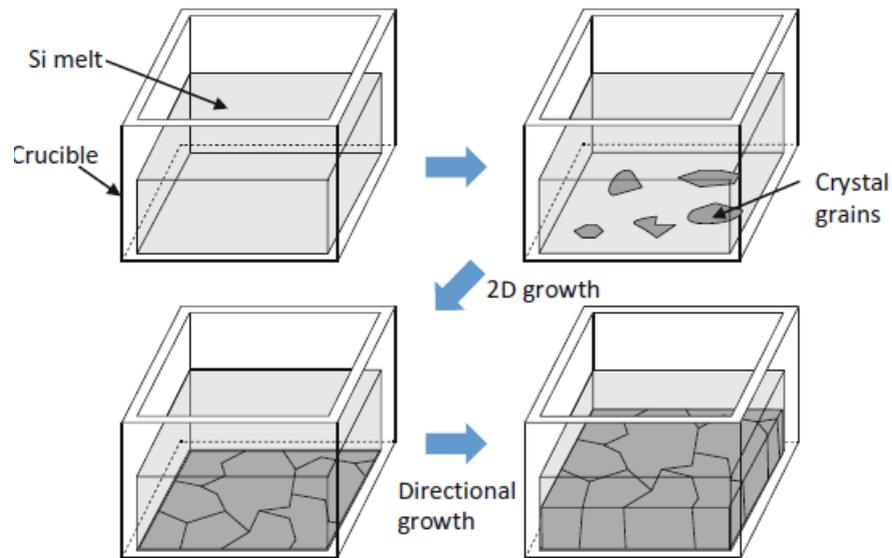


Figure 1.14. – Principe du procédé Cz pour silicium monocristallin. [28]

Le lingot de silicium multicristallin s'obtient par fusion des galets de silicium dans un creuset parallélépipédique en quartz puis refroidissement contrôlé du bas du lingot vers le haut. Le lingot est ensuite découpé en briques, elle-même ultérieurement découpées en wafers.



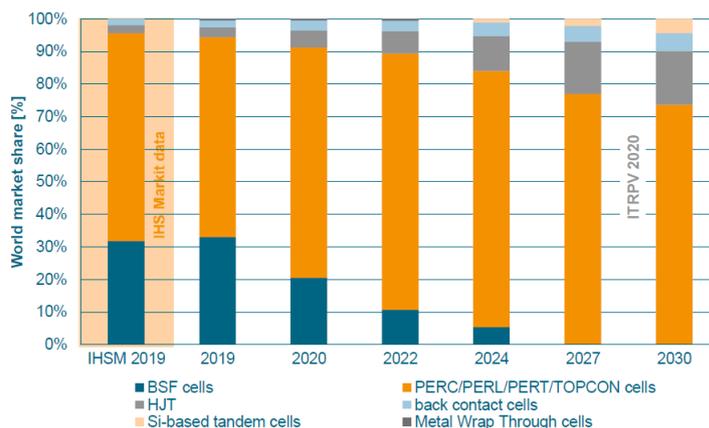
Schematic illustration of mc-Si growth of the casting method

**Figure 1.15.** – Principe du procédé d’obtention du silicium multicristallin. [29]

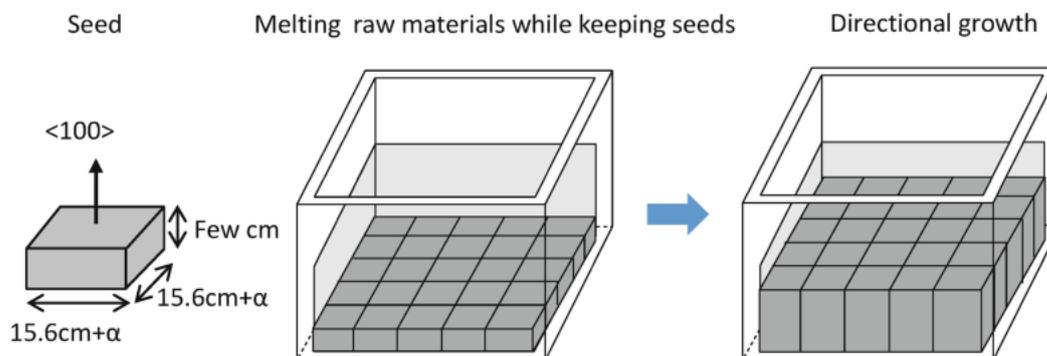
Depuis quelques années, la recherche d’une amélioration des performances des cellules silicium multicristallines suit deux voies opposées. L’une consiste à diminuer la taille des grains, l’influence des joints de grains et dislocations étant minimisée (technologie HPM), l’autre à tenter d’obtenir du silicium mono-cristallin en conservant la simplicité et le faible coût du procédé multicristallin, c’est le procédé dit “mono-like” ou “cast-mono”, qui est utilisé dans la majorité des cellules étudiées dans cette thèse.

### Le procédé “Mono-like” ou “Cast-Mono”

Cette technologie est apparue depuis une dizaine d’années. Son principe consiste à favoriser l’orientation cristalline du lingot en plaçant en fond de creuset, sous la charge des galets de silicium, un pavage de blocs de silicium mono-cristallin obtenus par procédé Cz dans l’orientation choisie, généralement [100]. Le savoir-faire réside dans la maîtrise du cycle thermique de fusion-solidification et dans la conception et le placement des pavés de silicium monocristallin[30].



**Figure 1.17.** – Une prévision des futures parts de marchés des différentes technologies de cellule. Source ITRPV 2020

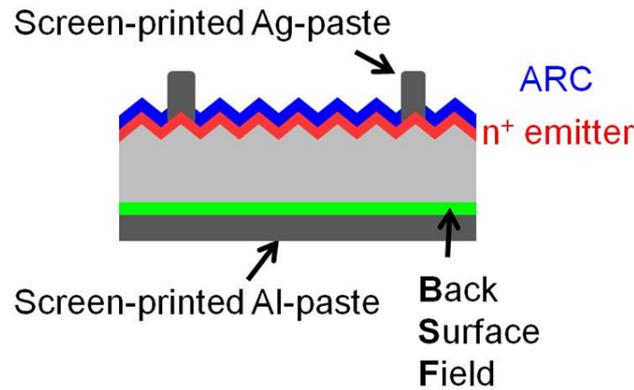


**Figure 1.16.** – Principe du procédé d’obtention du silicium monolike.[29]

Cette technologie permet d’atteindre couramment jusqu’à 20.5% de rendement pour des cellules d’architecture Al-BSF et s’avère compatible avec des architectures plus élaborées, décrites dans la sous-section suivante. Le principal inconvénient de cette technologie réside dans l’augmentation du taux de dislocations depuis le bas du lingot vers le haut affectant le rendement des cellules produites à partir de wafers obtenus depuis le milieu jusqu’en haut de brique[31, 32].

### 1.3.2. Les différentes architectures

De nombreuses variantes de cellules existent perfectionnant l’une ou l’autre des nombreuses étapes de process ou bien tentant de minimiser les pertes de rendement. Nous présentons les trois grandes familles d’architecture, l’une historique (Al-BSF), la seconde en cours de diffusion (PERC) remplaçant la précédente, et la troisième en cours de développement (HJT)



Source: Institute for Solar Energy Research Hamelin (ISFH)

**Figure 1.18.** – Architecture cellule Al-BSF. Source ISFH

### Cellule Al-BSF

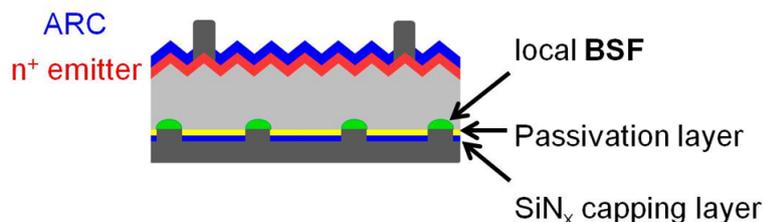
Cette architecture est la plus courante à l'heure actuelle, mais sur le déclin, voir Figure 1.17 car ne permettant plus de progresser en rendement. La Figure 1.18 en décrit les différentes couches. L'appellation BSF, pour Back Surface Field, provient de ce que l'alliage silicium-aluminium créé par le dépôt de la couche d'aluminium (contact arrière) crée un champ électrique qui a pour effet de repousser les électrons et donc d'éviter leur recombinaison sur ce pôle de la cellule. L'autre couche de passivation<sup>5</sup> présente dans cette architecture est la couche de SiNx en face avant jouant également le rôle d'anti-rélecteur. Les contacts en face avant et face arrière sont réalisés par lithographie d'une pâte d'argent dans le premier cas et d'une couche d'aluminium dans le second fondus à haute température (firing).

Le dopage P de la base (absorbeur), en gris en figure Figure 1.18, est réalisé pendant la fabrication du lingot par adjonction de bore ou gallium. La couche N (émetteur) est réalisée par exemple par diffusion à haute température de phosphore via un précurseur gazeux.

### Cellule PERC / PERL / PERT / TOPCON

Ce type de cellule fait l'objet de développement industriels soutenus à l'heure actuelle et est amenée à devenir rapidement la technologie de référence. La principale différence entre la cellule PERC et la cellule Al-BSF concerne la face arrière[33, 34]. Afin d'y limiter de manière plus performante les recombinaisons, une couche de passivation (SiNx ou AlOx) est déposée entre la base et la couche d'aluminium, voir

5. La passivation signifie la neutralisation électrique des défauts du matériau (liaison atomique pendante, impureté, défaut cristallin, ...)



Source: Institute for Solar Energy Research Hamelin (ISFH)

**Figure 1.19.** – Architecture cellule PERC. Source ISFH

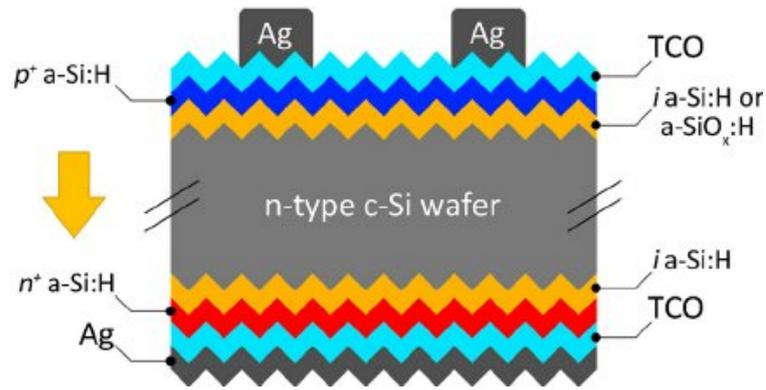
Figure 1.19. Les contacts sont limités à des bandes de quelques centaines de microns de large espacés d'environ 1 mm. Le transport des charges le plus long est depuis le milieu de l'espace inter-contacts jusqu'à leur bord. La longueur de diffusion des trous doit donc être supérieure à cette distance. Les contacts restant localement une source plus importante de recombinaison, il est possible de les passiver également par une couche très fine d'AlOx par exemple, le transport des charges s'effectuant alors par effet tunnel. Les cellules PERL sont équivalentes mais avec des contacts non plus linéaires, mais quasi-ponctuels. Les cellules PERT et TOPCON sont d'autres variantes visant à améliorer la passivation des différentes interfaces.

### Cellule HJT

Ce type de cellule opère un rapprochement avec l'architecture des cellules solaires en couches minces en abandonnant le concept d'homojonction dans lequel les côtés P et N de la jonction sont tous les deux du silicium cristallin pour adopter une structure hétérojonction, voir Figure 1.20 Les deux couches ETL et HTL sont dans cette nouvelle architecture un empilement d'une couche de quelques dizaines de nanomètres de silicium amorphe intrinsèque ou dopée déposée sur le silicium, sur laquelle est ensuite déposée une couche d'oxyde transparent conducteur (TCO) assurant la conduction des charges vers les contacts métalliques. La réalisation des contacts peut rester similaire à celle des cellules Al-BSF, mais la présence d'une couche de TCO de chaque côté de la cellule facilite la réalisation de cellules bifaciales.

### Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'exposer les bases théoriques régissant le fonctionnement d'une cellule solaire. Nous avons également décrit quels sont les phénomènes à la base de la luminescence des cellules ainsi que les équations de réciprocity qui en



**Figure 1.20.** – Exemple d'architecture de cellule silicium à hétérojonction. Image reprise de [35]

permettent une exploitation pratique. Dans un deuxième temps, nous avons présenté quelques éléments importants concernant l'architecture des cellules solaires à base de silicium et l'étape de fabrication des lingots de silicium eux-mêmes. L'ensemble des informations présentes dans ce chapitre sont d'intérêt pour la suite.

# 2. Imagerie de luminescence des cellules solaires

## Introduction

Ce chapitre va nous permettre de décrire les différents moyens expérimentaux utilisés par la suite pour étudier la luminescence des semi-conducteurs en général et des cellules solaires en particulier. Nous compléterons par une description d'un point de vue radiométrique, c'est-à-dire de la collecte par le détecteur du flux de lumière émis par la source, du dispositif le plus simple d'imagerie, à savoir une caméra et un objectif.

### 2.1. Notions de radiométrie optique

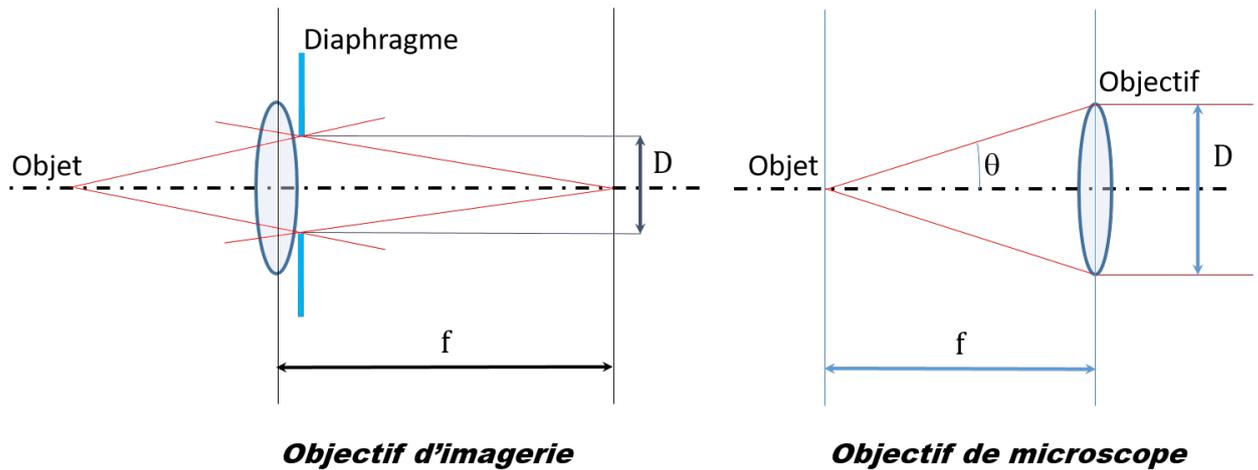
La radiométrie est la discipline de l'optique qui traite de la propagation des flux de lumière depuis une source jusqu'à un récepteur. Son but est généralement soit le dimensionnement du récepteur, soit la caractérisation de la source et/ou du milieu de transmission. Deux types de récepteurs sont à envisager. La première catégorie de capteurs est celle à un pixel, ne formant donc pas une image. On parle alors de capteur de flux, et le but est de recueillir tout le flux incident une partie constante. La seconde catégorie de capteur est celle ayant une matrice de pixels. Le but est alors de projeter sur le capteur une image de l'objet avec le minimum d'erreur de toutes sortes, spectrales, géométriques et d'intensité.

Le but de cette section est de poser les bases nous permettant ultérieurement de proposer une quantification des flux de luminescence enregistrés par la caméra d'un système imageant simple.

Le lecteur se référera utilement à l'ouvrage de Jean-Louis Meyzonnette et Thierry Lépine, intitulé "Bases de Radiométrie Optique"[36].

#### 2.1.1. Nombre d'Ouverture et Ouverture Numérique

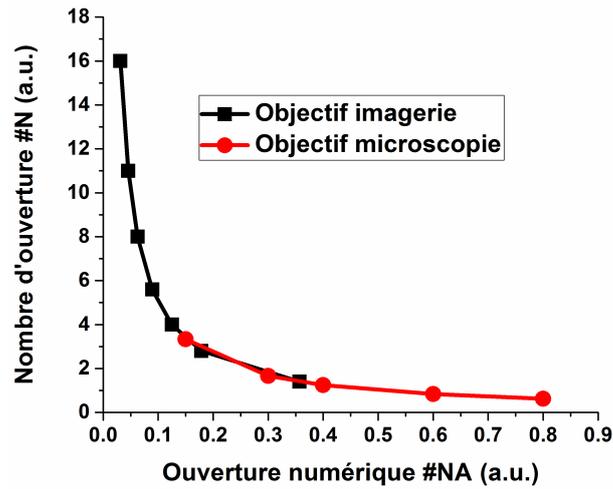
Nous définissons ici deux caractéristiques très importantes des objectifs d'imagerie et de microscopie que nous rencontrerons par la suite, voir la Figure 2.1.



**Figure 2.1.** – Nombre d’ouverture pour un objectif d’imagerie et ouverture numérique pour un objectif de microscopie.

- Pour un objectif d’imagerie, le nombre d’ouverture s’obtient comme  $N = f/D$  avec la focale  $f$  et le diamètre  $D$  de la pupille d’entrée du système. Ce nombre est indiqué sur la bague de réglage d’ouverture des objectifs. Il est possible d’obtenir un nombre d’ouverture inférieur à 1 au prix d’un schéma optique très complexe et d’aberrations optiques significatives. Dans une certaine plage, le réglage du nombre d’ouverture est indépendant de la focale pour un objectif à focale fixe. La quantité de lumière collectée est donc variable et diminue avec le nombre d’ouverture. La “qualité” optique de l’image formée, pour un objectif donnée, augmente avec le nombre d’ouverture en limitant les aberrations optiques.
- Pour un objectif de microscopie, l’ouverture numérique s’obtient comme  $NA = n * \sin(\theta)$  avec  $n$  l’indice de réfraction du milieu de transmission dans l’espace image et  $\theta$  le demi-angle du cône formé par la longueur focale  $f$  de l’objectif et son diamètre  $D$ , donc  $\theta = \arctan(\frac{D}{2f})$ . Les ouvertures numériques supérieures à 1.00, jusqu’à 1.45 en pratique, ne s’obtiennent qu’en modifiant l’indice de réfraction du milieu de transmission, par exemple en intercalant un film d’huile entre l’objectif et l’échantillon. La quantité de lumière collectée totale, fixe pour un objectif donné, augmente avec l’ouverture numérique selon le produit  $\pi * NA^2$ . La résolution spatiale maximum (limite de diffraction) à la longueur d’onde  $\lambda$  est donnée par  $0.61 * \frac{\lambda}{NA}$ . C’est aussi une quantité fixe.

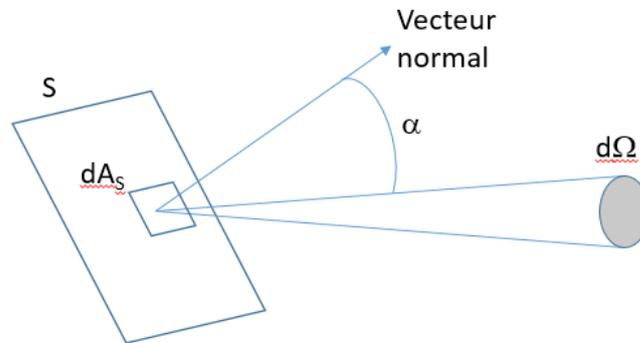
Le nombre d’ouverture et l’ouverture numérique sont liés par la formule  $N = \frac{1}{2 * NA}$ . Les nombres d’ouverture sont typiquement compris entre 1.4 et 16 pour les objectifs d’imagerie et l’ouverture numérique entre 0.1 et 0.9 pour les objectifs de microscopie. En Figure 2.2 est représentée la courbe  $N(NA)$ . Nous constatons que les deux catégories d’objectifs couvrent des plages d’ouverture assez différentes, les objectifs d’imageries étant les moins “lumineux” a priori.



**Figure 2.2.** – Relation entre ouverture numérique et nombre d’ouverture pour les objectifs d’imagerie et de microscopie.

### 2.1.2. Luminance, Intensité, Étendue géométrique

La luminance d’une source  $S$  s’exprime localement comme la densité du flux  $F$  émise par unité de surface  $dA_S$  et d’angle solide  $d\Omega$ , selon une direction d’angle  $\alpha$  par rapport à la surface d’émission.



**Figure 2.3.** – Représentation schématique de la luminance émise par une surface élémentaire  $dA_S$  de la source  $S$  selon un cône d’angle solide  $d\Omega$ .

La formulation de cette luminance est la suivante :

$$L = \frac{d^2F}{\cos(\alpha_S) d^2A_S d\Omega_S} \tag{2.1}$$

On appelle étendue géométrique pour la source la quantité

$$d^2G_S = \cos(\alpha_S) d^2A_S d\Omega_S \quad (2.2)$$

L'étendue géométrique pour une surface élémentaire du récepteur se définit de la même façon.

L'intensité correspond au flux émis par la surface totale de la source selon l'angle solide  $d\Omega$ , ce qui pose la relation suivante entre intensité élémentaire et luminance :

$$dI_S = L \cos(\alpha_S) dA_S \quad (2.3)$$

### 2.1.3. Loi de Bouguer (1729)

Cette loi, dite en  $1/r^2$ , a été formulée par Pierre Bouguer en 1729, dans son ouvrage "Essai d'optique sur la gradation de la lumière"[37]

Considérons une source ponctuelle d'intensité  $I$  et un récepteur de surface élémentaire  $dA_R$ , dont la normale est orientée selon un angle  $\theta$  avec la direction de la source, comme illustré en Figure 2.4. La quantité pertinente pour le(s) pixel(s) du capteur est la quantité de lumière reçue par unité de temps et de surface. On parle alors d'éclairement.

Cet éclaircissement s'exprime de la façon suivante, en considérant la transmission  $T$  du milieu de propagation :

$$E_\theta = \frac{T I \cos(\theta)}{d_\theta^2} \quad (2.4)$$

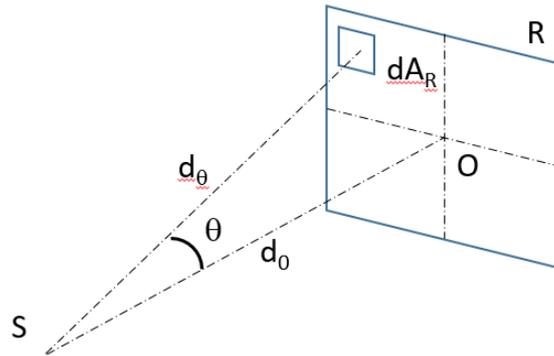
Comme on peut exprimer  $d_\theta$  en fonction de  $d_o$ , la distance entre le capteur et la source, on peut également écrire

$$E_\theta = \frac{T I \cos^3(\theta)}{d_o^2} \quad (2.5)$$

### 2.1.4. Flux reçu par un capteur d'imagerie

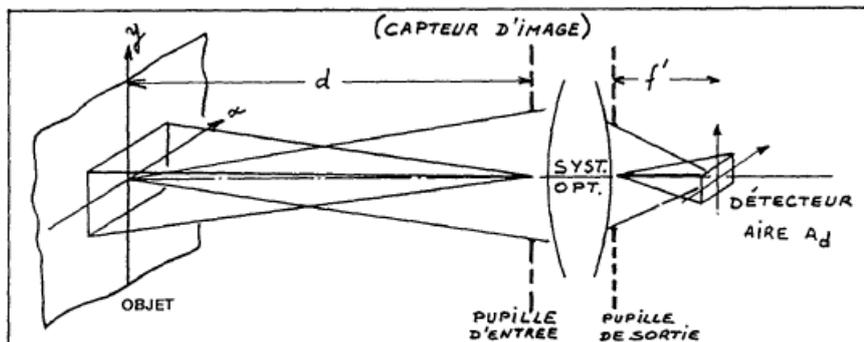
Il peut être montré, dans le cas d'un système optique de révolution, voir [36], que l'éclairement reçu par le capteur provenant d'une source de luminance  $L_S$ , dans le plan focal image du capteur s'exprime de la manière suivante :

$$E_0 = \frac{\pi T_R T_{opt} L_S}{4 N^2} \quad (2.6)$$



**Figure 2.4.** – Éclairement du pixel  $dA_R$  du capteur R par une source ponctuelle S.

avec  $T_R$  la transmission du milieu,  $T_{opt}$  la transmission du système optique et  $N$  le nombre d'ouverture du système optique.



**Figure 2.5.** – Définition des flux transmis par le système optique d'imagerie. Image JL Meyzonnette. [36]

La source peut constituer un champ large au regard de sa distance au système d'imagerie. Cela induit la correction suivante, dite en  $\cos^4$ , applicable à la formulation Équation 2.6 pour les pixels de la source dont la direction vers le centre du système optique et l'axe forment un angle  $\theta$ , ce qui donne :

$$E_\theta = \frac{\pi T_R T_{opt} L_S}{4 N^2} \cos^4(\theta) \quad (2.7)$$

La correction en  $\cos^4$  est de l'ordre de 10% en périphérie d'une cellule silicium de 157 mm de côté distante de 450mm de l'objectif, ce qui est donc assez faible. Dans le cas de l'imagerie, cette correction implique directement que la calibration sera dépendante de la position du pixel sur le capteur et du champ correspondant dans l'espace image.

Les formulations (Équation 2.6) et (Équation 2.7) sont valides pour une grande distance entre la source et le système optique, typiquement dix fois la longueur focale de l'objectif. Pour un objectif de focale  $f = 35 \text{ mm}$ , cela représente une distance de travail d'environ 3,5 m, ce qui ne correspond pas à nos conditions d'acquisition pour lesquelles cette distance est de l'ordre de 50 cm. La mise au point optique nécessaire pour obtenir la netteté de l'image avec un objet plus proche induit une modification  $\Delta f$  de la distance entre le capteur et la pupille de sortie. Une correction supplémentaire est donc applicable sous la forme  $1/(1+g_y)^2$ , avec  $g_y = \frac{\Delta f}{f}$  le grandissement transversal, ce qui donne l'expression finale, en négligeant le grandissement pupillaire :

$$E_\theta = \frac{\pi T_R T_{opt} L_S}{4 N^2 (1 + g_y)^2} \cos^4(\theta) \quad (2.8)$$

Nous constatons que le flux atteignant le capteur est inversement proportionnel aux carrés du nombre d'ouverture et du grandissement transversal.

Pour un objectif d'imagerie à focale fixe entre 35 et 50mm, le grandissement est de l'ordre de 0.1, et donc l'influence du grandissement transversal est très modérée. En revanche, un objectif de microscopie étant conçu pour des grandissements supérieurs à 1, jusqu'à X100, l'impact négatif sur l'éclairement reçu par le capteur est très important malgré la forte ouverture numérique associée. La Figure 2.6 montre ainsi finalement que le flux par pixel reçu est de dix à cinquante fois inférieur dans le cas de la microscopie par rapport à l'imagerie grand champ. Cela permet de comprendre qu'il soit possible d'obtenir des images grand champ de luminescence de cellules à base de silicium avec une caméra dont le capteur est également en silicium (ce cas étant plutôt défavorable) et des temps d'acquisition assez courts, alors que l'exercice est beaucoup moins simple en microscopie.

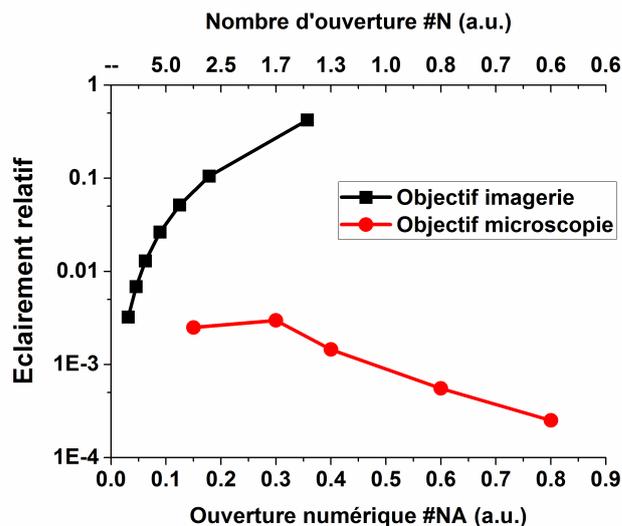
## 2.2. Vers une imagerie quantitative de luminescence

Nous avons obtenu dans la section précédente l'expression générale reliant la luminance d'une source S et l'éclairement reçu par le capteur. Nous allons dans cette section faire le lien avec le signal final fourni par la caméra.

### 2.2.1. Intensité délivrée par le capteur

Les quantités  $T_R$ ,  $T_{opt}$  et  $L_S$  ayant une composante spectrale, les quantités suivantes sont exprimées en fonction de l'énergie  $E$  des photons incidents puis absorbés.

L'éclairement  $E_\theta$  de l'(Équation 2.8) correspond à un nombre de photons reçus par unités de temps et de surface ( $s^{-1}m^{-2}$ ). Une image de luminescence étant réalisée



**Figure 2.6.** – Impact de l’ouverture numérique sur l’éclairement du capteur. (Valeurs d’après des objectifs du commerce).

avec une durée d’acquisition donnée  $t_{acq}$  et chaque pixel du capteur ayant une surface  $S_{pixel}$ , la quantité de photons incidents sur chaque pixel est donc

$$\varphi_p(E) = E_\theta(E) t_{acq} S_{pixel} \quad (2.9)$$

Si nous considérons l’efficacité quantique de la caméra  $QE_{cam}$  identique pour tous les pixels, nous pouvons calculer le nombre d’électrons générés pour chaque pixel du capteur :

$$\varphi_e(E) = E_\theta(E) t_{acq} S_{pixel} QE_{cam}(E) \quad (2.10)$$

Le gain de la caméra doit également être pris en compte. C’est le rapport entre le nombre d’électrons générés par les photons absorbés et le nombre de comptages enregistrés par la caméra, qui est exprimé en électrons/ADU (Analog to Digital Unit).

$$G = \frac{\text{Nombre d'électrons générés}}{\text{Nombre d'unités digitales}} \quad (2.11)$$

Ce paramètre  $G$  est fourni par le fabricant de la caméra ou peut être calculé à partir de la variance du signal en champ plat dans l’obscurité et éclairé. Le gain  $G$  peut être évalué pixel par pixel[38] mais nécessite une mesure très précise et une source de lumière stable[39]. Nous avons ici considéré une valeur constante pour tous les pixels. La distribution spatiale de l’erreur étant aléatoire et sa variance constante quelque soit la sous-partie du capteur considérée, cela ne compromet pas l’analyse

spatiale.

Le signal délivré par chaque pixel est affecté par un bruit de lecture et un bruit dû au courant d'obscurité. Ces deux bruits sont liés à la technologie du capteur et des circuits électroniques qui le pilotent. A cela s'ajoute souvent une constante numérique arbitraire décidée par le fabricant. Nous appelons *offset* l'ensemble de ces trois données, qui est donc propre à chaque pixel et à chaque condition expérimentale.

Le signal fourni par la caméra s'exprime donc pour chaque pixel sous la forme

$$\varphi_{adu}(E) = \frac{E_{\theta}(E) t_{acq} S_{pixel} Q E_{cam}(E)}{G} + offset \quad (2.12)$$

Nous apelons  $K_{cal}$  la constante (spectrale) de calibration :

$$K_{cal} = \frac{1}{G} \frac{\pi T_R T_{opt} t_{acq} S_{pixel} \cos^4(\theta)}{4 N^2 (1 + g_y)^2} \quad (2.13)$$

Une erreur de +/-5 % sur le paramètre	$g_y$	$T_R * T_{opt}$	$N$	$S_{pixel}$	$t_{acq}$	$G$
provoque une incertitude relative de	+/- 0.5	+/- 5	+/- 10	+/- 5	+/- 5	+/- 5

**Table 2.1.** – Influence relative des paramètres expérimentaux sur le facteur d'éta-lonnage  $K_{cal}$ .

Cette constante  $K_{cal}$  n'est valable que pour une énergie de photon donnée et peut être à deux dimensions si certaines de ses composantes le sont, par exemple  $G$ ,  $T_R$ ,  $T_{opt}$  ou *offset*.

Discutons de l'influence de l'incertitude des paramètres de  $K_{cal}$ . L'incertitude relative des paramètres est proportionnelle à leur exposant de puissance dans l'Équation 2.13. Par conséquent, le paramètre le plus sensible est le nombre d'ouverture  $N$ , comme indiqué dans le Tableau 2.1. L'erreur sur  $g_y$  a une influence mineure en raison de sa valeur relativement faible par rapport 1, typiquement 0.1 pour un objectif d'imagerie, voir Équation 2.13. En fait, les incertitudes relatives sur la taille du pixel, le temps d'acquisition et le nombre  $f$  sont négligeables grâce à la qualité de la caméra et de l'objectif. L'incertitude sur la transmittance mesurée  $T_R$  et  $T_{opt}$  est inférieure à 1%. L'incertitude relative globale sur  $K_{cal}$  est donc probablement comprise entre +/- 1% et +/- 10% et dépend essentiellement de la qualité du réglage du nombre d'ouverture.

Reprenant l'expression de l'éclairement reçu par chaque pixel du capteur selon l'Équation 2.8), nous obtenons la formulation suivante reliant l'intensité du signal

indiquée par la caméra en fonction de la luminance de la source.

$$\varphi_{adu}(E) = K_{cal}(E) QE_{cam}(E) L_S(E) + offset \quad (2.14)$$

Cette relation n'est vraie a priori que pour une énergie de photon donnée. Nous tenons à souligner que tous les paramètres liés à la configuration de l'installation sont relativement faciles à déterminer avec une bonne précision. *Il s'agit donc d'un moyen simple pour obtenir une mesure absolue du flux de photons de la source, donc la luminescence.*

Nous nous plaçons maintenant dans le cas où les transmissions  $T_R$  et  $T_{opt}$  ainsi que l'efficacité quantique  $QE_{cam}$  peuvent être considérées constantes sur la plage de longueurs d'onde utile. En intégrant l'équation précédente sur l'énergie, nous pouvons formuler la luminance absolue de la source en fonction du signal de la caméra :

$$\int L_S(E) dE = \frac{\int \varphi_{adu}(E) dE - offset}{K_{cal} * QE_{cam}} \quad (2.15)$$

Pour le cas des cellules silicium, la condition  $QE_{cam} = constante$  peut être obtenue avec une caméra InGaAs. Cette condition n'est pas obtenue avec une caméra dont le capteur est en silicium, son efficacité quantique chute quasi-exponentiellement jusqu'à 1100 nm.

### 2.2.2. Intensité quantitative de luminescence

Les objets que nous considérons étant des semi-conducteurs, leur luminance est celle décrite au chapitre 1, hors rayonnement thermique de grande longueur d'onde.

Cette luminescence se formule par exemple en utilisant les formules de réciprocité (Équation 1.19) et (Équation 1.18), pourvu que  $\Delta\mu$  et  $V$  soient supérieurs à  $kT/q$ .

Nous pouvons alors préciser l'(Équation 2.14) de la manière générale suivante pour toute forme de luminescence :

$$\varphi_{luminescence,adu} = e^{qV/kT} \int K_{cal} \eta(E) QE_{cam}(E) \varphi_{BB} e^{V_{Locale}} dE + offset \quad (2.16)$$

Dans le cas de la photoluminescence, applicable à un matériau semi-conducteur seul ou bien une hétérostructure, nous avons les équivalences  $\eta(E) = A(E)$  et  $V_{Locale} = \Delta\mu$ , avec  $A(E)$  l'absorbance du dispositif étudié et  $\Delta\mu$  l'écart des quasi-niveaux de Fermi. Dans le cas de l'électroluminescence, applicable uniquement à un dispositif

électriquement connectable, nous avons  $\eta(E) = EQE(E)$  l'efficacité quantique du dispositif, supposée indépendante de la tension, et nous noterons la variable  $V_{Locale}$  simplement  $V$ .

Nous expliciterons les différents termes de cette équation générale dans le chapitre 4 pour l'étude de l'électroluminescence.

## 2.3. Dispositifs expérimentaux

### 2.3.1. Imagerie Hyperspectrale en microscopie

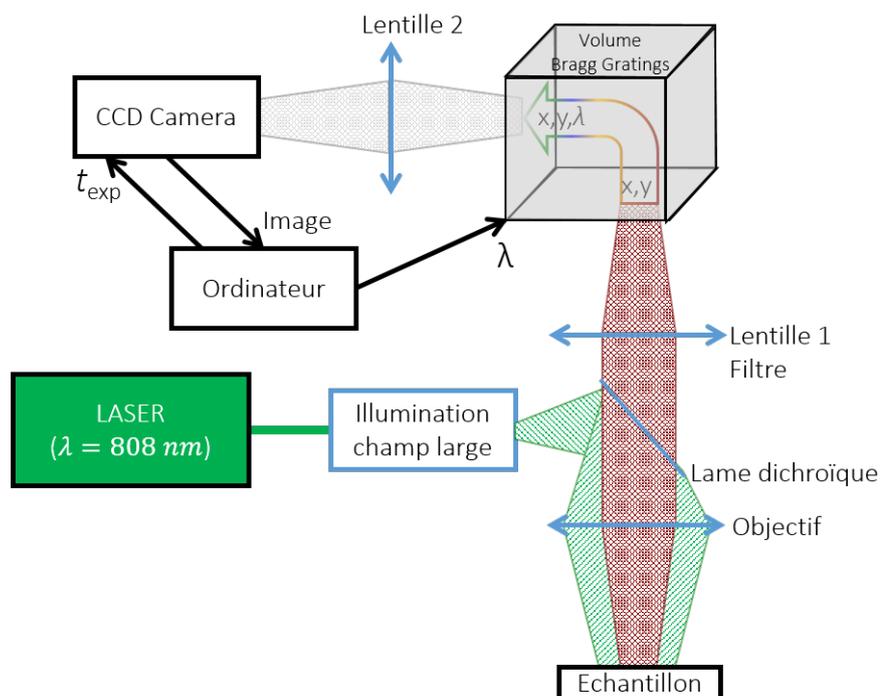
L'imagerie hyperspectrale consiste à acquérir une suite d'images de l'échantillon pour une série de longueurs d'onde. Le dispositif est basé sur un filtre imageur hyperspectral de PhotonEtc, construit sur la base d'un microscope Olympus. Ce filtre imageur préserve les deux dimensions spatiales du signal, au contraire d'un monochromateur qui n'en préserve qu'une au maximum selon sa constitution. Ceci est obtenu par un composant optique original breveté par la société PhotonEtc appelé "réseau de Bragg en volume". Sa résolution spectrale est de l'ordre de 2 nm. Comme tout réseau de diffraction, il est dimensionné et optimisé pour une plage spécifique de longueurs d'onde. La caméra associée au système doit donc être compatible en longueur d'onde. Le filtre a la possibilité d'être réglé à l'ordre 0, ce qui signifie qu'il est possible de capter une image intégrée en longueur d'onde. Outre son aspect pratique par exemple pour faire la mise au point ou sélectionner la zone d'intérêt, cela permet de réaliser des images intégrées sur une plage spécifique de longueur d'onde à l'aide d'un filtre positionné au niveau de la lentille 1. Ce système est représenté en Figure 2.7

Dans notre cas, la caméra utilisée est le modèle NiRvana 640ST de la société Princeton Instrument à base de capteur InGaAs refroidi à  $-60$  °C. Le capteur comporte  $640 \times 512$  pixels de 20 microns de côté. La courbe de rendement quantique est pratiquement constante entre 950 et 1650 nm.

Dans le cas de la photoluminescence, l'excitation de l'échantillon est réalisée pour étudier le silicium avec un faisceau laser de longueur d'onde 808 nm, spatialement homogène et d'un diamètre de 1 mm. La lame dichroïque sélectionne la plage de longueurs d'onde souhaitée en éliminant le flux laser réfléchi.

Par le biais de plusieurs calibrations, ce dispositif permet de réaliser des images hyperspectrales en unités absolues. C'est à dire que pour chaque longueur d'onde, l'intensité de l'image s'exprime en  $s^{-1} * m^{-2} * sr^{-1} * nm^{-1}$ . Les calibrations nécessaires sont :

- Une calibration spatiale pour quantifier le grandissement
- Une calibration en puissance absolue pour quantifier le flux transmis
- Une calibration en transmission relative pour corriger les défauts de transmission (flatfield...)



**Figure 2.7.** – Schéma de principe de l'imager hyperspectral. Le laser illumine l'échantillon via un système d'homogénéisation (flux en vert). La luminescence (Flux en rouge) est guidée par l'objectif et la lentille 1 jusqu'au filtre imageur qui sélectionne et projette sur la caméra par la lentille 2 une image spectralement limitée à une bande de 2nm de large. L'acquisition est répétée pour autant de longueurs d'onde que souhaité.

La méthode a été mise au point par Delamarre et al.[40]. Les données spectrales en unités absolues permettent d'exploiter les relations de réciprocité décrites au chapitre 1 et ainsi accéder à de nombreuses caractéristiques optoélectroniques des cellules solaires de tous types, voir par exemple [41] et [42]. Ce montage n'est probablement pas adapté à une calibration photométrique telle que nous l'avons décrite dans la section précédente, une partie du flux étant perdue dans le filtre imageur de manière inconnue et variable selon son réglage.

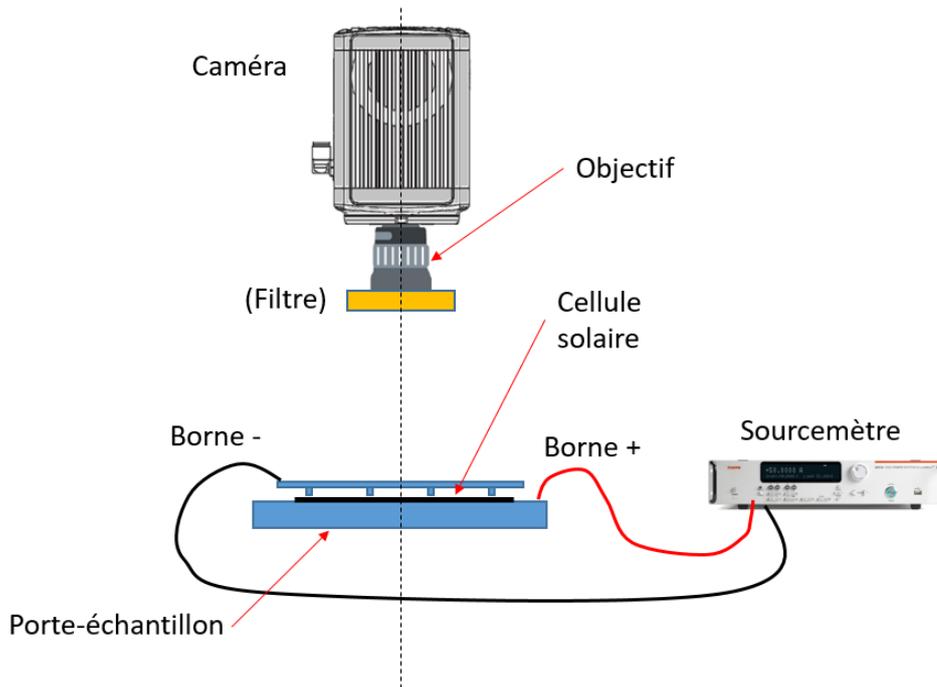
Ce montage est celui que nous utiliserons dans le cadre de l'étude présentée au chapitre 3.

### **Imagerie hyperspectrale grand champ**

Une variante du montage décrit dans la section précédente est également disponible en grand champ, c'est-à-dire que le champ imagé atteint  $160 \times 160 \text{ mm}^2$  au lieu de  $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$  pour le montage précédent. Ce montage affiche un grandissement de l'ordre de 0.1 et relève donc de l'imagerie grand champ. Concernant l'imagerie de luminescence de cellule silicium, la caméra est de marque PhotonEtc, modèle Zephyr 1.7S refroidie à  $-80^\circ\text{C}$ .

### **2.3.2. Imagerie simple Grand Champ**

Ce dispositif est le plus simple que l'on puisse envisager pour produire une image de luminescence. Ni les données spectrales (à part l'usage de filtres passe-bande) ni temporelles ne sont accessibles. Le dispositif est constitué d'un porte-échantillon, et d'une caméra à laquelle est fixé un objectif. La distance de travail est de l'ordre de 500 mm pour imager une cellule silicium de 157 mm de côté. Les deux caméras à notre disposition sont la caméra NiRvana déjà mentionnée et une caméra sCMOS à capteur silicium de  $2048 \times 2048$  pixels de 6.5 microns de côté. Nous utiliserons principalement cette dernière, sa résolution spatiale étant beaucoup grande que la caméra InGaAs.



**Figure 2.8.** – Montage d'imagerie de luminescence grand champ.

Nous utiliserons ce montage dans le cadre de l'étude d'électroluminescence présentée au chapitre 4. Le porte-échantillon est adapté pour contacter électriquement la cellule dans un schéma électrique à quatre fils. Ce montage permet d'annuler l'effet de la résistance série due aux contacts et au câblage en séparant l'application de la tension et celle du courant. La puissance électrique est apportée par un source-mètre modèle 2651A de marque Keithley apte à délivrer jusqu'à 20A sous 0.7V.

L'ensemble est piloté par un ordinateur synchronisant l'application de la puissance électrique et l'acquisition de l'image.

Il est possible de réaliser des images de photoluminescence par l'ajout d'un système d'illumination large.

Ce montage permet de réaliser une courbe  $I(V)$  dans l'obscurité, synchronisée sur l'éventuelle acquisition de l'image de luminescence correspondante.

## Conclusion

Ce chapitre a permis d'exposer les moyens expérimentaux à notre disposition pour l'analyse de la luminescence, leur intérêt et limitations. Nous avons exposé une manière relativement simple de quantifier la luminance d'une source d'après l'intensité en unités arbitraires délivrée par le système d'observation, connaissant les caractéristiques du système de mesure, c'est-à-dire les objectifs, filtres et caméra. Ces

caractéristiques sont généralement disponibles auprès des fabricants, mais peuvent être également déterminés expérimentalement.

# 3. Imagerie des dislocations dans le silicium par photoluminescence

## Introduction

Les dislocations dans le silicium monocristallin ont la particularité de générer dans certaines conditions de la luminescence à des longueurs d'onde bien particulières. Nous allons analyser et modéliser cette luminescence sous excitation laser et mettre en évidence quelques caractéristiques optoélectroniques et géométriques des dislocations observées.

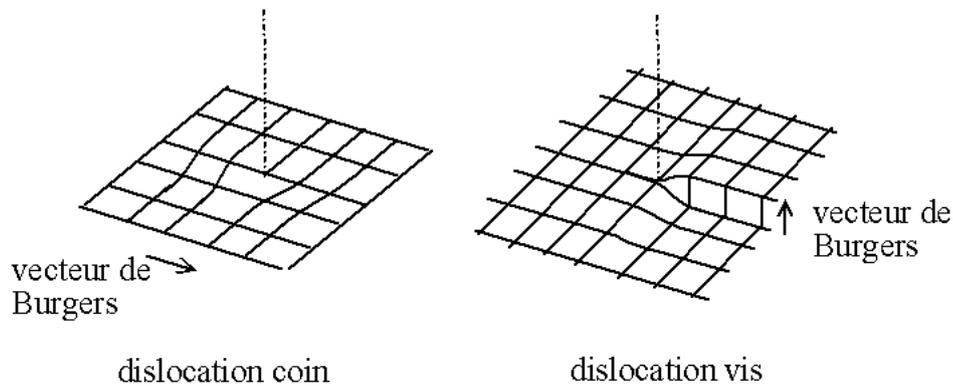
Ce chapitre analyse les propriétés optiques de la luminescence des dislocations, en particulier celle des bandes spectrales D1 et D2 au-dessus de 1400 nm afin de déterminer les propriétés géométriques de la dislocation. Nous montrerons comment un modèle simple du profil de luminescence D1/D2 extrait d'une seule image de photoluminescence donne accès à plusieurs caractéristiques de la dislocation : son angle par rapport à la surface, la durée de vie effective le long de la dislocation et une estimation de la vitesse de recombinaison de la surface. La méthode proposée étant purement optique, elle est également non destructive pour l'échantillon. Nous présenterons également une autre méthode optique permettant d'estimer la durée de vie effective et la vitesse de recombinaison de la dislocation à partir de l'image de luminescence bande à bande, supposant connue la vitesse de recombinaison en surface.

## 3.1. Luminescence des dislocations dans le silicium

### 3.1.1. Dislocations dans les cristaux

De la manière la plus simple, une dislocation est une discontinuité linéaire dans l'arrangement de la matière cristalline. Il existe deux types principaux de dislocations, voir Figure 3.1 : la dislocation coin, qui correspond à l'absence d'un demi-plan atomique, et la dislocation vis qui correspond au glissement d'un quart de l'espace. La dislocation est caractérisée par sa droite d'application le long de laquelle la dislocation se propage (en pointillé dans la figure) et par son vecteur de Burgers, l'angle  $\alpha_D$

entre les deux formant également une caractéristique de la dislocation. Les dislocations sont généralement une combinaison évolutive de ces deux types de dislocations par la variation de l'angle  $\alpha_D$ . La position des dislocations dans le cristal dépend de la maille cristalline élémentaire, certains plans/directions étant privilégiés pour des raisons énergétiques.



**Figure 3.1.** – Les deux types principaux de dislocations : dislocation coin et dislocations vis.

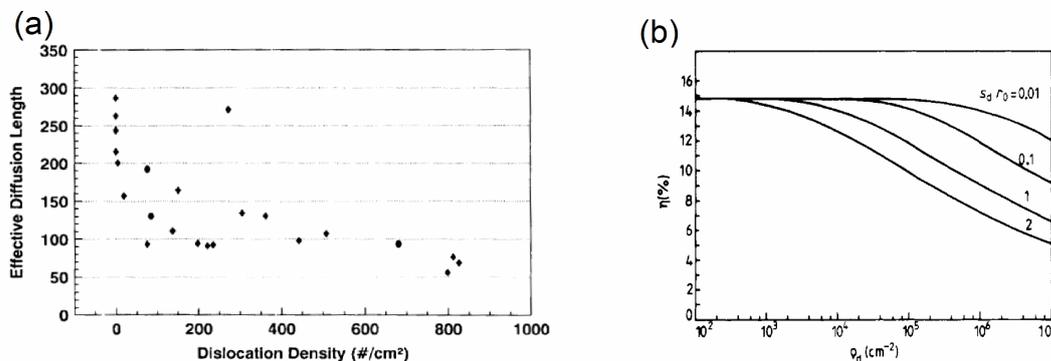
L'existence d'une dislocation est généralement due à la nécessité de relaxer le plus possible une contrainte mécanique exercée sur le matériau. Cette contrainte peut avoir pour origine un effort mécanique, une variation de température, ou une combinaison des deux. Une dislocation est donc le lieu d'un champ de contrainte local différent de celui du matériau vierge et peut lui être très supérieur. Si les premières investigations relatives aux dislocations visaient à décrire le comportement mécanique puis thermo-mécanique des matériaux, la perturbation géométrique locale de la maille cristalline induite par la présence des dislocations n'est pas sans conséquence sur la structure de bande énergétique du matériau. Dès lors, ses propriétés optiques et électriques peuvent varier considérablement. Il est ainsi possible que l'absorption de la lumière devienne directe au lieu d'indirecte, sa valeur étant également modifiée. Au-delà de cette description très succincte, l'étude des dislocations est un champ de recherche vaste et il existe différentes théories plus ou moins complexes décrivant en particulier le déplacement et la multiplication des dislocations que nous serons amenés à constater dans le chapitre 4. Voir par exemple [43]

Notons que la densité de dislocations se définit comme étant la somme des longueurs des dislocations présentes par unité de volume. Cette densité est donc couramment exprimée en  $cm^{-2}$ . Par ailleurs, une manière courante de caractériser la luminescence d'une dislocation consiste à calculer le contraste de son émission de luminescence par rapport à la luminescence à une certaine distance de son centre/axe.

### 3.1.2. Dislocations dans le silicium monocristallin

La structure cristalline du silicium est de type cubique face centrée (CFC) de type diamant. Les dislocations parfaites, c'est-à-dire non décomposées, se situent dans le plan (111) selon les directions [110]. Celles-ci étant au nombre de trois dans ce plan, les dislocations sont soit de type "vis", soit mixtes dites "60°". Enfin, chacune de ces deux types de dislocation se décomposent elles-même en deux dislocations partielles, à 90° et 30° pour la dislocation "vis" et en deux dislocations à 30° pour celle à 60° [44].

Les dislocations sont difficilement évitables dans le système de solidification directionnelle du processus de croissance du silicium, même pour la technologie émergente de quasi-mono (ou monolike ou cast-mono) dans laquelle des germes obtenus par le processus de Czochralski et exempts de dislocations sont utilisés pour contrôler la direction du cristal. On sait depuis longtemps que les dislocations dans le silicium nuisent aux performances des dispositifs optoélectroniques tels que les cellules solaires, en affectant leur longueur de diffusion globale [45] ou leur rendement [46]. Il a donc été largement démontré que les dislocations agissent comme des centres de recombinaison pour les porteurs photogénérés, réduisant ainsi leur durée de vie effective [47, 48]. Les dislocations modifient également la conductivité électrique en raison de la modification de la charge et du champ électromagnétique créé par la distorsion du cristal [49]. Elles peuvent localement augmenter la densité d'impuretés souvent inévitables, comme celles liées au fer [50].



**Figure 3.2.** – Influence de la densité de dislocation. (a) Sur la longueur de diffusion [45]; (b) Sur le rendement,  $s_d r_0$  étant la vitesse de recombinaison au rayon  $r_0$  de la dislocation. [46]

Les dislocations ont donc été étudiées en utilisant un large éventail de techniques de caractérisation et plusieurs modèles ont été proposés pour décrire leur comportement [51, 52]. La combinaison d'un traitement chimique [53, 54], d'une analyse optique améliorée [55] puis d'un microscope électronique à transmission [56] a permis de décrire en détail les propriétés géométriques ainsi que la croissance et la diffusion de ces dislocations.

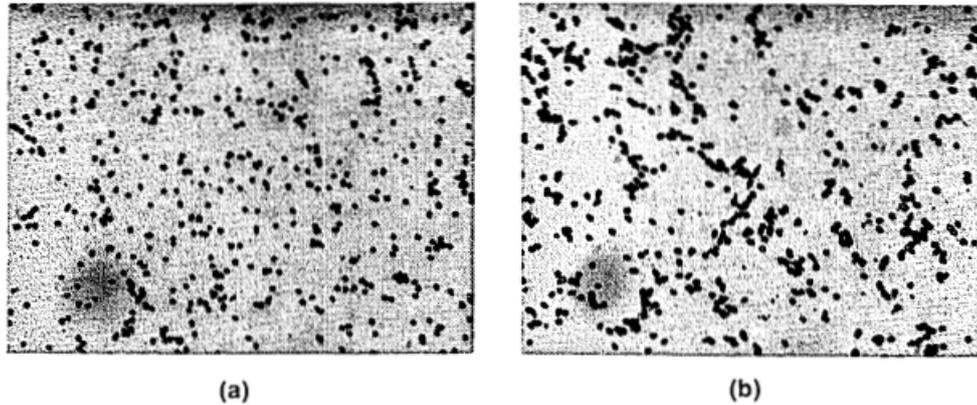


Fig. 2. Different spatial distributions of etch pits: (a) nearly uniform dislocation tangles; (b) forming groups of etch pits.

**Figure 3.3.** – Visualisation optique après traitement chimique dit “Sopori” de dislocations dans le silicium [55]

D’autres études ont également permis de décrire leurs propriétés optiques. En 1976 et 1977, Drozdov *et al.* ont publié une première description [57, 58] de la luminescence des dislocations à des longueurs d’onde supérieures à celle du gap à 4.2 K, dans le silicium de type n ainsi que dans le silicium de type p. Les différentes bandes de longueur d’onde d’émission ont été nommées D1 (centrée à 1526 nm ou 0.81eV), D2 (centrée à 1416 nm ou 0.87 eV), D3 (centrée à 1327 nm ou 0.93eV) et D4 (centrée à 1240 nm ou 1.00 eV), voir Figure 3.4 . Ces émissions peuvent également être observées à température ambiante et leurs intensités et largeurs spectrales dépendent fortement de la contrainte et des évolutions de température appliquées au matériau. Par conséquent, d’autres signaux de luminescence peuvent également apparaître à d’autres longueurs d’onde comme les bandes nommées D5 et D6, voire plus. [59].

L’origine de cette émission de luminescence est très discutée. D’après les revues de Kittler et Reiche [44] d’une part et d’Arguirov d’autre part [60], les lignes directrices générales suivantes ont pu être apportées :

- Il a été mis en évidence l’appariement des bandes D1 et D2 d’une part et D3 et D4 d’autre part, leur comportement par paire ayant été observé dans de nombreuses conditions expérimentales et méthodes de mesures différentes.
- La bande D1 serait une réplique phononique de la bande D2 et la bande D3 une réplique phononique de la bande D4.
- Spatialement les bandes D3/D4 correspondent au cœur des dislocations, alors que les bandes D1/D2 en seraient éloignées de 2 à 9  $\mu m$ . Nous reviendrons sur ce point.
- La bande D1 serait essentiellement associée aux dislocations “vis”. Toutefois, il a été montré que les dislocations dans le silicium monocristallin exemptes d’impuretés métalliques n’émettent pas de luminescence, et qu’il existe une concentration d’impuretés (dans le cas du cuivre) pour laquelle cette émission

présente un maximum.

— La bande D4 aurait pour origine essentiellement les dislocations à  $60^\circ$ . Ces fait restent toutefois très dépendants de l'échantillon, de son contenu en impuretés et de son histoire thermo-mécanique. Elles sont donc susceptibles d'être infirmées par l'expérience et doivent être considérées avec prudence.

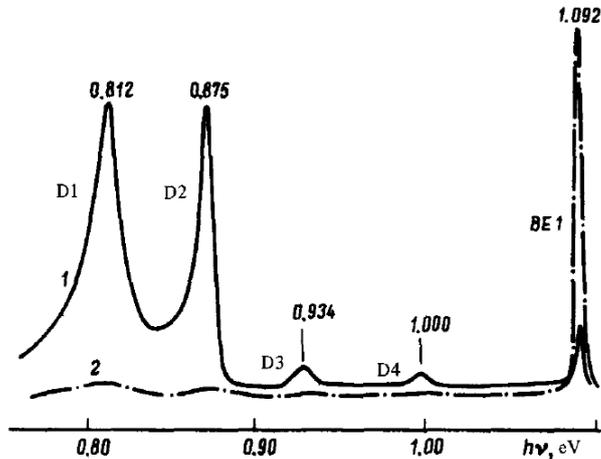


FIG. 1. Photoluminescence spectrum of silicon,  $T = 4.2 \text{ K}$ : 1—central part,  $D \approx 4 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ , 2—end part of the crystal,  $D \approx 4 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ .

**Figure 3.4.** — Spectres de luminescence des dislocations dans le silicium, d'après Drozdov *et al*[57], pour une densité de dislocations de  $4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$  (trait plein) et  $4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$  (trait discontinu).

La luminescence étant devenue un moyen important de caractériser les dislocations, les techniques d'imagerie (détection par caméra) ou de cartographie (par scan de l'échantillon) ont été appliquées de différentes manières pour caractériser les dislocations dans le silicium. En 1987, Guidotti *et al.* ont utilisé la photoluminescence (scan) pour estimer de manière non destructive la densité des dislocations sur une plaquette de GaAs[61]. Lightlowers *et al.* (1993) ont réalisé des images de cathodoluminescence du silicium (scan) pour évaluer l'origine de la luminescence D1-D2 par rapport à la luminescence D3-D4[62].

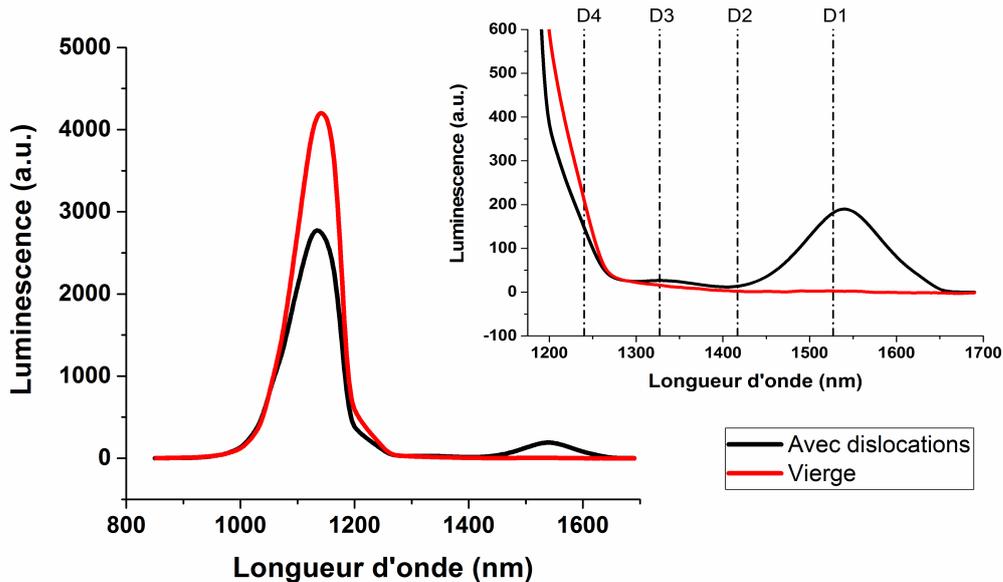
L'imagerie par photoluminescence des dislocations est plus récente, comme le travail de Sugimoto *et al.* en 2006 sur leur influence sur la durée de vie[63]. Plus tard, Peloso M. *et al*[64] ont montré en 2011 le lien entre l'orientation des dislocations par l'imagerie de photoluminescence et la polarisation de leur signal de luminescence. Mankovics *et al.* [65] ont illustré l'utilisation d'images de luminescence de bande à bande (BB) et de luminescence de bande D1 pour discuter de l'activité de recombinaison des dislocations. Certaines caractéristiques géométriques de la dislocation ont également été étudiées. Castellanos *et al.*[66] ont décrit le lien entre l'excentricité des cratères de gravure et la force de recombinaison des dislocations. Nguyen *et al.*[67] ont exploré la possibilité que l'asymétrie d'un profil PL à travers une limite de sous-joint de grain trouve son origine dans l'angle du modèle de dislocation et ont conclu que ce n'était pas le cas avec leurs échantillons. Dans un de leurs travaux récents[68], il s'est avéré au contraire que la luminescence asymétrique des signaux

D1/D2 était associée à l'inclinaison des dislocations sous la surface, ce qui a été confirmé par l'analyse TEM. Ils ont également remarqué que l'asymétrie avait deux directions préférentielles perpendiculaires l'une à l'autre en fonction des modèles de dislocations. L'asymétrie du profil de luminescence D1/D2 des dislocations dans le silicium a également été observée dans les travaux de Tajima *et al.*[69] même si cela n'a été ni mentionné ni analysé. Il n'existe que quelques travaux portant sur l'étude de la géométrie des dislocations par analyse optique comme la luminescence. Par exemple, Nagano *et al.*[70] ou Tanuma *et al.*[71] ont imagé avec une excitation à 2 photons en trois dimensions jusqu'à 200  $\mu\text{m}$  de profondeur les dislocations par luminescence dans du 4H-SiC et ont rapporté l'angle des dislocations avec la surface.

## 3.2. Observations expérimentales

Notre expérience consiste à enregistrer des images de photoluminescence (PL) d'un échantillon de silicium pour deux gammes de longueurs d'onde distinctes : en dessous de 1250 nm, correspondant à l'émission bande à bande, et au-dessus de 1400 nm, correspondant à la luminescence D1-D2 des dislocations. Nous avons utilisé le dispositif d'imagerie hyperspectrale décrit en section 2.3.

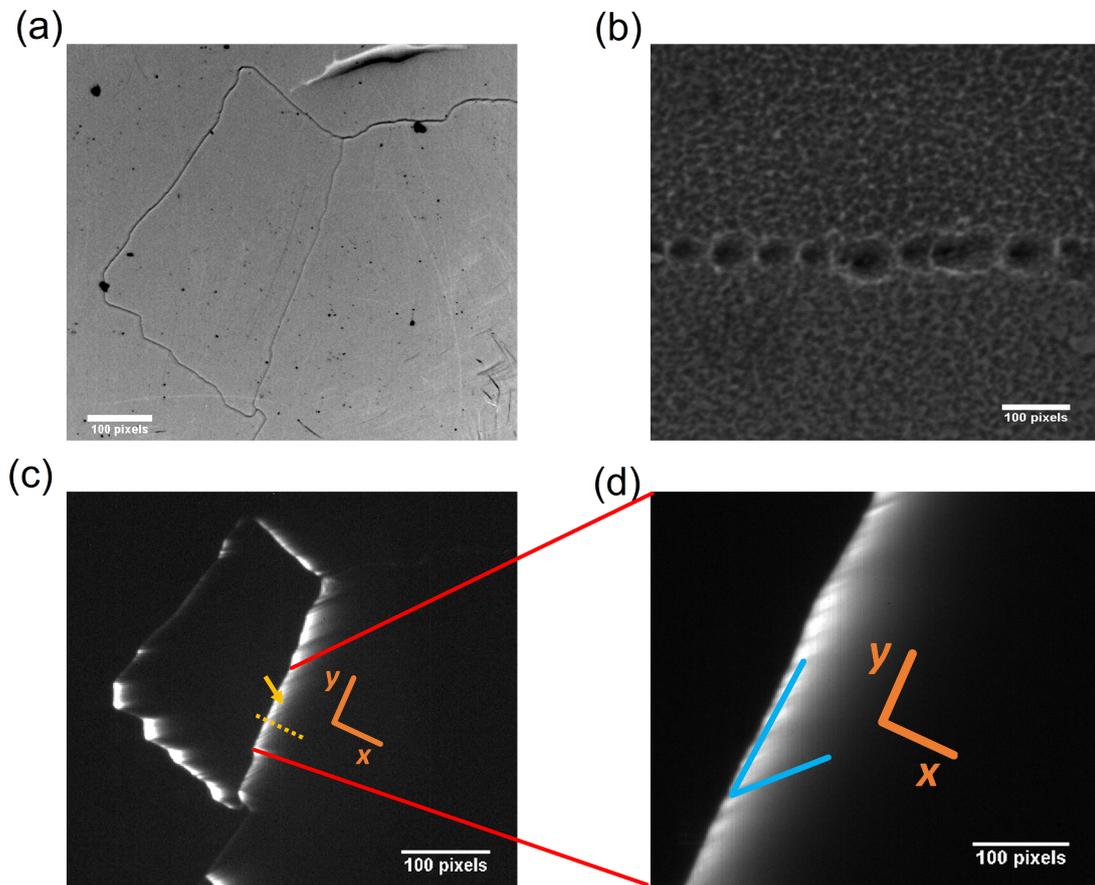
L'échantillon est une dalle de silicium monolike dopé au bore (type p) orienté [100] avec une résistivité d'environ 1,2  $\Omega\cdot\text{cm}$  et une épaisseur de 3,12 mm. Il a été poli mécaniquement et chimiquement pour obtenir une rugosité de surface  $S_a$  d'environ 6 nm, donc très largement inférieure aux longueurs d'onde en question. Les surfaces de l'échantillon n'ont pas été passivées et l'échantillon a été laissé à l'air ambiant pendant le stockage et l'expérimentation. Un contour de dislocation dont le motif visible à la surface ressemble à une boucle fermée avec au moins un côté aussi droit que possible a été sélectionné et observé avec un microscope optique, voir Figure 3.6(a), avec un microscope électronique à balayage, voir Figure 3.6(b) et avec notre dispositif d'imagerie par photoluminescence, voir Figure 3.6(c) et (d).



**Figure 3.5.** – Spectre de luminescence typique à température ambiante pour le silicium étudié dans ce manuscrit. Agrandissement sur la partie grande longueur d’onde avec indication des bandes D1 à D4 selon Drozdov. Nous constatons la présence des bandes D1, D3, les positions des pics ne correspondant pas exactement aux valeurs indiquées par Drozdov. Les bandes D2 et D4 semblent absentes ou très peu intenses.

Les images de photoluminescence intégrée au-dessus de 1400 nm, voir Figure 3.6(c) et (d), montrent une intensité très asymétrique à travers la dislocation. Ceci est particulièrement évident lorsque l’on trace les profils PL sélectionnés perpendiculairement à chaque segment de l’amas sélectionné. L’un des côtés de cet amas, indiqué par la ligne jaune pointillée de la Figure 3.6(c), fera l’objet d’une étude plus approfondie. Un agrandissement sur cette zone est reporté en Figure 3.6(d). Il est à noter que la diffusion latérale des porteurs minoritaires dans le volume des deux côtés du contour de la dislocation pourrait induire un floutage dans les images PL bande à bande comme décrit et corrigé dans l’article de Phang et al[72]. Nous n’avons pas corrigé cet artefact dans le cadre de cette étude.

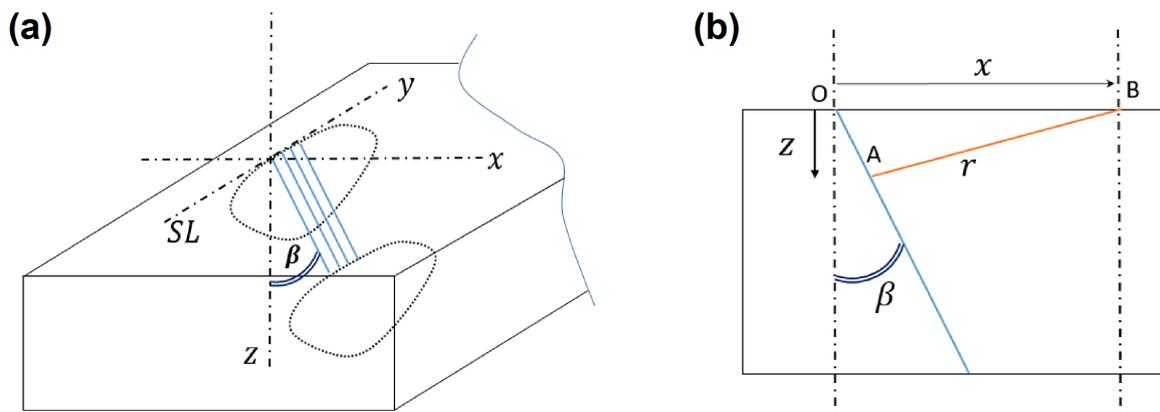
La forme asymétrique du profil spatial de luminescence pourrait provenir de l’orientation des dislocations avec la surface de l’échantillon. En d’autres termes, si les dislocations étaient contenues dans un plan perpendiculaire à la surface, nous nous attendrions à ce que le profil PL soit symétrique. L’asymétrie peut donc être attribuée à l’inclinaison de la paroi des dislocations. Elle rend l’intensité de luminescence plus élevée vers le côté où elles sont inclinées. De plus, l’asymétrie du profil est inversée lorsque la luminescence est mesurée à partir de l’autre face de la dalle, contrairement à ce qu’ont remarqué Nguyen et al[67].



**Figure 3.6.** – (a) Image au microscope confocal de l’amas de dislocations sélectionné (100 pixels=323  $\mu\text{m}$ ). (b) Image MEB typique des cratères par attaque chimique des dislocations dans le silicium (100 pixels=100 nm) prise à partir d’un échantillon similaire. (c) Luminescence du motif de dislocation pour les longueurs d’onde supérieures à 1400 nm (100 pixels = 202  $\mu\text{m}$ ). (d) Zoom arrière sur la ligne sélectionnée montrant la trace optique de la luminescence de la dislocation, avec un angle de 40° environ avec la ligne (100 pixels = 45  $\mu\text{m}$ ).

### 3.3. Modèle

Nous présentons ici le modèle optique développé pour décrire le profil de photoluminescence observé transversalement à la ligne de dislocations. Les dislocations sont généralement révélées par gravure chimique, le défaut cristallin apparaissant en surface de l'échantillon comme un cratère de dimension principale de quelques dizaines de nanomètres, c'est-à-dire très supérieure à celle de la maille cristalline du silicium qui est d'environ 0.54 nm. Les motifs de dislocations dans le silicium monocristallin visibles en microscopie consistent généralement en des formes ou boucles formées par la juxtaposition de ces cratères, voir Figure 3.6(a) et (b).



**Figure 3.7.** – (a) vue schématique du modèle de dislocation. (b) Description géométrique d'une dislocation du motif, dans le plan formé par la ligne de dislocation et le point de luminescence enregistré B.

La géométrie du modèle optique est illustrée à la Figure 3.7. Nous considérons que la luminescence est émise par les dislocations le long de leur axe. Nous supposons ces dislocations rectilignes et continues d'un côté à l'autre de l'échantillon. Nous

considérons également les dislocations parallèles et contenues dans un plan, de sorte que le modèle sur la surface forme une ligne droite SL le long de l'axe des  $y$ . Nous écrivons d'abord le modèle pour une dislocation inclinée avec la surface avec un angle Beta ( $\beta$ ). L'axe de croissance du silicium, et donc de progression générale de la dislocation est perpendiculaire à la surface et défini comme l'axe  $z$ , tandis que l'axe horizontal (perpendiculaire à SL) est l'axe  $x$ , voir Figure 3.7(a). Nous généralisons ensuite le modèle en considérant une juxtaposition de dislocations le long de l'axe  $y$ .

Il est à noter que le coefficient d'absorption du silicium est inférieur à  $2.10^{-7}cm^{-1}$  pour les longueurs d'onde supérieures à 1400 nm. Par conséquent, l'absorption du rayonnement des dislocations par le silicium pour ces longueurs d'onde est négligeable. On peut donc considérer le matériau comme transparent dans cette gamme spectrale et développer une modélisation relativement simple du signal enregistré par la caméra.

Nous supposons que l'émission de chaque dislocation est isotrope en toute position, exprimée en  $Sr^{-1}$ . Cette émission est proportionnelle à l'excès local de densité de porteurs  $\Delta n$ . Cette densité de porteurs est modélisée par la loi de Beer-Lambert avec un coefficient d'absorption  $\alpha$  associé à un modèle de diffusion de longueur caractéristique  $L$  en une dimension selon l'épaisseur de l'échantillon. L'épaisseur de notre échantillon est telle que celui-ci est pris comme semi-infini le long de la direction  $z$ . Les paramètres du modèle de diffusion sont la durée de vie effective des porteurs minoritaires  $\tau$ , la vitesse de recombinaison de la surface frontale  $S$  et le flux incident  $\Phi$ . Cette densité de porteurs se formule ainsi :

$$\Delta n(z) = \frac{\phi \alpha \tau}{(1 - \alpha^2 L^2)} \left[ e^{-\alpha z} - \frac{S/D + \alpha}{S/D + 1/L} e^{-\frac{z}{L}} \right] \quad (3.1)$$

Le flux de luminescence incident à la position  $(x,y=0,z=0)$  généré par le rayonnement émis au niveau d'une dislocation est exprimé par le terme  $E(x, y, z)$ , suivant la loi de Bouguer[37] avec comme paramètres la distance  $r$ , l'angle  $\beta$ , la longueur de diffusion  $L = \sqrt{D\tau}$  et enfin la densité linéique de dislocations  $\varrho$  le long de l'axe  $y$ . Le terme  $\delta$  rend compte de la réflexion interne totale de la luminescence.

$$E(x, y, z) \propto \Delta n(z) \frac{z}{\left[ z^2 + (x - z \tan(\beta))^2 + \left(\frac{y}{\varrho}\right)^2 \right]^{3/2}} \delta(y) \quad (3.2)$$

$$\text{Avec } \delta(y) = \begin{cases} 0 & \text{si } \gamma > \gamma_{lim} \\ 1 & \text{si } \gamma < \gamma_{lim} \end{cases} \quad (3.3)$$

$$Et \ \gamma_{lim} = \arcsin(1/\text{indice de réfraction}) \quad (3.4)$$

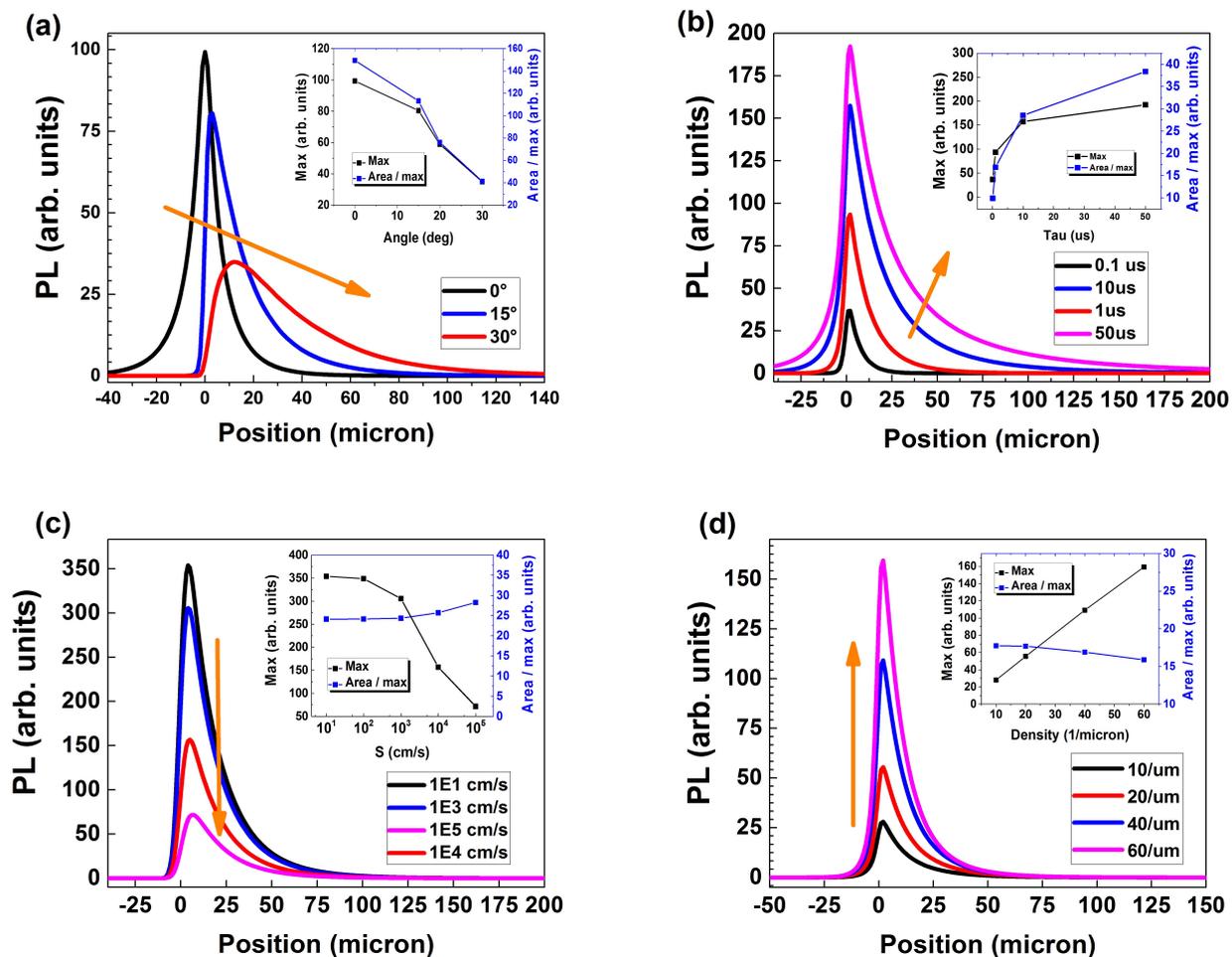
Un plan de dislocation étant arbitrairement pris à  $y = 0$ , dans lequel le profil est enregistré, modélisé puis ajusté, la luminescence totale à la position  $(x, y = 0)$  est la somme de la luminescence des  $N$  dislocations distantes les unes des autres selon  $y$  de  $n = 0/\rho$  à  $n = \pm N/\rho$  à partir de ce plan d'origine, avec  $N/\rho$  suffisamment grand pour obtenir un profil convergent.

Après la convolution par la fonction d'étalement du point (PSF) représentant la résolution du système optique approximée par un noyau gaussien avec le paramètre  $\sigma$ , la luminescence enregistrée par la caméra est :

$$I_{PL}(x) \propto \sum_n \int_z E(x, z) \otimes \left[ \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \right] dz \quad (3.5)$$

L'efficacité quantique de la caméra n'est pas incluse dans l'Équation 3.5 car elle est relativement constante entre 1400 nm et 1600 nm. De plus, la transparence du silicium pour ces longueurs d'onde signifie l'absence de réabsorption. D'un point de vue radiométrique, la luminescence émise par la dislocation à la profondeur  $z$  et enregistrée sur l'axe des  $x$  est atténuée par un facteur  $1/r^2$ . Cela implique que la luminescence pour les longueurs d'onde supérieures à 1400 nm se propageant jusqu'à  $(x, y = 0)$  et émise à plus de 30  $\mu m$  de la surface est d'intensité négligeable. Nous pouvons conclure que la luminescence des dislocations est essentiellement un phénomène local.

Afin de sonder l'influence des variables du modèle, nous avons fait varier la durée de vie de la porteurs minoritaires  $\tau$ , l'angle  $\beta$ , la vitesse de recombinaison de la surface  $S$  et la densité linéaire  $\rho$  des dislocations. La Figure 3.8 illustre l'influence de chaque paramètre sur le profil de luminescence théorique, les autres paramètres étant considérés comme constants. Nous montrons également dans les encadrés l'intensité de luminescence maximale et moyenne (définie comme l'intégrale du profil divisée par l'intensité maximale). La valeur moyenne est représentative de la courbure du profil en quantifiant son élargissement relatif.



**Figure 3.8.** – Profils de luminescence calculés, (a) Avec un angle variable ; (b) Avec durée de vie variable ; (c) Avec une vitesse de recombinaison de surface variable ; (d) Avec une densité linéaire variable des dislocations.

En ce qui concerne l'angle  $\beta$ , on s'attend à ce que le profil devienne progressivement asymétrique en augmentant la valeur de ce paramètre, comme le montre la Figure 3.8(a). L'accroissement de l'angle déplace la position spatiale de l'intensité maximale du profil, qui n'est plus à la position de la ligne de dislocations en surface ( $x=0$  dans les graphiques). Par exemple, ce déplacement est d'environ 3 microns pour  $\beta = 15^\circ$ . Ceci apporte une réponse possible à Higgs et al.[73] observant par cathodoluminescence une distance de 2 à 9 microns entre l'émission D1/D2 et le cœur de la dislocation. Higgs et al. ont remarqué par ailleurs que la luminescence des bandes D3/D4 est centrée sur le cœur des dislocations, autrement dit à la position  $x = 0$ . D'après notre modèle, cela signifierait que soit l'émission est située en surface ou à très faible profondeur, soit que les dislocations en question sont orientées quasiment verticalement par rapport à la surface. Une autre remarque importante est que le profil intégré reste constant lorsque l'angle augmente, ce qui signifie que

le nombre total de photons enregistrés par la caméra ne varie pas.

Lorsque la durée de vie augmente (voir Figure 3.8(b)), le profil de luminescence s'élargit et son intensité maximale augmente. Cette augmentation est plus prononcée lorsque la durée de vie est plus courte et tend à être moins visible au-dessus de  $10\ \mu\text{s}$ .

On remarque également que la vitesse de recombinaison en surface  $S$ , Figure 3.8(c), influence l'intensité et la largeur du profil d'une manière différente de celle observée en faisant varier la durée de vie effective. L'intensité maximale diminue fortement pour les faibles vitesses de recombinaison jusqu'à  $10^4\ \text{cm/s}$  et varie ensuite lentement jusqu'à  $10^5\ \text{cm/s}$ . L'élargissement relatif est essentiellement stable avec une augmentation lente pour les valeurs supérieures à  $1000\ \text{cm/s}$ .

La densité linéaire des dislocations, Figure 3.8(d), augmente l'intensité du profil tout en conservant le même rapport d'aspect du profil de luminescence. D'une part, cela nous permet d'utiliser le maximum de l'intensité du profil comme paramètre d'ajustement pour extraire la densité linéaire. D'autre part, nous pouvons ajuster les profils normalisés et ensuite ignorer la densité linéaire elle-même. Cela présente l'avantage évident d'éviter l'ajustement d'un paramètre supplémentaire ou la réalisation d'une nouvelle expérience.

Nous pouvons également déduire que le rapport des intensités maximales de deux profils normalisés similaires qui ont des intensités différentes correspond au rapport de leurs densités linéaires de dislocations, en considérant que la vitesse de recombinaison de surface est constante sur l'échantillon.

Dans l'ensemble, il convient de mentionner que les différents paramètres ont des effets différents sur le profil de luminescence théorique, ce qui signifie qu'ils ne sont pas corrélés entre eux. Cela garantit l'unicité de l'ensemble des paramètres  $\beta, \tau, S, \rho$  qui correspond à un profil de luminescence spécifique, à condition que  $S$  soit supérieur à  $1000\ \text{cm/s}$ . En outre, les variations observées peuvent être utilisées pour comparer qualitativement différentes dislocations.

Maintenant que nous avons établi notre modèle et discuté de l'influence de ses paramètres, nous allons l'utiliser pour ajuster et analyser nos données expérimentales.

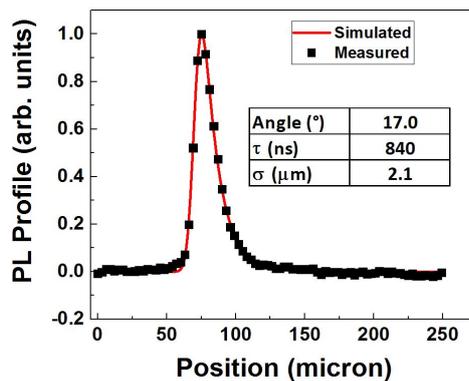
## 3.4. Résultats et analyse

La procédure d'ajustement minimise le carré de la différence entre les profils d'intensité mesurés et normalisés par leur maximum d'une part et leur modèle d'autre part (comme dit précédemment, la normalisation évite d'ajuster la densité linéaire des dislocations). Les paramètres ajustés sont la durée de vie effective du porteur minoritaire  $\tau$ , l'angle de dislocation  $\beta$  et le paramètre de la PSF<sup>1</sup>  $\sigma$ . L'ajustement de la PSF a été introduit pour tenir compte de la réponse optique du système et

---

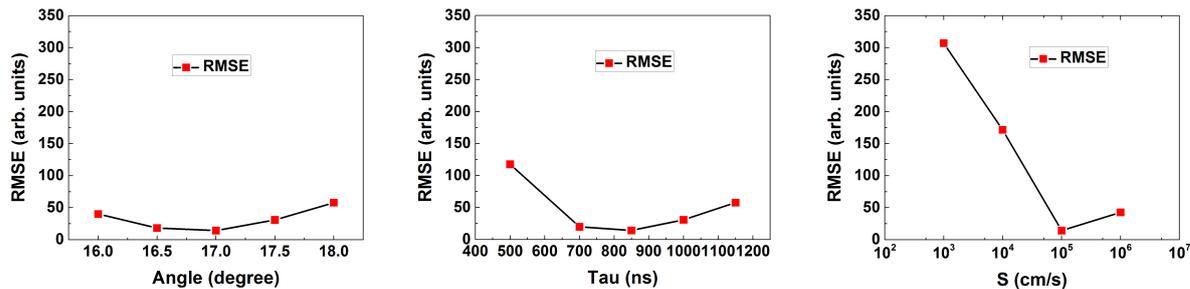
1. Point Spread Function

reste stable dans tous les cas à environ 2 microns. Pour la procédure d'ajustement, nous avons considéré une valeur élevée de  $10^5 \text{ cm/s}$  pour la vitesse de recombinaison des porteurs en surface, le matériau étant resté brut.



**Figure 3.9.** – Profil de luminescence normalisé selon la position indiquée Figure 3.6(c), mesuré et ajusté.

Comme le montre la Figure 3.9, le modèle correspond bien au profil de luminescence mesuré, avec un  $R^2$  ajusté égal à 0,997. Les paramètres obtenus à partir de l'ajustement sont affichés dans l'encadré de la Figure 3.9. Pour confirmer l'unicité de la solution, nous avons calculé l'erreur entre le meilleur ensemble de paramètres et différents ensembles de valeurs autour des paramètres optimaux, y compris la vitesse de recombinaison de surface. Les résultats sont illustrés à la Figure 3.10 où l'erreur calculée est tracée en fonction de l'angle, de la durée de vie et de la vitesse de recombinaison en surface. L'unicité de l'optimum est confirmée par la forme concave des courbes dans le domaine exploré et l'existence d'un minimum. La courbure relativement faible autour des valeurs optimales montre que l'angle et la vitesse de recombinaison sont compris entre les deux ensembles  $\{16^\circ; 10^6 \text{ cm/s}\}$  d'une part et  $\{17^\circ; 10^5 \text{ cm/s}\}$  d'autre part, alors que la durée de vie effective optimale est stable à environ 850 ns.



**Figure 3.10.** – Erreur entre le profil mesuré et le profil théorique pour des ensembles de paramètres variant autour de leurs valeurs optimales, en fonction de l’angle (a), la durée de vie (b) et la vitesse de recombinaison (c).

Nous avons montré dans la section précédente que notre modèle correspond bien à nos données expérimentales et que l’ensemble de données extraites est unique. La question est maintenant d’évaluer sa cohérence par rapport à d’autres approches expérimentales.

L’angle  $\beta$  du plan formé par les dislocations sous la surface a été trouvé par notre méthode égal à  $17,0^\circ$ . Cet angle a été évalué séparément entre  $15^\circ$  et  $17,5^\circ$  en mesurant la différence de position du segment de dislocations entre les deux côtés de la dalle, imagée avec un microscope confocal. Mentionnons en outre que les travaux de Nguyen *et al.*[68] présentent une image TEM d’une dislocation angulaire sur un échantillon mince obtenu par microscopie électronique après ablation ionique (FIB) dont l’angle est d’environ  $17,5^\circ$ , ce qui est similaire à notre résultat. La méthode que nous proposons est donc fiable pour évaluer ce paramètre en utilisant une simple image de luminescence.

Cependant, les lignes de dislocations peuvent être elle-même inclinées dans le plan de dislocation (c’est-à-dire qu’elles peuvent ne pas être orthogonales dans le plan  $xOz$ ), voir la Figure 3.7. Ceci, qui n’est pas pris en compte dans notre modélisation, est visible sur la Figure 3.6(d) en augmentant le grossissement sur le profil de luminescence. On remarque la trace optique de la luminescence avec un angle d’environ  $40^\circ$  (lignes bleues) avec la ligne de dislocations dans le plan de la surface. Si nous supposons que cette trace correspond à la projection sur la surface des dislocations, cela signifie que leur angle réel avec la normale à la surface est en fait d’environ  $25,4^\circ$  pour notre exemple.

Castellanos *et al.*[66] ont exploité l’excentricité des cratères aux emplacements en surface des dislocations obtenus par gravure chimique pour caractériser la force de recombinaison des dislocations. L’excentricité  $\varepsilon$  d’une ellipse, avec  $a$  et  $b$  la grande et petite longueurs de l’ellipse respectivement, et  $\gamma$  l’angle de la dislocation avec la

normale à la surface se forment de la manière suivante :

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}} \quad (3.6)$$

$$\gamma = \arccos(\sqrt{1 - \varepsilon^2}) \quad (3.7)$$

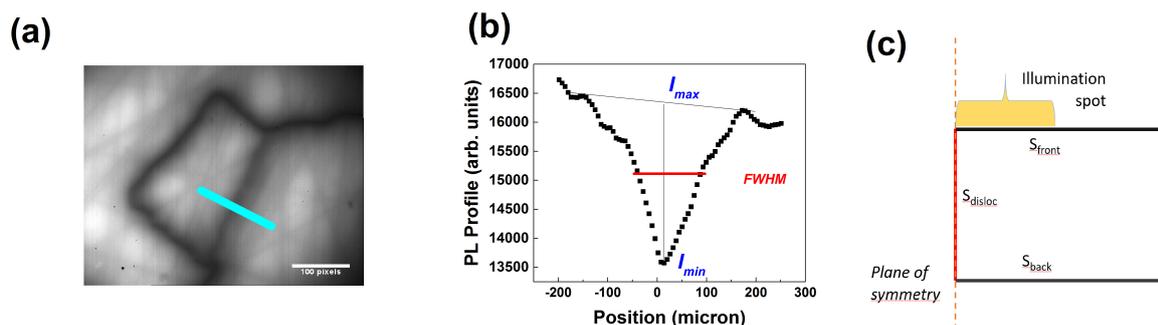
L'excentricité est de 0 si l'ellipse est un cercle et de 1 si  $a$  tend vers l'infini, ce qui équivaut à  $\gamma$  tendant vers  $\pi/2$ . Leur hypothèse est qu'une dislocation unique est un cylindre dont l'interception avec la surface est une ellipse dépendant de l'angle. L'excentricité permet donc de calculer l'angle  $\gamma$  de la dislocation à partir de l'Équation 3.7 . Castellanos *et al.*[66] ont signalé des excentricités d'environ 0.4, 0.45, 0.6 et 0.72, ce qui correspond à des angles  $\gamma$  avec la surface d'environ 23.6°, 26.7°, 36.9° et 46.1° respectivement. La valeur donnée par notre expérience est donc cohérente avec la plage inférieure de ces données.

Nous allons maintenant discuter de la durée de vie effective le long de la dislocation, qui est influencée par la durée de vie globale et la vitesse de recombinaison locale associée à la dislocation. Nous supposons donc que l'ensemble des dislocations juxtaposées se résument à une surface interne pour laquelle une vitesse de recombinaison peut être définie. Pour ce faire, nous avons simulé la luminescence bande à bande de l'échantillon ( 900 nm à 1250 nm), avec un modèle simple d'éléments finis en 2D. L'image expérimentale de luminescence intégrée entre 900 nm et 1250 nm est présentée sur la Figure 3.11(a) et le profil de luminescence correspondant est présenté sur la Figure 3.11(b). Nous avons ensuite résolu numériquement l'équation différentielle d'un modèle classique de diffusion-recombinaison. La vitesse de recombinaison de la paroi de dislocations  $S_{disloc}$  correspond à l'une des conditions aux limites du modèle numérique, les autres étant fixées à  $1e5$  cm/s (surfaces supérieures et inférieures) ou laissées non contraintes (bords latéraux). La durée de vie selon un modèle Shockley-Read-Hall est notée  $\tau_{bulk}$ . Par souci de simplicité et faisabilité numérique, la paroi de dislocation est considérée comme étant perpendiculaire à la surface, voir Figure 3.11(c). Nous avons ainsi recherché le couple  $\{ S_{disloc} ; \tau_{bulk} \}$  correspondant le mieux au profil transversal de luminescence en considérant deux indicateurs : la largeur à mi-hauteur (*fwhm*) et le contraste  $C$  du profil de luminescence bande à bande, voir Figure 3.11.

Le contraste est défini comme suit :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.8)$$

Il en ressort que des domaines très étroits de  $S_{disloc}$  et  $\tau_{bulk}$  correspondent aux données expérimentales. Nous pouvons ainsi faire les estimations suivantes :  $S_{disloc} \sim 2200$  cm/s et  $\tau_{bulk} \sim 3.45\mu s$ . Pour comparer notre résultat de 2200 cm/s pour la



**Figure 3.11.** – (a) : Image de photoluminescence pour  $\lambda < 1250$  nm, 100 pixels=202  $\mu\text{m}$ . (b) Profil transversal de photoluminescence le long de la ligne repérée en bleu. (c) Modèle FEM simulant la paroi de dislocations verticales.

vitesse de recombinaison, nous pouvons nous référer aux travaux de Budhrajah *et al.*[52]. Ils considèrent une valeur de 5000 cm/s pour l’ajustement des données expérimentales avec leur modèle et une valeur de 1000 cm/s dans certaines de leurs études de sensibilité, ce qui se situe dans la même fourchette que notre valeur.

Pour confirmer la durée de vie globale, nous avons appliqué une couche de passivation sur la surface de l’échantillon de quelques dizaines de nanomètres de  $\text{a} : \text{Si-H}$  après nettoyage chimique et l’avons mesurée par une méthode de photoluminescence modulée[74]. Le résultat s’est avéré être d’environ  $7 \mu\text{s}$ . L’écart entre cette mesure et notre évaluation de  $3.45 \mu\text{s}$  est relativement faible si l’on considère que ces durées de vies sont courtes et que les incertitudes de mesure sont assez élevées. Cette courte durée de vie peut être la conséquence d’une concentration élevée de fer dans l’échantillon. En effet, ce dernier provient du sommet de la brique (c’est-à-dire à la fin du refroidissement du lingot) où la concentration en fer est connue pour être élevée.

Comparons pour finir cette valeur de durée de vie globale avec la durée de vie effective le long de la dislocation qui a été mise en évidence en ajustant le profil de luminescence D1 à environ  $0,85 \mu\text{s}$ . Pour ce faire, nous avons calculé la densité des porteurs en profondeur que nous devrions obtenir si la durée de vie globale  $\tau_{bulk}$  était ajustée à  $0,85 \mu\text{s}$  selon l’Équation 3.1 et celle obtenue le long de la dislocation simulée dans notre modèle par élément fini par  $\tau_{bulk} = 3,45 \mu\text{s}$  et  $S_{disloc} = 2200 \text{cm/s}$ . L’erreur entre les deux est inférieure à 15%, ce qui montre la cohérence des valeurs obtenues avec notre méthode originale.

## Conclusion

En conclusion, nous avons montré qu'en enregistrant et en ajustant le profil de luminescence du motif de dislocation au-dessus de 1400 nm dans une plaquette de silicium quasi-monocristalline, il est possible accéder aux caractéristiques géométriques des dislocations ainsi qu'aux propriétés de transport des charges le long de ces dislocations et de recombinaison de surface de l'échantillon. Le modèle optique et l'expérience sont relativement simples en raison de la longue gamme de longueurs d'onde utilisée pour laquelle le silicium est transparent. De plus, notre modèle nous permet de proposer une explication au décalage reporté dans la littérature entre le cœur des dislocations et le pic d'émission de luminescence.

Pour l'échantillon de silicium examiné, nous avons rapporté un angle d'inclinaison des dislocations d'environ  $25,4^\circ$  et un angle d'inclinaison de la paroi de la dislocation d'environ  $17^\circ$ . La vitesse de recombinaison le long des dislocations a été trouvée à environ 2200 cm/s (correspondant à une densité linéaire de 1,25 dislocation/ $\mu\text{m}$ ) ainsi qu'une durée de vie effective le long de celles-ci d'environ 0,8-0,9  $\mu\text{s}$ . Ces valeurs sont en adéquation avec la littérature.

# 4. Imagerie quantitative des propriétés optoélectroniques des cellules Silicium par électroluminescence

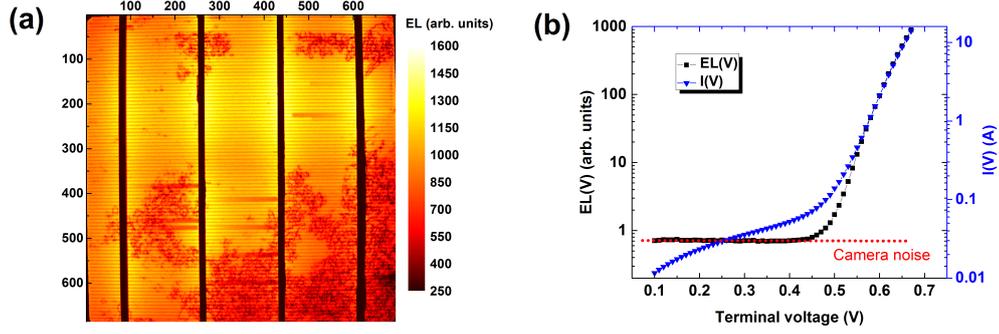
## Introduction

Nous allons dans ce chapitre développer une méthode inédite d'analyse de l'électroluminescence des cellule solaires en tirant parti de certains éléments déjà présentés, en particulier dans le (chapitre 2). Nous verrons comment cette méthode permet d'accéder aux cartographies de résistance série et de longueur de diffusion (et ses caractéristiques corrélées que sont la durée de vie des porteurs minoritaires et le courant de recombinaison dans l'obscurité). Après avoir développé les éléments théoriques et discuté la méthode, nous l'appliquerons dans un premier temps à l'analyse détaillée d'une cellule solaire à base de silicium puis à la visualisation des caractéristiques d'une série de cellules prélevées selon leur position en hauteur dans une brique de silicium.

## 4.1. Électroluminescence en fonction de la tension

### 4.1.1. Modèle de luminescence

Si l'on fait l'expérience d'acquérir les images d'électroluminescence d'une cellule solaire pour une tension variable, par exemple de 0 à 700 mV par pas de 10mV, nous constatons que l'intensité de luminescence moyennée sur la cellule en fonction de la tension  $EL(V)$  est similaire à la courbe courant-tension  $I(V)$  de la même cellule, au moins pour les tensions supérieures à 500mV. Ceci est illustré en Figure 4.1. Une image de l'électroluminescence est reportée en Figure 4.1(a), et en Figure 4.1(b) sont reportées les courbes moyennes  $EL(V)$  et  $I(V)$  pour cette cellule. Nous notons en particulier l'infléchissement de la courbe entre les tensions 620 à 700mV, caractéristique de l'effet de la résistance série sur une courbe  $I(V)$ , et qui trouve son équivalent sur une courbe  $EL(V)$ .



**Figure 4.1.** – (a) Image EL de la cellule à 0,68V. Coordonnées en pixels, 1 pixel=225  $\mu\text{m}$ ; (b) Courbes EL(V) et I(V) moyennes de la cellule.

De la même manière que pour une courbe I(V), nous allons donc définir les paramètres constitutifs d'une équation a priori adaptée pour représenter l'évolution de l'électroluminescence en fonction de la tension.

Nous formulons cette équation à partir de l'Équation 2.14 de la manière suivante :

$$\varphi_{EL}(V_T, r) = EQE(E, r) \varphi_{BB}(E) e^{\frac{V_T - R_S^* \varphi_{EL}(V_T, r)}{v_{th}}} \quad (4.1)$$

Les paramètres de cette équation sont  $r$  la position spatiale sur la cellule du pixel considéré,  $V_T$  la tension aux bornes de la cellule,  $v_{th} = kT/q$  la tension thermique et enfin  $R_S^*$  un paramètre d'ajustement jouant pour l'intensité d'électroluminescence le même rôle que la résistance série pour le courant quand la tension augmente.

Faisant le lien avec l'Équation 2.16) et considérant une acquisition parfaite, c'est-à-dire sans aucun bruit, nous voyons que nous pouvons écrire alors :

$$\varphi_{EL0,adu}(V_T, r) = J_{0,cam}^* e^{\frac{V_T - R_S^* \varphi_{EL0,adu}(V_T, r)}{v_{th}}} \quad (4.2)$$

Nous avons introduit le paramètre de fit supplémentaire  $J_{0,cam}^*$  s'exprimant de la manière suivante en faisant appel à la constante de calibration 2D  $K_{cal}$  définie par l'Équation 2.13)

$$J_{0,cam}^* = K_{cal} J_0^* = K_{cal} \int EQE(E, r) \varphi_{BB}(E) QE_{cam}(E) dE \quad (4.3)$$

L'absence de bruit et fluctuations affectant le signal étant illusoire, le signal à notre disposition est finalement  $\varphi_{EL,adu}(V_T, r) = \varphi_{EL0,adu}(V_T, r) + offset$  et l'équation à ajuster devient :

$$\varphi_{EL,adu}(V_T, r) = offset + J_{0,cam}^* e^{\frac{V_T - R_S^* \varphi_{EL0,adu}(V_T, r)}{v_{th}}} \quad (4.4)$$

### 4.1.2. Modèle de collection

Dans la section précédente comme dans les chapitres précédents, nous n'avons pas explicité le terme d'efficacité quantique  $EQE(E)$ . Ce terme dépend étroitement de la structure physique du dispositif étudié, il n'existe pas de formulation détaillée générale. Nous allons utiliser les équations fournies par P. Basore dans son article de 1990[75] et applicable à une cellule silicium texturée d'architecture classique dite Al-BSF comme la cellule étudiée dans ce sous-chapitre.

L'efficacité quantique externe  $EQE$  est liée à l'efficacité quantique interne  $IQE$  en considérant les pertes par réflexion optique  $R(E)$  selon la formule :

$$EQE = IQE (1 - R) \quad (4.5)$$

Nous rappelons ici la formulation de l'IQE proposée par P. Basore déjà mentionnée au chapitre 1 avec l'Équation 1.14 pour les photons absorbés dont l'énergie est supérieure à la bande interdite et en considérant uniquement la base et la surface arrière, nous avons :

$$IQE^{-1} = 1 + \frac{\cos(\beta)}{\alpha L_{eff}}$$

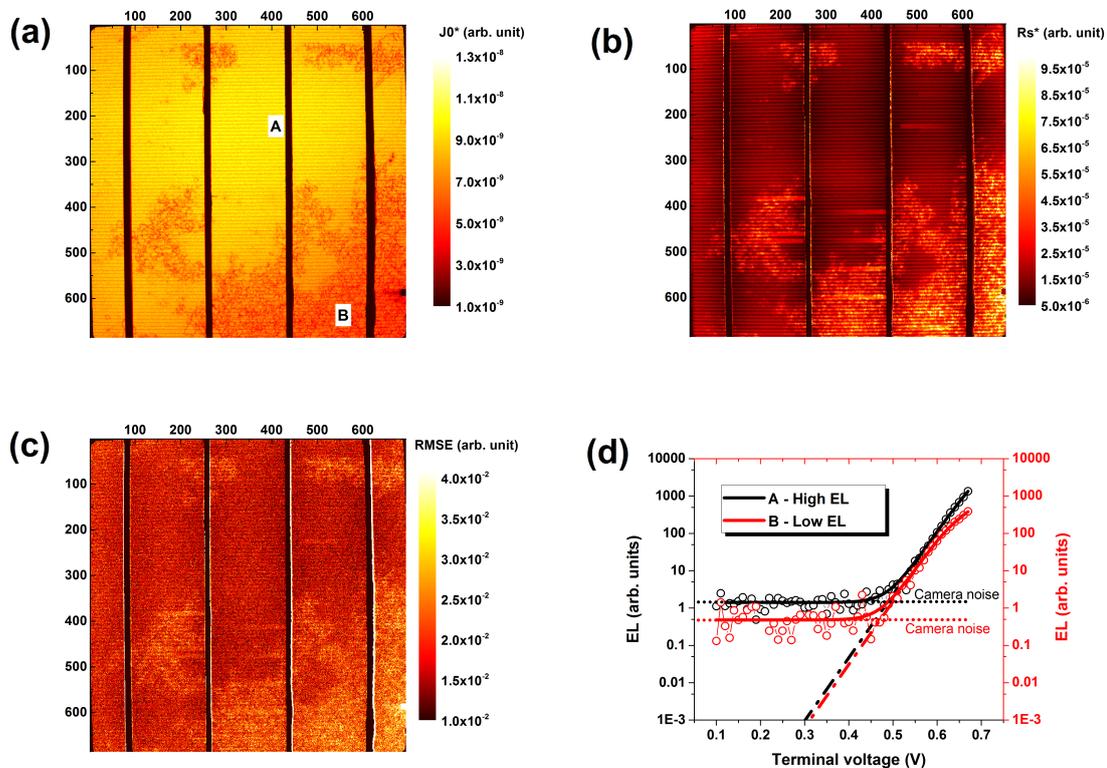
Les paramètres de l'équation précédente sont  $\beta \sim 41,3^\circ$  l'angle moyen de parcours des photons par rapport au vecteur normal à la cellule,  $\alpha$  le coefficient d'absorption du silicium[16] et la longueur de diffusion effective  $L_{eff}$  elle-même donnée par l'équation suivante, dans laquelle  $D$  est le coefficient de diffusion,  $S$  la vitesse de recombinaison en face arrière de la cellule,  $W$  l'épaisseur de la cellule et  $L$  la longueur de diffusion dans la zone neutre :

$$L_{eff} = L \frac{1 + \frac{SL}{D} \tanh\left(\frac{W}{L}\right)}{\frac{SL}{D} + \tanh\left(\frac{W}{L}\right)} \quad (4.6)$$

### 4.1.3. Méthode numérique, exemple de résultat, incertitude

La valeur de l'offset de l'Équation 4.4) est calculée avant l'ajustement pour chaque pixel comme la moyenne des images à basse tension pour lesquelles aucune luminescence n'est enregistrée par la caméra en raison d'un signal trop faible. Pour faciliter l'ajustement et obtenir des résultats aussi précis que possible, nous avons utilisé une forme explicite de l'équation transcendante (Équation 4.2). Cette équation n'a en principe pas de solution explicite car le paramètre inconnu  $\varphi_{ELO,adu}$  est présent des deux côtés de l'équation sous une forme non linéaire. La forme explicite est obtenue en utilisant la fonction W dite de Lambert[76]. Cette fonction fournit la réciproque  $w = W(z)$  de la fonction  $z = we^w$ . Les équations qui expriment le paramètre  $w$  à partir des paramètres du modèle classique à une diode d'une cellule solaire se trouvent dans la littérature[77, 78].

Le calcul numérique de la fonction de Lambert est itératif. Bien que rigoureux, le temps de calcul est relativement long. C'est pourquoi diverses approximations ont été proposées, en particulier par Batzelis et al[78], dont le modèle hybride présenté a été retenu car il présente une très bonne précision sur la plage 100mV à 700mV et un temps de calcul court comparé aux autres méthodes.



**Figure 4.2.** – Résultats de l’ajustement pour notre échantillon. Coordonnées en pixels, 1 pixel=225  $\mu m$ . (a) cartographie du paramètre  $J_{0,cam}^*$ ; (b) cartographie du paramètre  $R_s^*$ ; (c) cartographie de RMSE; (d) Exemples de courbes mesurées  $EL(V)$  et de courbes ajustées dans une zone avec une faible recombinaison et une faible résistance en série (zone A-noir en (a)) et avec une forte recombinaison et une forte résistance en série (zone B-rouge en (a)).

Nous montrons ici un résultat typique de l’ajustement effectué sur notre échantillon et discutons de sa précision. La cartographie des résultats de l’ajustement  $J_{0,cam}^*$  et  $R_s^*$  est représentée sur la Figure 4.2 (a) et (b), ainsi que la cartographie des résidus normalisés sur la Figure 4.2(c) et deux exemples de données  $EL(V)$  et les courbes d’ajustement correspondantes sur la Figure 4.2(d). L’erreur quadratique moyenne (RMSE) est d’environ 0,0189, ce qui montre une très bonne qualité d’ajustement. Les courbes expérimentales de la Figure 4.2(d) ont été choisies dans deux zones différentes : l’une en (A) proche d’un busbar et donc présentant une faible résistance en série et éloignée des groupes de dislocations, et l’autre (B) au sein d’un groupe de dislocations. Dans la Figure 4.2(d), les courbes en trait plein sont les courbes

ajustées incluant le décalage restant dû à la fluctuation des bruits et les courbes en pointillés sont celles où ce décalage a été soustrait. Nous voyons clairement l'effet de la résistance en série à haute tension qui tend à courber la courbe  $EL(V)$  enregistrée à l'emplacement B. Nous remarquons également la différence de courant de pseudo-saturation  $J_{0,cam}^*$  entre les deux zones de recombinaison en considérant les courbes ajustées sans le décalage (courbes en pointillés).

## 4.2. Imagerie quantitative des propriétés optoélectroniques

### 4.2.1. Longueur de diffusion

Selon l'Équation 4.3, nous extrayons d'abord le paramètre  $J_0^* = J_{0,cam}^*/K_{cal}$ . Ensuite, connaissant le coefficient de réflexion spectrale de l'échantillon, nous calculons une courbe d'étalonnage  $J_0^*(L_{eff})$  ou  $J_0^*(L)$ . Elle est obtenue en combinant l'Équation 4.5, l'Équation 1.14 et l'Équation 4.3 et en calculant l'intégrale sur l'énergie des photons. Les équations de conversion sont finalement les suivantes :

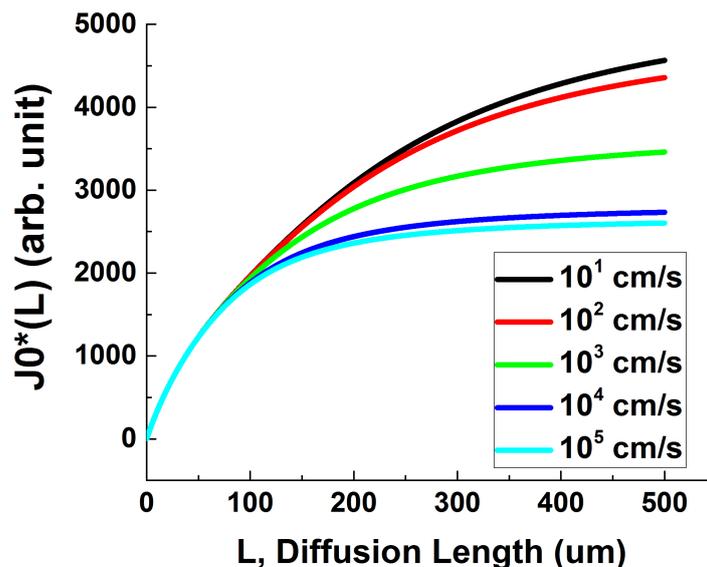
$$J_0^*(L_{eff}) = \int \frac{1 - R}{1 + \frac{\cos(\beta)}{\alpha L_{eff}}} \varphi_{BB} Q E_{cam} dE \quad (4.7)$$

$$J_0^*(L_{eff}) = \int \frac{1 - R}{1 + \frac{\cos(\beta)}{\alpha L} \frac{\frac{SL}{D} + \tanh(\frac{W}{L})}{1 + \frac{SL}{D} \tanh(\frac{W}{L})}} \varphi_{BB} Q E_{cam} dE \quad (4.8)$$

La courbe d'étalonnage  $J_0^*(L)$  s'obtient en explicitant et en combinant l'Équation 4.7 et l'Équation 4.6 connaissant la vitesse de recombinaison de la surface arrière  $S$ .

Par conséquent, pour chaque valeur de  $J_0^*$  obtenue par ajustement d'une courbe expérimentale, on peut attribuer une seule longueur de diffusion selon l'Équation 4.8 en ayant connaissance de la vitesse de recombinaison en face arrière. Dans le cas contraire, il est possible d'attribuer une longueur de diffusion effective unique en utilisant l'Équation 4.7. Les courbes d'étalonnage pour différentes valeurs de vitesse de recombinaison en face arrière sont représentées en Figure 4.3.

Comme dans les travaux de Würfel et al.[79], l'incertitude sur l'estimation de la longueur de diffusion pour les valeurs supérieures à 100  $\mu\text{m}$  est plus élevée si la vitesse de recombinaison en surface arrière présente une forte variation (ou une incertitude élevée) pour des valeurs entre comprises entre 100 cm/s et 10000 cm/s. Les vitesses de recombinaison élevées rendent également la gamme des longueurs de diffusion



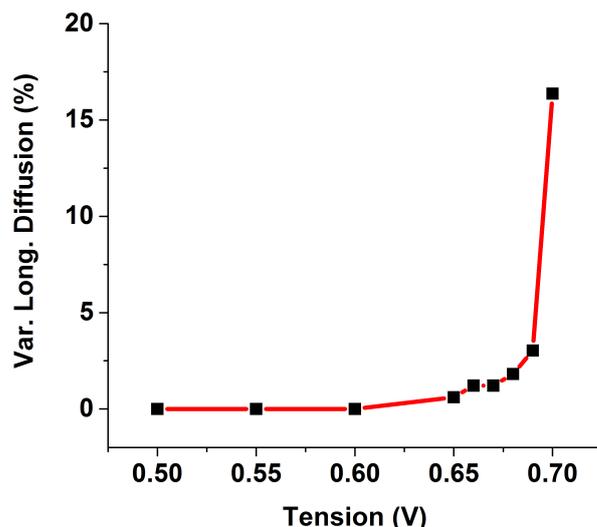
**Figure 4.3.** – Courbes d'étalonnage pour la conversion entre le paramètre  $J_0^*$  et la longueur de diffusion  $L$  pour différentes vitesses de recombinaison de la surface arrière.

discernables plus étroite car il existe un quasi-plateau de  $J_0^*$  pour les longueurs de diffusion de 300  $\mu\text{m}$  ou plus. Une remarque importante est que l'orientation cristalline des grains provoque une variation spectrale du coefficient de réflexion. Cette variation doit être prise en compte dans le calcul de l'Équation 4.7 et de l'Équation 4.8 si nécessaire.

Une autre origine potentielle d'erreur est la variation de la durée de vie lorsque la densité de porteurs minoritaires en excès varie, ce qui, dans notre expérience, peut se produire lorsque la tension augmente. Ceci influencera la longueur de collection telle que dérivée dans la (sous-section 4.1.2). La densité maximale de porteurs minoritaires en excès dans la région quasi-neutre, au bord de la jonction PN, s'écrit[79]

$$n_e(0) = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{V(r)}{v_{th}}} \quad (4.9)$$

Ayant  $N_A = 1,5 * 10^{16} \text{cm}^{-3}$  en moyenne sur une cellule et  $n_i = 7 * 10^9 \text{cm}^{-3}$ , on obtient  $n_e(0)$  de l'ordre de  $2 * 10^{15} \text{cm}^{-3}$  pour une tension locale inférieure à 680 mV. Cette densité de porteurs implique une augmentation estimée de la longueur de diffusion de quelques pour cent (généralement 3 à 5 %) pour les tensions locales inférieures à 680 mV. Compte-tenu de la perte de tension entre les contacts et chaque pixel du à la résistance de couche, la tension aux bornes de la cellule est toujours supérieure à la tension locale, d'environ 10 à 15 mV dans notre cas. Comme nos acquisitions sont limitées à  $V_T = 700 \text{mV}$ , la tension locale est donc de l'ordre de



**Figure 4.4.** – Variation en % de la longueur de diffusion dans la base en fonction de la tension locale

680-680 mV, ce qui implique que la densité de porteurs reste dans la plage où l'erreur sur la longueur de diffusion est limitée.

#### 4.2.2. Courant de recombinaison et durée de vie des porteurs

La cartographie de densité de courant de recombinaison locale effective dans la base (zone neutre + surface arrière) peut être calculée à partir de la cartographie de longueur de diffusion effective comme expliqué précédemment. Pour cela nous appliquerons l'équation suivante :

$$J_{0,base+rear\ surface} = q \frac{n_i^2}{N_A} \frac{D}{L_{eff}} \quad (4.10)$$

Le calcul du courant de recombinaison local nécessite la valeur de la concentration locale de dopant. Cette concentration de dopant peut être mesurée par courant de Foucault ou effet Hall, généralement en une ou plusieurs zones de la cellule.

Le courant de recombinaison total de la cellule est la somme des courants dans la base, l'émetteur et la surface arrière.

$$J_0 = J_{0,base} + J_{0,rear\ surface} + J_{0,emitter} \quad (4.11)$$

Les valeurs de  $J_{0,rear\ surface}$  et  $J_{0,emitter}$  doivent être estimées séparément, par exemple en suivant la méthode décrite par Wong et al. [14].

Paramètre ou équation	Influence	Référence bibliographique
Tension thermique $v_{th}$	$\exp(\frac{V}{v_{th}}); \exp(\frac{-E}{v_{th}})$	
coefficient d'absorption	$\alpha_{T_0+\Delta T} = \alpha_{T_0} * (1 + \beta \Delta T)$	[81]
Coefficient de diffusion	$D = \frac{k_B T}{q} \mu$	[82, 83]
Densité de porteurs intrinsèque	$n_i = 5.29 \cdot 10^{19} (\frac{T}{300})^{2.54} \exp(\frac{-6726}{T})$	[84]

**Table 4.1.** – Paramètres variant significativement avec la température

La cartographie de durée de vie des porteurs minoritaires s'obtient directement à partir de l'équation suivante :

$$\tau = \frac{L_{diff}^2}{D} \tag{4.12}$$

### 4.2.3. Détermination et influence de la température

Dans cette sous-section, nous nous proposons d'illustrer l'influence de la température sur les résultats obtenus en section 4.2, influence due non seulement à sa valeur absolue, mais aussi à son incertitude ou prise en compte incomplète dans le traitement des données.

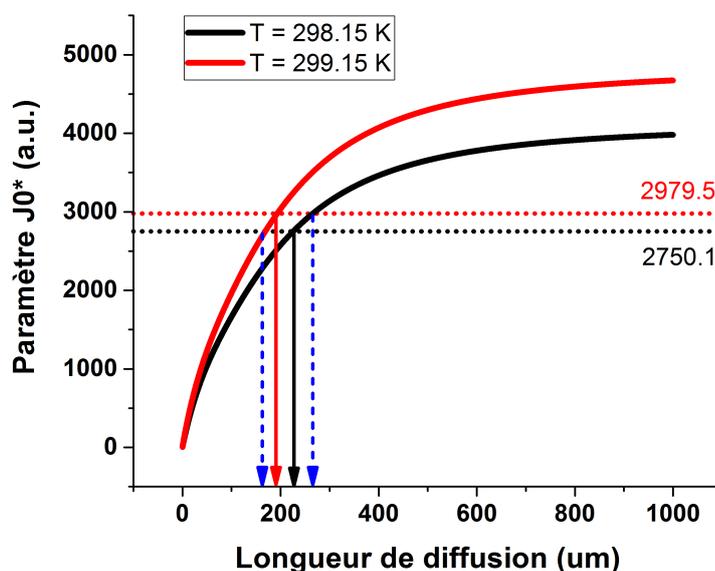
La température intervient dans plusieurs équations et paramètres exposés précédemment, parfois de manière exponentielle. Nous les listons dans le Tableau 4.1. Il s'avère qu'entre 270 K et 350 K le coefficient de diffusion varie peu et quasi-linéairement de 28.3 cm<sup>2</sup>/s à 24 cm<sup>2</sup>/s pour les concentrations de dopant qui nous concernent ici. Nous approximerons son évolution par la relation  $D = -0.0522T + 42.45$  en cm<sup>2</sup>/s à partir de résultats obtenus par le calculateur disponible sur le site internet PVlightouse.com[80].

Nous allons illustrer cette influence dans la détermination de la longueur de diffusion. Nous avons sélectionné la courbe d' $EL(V)$  d'un des pixels des images d'électroluminescence à la base des résultats précédents.

Les courbes de conversion  $J_0^*(L_{eff})$  sont représentées en Figure 4.5. Les paramètres  $J_0^*$  issus de l'ajustement de la courbe  $EL(V)$  du pixel sélectionné sont  $J_0^* = 2750.1 a.u.$  pour  $T = 298.15 K$  et  $J_0^* = 2979.5 a.u.$  pour  $T = 299.15K$ . Nous constatons qu'un écart de 1 K sur la température à laquelle les données expérimentales sont ajustées et converties produit des écarts importants dans les résultats. En effet, la longueur de diffusion peut être estimée avec un écart de 15% si l'on ajuste et analyse la courbe  $EL(V)$  à la température de 299.15K (193.3  $\mu m$ ) au lieu de 298.15K (225.6  $\mu m$ ). Si l'erreur de choix de température s'applique de manière croisée, c'est-à-dire en choisissant la courbe de calibration à  $T = 299.15K$  appliquée à des données ajustées à  $T = 298.15K$ , ou réciproquement, la différence s'accroît et atteint -25% (168.7  $\mu m$ )

ou +18% ( $265.9 \mu m$ ). Une incertitude de  $1 K$  au long du processus de mesure et traitement est donc susceptible d'aboutir à une incertitude de 15 % à 45 % .

Il s'avère donc indispensable de réguler la température lors de la mesure  $EL(V)$  d'une part et de définir une température de référence à laquelle effectuer la mesure et les traitements numériques d'autre part. Ceci peut se concevoir comme l'équivalent pour la mesure  $EL(V)$  des conditions normalisées pour la mesure  $I(V)$  qui s'effectue à  $25^\circ C$ . Nous proposons de retenir cette température en référence pour permettre les comparaisons avec les mesures  $I(V)$ , bien que nos moyens de mesure ne nous aient pas permis de mettre cette préconisation en pratique.



**Figure 4.5.** – Courbes de calibrations  $J_0^*(L_{eff})$  pour  $T = 298.15K$  et  $T = 299.15K$  ; A  $T = 299.15K$ , la longueur de diffusion reportée est  $193.3 \mu m$  et  $225.6 \mu m$  à  $T = 298.15K$

Une autre possibilité consiste à déterminer la température à laquelle se trouvait la cellule lors de la mesure. Différents moyens sont possibles, comme une sonde à thermocouple à contact ou bien un pyromètre ou encore une caméra thermique. Nous avons pu constater que ces instruments sont susceptibles de générer une erreur jusqu'à plusieurs degrés selon leur précision, étalonnage et mise en œuvre.

L'autre possibilité consiste à utiliser les courbes  $EL(V)$  et  $I(V)$  acquises simultanément. Pour simplifier, nous supposons dans la suite de cette sous-section une cellule solaire sans résistance série. Nous avons alors pour  $EL(V)$  et  $I(V)$  les équations

suivantes (moyennées sur la cellule entière) et en explicitant  $vth = \frac{kT}{q}$  :

$$\varphi_{EL0,adu} = J_{0,cam}^*(T) e^{\frac{qV_T}{kT}} \quad (4.13)$$

$$J = J_0(T) e^{\frac{qV_T}{kT}} \quad (4.14)$$

Nous écrivons  $J_{0,cam}^*(T)$  et  $J_0(T)$  pour expliciter le fait que ces valeurs sont obtenues par ajustement pour une température  $T$  choisie, et donc potentiellement différente de la température de la mesure. Ces deux équations nous montrent que les deux ratios  $\frac{\varphi_{EL0,adu}}{J_{0,cam}^*}$  et  $\frac{J}{J_0}$  doivent être égaux, étant mesurés à la même température. Cette égalité n'est donc pas respectée si la température n'est pas identique dans le traitement numérique des courbes  $EL(V)$  et  $I(V)$ . Par ailleurs, nous avons vu en sous-section 4.2.2 que le courant de recombinaison s'exprime en fonction de la longueur de diffusion effective selon l'équation de conversion Équation 4.7. Cette équation de conversion  $J_0^*(L_{eff})$  peut donc s'exprimer sous la forme  $J_0^*(J_0)$  ou encore  $J_0(J_0^*)$ . La température correcte sera donc celle qui permettra d'égaliser les  $J_0$  issus de l'ajustement et traitement des courbes  $EL(V)$  et  $I(V)$ .

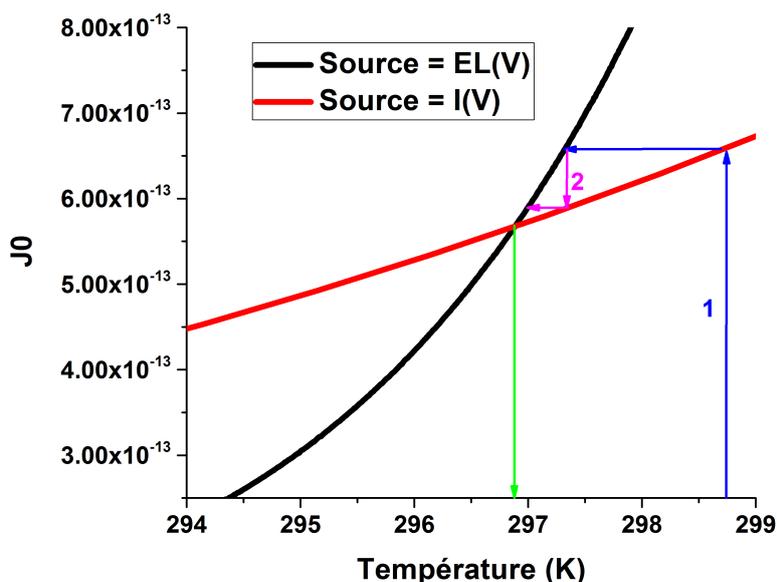
Nous proposons donc de déterminer la température comme indiqué en Figure 4.6. Un premier ajustement est effectué sur la courbe  $I(V)$  pour une température choisie  $T_1$ , correspondant à une première valeur  $J_0(T_1)$ . Cette valeur correspond à la température  $T_2$  pour l'ajustement de la courbe  $EL(V)$ . De manière itérative, la température converge vers la seule valeur  $T_f$  convenant simultanément aux deux mesures et correspondant donc à la température de la cellule lors de la mesure, environ 296.8 K.

Précisons que la courbe  $I(V)$  est ici traitée avec un modèle à deux diodes et que le courant de recombinaison de la diode de facteur d'idéalité  $n = 1$  est celui qui nous intéresse.

Enfin, si nous modélisons le comportement en température du courant de recombinaison  $J_0$  sous la forme suivante [12]

$$J_0 = J_{00} e^{-\frac{qE_a}{kT}} \quad (4.15)$$

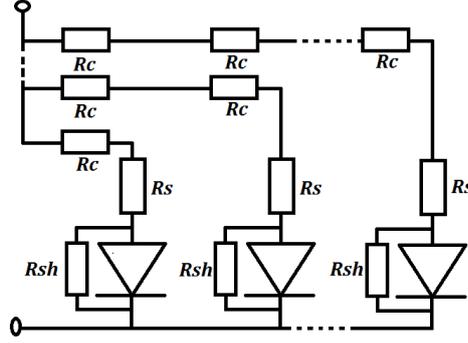
$E_a$  étant l'énergie d'activation du canal de recombinaison moyen sur la cellule, nous pouvons recalculer le courant de recombinaison pour une température donnée, par exemple 25°C, tout comme les autres paramètres, longueur de diffusion puis résistance série.



**Figure 4.6.** – Courbes  $J_0(T)$  obtenues par ajustement des courbes  $EL(V)$  et  $I(V)$  en fonction de la température choisie pour l’ajustement.

#### 4.2.4. Résistance série et tension locale

Dans cette partie, nous étudions comment lier le paramètre d’ajustement  $R_s^*$  et la véritable valeur quantitative électrique  $R_s$  dont l’unité est  $\Omega cm^2$  et qui s’applique au transport des porteurs de charge dans la cellule. Comme de nombreuses méthodes présentées dans la littérature, nous considérons pour chaque pixel une résistance série unique qui inclut la résistance série de la diode locale à laquelle s’ajoutent la résistance série de la couche de transport d’électrons et la résistance série des contacts électriques. Voir la Figure 4.7. La résistance série d’un pixel éloigné des contacts apparaîtra donc supérieure à celui d’un pixel proche des contacts. C’est d’ailleurs une méthode utilisée pour en déduire la résistance surfacique de la couche de transport des porteurs de charge (électrons dans notre cas). En suivant une méthode similaire à celle de Hinken et al.[85], nous commençons par définir de la chute de tension locale. Nous considérons de façon similaire les équations  $I(V)$  et  $EL(V)$  pour extraire  $R_s$  à partir de  $R_s^*$  et  $J_{0,cam}^*$  en particulier. La densité de courant locale est affectée par la résistance série locale  $R_s$  et la résistance shunt  $R_{sh}$ , nous supposons que le facteur d’idéalité locale est  $n = 1$ , raison pour laquelle nous ajouterons l’indice 1 à l’indice 0 aux termes des équations suivantes.



**Figure 4.7.** – Modèle de diode indépendantes pour la résistance série.

La chute de tension locale à l'emplacement  $r$  se lit comme suit :

$$\Delta V(r) = R_s(r) \left( J(r) + \frac{V(r)}{R_{sh}(r)} \right) \quad (4.16)$$

La densité de courant locale devient alors, avec  $J_{01}(r) = J_{0,base+rear\ surface} + J_{0,emitter}$

$$J(r) = J_{01}(r) e^{\frac{V_T}{v_{th}}} e^{\frac{-\Delta V(r)}{v_{th}}} = J_{01}(r) e^{\frac{V(r)}{v_{th}}} \quad (4.17)$$

L'intensité d'électroluminescence locale devient elle :

$$\varphi_{EL0,adu}(V_T, r) = J_{01,cam}^*(r) e^{\frac{V_T}{v_{th}}} e^{\frac{-R_s^* \varphi_{EL0,adu}(V_T, r)}{v_{th}}} = J_{01,cam}^*(r) e^{\frac{V(r)}{v_{th}}} \quad (4.18)$$

De cette dernière équation, nous déduisons que :

$$\Delta V(r) = R_s^*(r) \varphi_{EL0,adu}(V_T, r) \quad (4.19)$$

Nous réarrangeons les équations précédentes et obtenons :

$$R_s(r) = \frac{R_s^*(r) \varphi_{EL0,adu}(V_T, r)}{\frac{J_{01}(r) \varphi_{EL0,adu}(V, r)}{J_{01,cam}^*} + \frac{V(r)}{R_{sh}(r)}} \quad (4.20)$$

De l'Équation 4.17, nous obtenons une formulation de la tension locale :

$$V(r) = v_{th} \ln \left( \frac{\varphi_{EL0,adu}(V_T, r)}{J_{01,cam}^*(r)} \right) \quad (4.21)$$

Finalement, la formulation de la résistance série est :

$$R_S(r) = \frac{R_s^*(r) \frac{J_{01,cam}^*(r)}{J_{01}(r)}}{1 + \frac{v_{th} J_{01,cam}^*}{J_{01}(r) \varphi_{EL0,adu}(V_T, r) R_{sh}(r)} \ln \left( \frac{\varphi_{EL0,adu}(V_T, r)}{J_{01,cam}^*(r)} \right)} \quad (4.22)$$

$$R_S^\infty = R_s^*(r) \frac{J_{01,cam}^*(r)}{J_{01}(r)} \quad (4.23)$$

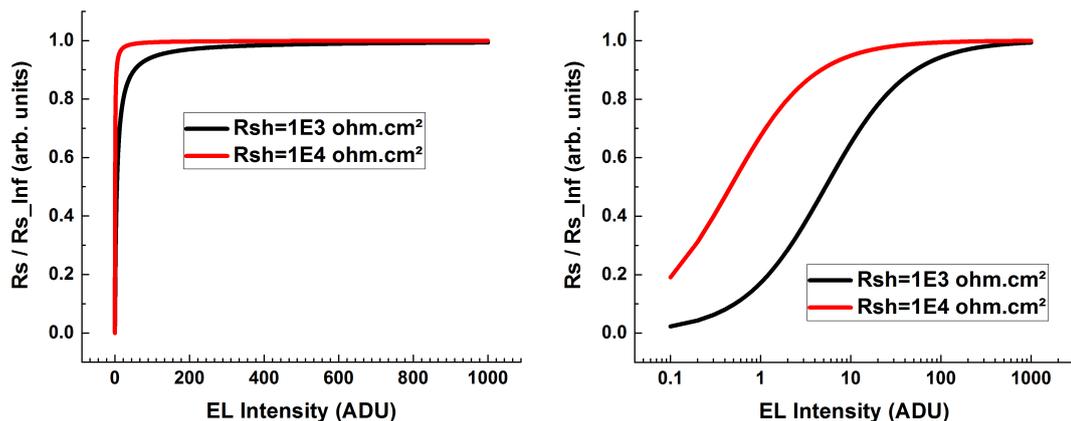
L'Équation 4.22 présente deux cas limites. Tout d'abord, si l'intensité de l'électroluminescence  $\varphi_{EL0,adu}(V_T, r)$  est suffisamment élevée, la résistance en série converge vers une formulation simple indiquée par l'Équation 4.23, quelle que soit la valeur de la résistance shunt. Cette dernière équation est également le cas limite obtenu quand la résistance shunt atteint une valeur suffisante. Comme la résistance en série n'est pas supposée être une valeur dépendant de la tension appliquée, nous supposons donc que l'Équation 4.23 constitue la formulation appropriée de la résistance série. Nous déduisons de ce qui précède qu'une bonne estimation de la résistance série ne s'obtient que si la mesure de l'intensité d'électroluminescence a été réalisée à des tensions suffisamment élevées, sans créer d'artéfact de mesure, pour qu'elle soit suffisamment grande. Nous illustrons ceci dans la Figure 4.8. Nous y constatons qu'effectivement le ratio  $\frac{R_S}{R_S^\infty}$  tend vers 1, donc que  $R_S$  tend vers  $R_S^\infty$ , si l'intensité d'électroluminescence augmente et ce d'autant plus rapidement que  $R_{shunt}$  est plus élevée.

L'Équation 4.22 décrit donc la relation non triviale entre l'électroluminescence et les résistances série et shunt, que nous ne commenterons pas davantage.

La suite portera uniquement sur  $R_S^\infty$  que nous considérons être la formulation pertinente. Le courant de saturation local  $J_{01}(r)$  provient de l'Équation 4.10 où la longueur de diffusion effective est obtenue comme décrit plus haut.

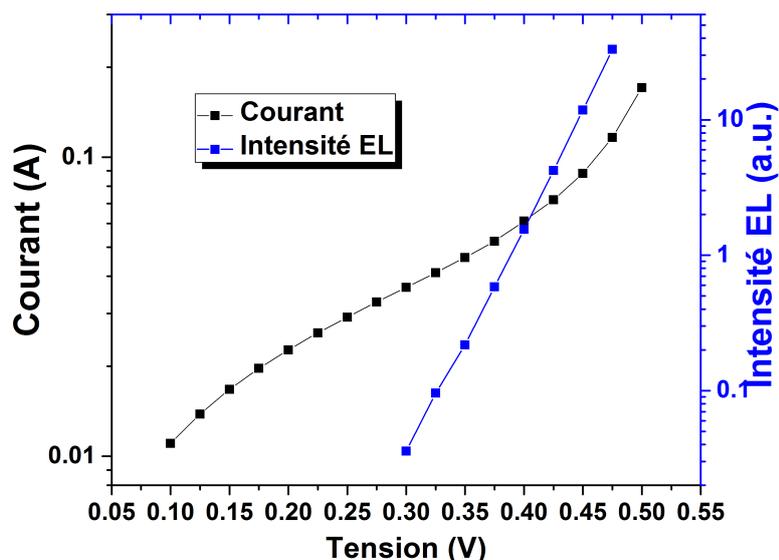
### 4.2.5. Résistance shunt

De manière similaire au calcul de la résistance série, nous étudions ici la résistance shunt. Une différence importante est que dans la plage de tension concernée, nous



**Figure 4.8.** – Évolution du ratio entre  $R_s$  et  $R_s^\infty$  selon l'intensité d'électroluminescence pour une résistance shunt faible ( $10^3 \Omega.cm^2$ ) et suffisamment élevée ( $10^4 \Omega.cm^2$ )

ne pouvons plus considérer que le facteur d'idéalité est égal à 1, mais au contraire qu'il est, ou bien variable, généralement entre 1 et 2, ou bien égal à 2. Nous avons acquis 100 séquences d'images  $EL(V)$  à des temps d'acquisition de 30 secondes, que nous avons moyennées pour augmenter le rapport signal sur bruit et accéder à la plage [300-500] mV. Les courbes  $EL(V)$  et  $I(V)$  moyennées sur toute la cellule sont représentées en Figure 4.9. Nous observons que le facteur d'idéalité applicable à l'intensité d'électroluminescence reste 1 à basse tension alors que le facteur d'idéalité est de 1.7 sur cette plage de tension et  $R_{sh}$  égale à environ  $2000 \Omega.cm^2$ .



**Figure 4.9.** – Courbes  $I(V)$  et  $EL(V)$  moyennées sur toute la cellule

Nous introduisons le facteur d'idéalité  $n$  dans l'Équation 4.17 qui devient :

$$J(r) = J_{02}(r) [e^{\frac{V(r)}{n v_{th}}} - 1] \sim J_{02}(r) e^{\frac{V(r)}{n v_{th}}} \quad (4.24)$$

L'Équation 4.18 devient :

$$\varphi_{EL0,adu}(V_T, r) = J_{0,2,cam}^*(r) e^{\frac{V(r)}{v_{th}}} \quad (4.25)$$

La courant local s'exprime comme la somme du courant fuyant par la résistance shunt et du courant dans la diode. La chute de courant due à la résistance série étant négligée, nous obtenons avec  $V(r) = V_T$  :

$$J_D(r) = J_{02}(r) e^{\frac{V_T}{n v_{th}}} + \frac{V_T}{R_{sh}(r)} \quad (4.26)$$

Cette dernière équation comporte trois inconnues,  $J_{02}$ ,  $R_{sh}$  et  $J_D$  pour lesquelles nous ne pouvons utiliser telle quelle l'Équation 4.25. En supposant que la connaissance du flux absolu de photons pourrait nous permettre de calculer la densité de courant locale via un modèle optique précis de la cellule, il reste que le modèle de diffusion-recombinaison local nécessaire devient probablement critiquable en cas de

shunt important et qu'il resterait encore une inconnue sans solution. Notre méthode d' $EL(V)$  ne semble donc pas adaptée à la caractérisation de la résistance shunt.

### 4.2.6. Analyse des écarts

Dans cette sous-section, nous nous proposons de rétro-calculer l'intensité d'électroluminescence d'après la longueur de diffusion issue de nos calculs et d'analyser les écarts constatés avec les mesures. Dans le cas idéal d'une modélisation complète, nous ne devrions évidemment pas constater d'écart autre que dû au bruit de mesure. Par simplification, nous nous placerons dans le cas de faible tension afin de négliger l'effet local de la résistance série, ce qui permettra de considérer que la tension aux bornes de la cellule égale la tension appliquée localement.

L'image d'électroluminescence enregistrée par la caméra à suffisamment basse tension  $V_T$  pour qu'il n'y ait pas de perte de tension due à l'effet de la résistance série, devient, à partir de l'Équation 4.4 :

$$\varphi_{EL,mesure} = J_{0,cam}^* e^{\frac{V_T}{v_{th}}}$$

Le paramètre  $J_{0,cam}^*$  est donc proportionnel à l'intensité de chaque image d'électroluminescence à basse tension. Nous avons vu obtenu plus haut l'expression Équation 4.3 que nous rappelons ci-dessous :

$$J_{0,cam}^* = K_{cal} J_0^* = K_{cal} \int (1 - R_a) \varphi_{BB} IQE QE_{cam} dE$$

Par ailleurs, nous avons deux autres expressions possibles pour calculer l'intensité d'électroluminescence. La première est proposée notamment par Schinke et al.[86] et s'écrit

$$\varphi_{EL,model,1} \propto B_{rad} n_i^2 e^{\frac{V_T}{v_{th}}} \int \int n_e^{\sim}(z) f_{em}(E, z) dz dE \quad (4.27)$$

avec  $B_{rad}$  le coefficient de recombinaison radiatif,  $n_i$  la concentration de porteurs intrinsèques à l'équilibre et  $\tilde{n}_e(z)$  le profil de porteurs minoritaires normalisé au bord de la jonction PN et  $f_{em}(E, z)$  la probabilité d'émission d'un photon émis à la profondeur  $z$  et l'énergie  $E$ . Cette probabilité d'émission prend en compte les réflexions multiples à l'intérieur de la cellule, et donc les coefficients de réflexion aux interfaces, ainsi que l'effet de la réabsorption interne selon la loi de Beer-Lambert.

L'autre expression possible est présentée par exemple par Würfel et al.[79] et peut

s'exprimer de manière proche :

$$\varphi_{EL,model,2} \propto e^{\frac{V_T}{v_{th}}} \int \int \alpha(E) \varphi_{BB}(E) \tilde{n}_e(z) f_{em}(E, z) dz dE \quad (4.28)$$

Le profil normalisé des porteurs minoritaires en excès  $\tilde{n}_e(z)$  est calculé à partir de l'équation de continuité des porteurs minoritaires en régime permanent avec pour conditions aux limites la concentration de porteurs due à la vitesse de recombinaison en face arrière et à la tension appliquée au bord de la jonction  $PN$ . Avec  $S$  la vitesse de recombinaison,  $D$  le coefficient de diffusion et  $W$  l'épaisseur de la cellule, nous obtenons[79] :

$$\tilde{n}_e(z) = A \exp(z/L) + B \exp(-z/L) \quad (4.29)$$

avec les coefficients  $A = \frac{1-SL/D}{1-SL/D+(1+SL/D)\exp(2W/L)}$  et  $B = \frac{1+SL/D}{1+SL/D+(1-SL/D)\exp(-2W/L)}$ .

La probabilité d'émission prend en compte les réflexions multiples aux interfaces avant et arrière ainsi que la réabsorption. La réémission est négligée compte-tenu du faible coefficient radiatif du silicium.

Selon Roigé et al.[87] par exemple, cette probabilité s'écrit :

$$f_{em}(z) = (1 - R) \frac{e^{-\alpha z} + e^{-\alpha(2w-z)}}{1 - e^{-2\alpha w} R_B R} \quad (4.30)$$

Nous définissons le ratio  $R_{EL}$ , que l'on attend constant spatialement à l'incertitude près sur la détermination de la longueur de diffusion :

$$R_{EL} = \frac{\varphi_{EL,model,i}}{\varphi_{EL,mesure}}$$

La variation spatiale de ce ratio est susceptible de dépendre de la variation spatiale de plusieurs quantités :

1. Les propriétés optiques du dispositif incluses dans la probabilité d'émission  $f_{em}$ , comme le coefficient d'absorption  $\alpha$  et/ou les coefficients de réflexion en face avant  $R_f$  et arrière  $R_b$
2. Les composantes du profil  $\tilde{n}_e(z)$ , en particulier la vitesse de recombinaison en face arrière  $S$ .
3. La concentration de porteurs intrinsèque  $n_i$ . Il s'avère que cette densité est variable en fonction du dopage pour le silicium due au bandgap narrowing[88]
4. Le coefficient de recombinaison radiatif  $B_{rad}$ , a priori dépendant simplement de la température.
5. Le coefficient d'absorption  $\alpha(E)$

Il n'est pas immédiat de séparer l'influence de ces différentes causes possibles.

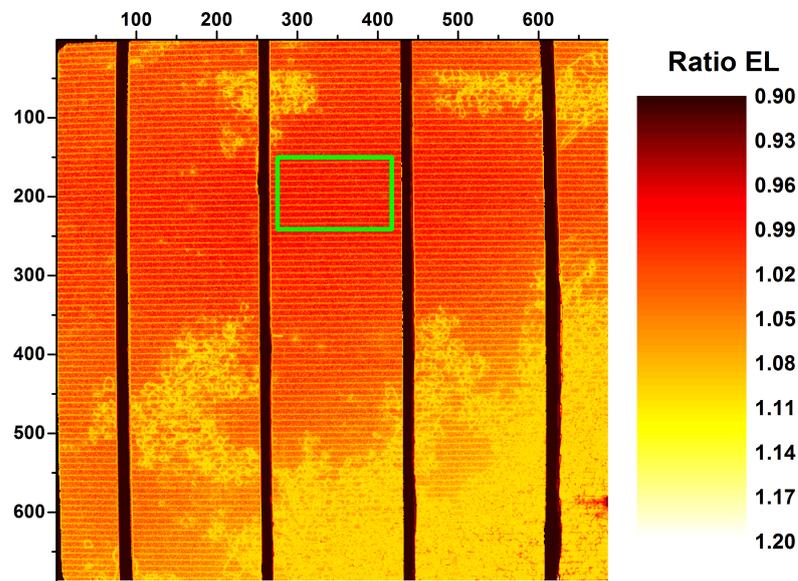
Anticipant sur les résultats de la section suivante, nous allons calculer les cartographies de  $R_{EL}$  pour différents cas de figure pour le modèle 2 selon Würfel et al.

Pour faciliter la comparaison, nous normalisons ces cartographies par la moyenne d'une zone de la cellule de "bonne" qualité, de sorte que le ratio soit de l'ordre de l'unité dans cette zone.

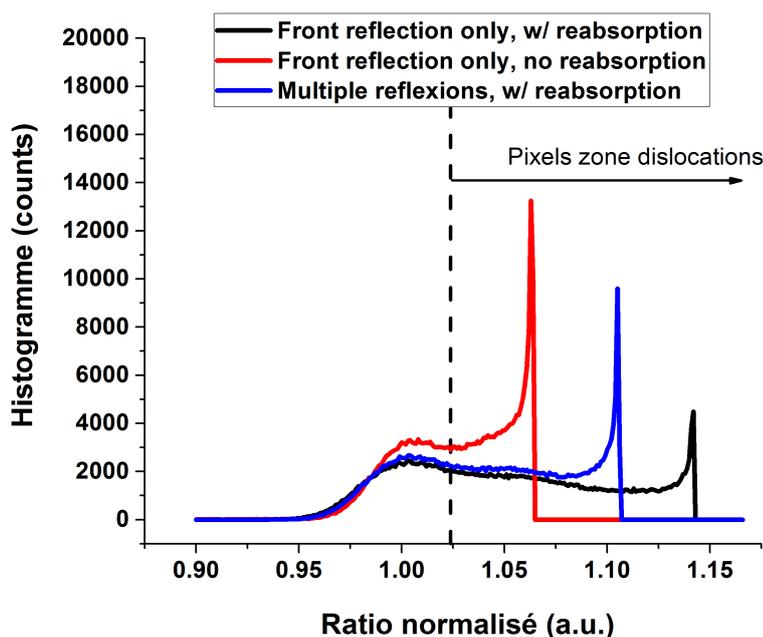
Les cas de figure présentés sont indiqués dans le Tableau 4.2 et les histogrammes des cartographies de ratio obtenus sont reportés en Figure 4.11.

	Réflexion face avant seulement	Réflexions face avant et face arrière
Sans réabsorption	$f_{em}(z) = (1 - R)$	non étudié
Avec réabsorption	$f_{em}(z) = (1 - R) e^{-\alpha z}$	$f_{em}(z) = (1 - R) \frac{e^{-\alpha z} + e^{-\alpha(2w-z)}}{1 - e^{-2\alpha w} R_B R}$ avec $R_B = 0.8$

**Table 4.2.** – Cas de figure étudiée pour le calcul du ratio  $R_{EL}$



**Figure 4.10.** – Exemple de cartographie du ratio normalisé entre l'EL calculée et l'EL mesurée. La normalisation est effectuée par la moyenne de la zone encadrée en vert.



**Figure 4.11.** – Histogrammes normalisés des cartographies de  $R_{EL}$  pour les différentes probabilité d'émission  $f_{em}(z)$  du Tableau 4.2.

Nous constatons que le modèle optique joue un rôle important dans la justesse de l'écart entre simulation et mesure. Cependant, ce qui nous intéresse davantage ici est que le modèle optique influe davantage la partie supérieure à 1.02 du ratio, partie qui correspond aux pixels des zones de dislocation, comme cela peut être vérifié par exemple dans la Figure 4.11. Bien que la variation soit inférieure à 10%, et donc tout à fait acceptable en pratique, cela montre que les dislocations ont des propriétés optiques différentes, par exemple leur coefficient d'absorption local, ou bien leurs coefficient de réflexion en face avant ou face arrière.

Par ailleurs, il a été montré que la concentration de dopant est susceptible de varier jusqu'à +40% dans les zones de dislocations ou joints de grains[89, 90]. Cette variation correspond à +3.5% de variation de  $n_i^2$ , ce qui influe sur l'intensité de luminescence dans la même proportion selon l'Équation 4.27.

### 4.3. Exemple d'application

Nous appliquons ici les méthodes théoriques obtenus dans les sections section 4.1 et section 4.2 à une cellule silicium et discutons les résultats. Cette cellule d'architecture classique Al-BSF présente une concentration de dopant  $N_A = 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \pm$

6%. La plaquette de silicium pour cette cellule a été élaborée en utilisant la technologie dite "cast-mono" selon la direction [100] du cristal de silicium. Le courant de recombinaison dans l'obscurité combiné de la base et de la surface arrière a été estimé à  $166 \text{ fA/cm}^2$  selon la méthode de Wong et al.[14] adaptée à l'architecture Al-BSF sur une plaquette Cz. La vitesse de recombinaison de la surface arrière a été estimée à  $100 \text{ cm/s}$ . Cela correspond à une densité de courant de recombinaison dans l'obscurité  $J_{0,rear} \sim 100 \text{ fA/cm}^2$  pour une densité de porteurs excédentaire entre  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  en utilisant les équations de Klow et al.[91]. Les caractéristiques électriques de cette cellule sont  $V_{oc}=630 \text{ mV}$ ,  $I_{sc}=9,17 \text{ A}$  et son rendement est de  $18,67\%$ .

### 4.3.1. Étude en température

La méthode de détermination de la température exposée en sous-section 4.2.3 s'est avérée ici particulièrement pertinente. En effet, les températures mesurées soit par caméra thermique, soit par pyromètre ne permettaient pas au calcul de la longueur de diffusion effective (menant au calcul du  $J_0$ ) de converger vers de valeurs réalistes.

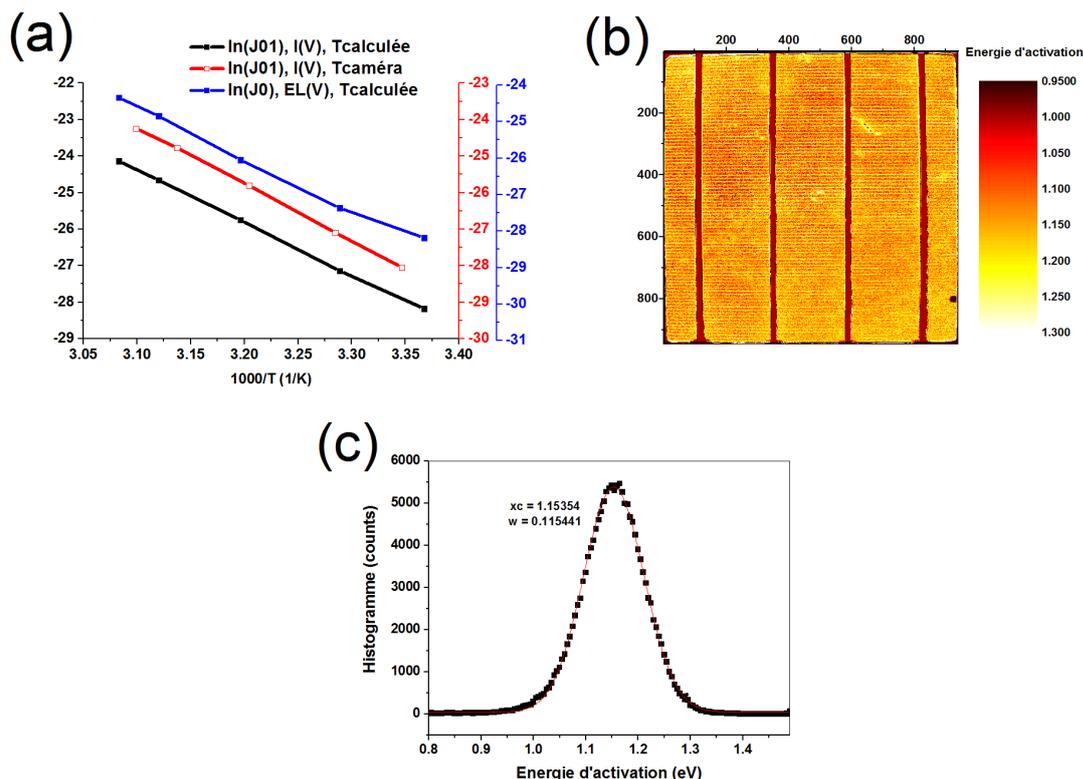
Nous présentons ici pour la cellule étudiée l'évolution du courant de recombinaison en fonction de la température, selon le modèle de l'Équation 4.15. Nous devons supposer que l'énergie d'activation  $E_a$  est la même pour  $J_{0,emitter}$  et  $J_{0,base}$ , ces deux courants relevant du même facteur d'idéalité  $n = 1$ .

L'énergie d'activation s'obtient à partir de la pente de la droite formée par les points de coordonnées  $1/T, \ln(J_0)$ , avec  $n=1$ , selon la formule

$$E_a = -\frac{n k}{q} \text{pente} \quad (4.31)$$

Nous représentons en Figure 4.12(a) les courbes  $[1/T, \ln(J_0)]$  obtenues, soit par la moyenne des  $J_0$  issue de l'EL(V) pour une température, soit par I(V) pour deux températures. Nous observons que ces différentes courbes sont essentiellement parallèles, ce qui indique une énergie d'activation très proche dans chacun des cas. Nous obtenons une énergie d'activation moyenne sur la cellule de  $E_a \sim 1.268 \text{ eV} \pm 47 \text{ meV}$  en considérant la courbe obtenue par I(V) avec la température mesurée par caméra thermique. Cette valeur est proche, bien que légèrement supérieure, de la valeur théorique de  $1.206 \text{ eV}$  reportée par Wong et al[92].

Nous présentons en Figure 4.12(b) la cartographie des énergies d'activations calculées pour chaque pixel ainsi que l'histogramme correspondant en (c). Nous ne notons pas de répartition spatiale particulièrement liée aux dislocations. L'énergie d'activation par pixel est en moyenne de  $1.15 \text{ eV}$ , s'étageant entre  $1.0 \text{ eV}$  et  $1.3 \text{ eV}$ . Cette valeur moyenne est proche de  $1.124 \text{ eV}$ , l'énergie du gap du silicium à température ambiante.

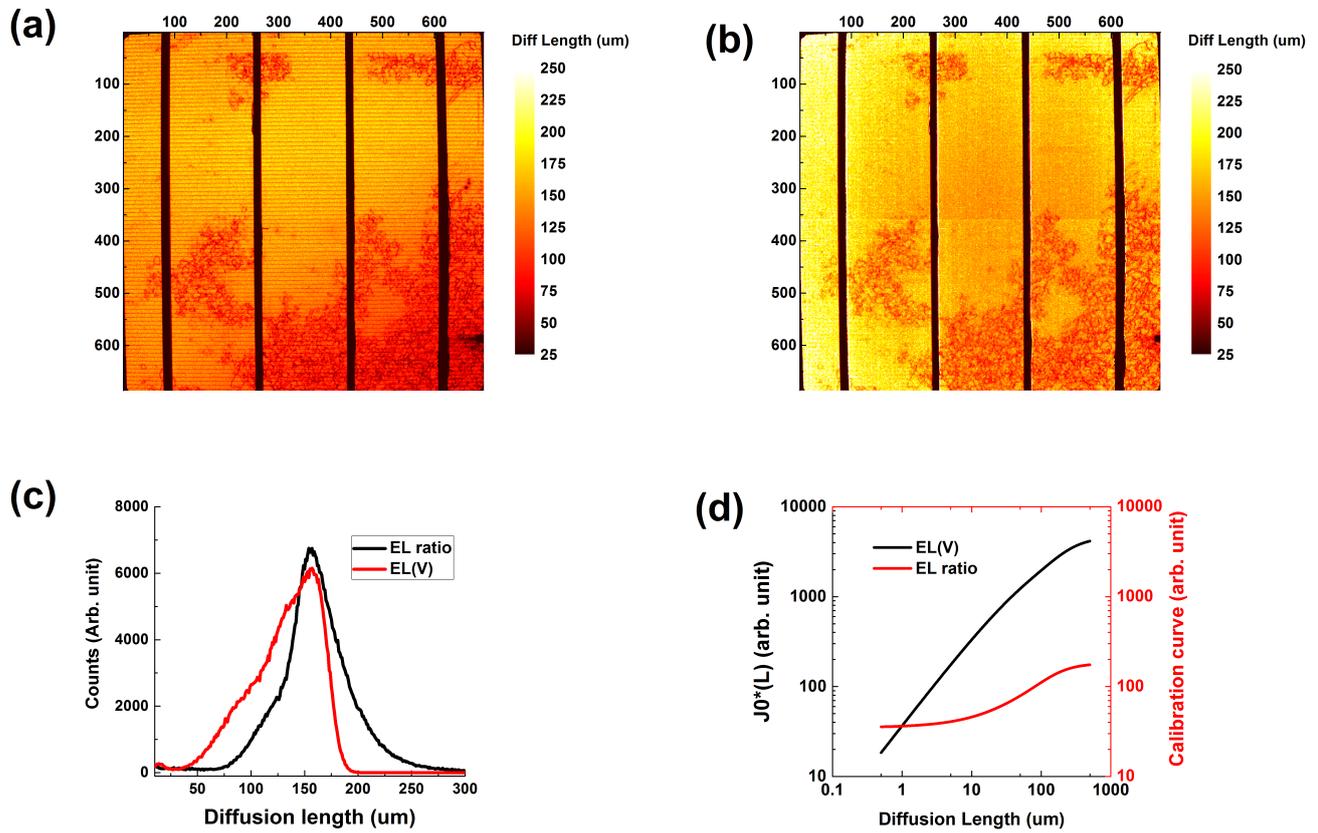


**Figure 4.12.** – (a) Courbes  $\ln(J_0)$  vs  $1000/T$  obtenues à partir des courbes EL(V) moyennes et I(V); (b) cartographie des énergies d'activation; (c) histogramme des énergies d'activation,  $\overline{E}_a = 1.15 \text{ eV}$  et  $\sigma = 0.11 \text{ eV}$

### 4.3.2. Longueur de diffusion

Nous présentons dans cette sous-section les résultats obtenus par notre méthode vis-à-vis de la longueur de diffusion. Nous allons d'abord comparer la cartographie de longueur de diffusion de notre modèle (voir la Figure 4.13(a) pour l'illustration) avec celle obtenue par la méthode de Würfel et al.[79] déjà mentionnée (voir Figure 4.13(b)). Cette dernière méthode est basée sur le rapport de deux images d'électroluminescence prises avec deux filtres passe-bas différents. Nous avons utilisé deux images EL acquises avec des filtres passe-bas de 900 nm et 1050 nm, non corrigées pour l'artéfact optique en  $\cos^4$ , ce qui est de faible influence pour notre propos.

Les histogrammes sont présentés à la Figure 4.13(c) pour les deux méthodes. D'après notre méthode, la valeur la plus fréquente (mode) est d'environ  $162 \mu\text{m}$  et la moyenne d'environ  $132 \mu\text{m}$ . D'après la méthode du ratio d'images d'EL, ces valeurs sont respectivement de  $156 \mu\text{m}$  et  $160 \mu\text{m}$ . Les deux méthodes sont en bon accord. Notre méthode montre une asymétrie vers les faibles valeurs des longueurs de diffusion alors que la méthode du rapport présente un histogramme quasi-symétrique, ce qui



**Figure 4.13.** – cartographies de longueur de diffusion issues de l'imagerie par électroluminescence, Coordonnées en pixels, 1 pixel= $225 \mu m$ . (a) Méthode  $EL(V)$ , moyenne =  $132 \mu m$ , mode =  $162 \mu m$ , (b) Méthode du ratio d'images d'EL, moyenne =  $160 \mu m$ , mode =  $156 \mu m$ . (c) Histogrammes correspondants. (d) Courbes d'étalonnage de la technique  $EL(V)$  et de la méthode du ratio d'images d'EL

Composante	Moyenne ( $\mu m$ )	Amplitude	Écart-type ( $\mu m$ )	Contribution
1	102.6	2414	40.6	40.0%
2	139.3	3741	23.27	35.5%
3	161.7	3994	15.07	24.5%

**Table 4.3.** – Paramètres des courbes gaussiennes constitutives de l'histogramme présenté en Figure 4.14(b)

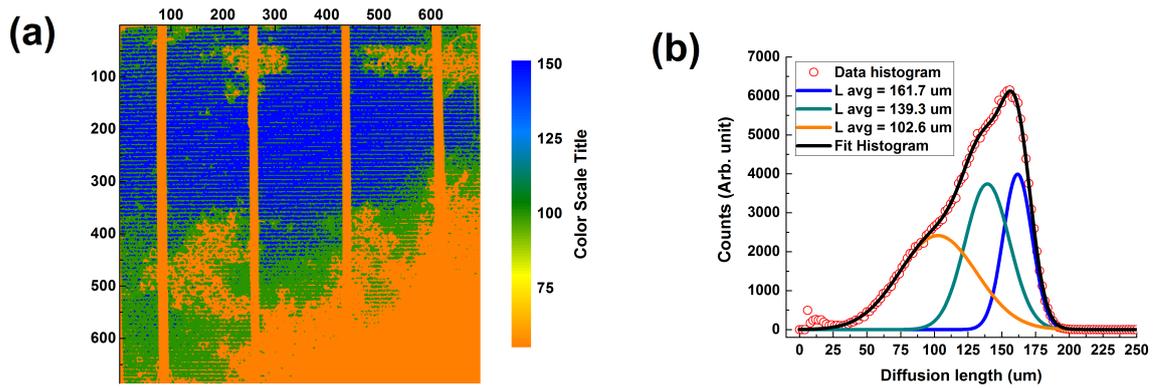
paraît fortuit. La répartition spatiale est également légèrement différente, la méthode du rapport EL présentant une inhomogénéité circulaire, l'intensité étant plus élevée sur les bords de la cellule. Cette différence n'est pas expliquée pour l'instant.

Il est intéressant de noter que la courbe  $J_0^*(L)$  de la méthode  $EL(V)$  présente une gamme dynamique élevée car elle s'étend sur trois ordres de grandeur pour des longueurs de diffusion comprises entre  $0,5 \mu m$  et  $1000 \mu m$ , voir Figure 4.13(d). Cela permet de mesurer facilement une large gamme de longueurs de diffusion à partir de la cartographie de  $J_0^*$  après ajustement des courbes  $EL(V)$ . Par rapport à la courbe de calibration de la méthode du ratio d'images d'EL, cela est particulièrement vrai pour les valeurs extrêmes (c'est-à-dire les longueurs de diffusion faibles et élevées) où la pente de la courbe  $J_0^*(L)$  est plus prononcée (et donc plus discriminante) pour notre méthode.

Afin de confirmer la validité de nos résultats, nous avons effectué une simulation numérique de notre cellule solaire grâce au logiciel PC1D. La résistance série, la résistance shunt et le photo-courant du modèle ont été paramétrés de manière à correspondre à ceux des courbes  $I(V)$  sous illumination AM1.5G et dans l'obscurité que nous avons ajustées avec un modèle à deux diodes[93, 94]. Les vitesses de recombinaison en face avant et arrière étant  $S_{front} = S_{back} = 100 \text{ cm/s}$ . Nous obtenons par simulation une efficacité de 18,2% pour  $L = 129 \mu m$  (méthode  $EL(V)$ ) et 18,6% pour  $L = 162 \mu m$  (méthode du ratio d'images d'EL) pour une efficacité réelle de notre cellule mesurée à 18,6%. Cela montre la bonne cohérence de la cartographie que nous avons obtenue avec notre méthode  $EL(V)$ .

Pour aller plus loin dans l'analyse, nous avons étudié la répartition spatiale des longueurs de diffusion. L'histogramme des données est représenté sur la Figure 4.14(b) et peut être ajusté avec un nombre approprié de distributions gaussiennes. Trois distributions sont identifiables dont les paramètres sont repris dans le Tableau 4.3. Les deux courbes  $L_{avg} = 102.6 \mu m$  et  $L_{avg} = 139.3 \mu m$  se croisent pour  $L = 120.6 \mu m$  et les courbes  $L_{avg} = 139.3 \mu m$  et  $L_{avg} = 161.7 \mu m$  se croisent pour  $L = 152.6 \mu m$ . La contribution totale de chacune des trois zones est proportionnelle au produit  $Amplitude * Ecart\ type$ , que nous pouvons normaliser par rapport à la somme des trois.

Nous avons représenté en Figure 4.14(a) avec un code couleur particulier les pixels de la cartographie de longueur de diffusion dont la valeur correspond à l'une ou l'autre des trois distributions identifiées. Le code couleur est identique à celui uti-



**Figure 4.14.** – (a) Cartographie de longueur de diffusion seuillée. Coordonnées en pixels, 1 pixel= $225 \mu m$ . L'échelle de de couleur est définie selon les histogrammes décomposant l'histogramme principal en (b) et met en évidence la distribution spatiale correspondant aux trois contributions gaussiennes.

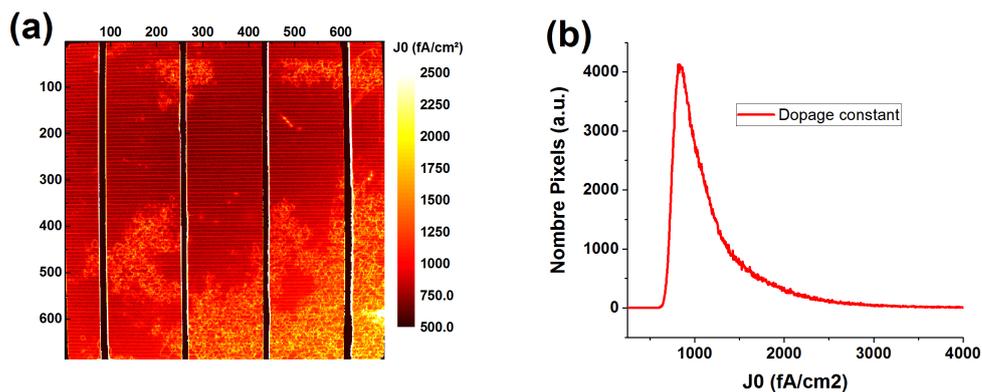
lisé en Figure 4.14(b). Nous pouvons identifier trois zones spatiales différentes dans lesquelles les propriétés de recombinaison sont dictées par des causes spécifiques. La zone orange pour laquelle la longueur de diffusion moyenne est la plus faible correspond sans surprise à la présence des grappes de dislocations. Les dislocations sont également très vraisemblablement décorées par des impuretés, la plus probable étant le fer.

La zone bleue avec les plus grandes longueurs de diffusion correspond à la zone la moins contaminée de la cellule, sans réseau de dislocations détectable et avec une concentration minimale d'impuretés. La zone violette est une zone de transition entre les zones à plus faible et à plus forte longueur de diffusion. C'est avec une forte probabilité l'indication de la présence d'impuretés comme le fer. En effet, la cellule a été sélectionnée dans la partie haute de la brique, solidifiée en dernier et où le fer a tendance à s'accumuler. Les dislocations sont des canaux de diffusion pour les impuretés comme le fer pendant le processus de refroidissement et plus tard pendant le piégeage lors de la diffusion du phosphore. Elles ont donc tendance à attirer les impuretés, ce qui explique leur accumulation dans le voisinage des dislocations. Cette accumulation pourrait être un marqueur de dislocations non détectables en affinant la résolution spatiale et le traitement des images.

En supposant un coefficient de diffusion spatialement constant et sachant que  $L = \sqrt{D\tau}$ , le calcul de la cartographie de durée de vie correspondante est simple et celle-ci n'est pas représentée ici.

### 4.3.3. Courant de recombinaison

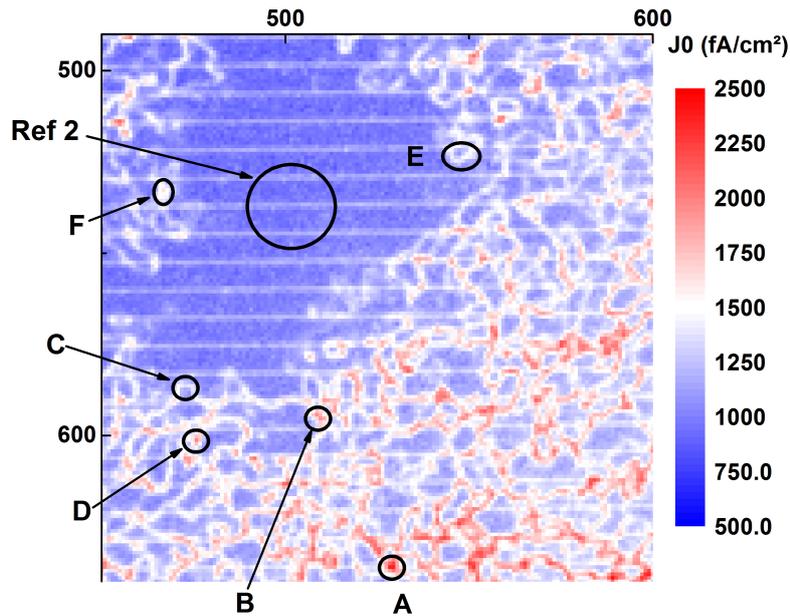
La mesure par courant de Foucault a fourni pour cette cellule une valeur moyenne de  $1,5 \cdot 10^{16} cm^{-3}$  et une amplitude sur la cellule de  $\pm 6 \%$ , ce qui est faible. Cepen-



**Figure 4.15.** – (a) Cartographie de densité de courant de saturation pour le bulk et la face arrière en  $\text{fA}/\text{cm}^2$ . Coordonnées en pixels, 1 pixel= $225 \mu\text{m}$ . (b) Histogramme correspondant.

dant, divers travaux dans la littérature[89, 90] ont fait état de variations spatiales de la concentration de dopant allant jusqu'à 40 %, en particulier dans le cas de petites inhomogénéités latérales comme les dislocations et joints de grains. Cette variation latérale pourrait être impliquée dans plusieurs phénomènes, comme le LeTID[95]. Une variation de 40 % de la densité de dopant a donc une influence d'une ampleur similaire sur le courant de saturation de l'obscurité, comme le montre l'Équation 4.10, et sur la carte de résistance en série extraite, comme le montre l'Équation 4.23. En fonction de la résolution spatiale de l'expérience, l'étendue spatiale des variations de la concentration de dopant peut être perceptible ou non. Par exemple, dans notre expérience, un pixel correspond à  $225 \mu\text{m}$ . Les variations à très courte distance sont donc vraisemblablement moyennées spatialement et n'ont qu'une influence mineure sur le courant de saturation de l'obscurité et le calcul de la résistance en série. Nous considérerons une densité de dopage spatialement homogène.

La Figure 4.15(a) représente la carte de densité de courant de saturation pour notre échantillon. L'analyse de la première peut se référer à l'analyse de la cartographie de la longueur de diffusion. Cette carte présente un très bon contraste et une gamme dynamique élevée. Dans la Figure 4.16, un grossissement de secteur aux environ des pixels [500-60] en x et y est représenté. On y distingue très aisément les boucles de dislocations. On constate également que le courant de saturation est beaucoup plus élevé au sein de certaines boucles de dislocations, avec des valeurs supérieures à  $2000 \text{ fA}/\text{cm}^2$  au lieu d'environ  $1500 \text{ fA}/\text{cm}^2$  en général. On peut formuler l'hypothèse que ces boucles sont soit plus "décorées" en impuretés, soit plus denses localement en dislocations (densité linéique). Cette deuxième hypothèse nous paraît plus pertinente.



**Figure 4.16.** – Cartographie de courant de recombinaison, zoom sur zone à fort contenu en dislocations, emplacements des points analysés

### Quelques constatations spectrales

En employant le montage d'imagerie hyperspectrale grand champ mentionné au chapitre 2, nous analysons les spectres d'électroluminescence aux points A à F indiqués sur la Figure 4.16 afin de tenter de dégager une typologie des dislocations dont les courants de recombinaisons sont différents. Ces spectres sont reportés en Figure 4.17. L'emplacement noté "Ref 1" est au milieu de la cellule, dans la zone de référence verte en Figure 4.10.

Rappelons que la bande spectrale entre 1450 nm et 1650 nm correspond à la bande D1 de la luminescence des dislocations (voir section 3.1).

Nous constatons en Figure 4.17 que les zones "Ref 1" et "Ref 2" ne présentent pas de spectre de luminescence entre 1350 et 1650 nm, bien que leur ligne de base soit supérieure au minimum à 900nm. Ceci correspond à la non correction spectrale du système de mesure.

La Figure 4.18 montre la très bonne corrélation linéaire de  $EL_{max,BB}$  en fonction de  $J_0$ , alors que  $EL_{max,D1}$  évolue de manière quadratique avec  $J_0$ , à l'exception du point A qui s'en écarte significativement.

Nous en déduisons que l'observation de l'électroluminescence de la bande D1 n'est pas directement exploitable pour caractériser le caractère recombinant des dislocations et que considérer l'électroluminescence bande à bande (BB) suffit.

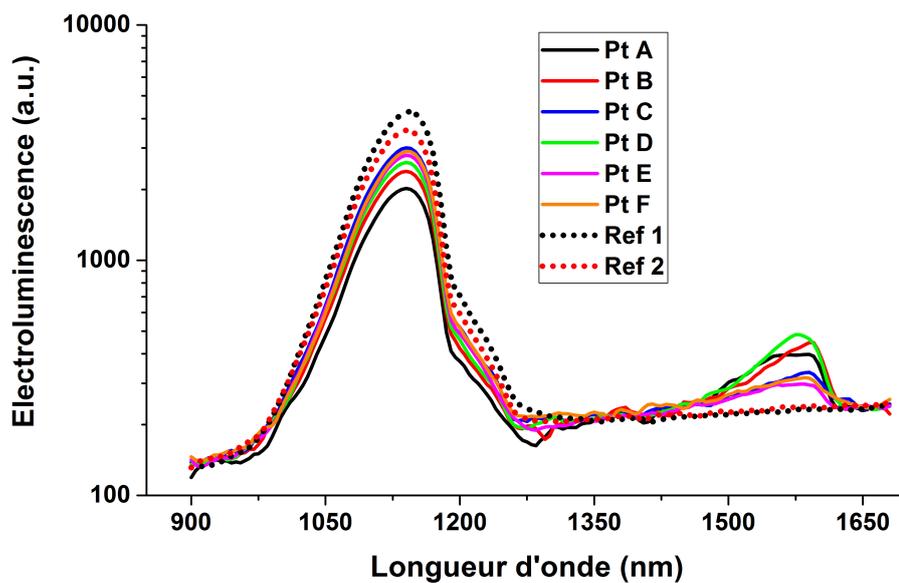


Figure 4.17. – Spectres de luminescence en différents points de la cellule, notés A à F en Figure 4.16.

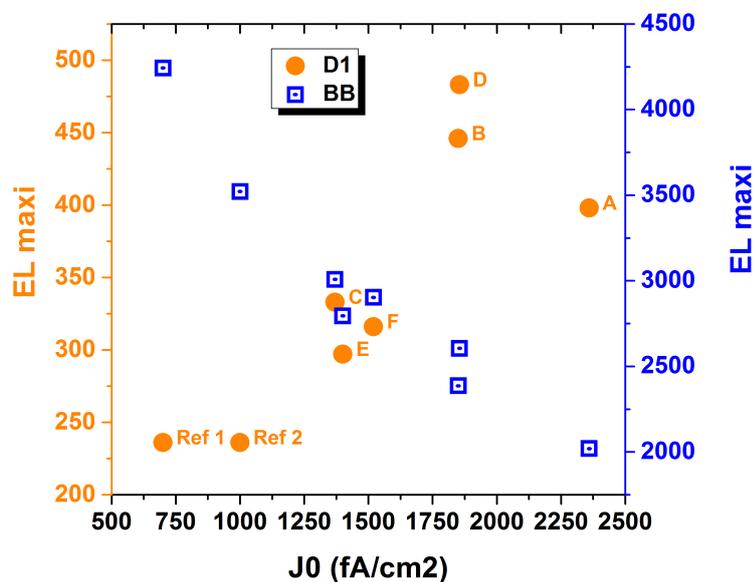


Figure 4.18. – Corrélation entre les intensités maximum d'électroluminescence pour les bandes BB et D1 et le courant de recombinaison  $J_0$ .

### 4.3.4. Tension locale et résistance série

La cartographie de tension locale obtenue en appliquant une tension aux bornes égale au  $V_{oc}$  pour notre échantillon est illustrée en Figure 4.19(a). Elle présente une faible amplitude spatiale d'environ 16 mV. Ceci est cohérent avec le fait que la résistance série est également faible et spatialement homogène, comme nous le verrons plus loin. La cartographie de résistance série  $R_s^\infty$  obtenue pour notre échantillon est représentée en Figure 4.19(b).

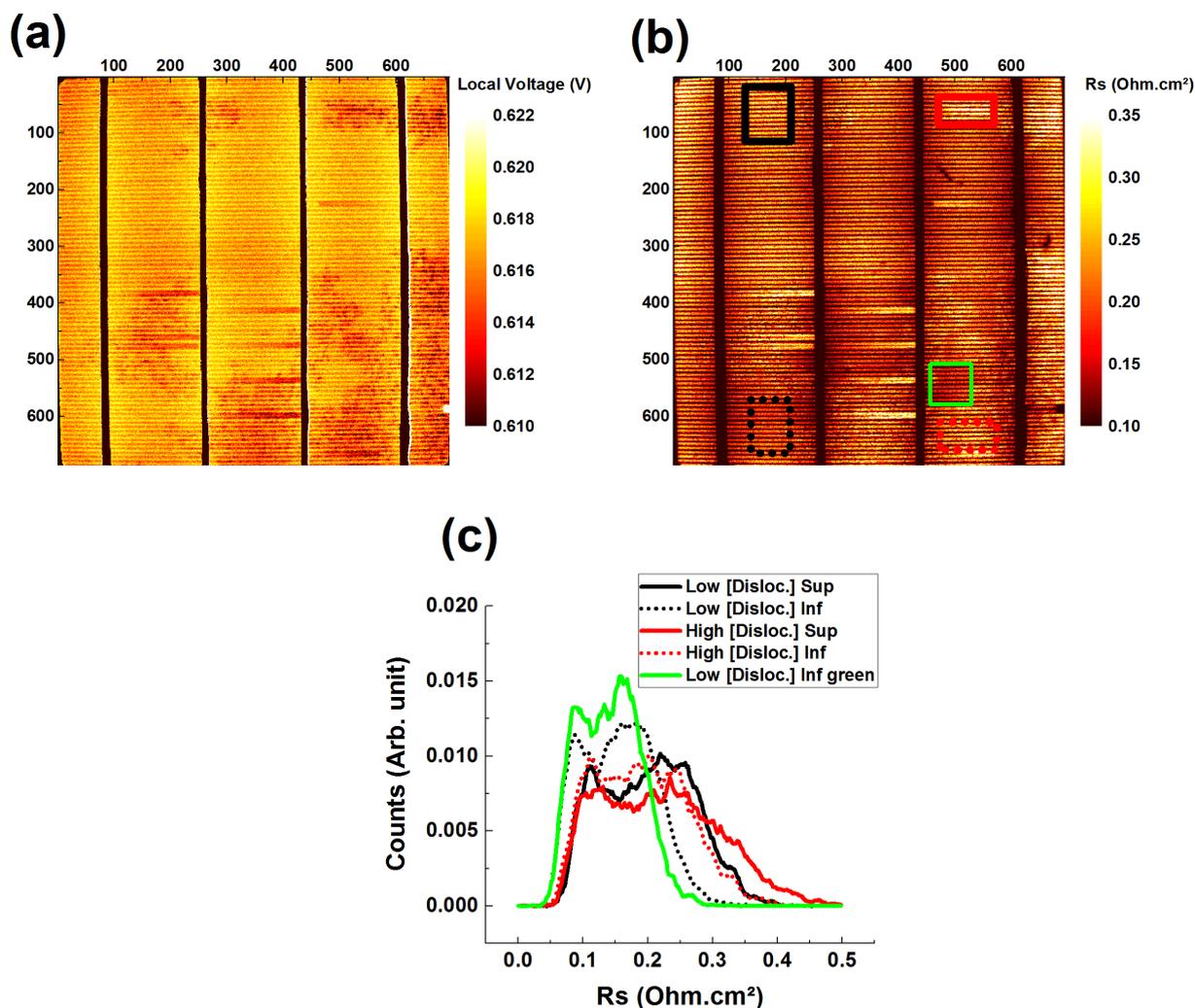
Avant de discuter nos résultats, nous allons les comparer avec ceux obtenus avec deux autres calculs proposés dans la littérature à partir d'images d'électroluminescence. La première méthode est celle du travail de Hinken et al.[85] déjà mentionné, car elle est également basée sur l'acquisition d'images d'électroluminescence dépendantes de la tension. La seconde méthode est basée sur la fonction de transfert telle qu'initiiée en premier lieu par Donolato[96] et développée par Wong et Green[27].

Dans les travaux de Hinken et al.[85], la résistance série locale est calculée en ajustant une équation linéaire du type  $\frac{\partial EL}{\partial V} \frac{1}{EL} = a \frac{\partial EL}{\partial V} + b$  obtenue en différenciant un arrangement de l'Équation 4.16 à l'Équation 4.18. La cartographie obtenue est ensuite calibrée par un coefficient unique en supposant que la densité locale du courant de saturation est spatialement constante, ce qui conduit à une calibration unique pour toute la cellule. Cet inconvénient est mentionné par les auteurs eux-mêmes qui recommandent leur méthode pour les cellules monocristallines. En raison de l'absence de calibration spatiale, la cartographie représentée sur la Figure 4.20(a) (unités arbitraires) ressemble plutôt à la carte d'intensité EL représentée en Figure 4.1(a) et est donc très différente de notre résultat. En raison du caractère différentiel du calcul, l'ajustement de cette méthode est très sensible au bruit et le  $R^2$  ajusté peut être très faible si la résolution spatiale augmente. Ici, les pixels des images d'électroluminescence ont été regroupés par 10x10 et le  $R^2$  ajusté moyen est de 0,38. Si le redimensionnement avait été de 2,5 comme dans les cartographies que nous présentons, au lieu de 10, le  $R^2$  ajusté aurait tendance à être nul en moyenne. Cela rend cette méthode difficile pour la cartographie de résistance série à haute résolution spatiale, au-delà de l'inconvénient lié à l'absence de calibration locale.

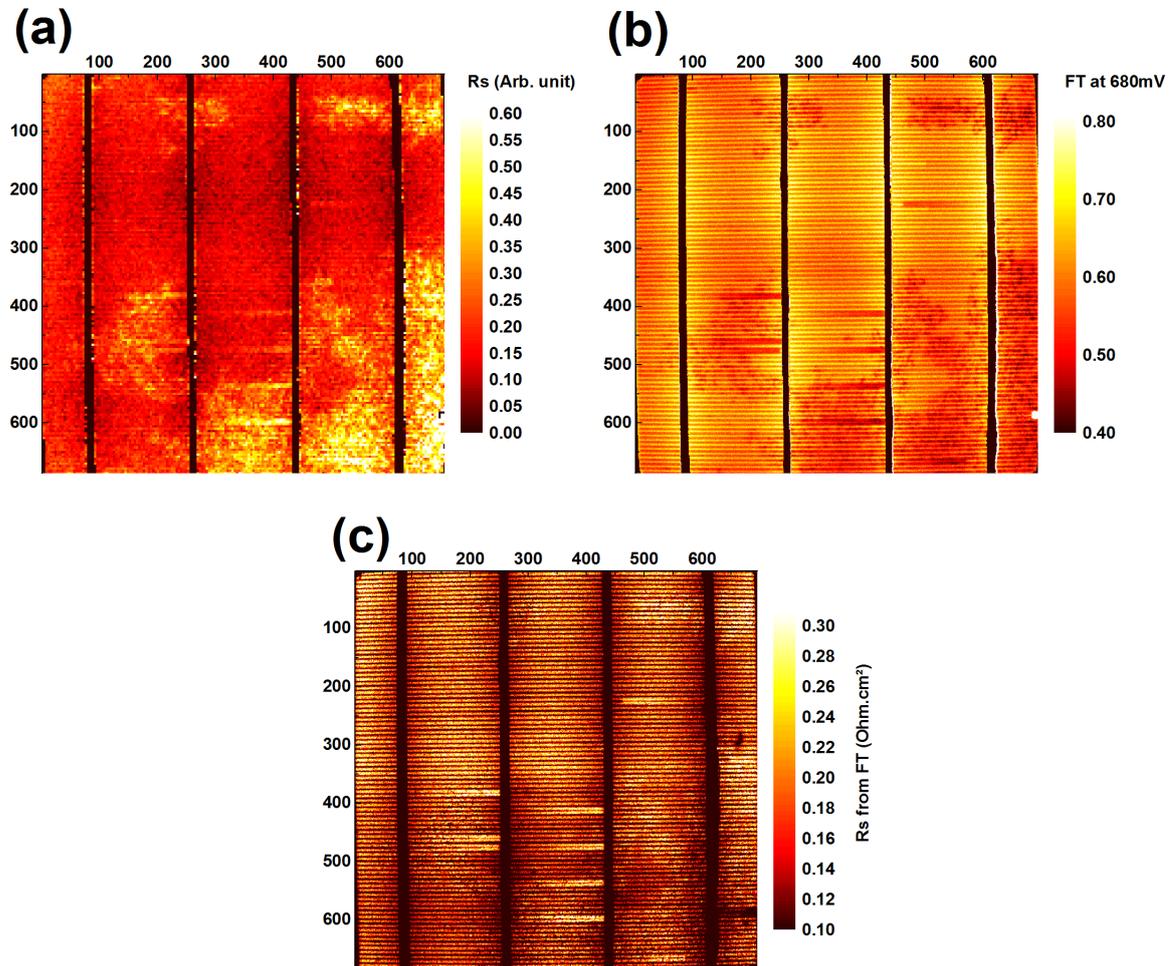
La fonction de transfert telle que dérivée par Wong et al.[27] vise à décrire l'augmentation du courant local impliquant une augmentation de la tension au niveau du terminal de l'appareil. Ceci généralise la relation de réciprocité entre les cellules solaires et les LED telle que décrite par Rau[26] et abordée au chapitre 1. En supposant une efficacité quantique locale non dépendante de la tension, la fonction de transfert appliquée au signal d'électroluminescence se formule comme suit à partir de l'Équation 1.20 :

$$f_T = \frac{\partial \ln(EL)}{\partial (qV_T)/kT} \quad (4.32)$$

Cette quantité dépend de la tension et tend vers 1 lorsque la tension et le courant



**Figure 4.19.** – Coordonnées en pixels, 1 pixel=225  $\mu\text{m}$ . (a) Tension locale à  $V=V_{oc}=0,63\text{V}$ . (b) Carte de  $R_s^\infty$  en  $\Omega\text{cm}^2$ ; (c) Histogrammes de  $R_s^\infty$  pour différentes zones de la cellule présentant un contenu élevé ou faible de dislocations et une concentration élevée ou faible d'impuretés (contours sombres/rouges et solides/tirets). En vert est reporté l'histogramme d'une zone à forte teneur en impuretés mais à faible teneur en dislocations.



**Figure 4.20.** – Pour comparaison : (a) carte de  $R_s$  en unités arbitraires (sans étalonnage) selon la méthode proposée par Hinken et al.[85], données sous-échantillonnées spatialement (binnées) par un facteur 10 dans chaque direction ; (b) fonction de transfert selon Wong et al.[27] ; (c) carte de  $R_s$  dérivée de la carte de fonction de transfert, selon Wong et al.. Toutes les coordonnées sont en pixels, 1 pixel=225  $\mu m$ .

sont faibles (rendement de collecte élevé) et tend vers 0 avec l'augmentation de la tension lorsque le rendement de collecte diminue. Elle a donc un lien avec la résistance série telle que dérivée par Wong & Green[27] :

$$Rs(r) = \left( \frac{1}{f_T(r)} - 1 \right) \frac{dV}{dJ}(r) \quad (4.33)$$

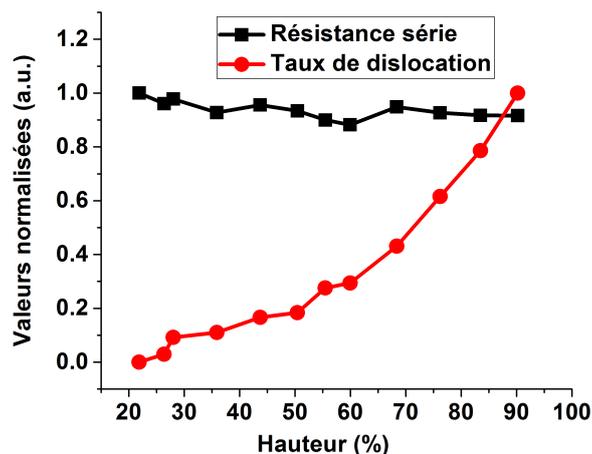
$$\frac{dJ}{dV} = \frac{J_0}{v_{th}} \exp\left(\frac{V(r)}{v_{th}}\right) = \frac{J_0}{J_{0,cam}^*} \frac{ELcam_0}{v_{th}} \quad (4.34)$$

La fonction de transfert  $f_T$  est représentée sur la Figure 4.20(b) pour  $V_T = 0.68V$  et est très similaire à la carte de résistance en série obtenue par la méthode proposée par Hinken et al.[85]. Par conséquent, en considérant l'Équation 4.32, la carte de résistance série ne pourrait être similaire à la fonction de transfert que si le terme  $\frac{dV}{dJ}(r)$  était spatialement constant. Ceci n'est pas le cas, car comme le montre l'Équation 4.34, ce terme dépend de paramètres spatialement variables sur la cellule. La fonction de transfert n'est donc pas une image directe de la résistance en série et doit être correctement interprétée. La fonction de transfert est une image de l'aptitude du dispositif à transformer en courant un surcroît de tension aux bornes du dispositif, mais aussi de la recombinaison des porteurs de charges. À titre de comparaison, la cartographie de résistance série est obtenue en combinant l'Équation 4.33 et l'Équation 4.34, comme le montre la Figure 4.20(c) pour  $V_T = 0.68V$ . Elle est cohérente avec notre observation concernant la répartition spatiale et la magnitude, voir la Figure 4.19(b) pour comparaison.

Ces comparaisons montrent que la méthode que nous proposons abouti à un résultat significativement différent, encore que ce ne soit pas l'objet de la fonction de transfert que de proposer une cartographie de résistance série. Nous montrons aussi que faire l'hypothèse d'un courant de recombinaison dans l'obscurité spatialement constant est très incorrect et ne permet pas d'aboutir à un résultat représentatif. Nous aurions aimé comparer notre méthode à celle de Kampwerth et al.[97] dont les résultats présentés nous paraissent être susceptible de se rapprocher des nôtres. Ne disposant pas du matériel nécessaire, nous n'avons pas pu procéder à cette comparaison.

Ceci étant dit, nous allons examiner nos résultats représentés en Figure 4.19(b). La principale remarque qualitative est que la résistance en série est à peu près constante à travers toute la cellule et que les grappes de dislocations ont un niveau de résistance en série peu différent du reste de la cellule. Ceci est cohérent avec le fait que la résistance série moyenne ajustée à partir des données  $I(V)$  varie peu pour les cellules prélevées du bas vers le haut de la brique, alors que le contenu des dislocations augmente lui significativement, voir Figure 4.21.

Les zones proches des contacts (busbar) sont moins résistives, ce qui est logique puisque les résistances en série que nous mesurons inclut la totalité de la résistance



**Figure 4.21.** – Courbes normalisées de la résistance série en fonction de la hauteur dans la brique et du taux de dislocation

depuis le pixel de coordonnées  $r$  jusqu'au contact électrique. Les doigts de contact dégradés ou mal réalisés apparaissent très nettement, avec une résistance en série deux fois plus élevée. La valeur moyenne de notre carte de résistance en série est d'environ  $0,16 \Omega.cm^2$  alors qu'elle a été évaluée à  $0,25 \Omega.cm^2$  en ajustant la courbe  $I(V)$  dans l'obscurité. Ces valeurs proches sont une autre confirmation de la pertinence de notre méthode. La faible différence peut s'expliquer par la propagation de incertitudes menant au calcul de  $J_0$ , voir l'équation Équation 4.10.

Nous avons sélectionné sur la cartographie de résistance série de la Figure 4.19(b) des zones à faible ou forte teneur en dislocations (contours respectivement en noir et en rouge) et des zones à faible ou forte teneur en impuretés (contours respectivement en trait plein ou en tiret). Nous avons représenté en Figure 4.19(c) les histogrammes de distribution de  $R_s$  pour chacune de ces zones. Nous constatons que les groupes de dislocations augmentent légèrement la résistance série. De plus, on remarque que les zones à faible teneur en impuretés (correspondant aux zones à faible valeur de  $J_0$ , voir Figure 4.15) ont des valeurs de résistance série plus élevées quelle que soit la présence de dislocations. Ceci est également visible dans la zone sans dislocations et à très forte teneur en impuretés (contour vert de la Figure 4.19(c)) pour laquelle la résistance en série est significativement plus faible. Il semble logique que la résistance en série soit plus faible là où la concentration de dopant s'est avérée plus élevée. Nous pourrions supposer que les dislocations tendent à augmenter la résistance en série d'une part, mais que les impuretés attirées tendent à la réduire d'autre part. Ces corrélations, ainsi que la relative constance spatiale des résistances série, doivent être étudiées plus en détail, par exemple en examinant plus en détails et avec d'autres méthodes les zones où les impuretés ont tendance à se concentrer en raison du gettering et/ou de la présence de dislocations.

## 4.4. Analyse selon la hauteur

Après avoir étudié et validé notre méthode sur une cellule unique, nous allons dans cette section fournir quelques résultats d'application à l'étude en hauteur d'une brique prélevée dans le lingot de référence 710294. Ce lingot a été produit selon le procédé monolike décrit au chapitre 1.

Le refroidissement et la solidification du lingot, donc des briques, s'effectuant du bas du lingot vers le haut, la hauteur d'une cellule/wafer dans la brique depuis le bas de celle-ci correspond à l'instant auquel cette cellule/wafer s'est solidifié. De nombreuses caractéristiques des wafers/cellules vont découler de leur position dans la hauteur, la transition liquide-solide dépendant étroitement de la cinétique de refroidissement, des espèces chimiques présentes et de leur concentration. Les courbes en fonction de la hauteur seront donc représentées en pourcentage de la fraction solidifiée.

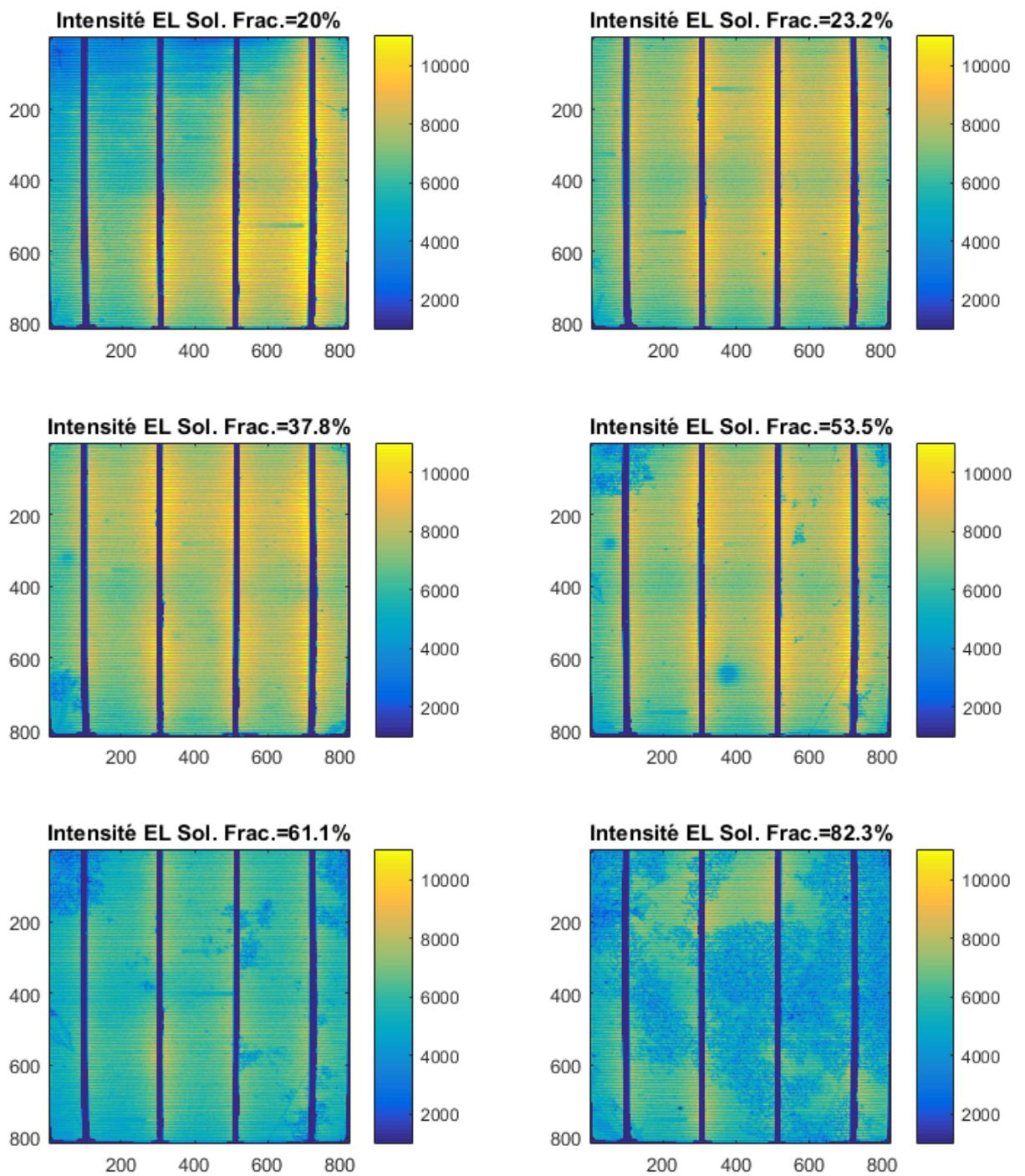
### 4.4.1. Intensité d'électroluminescence

Les cartographies d'électroluminescence sont représentées dans la Figure 4.22. Nous notons qualitativement le développement croissant de la quantité de dislocations lorsque la hauteur (ou fraction solidifiée) augmente. En bas de brique, à 20% de hauteur, la cellule semble très impactée par des impuretés dans le coin supérieur gauche. Nous notons la présence de taches sur les cellules en milieu de brique, à 37.8% et 53.5% de hauteur.

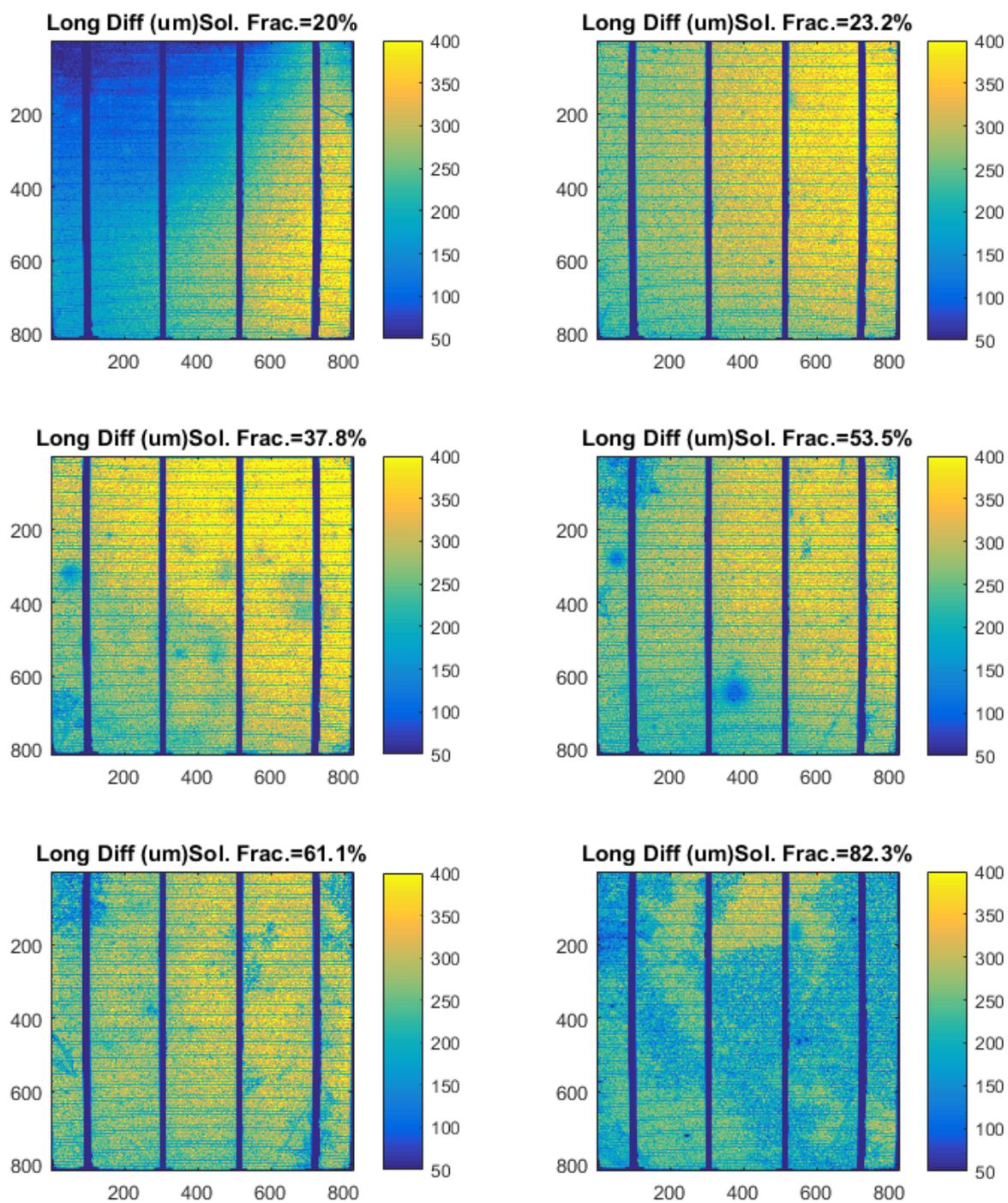
### 4.4.2. Longueur de diffusion et courant de recombinaison

Nous allons dans cette sous-section analyser les cartographies calculées selon la hauteur et les comparer à d'autres valeurs issues d'autres moyens de mesure. Les cartographies de longueur de diffusion et de courant de saturation sont représentées dans les figures Figure 4.23 et Figure 4.24. Nous constatons une très bonne corrélation entre longueur de diffusion et intensité d'électroluminescence si nous comparons leurs cartographies.

La Figure 4.25(a) compare la tension de circuit ouvert ( $V_{oc}$ ) mesurée lors du contrôle final en production des cellules ainsi que la longueur de diffusion calculée. Notons que le  $V_{oc}$  a été corrigé en prenant en compte la différence de température entre la température à laquelle a été calculée la longueur de diffusion, 22°C, et celle de mesure du  $V_{oc}$  qui est de manière standard 25°C. Cela représente environ +5.1 mV pour chaque cellule. Pour affiner la comparaison, une simulation a été conduite à l'aide du logiciel PC1D[98] en faisant varier la longueur de diffusion des porteurs minoritaire, ici les électrons. La vitesse de recombinaison en face arrière a été fixée à 100 cm/s en cohérence avec les calculs précédents, ainsi que les valeurs de résistance série et shunt. La courbe simulée et les valeurs extraites par  $EL(V)$  sont superposées



**Figure 4.22.** – Cartographies d’intensité d’électroluminescence, enregistrées pour un courant de 20A



**Figure 4.23.** – Cartographies de longueur de diffusion en micron, selon la hauteur en %

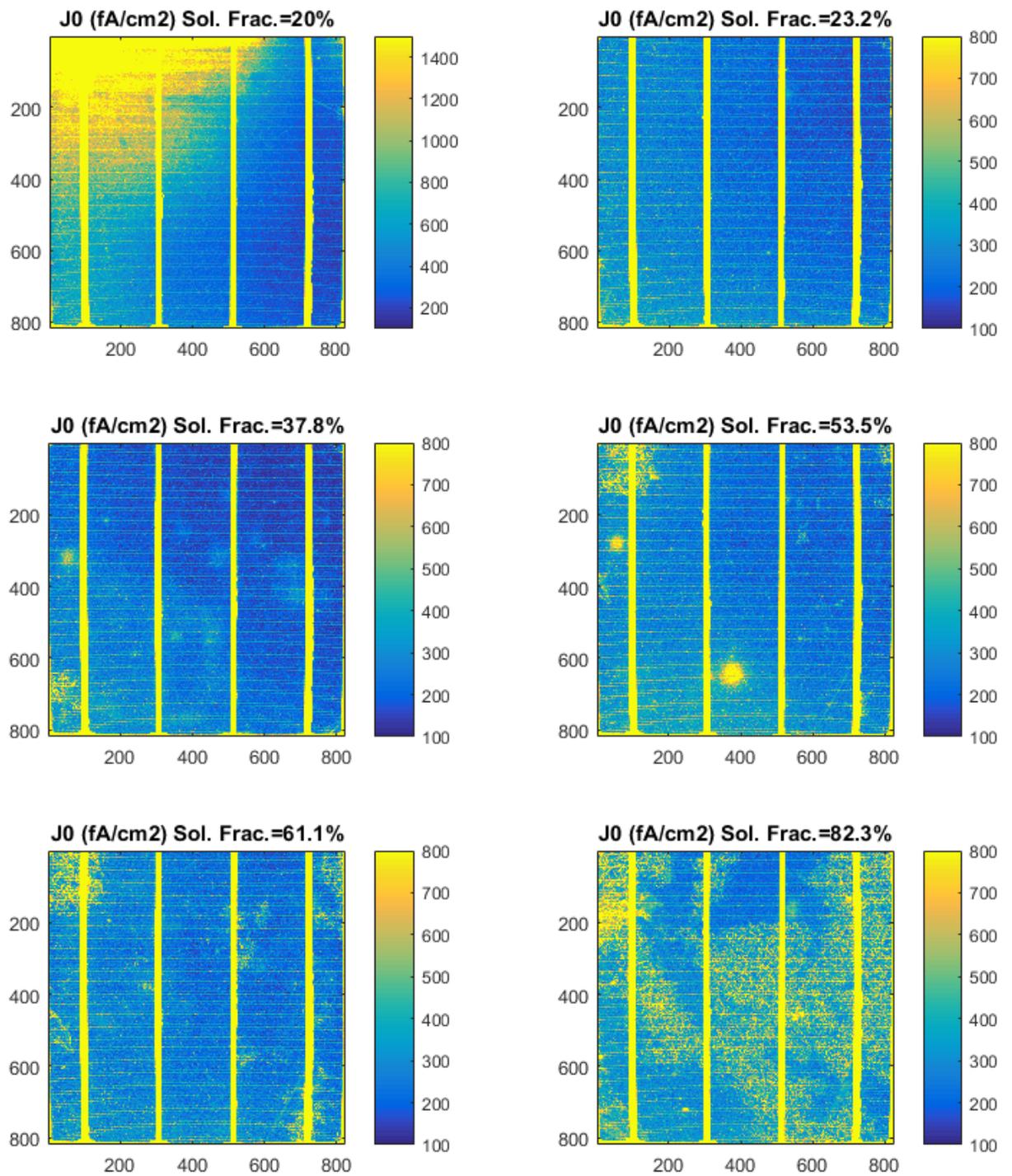
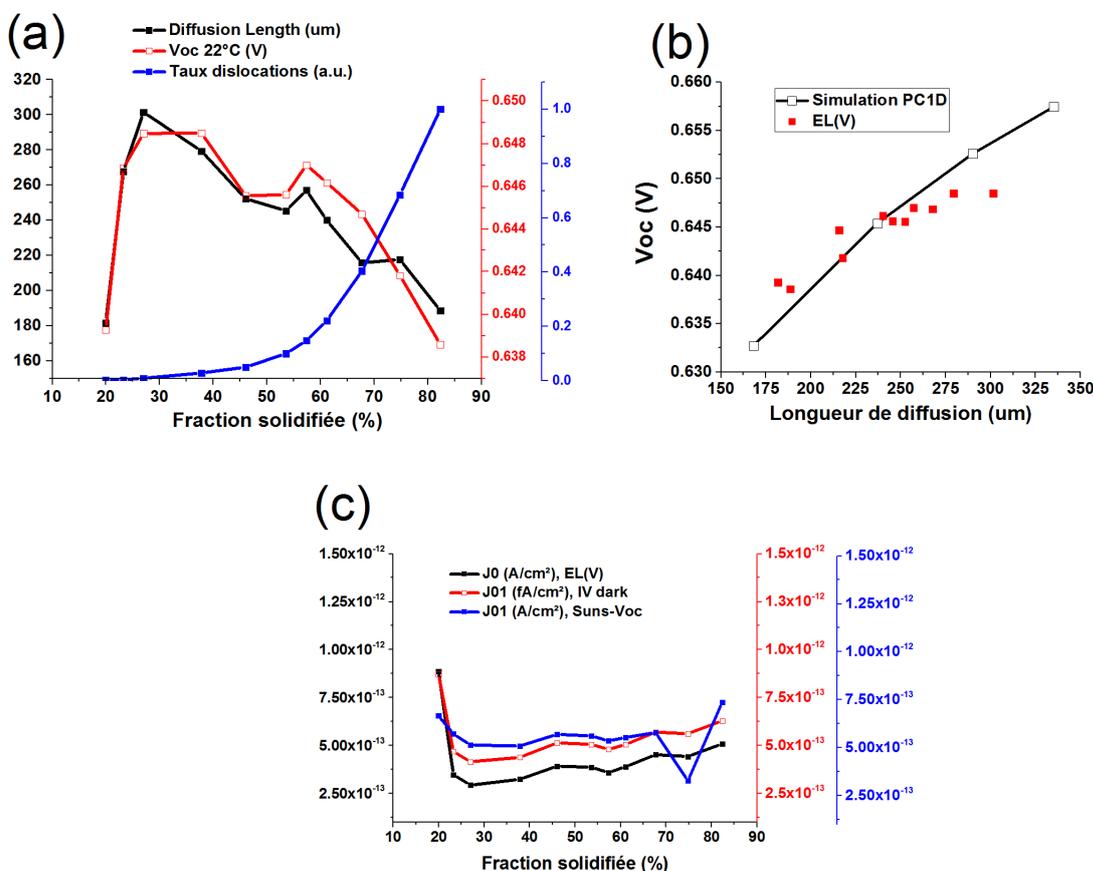


Figure 4.24. – Cartographies de courant de recombinaison en  $\text{fA}/\text{cm}^2$

en (b). L'accord est de bonne qualité, l'écart étant de quelques mV. Nous notons cependant une légère différence de pente que nous n'avons pas réussi à reproduire.

Comme décrit dans la sous-section 4.2.3, nous avons déterminé la température la plus appropriée pour le fit simultané des courbes  $I(V)$  et  $EL(V)$ . Pour ce faire la courbe moyenne  $\sum_n \frac{EL_n}{n}$  d' $EL(V)$  a été considérée. Une fois cette température déterminée puis l'ajustement  $EL(V)$  fait, la courbe en Figure 4.25(b) considère la moyenne sur la cellule des courants de recombinaison calculés pour chaque pixel  $\sum_n \frac{J_0(n)}{n}$ . Cela explique la différence constatée en (c) entre la courbe produite par  $EL(V)$  et celle par ajustement des courbes  $I(V)$  et  $Suns - Voc$ . La correspondance est cependant d'une bonne qualité entre l'ensemble des courbes. Nous identifions en bas de brique la perte de  $Voc$  et longueur de diffusion due à la plus grande concentration en impuretés (Fer) provoquée par la proximité du creuset, qui se traduit également par l'augmentation du  $J_0$ .



**Figure 4.25.** – Comparaisons selon la hauteur représentée en % de la solidification.

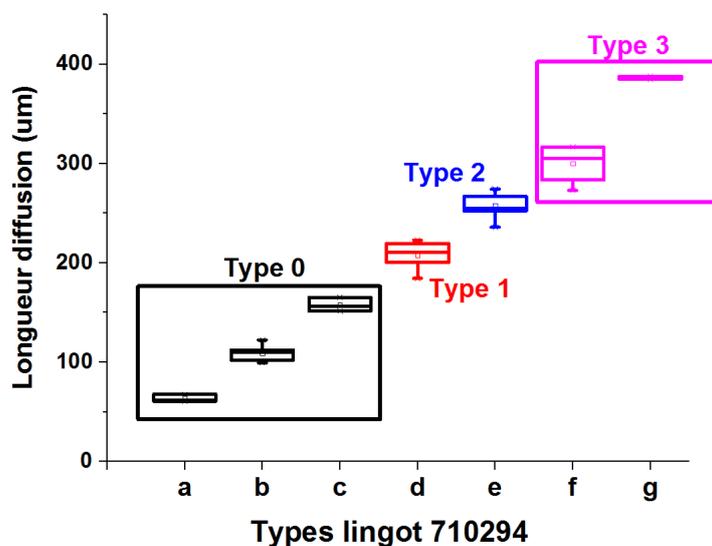
(a) Longueur de diffusion et  $Voc$ ; (b)  $Voc$  calculé d'après mesure et simulé par PC1D; (c)  $J_0$  et  $J_{01}$  selon  $EL(V)$ ,  $I(V)$  dark et  $Suns - Voc$ .

Nous avons appliqué aux cartographies de longueur de diffusion la même décomposition de leurs histogrammes que présentée en section 4.3. Selon les cartographies,

jusqu'à quatre distributions gaussiennes ont été nécessaires pour correctement reproduire leur histogramme. Les valeurs centrales de ces distributions ont été regroupées par catégorie, pour tenter d'extraire une typologie et faciliter la représentation ultérieure. Nous reportons en Figure 4.26 les différents résultats de cette décomposition. Sept catégories de "a" à "g" ont été identifiées qui regroupent chacune 2 à 7 valeurs centrales et sont visiblement statistiquement indépendants comme le montre la Figure 4.26. Le Tableau 4.4 reprend les valeurs moyennes de ces différents types. Nous avons appelé "quantité" le produit  $\{amplitude \times \text{écart type}\}$  qui, à une constante près, correspond à l'aire d'une distribution gaussienne et l'évolution selon la fraction solidifiée de cette "quantité" est représentée de manière relative en Figure 4.27. Dans ce dernier graphe, nous retrouvons dans l'évolution respectives des catégories « a+b+c », « d », « e » et « f+g » l'évolution de la longueur de diffusion moyenne en Figure 4.25(a).

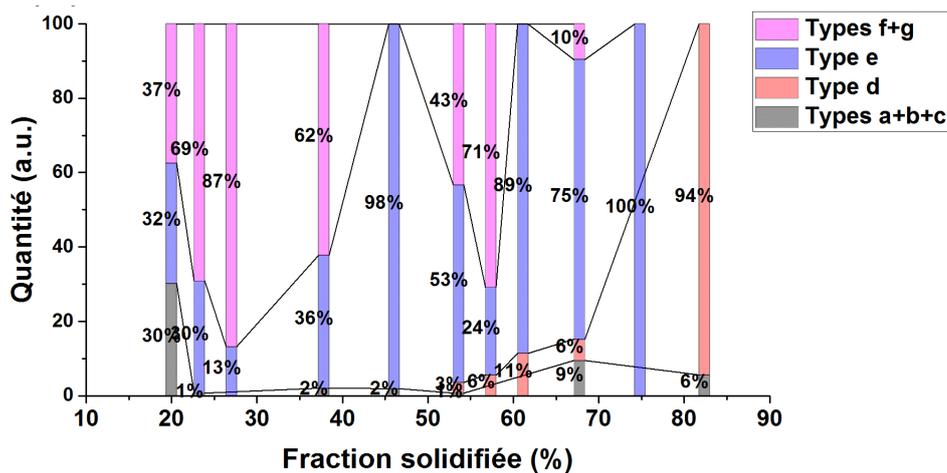
Type	a	b	c	d	e	f	g
Longueur de diffusion moyenne ( $\mu m$ )	64.3	109.2	157.7	207.6	257.3	300.2	386.4
Durée de vie ( $\mu s$ )	1.5	4.5	9.3	16.2	24.9	33.9	56.1

**Table 4.4.** – Longueur de diffusion moyenne des différents types de distributions gaussiennes décomposant les histogrammes de longueur de diffusion.



**Figure 4.26.** – Catégories des valeurs centrales des distributions gaussiennes décomposant les histogrammes de longueur de diffusion des cartographies en Figure 4.23.

Depuis le bas de la brique, le type "0" décroît très vite, remplacé directement par les types "e" et "f+g", celui-ci étant prépondérant jusqu'à 60% de hauteur. Plus haut de

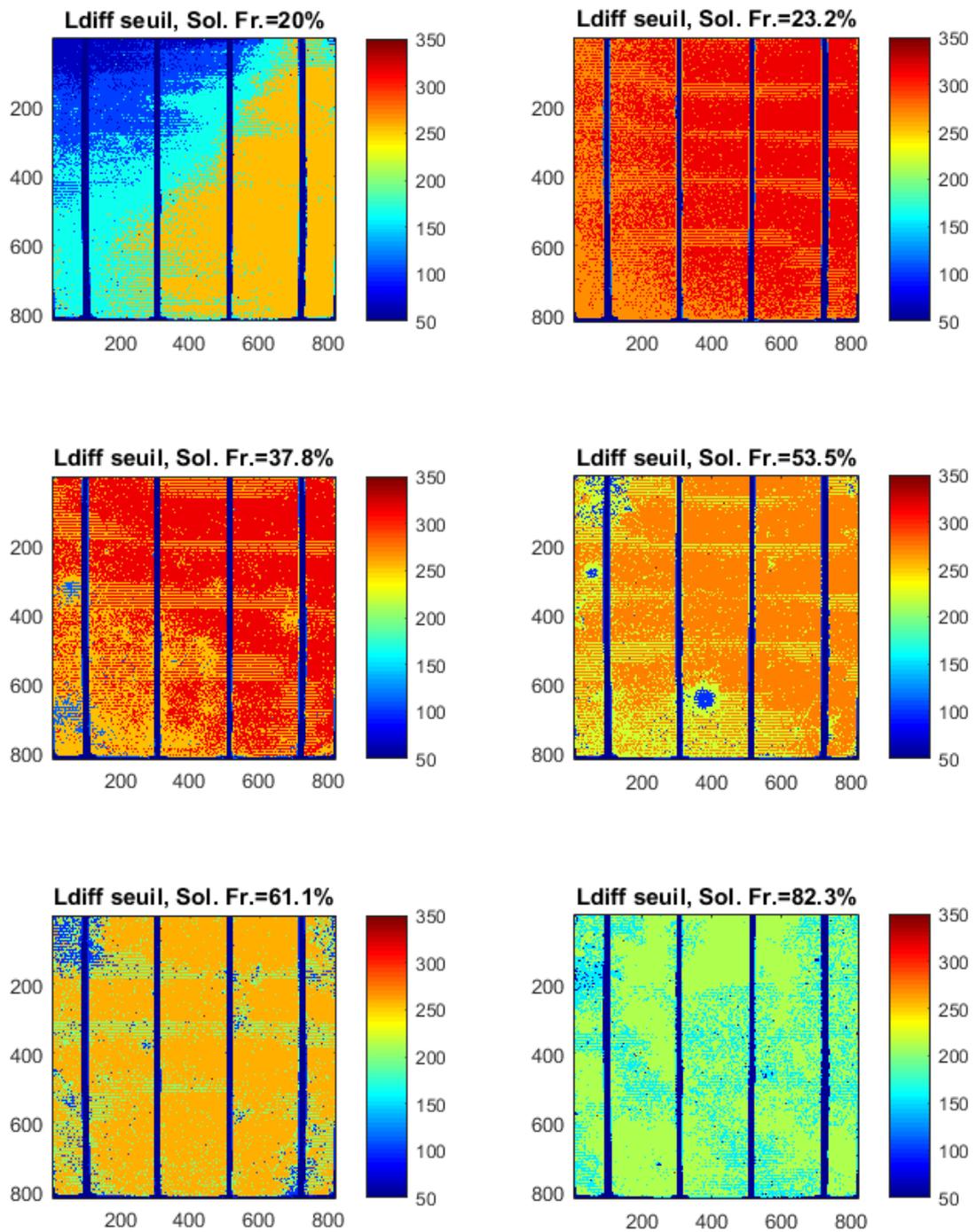


**Figure 4.27.** – Évolution selon la hauteur de brique des quantités relatives des différents types de distribution gaussienne.

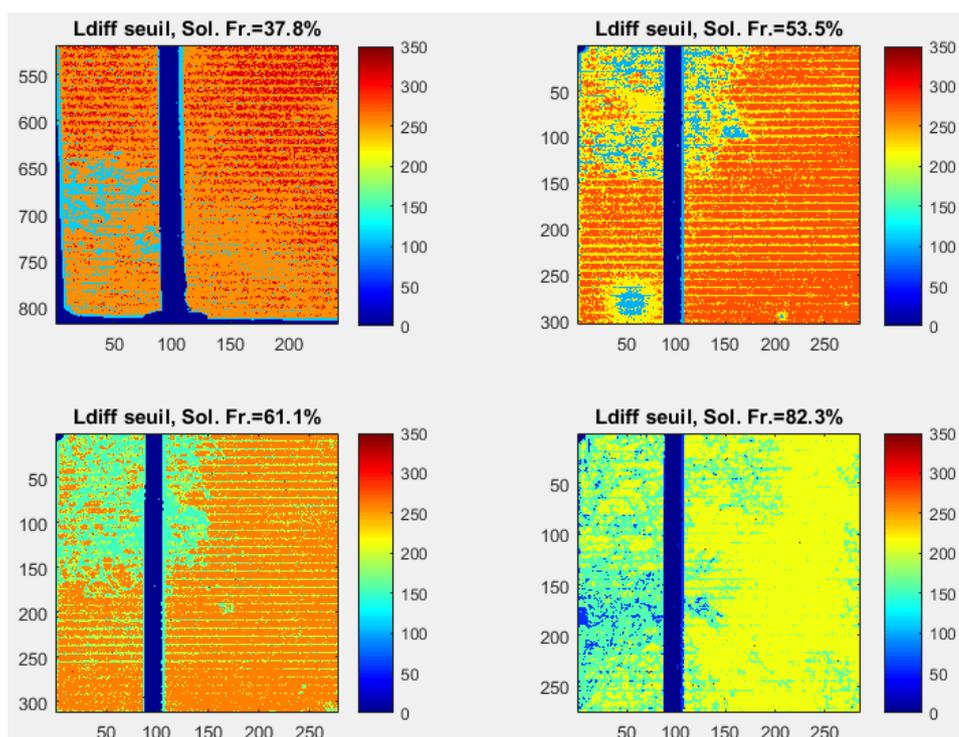
la brique, le type “e” est de nouveau présent jusqu’à 75% de la hauteur. Le type “d” augmente progressivement depuis 50 % de hauteur, correspondant probablement à l’augmentation progressive de la concentration en impuretés (fer) et/ou du taux de dislocations reporté également en Figure 4.25(a). Nous pouvons sans doute inférer que le type “g” correspond à la meilleure durée de vie des porteurs minoritaires atteignable en moyenne, environ  $55 \mu s$ , pour une cellule fabriquée à partir d’une brique de coin d’un lingot fondu et transformé comme celui-ci.

En Figure 4.28 sont représentées les cartographies de longueur de diffusion dont la valeur pour chaque pixel a été remplacée par la valeur centrale de la distribution concernée dans la décomposition de leurs histogrammes, voir Figure 4.26. Cela permet d’isoler visuellement les zones des cellules correspondant à ces valeurs centrales. La Figure 4.29 présente certaines zones plus en détail. Cela nous permet de faire deux constatations. Tout d’abord, la longueur de diffusion moyenne dans les zones de dislocations n’est qu’exceptionnellement inférieure à environ  $100 \mu m$ , ceci n’est visible que pour la cellule la plus haute dans la brique, vraisemblablement car le taux d’impuretés y est plus élevé.

Ensuite, contrairement à ce qui aurait pu être attendu, ce n’est pas dans les cellules présentant le plus de dislocations, donc en haut de brique pour Sol. Fr.  $> 55\%$ , que les dislocations ont la longueur de diffusion la plus faible en moyenne. Les zones de dislocation des cellules à 37.8% et 53.5% de hauteur ont une valeur moyenne de longueur de diffusion d’environ  $100 \mu m$ , alors que cette valeur est d’environ  $150 \mu m$  pour les cellules à 61.1% et 82.3% de hauteur.



**Figure 4.28.** – Cartographies de longueur de diffusion en micron, selon la hauteur en %

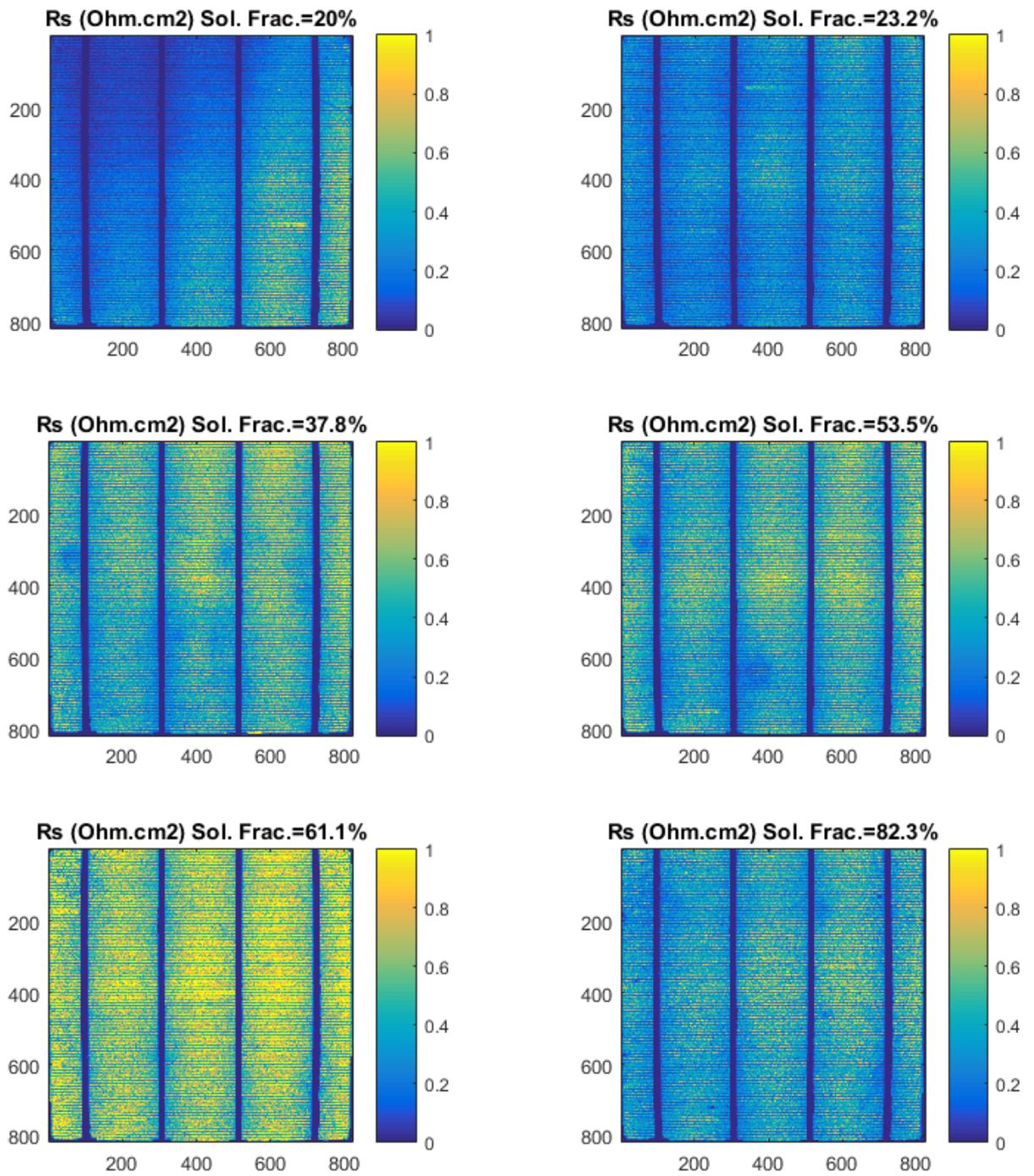


**Figure 4.29.** – Cartographies de longueur de diffusion seuillées zoomées sur zones d'intérêt

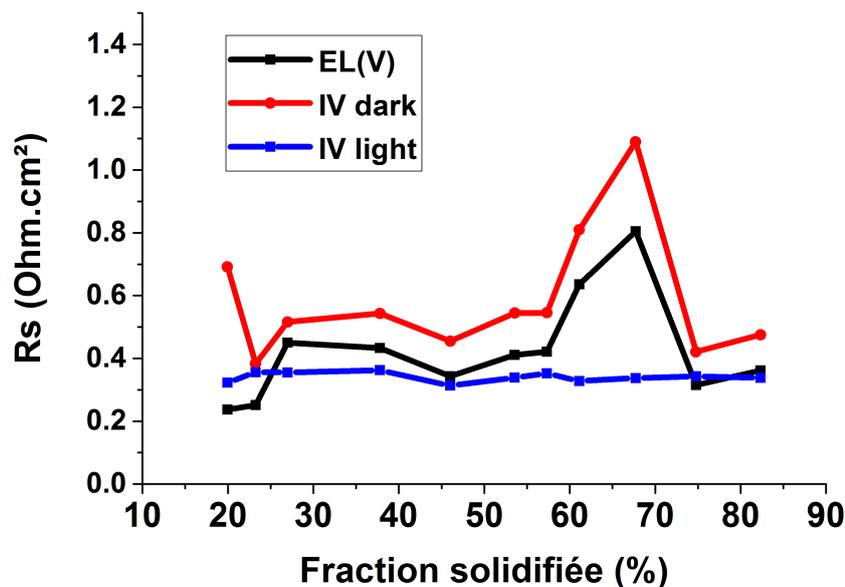
### 4.4.3. Résistance série

Nous pouvons voir en (Figure 4.30) qu'il se confirme que la résistance série ne semble pas dépendre de la présence de dislocations. En effet, il n'y a pas de différence significative de résistance entre la cellule  $h=82.3\%$ , très affectée par les dislocations et la cellule  $h=37.8\%$  qui en est presque exempte.

Ceci est confirmé par comparaison des courbes de la moyenne des résistances série par cellule, en (Figure 4.31), avec le taux de dislocation en Figure 4.25(a). Nous constatons que deux cellules,  $h=61.1\%$  et  $h=67.5\%$  en (Figure 4.31), ont une résistance série anormalement grande par les méthodes I(V) dark et EL(V) par rapport à la mesure I(V) sous illumination AM1.5G. Rappelons que les mesures EL(V) et I(V) dark sont simultanées et donc que leur bonne concordance de résistance série est une validation supplémentaire de la méthode que nous proposons. La mesure I(V) ayant été réalisée sur un autre moyen de mesure plusieurs mois auparavant, il est possible que la différence provienne soit d'un vieillissement de ces cellules entre temps, soit d'un artefact de mesure comme un mauvais positionnement des cellules sur le support EL(V) induisant un mauvais contact et donc une résistance série parasite.



**Figure 4.30.** – Cartographies de Résistance Série en  $\text{Ohm.cm}^2$  selon la hauteur en %



**Figure 4.31.** – Résistance série en fonction de la hauteur selon différentes méthodes

Les cartographies de la (Figure 4.22) nous montrent en revanche que des défauts sont présents sous forme de taches dans les cellules  $h=37.8\%$  et  $h=53.3\%$ , très visibles également que ce soit dans les cartographies d'intensité d'électroluminescence ou de longueur de diffusion. Ces défauts sont donc d'une nature différente des dislocations et d'autres investigations sont nécessaires pour en identifier la cause.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé une méthode de caractérisation par électroluminescence avec variation de la tension qui permet d'accéder de manière quantitative à plusieurs caractéristiques clé des cellules solaires. Nous avons montré un intérêt en analysant de manière détaillée une cellule solaire d'architecture Al-BSF, puis illustré l'évolution dans la hauteur d'une brique de silicium des caractéristiques d'une série de cellules. Si nous nous sommes limités à l'étude des cellules Al-BSF à base de silicium, cette méthode est transposable à l'analyse de cellules d'architectures et matériaux différents. Il est alors nécessaire de développer un modèle adapté de collection des porteurs. Par exemple, les cellules silicium à hétéro-jonction doivent pouvoir être étudiées ainsi, ou encore les cellules à base de pérovskites. La connaissance préalable de certaines caractéristiques des cellules reste cependant incontournable, comme leur coefficient d'absorption, leur coefficient de réflexion, leur dopage et coefficient de diffusion. Si la variation spatiale de ces paramètres est importante, la modélisation peut s'avérer plus compliquée.



# Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était de contribuer au développement des méthodes de caractérisation par luminescence des cellules solaires. Nous avons porté notre effort sur les cellules à base de silicium dites de première génération, y compris leur variantes récentes, qui constituent à l'heure actuelle l'écrasante majorité des dispositifs photovoltaïques produits et installés dans le monde. La majorité des cellules étudiées dans cette thèse sont produites selon le procédé dit "mono-like". Ce type de matériau présente l'avantage d'être monocristallin et donc d'éviter les recombinaisons dues aux joints de grain. Il est en revanche sujet au développement de dislocations depuis le bas vers le haut du lingot, celles-ci s'avérant être la source de pertes la plus importante pour ce type de cellules.

Dans un premier temps, nous avons étudié les dislocations par photoluminescence en microscopie. Les dislocations dans le silicium ayant la particularité d'émettre une luminescence très caractéristique à des longueurs d'onde très supérieures à celle de la bande interdite, nous avons développé un modèle de propagation de cette luminescence observable en surface. Ce modèle fait l'hypothèse d'une émission isotrope le long d'une dislocation supposée linéaire, elle-même faisant partie d'un arrangement de dislocations alignées et contenues dans un plan. L'application de ce modèle nous a permis de caractériser les dislocations en terme de durée de vie effective et de vitesse de recombinaison, valeurs corroborées par la littérature. Une particularité de notre modèle est qu'il inclut l'hypothèse d'une orientation angulaire des dislocations par rapport au plan de la surface. Nous avons alors pu quantifier cet angle pour les dislocations étudiées, rejoignant là aussi les résultats d'autres auteurs. L'analyse plus théorique de notre modèle montre également que le décalage constaté par certains auteurs de la position de la luminescence par rapport au cœur en surface des dislocations D1/D2 peut provenir de leur inclinaison constatée. A contrario, la luminescence D3/D4 coïncidant avec le cœur (etch-pit en surface) serait alors le résultat d'une émission localisée en surface ou de dislocations pratiquement verticales par rapport à la surface. La conjonction fréquente des émissions D3/D4 et D1/D2 plaide plutôt pour la première hypothèse.

Dans un deuxième temps, nous avons recherché s'il était possible d'enrichir la technique de caractérisation par électroluminescence des cellules solaires. Cette technique d'imagerie très courante en laboratoire et dans l'industrie, facile à mettre en œuvre pour les cellules de grande taille, présente l'inconvénient de n'être ni résolue

en longueur d'onde ni en temps et de fournir jusqu'à présent des informations en unités relatives dans le meilleur des cas. Nous avons mis en évidence une technique simple, issue de considérations radiométriques, pour définir une calibration absolue de la luminescence des cellules solaires. Cette calibration est intrinsèque, c'est-à-dire basée sur les caractéristiques géométrique, optiques et électroniques du montage de mesure sans faire appel à un étalon intermédiaire.

Cette technique, couplée aux modèles connus de luminescence et de collection des porteurs dans les cellule silicium, a permis d'aboutir pour la première fois, de manière simultanée et avec un minimum de mesures, à un panel large de cartographies quantitatives, c'est-à-dire en unités absolues, de cellules solaires. Nous avons pour ce faire proposé un modèle original décrivant l'intensité d'électroluminescence en fonction de la tension appliquée aux bornes de la cellule. Ce modèle est une analogie appliquée à l'électroluminescence du modèle de diode applicable à la caractéristique  $I(V)$  d'une cellule. Nous avons ainsi pu produire les cartographies de longueur de diffusion ( $\mu m$ ), de courant de saturation ( $fA/cm^2$ ), de tension locale ( $V$ ), c'est-à-dire de la séparation des quasi-niveaux de Fermi ou encore  $iV_{oc}$ , puis pour finir de résistance série ( $\Omega.cm^2$ ) à partir d'un jeu d'équations originales. La température réelle de fonctionnement de la cellule lors de la mesure étant un paramètre très important, nous proposons une méthode nouvelle basée sur la conjonction des courbes  $EL(V)$  et  $I(V)$  pour déterminer cette température sans moyen de mesure.

Nous avons appliqué cette technique à l'analyse d'une cellule solaire silicium mono-like, affectée par un certain taux de dislocations et également une certaine concentration d'impuretés, compte-tenu de sa position en fin de refroidissement (haut de brique). Nous avons pu mettre en évidence les phénomènes suivants. En premier lieu, bien que l'histogramme des longueurs de diffusion issues de la cartographie montre un continuum de valeurs, celles-ci sont attribuables à trois distributions gaussiennes de valeurs centrales bien distinctes. Cela a permis de mettre en évidence les zones les plus affectées et les moins affectée par les dislocations. Cela a permis également de visualiser la tendance des probables impuretés à s'agréger dans le voisinage proche à lointain des dislocations. Nous avons également mis en évidence que les propriétés optiques des dislocations restent mal connues car il est probable qu'elles influent localement des paramètres tels que coefficients de réflexion et d'absorption. Une autre constatation a été que la résistance série varie relativement peu spatialement, et donc que la tension locale est assez homogène. A cet égard, notre modèle permettant de prendre en compte la variation spatiale du courant de saturation est probablement des plus réalistes Les dislocations n'augmentent que de manière très minime la résistance série de la cellule. Plus surprenant est le fait que les impuretés probablement agglomérées autour des dislocations tendent à diminuer la résistance série. Ce point reste à comprendre.

Nous avons ensuite décrit le comportement des données produites par notre méthode à un jeu de cellules prélevées à des hauteurs différentes dans une brique d'un lingot. Nous avons mis en évidence l'excellente corrélation de l'évolution du  $V_{oc}$  des cellules et des valeurs de longueur de diffusion issues de notre analyse. De même l'évolution des valeurs de courant de saturation  $J_o$  et de résistance série  $R_s$  est obtenue avec une bonne précision et cohérence par rapport aux mesures réalisées par ailleurs. La décomposition des histogrammes de longueur de diffusion a été également réalisée et a permis pour ces cellules de mettre en évidence le même phénomène d'agrégation des impuretés présumées autour des dislocations, quoique de manière moins étendue. Il est plus intéressant de constater que les valeurs centrales des distributions de la douzaine de cellules analysées sont regroupables en nombre réduit de catégories. Cela suggère que les défauts au sein du matériau adoptent un nombre limité de configurations différentes se distinguant ensuite spatialement par leur densité et leur imbrication.

Nous avons apporté plusieurs nouveautés méthodologiques exploitables pour l'analyse des cellules solaires en général et des dislocations en particulier, d'un point de vue microscopique ou plus élargi. Notre modèle d'électroluminescence peut être déployé plus largement pour étudier d'autres types de cellules, par exemple les cellules à couches minces et dont les cellules à base de pérovskite. Nos résultats apportent quelques réponses quant au fonctionnement des dislocations, mais aussi soulèvent aussi de nouvelles questions nécessitant d'autres études.



# A. Annexes

## A.1. Publications

[1] D. Ory, T. Hildebrandt, et L. Lombez, « Optical and recombination properties of dislocations in cast-mono silicon from short wave infrared luminescence imaging », *Journal of Applied Physics*, vol. 127, n° 6, p. 063102, févr. 2020, doi : 10.1063/1.5140245.

[2] D. Ory, N. Paul, et L. Lombez, « Extended quantitative characterization of solar cell from calibrated voltage dependent electroluminescence imaging », *Journal of Applied Physics*, 2021, doi : 10.1063/5.0021095.

[3] A. Bercegol, G. El-Hajje, D. Ory, et L. Lombez, « Determination of transport properties in optoelectronic devices by time-resolved fluorescence imaging », *Journal of Applied Physics*, vol. 122, n° 20, p. 203102, nov. 2017, doi : 10.1063/1.5005164.

[4] Bercegol, A., Ramos, F.J., Rebai, A., Guillemot, T., Ory, D., Rousset, J., Lombez, L., 2018a. « Slow Diffusion and Long Lifetime in Metal Halide Perovskites for Photovoltaics ». *The Journal of Physical Chemistry C* 122, 24570–24577. DOI : 10.1021/acs.jpcc.8b08252

[5] Bercegol, A., Ramos, F.J., Rebai, A., Guillemot, T., Puel, J.-B., Guillemoles, J.-F., Ory, D., Rousset, J., Lombez, L., 2018b. « Spatial Inhomogeneity Analysis of Cesium-Rich Wrinkles in Triple-Cation Perovskite ». *The Journal of Physical Chemistry C* 122, 23345–23351. DOI : 10.1021/acs.jpcc.8b07436

[6] Bercegol, A., Ory, D., Suchet, D., Cacovich, S., Fournier, O., Rousset, J., Lombez, L., 2019. « Quantitative optical assessment of photonic and electronic properties in halide perovskite ». *Nature Communications* 10, 1586. DOI 10.1038/s41467-019-09527-w

[7] Bercegol, A., Cacovich, S., Vidon, G., Mejaouri, S., Yaiche, A., Puel, J.-B., Longeaud, C., Guillemoles, J.-F., Jutteau, S., Rousset, J., Ory, D., Lombez, L., 2020. «

Imaging Electron, Hole, and Ion Transport in Halide Perovskite ». *J. Phys. Chem. C* acs.jpcc.9b10876. DOI : 10.1021/acs.jpcc.9b10876

[8] Bérenguier, B., Barreau, N., Jaffre, A., Ory, D., Guillemoles, J.-F., Kleider, J.-P., Lombez, L., 2019. « Defects characterization in thin films photovoltaics materials by correlated high-frequency modulated and time resolved photoluminescence : An application to Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> ». *Thin Solid Films* 669, 520–524. doi : 10.1016/j.tsf.2018.11.030

[9] Ramos, F.J., Jutteau, S., Posada, J., Bercegol, A., Rebai, A., Guillemot, T., Bodeux, R., Schneider, N., Loones, N., Ory, D., Broussillou, C., Goaer, G., Lombez, L., Rousset, J., 2018. « Highly efficient MoOx-free semitransparent perovskite cell for 4 T tandem application improving the efficiency of commercially-available Al-BSF silicon ». *Sci Rep* 8, 16139. doi : 10.1038/s41598-018-34432-5

[10] G. El-Hajje, D. Ory, J.-F. Guillemoles, et L. Lombez, « On the origin of the spatial inhomogeneity of photoluminescence in thin-film CIGS solar devices », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 109, n° 2, p. 022104, juill. 2016, doi : 10.1063/1.4958703.

[11] G. El-Hajje, D. Ory, J.-F. Guillemoles, et L. Lombez, « Micrometric mapping of absolute trapping defects density using quantitative luminescence imaging », in 2016 IEEE 43rd Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), Portland, OR, USA, juin 2016, p. 1146 1150, doi : 10.1109/PVSC.2016.7749794.

[12] G. El-Hajje, D. Ory, M. Paire, J.-F. Guillemoles, et L. Lombez, « Contactless characterization of metastable defects in Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> solar cells using time-resolved photoluminescence », *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 145, p. 462 467, févr. 2016, doi : 10.1016/j.solmat.2015.11.016.

[13] L. Lombez, D. Ory, M. Paire, A. Delamarre, G. El Hajje, et J. F. Guillemoles, « Micrometric investigation of external quantum efficiency in microcrystalline CuInGa(S,Se)<sub>2</sub> solar cells », *Thin Solid Films*, vol. 565, p. 32 36, août 2014, doi : 10.1016/j.tsf.2014.06.041.

## A.2. Présentations en conférence

2021 : SPIE Photonics West, Oral “Quantitative mapping of optoelectronic parameters of solar cell from bias dependent electroluminescence imaging”

2020 : E-MRS Spring, Oral “Optical and recombination properties of dislocations in quasi-mono crystalline silicon”.

2020 : JNPV, Oral “Quantitative characterization of solar cell from bias-dependent electroluminescence imaging”

2019 : SPIE Photonics West, Oral “Determination of devices transport properties by luminescence imaging”.

2019 : EU-PVSEC, Oral “Multi-dimensionnal luminescence imaging : accessing transport properties”

2017 : JNPV, Oral “Etendue spatiale de l’activité des dislocations dans le silicium



# Bibliographie

- [1] W. Shockley and H. J. Queisser, “Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells,” *Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 3, p. 510, 1961.
- [2] A. E. Becquerel, “Memoire sur les Effects d’Electriques Produits Sous l’Influence des Rayons Solaires,” 1839.
- [3] J. I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors*. Prentice-Hall, 1971.
- [4] J. H. Lambert, “Photometria, sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae,” 1760.
- [5] A. Beer, “Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten,” vol. 86, pp. 78–88, 1852.
- [6] W. Shockley and W. T. Read, “Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons,” *Phys. Rev.*, vol. 87, pp. 835–842, Sept. 1952.
- [7] R. N. Hall, “Electron-Hole Recombination in Germanium,” *Phys. Rev.*, vol. 87, pp. 387–387, July 1952.
- [8] P. Auger, “Sur les rayons  $\beta$  secondaires produits dans un gaz par des rayons X,” vol. 177, pp. 169–171, 1923.
- [9] J. Posada, *Optimisation d’un procédé hybride de co-pulvérisation/évaporation pour l’obtention de cellules solaires à base de Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub>*. PhD thesis, UPMC, Mar. 2015.
- [10] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices*. Hoboken, N.J : Wiley-Interscience, 3rd ed ed., 2007.
- [11] O. Breitenstein, J. Bauer, A. Lotnyk, and J.-M. Wagner, “Defect induced non-ideal dark – characteristics of solar cells,” *Superlattices and Microstructures*, vol. 45, pp. 182–189, Apr. 2009.
- [12] R. Scheer and H.-W. Schock, *Chalcogenide Photovoltaics : Physics, Technologies, and Thin Film Devices*. Weinheim, Germany : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Feb. 2011.
- [13] S. J. Robinson, A. G. Aberle, and M. A. Green, “Departures from the principle of superposition in silicon solar cells,” p. 12, 2014.
- [14] J. Wong, S. Duttagupta, R. Stangl, B. Hoex, and A. G. Aberle, “A Systematic Loss Analysis Method for Rear-Passivated Silicon Solar Cells,” *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 5, pp. 619–626, Mar. 2015.

- 
- [15] P. A. Basore, "Extended spectral analysis of internal quantum efficiency," in *Photovoltaic Specialists Conference, 1993., Conference Record of the Twenty Third IEEE*, pp. 147–152, IEEE, 1993.
- [16] M. A. Green and M. J. Keevers, "Optical properties of intrinsic silicon at 300 K," *Prog. Photovolt : Res. Appl.*, vol. 3, no. 3, pp. 189–192, 1995.
- [17] W. W. Gärtner, "Depletion-layer photoeffects in semiconductors," *Physical Review*, vol. 116, no. 1, p. 84, 1959.
- [18] P. Würfel and U. Würfel, *Physics of Solar Cells*. Wiley-VCH, 3rd edition ed., 2016.
- [19] P. Würfel, "The chemical potential of radiation," *J. Phys. C : Solid State Phys.*, vol. 15, pp. 3967–3985, June 1982.
- [20] W. van Roosbroeck and W. Shockley, "Photon-Radiative Recombination of Electrons and Holes in Germanium," *Phys. Rev.*, vol. 94, pp. 1558–1560, June 1954.
- [21] G. Lasher and F. Stern, "Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 133, pp. A553–A563, Jan. 1964.
- [22] G. Smestad, M. Kunst, and C. Vial, "Photovoltaic response in electrochemically prepared photoluminescent porous silicon," *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 26, pp. 277–283, May 1992.
- [23] G. Kirchhoff, "Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht," *Ann. Phys. Chem.*, vol. 185, no. 2, pp. 275–301, 1860.
- [24] A. Delamarre, *Development of luminescence based characterisation methods for solar cells by hyperspectral imaging*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie.
- [25] C. Donolato, "A reciprocity theorem for charge collection," *Applied Physics Letters*, vol. 46, no. 3, p. 270, 1985.
- [26] U. Rau, "Reciprocity relation between photovoltaic quantum efficiency and electroluminescent emission of solar cells," *Physical Review B*, vol. 76, Aug. 2007.
- [27] J. Wong and M. A. Green, "From junction to terminal : Extended reciprocity relations in solar cell operation," *Physical Review B*, vol. 85, June 2012.
- [28] J. K. Kearns, "2 - Silicon single crystals," in *Single Crystals of Electronic Materials* (R. Fornari, ed.), Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, pp. 5 – 56, Woodhead Publishing, 2019.
- [29] D. Yang, ed., *Handbook of Photovoltaic Silicon*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2019.

- [30] Y. C. Wu, A. Lan, C. F. Yang, C. W. Hsu, C. M. Lu, A. Yang, and C. W. Lan, "Effect of Seed Arrangements on the Quality of n-Type Monolike Silicon Grown by Directional Solidification," *Crystal Growth & Design*, vol. 16, pp. 6641–6647, Nov. 2016.
- [31] K. E. Ekstrøm, G. Stokkan, R. Søndena, H. Dalaker, T. Lehmann, L. Arnberg, and M. Di Sabatino, "Structure and dislocation development in mono-like silicon : Structure and dislocation development in mono-like silicon," *physica status solidi (a)*, vol. 212, pp. 2278–2288, Oct. 2015.
- [32] D. Hu, S. Yuan, L. He, H. Chen, Y. Wan, X. Yu, and D. Yang, "Higher quality mono-like cast silicon with induced grain boundaries," *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 140, pp. 121–125, Sept. 2015.
- [33] A. W. Blakers, A. Wang, A. M. Milne, J. Zhao, and M. A. Green, "22.8% efficient silicon solar cell," p. 4.
- [34] M. A. Green, "The Passivated Emitter and Rear Cell (PERC) : From conception to mass production," *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 143, pp. 190–197, Dec. 2015.
- [35] J. Peter Seif, A. Descoeurdes, M. Filipič, F. Smole, M. Topič, Z. Charles Holman, S. De Wolf, and C. Ballif, "Amorphous silicon oxide window layers for high-efficiency silicon heterojunction solar cells," *Journal of Applied Physics*, vol. 115, p. 024502, Jan. 2014.
- [36] J.-L. Meyzonnette and T. Lépine, *Bases de radiométrie optique*. Cépadués Edition, 2001.
- [37] P. Bouguer, "Essai d'optique sur la gradation de la lumière," 1729.
- [38] James R. Janesick, Kenneth P. Klaasen, and Tom Elliott, "Charge-Coupled-Device Charge-Collection Efficiency And The Photon-Transfer Technique," *Optical Engineering*, vol. 26, pp. 972–980, Oct. 1987.
- [39] S. Watanabe, T. Takahashi, and K. Bennett, "Why Camera Calibration Using Variance Doesn't Work for Photoresponse Calibration of Scientific CMOS (sCMOS) Cameras (and Other Photodetectors)," p. 1.
- [40] A. Delamarre, L. Lombez, and J.-F. Guillemoles, "Characterization of solar cells using electroluminescence and photoluminescence hyperspectral images," *Journal of Photonics for Energy*, vol. 2, no. 1, pp. 027004–1, 2012.
- [41] A. Delamarre, M. Paire, J.-F. Guillemoles, and L. Lombez, "Quantitative luminescence mapping of Cu(In, Ga)Se<sub>2</sub> thin-film solar cells : Quantitative luminescence mapping of CIGS thin-film solar cells," *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, vol. 23, pp. 1305–1312, Oct. 2014.
- [42] A. Bercegol, D. Ory, D. Suchet, S. Cacovich, O. Fournier, J. Rousset, and L. Lombez, "Quantitative optical assessment of photonic and electronic properties in halide perovskite," *Nature Communications*, vol. 10, p. 1586, Dec. 2019.

- 
- [43] W. T. Read, *Dislocations in crystals*. McGraw-Hill Book Company, 1953.
- [44] M. Kittler and M. Reiche, “Structure and Properties of Dislocations in Silicon,” in *Crystalline Silicon - Properties and Uses* (S. Basu, ed.), InTech, July 2011.
- [45] K. Pauls, K. Mitchell, and W. Chesarek, “The effect of dislocations on the performance of silicon solar cells,” pp. 209–213, IEEE, 1993.
- [46] C. A. Dimitriadis, “Influence of dislocations on the performance of solar cells made from large-grain polysilicon,” *J. Phys. D : Appl. Phys.*, vol. 18, pp. 2489–2495, Dec. 1985.
- [47] V. Kveder, M. Kittler, and W. Schröter, “Recombination activity of contaminated dislocations in silicon : A model describing electron-beam-induced current contrast behavior,” *Physical Review B*, vol. 63, Mar. 2001.
- [48] A. Castaldini, D. Cavalcoli, A. Cavallini, and S. Pizzini, “Defect states in Czochalski p-type silicon : the role of oxygen and dislocations,” *physica status solidi (a)*, vol. 202, pp. 889–895, Apr. 2005.
- [49] G. Davies, “The optical properties of luminescence centres in silicon,” *Physics reports*, vol. 176, no. 3-4, pp. 83–188, 1989.
- [50] M. Seibt, R. Khalil, V. Kveder, and W. Schröter, “Electronic states at dislocations and metal silicide precipitates in crystalline silicon and their role in solar cell materials,” *Applied Physics A*, vol. 96, pp. 235–253, July 2009.
- [51] C. Donolato, “Modeling the effect of dislocations on the minority carrier diffusion length of a semiconductor,” *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 5, p. 2656, 1998.
- [52] V. Budhraja, B. Sopori, N. Ravindra, and D. Misra, “Improved dislocation model of silicon solar cells with the effect of front and back surface recombination velocity : Improved dislocation model of silicon solar cells,” *Prog. Photovolt : Res. Appl.*, pp. n/a–n/a, Sept. 2013.
- [53] C. A. F. T. Spray, “A Simple Etching Technique for Revealing Dislocations in Silicon,” *Proceedings of the Physical Society. Section B*, vol. 69, pp. 689–689, June 1956.
- [54] B. Sopori, “Crystal defects in RTR ribbons : Their characteristics and influence on the ribbon cell performance,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 82, pp. 228–236, Mar. 1987.
- [55] B. L. Sopori, “Use of optical scattering to characterize dislocations in semiconductors,” *Applied Optics*, vol. 27, p. 4676, Nov. 1988.
- [56] L. I. Bernewitz, B. O. Kolbesen, K. R. Mayer, and G. E. Schuh, “TEM observation of dislocation loops correlated with individual swirl defects in as-grown silicon,” *Applied Physics Letters*, vol. 25, pp. 277–279, Sept. 1974.

- [57] N. Drozdov, A. Patrin, and V. Tkachev, "Recombination radiation on dislocations in silicon," *JETP Letters*, vol. 23, June 1976.
- [58] N. A. Drozdov, A. A. Patrin, and V. D. Tkachev, "On the nature of the dislocation luminescence in silicon," *Physica Status Solidi (b)*, vol. 83, pp. K137–K139, Oct. 1977.
- [59] R. Sauer, J. Weber, J. Stolz, E. R. Weber, K.-H. Küsters, and H. Alexander, "Dislocation-related photoluminescence in silicon," *Applied Physics A*, vol. 36, no. 1, pp. 1–13, 1985.
- [60] T. V. Arguirov, *Electro-optical properties of dislocations in silicon and their possible application for light emitters*. PhD thesis, Cottbus, Germany, 2007.
- [61] D. Guidotti, H. J. Hovel, M. Albert, and J. Becker, "Room Temperature Photo-Luminescence Imaging of Dislocations in GaAs Wafers," in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* (D. O. Thompson and D. E. Chimenti, eds.), pp. 1369–1376, Boston, MA : Springer US, 1987.
- [62] E. C. Lightowers and V. Higgs, "Luminescence associated with the presence of dislocations in silicon," *physica status solidi (a)*, vol. 138, no. 2, pp. 665–672, 1993.
- [63] H. Sugimoto, M. Inoue, M. Tajima, A. Ogura, and Y. Ohshita, "Analysis of intra-grain defects in multicrystalline silicon wafers by photoluminescence mapping and spectroscopy," *Japanese journal of applied physics*, vol. 45, no. 7L, p. L641, 2006.
- [64] M. P. Peloso, B. Hoex, and A. G. Aberle, "Polarization analysis of luminescence for the characterization of silicon wafer solar cells," *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 17, p. 171914, 2011.
- [65] D. Mankovics, R. P. Schmid, T. Arguirov, and M. Kittler, "Dislocation-related photoluminescence imaging of mc-Si wafers at room temperature," *Crystal Research and Technology*, vol. 47, pp. 1148–1152, Nov. 2012.
- [66] S. Castellanos, M. Kivambe, J. Hofstetter, M. Rinio, B. Lai, and T. Buonassisi, "Variation of dislocation etch-pit geometry : An indicator of bulk microstructure and recombination activity in multicrystalline silicon," *Journal of Applied Physics*, vol. 115, p. 183511, May 2014.
- [67] H. T. Nguyen, F. E. Rougieux, F. Wang, H. Tan, and D. Macdonald, "Micrometer-Scale Deep-Level Spectral Photoluminescence From Dislocations in Multicrystalline Silicon," *IEEE J. Photovoltaics*, vol. 5, pp. 799–804, May 2015.
- [68] H. T. Nguyen, M. A. Jensen, L. Li, C. Samundsett, H. C. Sio, B. Lai, T. Buonassisi, and D. Macdonald, "Microscopic Distributions of Defect Luminescence From Subgrain Boundaries in Multicrystalline Silicon Wafers," *IEEE J. Photovoltaics*, vol. 7, pp. 772–780, May 2017.

- [69] M. Tajima, Y. Iwata, F. Okayama, H. Toyota, H. Onodera, and T. Sekiguchi, “Deep-level photoluminescence due to dislocations and oxygen precipitates in multicrystalline Si,” *Journal of Applied Physics*, vol. 111, p. 113523, June 2012.
- [70] M. Nagano, I. Kamata, and H. Tsuchida, “Plan-View and Cross-Sectional Photoluminescence Imaging Analyses of Threading Dislocations in 4H-SiC Epilayers,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 52, p. 04CP09, Apr. 2013.
- [71] R. Tanuma, M. Nagano, I. Kamata, and H. Tsuchida, “Three-dimensional imaging and tilt-angle analysis of dislocations in 4H-SiC by two-photon-excited band-edge photoluminescence,” *Appl. Phys. Express*, vol. 7, p. 121303, Dec. 2014.
- [72] S. P. Phang, H. C. Sio, and D. Macdonald, “Carrier de-smearing of photoluminescence images on silicon wafers using the continuity equation,” *Applied Physics Letters*, vol. 103, p. 192112, Nov. 2013.
- [73] V. Higgs, E. C. Lightowers, S. Tajbakhsh, and P. J. Wright, “Cathodoluminescence imaging and spectroscopy of dislocations in Si and Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> alloys,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 1087–1089, Aug. 1992.
- [74] R. Chouffot, A. Brezard-Oudot, J.-P. Kleider, R. Brüggemann, M. Labrune, P. Roca i Cabarrocas, and P.-J. Ribeyron, “Modulated photoluminescence as an effective lifetime measurement method : Application to a-Si:H/c-Si heterojunction solar cells,” *Materials Science and Engineering : B*, vol. 159-160, pp. 186–189, Mar. 2009.
- [75] P. A. Basore, “Numerical modeling of textured silicon solar cells using PC-1D,” *IEEE Transactions on electron devices*, vol. 37, no. 2, pp. 337–343, 1990.
- [76] J. H. Lambert, “Observationes Variæ in Mathesin Puram,” 1758.
- [77] S. Patel and M. E. Student, “The Single Diode Model of I-V and P-V Characteristics using the Lambert W Function,” vol. 5, no. 5, p. 6, 2016.
- [78] E. I. Batzelis, G. Anagnostou, C. Chakraborty, and B. C. Pal, “Computation of the Lambert W function in photovoltaic modeling,” p. 7, 2019.
- [79] P. Würfel, T. Trupke, T. Puzzer, E. Schäffer, W. Warta, and S. W. Glunz, “Diffusion lengths of silicon solar cells from luminescence images,” *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 12, p. 123110, 2007.
- [80] “PvLightHouse calculators.”
- [81] M. A. Green, “Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300K including temperature coefficients,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 92, pp. 1305–1310, Nov. 2008.
- [82] A. Einstein, “Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen,” *Ann. Phys.*, vol. 322, no. 8, pp. 549–560, 1905.

- [83] D. B. M. Klaassen, “A UNIFIED MOBILITY MODEL FOR DEVICE SIMULATION–II. TEMPERATURE DEPENDENCE OF CARRIER MOBILITY AND LIFETIME,” p. 7.
- [84] K. Misiakos and D. Tsamakis, “Accurate measurements of the silicon intrinsic carrier density from 78 to 340 K,” *Journal of Applied Physics*, vol. 74, pp. 3293–3297, Sept. 1993.
- [85] D. Hinken, K. Ramspeck, K. Bothe, B. Fischer, and R. Brendel, “Series resistance imaging of solar cells by voltage dependent electroluminescence,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 182104, Oct. 2007.
- [86] C. Schinke, D. Hinken, K. Bothe, C. Ulzhöfer, A. Milsted, J. Schmidt, and R. Brendel, “Determination of the Collection Diffusion Length by Electroluminescence Imaging,” *Energy Procedia*, vol. 8, pp. 147–152, 2011.
- [87] A. Roigé, J. Alvarez, A. Jaffré, T. Desrues, D. Muñoz, I. Martín, R. Alcubilla, and J.-P. Kleider, “Effects of photon reabsorption phenomena in confocal micro-photoluminescence measurements in crystalline silicon,” *Journal of Applied Physics*, vol. 121, p. 063101, Feb. 2017.
- [88] P. P. Altermatt, A. Schenk, F. Geelhaar, and G. Heiser, “Reassessment of the intrinsic carrier density in crystalline silicon in view of band-gap narrowing,” *Journal of Applied Physics*, vol. 93, pp. 1598–1604, Feb. 2003.
- [89] S. Y. Lim, M. Forster, X. Zhang, J. Holtkamp, M. C. Schubert, A. Cuevas, and D. Macdonald, “Applications of Photoluminescence Imaging to Dopant and Carrier Concentration Measurements of Silicon Wafers,” *IEEE JOURNAL OF PHOTOVOLTAICS*, vol. 3, no. 2, p. 7, 2013.
- [90] T. Mchedlidze and J. Weber, “Location and Properties of Carrier Traps in mc-Si Solar Cells Subjected to Degradation at Elevated Temperatures,” *Phys. Status Solidi A*, vol. 216, p. 1900142, Sept. 2019.
- [91] F. Kløw, H. Haug, and S. E. Foss, “Surface Recombination Velocity Measurements of Metallized Surfaces by Photoluminescence Imaging,” *Energy Procedia*, vol. 43, pp. 18–26, 2013.
- [92] J. Wong, J. L. Huang, O. Kunz, Z. Ouyang, S. He, P. I. Widenborg, A. G. Aberle, M. Keevers, and M. A. Green, “Anomalous temperature dependence of diode saturation currents in polycrystalline silicon thin-film solar cells on glass,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, p. 103705, May 2009.
- [93] S. Suckow, T. M. Pletzer, and H. Kurz, “Fast and reliable calculation of the two-diode model without simplifications : Fast and reliable calculation of the two-diode model without simplifications,” *Prog. Photovolt : Res. Appl.*, vol. 22, pp. 494–501, Apr. 2014.
- [94] O. Breitenstein and S. Rißland, “A two-diode model regarding the distributed series resistance,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 110, pp. 77–86, Mar. 2013.

- 
- [95] D. Chen, M. V. Contreras, A. Ciesla, P. Hamer, B. Hallam, M. Abbott, and C. Chan, “Progress in the understanding of light- and elevated temperature-induced degradation in silicon solar cells : A review,” p. 22, 2020.
- [96] C. Donolato, “An inverse problem of charge-collection microscopy,” *Inverse problems*, vol. 2, no. 3, p. L31, 1986.
- [97] H. Kampwerth, T. Trupke, J. W. Weber, and Y. Augarten, “Advanced luminescence based effective series resistance imaging of silicon solar cells,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 202102, Nov. 2008.
- [98] D. A. Clugston and P. A. Basore, “Modelling free-carrier absorption in solar cells,” *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, vol. 5, pp. 229–236, July 1997.
- [99] M. Burgelman, P. Nollet, and S. Degrave, “Modelling polycrystalline semiconductor solar cells,” *Thin Solid Films*, vol. 361-362, pp. 527–532, Feb. 2000.
- [100] F. Frühauf, Y. Sayad, and O. Breitenstein, “Description of the local series resistance of real solar cells by separate horizontal and vertical components,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 154, pp. 23–34, Sept. 2016.
- [101] A. Liu, “Quantifying boron and phosphorous dopant concentrations in silicon from photoluminescence spectroscopy at 79 K,” p. 4, 2016.
- [102] R. Scheer, “Activation energy of heterojunction diode currents in the limit of interface recombination,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 10, p. 104505, 2009.
- [103] A. Einstein, “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt,” *Annalen der Physik*, vol. 322, no. 6, pp. 132–148, 1905.
- [104] K. Schick, E. Daub, S. Finkbeiner, and P. Würfel, “Verification of a generalized Planck law for luminescence radiation from silicon solar cells,” *Appl. Phys. A*, vol. 54, pp. 109–114, Feb. 1992.



## RÉSUMÉ

---

Nous présentons dans cette thèse deux méthodes inédites de caractérisation par imagerie de luminescence. L'une est applicable aux dislocations et est réalisée par photoluminescence et l'autre est applicable aux cellules solaires par électroluminescence. La première méthode nous a permis de caractériser l'orientation des dislocations sous la surface ainsi que leurs propriétés de recombinaison sous la forme d'un temps de vie effectif ou bien de vitesse de recombinaison. La deuxième méthode consiste en un balayage en tension de l'image d'électroluminescence de la cellule solaire couplée à une calibration absolue des flux entre source et capteur. Ceci nous a permis d'aboutir à une cartographie des principales caractéristiques clés des cellules solaires que sont la longueur de diffusion, et par extension la durée de vie des porteurs minoritaires et courant de saturation, ainsi que la résistance série et donc la tension locale (autrement dit "implied Voc" ou écart des quasi-niveaux de Fermi). Nous avons pu constater par exemple un faible impact des dislocations sur la résistance série, ainsi que visualiser l'agrégation des impuretés comme le fer en leur périphérie. Nos résultats suggèrent également que les impuretés présentes tendent à diminuer la résistance série et que les propriétés optiques des cellules sont modifiées par les dislocations.

## MOTS CLÉS

---

Luminescence. Electroluminescence. Photoluminescence. Imagerie. Cellules solaires. Silicium. Dislocations. Longueur de diffusion. Résistance série.

## ABSTRACT

---

In this thesis, we present two novel methods of characterization by luminescence imaging. One is applicable to dislocations and is performed by photoluminescence and the other is applicable to solar cells by electroluminescence. The first method allowed us to characterize the orientation of dislocations under the surface as well as their recombination properties in the form of effective lifetime or recombination rate. The second method consists of a voltage scan of the electroluminescence image of the solar cell coupled with an absolute calibration of the fluxes between source and sensor. This has enabled us to map the key characteristics of solar cells which are the diffusion length, and by extension the lifetime of the minority carriers and saturation current, as well as the series resistance and therefore the local voltage (i.e. "implied Voc" or Quasi-Fermi Levels splitting). For example, we have been able to observe a weak impact of dislocations on series resistance, as well as visualising the aggregation of impurities such as iron in their periphery. Our results also suggest that the impurities tend to decrease the series resistance and that the optical properties of the cells are modified by the dislocations.

## KEYWORDS

---

Luminescence. Electroluminescence. Photoluminescence. Imaging. Solar cells. Silicon. Dislocations. Diffusion length. Series resistance.