



**HAL**  
open science

# Etude du comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques en silicium cristallin sous concentration

Romain Couderc

► **To cite this version:**

Romain Couderc. Etude du comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques en silicium cristallin sous concentration. Electronique. INSA de Lyon, 2015. Français. NNT : 2015ISAL0054 . tel-01278447v2

**HAL Id: tel-01278447**

**<https://hal.science/tel-01278447v2>**

Submitted on 29 Jun 2016

**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

# Étude du comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques en silicium cristallin sous concentration

Présentée devant

**L'institut national des sciences appliquées de Lyon**

Pour obtenir

Le grade de docteur

Formation doctorale : Dispositifs de l'Électronique Intégrée  
École doctorale : Électronique, Électrotechnique, Automatique

Par

**Romain COUDERC**

(Ingénieur de l'INSA de Lyon)

Soutenue le 29 juin 2015 devant la Commission d'examen

Jury MM.

Directeur	M. AMARA	Chargé de recherche (CNRS, INSA de Lyon)
Rapporteur	A. DOLLET	Directeur de recherche (CNRS, PROMES)
	K. JOULAIN	Professeur (Université de Poitiers)
Rapporteur	A. KAMINSKI-CACHOPO	Professeur (IMEP-LAHC)
Directeur	M. LEMITI	Professeur (INSA de Lyon)
	C. MENEZO	Professeur (Université de Savoie)
	Y. VESCHETTI	Ingénieur de recherche (CEA-INES)



**INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015**

<b>SIGLE</b>	<b>ECOLE DOCTORALE</b>	<b>NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE</b>
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a> Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 <sup>e</sup> etage 04 72 43 80 46 Insa : R. GOURDON <a href="mailto:secretariat@edchimie-lyon.fr">secretariat@edchimie-lyon.fr</a>	<b>M. Jean Marc LANCELIN</b> Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E. E. A.</b>	<b>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a> Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:Ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr">Ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr</a>	<b>M. Gérard SCORLETTI</b> Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 <a href="mailto:Gerard.scorletti@ec-lyon.fr">Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a> Sec : Safia AIT CHALAL Bat Atrium- UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : S. REVERCHON <a href="mailto:Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr">Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Fabrice CORDEY</b> Laboratoire de Géologie de Lyon Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Géode – Bureau 225 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.44.83.74 <a href="mailto:Sylvie.reverchon-pescheux@insa-lyon.fr">Sylvie.reverchon-pescheux@insa-lyon.fr</a> <a href="mailto:fabrice.cordey@univ-lyon1.fr">fabrice.cordey@univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</b> <a href="http://www.ediss-lyon.fr">http://www.ediss-lyon.fr</a> Sec : Safia AIT CHALAL Bat Atrium – UCB Lyon 1 04 72 44 83 62 Insa : <a href="mailto:Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr">Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Emmanuelle CANET-SOULAS</b> INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.11.90.13 <a href="mailto:Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr">Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES</b> <a href="http://infomaths.univ-lyon1.fr">http://infomaths.univ-lyon1.fr</a> Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 <sup>e</sup> etage <a href="mailto:infomaths@univ-lyon1.fr">infomaths@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Sylvie CALABRETTO</b> LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax 04 72 43 16 87 <a href="mailto:Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr">Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATERIAUX DE LYON</b> <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a> Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jean-Yves BUFFIERE</b> INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28 <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://mega.universite-lyon.fr">http://mega.universite-lyon.fr</a> Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Philippe BOISSE</b> INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 <a href="mailto:Philippe.boisse@insa-lyon.fr">Philippe.boisse@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b> <a href="http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/">http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/</a> Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT <a href="mailto:viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr">viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr</a>	<b>Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN</b> Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 Fax : 04.37.28.04.48 <a href="mailto:isavonb@dbmail.com">isavonb@dbmail.com</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

# Résumé

Le silicium est très utilisé dans la production de cellules photovoltaïques mais très peu pour les applications sous concentration. Il possède pourtant un fort potentiel sous concentration grâce à son faible coût et la maturité de sa filière industrielle. De plus, il est possible d'avoir recours à la cogénération pour augmenter fortement les rendements énergétiques du système.

La concentration et la cogénération impliquent un fonctionnement de la cellule à une température plus élevée que les conditions standards de test des cellules photovoltaïques. Cela engendre le besoin de connaître le comportement thermique et électrique de la cellule en fonction de sa température de fonctionnement.

La variation de celle-ci, en conditions réelles, est pourtant souvent ignorée. Pour remédier à cette lacune, nous présentons un modèle électro-thermo-radiatif pour les cellules photovoltaïques en silicium cristallin. Il réalise le couplage de l'ensemble des phénomènes physiques prenant place dans une cellule photovoltaïque sous éclairage.

Grâce à de nombreuses analyses effectuées dans le cadre des travaux de cette thèse, l'importance du comportement thermique d'une cellule photovoltaïque pour sa conception est mise en évidence. Entre autres, la variation de la température de la cellule avec sa tension que nous avons confirmé expérimentalement grâce à des mesures de température différentes de  $2^\circ\text{C}$  entre le  $M_{pp}$  et le  $V_{oc}$ .

Un des paramètres majeurs influençant le comportement électrique et thermique d'une cellule photovoltaïque en silicium est la densité de porteurs de charge intrinsèque du silicium,  $n_i$ . Le développement du modèle électro-thermo-radiatif nous a amené à proposer une nouvelle expression semi-empirique de sa variation en fonction de la température.

En complément de ces avancées théoriques, la réalisation de cellules photovoltaïques à contacts arrière interdigités implantées ioniquement (3IBC) a été menée. Nous avons diminué le nombre d'étapes nécessaires à sa réalisation et amélioré sa métallisation grâce à un empilement Si/Ti/Ag permettant d'espérer un gain absolu pour le  $J_{sc}$  de  $0.72\text{ mA cm}^{-2}$ . Un rendement de 14.6% a été obtenu sous 1 soleil avec une cellule 3IBC dont la résistance série est de seulement  $0.4\ \Omega\text{ cm}^2$  ce qui confirme le potentiel des cellules 3IBC pour la concentration linéaire.

# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>8</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>11</b>
1.1 Pour une énergie abondante à faible coût	11
1.2 La concentration du rayonnement solaire	19
1.2.1 Le rayonnement du corps noir	19
1.2.2 La traversée de l'atmosphère	21
1.2.3 Les systèmes de concentration de la lumière solaire	22
1.2.4 L'essor du photovoltaïque concentré	26
1.3 Les cellules photovoltaïques en silicium cristallin sous concentration	28
1.3.1 La pertinence du silicium	28
1.3.2 Les architectures de cellules photovoltaïques en silicium cristallin pour le CPV	30
1.3.3 Les limites des cellules photovoltaïques en silicium cristallin pour le CPV	32
1.4 Problématique de l'échauffement des cellules photovoltaïques	34
1.5 Contenu de la thèse	37
<b>2 Modélisation électro-thermo-radiative d'une cellule photovoltaïque en silicium cristallin</b>	<b>39</b>
2.1 Généralités sur la modélisation d'une cellule photovoltaïque	42
2.1.1 Géométrie de la structure simulée	42
2.1.2 L'équation de Shockley	43
2.2 Modèle de transport des porteurs de charge	47
2.3 Modèle radiatif	51
2.3.1 Une approche phénoménologique	51
2.3.2 Le rayonnement direct	52
2.3.3 Le rayonnement diffus	53
2.3.4 Le taux de génération de porteurs de charge	54
2.4 Modèle thermique	54
2.4.1 L'équation de la chaleur	54
2.4.2 Les mécanismes d'échauffement d'une cellule photovoltaïque	56

2.5	Problématique des propriétés physiques des matériaux constituant la cellule photovoltaïque . . . . .	61
2.5.1	Indices optiques et coefficients d'absorption . . . . .	61
2.5.2	Durée de vie et mobilité des porteurs de charge . . . . .	63
2.5.3	Bande interdite du silicium, BGN et densité intrinsèque des porteurs de charge . . . . .	66
2.6	Le principe de superposition . . . . .	76
2.7	Paramètres de simulation . . . . .	85
2.7.1	Maillages . . . . .	85
2.7.2	Convergence en température . . . . .	86
2.8	Conclusion du chapitre 2 . . . . .	89
<b>3</b>	<b>Analyses des sources thermiques dans une cellule photovoltaïque en silicium cristallin</b>	<b>90</b>
3.1	Analyse des répartitions spatiale et spectrale des sources thermiques . . . . .	93
3.2	Influence de l'environnement sur la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque en silicium cristallin . . . . .	97
3.3	Impact de la tension et remise en cause du principe de superposition . . . . .	100
3.3.1	Quelle relation entre tension et température de fonctionnement ? . . . . .	100
3.3.2	Dispositif de mesure de la température de fonctionnement en fonction de la polarisation . . . . .	104
3.3.3	Mesures de température en fonction de la polarisation . . . . .	105
3.4	Gestion de la température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque grâce à ses paramètres . . . . .	109
3.4.1	L'épaisseur du substrat . . . . .	109
3.4.2	Le dopage du substrat . . . . .	113
3.4.3	L'épaisseur de la couche antireflet de la face avant . . . . .	119
3.5	Étude de la concentration . . . . .	125
3.5.1	Indissociabilité de l'éclairement et de la température de fonctionnement . . . . .	125
3.5.2	Gain de rendement sous concentration et résistance série . . . . .	130
3.5.3	Analogie des effets thermiques et des effets résistifs sous concentration . . . . .	131
3.6	Conclusion du chapitre 3 . . . . .	132
<b>4</b>	<b>Réalisation de cellules photovoltaïques en silicium cristallin dédiées à la concentration</b>	<b>133</b>
4.1	Cellules à contacts arrière interdigités implantées ioniquement . . . . .	135
4.1.1	Avantages des cellules 3IBC . . . . .	135
4.1.2	Procédé de fabrication . . . . .	136
4.1.3	Améliorations du procédé . . . . .	139
4.2	Amélioration de la métallisation des cellules à contacts arrière interdigités . . . . .	141

4.2.1	Mesure de la réflectivité . . . . .	144
4.2.2	Mesure de la résistivité du contact électrique . . . . .	145
4.3	Analyse de la résistance série des cellules IBC pour la concentration . .	148
4.3.1	Modélisation analytique du rendement . . . . .	148
4.3.2	Modélisation du paramètre de recombinaison . . . . .	150
4.3.3	Modélisation de la résistance série . . . . .	152
4.3.4	Exploitation du modèle et analyses . . . . .	154
4.4	Fabrication de cellules photovoltaïques à contacts arrière interdigités implantés ioniquement . . . . .	158
4.4.1	La protection des surfaces structurées . . . . .	159
4.4.2	Origine des courts-circuits observés . . . . .	160
4.4.3	Caractéristique sous éclairnement . . . . .	162
4.5	Conclusion du chapitre 4 . . . . .	165
	<b>Conclusion générale</b>	<b>166</b>
	<b>Publications de l’auteur</b>	<b>184</b>



# Nomenclature

## Acronymes

BGN	Bandgap Narrowing
EQN	Collecteur d'électrons
HQN	Collecteur de trous
ZCE	Zone de charge d'espace

## Alphabet grec

$\alpha$	Coefficient d'absorption ( $\text{m}^{-1}$ )
$\beta$	Coefficient de dégradation en température
$\gamma$	Coefficient d'illumination solaire
$\gamma_{BGN}$	Facteur correctif de $n_i$ dû au BGN
$\Delta n$	Densité de porteurs de charge minoritaire en excès ( $\text{cm}^{-3}$ )
$\eta$	Rendement
$\phi$	Flux surfacique hémisphérique total ( $\text{W m}^{-2}$ )
$\mu$	Mobilité des porteurs de charge minoritaires ( $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ )
$\nu$	Fréquence d'un photon (Hz)
$\tau$	Durée de vie des porteurs de charge minoritaires (s)
$\theta$	Angle d'incidence de rayonnement solaire par rapport à la normale de la surface avant de la cellule photovoltaïque ( $^\circ$ )

## Alphabet latin

$D$	Diffusivité des porteurs de charge ( $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ )
$E$	Champ électrique ( $\text{V cm}^{-1}$ )
$E_c$	Niveau d'énergie de la bande de conduction (eV)
$E_{Fn}$	Quasi niveau de Fermi des électrons (eV)
$E_{Fp}$	Quasi niveau de Fermi des trous (eV)
$E_g$	Bande interdite (eV)
$E_v$	Niveau d'énergie de la bande de valence (eV)

$FF$	Facteur de forme
$FF_0$	Pseudo facteur de forme
$G_T$	Puissance incidente du rayonnement ( $W m^{-2}$ )
$g$	Taux de génération ( $cm^{-3}$ )
$H$	Source thermique totale dans une cellule photovoltaïque
$h$	Coefficient d'échange thermique ( $W m^{-2} K^{-1}$ )
$J$	Densité de courant ( $mA cm^{-2}$ )
$J_{01}$	Paramètre de recombinaison ( $mA cm^{-2}$ )
$J_D$	Densité de courant de recombinaison ( $mA cm^{-2}$ )
$J_L$	Densité de courant extraite d'une cellule photovoltaïque sous illumination ( $mA cm^{-2}$ )
$J_{sc}$	Densité de courant de court-circuit ( $mA cm^{-2}$ )
$k$	Coefficient de Ross ( $K m^{-2} W^{-1}$ )
$k_{Si}$	Conductivité du silicium
$L$	Luminance ( $J m^{-2}$ )
$M_{pp}$	Point de puissance maximum
$N$	Nombre de noeuds du maillage
$N_a$	Dopage du collecteur de trous ( $cm^{-3}$ )
$N_a^-$	Concentration d'accepteurs ionisés ( $cm^{-3}$ )
$N_d$	Dopage du collecteur d'électrons ( $cm^{-3}$ )
$N_d^+$	Concentration de donneurs ionisés ( $cm^{-3}$ )
$n$	Densité des porteurs de charge ( $cm^{-3}$ )
$n_{e0}$	Concentration en électrons à l'équilibre thermodynamique ( $cm^{-3}$ )
$n_{h0}$	Concentration en trous à l'équilibre thermodynamique ( $cm^{-3}$ )
$n_i$	Densité de porteurs de charge intrinsèque ( $cm^{-3}$ )
$n_{i,eff}$	Densité de porteurs de charge intrinsèque effective ( $cm^{-3}$ )
$Q_{bgn}$	Source thermique issue des courbures des niveaux d'énergie ( $W m^{-2}$ )
$Q_{jou}$	Source thermique issue de l'effet Joule ( $W m^{-2}$ )
$Q_{nrr}$	Source thermique issue des recombinaisons non radiatives ( $W m^{-2}$ )
$Q_{rad}$	Source thermique radiative ( $W m^{-2}$ )
$Q_{the}$	Source thermique issue de la thermalisation des porteurs de charge ( $W m^{-2}$ )
$Q_{tho}$	Source thermique issue l'effet Thomson ( $W m^{-2}$ )
$R_S$	Résistance série ( $\Omega$ )
$R_{bus}$	Résistance des busbars ( $\Omega$ )
$R_{con}$	Résistance des contacts métalliques ( $\Omega$ )
$R_{doi}$	Résistance des doigts métalliques ( $\Omega$ )
$R_{maj}$	Résistance des porteurs majoritaires ( $\Omega$ )
$R_{sub}$	Résistance du substrat ( $\Omega$ )
$S$	Vitesse de recombinaison en surface ( $cm s^{-1}$ )
$T$	Température
$T_a$	Température ambiante
$T_{env}$	Température environnante
$T_c$	Température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

---

$U$	Taux de recombinaison ( $\text{cm}^{-3}$ )
$V$	Tension appliquée aux bornes d'une cellule photovoltaïque (V)
$V_{bi}$	Tension interne d'une jonction $pn$ (V)
$V_{oc}$	Tension de circuit ouvert (V)
$W$	Épaisseur des collecteurs
$X_N$	Épaisseur de la ZCE dans le collecteur de trous
$X_P$	Épaisseur de la ZCE dans le collecteur d'électrons

## Constantes

$c_0$	Célérité de la lumière dans le vide ( $2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ )
$h$	Constante de Planck ( $6.626\,075\,5 \times 10^{-34} \text{ J s}$ )
$k$	Constante de Boltzmann ( $1.380\,648\,8 \text{ J K}^{-1}$ )
$q$	Charge élémentaire ( $1.602\,177\,33 \times 10^{-19} \text{ C}$ )
$\epsilon_{Si}$	Permittivité diélectrique du silicium ( $\epsilon_0 \epsilon_{Si}$ )
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann ( $5.670\,373 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ )

## Indices

Les indices suivants font référence aux éléments suivants :

$b$	Face arrière de la cellule photovoltaïque
$e$	Électrons
$EQN$	Porteurs de charge minoritaires du collecteur d'électrons
$f$	Face avant de la cellule photovoltaïque
$h$	Trous
$HQN$	Porteurs de charge minoritaires du collecteur de trous
$M_{pp}$	Point de puissance maximum
$N$	Collecteur d'électrons
$P$	Collecteur de trous
$ZCE$	Zone de charge d'espace

# Chapitre 1

## Introduction générale

### 1.1 Pour une énergie abondante à faible coût

Les révolutions industrielles des dix-neuvième et vingtième siècles ont été possibles grâce à de nombreuses découvertes scientifiques et à l'essor des énergies fossiles et de l'électricité. Ces énergies ont permis de fournir une énergie abondante à faible coût.

Depuis ces révolutions, la consommation énergétique croît. Elle permet au plus grand nombre de jouir des possibilités offertes par la profusion énergétique. Cette croissance est toujours en cours comme on peut le constater sur la figure 1.1.

Il est intéressant de noter que les heurts de ce mieux-disant énergétique sont tous liés à des instabilités économiques nées de la hausse du prix du pétrole. Il y a une corrélation entre le ralentissement de la croissance énergétique et les hausses spectaculaires du prix du pétrole pour les chocs pétroliers de 1973 et 1979 ainsi que pour la crise de 2008. Cela reflète la dépendance totale de l'économie mondiale à l'énergie. Et donc aux énergies fossiles qui représentent aujourd'hui de l'ordre de 90% de l'énergie primaire consommée comme le montre la figure 1.2.

Malheureusement, les énergies fossiles sur lesquelles est basé le modèle économique mondial ne sont pas intarissables. Les limites de ces ressources seront fatalement atteintes. La fin prévisible des énergies fossiles rend nécessaire une transition énergétique vers des énergies renouvelables. Cette transition est vitale pour les modèles sociaux des pays les plus riches et pour permettre aux pays les plus pauvres de tendre vers les mêmes possibilités. Elle sera nécessairement accompagnée de la diminution du gaspillage énergétique au travers de l'efficacité et la sobriété énergétique [2].

Pour qu'une énergie se fasse une place dans le mix énergétique de demain, elle doit prendre en compte l'aspect économique. Aussi vertueuse que soit sa production, son coût est le facteur discriminant premier dans la décision de son usage dans le marché de l'énergie. Ce n'est pas une volonté d'amoindrir le potentiel de solutions innovantes, de restreindre l'imagination ou un fatalisme quelconque sur l'impossibilité de concevoir de nouveaux modes énergétiques grâce à de nouvelles découvertes

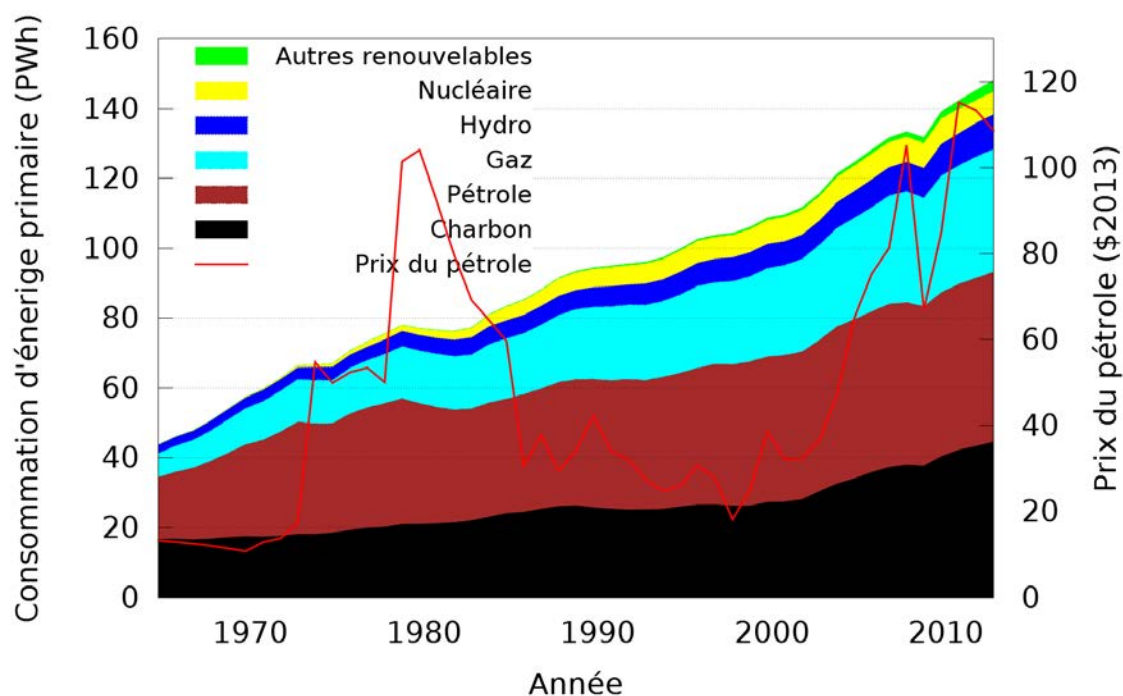


FIGURE 1.1 – Évolution de la consommation mondiale d'énergie primaire et du prix du pétrole de 1965 à 2013 [1].

scientifiques. C'est un simple constat ; ce qui assoit la prédominance d'une source énergétique sur une autre est son coût.

L'exemple éloquent des chocs pétroliers et leurs conséquences parle de lui-même. Ils ont aiguisé la volonté politique de développement d'alternatives énergétiques au pétrole. Ils ont amené une diminution de leurs coûts ce qui a permis leur insertion dans le marché de l'énergie.

On peut aussi remarquer que chaque pays utilise principalement l'énergie qui est la plus économique pour lui. Ceci sans que les questions éthiques liées à son utilisation n'aient un impact quelconque. On peut citer le pétrole et le gaz d'Iran (respectivement 39% et 59% de la consommation d'énergie primaire du pays en 2010), le gaz russe (56% de la consommation d'énergie primaire du pays en 2011), le charbon chinois (69% de la consommation d'énergie primaire du pays en 2011), le nucléaire français (42% de la consommation d'énergie primaire du pays en 2012) ou encore l'énergie hydraulique au Brésil (35% de la consommation d'énergie primaire du pays en 2011). Chaque type d'énergie a ces inconvénients dont la liste serait trop longue à dresser mais parmi les plus notables, l'origine anthropogénique du changement climatique démontrée par le GIEC (Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat) à cause de la forte production de gaz à effet de serre [3] est celle qui mérite le plus d'attention.

La figure 1.3 montre l'analyse faite par le GIEC sur l'origine anthropogénique

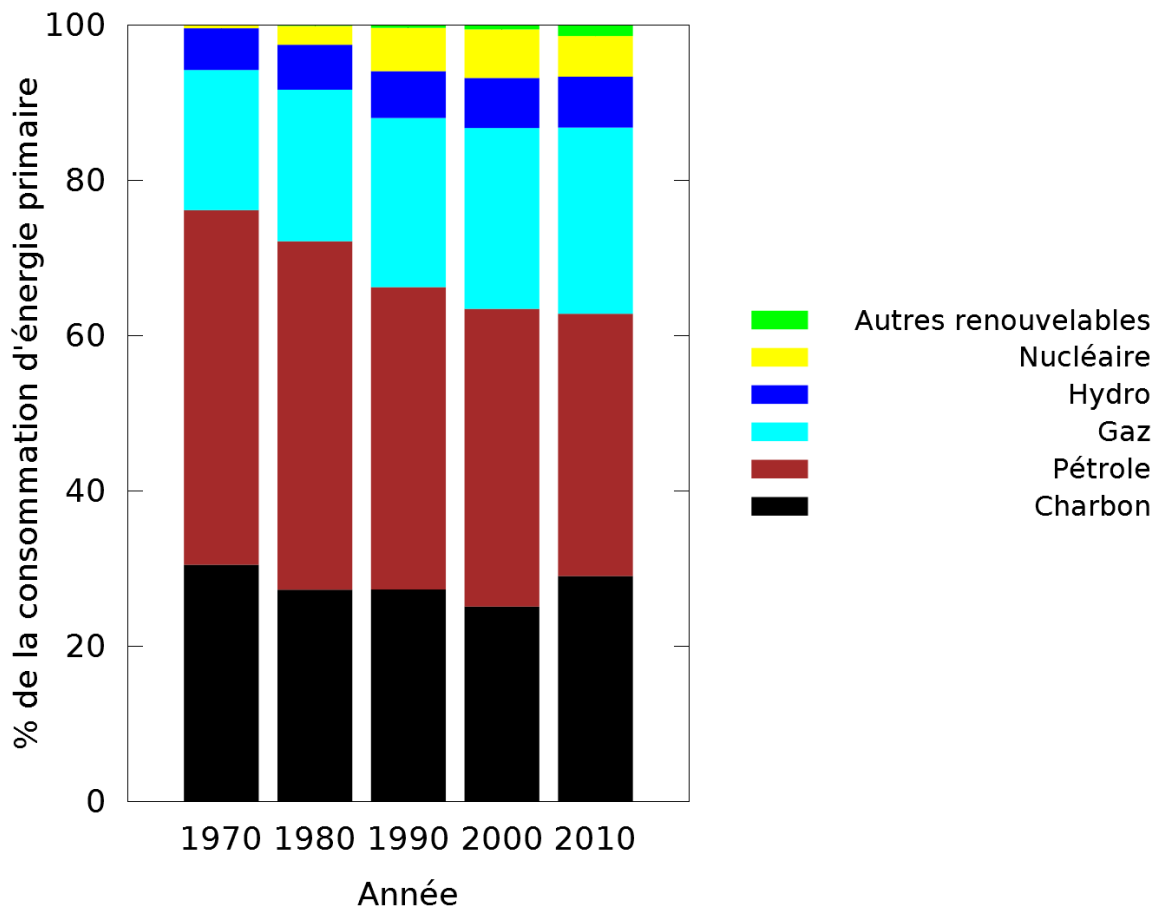


FIGURE 1.2 – Répartition de la consommation mondiale d'énergie primaire selon le type d'énergie de 1970 à 2010 [1].

du réchauffement climatique. On remarque qu'il n'est pas régulier mais soumis aux aléas de la vie, comme les éruptions volcaniques, les variations de radiations solaires et autres. Cependant la tendance de fond d'augmentation du forçage radiatif à cause de l'humanité est nette. Les conséquences de ce dérèglement sur la société humaine sont analysées dans le rapport complet du GIEC et appellent à une remise en cause de nos modes de production et de consommation d'énergie.

De même, les questions de risques acceptables liées au nucléaire sont des points critiques de la transition énergétique. Au delà de la prouesse qu'est un réacteur nucléaire et du peu d'émission de gaz à effet de serre qu'il génère pour produire de l'énergie électrique, il reste l'épée de Damoclès de la sécurité.

L'accident de Fukushima est à l'origine d'un renforcement des exigences de sécurité dans le nucléaire, ce qui conduit, avec le vieillissement du parc des réacteurs, à des coûts de maintenance grandissants [4]. Ce fait est incompatible avec la guerre économique que le marché de l'énergie va connaître dans les prochaines années. Au

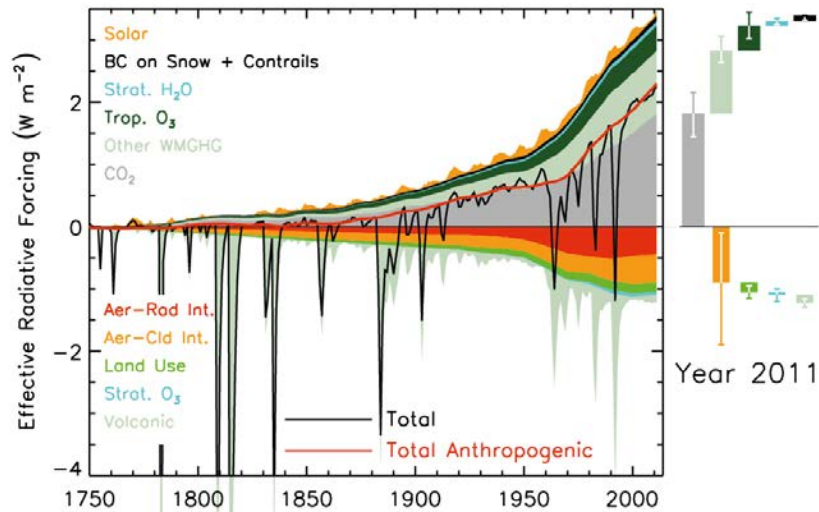


FIGURE 1.3 – Évolution temporelle du forçage radiatif lié aux mécanismes de forçage anthropogénique et naturel [3].

vu des nombreuses autres énergies compétitives qui poignent à l’horizon, il semble que cette énergie fossile est à l’aube de son obsolescence.

Dans ce contexte de nécessaire changement, le photovoltaïque est une alternative prometteuse parmi les énergies renouvelables. Pour étudier de manière pertinente le potentiel du photovoltaïque sans faire de projection à long terme, il convient de limiter l’analyse de ce potentiel à la production d’électricité. Le premier défi réaliste de cette industrie naissante est de s’installer comme une énergie viable dans la production électrique et non d’être la solution énergétique absolue.

La production annuelle d’énergie électrique a atteint 22 126 TWh [5] en 2011 ce qui représente 14.5% de l’énergie primaire consommée. Produire de l’électricité propre n’est donc que le premier pas de l’homme vers une consommation d’énergie salubre. Mais, au vu de la figure 1.4, qui montre la part insignifiante des énergies renouvelables dans la production d’électricité, il y a déjà beaucoup à faire de ce côté là et le photovoltaïque est une partie de la réponse.

Pour le moment, la production mondiale photovoltaïque était en 2012 de seulement 104.5 TWh [1], soit 0.47% de l’électricité consommée dans le monde. Amener le photovoltaïque à des taux plus conséquents nécessite un immense travail afin de diminuer les coûts de production des modules, d’augmenter la durée de vie des installations et de faciliter leur installation et leur maintenance. Tout cela en vue de réduire le LCOE (Levelized Cost Of Energy) [6]. Il est obtenu en divisant la somme de tous les coûts de production, d’installation, de maintenance et de fin de vie du module par l’énergie produite sur l’ensemble de sa durée de vie. Ce coût est, comme nous le soulignons précédemment, le nerf de la guerre économique du marché de l’énergie.

Malgré sa faible représentation dans le panorama énergétique d’aujourd’hui, il



FIGURE 1.4 – Répartition de la production mondiale d'électricité selon le type d'énergie en 2011 [5].

est intéressant de noter que le photovoltaïque est déjà aux avant-postes des énergies de demain comme le montre les statistiques d'installations en Europe de la figure 1.5. Au cours des deux dernières années, avec l'énergie éolienne, l'énergie photovoltaïque est la source énergétique la plus installée en termes de capacité de production. Cet engouement vient de la fracassante chute du prix des modules photovoltaïques comme le montre la figure 1.6.

Cette diminution vertigineuse est liée aux avancées technologiques. Les découvertes issues des laboratoires sont mises en oeuvre par l'industrie ce qui augmente continûment les rendements des modules produits. De même, l'augmentation des volumes, visibles sur la figure 1.6, permet de diminuer elle aussi les coûts de production.

Pour quantifier la progression de la diminution des coûts, on utilise le taux d'apprentissage. Ce taux est un indicateur du gain sur les coûts de production unitaires grâce à l'expérience accumulée par l'industrie. Il est défini comme le taux de diminution des coûts pour un doublement de la production cumulée. Pour les modules photovoltaïques ce taux est de l'ordre de 20% sur les 40 dernières années. Les fluctuations du prix de vente autour de la tendance globale sont liées à différents éléments extérieurs telle que la pénurie de silicium aux alentours de 2008 qui a fait augmenter les prix, comme on peut le constater sur la figure 1.6.

La droite en pointillé rouge de cette figure indique le coût de production des modules photovoltaïques si l'on considère une marge pour les entreprises de 30% sur le prix de vente par rapport à la courbe d'apprentissage des 40 dernières années. L'intérêt de cette droite est d'appuyer le fait que les marges industrielles sont très faibles depuis quelques années, ce qui pénalise l'essor de l'industrie photovoltaïque



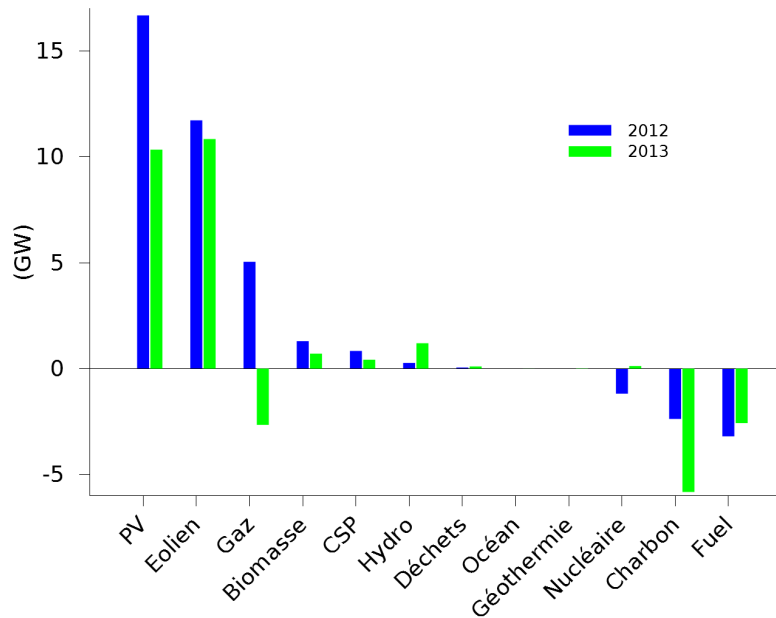


FIGURE 1.5 – Nouvelles sources de génération de puissance installées en Europe en 2012 et 2013 [7, 8].

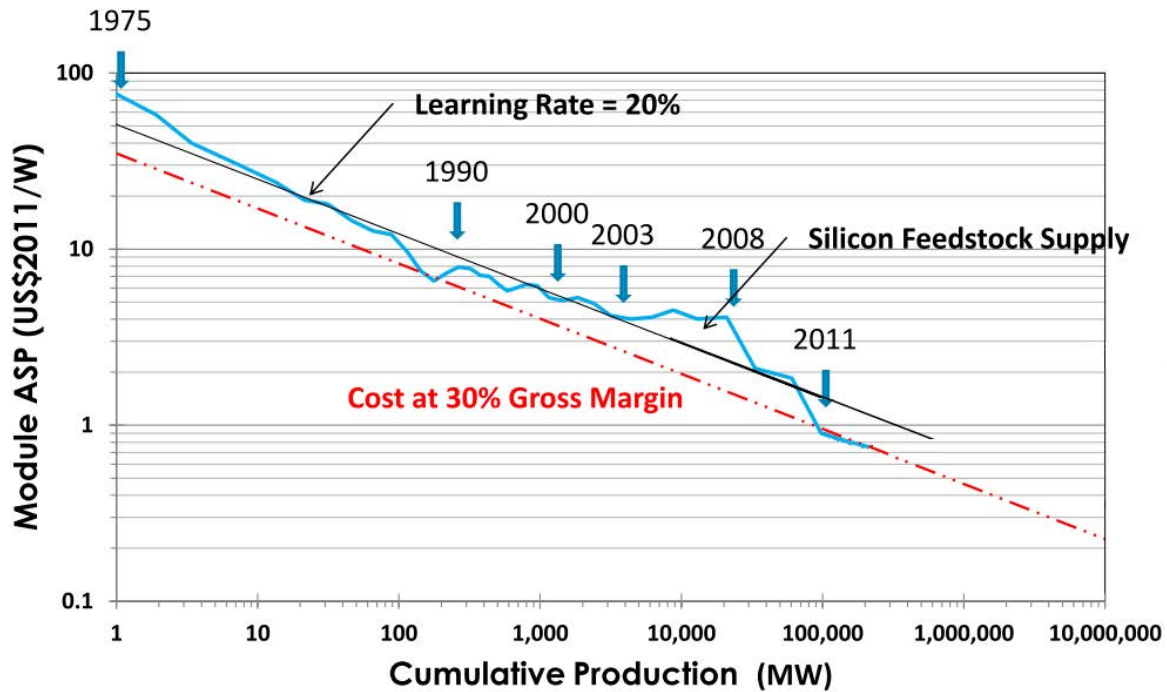


FIGURE 1.6 – Courbe d'apprentissage des modules photovoltaïques en silicium cristallin [6].

en limitant le financement du secteur.

Malgré cette guerre des prix qui entraîne un manque de liquidité, la diminution des coûts de production de l'électricité photovoltaïque doit se poursuivre grâce aux innovations. L'analyse suivante porte sur les modules en silicium cristallin car ils représentent 89% de la production mondiale [9].

L'origine des coûts dans la production d'un module conventionnel en silicium vient en partie du coût matériau comme on le constate dans la figure 1.7. Cette figure représente l'évolution entre 2008 et 2012 de la distribution des coûts d'un module photovoltaïque en silicium multi-cristallin. L'origine des approches couches minces, dites cellules photovoltaïques de seconde génération, comme le silicium amorphe [10], la production de ruban de silicium [11], le report de couche mince de silicium [12], le CI(G)S [13] ou le CdTe [14], est de diminuer ce coût prépondérant.

Le coût matériau comprend la production du silicium, la fabrication des lingots et la découpe des substrats. Sa diminution est l'objectif numéro un de ces dernières années pour l'industrie photovoltaïque silicium. La diminution de la part du coût matériau de 74% à 42% du coût du module entre 2008 et 2012 avec en parallèle une diminution du coût total de 70.1% en atteste de manière évidente.

Cependant il est nécessaire de continuer à diminuer ce coût et la concentration du rayonnement solaire est un moyen d'y parvenir. Elle permet de réduire la quantité de matériau utilisée proportionnellement au niveau de concentration atteint.

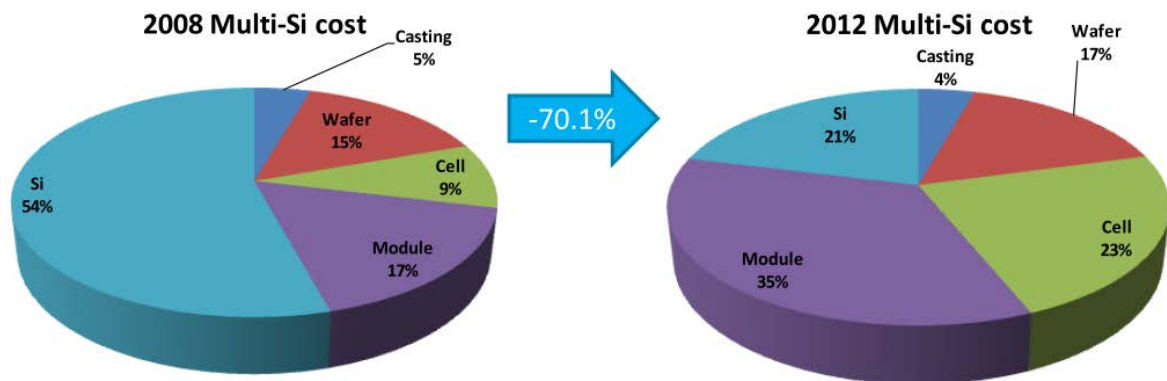


FIGURE 1.7 – Évolution de la distribution des coûts d'un module photovoltaïque en silicium multi-cristallin entre 2008 à 2012 [6].

De plus, l'utilisation de la concentration a un second avantage. Elle permet d'atteindre des niveaux de densité énergétique qui favorisent l'utilisation de systèmes hybrides de cogénération d'énergie électrique et thermique. La cogénération permet de tendre vers des systèmes à hauts rendements énergétiques. Et le haut rendement est une tendance de fond imposée par l'analyse des coûts globaux d'une installation photovoltaïque.

En effet, comme on le constate sur la figure 1.8, le coût des modules dans l'ensemble de l'investissement d'une installation photovoltaïque est de seulement 22% du coût total.

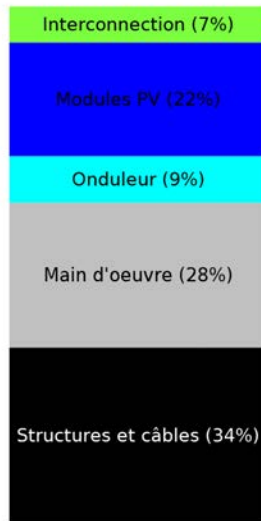


FIGURE 1.8 – Distribution des coûts d’installation d’un système photovoltaïque [6].

Les autres postes significatifs sont le coût de la main d’œuvre (28%) et le coût des structures et du câblage (34%). Ils sont proportionnels à la surface d’installation. Ainsi en augmentant les rendements, on diminue la surface nécessaire à l’installation d’une puissance de production et donc les coûts associés à ces postes.

La recherche de modules de hautes performances est donc vitale et la cogénération est une solution pour tendre vers cet objectif. On pallie ainsi aussi aux limites fondamentales de rendement des cellules photovoltaïques en silicium, à savoir 29.4% sans concentration [15] et 37.0% avec concentration [16]. En effet, toutes les pertes thermiques d’un module photovoltaïque peuvent être valorisées sous forme d’énergie thermique que l’on peut stocker pour diverses utilisations dont certaines peuvent être déphasées par rapport à la présence du soleil. Cela participe aussi à réduire l’inconvénient de l’intermittence du rayonnement solaire. La comparaison avec le CSP (Concentrated Solar Power) vient naturellement à l’idée mais l’énergie électrique produite directement par les panneaux photovoltaïques hydrides est un avantage, même si d’un autre côté, la collecte énergétique du CSP est plus performante énergétiquement.

Comme souligné auparavant, l’essor inévitable des énergies renouvelables est nécessaire pour lutter contre le changement climatique et proposer une solution de long terme alternative aux énergies fossiles. Cependant, la transition est fatalement liée au croisement des courbes de prix des énergies renouvelables et fossiles, on parle de parité réseau [17]. On a d’un côté les énergies renouvelables de moins en moins chères et de l’autre l’augmentation du prix de l’électricité issue des énergies fossiles due à leur raréfaction ou aux exigences de sécurité pour le nucléaire.

Ce croisement est dépendant du prix de l’électricité dans une localité donnée et, pour le photovoltaïque, principalement de l’ensoleillement pour cette localité.

Breyer et al. [17] constatent d'après leurs estimations que des marchés sont déjà à la parité réseau, particulièrement les zones sans accès au réseau et les régions très ensoleillées. Mais surtout que d'ici moins de 10 ans, plus de 70% du marché mondial de l'électricité sera à la parité réseau. Le futur de l'énergie est définitivement à la portée du photovoltaïque mais de nombreuses évolutions techniques sont encore nécessaires pour lui permettre de fournir la part de la production énergétique mondiale que son potentiel permet. Les connaissances scientifiques nécessaires à cet avènement sont encore à parfaire et c'est ce à quoi nous nous employons.

## 1.2 La concentration du rayonnement solaire

Afin de mieux comprendre l'énergie photovoltaïque, il convient de comprendre l'incroyable source d'énergie qu'est le rayonnement solaire. Un rayonnement est un processus d'émission ou de transmission d'énergie impliquant la dualité onde-particule des objets quantiques. Dans le début du vingtième siècle, grâce, notamment, à Planck, Einstein et De Broglie, la nature duale du rayonnement a été mise en évidence. Le rayonnement est à la fois un phénomène ondulatoire et corpusculaire.

Lorsque la matière est excitée, elle tend à revenir à l'équilibre. Pour cela, des particules, appelées photons et transportant un quantum d'énergie  $h\nu$  ( $h$  la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence du photon), sont émises. Ces photons, ces particules de lumière, constituent le rayonnement d'un point de vue corpusculaire. Du point de vue ondulatoire, le transport d'énergie se fait grâce aux ondes électromagnétiques. Ces deux points de vue coexistent et forment la dualité onde-particule du rayonnement qui est une notion essentielle de la physique des cellules photovoltaïques pour comprendre le phénomène physique permettant le transfert énergétique entre les photons du rayonnement solaire et les électrons de l'absorbeur.

### 1.2.1 Le rayonnement du corps noir

Le corps rayonnant auquel nous souhaitons nous intéresser est le soleil. Nous considérons que le rayonnement émis par la photosphère solaire est proche du rayonnement d'un corps noir à 5800 K.

Le rayonnement d'un corps noir est défini par le rayonnement électromagnétique à l'intérieur d'une enceinte à l'équilibre thermique à une température donnée. Afin de définir le rayonnement associé à un corps noir à 5800 K, nous avons besoin de définir la luminance fréquentielle. Elle nous sera aussi utile pour le calcul de l'émission du silicium que nous aborderons dans le chapitre 2. La luminance fréquentielle  $L_\nu$  est la puissance quittant une surface par unité de surface apparente, par unité d'angle solide, par unité de fréquence. L'expression de la luminance d'un corps noir est donnée par la loi de Planck [18] :

$$L_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c_0^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1} \quad (1.1)$$

avec  $T$  la température du corps noir (K),  $k$  la constante de Boltzmann ( $\text{J K}^{-1}$ ),  $c_0$  la célérité de la lumière dans le vide ( $\text{m s}^{-1}$ ).

En intégrant la luminance fréquentielle sur toutes les fréquences et sur tout le demi-espace de propagation, on obtient la loi de Stefan-Boltzmann qui définit le flux surfacique hémisphérique total d'un corps noir  $\phi(T)$  :

$$\phi(T) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty L_\nu \partial\nu \partial\Omega = \sigma T^4 \quad (1.2)$$

avec  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann ( $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ ).

A la surface de la photosphère, le flux surfacique hémisphérique est  $\phi_S = \sigma T^4 \approx 6.4 \times 10^7 \text{ W m}^{-2}$ . Il est simple de comprendre grâce à la figure 1.9, que la propagation dans l'espace du rayonnement solaire induit une diminution de ce flux lorsque la distance  $D$  augmente.

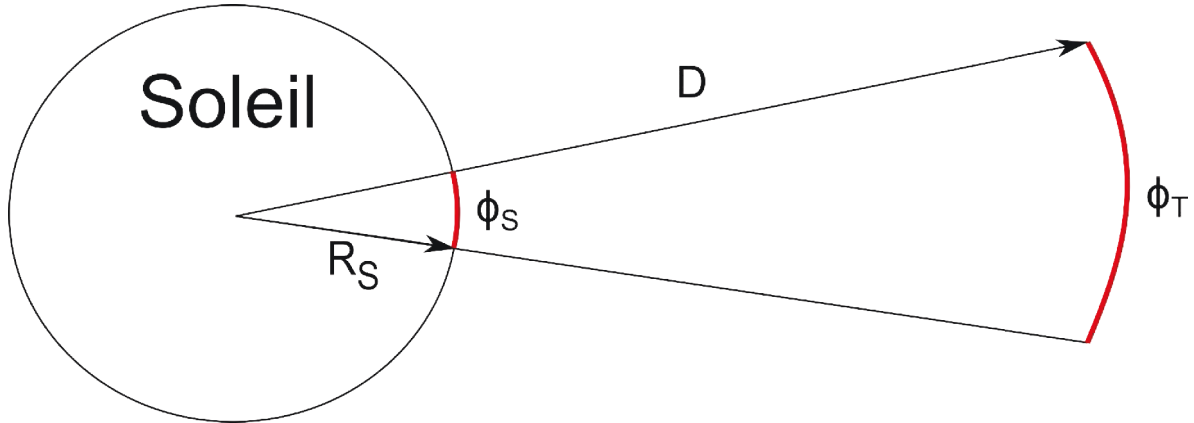


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de la propagation du flux solaire vers un objet situé à une distance  $D$  du soleil.

En effet, le flux hémisphérique  $\phi_T$  associé au rayonnement solaire terrestre hors atmosphère est le produit entre  $\phi_S$  et le rapport des surfaces entre la surface du soleil ( $4\pi R_S^2$ ) et la surface de la sphère définie par le centre du soleil et un rayon égal à la distance séparant le soleil de la terre ( $4\pi D^2$ ) car ces deux sphères sont soumises à la même puissance radiative, celle issue de la photosphère. On obtient donc  $\phi_T$  grâce à l'équation suivante :

$$\phi_T = \phi_S \frac{R_S^2}{D^2} = 1381 \text{ W m}^{-2} \quad (1.3)$$

où  $R_S$  est le rayon du soleil ( $6.96 \times 10^5 \text{ km}$ ) et  $D$  la distance entre le soleil et la terre ( $1.5 \times 10^8 \text{ km}$ ). Cette estimation grossière n'est pas très éloignée de la norme

internationale définie par les standards ASTM E-490 pour le spectre solaire standard hors atmosphère, désigné selon le terme *AM0*. Le flux surfacique défini par cette norme est de  $1366.1 \text{ W m}^{-2}$  [19].

## 1.2.2 La traversée de l'atmosphère

Nous venons d'estimer la puissance de la source énergétique dont nous disposons en dehors de l'atmosphère. Cependant lorsque le rayonnement solaire traverse l'atmosphère terrestre avant d'atteindre le sol terrestre, une partie est absorbée par les gaz atmosphériques ce qui amoindrit la puissance susceptible d'être collectée. Plus le chemin optique du rayonnement solaire dans l'atmosphère est grand, plus l'absorption et la diffusion atmosphérique est importante. Le chemin optique du rayonnement augmente lorsque l'angle d'incidence du rayonnement augmente.

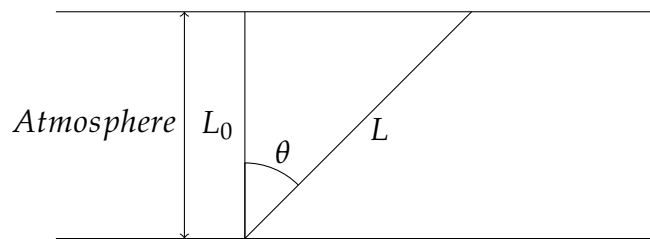


FIGURE 1.10 – Chemin optique d'un rayon selon son angle d'incidence

Pour quantifier le chemin optique du rayonnement solaire dans l'atmosphère terrestre, on utilise le nombre d'air-masse *AM*. En posant  $L_0$  l'épaisseur de l'atmosphère,  $L$  le chemin optique du rayonnement solaire et  $\theta$  l'angle entre la normale à la surface irradiée et la direction du rayonnement incident, on obtient :

$$AM = \frac{L}{L_0} = \frac{1}{\cos \theta} \quad (1.4)$$

Ainsi, le spectre *AM0* est, par convention, le spectre hors atmosphère. Le spectre *AM1* correspond au rayonnement solaire normal à la surface de la terre. Et le spectre de référence, utilisé pour caractériser les cellules solaires, est le spectre *AM1.5G*. Le choix de l'indice de référence 1.5 correspond à une latitude d'environ  $48^\circ$ , soit une latitude moyenne pour les pays occidentaux. Le *G* signifie global car le rayonnement est composé d'une partie directe et d'une partie diffuse. Le rayonnement direct est composé des rayons dont la trajectoire est la ligne droite entre le soleil et le point d'incidence. Le rayonnement diffus est la part de rayonnement solaire diffusé lors de la traversée de l'atmosphère et arrivant donc sur le module photovoltaïque avec une incidence quelconque. La densité de puissance associée au spectre *AM1.5G* est de  $1000 \text{ W m}^{-2}$ . L'éclairement spectral et le flux spectral photonique *AM1.5G* définis par la norme ASTM G173-03 [20] sont tracés dans la figure 1.11 pour les longueurs d'onde comprises de 300 à 1200 nm. Au-delà, comme nous le verrons par la suite,

l'énergie solaire n'est pas facilement convertible pour les cellules photovoltaïques en silicium qui font l'objet des travaux de cette thèse. On notera que l'axe des abscisses de la figure 1.11 est exprimé en longueur d'onde et non en fréquence car il est courant dans le domaine du photovoltaïque d'utiliser la longueur d'onde plutôt que la fréquence. Ainsi, il est nécessaire de rappeler la relation entre longueur d'onde et fréquence d'un rayonnement :

$$\nu = \frac{c_0}{n\lambda} \quad (1.5)$$

où  $n$  est l'indice optique du milieu de propagation.

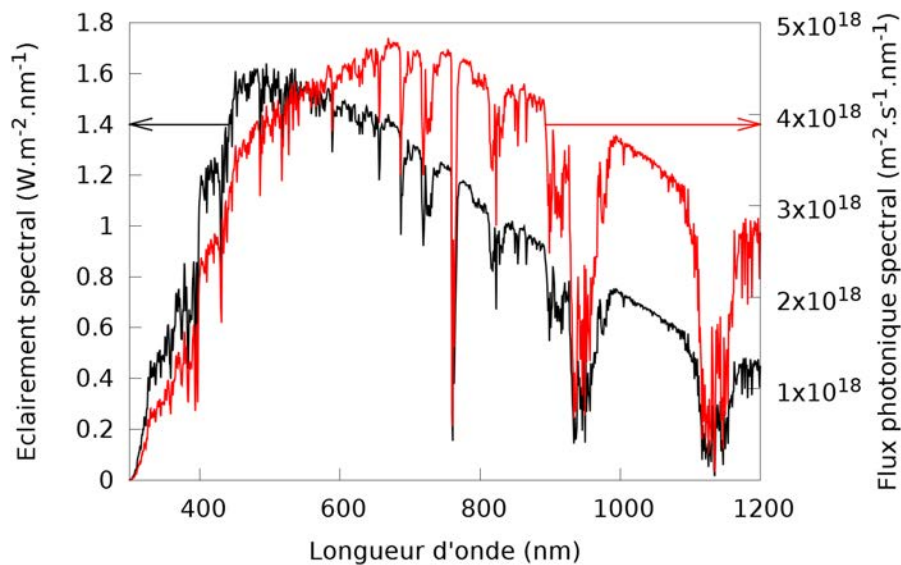


FIGURE 1.11 – Éclairement spectral et flux spectral photonique du rayonnement solaire AM1.5G définis selon la norme ASTM.

### 1.2.3 Les systèmes de concentration de la lumière solaire

Vu de la terre, le soleil a un diamètre angulaire très petit de 32'. Grâce à des miroirs et des lentilles, on peut concentrer le rayonnement solaire en augmentant artificiellement l'angle solide de la cellule photovoltaïque et ainsi augmenter le flux énergétique surfacique incident. Le recours à la concentration du rayonnement solaire a trois avantages.

Premièrement, un avantage économique issu de l'utilisation de systèmes optiques concentrateurs de lumière tels que les lentilles et les miroirs, qui sont moins onéreux par unité de surface que les cellules photovoltaïques.

Deuxièmement, la diminution de la surface de cellules nécessaire au fonctionnement du module photovoltaïque permet d'utiliser des cellules plus onéreuses par

unité de surface sans augmenter le coût du module ce qui permet d'utiliser des cellules plus performantes.

Troisièmement, le rendement maximum des cellules sous concentration est plus élevé que sans concentration [16]. Ce dernier point est abordé plus en détail dans le chapitre 4.

Afin de réaliser la concentration du rayonnement solaire, on distingue deux grandes familles de concentrateurs, les concentrateurs linéaires (systèmes 2D) et les concentrateurs ponctuels (systèmes 3D). Pour un système 2D tel que celui décrit dans la figure 1.12, la limite est définie par l'indice optique des milieux incident et réfractant  $n$  et  $n'$ , l'angle d'acceptance du système de concentration  $\theta$  et l'angle de sortie  $\theta'$  dans l'équation 1.6 [21] :

$$C_{max2D} = \frac{a}{a'} = \frac{n' \sin \theta'}{n \sin \theta} \quad (1.6)$$

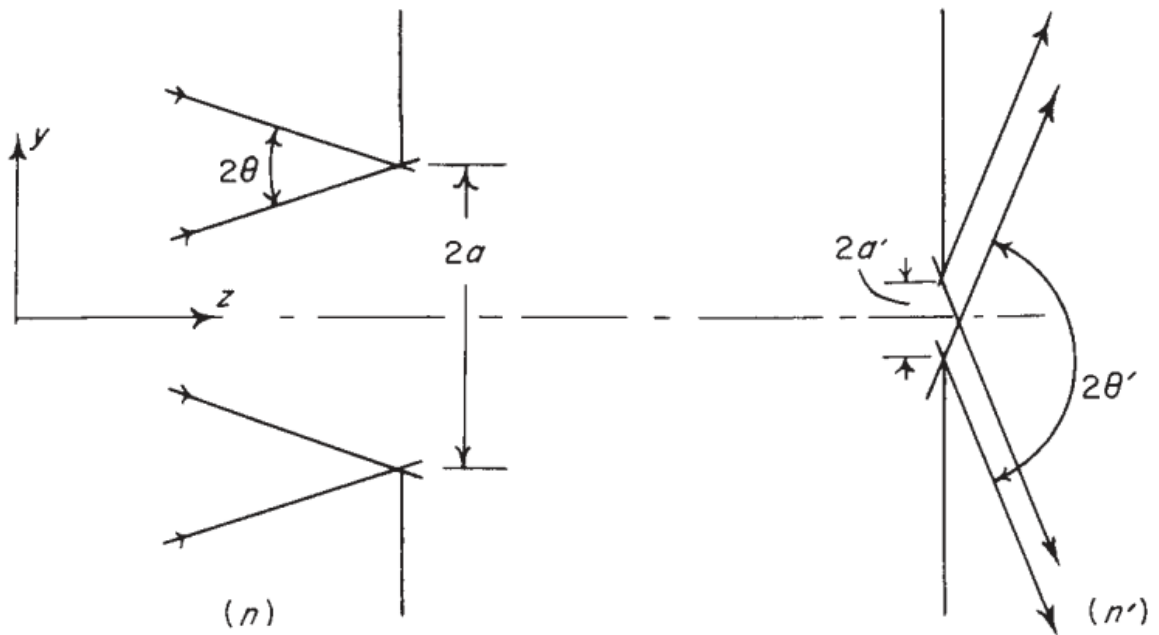


FIGURE 1.12 – Schéma décrivant la limite théorique de la concentration maximale pour un système optique 2D [21].

Dans le cas du rayonnement solaire et en considérant le cas où  $n = n' = 1$ , l'angle minimum d'acceptance d'un système optique est le demi angle du diamètre angulaire du soleil vu de la terre,  $\theta = 16'$ , et les limites géométriques du système imposent un maximum de  $\pi/2$  à  $\theta'$ . Cela conduit, pour un système 2D à  $C_{max2D} \approx 215$  et pour un système 3D à  $C_{max3D} = C_{max2D}^2 \approx 46000$ .

Les systèmes optiques 2D et 3D nécessitent un suivi du rayonnement solaire car la concentration d'un rayonnement requiert un flux direct dont l'angle d'incidence



---

sur le système optique est proche de l'axe optique du système pour éviter les pertes optiques. Le suivi du rayonnement solaire, pour les systèmes 2D, se fait selon un seul axe. Il peut être nord-sud ou est-ouest selon l'intérêt de l'installation [22]. Le suivi selon un axe est moins délicat à réaliser que le suivi deux axes, nécessaire pour les systèmes 3D. Cela permet de relâcher les contraintes sur le système optique, le suivi du rayonnement solaire et la qualité des composants optiques.

Parmi les systèmes 2D, nous retiendrons les plus courants, les CPC (Compound Parabolic Concentrators) [23, 24] de la figure 1.13(a), les concentrateurs coniques dont un exemple est présenté sur la figure 1.13(b) [25], les concentrateurs paraboloides comme ceux utilisés dans le projet EUCLIDES [26] dont on voit une photographie dans la figure 1.13(c) et les lentilles de Fresnel utilisées par ENTECH [27] présentées dans la figure 1.13(d).

Parmi les systèmes 3D, les plus couramment utilisés sont les concentrateurs paraboliques (figure 1.13(e)) [28], les lentilles de Fresnel en forme de dôme (1.13(f)) [29] et les lentilles de Fresnel ponctuelles (figure 1.13(g)) [30].

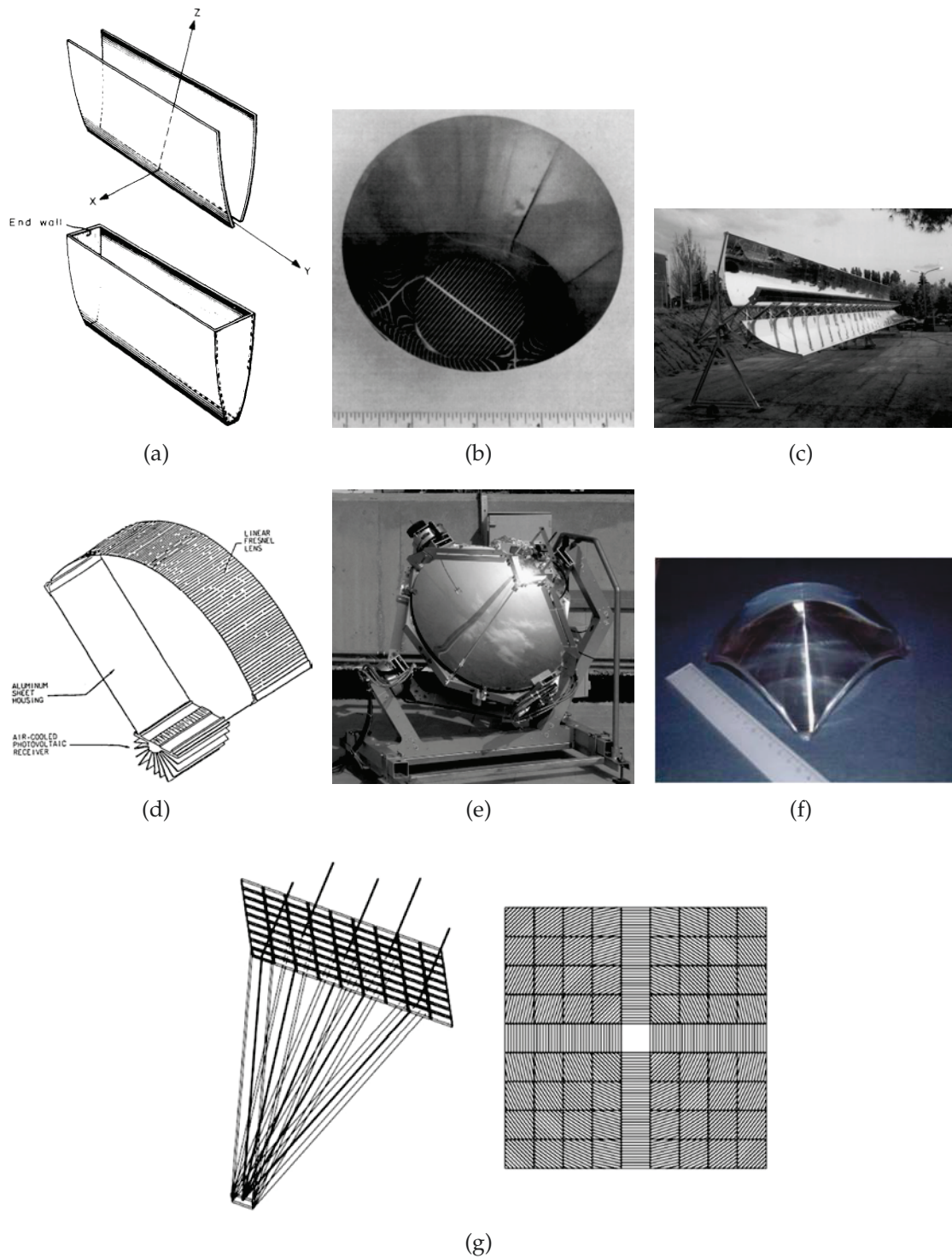


FIGURE 1.13 – Schémas : (a) dispositif CPC [23], (b) dispositif à concentration conique [25], (c) dispositif parabolique [26], (d) lentille de Fresnel linéaire [27], (e) dispositif parabolique 3D [28], (f) lentille de Fresnel en forme de dôme [29], (g) lentille de Fresnel ponctuelle [30].

---

## 1.2.4 L'essor du photovoltaïque concentré

L'industrie du photovoltaïque concentré (CPV) est pour l'heure une industrie naissante qui pèse peu face à l'industrie des modules plans [31]. Ce manque de maturité vient du fait que les installations CPV sont intrinsèquement de grande taille. Ce prérequis a limité jusqu'alors le marché CPV, son financement et son avancement technologique [32].

A contrario, les modules plans sont compétitifs depuis longtemps sur les installations de petite taille hors réseau. Ils ont bénéficié de ce marché pour se financer et asseoir leur prédominance. L'absence de marché favorable à la filière CPV l'a handicapée économiquement mais n'est en aucun cas une preuve du manque de potentiel de cette filière [32].

Aujourd'hui, on voit une forte progression du potentiel de cette industrie avec le besoin d'énergies renouvelables pour fournir de grandes quantités de puissance sur le réseau. Les améliorations importantes dans l'ensemble de la filière, tant en termes d'efficacité des cellules dédiées qu'en termes de systèmes optiques, ont contribué à cet essor.

Pour le moment, la technologie multi-jonctions a le vent en poupe. Tant que les coûts d'installations des systèmes à concentration sont chers, cela profite aux cellules multi-jonctions et leurs très hauts rendements [33]. La recherche actuelle sur les systèmes CPV se focalise donc surtout sur les cellules multi-jonctions. On constate, dès lors, leurs performances impressionnantes dans la figure 1.14. Les rendements records des différentes filières photovoltaïques sont répertoriés par le NREL (National Renewable Energy Laboratory) dans ce graphique, bien connu de la communauté du photovoltaïque. Le palier symbolique des 50% approche à grands pas et certains n'hésitent plus à le présenter comme un objectif à moyens termes [34, 35].

Cependant, les cellules multi-jonctions doivent fonctionner à très haute concentration pour être rentable économiquement ( $>500X$ ) car le coût des cellules par unité de surface est très élevé [36]. Ce niveau de concentration impose des contraintes fortes au niveau du suivi du rayonnement solaire, des systèmes optiques de concentration et de qualité de fabrication de tous les composants du système. Toute déviation de l'optimum entraîne une perte de puissance importante qui est incompatible avec un haut rendement du système global.

Tous ces besoins sont des défis relevés par l'industrie CPV qui entraîne une difficulté à diminuer les coûts liés au reste du système. Cette difficile diminution des coûts rend difficile la compétition face aux modules silicium plans dont les prix chutent drastiquement (figure 1.6). Cette forte compétition entre les filières dynamise toute l'industrie photovoltaïque.

La filière CPV présente les cellules (multi-jonctions) et les modules les plus performants. Le récent record, obtenu par Soitec, pour la production d'un module atteint une efficacité de 36.7% [37]. Malgré la voie majoritairement suivie par la filière CPV, il nous semble pertinent de nous intéresser au CPV silicium dont nous exposons les forces dans la partie suivante.

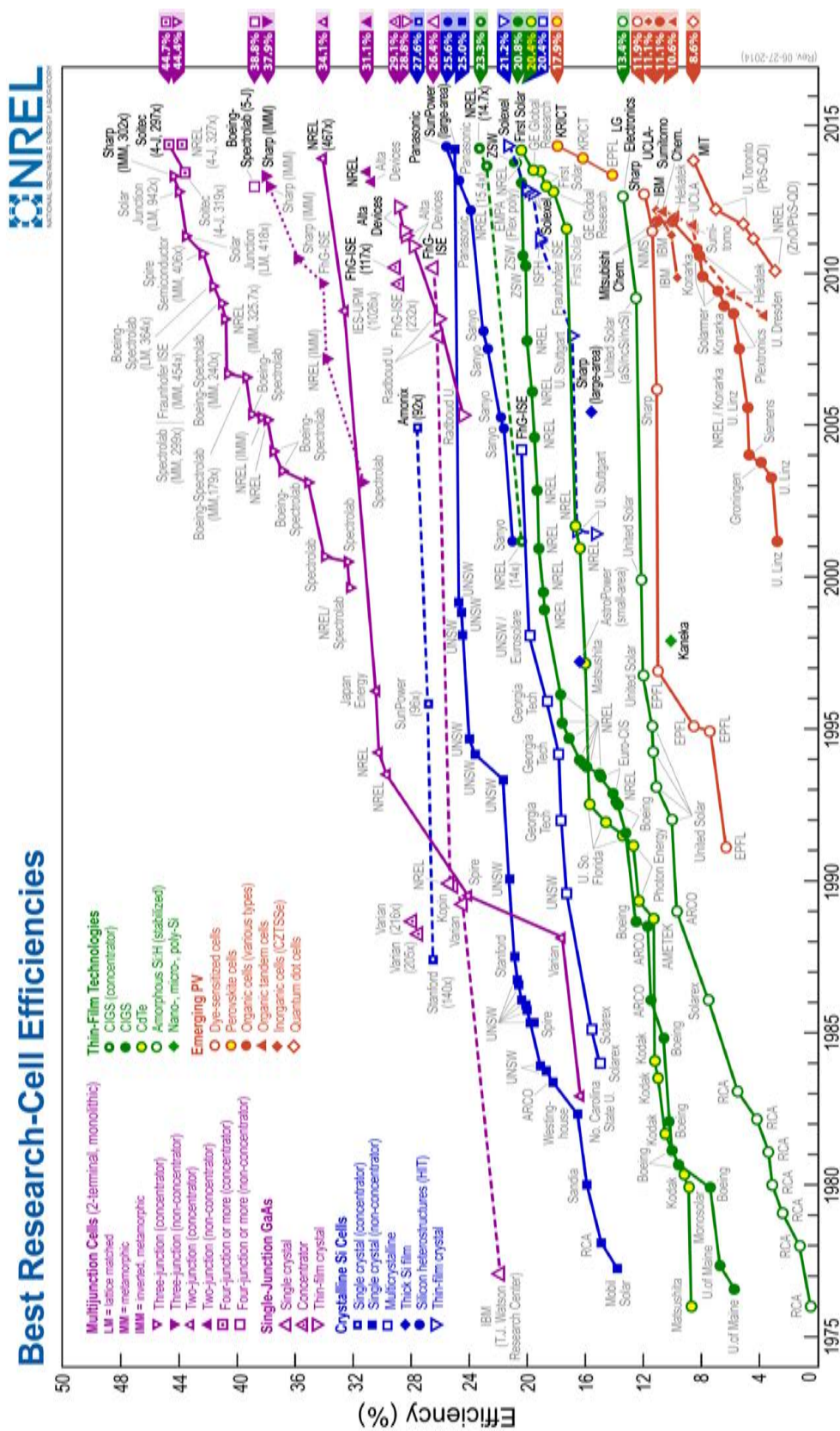


FIGURE 1.14 – Évolution des rendements de conversion photovoltaïque de 1976 à 2014.

---

## 1.3 Les cellules photovoltaïques en silicium cristallin sous concentration

### 1.3.1 La pertinence du silicium

Une cellule photovoltaïque idéale doit convertir parfaitement l'énergie photonique solaire en énergie électrique. Pour se faire, la cellule photovoltaïque doit absorber l'énergie photonique, générer des paires électron-trou, être capable de les séparer et de les collecter séparément. Le choix du matériau absorbant pour la fabrication du dispositif photovoltaïque est donc primordial et le silicium a des avantages indéniables par rapport aux autres matériaux.

Le principal avantage du silicium est d'être une ressource abondante sur terre ce qui permet d'envisager des productions en adéquation avec les besoins anthropogéniques décrits précédemment (voir section 1.1).

Les limites matérielles de la technologie silicium actuelle portent sur l'Ag utilisé pour les contacts métalliques. Elles restreignent la production totale à des volumes de l'ordre du TWy. Heureusement, des métallisations de substitution sont développées et permettent de repousser cette limitation [38].

Les autres technologies semblent, dans l'état actuel des choses, dans l'incapacité de participer de manière significative à l'essor d'une industrie photovoltaïque de l'ordre du TWy [39, 40]. La rareté de l'In, du Ga et du Te limite les possibilités de développement des filières CI(G)S, multi-jonctions, et CdTe.

Le second avantage vient de la valeur de la bande interdite  $E_g$  du silicium, d'environ 1.12 eV à température ambiante. Elle permet d'espérer théoriquement un rendement assez proche du maximum pour une simple jonction comme on le voit sur la figure 1.15 [41]. Dans cette publication, Hirst et Ekins-Daukes analyse l'origine des pertes énergétiques fondamentales dans une cellule photovoltaïque à une jonction.

On voit dans la figure 1.14 que le silicium fait partie, avec le GaAs, des matériaux ayant les plus hauts rendements pour des cellules photovoltaïques simple jonction. Les efforts de recherche entrepris depuis plus de 50 ans permettent aujourd'hui d'obtenir des rendements records sur silicium de 25.0% pour des cellules monocristallines et même 25.6% avec l'utilisation d'hétérojonctions, ce qui n'est plus si loin du rendement théorique maximum de 29.4% calculé par Richter et al. [42].

Le troisième avantage vient du cousinage de la recherche et du développement du photovoltaïque avec la microélectronique sur silicium. Les avancées théoriques et technologiques nécessaires au développement de la microélectronique sur silicium ont et continuent de bénéficier à la filière silicium du photovoltaïque.

Ce lien privilégié s'est exprimé, dès le commencement de l'industrie photovoltaïque, par l'utilisation des rebuts de silicium de la microélectronique pour la production de cellules photovoltaïques. Cet appui technique et économique d'une autre industrie a contribué de manière significative à la prédominance du silicium cristallin par rapport aux autres technologies du photovoltaïque (89% du marché).

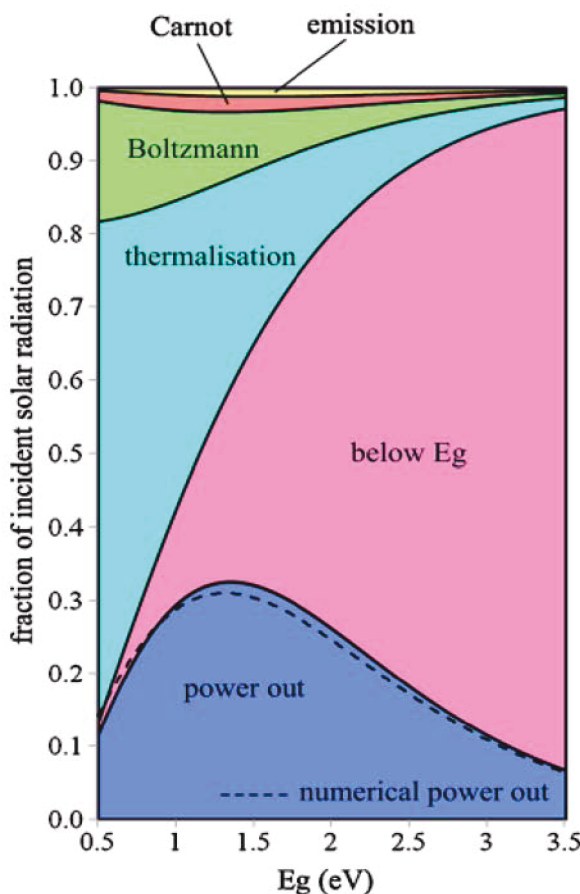


FIGURE 1.15 – Puissance extraite d’une cellule photovoltaïque idéale en fonction de  $E_g$  [41].

Cette prédominance est, elle aussi, un avantage énorme. Elle permet de pouvoir compter sur une communauté scientifique nombreuse, sur des outils de production dédiés de haute qualité et sur un plus faible risque pour les investissements. Tous ces atouts sont autant de forces pour obtenir de plus hauts rendements. Ce cercle vertueux favorisant le silicium n’est pour l’instant pas remis en cause par les technologies émergentes. Même si les différentes filières concurrentes du silicium sont très dynamiques comme on peut constater sur la figure 1.14.

La faute en revient aux limites de performances des technologies en question, à la rareté de certains matériaux utilisés, aux coûts de certaines technologies très haut rendement ou encore à la difficulté d’installations autres qu’industrielles, notamment pour les systèmes à très forte concentration dont le cœur est les cellules photovoltaïques multi-jonctions.

La retranscription des espoirs théoriques de hauts rendements de conversion pour les cellules photovoltaïques en silicium dans la réalité grâce à la persévérance des chercheurs du monde entier, l’abondance du silicium, son faible coût en compa-

---

raison des multi-jonctions, et sa prédominance dans l'industrie photovoltaïque, font du silicium un matériau pertinent pour le CPV.

### 1.3.2 Les architectures de cellules photovoltaïques en silicium cristallin pour le CPV

On trouve ici et là des exemples de concentrateurs utilisant des cellules en silicium [43, 44, 45, 46, 47]. Cependant, tous ces projets sont basés sur des cellules standards dont on modifie seulement la métallisation pour diminuer la résistance série qui est un facteur très limitant pour le fonctionnement des cellules sous concentration. Cette solution peu satisfaisante au niveau du rendement est due à l'inexistence commerciale de cellules photovoltaïques en silicium dédiées à la concentration ce qui freine le développement de cette technologie.

Les deux exceptions notables de cellules en silicium avec une architecture spécialement développée pour la concentration sont : les cellules à contacts enterrés (LGBC) inventées par l'UNSW [48] et produites par BPSolar pour être utilisées dans des démonstrateurs industriels tels que le projet EUCLIDES [26] et les cellules à contacts par points imaginées par Schwartz en 1975 [49] et produites par Sunpower [50] et Amonix [51].

L'architecture des cellules LGBC est présentée dans la figure 1.16(a). BPsolar a assuré le développement de cette technologie [52] et a aujourd'hui transféré ces compétences à NAREC solar qui est à ma connaissance le seul producteur de cellules silicium dédiées à la concentration car les cellules à contacts par points ne sont plus disponibles commercialement.

Les cellules à contacts arrière interdigités (IBC), dont l'architecture originelle est présentée dans la figure 1.16(b), sont la base des cellules à contacts par points mises au point par Swanson et al. [53] et Sinton et al. [54]. L'amélioration des contacts par points par rapport aux IBC est un contact par points des métallisations (voir figure 1.16(c)) afin de limiter les recombinaisons aux contacts. Elles ont obtenu, dès 1986, le rendement de 27.5% sous concentration qui n'a alors été dépassé qu'en 2005 par Amonix [51] de seulement 0.1% en absolu. Celui-ci est toujours le record en vigueur.

Cependant, ces cellules ne sont plus disponibles. Amonix travaille aujourd'hui sur des cellules multi-jonctions par choix stratégique de développement [55] et Sunpower ne commercialise pas de cellules à contacts par points pour la même raison. Ce dernier s'est orienté vers une production de cellules IBC dédiées à sa propre production de modules sans concentration ou à faible concentration utilisant ces cellules [56].

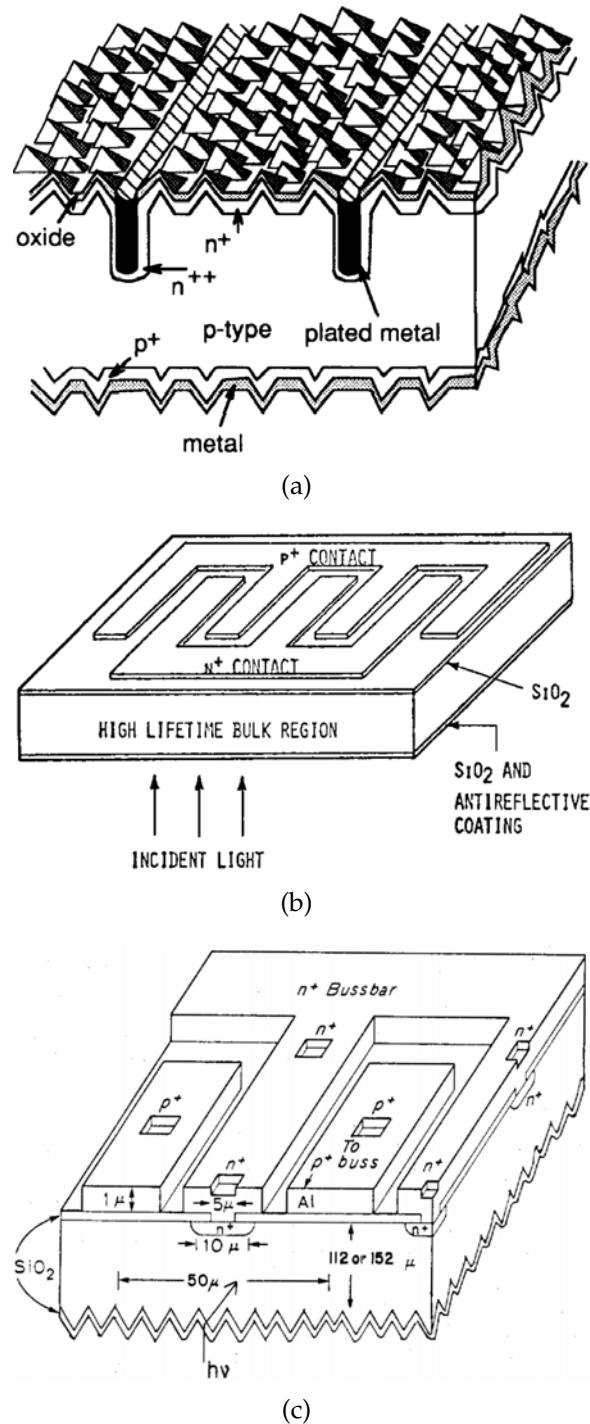


FIGURE 1.16 – Schéma d’une cellule (a) à contacts enterrés [48], (b) à contacts arrière interdigités [49] et (c) à contacts par points [54].

Malgré ces résultats enthousiasmants, la filière CPV silicium est victime d’un profond manque d’intérêt. Il est flagrant lorsque l’on compare le rendement module



---

CPV silicium record, 20.5% [57], et le rendement module plan silicium record, 22.9% [58]. Le rendement théorique maximum pour les modules CPV est plus grand que celui des modules plans mais la réalité est inverse. Cela vient du manque d'investitions sur le silicium pour des applications CPV.

Le cadre économique de recherche de la filière CPV, axé sur l'augmentation des rendements des cellules et sur l'amélioration des systèmes de très forte concentration, handicape fortement la filière CPV silicium et le développement des systèmes à concentration bas coûts nécessaires à cette filière.

Néanmoins, l'utilisation de systèmes de moyenne concentration (entre 50X et 300X) adaptés aux cellules photovoltaïques silicium, permet de relâcher les contraintes sur le système optique, le suivi du rayonnement solaire et la qualité des composants optiques. Ceci permet de minimiser les coûts pour le module et d'imaginer un système viable économiquement en alliant le meilleur des deux mondes : la technologie silicium avec sa maturité et le faible coût du matériau, et, le CPV et ses hauts rendements.

La moyenne concentration est une limite du silicium qu'il convient de décrire pour comprendre le handicap de ce matériau dans la filière CPV actuelle, nous nous y employons dans la partie suivante.

### 1.3.3 Les limites des cellules photovoltaïques en silicium cristallin pour le CPV

Le silicium est intrinsèquement limité à des niveaux de concentration correspondant à ce que l'on peut atteindre grâce aux systèmes 2D. Les concentrations plus importantes impliquent des densités de courant trop élevées qui génèrent des pertes par effet Joule à cause de la résistance série des cellules photovoltaïques en silicium cristallin [54, 36]. Malheureusement, la résistance série ne peut pas être diminuée infiniment car on a besoin de matériau pour absorber la lumière incidente. En effet, le substrat est une source de résistance qui impose donc une résistance série minimale. On cherche donc un optimum entre la résistance série et l'absorption.

Le coefficient d'absorption du silicium impose une épaisseur minimale pour ne pas dégrader fortement les performances de la cellule [54]. Cette faible absorption du silicium vient du fait qu'il est un matériau à gap indirect contrairement au GaAs qui est un gap direct [59]. La figure 1.17 présente le coefficient d'absorption et la profondeur de pénétration du silicium et du GaAs dans la gamme de longueur d'onde de 300 à 1200 nm. C'est la gamme d'intérêt pour les cellules photovoltaïques mono-jonction en silicium.

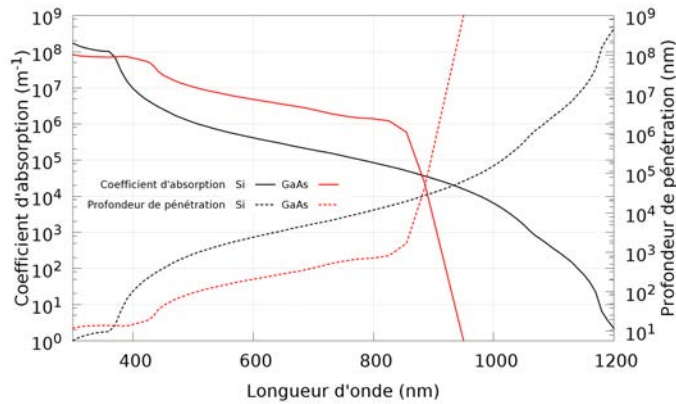


FIGURE 1.17 – Coefficient d’absorption du silicium et du GaAs selon la longueur d’onde ainsi que la profondeur de pénétration dans ces matériaux selon la longueur d’onde du rayonnement incident.

La profondeur de pénétration indique l’épaisseur de matériau nécessaire pour absorber 67% d’un rayonnement incident à une longueur d’onde donnée. Ainsi, le GaAs a cette faculté particulièrement appréciable de pouvoir absorber l’intégralité du rayonnement incident, dont l’énergie est supérieure à l’énergie de sa bande interdite, grâce à une épaisseur de matière de seulement quelques  $\mu\text{m}$ . A l’inverse, le silicium nécessite des épaisseurs bien plus importantes que les épaisseurs des substrats actuels ( $\approx 150 \mu\text{m}$ ) pour absorber les longueurs d’onde  $\lambda > 900 \text{ nm}$  lors du premier passage du rayonnement dans le silicium. Cette faible absorption impose un ingénieux piégeage optique très étudié dans la littérature afin d’augmenter la densité de courant disponible [60]. On peut ainsi diminuer la quantité de matière utilisée sans nuire au rendement global de la cellule photovoltaïque.

On notera aussi qu’au dessus des longueurs d’onde correspondant à des énergies inférieures à l’énergie du gap du silicium  $E_g$  ( $E_g \approx 1.12 \text{ eV}$  à 300 K, donc  $\lambda > 1100 \text{ nm}$ ) il y a très peu d’absorption interbande. C’est la raison pour laquelle le spectre solaire de la section 1.2.2 est présenté jusqu’à 1200 nm et non 4000 nm, qui est la limite incluse dans la norme ASTM G173-03 [20]. La gamme spectrale de 1200 à 4000 nm est une perte intrinsèque des mono-jonctions en silicium.

Un autre problème, lié à la concentration du rayonnement solaire, est l’échauffement de la cellule photovoltaïque. Un plus fort flux énergétique incident conduit fatalement à s’intéresser au comportement thermique de la cellule photovoltaïque. La partie suivante fait le point sur ce sujet.

---

## 1.4 Problématique de l'échauffement des cellules photovoltaïques

L'élévation de la température des cellules photovoltaïques est un problème car leurs performances diminuent lorsqu'elles s'échauffent [61, 62, 63]. Ce problème est encore plus sévère avec la concentration du rayonnement solaire. Les conditions d'utilisation, loin des conditions standards, sont des facteurs prépondérants de l'efficacité énergétique finale du dispositif sur l'ensemble de sa durée de vie. De nombreuses études portent sur le comportement des cellules photovoltaïques en fonction de la température [64, 65, 66, 67]. Cependant elles n'analysent pas l'origine de l'échauffement qu'elles constatent. C'est regrettable car le besoin de comprendre les mécanismes de dégradation des performances instantanées avec l'élévation de température et les dégradations à long terme, que favorisent les mécanismes de vieillissement activés thermiquement, se fait de plus en plus pressant [68].

On trouve des dizaines de formes d'équations décrivant la dégradation en température des performances d'une cellule photovoltaïque, mais la forme généralement utilisée, proposée par Evans [69], est :

$$\eta_{T_c} = \eta_{ref} [1 - \beta (T_c - T_{ref})] \quad (1.7)$$

où  $\eta_{T_c}$  est le rendement de la cellule à la température de fonctionnement  $T_c$  que l'on obtient grâce au rendement  $\eta_{ref}$  à la température de référence  $T_{ref}$  et au coefficient de température  $\beta$  qui quantifie la dégradation linéaire du rendement avec l'augmentation de la température de fonctionnement. On notera que la formulation initiale que propose Evans est :

$$\eta_{T_c} = \eta_{ref} [1 - \beta (T_c - T_{ref}) + \gamma \log_{10} G_T] \quad (1.8)$$

où  $G_T$  est la puissance incidente du rayonnement (en  $W m^{-2}$ ) et  $\gamma$  le coefficient d'illumination solaire. L'utilisation de l'équation 1.7 au lieu de l'équation 1.8 engendre une variation du coefficient  $\beta$  lorsque  $G_T$  varie. Nous reviendrons sur ce sujet dans le chapitre 3 car l'utilisation de la concentration du rayonnement solaire modifie le comportement thermique des cellules photovoltaïques.

Grâce à l'équation 1.7, on peut représenter le rendement normalisé  $\eta/\eta_{ref}$  en fonction de  $\beta$  et de l'élévation de température d'une cellule photovoltaïque en fonctionnement,  $\Delta T = T_c - T_{ref}$ .

La figure 1.18 est une cartographie du rendement normalisé en fonction du coefficient de dégradation en température  $\beta$  et de l'élévation en température de la cellule photovoltaïque. Les courbes en pointillé sur ce graphique sont des isocourbes de rendement normalisé. Le long de ces courbes, les couples  $\beta$  et  $\Delta T$  donnent un rendement normalisé identique dont la valeur est indiquée sur la droite du graphique pour chaque isocourbe. Elles servent de guides à la lecture de cette figure afin de voir l'importance de  $\beta$ , mais aussi de  $\Delta T$ , sur le rendement.

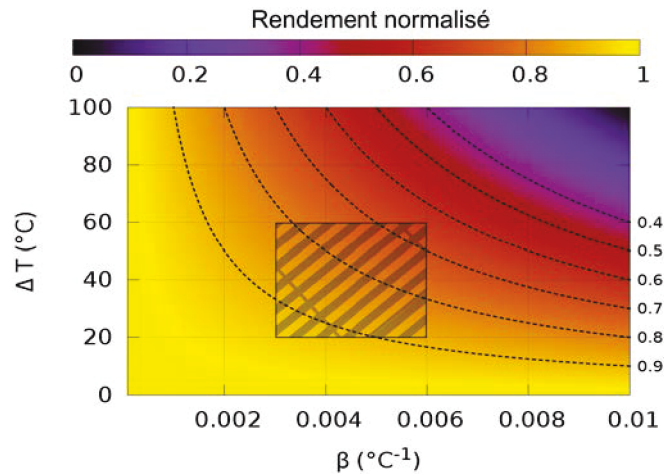


FIGURE 1.18 – Cartographie du rendement normalisé d'une cellule photovoltaïque en fonction de son coefficient de température  $\beta$  et de l'élévation de température de la cellule en fonctionnement  $\Delta T$ .

La zone hachurée symbolise la zone de fonctionnement habituelle des cellules photovoltaïques en silicium cristallin pour un rayonnement solaire AM1.5G [66, 63]. Une cellule avec un  $\beta$  faible n'est pas suffisante pour assurer un bon rendement en fonctionnement. Il faut aussi que la cellule ne fonctionne pas à une température élevée. Pour le permettre, il est intéressant d'étudier en profondeur l'origine de son échauffement afin de comprendre comment optimiser les cellules photovoltaïques pour des conditions réelles et non standards telles qu'elles le sont actuellement.

De nombreux auteurs abordent le problème de l'échauffement des modules et d'excellentes synthèses sont proposées par Royne et al. [67], Chow et al. [70] et Du et al. [71]. On trouve dans ces synthèses deux options possibles pour limiter l'échauffement : le refroidissement passif ou actif.

Le refroidissement passif se contente d'améliorer l'évacuation de la chaleur grâce à l'utilisation d'un dissipateur de chaleur formé d'une plaque de cuivre, comme dans les systèmes à haute concentration que montre la figure 1.19(a) [72], ou d'ailettes, comme sur la figure 1.13(d), où l'arrière de la cellule photovoltaïque est reliée à un tel dissipateur. Autre possibilité, la structure unibloc de la figure 1.19(b). Elle permet à la fois de concentrer la lumière grâce à un concentrateur conique linéaire et de se refroidir par échange convectif [73].

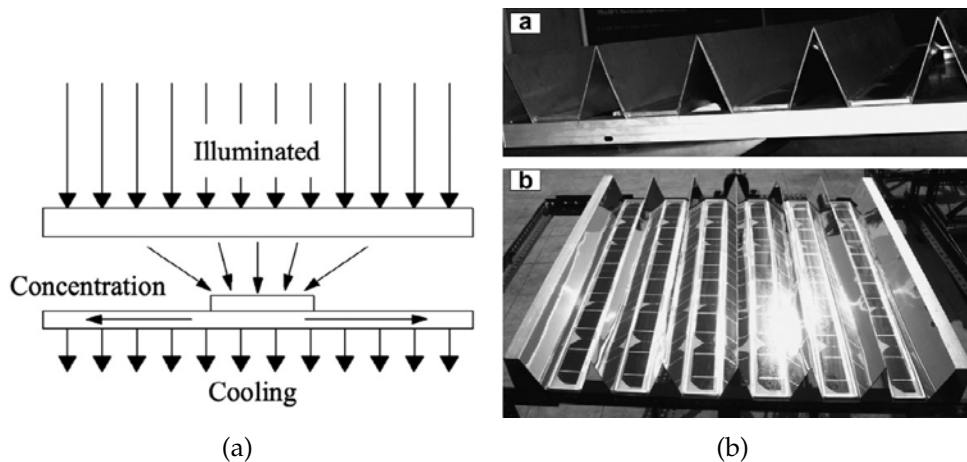


FIGURE 1.19 – Différents dispositifs de refroidissement passif : (a) dissipateur en cuivre massif [72], (b) dissipateur concentrateur en aluminium plié en forme de V [73].

Cependant, il n'est pas possible avec les systèmes passifs de valoriser cette énergie thermique. On évite seulement l'échauffement trop important des cellules photovoltaïques qui serait dommageable à leur performance.

Au contraire, les systèmes actifs se différencient par l'utilisation d'une circulation de fluide permettant le refroidissement des cellules et la récupération de l'énergie thermique grâce à la valorisation de l'échauffement du fluide dans un système secondaire. Le système secondaire peut être un ballon d'eau chaude, un système de ventilation d'air chaud, une pompe à chaleur, un échangeur thermique permettant le stockage de l'énergie thermique ou d'autres systèmes, dont la liste exhaustive n'est pas utile ici.

Cette valorisation de l'énergie thermique vient en supplément de l'énergie électrique convertie grâce au système photovoltaïque et permet de valoriser l'énergie thermique indissociable de la création d'énergie électrique via des cellules photovoltaïques. De plus, le rendement de l'installation est amélioré et la température de fonctionnement, diminuée. Deux exemples de dispositifs actifs sont présentés dans la figure 1.20.

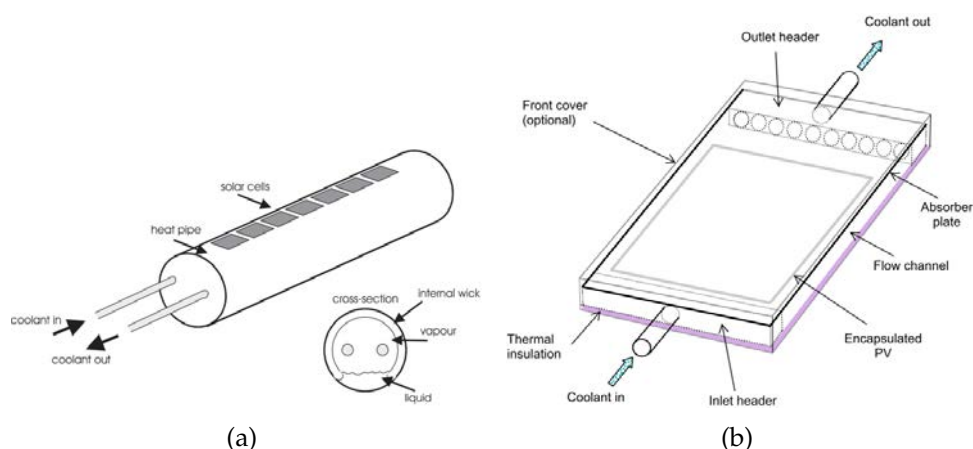


FIGURE 1.20 – Différents dispositifs de refroidissement actif : (a) échangeur thermique à tubes [74] , (b) échangeur PVT plan classique [70].

L'efficacité d'un dispositif de refroidissement, actif ou passif, est exprimé au travers d'un coefficient d'échange thermique  $h_c$  exprimé en  $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$  qui est l'inverse de la résistance thermique du dispositif,  $R$ . Les systèmes passifs ont des coefficients d'échange thermique faibles en comparaison des systèmes actifs [67]. Cependant, les systèmes passifs sont beaucoup moins complexes et donc moins coûteux. Ils ne nécessitent pas de gestion du fluide de refroidissement qui est simplement l'air ambiant. Ceci en fait des solutions simples et efficaces, même pour de hautes concentrations [72].

La solution la plus intéressante économiquement n'est pas simple à déterminer. Beaucoup de paramètres rentrent en compte selon le système et le type d'utilisation énergétique souhaitée. Dans tous les cas, le comportement thermique d'une cellule est une information indispensable pour choisir au mieux le système de refroidissement adapté en jugeant des bénéfices et des inconvénients de chacun.

## 1.5 Contenu de la thèse

La recherche d'une énergie renouvelable d'origine photovoltaïque à un coût raisonnable nécessite l'étude approfondie du comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques en silicium cristallin sous concentration afin d'estimer leur potentiel. Pour cela, il est nécessaire de s'intéresser aux aspects thermiques qui ne sont pas traités de manière approfondie dans la littérature.

Les contextes économique, écologique et scientifique posés dans ce premier chapitre permettent de comprendre les potentialités et les besoins du photovoltaïque. Les travaux de cette thèse s'articulent autour de la volonté de participer au développement du potentiel de la filière silicium du CPV et plus largement à l'essor du photovoltaïque comme source d'énergie de masse.

---

Dans le chapitre 2, on souligne l'absence de modèle sur l'origine de l'échauffement issu du fonctionnement de la cellule photovoltaïque et des transferts de chaleur associés alors que pléthore de modèles traitent de la modélisation des cellules photovoltaïques. Pour remédier à cela, un modèle tenant compte de tous les phénomènes physiques présents dans une cellule photovoltaïque sous illumination quelconque a été développé. Celui-ci est présenté dans le chapitre 2.

Il permet de déterminer les caractéristiques de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque en tenant compte des aspects électrique, radiatif et thermique. Un des buts premiers du modèle est de faire ressortir l'importance de la thermique dans le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque. Le rendement d'une cellule photovoltaïque dans les conditions standards n'est pas l'alpha et l'omega de ses performances. Cette cellule photovoltaïque chauffe. Sa température de fonctionnement va donc avoir un impact sur ses performances.

Grâce au modèle développé, des analyses ont été menées et des paramètres identifiés pour permettre de contrôler la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque. Les couplages des différents phénomènes entre eux sont eux aussi étudiés pour montrer l'impact fort de la prise en compte de la thermique. Des pistes de développement sont présentées et des modifications sur les normes de caractérisation sont suggérées afin de rendre compte de la qualité des modules dans des conditions d'opération réelles. Toutes ces simulations sont présentées dans le chapitre 3. Des mesures expérimentales sont réalisées avec l'objectif de confirmer l'évolution de la température en fonction de la tension appliquée aux bornes d'une cellule photovoltaïque.

Dans le chapitre 4, les différents types d'architecture de cellules photovoltaïques développés dans la littérature sont présentés. Les forces et les faiblesses de chaque architecture sont exposées et le choix de l'architecture 3IBC (Ion Implanted Interdigitated Back Contacts) justifié pour l'utilisation au sein d'un dispositif à concentration faisant de la cogénération. Leur procédé de fabrication est décrit et ses avantages mis en évidence.

L'optimisation du design de la résistance série de telles cellules en accord avec les limites technologiques identifiées est relatée. Puis les résultats obtenus au niveau de la fabrication de cellules 3IBC sont exposés. A commencer par l'amélioration de la métallisation de la face arrière des cellules 3IBC.

Finalement, les verrous technologiques rencontrés sont décrits et les meilleures solutions pour en venir à bout présentées.

## Chapitre 2

# Modélisation électro-thermo-radiative d'une cellule photovoltaïque en silicium cristallin

Les modèles simulant le comportement des cellules photovoltaïques tiennent seulement compte des aspects électriques et de certains aspects optiques mais généralement ne tiennent pas compte de la thermique. La modélisation est alors confinée au cas standard d'une cellule photovoltaïque isotherme quelles que soient les conditions d'illumination, la température ambiante, les conditions convectives... Les modèles les plus connus, PC1D [75] et AMPS [76], ne permettent pas de prendre en compte ce genre de considérations de manière satisfaisante. L'étude même de l'origine de l'échauffement dans une cellule photovoltaïque est insuffisamment traitée dans la littérature pour rendre compte des couplages entre les différents phénomènes physiques qui ont lieu lors du fonctionnement réel d'une cellule photovoltaïque. De plus, les répartitions fréquentielle et directionnelle des rayonnements incidents sont peu considérées, ce qui limite le degré d'analyse possible grâce à ces modélisations dans les conditions opératoires.

L'approche générale rencontrée dans la littérature pour prendre en compte les effets thermiques [63] consiste à considérer les modules photovoltaïques dans leur ensemble et à utiliser des corrélations empiriques entre les conditions environnementales et le rendement. Ce traitement des effets thermiques est insatisfaisant pour aboutir à une compréhension des mécanismes thermiques couplés aux autres mécanismes physiques au niveau de la cellule photovoltaïque elle-même. De plus, on optimise à outrance les paramètres de fabrication des cellules photovoltaïques pour augmenter leur rendement en conditions standards mais on néglige les conditions opératoires réelles.

Une modélisation du comportement électro-thermo-radiatif d'une cellule photovoltaïque en silicium cristallin permet d'appréhender les interactions entre les différentes composantes physiques entrant en jeu et de tirer des tendances vis-à-vis de l'impact de la thermique qui est indissociable du reste du comportement de la cel-



---

lule. La compréhension de l'interaction de l'énergie photonique et la matière et les conditions de production de l'énergie thermique dans une cellule photovoltaïque permet de penser à un fonctionnement à haute température afin de valoriser au mieux cette énergie dans des systèmes hybrides de cogénération [70].

Notre travail s'appuie sur les contributions de Cristian Muresan, Rodolphe Vailion et leurs collaborateurs ayant participé à la genèse du modèle. Nous l'avons enrichi afin de décrire de manière encore plus pertinente les comportements électrique et thermique d'une cellule photovoltaïque dans des conditions opératoires quelconques. Le travail de thèse de Muresan [18] est à ce titre une base essentielle de notre travail, dans lequel les bases du modèle radiatif et thermique sont décrites et analysées.

L'investigation menée dans notre travail est une modeste contribution à la compréhension en profondeur des mécanismes reliant l'ensemble des phénomènes physiques au sein d'une cellule photovoltaïque. Une description quantitative des phénomènes électriques, radiatifs et thermiques est proposée dans ce chapitre et constitue le premier modèle électro-thermo-radiatif complet d'une cellule photovoltaïque en silicium cristallin que nous connaissions. Il est basé sur le principe de conservation de l'énergie et les équations de transport des porteurs de charge, et permet de comprendre le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque dans des conditions opératoires ainsi que de dresser un bilan fréquentiel des interactions en jeu.

Pour cela, nous commençons par donner une description géométrique du problème ainsi que les hypothèses de simulation retenues. Avec ces bases, la description du modèle de transport de porteurs de charge permet de comprendre toute l'importance du couplage entre les phénomènes électriques, radiatifs et thermiques. La connaissance des taux de génération de porteurs de charge étant requise pour résoudre le problème électrique, l'étude du modèle radiatif s'impose et sa description est faite.

Puis, le modèle thermique est présenté avec la volonté de rendre compte de l'ensemble des phénomènes thermiques prenant place dans une cellule photovoltaïque en silicium. Un résumé de l'état de l'art sur la question permet de situer l'intérêt de notre contribution.

La résolution des équations de ces trois modèles nécessite des modèles de propriétés physiques adéquats que fournit une abondante littérature. Toutefois, la densité intrinsèque de porteurs de charge a une importance prépondérante dans le comportement thermique d'une cellule photovoltaïque en silicium, d'où l'analyse approfondie que nous avons menée et qui nous a amenés à proposer un nouveau modèle de dépendance en température de la densité intrinsèque de porteurs de charge dans le silicium cristallin [77].

Puis, suite à la mise en évidence de l'importance de la température sur les propriétés physiques du silicium, nous présentons deux manières de traiter le couplage électro-thermo-radiatif grâce à deux algorithmes, l'un utilisant le principe de superposition (POS), l'autre non. Les différences entre ces deux algorithmes expliquent le choix habituel d'ignorer les effets thermiques et illustrent dans le même temps leur

---

nécessaire prise en compte.

Enfin, le choix du maillage et la convergence en température sont présentés. Ceci témoigne de l'attention donnée au choix des méthodes numériques.

## 2.1 Généralités sur la modélisation d'une cellule photovoltaïque

### 2.1.1 Géométrie de la structure simulée

La figure 2.1 décrit l'ensemble des considérations énergétiques du modèle et sa géométrie. La géométrie considérée est une cellule photovoltaïque en silicium cristallin en une dimension. Cette cellule est obtenue grâce à un substrat de silicium de type  $p$  d'une épaisseur  $W_P + W_N$  sur lequel un collecteur d'électrons de type  $n$  d'une épaisseur  $W_N$  est réalisé. La jonction  $pn$  est modélisée en trois zones distinctes :

- une région quasi-neutre de type  $n$  s'étalant sur l'axe  $x$  de 0 à  $W_N - X_N$  avec un dopage uniforme de densité  $N_d$ , le collecteur d'électrons (EQN)
- une zone de charge d'espace (ZCE) s'étalant sur l'axe  $x$  de  $W_N - X_N$  à  $W_N + X_P$
- une région quasi-neutre de type  $p$  s'étalant sur l'axe  $x$  de  $W_N + X_P$  à  $W_N + W_P$  avec un dopage uniforme de densité  $N_a$ , le collecteur de trous (HQN)

La jonction est polarisée grâce à une charge résistive permettant de contrôler la tension aux bornes de la cellule.

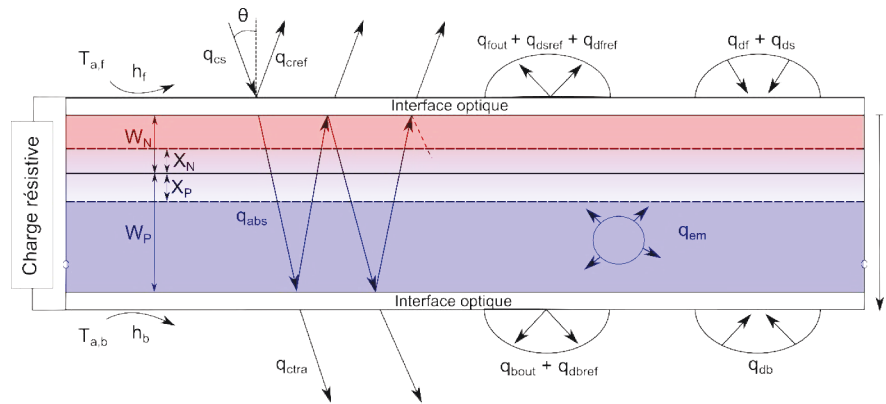


FIGURE 2.1 – Schéma synthétique du bilan radiatif, des conditions thermiques et de la géométrie de la cellule.

Les échanges thermiques par convection (naturelle ou forcée) sont modélisés sur la face avant par un coefficient d'échange thermique  $h_f$  et sur la face arrière,  $h_b$ . En ce qui concerne le bilan énergétique, en plus des échanges convectifs, il y a d'une part les rayonnements entrants, direct solaire  $q_{cs}$ , diffus solaire  $q_{ds}$ ,  $q_{df}$  et  $q_{db}$  les diffus environnants en face avant et arrière de la cellule photovoltaïque. D'autre part, les rayonnements sortants tels que  $q_{cref}$  le direct solaire réfléchi en face avant,  $q_{ctra}$  le direct solaire transmis en face arrière,  $q_{dsref}$  le diffus solaire réfléchi en face avant,  $q_{dfref}$  le diffus environnant réfléchi en face avant,  $q_{fout}$  le diffus sortant de la cellule photovoltaïque par la face avant (somme du diffus environnant transmis depuis la face arrière et de l'émission thermique du silicium par la face avant),  $q_{dbref}$  le diffus environnant réfléchi en face arrière et  $q_{bout}$  le diffus sortant de la cellule photovoltaïque

par la face arrière (somme du diffus environnant transmis depuis la face avant et de l'émission propre du silicium par la face arrière). Les grandeurs  $q_{abs}$  et  $q_{em}$  sont des grandeurs intermédiaires utiles au calcul des rayonnements sortants.  $q_{abs}$  est l'énergie absorbée par le silicium grâce aux différents mécanismes d'absorption et  $q_{em}$  est l'énergie émise par chaque élément volumique de silicium de par sa température et son émissivité.

## 2.1.2 L'équation de Shockley

Dans une cellule photovoltaïque, le rayonnement incident crée des porteurs de charge grâce à l'absorption, du fait du mécanisme d'absorption interbande, par le silicium des photons incidents ; c'est l'effet photovoltaïque. Ce mécanisme décrit la création d'une paire électron-trou pour chaque photon du rayonnement incident dont l'énergie  $h\nu$  est suffisante pour envoyer un électron de la bande de valence jusqu'à la bande de conduction [59]. Une fois la paire créée, faut-il encore la collecter avant que les porteurs de charge ne se recombinent. C'est la fonction de la jonction  $pn$  qui lorsqu'on la polarise grâce à une charge résistive permet la collecte d'une partie de l'énergie photonique incidente sous forme électrique. Le lien entre la densité de courant extraite et la tension aux bornes de la cellule photovoltaïque est généralement modélisé simplement grâce à l'équation de Shockley [59] :

$$J_L(V) = -J_{sc} + J_D(V) = -J_{sc} + J_{01} \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.1)$$

où  $J_{sc}$  est la densité de courant de court-circuit,  $J_D$  la densité de courant de recombinaison,  $J_{01}$  le paramètre de recombinaison [78] plus communément nommé courant de saturation,  $V$  la tension appliquée aux bornes de la cellule photovoltaïque et  $T$  la température de la cellule photovoltaïque.

Le modèle de Shockley décrit par l'équation 2.1 s'appuie sur quatre hypothèses :

- la quasi neutralité des zones hors ZCE
- les densités de porteurs aux limites de la ZCE sont reliées par le potentiel électrostatique de la jonction
- la faible injection
- pas de recombinaison dans la ZCE

La plus forte de ces hypothèses dans le cas de notre étude et celle portant sur les conditions de faible injection. Plus le niveau de concentration est élevé, plus il y a de porteurs de charge minoritaires. Lorsque le niveau de porteurs de charge minoritaires devient significatif devant celui des porteurs de charge majoritaires ( $n_{min} > 0.1n_{maj}$ ), l'hypothèse de faible injection n'est plus valable. Selon les niveaux de dopage du silicium et de concentration, la cellule photovoltaïque se situe en faible ou forte injection. Cependant, si le problème d'un traitement à forte injection est nécessaire pour une utilisation à très forte concentration (1000 soleils), les conditions nécessaires à la cogénération ne l'impose pas ce qui permet au modèle d'être perti-

nent pour nos analyses comme nous le verrons par la suite. Avec ces hypothèses,  $J_{01}$  s'exprime tel que [59] :

$$J_{01} = qn_{i,eff}^2 \left( \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n} \frac{1}{N_a}} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{1}{N_d}} \right) \quad (2.2)$$

où  $n_{i,eff}$  est la densité de porteurs de charge intrinsèque effective,  $D_n$  et  $D_p$  les diffusivités des porteurs de charge minoritaires dans les régions dopées, respectivement,  $n$  et  $p$ ,  $\tau_n$  et  $\tau_p$  les durées de vie des porteurs de charge minoritaires dans les régions dopées, respectivement,  $n$  et  $p$ . La densité de porteurs de charge intrinsèque  $n_i$  est liée à  $n_{i,eff}$  par la relation [77] :

$$n_{i,eff} = n_i \gamma_{BGN} \quad (2.3)$$

où  $\gamma_{BGN}$  est un facteur correctif de  $n_i$  permettant de rendre compte du rétrécissement de la bande interdite (BGN) induit par un fort dopage ou une forte injection. Nous donnons plus de détails dans la partie 2.5.3 sur le rétrécissement de la bande interdite et la dépendance de  $n_i$  en fonction de la température.

Une caractéristique I-V d'une cellule photovoltaïque sous éclairage (figure 2.2) est représentée couramment par la valeur absolue de la densité de courant au lieu de sa valeur algébrique négative. Son allure générale et l'équation 2.1 nous amène à introduire les grandeurs caractéristiques d'une cellule photovoltaïque que sont la densité de courant de court-circuit  $J_{sc}$ , la tension de circuit ouvert  $V_{oc}$ , la densité de courant au point de puissance maximale  $J_{mpp}$ , la tension au point de puissance maximale  $V_{mpp}$ , le facteur de forme  $FF$  et le rendement électrique  $\eta$ . Chacune de ces grandeurs est associée à un point de fonctionnement particulier de la cellule photovoltaïque. Les trois points de fonctionnement essentiels sont représentés sur la figure 2.2, le court-circuit, caractérisé par une tension nulle et le courant éponyme, le point de puissance maximale, caractérisé, comme son nom l'indique, par le maximum de puissance extraite  $P_{max}$  et enfin le circuit ouvert, qui correspond au point de fonctionnement pour lequel la tension de circuit ouvert donne un courant nul sous éclairage.

En s'appuyant sur la définition de que l'on vient de donner du court-circuit et sur l'équation 2.1, on peut exprimer le  $V_{oc}$  selon l'expression suivante :

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{J_{sc}}{J_{01}} + 1 \right) \quad (2.4)$$

Le facteur de forme est quand à lui, un facteur pratique pour quantifier la nécessaire perte d'énergie liée à l'utilisation d'une diode pour séparer les porteurs de charge. En effet, un compromis entre la tension appliquée et le courant extrait est nécessaire. Ce facteur est donc le ratio entre la puissance maximale extraite et la puissance idéale :

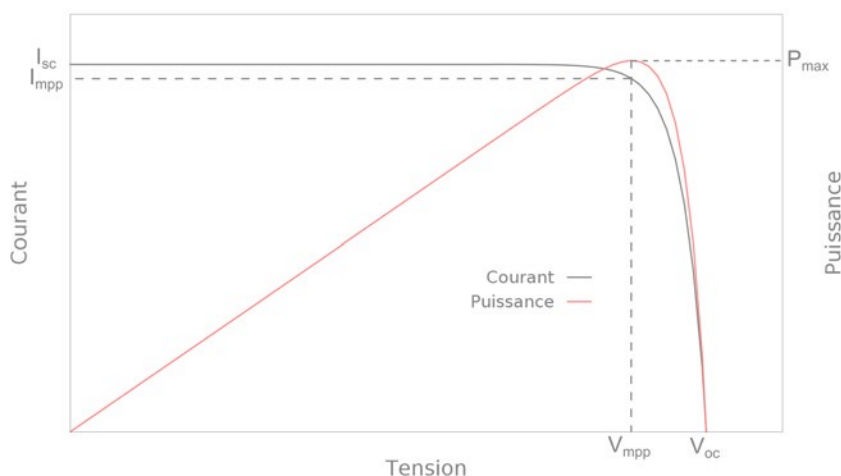


FIGURE 2.2 – Caractéristique I-V d'une cellule photovoltaïque sous éclairage avec ses paramètres principaux.

$$FF = \frac{J_{mpp} V_{mpp}}{J_{sc} V_{oc}} \quad (2.5)$$

On notera que grâce aux travaux de Green [79], on a une expression pour une cellule idéale du pseudo facteur de forme  $FF_0$  qui est la limite supérieure au facteur de forme. Dans une cellule photovoltaïque réelle, la résistance série  $R_s$  diminue le  $FF$  selon la relation suivante :

$$FF = FF_0 (1 - r_s) \quad (2.6)$$

$$FF_0 = \frac{v_{oc} - \ln(v_{oc} + 0.72)}{v_{oc} + 1} \quad (2.7)$$

où  $r_s$  est la résistance série normalisée de la cellule photovoltaïque ( $r_s = \frac{R_s J_{sc}}{V_{oc}}$ ) et  $v_{oc}$  la tension de circuit ouvert normalisée ( $v_{oc} = \frac{V_{oc} q}{kT}$ ). Nous rappelons ici que les résistances parasites que sont les résistances série et parallèle sont négligées dans notre étude.

La définition du rendement d'une cellule photovoltaïque est le ratio entre la puissance maximale produite  $P_{max}$  et la puissance incidente  $P_{inc}$  mais on peut aussi l'exprimer en fonction des grandeurs caractéristiques que sont  $J_{sc}$ ,  $V_{oc}$  et  $FF$  :

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_{inc}} = \frac{J_{sc} V_{oc} FF}{P_{inc}} \quad (2.8)$$

L'hypothèse selon laquelle il n'y a pas de recombinaison dans la ZCE est fautive [80]. Le fait de prendre en compte les recombinaisons dans la ZCE induit l'addition dans le courant total  $J_L$  d'un courant de recombinaison  $J_{rec}$  de la forme :

$$J_{rec}(V) = J_{02} \left( \exp \left( \frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right) \quad (2.9)$$

avec

$$J_{02} \approx \frac{qXn_i}{2\tau_0} \quad (2.10)$$

où  $X = X_N + X_P$  est l'épaisseur totale de la ZCE et  $\tau_0 = \tau_n = \tau_p$ .

En sommant  $J_{rec}$  au modèle de Shockley, on obtient l'équation 2.11, appelée modèle à deux diodes qui est le modèle le plus couramment utilisé pour décrire le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque :

$$J = -J_{ph} + J_{01} \left( \exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) + J_{02} \left( \exp \frac{qV}{2kT} - 1 \right) \quad (2.11)$$

Le modèle à deux diodes décrit le comportement d'une diode sous éclairage plus exactement que le modèle de Shockley mais il apporte une complexité superflue pour l'étude de la dégradation en température des performances d'une cellule photovoltaïque. Le ratio entre le courant de recombinaison de la diode idéale  $J_D$  et le courant de recombinaison dans la ZCE  $J_{rec}$  met en évidence que  $J_D$  domine  $J_{rec}$  pour les fortes tensions et que cette domination s'accroît lorsque la température augmente [59]. Il s'exprime tel que :

$$\frac{J_D}{J_{rec}} = 2 \frac{n_{i,eff} L_p}{N_d W} \exp \left( \frac{qV}{2kT} \right) \quad (2.12)$$

De plus, la gamme de tension sur laquelle  $J_D$  domine  $J_{rec}$  s'étend vers les plus faibles tensions lorsque la température augmente. Ainsi le modèle de Shockley est suffisant pour décrire pertinemment le comportement en température d'une cellule photovoltaïque comme l'a fait Singh [81] car le  $V_{mpp}$  d'une cellule photovoltaïque est plus proche du  $V_{oc}$  que de la tension nulle du court-circuit. De même, les résistances parallèle et série n'ont pas une influence notable sur la dégradation en température comme le signale Wysocki [61], ce qui justifie l'étude du cas idéal sans résistances parasites.

Lorsqu'une cellule photovoltaïque chauffe, le  $V_{oc}$  et le  $FF$  diminuent fortement à cause de la diminution de la bande interdite du silicium et de l'augmentation du courant de recombinaison alors que le  $J_{sc}$  n'augmente que faiblement grâce à la diminution de la bande interdite lorsque la température augmente, résultant au final en une dégradation du rendement [61, 81]. Étant donné le faible impact de la variation du  $J_{sc}$  en fonction de la température, elle est négligée dans la suite du raisonnement présenté ci-dessous. Par contre, il en est tout autrement pour les variations de  $V_{oc}$  et de  $FF$  en fonction de la température. Les dérivations de  $V_{oc}$  et de  $FF$  en fonction de la température sous la forme des équations 2.13 et 2.14 ont été faites par Singh [81] et sont formulées comme suit :

$$\frac{dFF}{dT} = \frac{\frac{dV_{oc}}{T} - \frac{V_{oc}}{T}}{V_{oc} + V_{th}} \left( \frac{\frac{V_{oc}}{V_{th}} - 0.28}{\frac{V_{oc}}{V_{th}} + 0.72} - FF \right) \quad (2.13)$$

$$\frac{dV_{oc}}{dT} = \frac{V_{oc}}{T} + V_{th} \left( \frac{1}{J_{sc}} \frac{dJ_{sc}}{dT} - \frac{1}{J_{01}} \frac{dJ_{01}}{dT} \right) \quad (2.14)$$

On notera que la variation de  $FF$  repose exclusivement sur la variation de  $V_{oc}$  en fonction de la température ce qui fait de  $V_{oc}$ , et en particulier  $J_{01}$ , le paramètre le plus influant dans la dégradation en température d'une cellule photovoltaïque. D'où l'importance primordiale de la densité intrinsèque en porteurs de charge  $n_i$  qui intervient dans l'équation 2.2 de  $J_{01}$ .

Après ces généralités sur la géométrie des cellules photovoltaïques que nous étudions grâce au modèle développé durant cette thèse et celles sur certaines caractéristiques principales d'une cellule photovoltaïque, il est temps d'aborder la description du modèle lui-même.

## 2.2 Modèle de transport des porteurs de charge

Le but du modèle global est de fournir le comportement électrique d'une cellule photovoltaïque sous n'importe quel rayonnement en tenant compte de l'impact de la thermique et des échanges radiatifs. Simuler le comportement électrique signifie connaître le mouvement moyen des porteurs de charge dans l'ensemble de la jonction  $pn$ , c'est à dire le courant électrique. Pour cela nous utilisons les équations de continuité qui gouvernent le mouvement des porteurs de charge [82] :

$$J_e(x) = q\mu_e(x)n_e(x)E(x) + qD_e(x)\frac{\partial n_e(x)}{\partial x} \quad (2.15)$$

$$J_h(x) = q\mu_h(x)n_h(x)E(x) - qD_h(x)\frac{\partial n_h(x)}{\partial x} \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial J_e(x)}{\partial x} + q(g(x) - U_e(x)) = 0 \quad (2.17)$$

$$-\frac{\partial J_h(x)}{\partial x} + q(g(x) - U_h(x)) = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_{si}} (n_h(x) - n_e(x) + N_d^+(x) - N_a^-(x)) \quad (2.19)$$

Les indices,  $e$  et  $h$ , indiquent respectivement les quantités associées aux électrons et aux trous.  $J_e$  et  $J_h$  sont les densités de courant des porteurs de charge,  $q$  la charge élémentaire,  $\mu_e$  et  $\mu_h$  les mobilités des porteurs de charge,  $n_e$  et  $n_h$  les densités des porteurs de charge,  $E$  le champ électrique,  $D_e$  et  $D_h$  les diffusivités des porteurs de



charge,  $g$  le taux de génération des porteurs de charge qui est obtenu grâce à résolution du problème radiatif que nous détaillerons dans la partie 2.3,  $U_e$  et  $U_h$  les taux de recombinaison des porteurs de charge,  $\epsilon_{Si}$  la permittivité diélectrique du silicium, et  $N_a^-$  et  $N_d^+$  les concentrations en impuretés d'accepteurs et de donneurs ionisés. Dans le modèle, on pose l'hypothèse d'une ionisation complète des impuretés, donc  $N_a^- = N_a$  et  $N_d^+ = N_d$ .

En injectant l'équation 2.15 dans l'équation 2.17 et l'équation 2.16 dans l'équation 2.18, on obtient les équations de transport :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial D_e(x)}{\partial x} \frac{\partial n_e(x)}{\partial x} + D_e \frac{\partial^2 n_e(x)}{\partial x^2} + \frac{\partial \mu_e(x)}{\partial x} n_e(x) E(x) \\ & + \frac{\partial n_e(x)}{\partial x} \mu_e(x) E(x) + \frac{\partial E(x)}{\partial x} \mu_e(x) n_e(x) + g(x) - U_e(x) = 0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial D_h(x)}{\partial x} \frac{\partial n_h(x)}{\partial x} - D_h \frac{\partial^2 n_h(x)}{\partial x^2} - \frac{\partial \mu_h(x)}{\partial x} n_h(x) E(x) \\ & - \frac{\partial n_h(x)}{\partial x} \mu_h(x) E(x) - \frac{\partial E(x)}{\partial x} \mu_h(x) n_h(x) + g(x) - U_h(x) = 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Dans le cas des régions EQN et HQN, le champ électrique  $E$  est nul ce qui simplifie le traitement du problème électrique car l'équation 2.19 n'est plus nécessaire. De plus, en posant l'hypothèse raisonnable selon laquelle la variation de la mobilité des porteurs de charges est négligeable dans chaque zone on aboutit à la transformation des équations 2.20 et 2.21, pour les zones quasi-neutres EQN et HQN, en :

$$D_e \frac{d^2 n_e(x)}{dx^2} - U_e(x) + g(x) = 0 \quad (2.22)$$

$$D_h \frac{d^2 n_h(x)}{dx^2} - U_h(x) + g(x) = 0 \quad (2.23)$$

Dans le cas général, nous devrions résoudre les équations 2.22 et 2.23 dans l'ensemble de la cellule photovoltaïque pour connaître les densités de porteurs de charge. Or, les hypothèses que nous avons posées, à savoir, la faible injection et les zones quasi-neutres permettent de découper la cellule photovoltaïque en trois zones : EQN, ZCE et HQN. Ce qui permet de simplifier la résolution du problème dans chaque zone.

Pour la ZCE, les densités de porteurs de charge sont faibles à cause du fort champ électrique. On peut donc considérer que tous les porteurs photogénérés dans cette zone sont collectés et qu'ils ne subissent pas de recombinaison, ce qui se traduit en équation par l'expression de la densité de courant suivante :

$$J_{ZCE} = q \int_{W_N - X_N}^{W_N + X_P} g(x) dx \quad (2.24)$$

où  $X_N$  et  $X_P$  sont les étendues de la ZCE dans, respectivement, EQN et HQN. On obtient leurs valeurs grâce aux relations [59] :

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_a N_d}{n_{i,eff}^2} \right) \quad (2.25)$$

$$X_N = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}(V_{bi} - V)}{q} \frac{N_d}{N_a(N_a + N_d)}} \quad (2.26)$$

$$X_P = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}(V_{bi} - V)}{q} \frac{N_a}{N_d(N_a + N_d)}} \quad (2.27)$$

où  $V_{bi}$  est la tension interne de la jonction  $pn$ . On notera que  $X_N$  et  $X_P$  varient en fonction de la tension  $V$ .

En ce qui concerne EQN et HQN, dans le cas de la faible injection, le courant des porteurs de charge majoritaire est faible devant celui des porteurs de charge minoritaire. En effet, le courant de dérive (le premier terme du membre de droite des équations 2.15 et 2.16) est considéré nul car le champ électrique  $E$  est nul dans les zones quasi-neutres et le courant de diffusion (le second terme du membre de droite des équations 2.15 et 2.16) des porteurs de charge majoritaire est négligeable devant celui des porteurs de charge minoritaire du fait de la faiblesse du nombre de porteurs de charge photogénérés devant le niveau de dopage d'une zone quasi-neutre en faible injection. On peut donc, dans chaque zone quasi-neutre, ne résoudre que l'équation correspondant aux porteurs de charge minoritaire. D'où, dans HQN, on résout l'équation 2.22 et dans EQN, l'équation 2.23.

A partir des densités de porteurs de charge minoritaire dans les zones quasi-neutres, on est capable d'obtenir la densité de courant des porteurs de charge minoritaire aux abords de la ZCE. On considère alors que tous les porteurs de charge minoritaire arrivés sans se recombiner jusqu'à la ZCE sont collectés grâce au fort champ électrique de la ZCE et qu'une fois passés dans la zone où ils sont majoritaires, ils sont collectés. Par conséquent, les densités de courant  $J_{EQN}$  et  $J_{HQN}$ , correspondant respectivement à la densité de courant de porteurs de charge minoritaire collectée dans EQN et HQN, sont obtenues grâce aux densités de courants  $J_h(W_N - X_N)$  et  $J_e(W_N + X_P)$  que l'on calcule grâce aux équations 2.15 et 2.16 :

$$J_{EQN} = -qD_h \left. \frac{\partial n_h}{\partial x} \right|_{x=W_N - X_N} \quad (2.28)$$

$$J_{HQN} = qD_e \left. \frac{\partial n_e}{\partial x} \right|_{x=W_N + X_P} \quad (2.29)$$

Pour résoudre les équations 2.22 et 2.23 permettant de déterminer  $J_{EQN}$  et  $J_{HQN}$ , il faut définir des conditions aux limites. Ces équations sont des équations diffé-

rentielles du second ordre, deux conditions aux limites sont nécessaires pour les résoudre. La vitesse de recombinaison en surface permet d'en définir une pour EQN avec l'équation 2.30 et une pour HQN avec l'équation 2.31 et la seconde vient de la valeur du produit  $n_h n_e$  aux abords de la ZCE au travers des équations 2.32 et 2.33 [82].

$$\left. \frac{\partial n_e}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{S_e}{D_e} \Delta n_e(0) \quad (2.30)$$

$$\left. \frac{\partial n_h}{\partial x} \right|_{x=W_N+W_P} = \frac{S_h}{D_h} \Delta n_h(W_N + W_P) \quad (2.31)$$

$$n_h(W_N - X_N) n_e(W_N - X_N) = n_{i,eff}^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.32)$$

$$n_h(W_N + X_P) n_e(W_N + X_P) = n_{i,eff}^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.33)$$

où  $\Delta n_h$  et  $\Delta n_e$  sont les densités de porteurs de charge minoritaires en excès. Elles sont définies par rapport aux concentrations à l'équilibre thermodynamique  $n_{h0}$  et  $n_{e0}$  telles que  $\Delta n_h = n_h - n_{h0}$  et  $\Delta n_e = n_e - n_{e0}$  avec pour EQN,  $n_{h0} = n_{i,eff}^2 / N_d$  et  $n_{e0} = N_d$  et pour HQN,  $n_{h0} = N_a$  et  $n_{e0} = n_{i,eff}^2 / N_a$ ,  $n_{i,eff}$  est la densité de porteurs de charge intrinsèque effective,  $S_h$  et  $S_e$  sont les vitesses de recombinaison en surface ( $x = 0$  pour EQN et  $x = W_N + W_P$  pour HQN) des porteurs de charge minoritaires. On sait qu'à l'équilibre thermodynamique, on a :

$$n_{e0} n_{h0} = (n_{i,eff})^2 \quad (2.34)$$

Avec l'hypothèse supplémentaire  $\Delta n = \Delta n_e = \Delta n_h$ , on peut développer le membre de gauche de l'équation 2.32 afin d'obtenir l'expression de  $\Delta n(W_N - X_N)$  qui est l'information qui nous intéresse pour pouvoir calculer la densité de courant  $J_{EQN}$ . Pour alléger l'écriture des équations  $n_{e0}$ ,  $n_{h0}$  et  $\Delta n$  sont les grandeurs associées à la position  $x = W_N - X_N$  :

$$\begin{aligned} (n_{e0} + \Delta n)(n_{h0} + \Delta n) &= (n_i \gamma_{BGN})^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \\ \Delta n^2 + \Delta n(n_{e0} + n_{h0}) + n_{e0} n_{h0} &= (n_i \gamma_{BGN})^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \\ \Delta n^2 + \Delta n(n_{e0} + n_{h0}) + (n_i \gamma_{BGN})^2 &= (n_i \gamma_{BGN})^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \\ \Delta n^2 + \Delta n(n_{e0} + n_{h0}) + (n_i \gamma_{BGN})^2 \left(1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\right) &= 0 \end{aligned} \quad (2.35)$$

L'équation 2.35 est l'équation 2.32 mise sous la forme d'un polynôme du second ordre dont la solution  $\Delta n(W_N - X_N)$  s'exprime comme suit :

$$\Delta n(W_N - X_N) = \frac{-(n_{e0} + n_{h0}) + \sqrt{(n_{e0} + n_{h0})^2 - 4(n_i \gamma_{BGN})^2 \left(1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\right)}}{2} \quad (2.36)$$

Le même raisonnement mené sur l'équation 2.33 aboutit à l'expression de  $\Delta n(W_N + X_P)$  où cette fois,  $n_{e0}$ ,  $n_{h0}$  et  $\Delta n$  sont les grandeurs associées à la position  $x = W_N + X_P$  :

$$\Delta n(W_N + X_P) = \frac{-(n_{e0} + n_{h0}) + \sqrt{(n_{e0} + n_{h0})^2 - 4(n_i \gamma_{BGN})^2 \left(1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\right)}}{2} \quad (2.37)$$

Avec l'obtention des grandeurs  $\Delta n(W_N - X_N)$  et  $\Delta n(W_N + X_P)$ , on peut grâce aux équations 2.28 et 2.29 déterminer les densités de courant  $J_{EQN}$  et  $J_{HQN}$ . On notera que  $\Delta n(W_N - X_N)$  et  $\Delta n(W_N + X_P)$  varie en fonction de la tension  $V$ .

A partir des expressions des densités de courant de chaque région de la cellule photovoltaïque, à savoir, EQN, ZCE et HQN, on obtient la densité de courant total d'une cellule photovoltaïque en les sommant. Chaque densité de courant est définie en fonction de la tension  $V$  car  $X_N$ ,  $X_P$ ,  $\Delta n(W_N - X_N)$  et  $\Delta n(W_N + X_P)$  en dépendent, d'où :

$$J_L(V) = J_{EQN}(V) + J_{ZCE}(V) + J_{HQN}(V) \quad (2.38)$$

Ce modèle fonctionne indépendamment du fait de l'application du principe de superposition [83, 84, 85]. Comme nous le verrons dans la partie 2.6, nous avons étudié deux manières possibles de résoudre le couplage des effets électro-thermo-radiatifs d'une cellule photovoltaïque. Nous expliquons la différence entre ces deux méthodes de résolution dans la partie en question, mais le modèle électrique que nous venons de décrire est utilisé avec et sans principe de superposition.

## 2.3 Modèle radiatif

### 2.3.1 Une approche phénoménologique

Comme nous venons de le voir dans la partie précédente, le taux de génération  $g$  est nécessaire à la résolution des équations du modèle électrique. Aussi doit-on s'intéresser à la propagation du rayonnement solaire dans une cellule photovoltaïque. Pour cela nous avons fait le choix d'utiliser un bilan local directionnel de l'énergie radiative dans un petit volume de chaque point de l'espace pour décrire les échanges radiatifs, on parle d'équation de transfert radiatif (ETR). La pertinence de ce choix est détaillée dans la thèse de Muresan [18]. Ce choix permet de traiter, à la différence

d'un traitement optique géométrique, les radiations thermiques souvent négligées. Le modèle développé ne concerne que le comportement stationnaire d'une cellule photovoltaïque afin de limiter sa complexité et d'acquérir des informations préliminaires sur les phénomènes couplés électro-thermo-radiatifs.

Cette approche nécessite la notion de semi-transparence d'un milieu. Sont semi-transparents, les milieux absorbant, émettant et éventuellement diffusant un rayonnement dans l'ensemble de leur volume, contrairement aux matériaux opaques dont la manifestation de ces phénomènes intervient seulement à leur surface à une profondeur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du rayonnement. Dans le cas de milieux cristallins que nous considérons, il n'y a pas de diffusion. Nous modélisons une cellule photovoltaïque en une dimension en considérant un empilement de milieux semi-transparents. Les différents rayonnements incidents se propagent dans l'empilement et subissent des phénomènes de réflexion et de transmission aux interfaces entre les couches selon les lois de Snell-Descartes et de Fresnel. Dans le volume des couches, les rayonnements se propagent en ligne droite et sont soumis aux phénomènes d'absorption.

Le modèle radiatif est défini par bandes fréquentielles. Cela consiste à discrétiser par bandes fréquentielles les propriétés physiques des matériaux. Ainsi toutes les grandeurs dont l'indice est  $\Delta\nu$  sont des grandeurs  $X$  telles que ( $X_{\Delta\nu} = \int_{\Delta\nu} X_\nu d\nu$ ). On obtient ainsi les densités de porteurs de charge photogénérés  $g_{\Delta\nu}(x)$  pour une bande fréquentielle  $\Delta\nu$  à la profondeur d'absorption  $x$ . Ces quantités sont nécessaires à la résolution des équations de continuité définies précédemment. On obtient les densités de porteurs de charges grâce à la connaissance de la quantité de photons absorbés en chaque point du milieu considéré, c'est à dire, la quantité d'énergie disponible en chaque point de ce milieu, on parle de puissance radiative locale et on la note  $G_{\Delta\nu}(x)$ . Pour en calculer sa valeur, nous avons choisi de découpler le traitement du rayonnement direct et diffus. De plus amples détails sur les motivations de ce choix sont donnés dans la thèse de Muresan [18]. Ainsi, la puissance radiative locale est obtenue en sommant les contributions direct  $G_{\Delta\nu,c}(x)$  et diffuse  $G_{\Delta\nu,d}(x)$  :

$$G_{\Delta\nu}(x) = G_{\Delta\nu,c}(x) + G_{\Delta\nu,d}(x) \quad (2.39)$$

### 2.3.2 Le rayonnement direct

Le rayonnement direct est traité, séparément du rayonnement diffus, grâce à un suivi de rayons prenant en compte l'atténuation exponentielle induite par l'absorption dans la cellule photovoltaïque. Les couches diélectriques utilisées en face avant et en face arrière de la cellule sont considérées fines optiquement, ce qui permet de traiter le suivi de rayons comme dans le cas d'un milieu monocouche en intégrant simplement les modifications des propriétés optiques des interfaces au travers de la réflectivité globale des couches utilisées. La notion de transmittivité  $\delta_{\Delta\nu}$  pour une épaisseur d'un milieu donnée est nécessaire, ainsi que la transmissivité de l'épaisseur totale de la couche de ce milieu  $\delta_{\Delta\nu,0}$  dans une direction donnée définie par le

cosinus de l'angle du rayonnement après réfraction dans ce milieu,  $\mu_{\Delta v}$ . Elles sont définies telles que :

$$\delta_{\Delta v} = \exp\left(-\frac{\tau_{\Delta v}}{\mu_{\Delta v}}\right) \quad (2.40)$$

$$\delta_{\Delta v,0} = \exp\left(-\frac{\tau_{\Delta v,0}}{\mu_{\Delta v}}\right) \quad (2.41)$$

où  $\tau_{\Delta v}$  est une profondeur optique dans le milieu considéré alors que  $\tau_{\Delta v,0}$  est l'épaisseur optique totale pour l'angle d'incidence  $\mu_{\Delta v}$ .

L'atténuation exponentielle et les multiples réflexions aux interfaces mènent à une expression analytique de la puissance radiative locale définie selon la fréquence [18] :

$$G_{\Delta v,c}(\tau_{\Delta v}) = q_{\Delta v,cs} (1 - \rho_{\Delta v,f}) \frac{\delta_{\Delta v} + \rho_{\Delta v,b} \frac{\delta_{\Delta v,0}^2}{\delta_{\Delta v}}}{1 - \rho_{\Delta v,b} \rho_{\Delta v,f} \delta_{\Delta v,0}^2} \quad (2.42)$$

où  $\rho_{\Delta v,f}$  et  $\rho_{\Delta v,b}$  sont, respectivement, la réflectivité fréquentielle de l'interface entre l'empilement en face avant et le silicium, et, la réflectivité fréquentielle de l'interface entre l'empilement en face arrière et le silicium.

### 2.3.3 Le rayonnement diffus

L'obtention du rayonnement diffus  $G_{\Delta v,d}(x)$  passe par la résolution de l'ETR qui exprime localement la conservation du flux d'énergie radiative pour une bande fréquentielle dans un élément de volume dans une direction donnée. Pour les conditions aux limites permettant la résolution de l'ETR, on pose l'hypothèse de surfaces parfaitement planes soumises aux équations de Fresnel et à la loi de Snell-Descartes. En considérant un milieu semi-transparent soumis à un rayonnement non-polarisé sous symétrie azimutale l'ETR est définie par :

$$\mu_{\Delta v} \frac{dL_{\Delta v}(x, \mu_{\Delta v})}{dx} = \alpha_{\Delta v}(x) \left\{ (n_{\Delta v}(x))^2 L_{\Delta v,b}[T(x)] - L_{\Delta v}(x, \mu_{\Delta v}) \right\} \quad (2.43)$$

où  $L_{\Delta v}$  est la luminance fréquentielle du milieu considéré et  $L_{\Delta v,b}[T(x)]$ , la luminance du corps noir dans le vide définie par la fonction de Planck dans le vide (équation 1.1).  $n_{\Delta v}$  et  $\alpha_{\Delta v}$  sont respectivement l'indice optique et le coefficient d'absorption du matériau semi-transparent.

La résolution de l'ETR pour le rayonnement diffus est faite grâce à une technique numérique de décomposition angulaire du rayonnement, la CDOM (Composite Discrete Ordinates Composites), dont les détails sont développés dans la thèse de Muresan [18].

La solution de l'ETR est la luminance pour l'ensemble des points du milieu considéré et dans toutes les directions. Cela permet d'obtenir par intégration sur l'ensemble des directions, la puissance radiative issue du rayonnement diffus  $G_{\Delta\nu,d}(x)$  en chaque point du milieu considéré :

$$G_{\Delta\nu,d}(x) = 2\pi \int_{-1}^1 L_{\Delta\nu}(x, \mu) d\mu \quad (2.44)$$

La résolution de l'ETR tient compte de l'ensemble des échanges radiatifs issus des conditions initiales de notre système. Entre autres, celui entre la cellule à la température  $T_c$  et le milieu environnant à la température  $T_{env}$ . Celui-ci est souvent ignoré dans les modèles standards de description du fonctionnement des cellules photovoltaïques.

### 2.3.4 Le taux de génération de porteurs de charge

Grâce à l'obtention des puissances radiatives issues des rayonnements direct et diffus, on peut calculer la densité de porteurs de charges minoritaires photogénérés  $g_{\Delta\nu}(x)$  en chaque point du milieu considéré. grâce aux photons de la bande fréquentielle  $\Delta\nu$  absorbés dans le milieu à une profondeur  $x$  en s'appuyant sur le mécanisme d'absorption interbande que l'on retrouve au travers de la valeur  $\alpha_{\nu,interband}$  dont nous donnons de plus amples détails dans la section 2.5.1 :

$$g_{\Delta\nu}(x) = \int_{\Delta\nu} \frac{\alpha_{\nu,interband}(x) G_{\Delta\nu}(x)}{h\nu} d\nu \quad (2.45)$$

## 2.4 Modèle thermique

### 2.4.1 L'équation de la chaleur

Pour quantifier l'impact de la thermique sur le comportement des cellules solaires, il convient d'appliquer à ce système, que l'on considère quasi-stationnaire, l'équation de la chaleur pour ce type de régime [86]. On pose l'hypothèse que les épaisseurs des couches de matériaux utilisées pour la couche antireflet en face avant et la miroir en face arrière sont infiniment fines et donc que leur contribution à l'équilibre thermique est négligeable. Dans ces conditions, l'équation de la chaleur s'exprime suivant l'équation suivante :

$$\nabla(-k_{Si}(x)\nabla T(x)) = H(x) \quad (2.46)$$

où  $k_{Si}$  est la conductivité du silicium,  $T$  la température du réseau cristallin et  $H$  la source thermique.

Les conditions aux limites nécessaires à la résolution de l'équation de la chaleur sont obtenues grâce à un bilan énergétique sur les surfaces et ne font intervenir que les échanges convectifs. Dans le bilan énergétique interviennent les recombinaisons de surface  $S_h (E_g(x) + 3kT(x)) \sum_{\Delta v} \Delta n_h(x)$ , l'effet Thomson à la surface  $S_h (-0.5kT(x)) \sum_{\Delta v} \Delta n_h(x)$  dont le coefficient  $0.5kT(x)$  est expliqué dans la partie 2.4.2, l'effet Peltier lors du passage du courant entre le silicium et le contact métallique parfait  $(E_{c,v}(x) - E_{Fn,p}(x)) J_L(V)$  ainsi que la convection  $h_{f,b} (T(x) - T_{a,f,b})$ . Dans l'équation suivante, les termes de recombinaisons de surface et de l'effet Thomson sont sommés, d'où le coefficient  $2.5kT(x)$  :

$$\left[ -k_{Si} \frac{dT(x)}{dx} \right]_{x=0} + S_h [E_g(0) + 2.5kT(0)] \sum_{\Delta v} \Delta n_h(0) + [E_c(0) - E_{Fn}(0)] J_L(V) = h_f [T(0) - T_{a,f}] \quad (2.47)$$

$$\left[ -k_{Si} \frac{dT(x)}{dx} \right]_{x=W_N+W_P} + S_e [E_g(W_N + W_P) + 2.5kT(W_N + W_P)] \sum_{\Delta v} \Delta n_e(W_N + W_P) + [E_v(W_N + W_P) - E_{Fp}(W_N + W_P)] J_L(V) = h_b [T(W_N + W_P) - T_{a,b}] \quad (2.48)$$

Pour modéliser la dépendance en température de la conductivité du silicium, nous utilisons le modèle de Glassbrenner [87]. Nous avons analysé la littérature en ce qui concerne la source thermique  $H$  et nous sommes arrivés à une expression inédite prenant en compte la totalité des mécanismes d'échauffement susceptibles d'être rencontrés dans une cellule photovoltaïque en fonctionnement :

$$H = Q_{the} + Q_{nrr} + Q_{rad} + Q_{jou} + Q_{tho} + Q_{bgn} \quad (2.49)$$

où  $Q_{the}$  est la source thermique issue de la thermalisation des porteurs de charge,  $Q_{nrr}$  la source thermique issue des recombinaisons non radiatives,  $Q_{rad}$  la source thermique radiative,  $Q_{jou}$  la source thermique issue de l'effet Joule,  $Q_{tho}$  la source thermique issue de l'effet Thomson,  $Q_{bgn}$  la source thermique issue des courbures des niveaux d'énergie.

L'échauffement des semi-conducteurs a déjà été traité par quelques auteurs [88, 86, 89, 90] mais aucun modèle ne peut être appliqué directement sur les cellules photovoltaïques. La source thermique de Watchutka et Lindefelt dans les semi-conducteurs, obtenue grâce aux équations de continuité énergétiques, ne tient pas compte de la thermalisation des porteurs de charge car leurs études ne concernaient pas des semi-conducteurs sous éclairage. De même, les échanges radiatifs ne sont pas pris en compte car ces échanges sont négligeables dans leurs études contrairement au cas des cellules photovoltaïques. De la même manière, Dramicanin propose un modèle incomplet pour l'analyse de l'échauffement des cellules photovoltaïques car



le modèle était destiné à l'étude de phénomènes photoacoustiques où les effets thermoélectriques et l'effet Joule soulignés par Lindefelt et Watchutka peuvent être négligés. Ainsi Vaillon et al. [90] en utilisant le modèle de Dramicanin font une erreur en ignorant les effets thermoélectriques et l'effet Joule soulignés par Lindefelt et Watchutka. Ces différents mécanismes nécessitent une explication que nous proposons dans la partie suivante.

## 2.4.2 Les mécanismes d'échauffement d'une cellule photovoltaïque

Afin de comprendre l'origine des sources thermiques dans une cellule photovoltaïque et la synthèse proposée, une description des mécanismes physiques est présentée dans les paragraphes suivants ainsi que la méthode de calcul pour l'obtention de chacune des sources.

### Thermalisation

La thermalisation est l'énergie cédée au réseau cristallin lors de l'absorption d'un photon dont l'énergie est plus grande que la bande interdite du matériau absorbant. Ce phénomène est très rapide, le porteur cède son énergie au réseau dans un temps de l'ordre de la picoseconde. Il génère des phonons, porteurs d'énergie thermique, qui chauffent le réseau. Ce phénomène est schématisé dans la FIG.2.3.

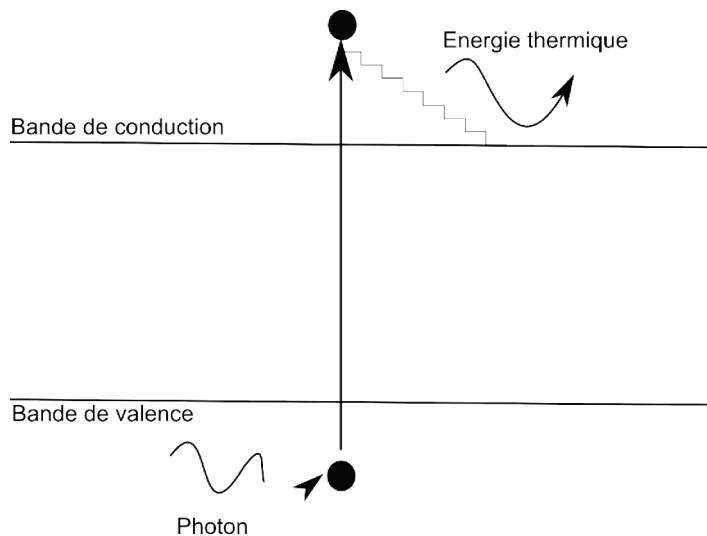


FIGURE 2.3 – Phénomène de thermalisation des porteurs.

La formulation de  $Q_{the}$  est donnée par l'expression suivante :

$$Q_{the}(x) = \int_{h\nu > E_g} \frac{\alpha_{v,interband}(x) G_v(x)}{h\nu} (h\nu - E_g(x) - 3kT(x)) d\nu \quad (2.50)$$

où  $\alpha_{v,interband}$  est le coefficient d'absorption interbande.

## Recombinaisons non radiatives des porteurs de charge

Les recombinaisons Auger et les recombinaisons SRH en volume et en surface sont des mécanismes produisant des phonons et donc sont à l'origine d'un échauffement lors de leur réalisation. Il existe aussi des recombinaisons radiatives mais le taux de recombinaisons radiatives est faible devant les phénomènes SRH et Auger [91], ainsi nous le négligeons dans le calcul de la durée de vie des porteurs comme nous le verrons dans la partie 2.5.2. La figure 2.4 illustre ces différents mécanismes de recombinaison en s'appuyant sur un diagramme de bande et la description des phénomènes correspondant aux mécanismes sus-cités. Les travaux de Khanna [92] présentent une revue des phénomènes de recombinaison par le menu et constitue une source plus exhaustive sur ces phénomènes que notre succinct résumé. La mise en équation de l'énergie thermique des recombinaisons non radiatives des porteurs de charge  $Q_{nrr}$  aboutit à

$$Q_{nrr}(x) = U(x)(E_g(x) + 3kT(x)) \quad (2.51)$$

où  $U$  est le taux de recombinaison dû aux recombinaisons Auger et SRH. Le calcul de  $U$  est détaillé dans la partie 2.5.2.

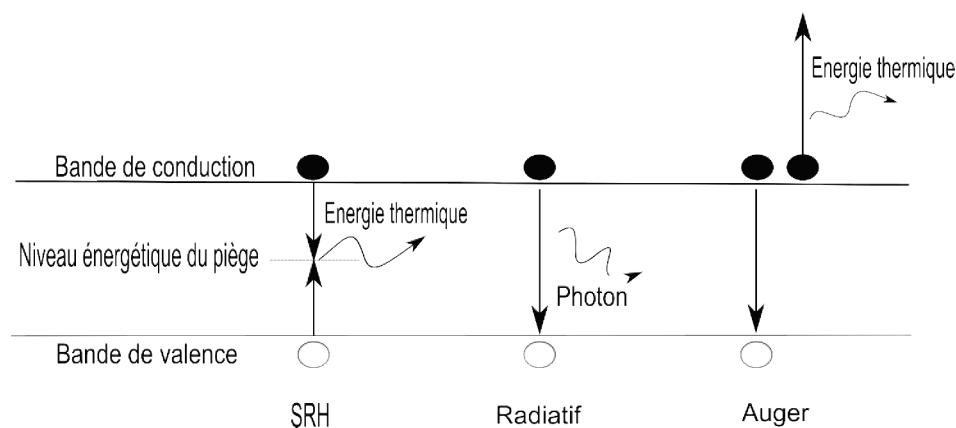


FIGURE 2.4 – Phénomène de recombinaison des porteurs de charge par mécanismes SRH, radiatif et Auger.

### Source thermique radiative

Le bilan radiatif réalisé à l'aide de l'équation de transfert radiatif (ETR) local et directionnel d'énergie radiative en tout point de la cellule permet de déterminer la contribution radiative à la source thermique globale. La source thermique radiative est définie telle que :

$$Q_{rad}(x) = \int_0^\infty (\alpha_{v,fc}(x) + \alpha_{v,latt}(x)) \left( 4\pi n_v(x)^2 L_{v,b}[T(x)] - G_v(x) \right) dv \quad (2.52)$$

où  $\alpha_{v,fc}$  et  $\alpha_{v,latt}$  sont les mécanismes d'absorption par porteurs libres et par le réseau respectivement.

Cette équation résulte du bilan énergétique faisant état d'une émission isotrope du milieu (premier terme du membre de droite) et d'une absorption dans le milieu (second terme du membre de droite). Ces deux phénomènes sont proportionnels au coefficient d'absorption du milieu. L'absorption est régie par la puissance radiative absorbée  $G_v(x)$  alors que l'émission est gouvernée par la luminance du corps noir à la température  $T$ ,  $L_{v,b}[T(x)]$  fournie par la loi de Planck (équation 1.1). On néglige l'émission associé au mécanisme interbande car celui-ci n'est pas actif dans la même gamme fréquentielle que l'émission du corps noir.

## Effet Joule

La mise en équation de l'effet Joule  $Q_{jou}$  [86] aboutit à

$$Q_{jou}(x) = \vec{J}_L(x) \cdot \vec{E}(x) \quad (2.53)$$

Lorsque l'on parle d'effet Joule, il est commun de penser à une dissipation de chaleur due au passage des porteurs de charge dans une résistance. Néanmoins, Lindefelt utilise ce terme pour désigner, d'une manière plus générale, le phénomène thermoélectrique subit par les porteurs de charge lorsqu'il traverse un champ électrique. Dans une diode sous obscurité polarisée en direct,  $\vec{E}$  et  $\vec{J}_L$  sont de directions opposées. En conséquence, leur produit est négatif, indiquant un refroidissement localisé dans la ZCE. On comprend mieux l'origine de ce refroidissement à l'aide du diagramme de bandes de la diode de la figure 2.5(a) et de la répartition des charges dans les bandes de conduction et de valence.

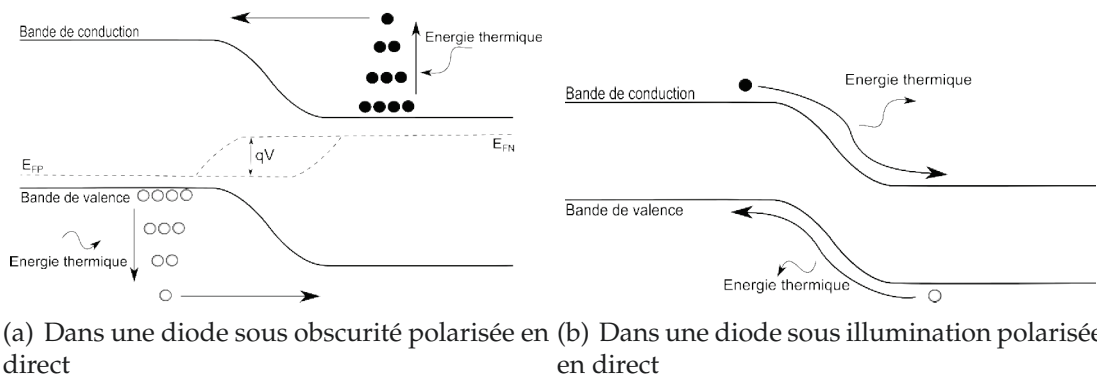


FIGURE 2.5 – Illustration du mécanisme lié à l'effet Joule dans une diode polarisée en direct sous obscurité et sous illumination.

Dans un matériau de type  $n$ , la fonction de répartition des charges, fournie par la statistique de Fermi-Dirac, nous informe qu'il y a des électrons dans la bande de conduction en plus grande quantité que dans le cas d'un matériau de type  $p$  et que

tous ces électrons n'ont pas la même énergie. Dans le cas d'une diode en polarisation directe, comme décrit dans la figure 2.5(a), les électrons de la zone dopée  $n$  se déplacent vers la zone dopée  $p$  sous l'effet du gradient de concentration en électrons entre ces deux zones. A ce mouvement naturel dû au gradient s'oppose la barrière de potentiel née de la jonction  $pn$ . Parmi les électrons, seuls ceux ayant suffisamment d'énergie vont pouvoir la franchir. Ce flux de diffusion va entraîner, afin de conserver la répartition électronique du matériau dopé, une acquisition d'énergie via le réseau par les électrons de plus faible énergie. Ceux-ci vont ainsi repeupler les hauts niveaux d'énergie et ainsi conserver l'équilibre électronique du matériau dopé.

Dans le cas d'une cellule photovoltaïque en polarisation directe, les porteurs minoritaires photogénérés sont injectés dans la zone où ils deviennent majoritaires. Lors de ce transfert, ils cèdent une partie de l'énergie dont ils sont porteurs sous forme thermique en émettant des phonons, comme on peut le voir sur la figure 2.5(b). Ce processus induit une libération d'énergie sous forme phononique donc un échauffement de la cellule.

### Effet Peltier

Lors du passage du courant à l'interface métal-semiconducteur, la différence de potentiel entre le niveau de travail de sortie du métal et la bande de valence ou de conduction, induit un échauffement dont le mécanisme est illustré par la figure 2.6. Il est intéressant de noter que malgré la simplicité de l'interface métal-semiconducteur que l'on considère, la quantité d'énergie perdue dans notre modèle sous la dénomination effet Peltier est aussi perdue dans un contact réel sous forme thermique.

Même avec une interface moins triviale, le niveau de Fermi du semiconducteur à la surface est aligné sur le travail de sortie du métal. Ainsi, les porteurs de charge transitant entre le semiconducteur et le métal perdront toujours la différence d'énergie entre la bande de valence ou de conduction et le travail de sortie du métal sous forme thermique. Soit par effet Peltier, soit par effet Joule si la surface du semiconducteur est très dopée ou soit par résistance tunnel si l'interface est une diode tunnel et non plus une interface métal-semiconducteur sans défaut.

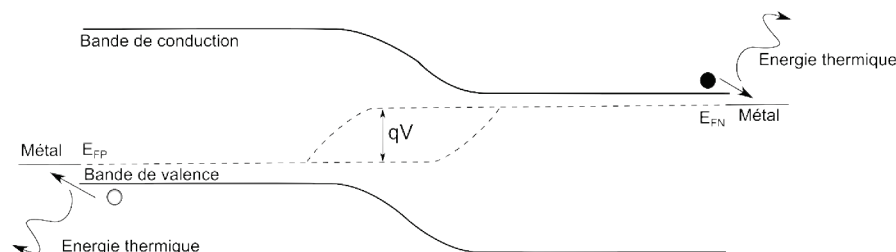


FIGURE 2.6 – Illustration du mécanisme d'échauffement lié à l'effet Peltier à l'interface métal/semiconducteur.

---

## Effet Thomson

Il est difficile de décrire physiquement la signification de l'effet thermoélectrique que nous nommons  $Q_{tho}$ . La description proposée par Lindefelt parle d'une mesure de la puissance dissipée par des variations dans les densités de courant traversant le semiconducteur. L'effet Thomson est mis en équation de la manière suivante :

$$Q_{tho}(x) = \nabla \cdot \left( \pi_e^0 J_e(x) - \pi_h^0 J_h(x) \right) \quad (2.54)$$

Dans le silicium non dégénéré, le mécanisme de diffusion dominant provient des phonons acoustiques [93] ce qui amène en s'appuyant sur l'expression proposée par Lindefelt :

$$\pi_e^0 = \pi_h^0 = \frac{1}{2} \frac{kT}{q} \quad (2.55)$$

Pour notre étude, nous pouvons simplifier l'équation 2.54 en  $\pi_e^0 \nabla J_e - \pi_h^0 \nabla J_h$  car dans le cas quasi-stationnaire que nous étudions, la variation de température dans l'épaisseur du substrat est quasiment nulle. L'équation 2.55 permet la simplification suivante :  $\nabla \pi_e^0 = \nabla \pi_h^0 = 0$  et grâce aux équations de continuité 2.17 et 2.18 et au fait que le courant des majoritaires est négligeable devant celui des minoritaires, on obtient  $Q_{tho}$  sous la forme  $q\pi_h^0 (U_h(x) - g(x))$  pour la région  $n$  et  $q\pi_e^0 (U_e(x) - g(x))$  pour la région  $p$ . Dans le ZCE, aucun courant ne peut être négligé devant l'autre et on utilise l'hypothèse de non recombinaison dans la ZCE pour obtenir  $q (\pi_e^0 + \pi_h^0) g(x)$ .

## Courbures des niveaux d'énergie

Le terme  $Q_{bgn}$  est proposé par Lindefelt sous la forme :

$$Q_{bgn}(x) = -J_e(x) \cdot \nabla \left( \chi(x) - \frac{3kT(x)}{2q} \right) - J_h(x) \cdot \nabla \left( \chi(x) + \frac{E_g(x)}{q} + \frac{3kT(x)}{2q} \right) \quad (2.56)$$

où  $\chi$  est l'affinité électronique du semiconducteur.

Ce terme représente la puissance transmise ou extraite du réseau par les porteurs de charge du fait qu'ils transitent dans celui-ci suivant la pente de la structure de bande. Dans le cas d'une homojonction, la pente de la structure de bande est seulement influencée par le rétrécissement de la bande interdite (BGN). En considérant  $\Delta E_{gc}$ , le rétrécissement de la bande de conduction et  $\Delta E_{gv}$ , le rétrécissement de la bande de valence, on peut simplifier ce terme sous la forme

$$Q_{bgn}(x) = 1/q \left( -J_e(x) \cdot \nabla(\Delta E_{gc}(x)) + J_h(x) \cdot \nabla(\Delta E_{gv}(x)) \right) \quad (2.57)$$

Avec des régions dopées de manière uniforme, on peut considérer  $Q_{bgn} = 0$  dans l'ensemble de la cellule photovoltaïque.

Grâce à ce modèle thermique et à la définition des différentes sources, nous sommes maintenant capable de modéliser le comportement thermique d'une cellule photovoltaïque en tenant compte de l'ensemble des phénomènes prenant place en son sein. Afin de modéliser pertinemment une cellule photovoltaïque en silicium, il convient maintenant de s'intéresser de plus près aux propriétés physiques de la structure en s'appuyant sur l'état de l'art disponible.

## 2.5 Problématique des propriétés physiques des matériaux constituant la cellule photovoltaïque

### 2.5.1 Indices optiques et coefficients d'absorption

Les indices optiques des milieux sont complexes et définis en fonction de la fréquence  $\tilde{n}_\nu = n_\nu - ik_\nu$ . La nature complexe des indices vient de la nature absorbante ou non du milieu. Plus un milieu est absorbant pour la fréquence de rayonnement  $\nu$ , plus la valeur de  $k_\nu$  est importante. Le coefficient d'absorption  $\alpha\nu$ , est d'ailleurs lié à la valeur de l'indice optique imaginaire du milieu,  $k_\nu$ , par la relation :

$$\alpha\nu = 4\pi \frac{\nu k_\nu}{c_0} \quad (2.58)$$

Altermatt dans sa revue sur les paramètres de modélisation des propriétés physiques du silicium [94] recommande l'utilisation du modèle d'absorption du silicium de Green [95]. Nous avons préféré utiliser un modèle analytique plutôt que ce modèle expérimental pour la simulation du coefficient d'absorption  $\alpha\nu$  car nous trouvons la démarche de Rajkanan plus élégante dans l'appréhension de la variation de l'absorption en fonction de la température. Green adapte des paramètres sans explication physique pour rendre compte de la variation en température de  $\alpha\nu$  alors que Rajkanan se sert des phénomènes physiques sous-jacents pour étayer son modèle. On constate sur la figure 2.7 que les deux modèles ne présentent pas de différence fondamentale à 300 K. On peut donc utiliser le modèle de Rajkanan sans compromettre la validité de notre analyse.

En ce qui concerne l'indice réel  $n_\nu$  du silicium, nous avons préféré les valeurs de Hull [97] à celle de Green [95]. En effet, notre étude porte sur la gamme spectrale 300 à 15 000 nm et les données de Green ne couvre pas la gamme allant de 1500 à 15 000 nm. Les différences sur  $n_\nu$  sont relativement faibles entre Hull et Green, ce qui nous a amenés à préférer conserver une unité de source pour cette grandeur.

Les indices  $n_\nu$  et  $k_\nu$  pour le silicium et le nitrure de silicium (SiN) de la couche antireflet sont tracés en fonction de la longueur d'onde dans la figure 2.8. Dans le chapitre 3, nous utilisons une cellule photovoltaïque avec une interface optique arrière Si/Air alors que dans le chapitre 4 la couche optique utilisée en face arrière est constituée d'un empilement métallique composé de titane, d'argent ou d'aluminium. Nous avons tracé dans la figure 2.9 les indices optiques de ces trois métaux. Ils

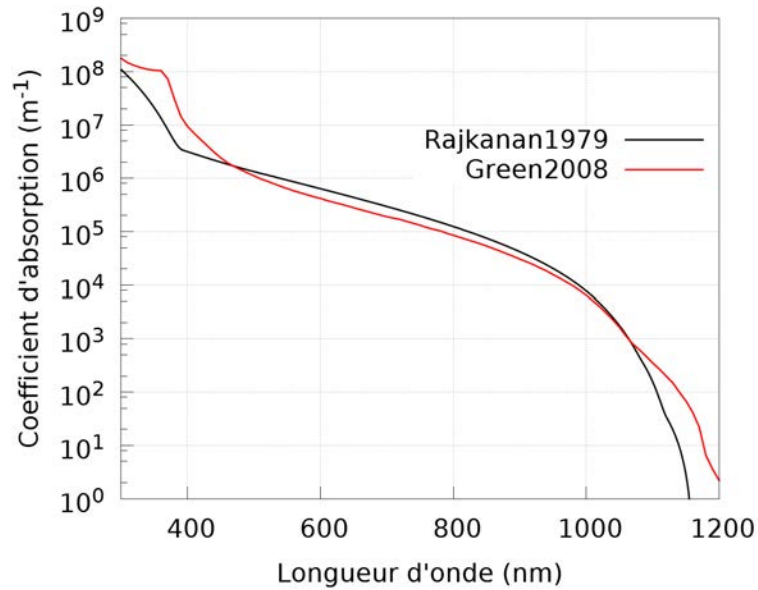


FIGURE 2.7 – Comparaison des modèles d’absorption du silicium cristallin de Rajkanan [96] et de Green [95].

interviennent uniquement dans le traitement du problème radiatif dans le chapitre 4 pour traiter l’impact de l’électrode métallique contactant le collecteur de trous.

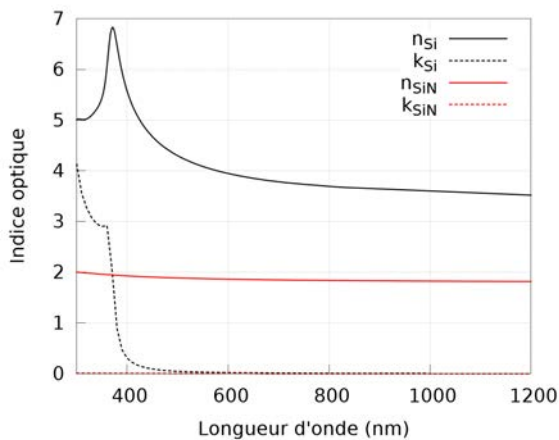


FIGURE 2.8 – Indices optiques du silicium cristallin à partir des données de Hull [97] et de Rajkanan [96] ainsi que ceux du SiN à partir de données expérimentales recueillies au laboratoire.

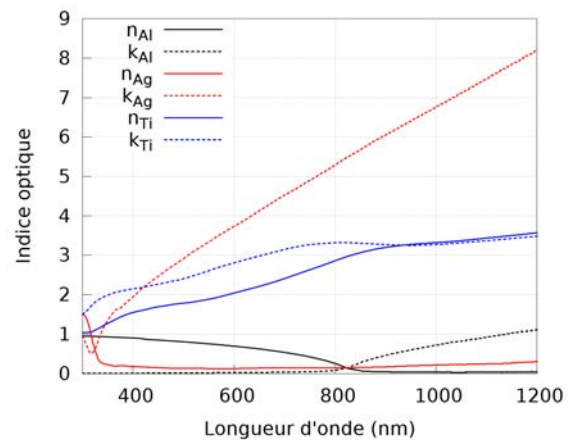


FIGURE 2.9 – Indices optiques du titane, de l’argent et de l’aluminium [98].

On a aussi deux autres phénomènes d’absorption dans le silicium cristallin qu’il faut prendre en compte : l’absorption des porteurs libres ( $\alpha_{FCA}$ ) et l’absorption du

réseau ( $\alpha_{lat}$ ). Même s'ils ne participent pas à la création de paires électron-trou, nous devons les considérer car ils jouent un rôle essentiel dans les mécanismes thermiques.

Nous avons choisi le modèle proposé par Green [99] pour l'absorption FCA. Baker-Finch et al. [100] vient de publier un nouveau modèle que nous n'avons pas utilisé pour nos modélisations mais dont le modèle est proche de celui de Green, même s'il est noté au sein de l'article que  $\alpha_{FCA}$  est sous-estimé par Green dans le cas du dopage au phosphore. Le modèle de Green est valide pour les longueurs d'onde  $< 5 \mu\text{m}$ . Au delà, le modèle de Schröder et al. [101] est utilisé comme le préconisent Clugston et Basore [75].

Pour l'absorption du réseau, qui est non négligeable dans le silicium peu dopé, nous avons utilisé les mesures expérimentales de Collins [102].

## 2.5.2 Durée de vie et mobilité des porteurs de charge

Le modèle de recombinaisons impacte fortement le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque. Il se caractérise grâce à un paramètre : la durée de vie des porteurs de charge  $\tau$ . La durée de vie est le temps moyen que prend un porteur avant de se recombiner. Elle est modélisée grâce aux durées de vie associées aux mécanismes SRH, radiatif et Auger selon :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{intr}} \quad (2.59)$$

La durée de vie  $\tau_{intr}$  est la durée de vie des porteurs de charge dans un silicium cristallin sans défaut, la durée de vie intrinsèque. En effet, les mécanismes Auger et radiatif sont intrinsèques et posent une limite supérieure à la durée de vie.

Comme nous l'avons fait remarquer dans la partie 2.4.2, il est possible de négliger les recombinaisons radiatives. Les autres recombinaisons, à savoir, SRH et Auger, elles ont un comportement très différent. Les recombinaisons SRH dépendent du niveau d'injection, du niveau de dopage du silicium et de la température alors que les mécanismes Auger sont seulement sensibles au niveau d'injection, au niveau de dopage mais très peu à la température [103]. Les mécanismes SRH limitent la durée de vie pour les faibles dopages alors que pour les forts dopages, les mécanismes Auger sont prépondérants [92]. Le comportement du mécanisme SRH dépend du type de défaut considéré. N'ayant pas la volonté d'étudier une qualité de matériau en particulier, nous avons choisi de la modéliser par une valeur constante de  $\tau_{SRH}$ . Afin d'étudier l'ensemble des qualité de matériau que l'on rencontre, nous en avons défini quatre dont les durées de vie à 300 K sont : 1, 10, 100 et 1000  $\mu\text{s}$ . Ces grandeurs permettent de balayer un spectre large, passant du silicium multi-cristallin bas de gamme pour 1  $\mu\text{s}$  à du silicium monocristallin haut de gamme pour 1000  $\mu\text{s}$ . Pour les fortes injections, les recombinaisons Auger du modèle de Richter [15] sont prises en compte mais nous négligeons les recombinaisons radiatives comprises dans le modèle en utilisant l'équation 2.60 avec le terme  $B_{rel}B_{low} = 0$ .



$$\tau_{intr} = \frac{\Delta n}{\left( np - n_{i,eff}^2 \right) \left( 2.5 \times 10^{-31} g_{eeh} n_0 + 8.5 \times 10^{-32} g_{ehh} p_0 + 3.0 \times 10^{-29} \Delta n^{0.92} + B_{rel} B_{low} \right)} \quad (2.60)$$

où les facteurs  $g_{eeh}$  et  $g_{ehh}$  s'expriment suivant :

$$g_{eeh} = 1 + 13 \left( 1 - \tanh \left[ \left( \frac{n_0}{N_{0,eeh}} \right)^{0.66} \right] \right) \quad (2.61)$$

$$g_{ehh} = 1 + 7.5 \left( 1 - \tanh \left[ \left( \frac{p_0}{N_{0,ehh}} \right)^{0.63} \right] \right) \quad (2.62)$$

où  $N_{0,eeh} = 3.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_{0,ehh} = 7.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

La variation de la durée de vie pour les quatre qualités de matériau que nous venons de définir en fonction de l'injection à 300 K est représentée dans la figure 2.10.

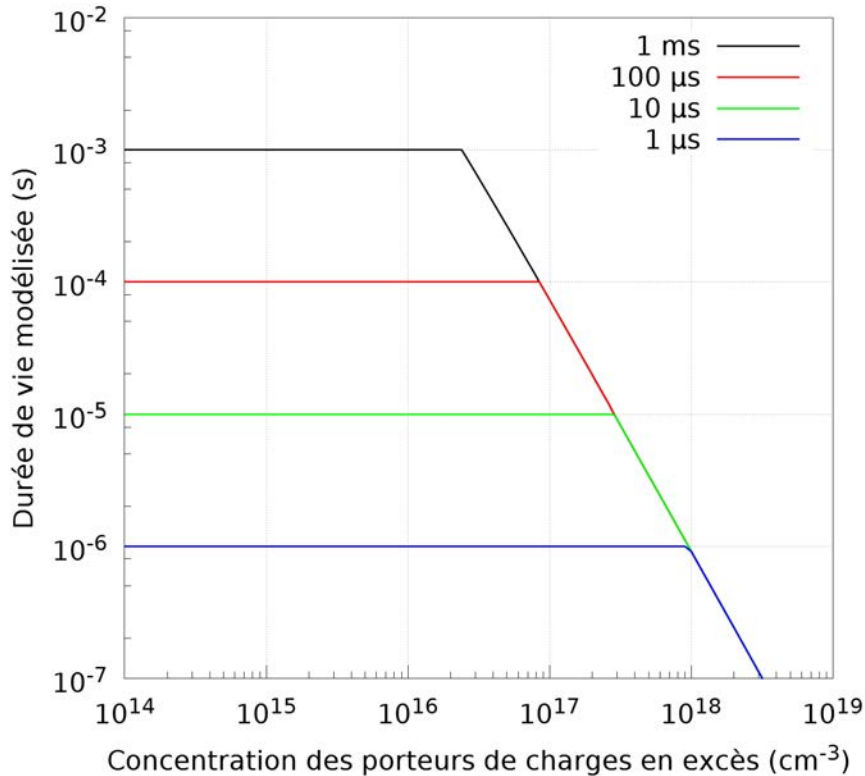


FIGURE 2.10 – Durée de vie en fonction de la concentration en porteurs de charge en excès pour les quatre qualités de matériaux étudiées à 300 K.

La variation de la durée de vie en fonction de la température est obtenue en analysant la variation en température des termes composant l'expression des recombinaisons SRH. Elle s'exprime grâce au modèle SRH simplifié [104] par l'équation 2.63 :

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n0} (p_0 + p_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (2.63)$$

où  $n_1$  et  $p_1$  sont les concentrations de porteurs de charge à l'équilibre lorsque le niveau de Fermi et le niveau énergétique du centre de recombinaison du défaut considéré sont égaux.

La dépendance en température de  $\tau_{SRH}$  est proche de celle de  $\tau_{p0}$  et  $\tau_{n0}$  qui s'expriment selon les équations 2.64 et 2.65 :

$$\tau_{n0} = \frac{1}{N\sigma_n v_{th}} \quad (2.64)$$

$$\tau_{p0} = \frac{1}{N\sigma_p v_{th}} \quad (2.65)$$

où  $N$  est la densité en centres de recombinaison,  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$  les sections de capture pour les électrons et les trous des centres de recombinaisons et  $v_{th}$  la vitesse thermique des électrons et des trous. Étant donné que la variation en fonction de la température des sections de capture varie selon le type de défaut [105], nous avons choisi une valeur intermédiaire sur les types de défauts décrits dans cette étude. La variation choisie est linéaire avec la température ( $\sigma_{n,p} \propto T$ ). Concernant la dépendance de  $v_{th}$  par rapport à la température, elle s'exprime telle que décrite par l'équation 2.66 [106] :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{th}}} \quad (2.66)$$

où  $m_{th}$  est la masse effective de la vitesse thermique.

Ainsi,  $v_{th} \propto T^{0.5}$ ,  $\sigma_{n,p} \propto T$  donc  $\tau_{n0,p0} \propto T^{-1.5}$  et donc  $\tau_{SRH} \propto T^{-1.5}$ . Ainsi, en nous basant sur le modèle de durée de vie que nous avons décrit pour 300 K, nous pouvons obtenir une estimation de la variation de cette durée de vie avec la température en utilisant l'équation 2.67

$$\tau_{SRH}(T) = \tau_{SRH}(300) \left( \frac{300}{T} \right)^\alpha \quad (2.67)$$

avec  $\alpha = 1.5$ . Ce modèle de variation en température est arbitraire, du fait de la valeur de  $\alpha$  qui dépend du type de défaut considéré, mais offre la possibilité d'une analyse qualitative. L'analyse proposée grâce à ce modèle peut être effectuée pour une autre définition d'un défaut particulier en modifiant la valeur du terme  $\alpha$  dans l'équation 2.67.

En ce qui concerne le modèle de mobilité des porteurs de charge, nous avons choisi le modèle de Klaassen [107, 108] dont la description est trop longue et accessible par rapport à nos travaux pour figurer dans le détail de notre développement.

### 2.5.3 Bande interdite du silicium, BGN et densité intrinsèque des porteurs de charge

Un des paramètres majeurs influençant le comportement électrique et thermique d'une cellule photovoltaïque en silicium est la densité intrinsèque de porteurs de charge  $n_i$  [61]. La valeur usuelle de  $n_i$  à 300 K a été révisée de nombreuses fois depuis les premières estimations dans les années 1960. Green [106] l'a corrigée de  $n_i = 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  à  $n_i = 1.08 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  en se basant sur une analyse critique de mesures de résistivité.

Quelques années plus tard, Sproul et al. [109, 110] ont affiné cette valeur grâce à des cellules photovoltaïques spécialement conçues pour mesurer  $n_i$  et ont déterminé une valeur de  $n_i = 1.00 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

Peu de temps après, Misiakos [111] a publié une autre valeur,  $n_i = 9.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , obtenue grâce à des mesures de capacitance sur des diodes pin polarisées sous forte injection. Cependant, une revue de la littérature indique que la valeur la plus utilisée couramment reste la valeur proposée par Sproul.

Récemment, Altermatt [112] a corrigé la valeur de Sproul en tenant compte du BGN permettant ainsi de faire concorder les valeurs de Misiakos et de Sproul. La valeur couramment recommandée à 300 K est celle proposée par Altermatt,  $n_i = 9.65 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , basée sur son travail et la consistance avec celle de Misiakos comme le fait remarquer Altermatt dans ses conclusions.

Toutefois, cette correction n'a pas été proposée pour l'expression de Misiakos définissant  $n_i$  en fonction de la température mais seulement à 300 K. Les expressions en fonction de la température les plus couramment utilisées sont celles de Green, Sproul et Misiakos sans correction, sans que l'on se préoccupe des écarts entre celles-ci. L'objectif de cette section est de présenter, la réévaluation de la dépendance en température de  $n_i$  en prenant en compte le BGN et de présenter le choix du modèle de bande interdite. Pour cela, une revue critique de la théorie sous-jacente est faite puis la correction elle-même est présentée.

#### Théorie

Il est nécessaire de revoir la théorie pour comprendre la mise en équation de la dépendance en température de la densité intrinsèque de porteurs de charge  $n_i$ . La dépendance en température de  $n_i$  vient de l'expression théorique suivante [113] :

$$n_i^2 = N_C(T)N_V(T) \exp\left(\frac{-E_g^0(T)}{kT}\right), \quad (2.68)$$

où  $E_g^0$  est la bande interdite intrinsèque du silicium,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.  $N_C$  et  $N_V$  sont définies comme suit [59] :

$$N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_{dc}^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.69)$$

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_{dv}^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.70)$$

où  $h$  est la constante de Planck. En utilisant les valeurs des constantes physiques recommandées [114], cette équation devient :

$$N_C = 4.83 \times 10^{15} \left( \frac{m_{dc}^*}{m_0} \right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}} (\text{cm}^{-3}), \quad (2.71)$$

$$N_V = 4.83 \times 10^{15} \left( \frac{m_{dv}^*}{m_0} \right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}} (\text{cm}^{-3}), \quad (2.72)$$

où  $m_0$  est la masse de l'électron. En considérant le diagramme de bande du silicium dans la première zone de Brillouin,  $m_{dc}^*$  and  $m_{dv}^*$  sont données par :

$$m_{dc}^* = 6^{\frac{2}{3}} \left( m_t^{*2} m_l^* \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.73)$$

$$m_{dv}^* = \left( m_{lh}^{*\frac{3}{2}} + m_{hh}^{*\frac{3}{2}} + \left( m_{so}^* \exp \left( \frac{-\Delta}{kT} \right) \right)^{\frac{3}{2}} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (2.74)$$

où  $m_t^*$  est la masse effective transverse,  $m_l^*$  la masse effective longitudinale,  $m_{lh}^*$  la masse effective de la bande des trous légers,  $m_{hh}^*$  la masse effective de la bande des trous lourds,  $m_{so}^*$  la masse effective de la bande du split-off et  $\Delta$  l'énergie entre cette bande et les deux précédentes. Les mesures expérimentales des masses effectives sont possibles seulement à des températures proches du zéro absolu car les observations cyclotron requises nécessitent une mobilité des porteurs de charge très haute [115]. Ainsi, tous les modèles de  $n_i$ , expérimentaux et théoriques ont la forme suivante :

$$n_i = AT^B \exp \left( \frac{-C}{T} \right). \quad (2.75)$$

Il est clair d'après l'équation 2.68 que  $n_i$  est directement lié à  $E_g^0$ . D'où la nécessité de choisir le bon modèle pour  $E_g^0$  ce qui est discuté dans la section suivante.

---

## Modèles de bande interdite et implications pour $n_i$

Trois modèles de bande interdite sont couramment utilisés et sont tous basés sur les résultats expérimentaux de Bludau et al.[116] and Macfarlane et al.[117]. Chaque modèle propose une expression différente corrélant ces données en se basant sur des hypothèses différentes. Leur dépendance en température est montrée dans la figure 2.11. Thurmond [118] et Alex [119] basent leur corrélation sur l'hypothèse de Varshni [120] qui prend la forme de l'équation 2.76 alors que Pässler [121] suggère une expression de la forme de l'équation 2.77. Les paramètres des modèles de Thurmond, Alex and Pässler sont listés dans la table 2.1.

$$E_g^0(T) = E_g^0(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta'} \quad (2.76)$$

$$E_g^0(T) = E_g^0(0) - \alpha \Theta \left[ \gamma + \frac{3\Delta^2}{2} \left( 1 + \frac{\pi^2}{3(1 + \Delta^2)} \chi^2 + \frac{3\Delta^2 - 1}{4} \chi^3 + \frac{8}{3} \chi^4 + \chi^6 \right)^{\frac{1}{6}} - 1 \right], \quad (2.77)$$

TABLE 2.1 – Paramètres pour les modèles de bande interdites  $E_g^0$  de Thurmond, Alex et Pässler.

	Thurmond	Alex	Pässler
$E_g^0(0)$ (eV)	1.17	1.1692	1.17
$\alpha$ (eV K <sup>-1</sup> )	$4.73 \times 10^{-4}$	$4.9 \times 10^{-4}$	$3.23 \times 10^{-4}$
$\beta$ (K)	636	655	-
$\Theta$ (K)	-	-	446
$\Delta$	-	-	0.51
$\gamma$	-	-	$\frac{1-3\Delta^2}{\exp(\Theta/T)-1}$
$\chi$	-	-	$\frac{2T}{\Theta}$

Malgré les faibles écarts que l'on peut constater sur la figure 2.11, ces écarts ont des conséquences sur les valeurs de  $n_i$ . Afin de l'illustrer, nous avons défini le ratio entre la valeur de  $n_i$  obtenue avec un modèle de  $E_g^0$  et la valeur de  $n_i$  obtenue grâce à un modèle de  $E_g^0$  différent. Les deux modèles de  $E_g^0$  sont indicés  $x$  et  $y$ . Ce ratio est indépendant du modèle de  $n_i$  utilisé.

$$\frac{n_{i,x}}{n_{i,y}} = \exp \left( \frac{E_{g,y}^0 - E_{g,x}^0}{2kT} \right). \quad (2.78)$$

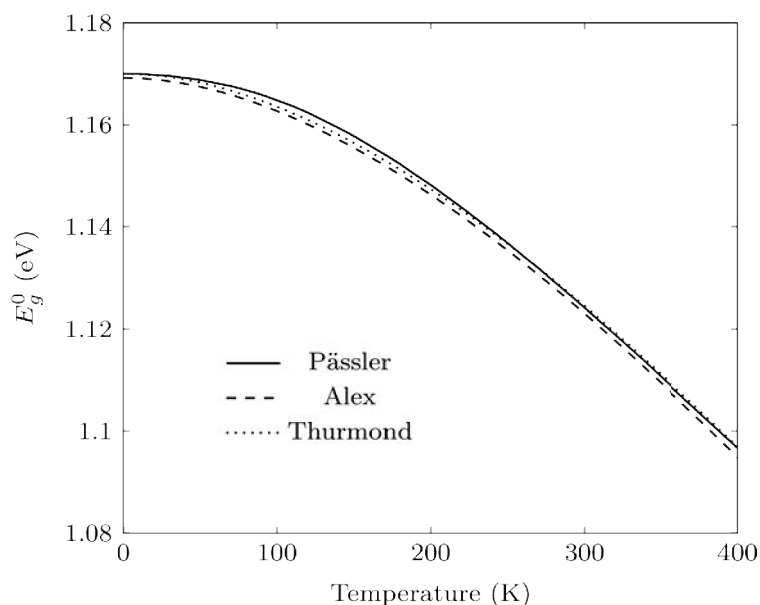


FIGURE 2.11 – Compilation des modèles de bande interdite en fonction de la température.

Dans la figure 2.12 la variation de température du ratio entre chaque modèle et le modèle de Pässler est présenté. L'impact non négligeable du choix du modèle de  $E_g^0$  sur la valeur de  $n_i$  est flagrant à basse température et montre l'importance de ce choix lorsque l'on considère la température.

La plus grande précision du modèle de Pässler est démontrée par la nature irréaliste du régime de dispersion extrêmement large qu'implique le modèle de Varshni et qui n'a jamais été observé expérimentalement [122]. Dans un plan représentant  $E_g^0$  en fonction de la température, on a pour les hautes températures,  $E_g^0(T)$  qui tend vers l'asymptote  $E_{lim}(0) - \alpha T$  où  $\alpha$  est la pente de cette asymptote et  $E_{lim}(0)$  est l'intersection de cette asymptote avec l'axe des ordonnées à 0 K. L'énergie de renormalisation est définie telle que  $E_{lim}(0) - E_g^0(0)$  et est égale, à  $\alpha\Theta/2$  dans le modèle de Pässler et à  $\alpha\beta$  dans le modèle de Varshni. Cela implique une surestimation du paramètre  $\alpha$  et de l'énergie de renormalisation dans les modèles de Thurmond et d'Alex. D'où l'utilisation dans la suite du modèle de Pässler.

### Modèles existants de $n_i$ et correction du BGN

Les modèles de Hensel [123], Madarasz [124] et Humphreys [125] sont des modèles théoriques basés sur la théorie de la perturbation  $k \cdot p$  [126]. Les modèles de Green [106], Sproul [109, 110] et Misiakos [111] sont des modèles semi-empiriques obtenus grâce à des mesures expérimentales. La table 2.2 liste les coefficients A, B et C de l'équation 2.75 pour les modèles sélectionnés et leur gamme de validité en température.

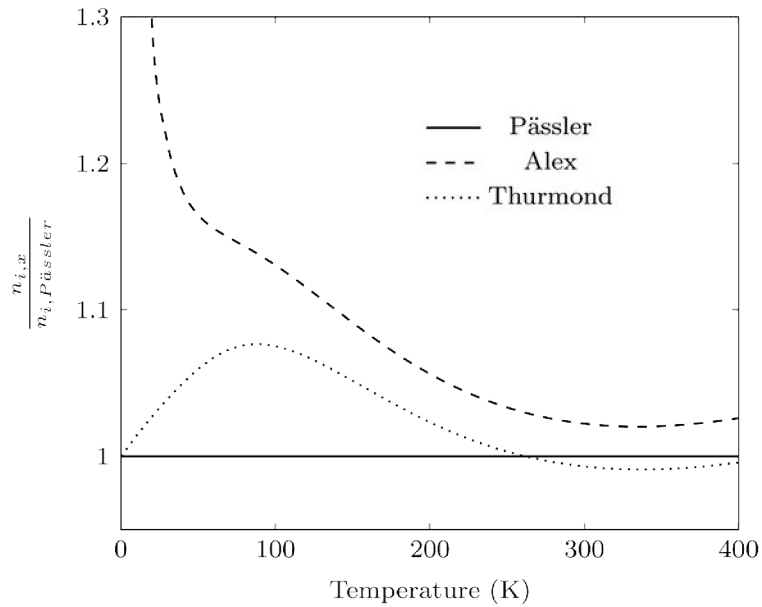


FIGURE 2.12 –  $\frac{n_{i,x}}{n_{i,Pässler}}$ , le ratio entre  $n_i$  calculé avec  $E_{g,x}^0$  et  $n_i$  calculé avec  $E_{g,Pässler}^0$ , en fonction de la température.

TABLE 2.2 – Coefficients de l'équation 2.75 pour les différents modèles et leur gamme de validité en température.

	A ( $\times 10^{14}$ )	B	C	$T_{min}$ (K)	$T_{max}$ (K)
Hensel	15.0	1.722	$\frac{E_g^0(T)}{2k}$	-	-
Humphreys	14.0	1.762	$\frac{E_g^0(T)}{2k}$	-	-
Madarasz	13.7	1.751	$\frac{E_g^0(T)}{2k}$	-	-
Green	16.8	1.715	$\frac{E_g^0(T)}{2k}$	200	500
Sproul (1991)	10.2	2	6880	275	375
Sproul (1993)	16.4	1.706	$\frac{E_g^0(T)}{2k}$	77	300
Misiakos	0.27	2.54	6726	78	340
Notre modèle	15.41	1.712	$\frac{E_g^0(T)}{2k}$	77	375

La nécessité d'une réévaluation de l'expression de  $n_i(T)$  vient de plusieurs points. En se basant uniquement sur les données expérimentales, on peut déjà rejeter l'utilisation des données de Green. Elles se basent sur l'utilisation d'un modèle générique de la mobilité des porteurs, ce qui biaise directement les valeurs obtenues en incluant les erreurs dues au modèle de mobilité choisi. La précision des mesures de Sproul et Misiakos n'a pas cet écueil, mais leur interprétation peut être améliorée.

Dans son second article, Sproul note une bonne corrélation entre les valeurs de  $n_i$  et celles du modèle de Hensel dans la gamme de température allant de 200 à 375 K mais pas à plus basses températures. A partir de ce constat, Sproul ne fait pas confiance à ces mesures et les rejette. Il propose donc une expression de  $n_i(T)$  de la forme de l'équation 2.75 (avec  $C=E_g^0(T)/(2k)$ ) basée non pas sur ses mesures expérimentales, mais sur les valeurs des masses effectives de Hensel et sur les mesures expérimentales de Bludau pour  $E_g^0$  [116].

Il est vrai que les incertitudes expérimentales augmentent lorsque l'on diminue la température, ce qui justifie de comparer les mesures expérimentales à basses températures avec les modèles théoriques. D'autant plus qu'étant basés sur les masses effectives [123, 124, 125], ils sont très précis dans cette gamme de température car basés sur des mesures expérimentales très précises effectuées à des températures proches du zéro absolu [123, 127].

Toutefois, même si cette approche est valide, Sproul ignorait l'existence du BGN dans ses échantillons, car les modèles de l'époque n'en prévoyaient pas. Aujourd'hui, on sait grâce à Schenk et son modèle de BGN [128] que les substrats utilisés alors présentent en fait un léger BGN. Ainsi, Sproul n'a pas mesuré la densité intrinsèque  $n_i$  mais la densité intrinsèque effective  $n_{i,eff}$  et ses mesures nécessitent une réinterprétation via l'équation 2.79 où  $\Delta E_g$  est le BGN calculé grâce au modèle de Schenk.

$$n_{i,eff} = n_i \exp\left(\frac{\Delta E_g}{2kT}\right) = \gamma_{BGN} n_i, \quad (2.79)$$

Dans l'expérience de Sproul, les valeurs de  $n_i$  sont obtenues grâce à l'équation :

$$n_i = \sqrt{\left(\frac{WN_A^-(I_{01} - I_{0e})}{1.025AqD_n\omega \coth \omega}\right)}, \quad (2.80)$$

où  $W$  est l'épaisseur de la zone quasi-neutre du substrat,  $N_A^-$  la densité de dopant ionisé,  $I_{01}$  le courant de saturation,  $I_{0e}$  le courant de saturation de l'émetteur,  $A$  la surface de la cellule,  $D_n$  la diffusivité des électrons minoritaires et  $\omega$  le ratio entre l'épaisseur de la zone quasi-neutre du substrat  $W$  et la longueur de diffusion des électrons minoritaires  $L_n$ .

Les données de Sproul et la correction obtenue en utilisant le modèle de BGN de Schenk sont synthétisées dans la table 2.3. Les corrections sont appliquées aux mesures des substrats de résistivité 10  $\Omega$  cm de Sproul. Les substrats avec une résistivité inférieure à 2  $\Omega$  cm ne sont pas considérés car impropres à l'extraction [112]. Les calculs ne sont pas développés pour les autres résistivités car ils mènent aux mêmes résultats qu'avec les substrats de résistivité 10  $\Omega$  cm. Les substrats ont une épaisseur de 284  $\mu$ m et une surface de 4 cm<sup>2</sup>.

Dans la table 2.3, il est évident que les plus importantes modifications aux valeurs originelles interviennent à basse température à cause du BGN. Les données



corrigées, celles de Misiakos et leur expression de la forme de l'équation 2.75 avec  $C=E_g^0(T)/(2k)$  sont représentées dans la figure 2.13. Les expressions de  $n_i(T)$  obtenues sont

$$n_{i,Misiakos} = 18.21 \times 10^{14} T^{1.699} \exp\left(\frac{-E_g^0}{2kT}\right), \quad (2.81)$$

$$n_{i,Sproul} = 15.41 \times 10^{14} T^{1.712} \exp\left(\frac{-E_g^0}{2kT}\right). \quad (2.82)$$

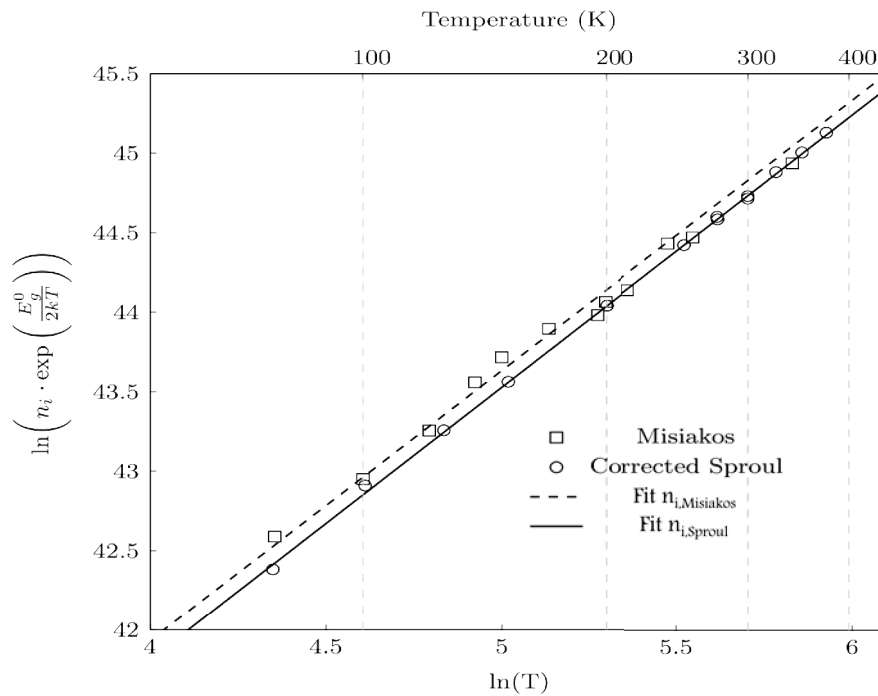


FIGURE 2.13 –  $\ln\left(n_i \cdot \exp\left(\frac{E_g^0}{2kT}\right)\right)$  en fonction de  $\ln(T)$ .

L'expression obtenue à partir des données de Misiakos nous semble moins pertinente que celle obtenue à partir des données corrigées de Sproul. La valeur de  $n_i$  à 300 K avec le modèle de Misiakos est  $1.06 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  alors que l'expression obtenue grâce aux données de Sproul donne  $9.68 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  ce qui est plus en accord avec les valeurs expérimentales obtenues par ces deux études. Les données de Misiakos divergent des modèles théoriques à basse température et présentent une dispersion plus importante que les données de Sproul. De plus, les valeurs de  $n_i$  de Misiakos au dessus de 200 K sont aussi en corrélation avec l'équation 2.82 comme on peut le constater sur la figure 2.13.

TABLE 2.3 – Données de Sproul avec la correction du BGN.

T (K)	$I_{01}$ (A)	$I_{0e}$ (A)	$N_A^-$ (cm <sup>-3</sup> )	$D_n$ (cm <sup>2</sup> /s)	$\omega \coth \omega$	$n_i$ (cm <sup>-3</sup> )	$\gamma_{BGN}$	$n_{i,corrected}$ (cm <sup>-3</sup> )
77.4	$3.38 \times 10^{-69}$	$8.91 \times 10^{-70}$	$8.1 \times 10^{14}$	88.1	1.018	$3.12 \times 10^{-20}$	1.452	$2.59 \times 10^{-20}$
110.6	$2.11 \times 10^{-51}$	$2.23 \times 10^{-52}$	$1.16 \times 10^{15}$	84.0	1.011	$3.34 \times 10^{-11}$	1.339	$2.89 \times 10^{-11}$
125.9	$2.30 \times 10^{-39}$	$1.31 \times 10^{-40}$	$1.27 \times 10^{15}$	79.4	1.007	$3.86 \times 10^{-5}$	1.247	$3.46 \times 10^{-5}$
151.2	$2.84 \times 10^{-31}$	$1.05 \times 10^{-32}$	$1.30 \times 10^{15}$	71.7	1.006	$4.62 \times 10^{-1}$	1.186	$4.24 \times 10^{-1}$
200.3	$2.65 \times 10^{-21}$	$6.25 \times 10^{-23}$	$1.31 \times 10^{15}$	56.0	1.004	$5.11 \times 10^4$	1.120	$4.82 \times 10^4$
250.3	$4.17 \times 10^{-15}$	$8.27 \times 10^{-17}$	$1.32 \times 10^{15}$	43.0	1.003	$7.35 \times 10^7$	1.085	$7.06 \times 10^7$
275	$7.52 \times 10^{-13}$	$3.40 \times 10^{-15}$	$1.35 \times 10^{15}$	38.8	1.003	$1.06 \times 10^9$	1.074	$1.02 \times 10^9$
275.3	$7.92 \times 10^{-13}$	$1.50 \times 10^{-14}$	$1.32 \times 10^{15}$	38.5	1.003	$1.07 \times 10^9$	1.073	$1.03 \times 10^9$
300	$5.94 \times 10^{-11}$	$1.12 \times 10^{-12}$	$1.32 \times 10^{15}$	34.7	1.003	$9.78 \times 10^9$	1.064	$9.48 \times 10^9$
300	$5.90 \times 10^{-11}$	$2.80 \times 10^{-13}$	$1.35 \times 10^{15}$	34.6	1.003	$9.94 \times 10^9$	1.065	$9.63 \times 10^9$
325	$2.56 \times 10^{-9}$	$1.20 \times 10^{-11}$	$1.35 \times 10^{15}$	31.1	1.003	$6.90 \times 10^{10}$	1.058	$6.71 \times 10^{10}$
350	$6.40 \times 10^{-8}$	$3.00 \times 10^{-10}$	$1.35 \times 10^{15}$	28.2	1.003	$3.63 \times 10^{11}$	1.051	$3.54 \times 10^{11}$
375	$1.08 \times 10^{-6}$	$4.80 \times 10^{-9}$	$1.35 \times 10^{15}$	25.8	1.003	$1.56 \times 10^{12}$	1.046	$1.52 \times 10^{12}$

Afin de comparer tous les modèles présentés de  $n_i$ , les différents modèles de  $n_{i,x}(T)$  sont présentés normalisés relativement au modèle de Hensel  $n_{i,Hensel}$  [123] dans la figure 2.14. La normalisation relative au modèle de Hensel est nécessaire à la comparaison des modèles sur une large gamme de température car les valeurs de  $n_i$  varient sur plusieurs ordres de grandeur. Le choix du modèle de Hensel vient du fait qu'il est le plus proche des valeurs expérimentales et que les modèles empiriques n'ont pas de validité sur une large gamme de température. On soulignera aussi, à la vue de la figure 2.14 que la substitution d'un coefficient constant  $C$  à la place de  $E_g^0(T)/(2k)$  dans l'expression théorique 2.68 est très discutable à basse température.

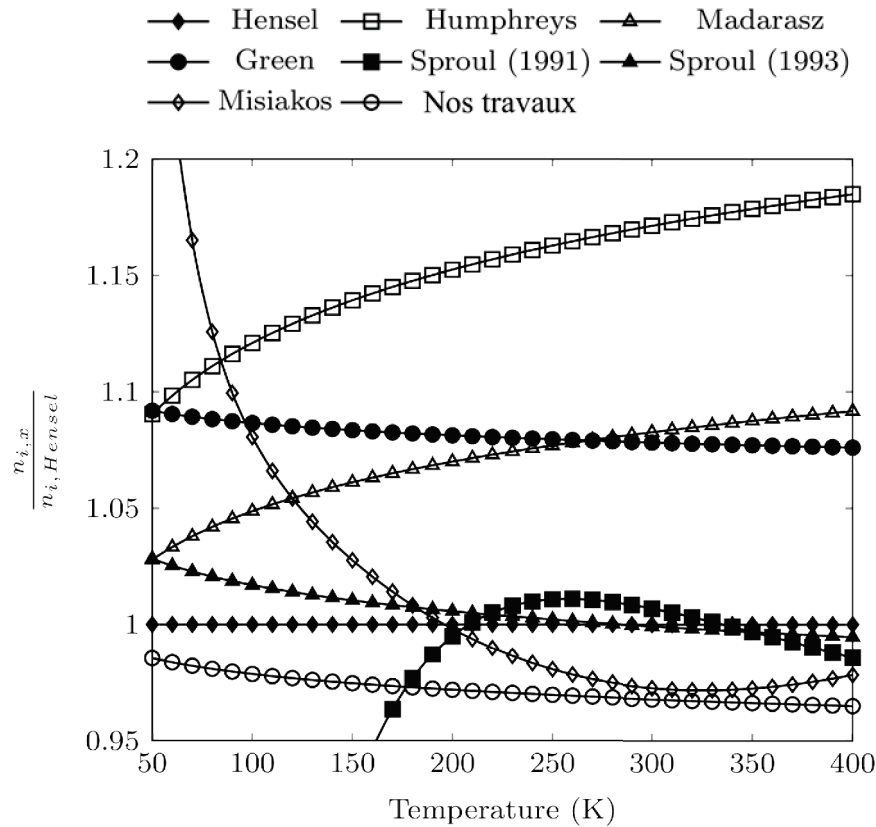


FIGURE 2.14 –  $n_{i,x}$  normalisé selon  $n_{i,Hensel}$  [123] en fonction de la température pour différents modèles.

### Masses effectives des densités d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence

Il est pratique de modéliser la dépendance en température de  $m_{dc}^*$  and  $m_{dv}^*$  pour facilement modéliser  $N_V$  et  $N_C$  pour que ces deux grandeurs soient en accord avec la nouvelle expression de  $n_i$ . La faible dépendance par rapport à la température de  $m_{dc}^*$  au contraire de  $m_{dv}^*$  nous permet de considérer la dépendance théorique de  $m_{dc}^*$  en

température comme dérivant de celle de  $m_l^*$  et  $m_t^*$ . Théoriquement,  $m_l^*$  est invariant par rapport à la température [129] et sa valeur a été estimée avec précision à 4 K [123]. En ce qui concerne  $m_t^*$ , le modèle suggéré par Green [106] (équation 2.84) est en accord avec les données expérimentales de Ousset [130].

$$m_l^* = 0.9163 \cdot m_0, \quad (2.83)$$

$$m_t^* = 0.1905 \cdot m_0 \left( \frac{E_g^0(0)}{E_g^0(T)} \right). \quad (2.84)$$

Ainsi,  $(m_{dc}^*(T)/m_0)^{\frac{3}{2}}$  peut être exprimé pour la gamme de température allant de 0 à 400 K tel que présenté dans l'équation 2.85 grâce à une interpolation polynomiale du troisième ordre de  $E_g^0(0)/E_g^0(T)$  sur la base du modèle de Pässler. Les erreurs induites par l'interpolation sont inférieures à 0.5% pour chaque valeur de la gamme de température.

$$\left( \frac{m_{dc}^*(T)}{m_0} \right)^{\frac{3}{2}} = A_c T^3 + B_c T^2 + C_c T + D_c, \quad (2.85)$$

where

$$\begin{aligned} A_c &= -4.609 \times 10^{-10}, & B_c &= 6.753 \times 10^{-7}, \\ C_c &= -1.312 \times 10^{-5}, & D_c &= 1.094. \end{aligned}$$

Contrairement à  $m_{dc}^*$ ,  $m_{dv}^*$  a une forte dépendance par rapport à la température et les données expérimentales ne sont pas en accord avec les modèles théoriques [123, 124, 125]. En se basant sur les équations 2.68, 2.71, 2.72, 2.85,  $E_{g,Pässler}^0$  et les modèles de  $n_i$ , il est possible d'obtenir une expression de  $(m_{dv}^*(T)/m_0)^{\frac{3}{2}}$  selon un modèle de  $n_i$  et d'en proposer une expression polynomiale du troisième ordre.

Afin d'illustrer les écarts induits par les différents modèles de  $n_i$ , l'évolution en fonction de la température de  $(m_{dv}^*(T)/m_0)^{\frac{3}{2}}$  selon ces modèles est tracée dans la figure 2.15.

Le polynôme obtenu avec l'équation de  $n_i$  du modèle basé sur les données de Sproul corrigées (équation 2.82) est

$$\left( \frac{m_{dv}^*(T)}{m_0} \right)^{\frac{3}{2}} = A_v T^3 + B_v T^2 + C_v T + D_v, \quad (2.86)$$

où

$$\begin{aligned} A_v &= 2.525 \times 10^{-9}, & B_v &= -4.689 \times 10^{-6}, \\ C_v &= 3.376 \times 10^{-3}, & D_v &= 3.426 \times 10^{-1}. \end{aligned}$$

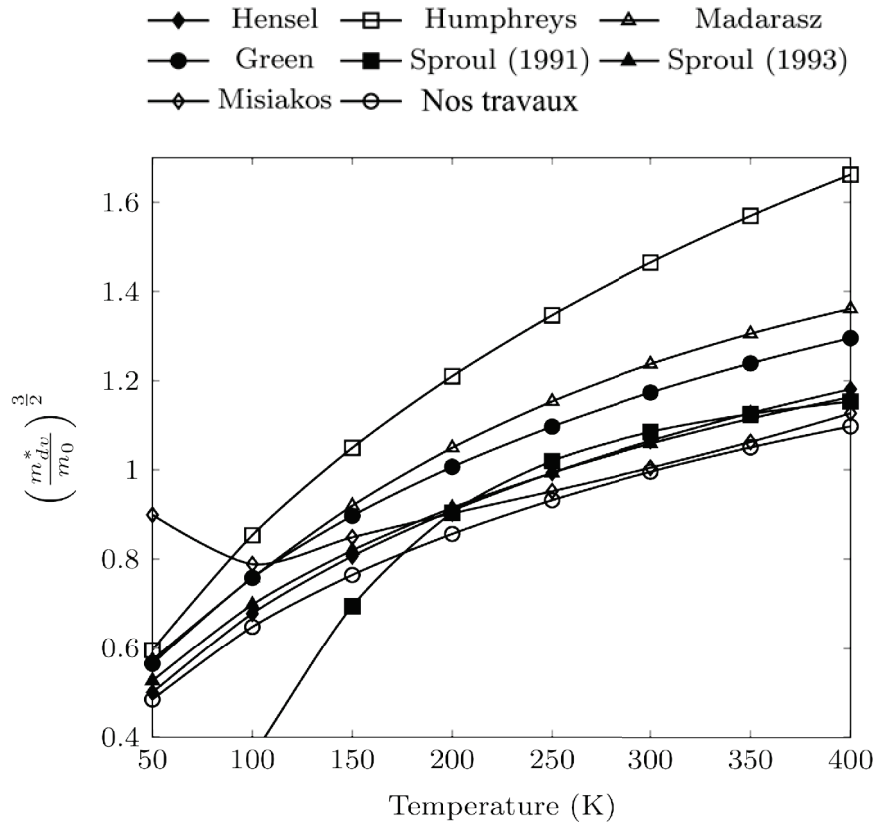


FIGURE 2.15 – Variations de  $\left(\frac{m_{dv}^*}{m_0}\right)^{\frac{1}{2}}$  extraites des différents modèles en fonction de la température.

Pour évaluer la reproduction de  $n_i$  grâce aux polynômes 2.85 et 2.86, ils sont insérés dans les équations 2.68, 2.71 et 2.72 et produisent l'expression de  $n_{i,poly}$ .  $n_{i,poly}$  reproduit correctement  $n_{i,corrected}$  de l'équation 2.82 comme on peut le constater dans la figure 2.16 où l'erreur relative de  $n_{i,poly}$  par rapport à  $n_{i,corrected}$  est tracée en fonction de la température. Les écarts maximum sur la gamme de température allant de 50 à 400 K sont inférieurs à 1.5%.

Nous venons de constater que la variation du  $n_i$  est très sensible à la température. Or cette température, de par le principe de superposition, est toujours définie soit au  $J_{sc}$ , soit égale à 25 °C. On la considère constante en fonction de la tension  $V$ . Cependant, comme nous le verrons dans la présentation de nos résultats, cette hypothèse mérite d'être révisée.

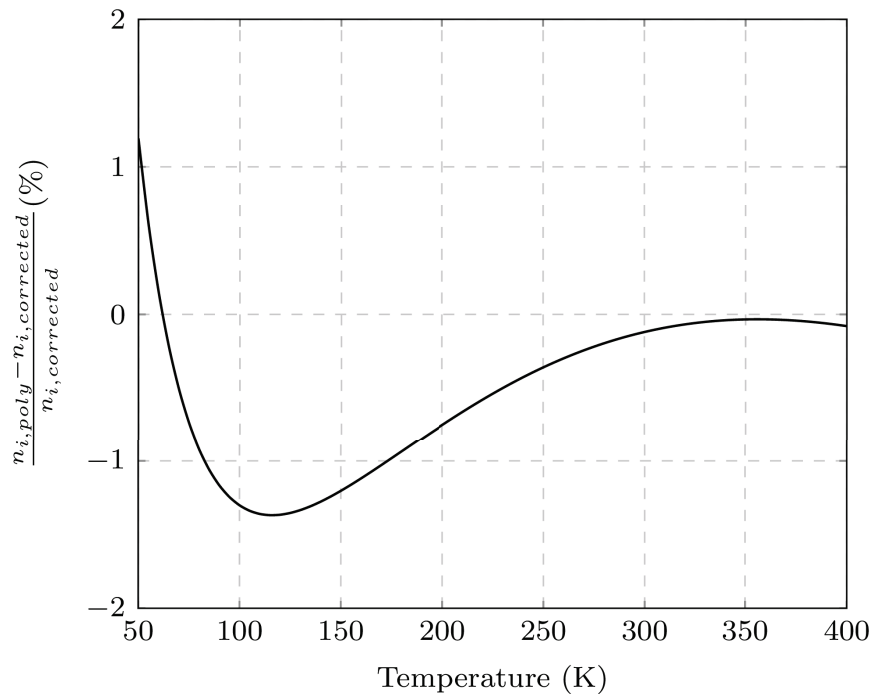


FIGURE 2.16 – Erreur relative induite par l’utilisation de  $n_{i,poly}$  par rapport à l’utilisation de l’équation 2.82.

## 2.6 Le principe de superposition

Cette partie permet de traiter le sujet de la validité du principe de superposition (POS). En général, la caractéristique I-V d’une cellule photovoltaïque est décrite en utilisant le POS. Ce principe stipule que  $J_L(V)$  peut être décrit par la somme de la densité de courant de court-circuit photogénéré par la diode sous illumination,  $J_{sc}$ , et la densité de courant de saturation de la diode sous obscurité,  $J_D(V)$ . L’équation 2.1 utilise ce principe en se basant sur l’hypothèse de la linéarité des équations de continuité.

Il est pratique d’utiliser le POS afin de simplifier la résolution des équations de transport de porteurs de charge de la section 2.2. Ce principe simplifie la simulation d’une cellule photovoltaïque sous illumination à différentes tensions en divisant le problème en deux parties distinctes plus simples : la détermination de  $J_{sc}$  et de  $J_D(V)$  défini par le taux de recombinaison sous obscurité  $U_D(V)$  tel que  $J_D(V) = qU_D(V)$ . Nous avons donc construit un premier algorithme de résolution du problème électro-thermo-radiatif basé sur l’équation 2.1 pour nous permettre de prendre en compte le comportement thermique en supposant la validité du POS. C’est l’algorithme de la figure 2.18.

Cependant, du fait de la non-linéarité des équations de continuité dans des cas particuliers, la validité du POS a déjà été remise en cause de nombreuses fois selon

des critères électriques [83, 84, 85]. Nous nous sommes donc interrogés sur sa validité avec la prise en compte de la thermique ce qu'aucune étude n'avait considéré jusqu'alors. En travaillant sur l'origine des sources thermiques, nous avons identifié une forte variation de celles-ci en fonction de la tension. Du fait de cette dépendance, l'application du POS est caduque, car, comme on peut le constater dans l'algorithme 2.18, on utilise les propriétés physiques définies au  $J_{sc}$  pour l'ensemble des tensions. Or la température variant, les propriétés physiques ne peuvent être les mêmes selon la tension. Afin d'évaluer l'erreur commise à cause de l'application du POS, nous avons mis en place un second algorithme présenté dans la figure 2.19.

On remarquera que le traitement des problèmes radiatif et électrique est résolu par bandes spectrales, comme le souligne le cadre bleu des figures 2.18 et 2.19. La résolution fréquentielle consiste à discrétiser par bandes fréquentielles les propriétés physiques des matériaux. Plus les bandes fréquentielles sont larges, plus le calcul est rapide mais plus on introduit des distorsions à cause d'une définition des propriétés trop éloignée de la réalité. Dans l'ensemble de la thèse, une définition de 119 bandes fréquentielles réparties entre 280 à 15 000 nm pertinemment a permis de rendre compte de manière satisfaisante des propriétés physiques des cellules photovoltaïques. Nous présentons dans la figure 2.17 le spectre solaire défini grâce à ces bandes fréquentielles.

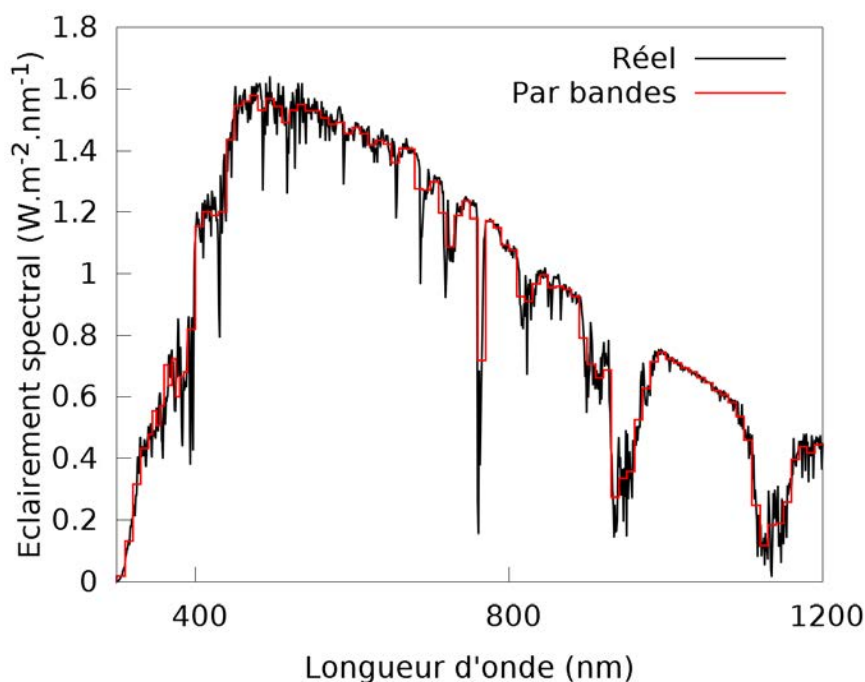


FIGURE 2.17 – Spectre solaire AM1.5G et celui-ci défini par bandes spectrales.

Dans les algorithmes apparaît le caractère itératif du programme que nous avons développé qui est nécessaire pour réaliser le couplage des différents problèmes phy-

siques. En effet, il est nécessaire d'utiliser les résultats des itérations successives afin de prendre en compte l'échauffement que les radiations incidentes induisent pour redéfinir les propriétés physiques des matériaux et donc rétroagir sur les problèmes radiatifs et électriques au travers des propriétés jusqu'à la convergence vers un équilibre énergétique.

Les conditions initiales choisies sont injectées dans le problème thermique afin de définir une première température. Cette température est alors utilisée pour résoudre le problème radiatif qui donne ainsi le taux de génération de porteurs de charge,  $g$ . Celui-ci est alors utilisé dans le problème électrique. Les problèmes radiatifs et électriques sont donc résolus à cette température lors de la première itération.

Grâce à la résolution de ces deux problèmes et à la définition des sources thermiques qui leur sont liées, on définit le terme  $H_{i+1}$  qui désigne la source thermique totale obtenue pour la température de l'itération  $i$  issue de  $H_i$ . On utilise l'indice  $i + 1$  car cette source thermique servira à définir la température de l'itération  $i + 1$ .

La différence entre les deux algorithmes est la non dépendance des propriétés physiques de la cellule photovoltaïque à la tension dans le cas de l'application du POS (figure 2.18). En effet les propriétés physiques, qui sont utilisées dans la détermination de  $J_D(V)$  dans le cas de l'application du POS, sont les propriétés physiques pour une tension  $V = 0$ . L'impact de l'application du POS sera investigué dans le chapitre 3.



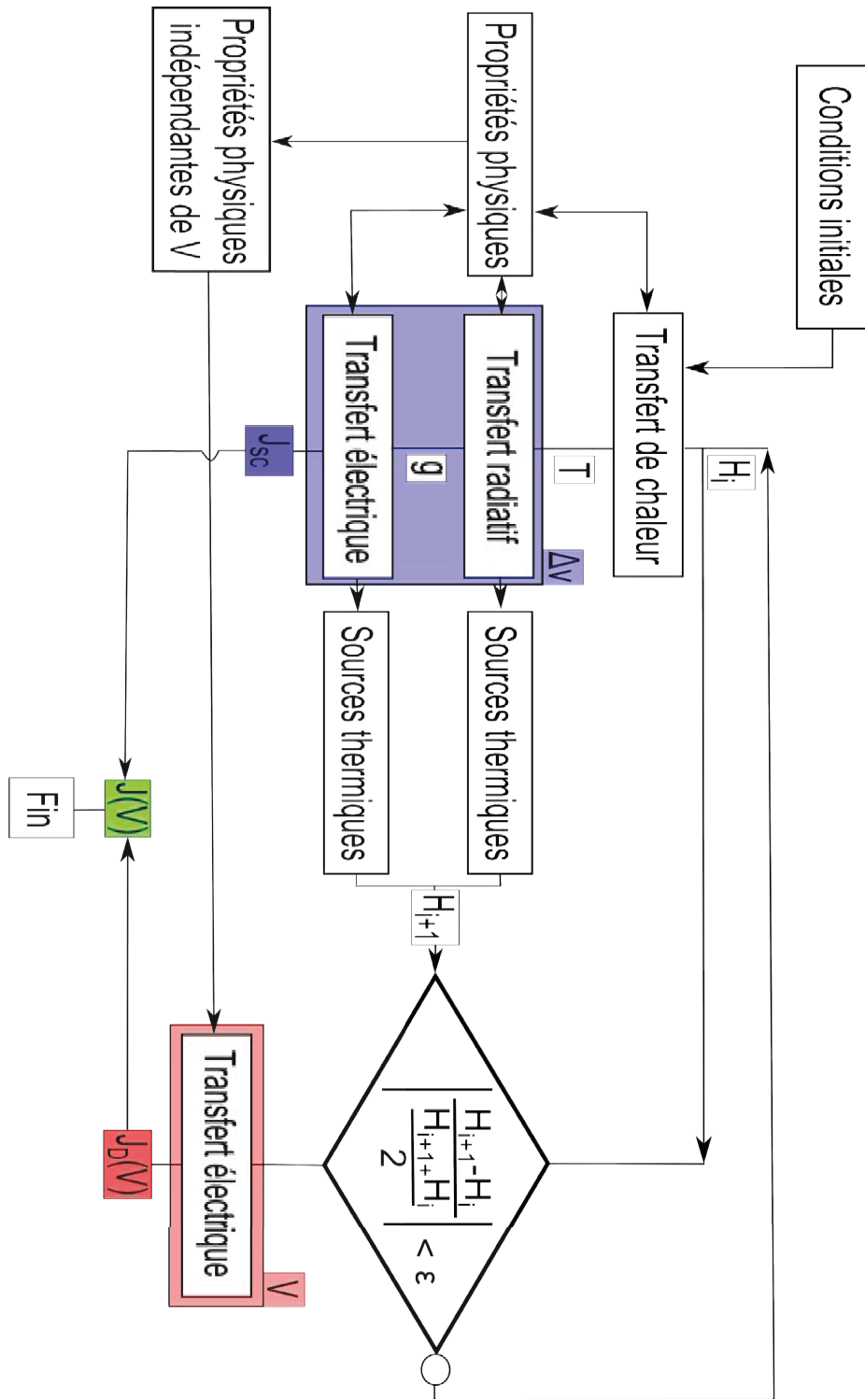


FIGURE 2.18 – Algorithme de résolution du problème multiphysique avec le POS.

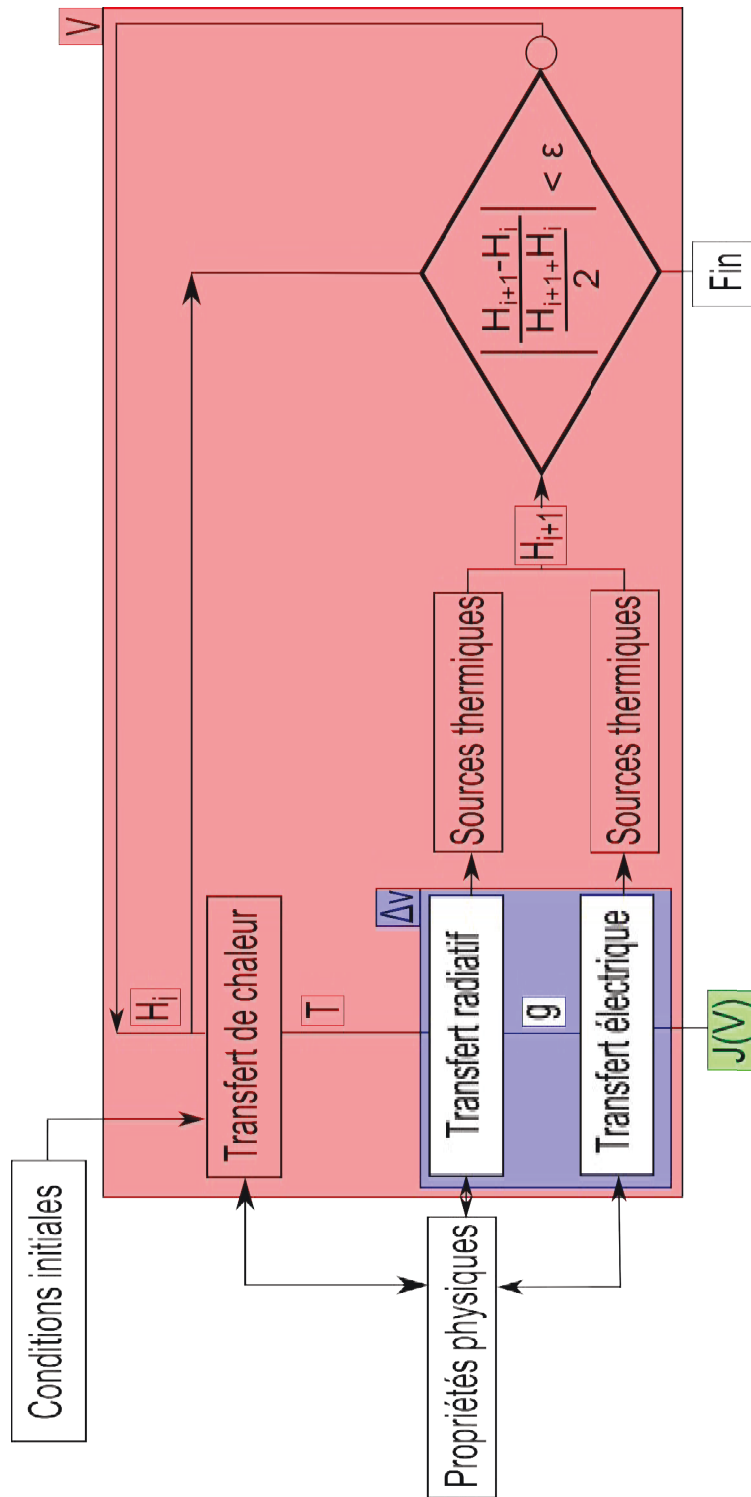


FIGURE 2.19 – Algorithme de résolution du problème multiphysique sans le POS.

Les caractéristiques I-V d'une diode sous obscurité et sous illumination illustrent bien le POS. Comme le montre la figure 2.20, la caractéristique de la diode sous obscurité est translatée selon l'axe des courants de  $-J_{sc}$ .

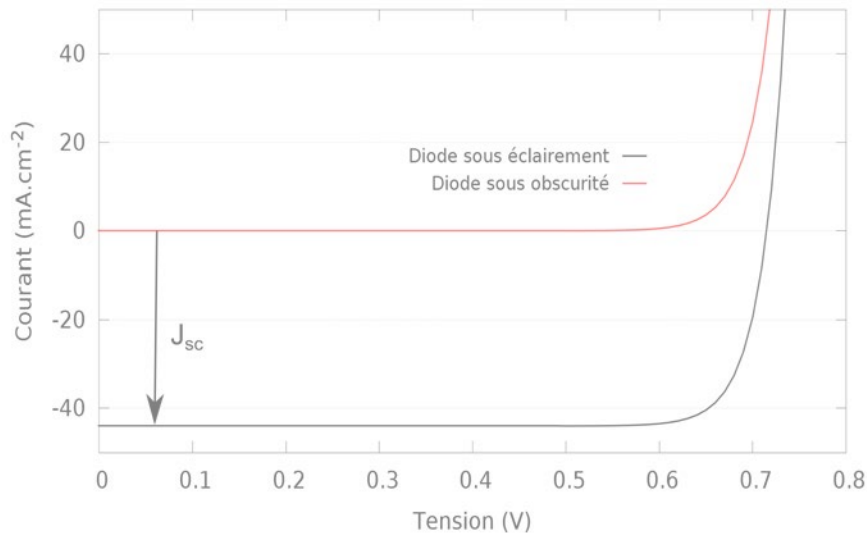


FIGURE 2.20 – Caractéristiques I-V d'une diode sous obscurité et sous éclairement.

On retranche  $J_{sc}$  à  $J_D(V)$  car le courant photogénéré s'oppose au courant de la diode sous obscurité. Dans le but d'expliquer l'opposition de ces deux courants qui est une notion nécessaire pour comprendre la suite du développement, nous nous limitons à la description des électrons, un raisonnement similaire est applicable aux trous.

A l'équilibre thermique (figure 2.21(a)), deux courants s'opposent dans une jonction  $pn$ , le courant de dérive des électrons minoritaires de la zone  $p$  vers la zone  $n$  et le courant de diffusion des électrons majoritaires de la zone  $n$  vers la zone  $p$ . A l'équilibre thermique, ces deux courants s'équilibrent, il n'y a donc pas de circulation de courant ( $J_D(V = 0) = 0$ ). Cet équilibre peut être rompu soit par l'application d'une tension aux bornes de la diode, soit par la génération de porteurs de charge due à un éclairement.

Dans le cas de l'application d'une tension aux bornes de la diode, le diagramme de bandes de la figure 2.21(a) va évoluer vers le diagramme de bandes de la figure 2.21(b). L'évolution de l'un vers l'autre se traduit dans la caractéristique I-V d'une diode sous obscurité (voir la figure 2.20) par l'augmentation de  $J_D(V)$  lorsque  $V$  augmente. L'augmentation de la tension implique un déséquilibre entre le courant de dérive et le courant de diffusion dont résulte la circulation d'un courant au travers de la diode dans le sens du courant de diffusion qui est plus important que le courant de dérive.

Le déséquilibre entre les deux courants vient de l'abaissement de la barrière de potentiel entre la zone  $p$  et la zone  $n$  de par l'application d'une tension  $V$  aux bornes

de la diode. Cela se traduit par la séparation des quasi niveaux de Fermi  $E_{FN}$  et  $E_{FP}$  dans les zones  $n$  et  $p$  respectivement. On a alors une augmentation du courant de diffusion des électrons majoritaires de la zone  $n$  vers la zone  $p$  par rapport à ce même courant à l'équilibre thermique. Le courant de diffusion dépend de la tension appliquée au travers du facteur exponentiel de Boltzmann,  $\exp \frac{qV}{kT}$ . Quant au courant de dérive de la zone  $p$  vers la zone  $n$ , il est peu influencé par la tension appliquée. L'équilibre atteint en fonction de la tension est parfaitement décrit par le second terme du membre de droite de l'équation 2.1. Il ressort de cette équation le paramètre de recombinaison  $J_0$  qui est primordial dans la compréhension du comportement thermique des cellules photovoltaïques, nous y reviendrons par la suite.

Dans le cas de la génération de porteurs de charge, le diagramme de bandes de l'équilibre thermique ne change pas à proprement parler. La seule différence est la source de génération des porteurs minoritaires dans la zone  $p$ . La photogénération ajoute des porteurs de charge minoritaires en plus de ceux créés thermiquement. Elle génère aussi des porteurs de charge majoritaires mais dans le cadre de l'hypothèse de faible injection que nous utilisons, la variation de concentration en porteurs de charge majoritaires due à la photogénération est négligeable. Cette augmentation des électrons minoritaires de la zone  $p$  augmente le courant de dérive. Ainsi, à l'inverse de l'effet d'une tension appliquée aux bornes de la diode, le courant d'électron résultant de la somme des courants de dérive et de diffusion va aller dans le sens du courant de dérive car celui-ci est plus important que le courant de diffusion, qui est peu influencé par l'éclairement. L'évolution de la figure 2.21(a) à la figure 2.21(c) se traduit dans la caractéristique I-V par la valeur  $J_L(V = 0) = -J_{sc}$

La figure 2.21(d) illustre l'évolution de la densité de courant  $J_L(V)$  en fonction de la tension par les mécanismes physiques qui la gouverne. Le quasi équilibre que la diode atteint pour un éclairement et une tension à ses bornes induit un courant  $J_L(V)$  qui est la résultante des deux excitations que nous venons de décrire séparément. Le courant de dérive est principalement dû à la photogénération et le courant de diffusion qui s'oppose à lui est principalement dû au fonctionnement de la diode sous obscurité. Ainsi, sous faible injection et avec l'application du principe de superposition, on comprend grossièrement les mécanismes à l'œuvre dans une cellule photovoltaïque.

Une fois ces bases posées, la résolution des équations régissant les mécanismes de la diode permet la compréhension de son fonctionnement et les finesses des effets thermiques. Le couplage électro-thermo-radiatif révèle ainsi des aspects oubliés de l'analyse classique et synthétise tous les éléments utiles à la compréhension du fonctionnement global d'une cellule photovoltaïque.

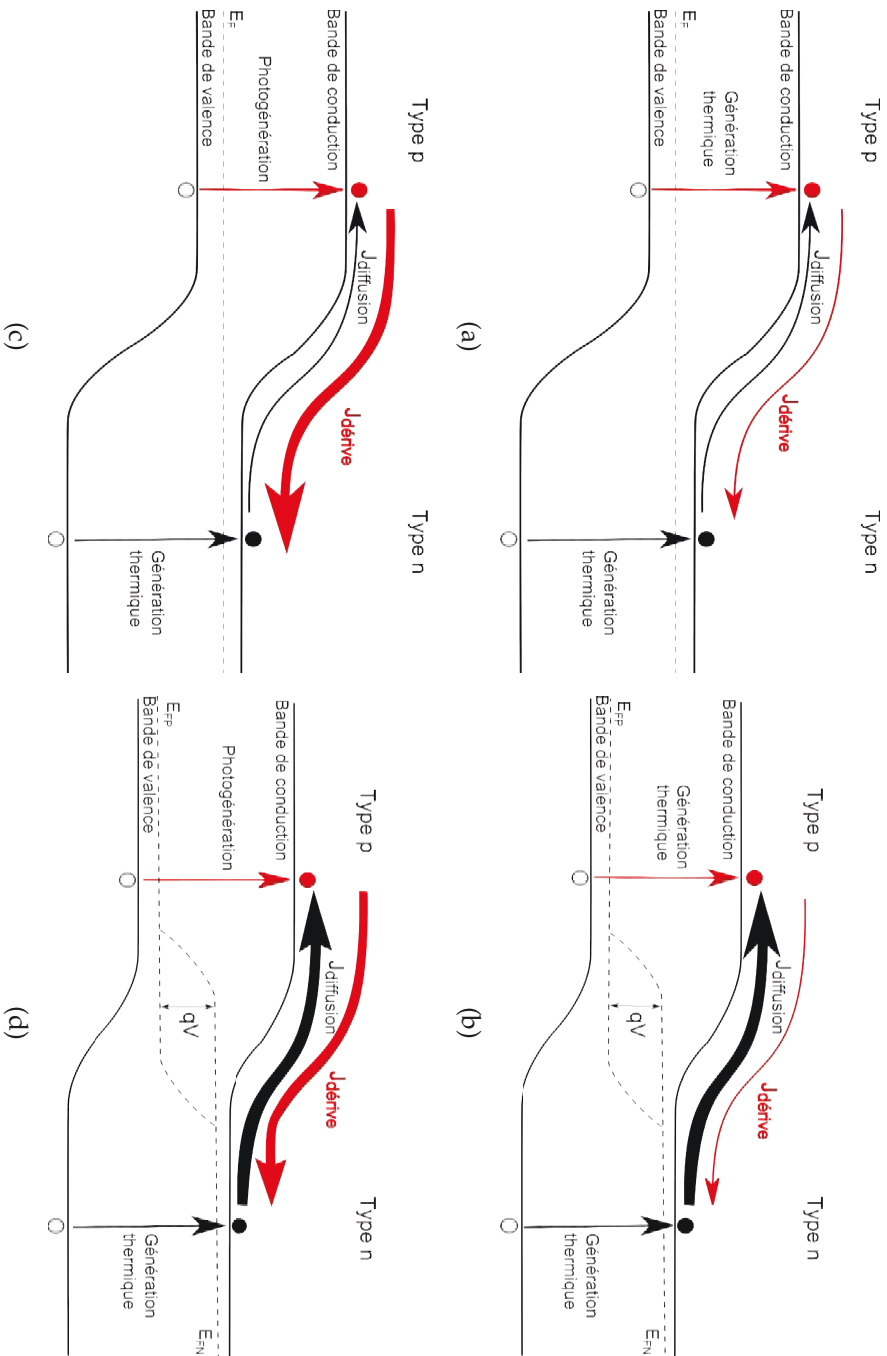


FIGURE 2.21 – Diagrammes de bandes associés à une diode (a) à l'équilibre thermique, (b) sous obscurité avec une tension appliquée à ses bornes, (c) sous éclaircissement sans tension appliquée à ses bornes et (d) sous éclaircissement avec une tension appliquée à ses bornes.

## 2.7 Paramètres de simulation

Maintenant que nous avons défini l'ensemble de la géométrie, des modèles physiques considérés et des paramètres physiques d'une cellule photovoltaïque, il est important de voir quels maillages de points sont nécessaires. Ceci afin de rendre compte fidèlement des phénomènes physiques sans pour autant alourdir inutilement le temps de calcul nécessaire à la restitution des événements prenant place dans la cellule photovoltaïque. De même, la recherche de l'équilibre thermique doit être optimisée afin d'éviter que de trop nombreuses itérations ralentissent le calcul.

### 2.7.1 Maillages

Nous utilisons trois maillages distincts, un pour le problème thermique, et deux autres pour les problèmes radiatifs et électriques. Le pas du maillage thermique correspond à 2% de l'épaisseur de la cellule photovoltaïque simulée. Le manque de finesse du maillage n'est pas un défaut car la conductivité du silicium est tellement importante que dans le cas quasi-stationnaire que nous traitons, les différences maximales de température observées entre deux points d'une cellule photovoltaïque ont toujours été inférieures à (0.01 K) dans le silicium rendant de fait un maillage fin inutile.

En ce qui concerne le maillage utilisé pour le traitement des modèles électriques et radiatifs, il convient de partager la cellule photovoltaïque en deux parties dont les besoins sont différents. Le maillage proche de la face avant doit être fin car les propriétés d'absorption et donc de génération de porteurs de charge varient beaucoup sur des distances faibles. De même, le traitement numérique de l'effet Joule résolu spatialement impose une finesse minimum aux alentours de la jonction pour rendre compte du phénomène correctement. Ainsi, le maillage est fin proche de la surface sur laquelle le rayonnement est incident, alors que le second est beaucoup plus grossier car les variations des propriétés dans le reste de la cellule ne sont pas abruptes. Ainsi, le maillage proche de la face avant est un maillage exponentiel avec un pas exponentiel sur  $N_{exp}$  nœuds et le maillage pour le reste de la cellule photovoltaïque a un pas constant sur  $N_{cst}$  nœuds. Le nombre total de nœuds est  $N = N_{exp} + N_{cst}$ .

Pour le maillage exponentiel, chaque nœud est au centre de la maille et chaque maille à une longueur  $dx(i)$  définie selon l'équation 2.87 pour les  $N_{exp}$  premiers nœuds du maillage qui se répartissent sur l'épaisseur allant de  $x = 0$  à  $x = D_{exp}$ , puis une longueur  $dx(i)$  constante pour l'ensemble des  $N_{cst}$  nœuds sur l'épaisseur allant de  $x = D_{exp}$  à  $x = W_N + W_p$ . Pour le maillage constant, chaque nœud est aussi au centre de la maille et chaque maille à une longueur  $dx_c(i)$  définie selon l'équation 2.88. Chaque nœud est donc indexé en fonction de sa position par rapport à la face avant de la cellule photovoltaïque avec l'indice  $i$ .

$$dx(i) = \frac{1}{C_{mesh}} \left[ \log \left( \frac{1 - (i+1) \frac{1 - \exp(-C_{mesh} D_{exp})}{N_{exp}}}{1 - i \frac{1 - \exp(-C_{mesh} D_{exp})}{N_{exp}}} \right) \right] \quad (2.87)$$

$$dx_c(i) = \frac{W_N + W_P}{N_{cst}} \quad (2.88)$$

Afin d'avoir le meilleur compromis entre précision et temps d'exécution, nous avons exécuté des essais sur les paramètres  $N$ ,  $N_{exp}$ ,  $C_{mesh}$  et  $D_{exp}$ . Ces essais nous ont permis de choisir  $N = 3000$ ,  $N_{exp} = 2000$ ,  $C_{mesh} = 8 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  et  $D_{exp} = 1 \times 10^{-6} \text{ m}$ . Avec ces paramètres, nous obtenons des résultats dont les écarts par rapport au maillage le plus dense que nous avons utilisé ( $N = 11000$ ,  $N_{exp} = 10000$ ,  $C_{mesh} = 8 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  et  $D_{exp} = 5 \times 10^{-6} \text{ m}$ ) sont inférieurs à 1% alors que le temps d'exécution diminue drastiquement et permet d'exécuter le programme en moins de 30 s contre plusieurs minutes pour les maillages plus denses.

De même, la variable  $C_{mesh}$  a été ajustée afin d'offrir le meilleur compromis entre la finesse du maillage proche de la face avant et la continuité entre la taille des mailles proches de  $x = D_{exp}$  et celles du maillage constant. Dans la figure 2.22 est représentée l'évolution de  $dx(i)$  en fonction de  $x$  la profondeur par rapport à la face avant d'un substrat de  $200 \mu\text{m}$ . On remarquera que le premier nœud est situé vers  $x \approx 0.25 \text{ nm}$  et non en  $x = 0 \text{ nm}$  car la position de la maille est définie par la position de son centre. On notera aussi la nette transition entre la partie définie par le maillage exponentiel et la partie où  $dx(i)$  est constant au delà de  $10 \mu\text{m}$ . Avant cette transition, la taille des mailles est répartie en deux zones, une première proche de la surface où la taille des mailles est inférieure à  $1 \text{ nm}$  puis progressivement la taille de maille augmente pour approcher de la valeur constante du maillage au delà de  $10 \mu\text{m}$ , à savoir  $190 \text{ nm}$ . L'utilisation de ce maillage lâche permet de diminuer grandement le nombre de points, tout en conservant la structure exponentielle fine nécessaire en face avant. Les plus grandes mailles du maillage exponentielle ne posent pas de problème car elles ne s'étalent que sur quelques microns où les variations de propriétés sont moins rapides qu'en face avant de la cellule photovoltaïque.

## 2.7.2 Convergence en température

Tout comme le maillage, la finesse de la convergence en température joue tangiblement sur la durée de la simulation. L'objectif est d'obtenir une température de fonctionnement la plus proche de ce qu'une méthode de convergence lente est capable de fournir, tout en accélérant cette convergence. Le processus itératif (voir figure 2.18) est utilisé avec comme conditions initiales, un terme de source thermique nul  $H = 0$  et une température initiale  $T_{init}$ . Le but du processus itératif est de définir une source thermique  $H$  qui introduite dans l'équation de transfert thermique 2.46 fournit une température  $T$  aussi proche de la température de fonctionnement que

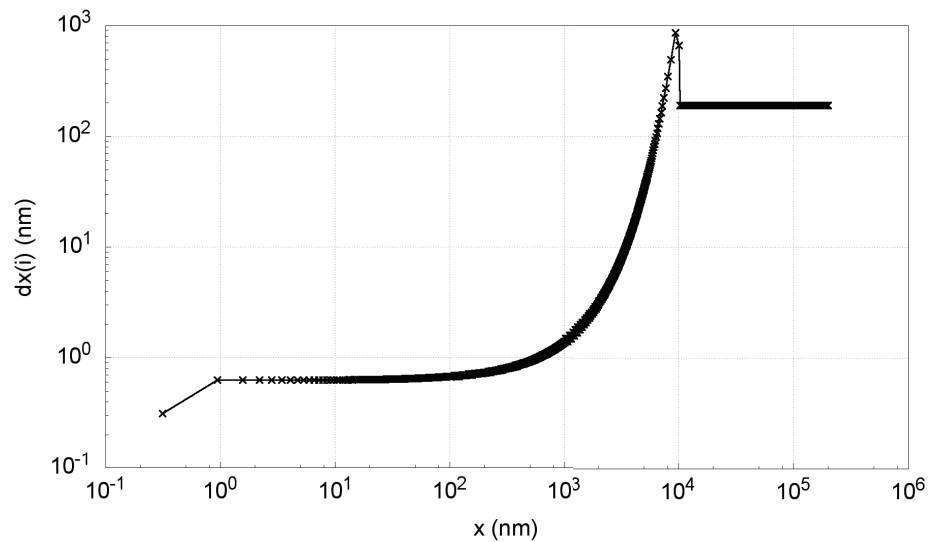


FIGURE 2.22 – Evolution de  $dx(i)$  en fonction de  $x$  sur un substrat de  $200\ \mu\text{m}$  avec  $N = 3000$ ,  $N_{exp} = 2000$ ,  $C_{mesh} = 8 \times 10^5$  et  $D_{exp} = 1 \times 10^{-6}$  m.

possible. La résolution de l'équation de transfert thermique avec un terme source donné fournit une possible température de fonctionnement et une puissance échangée par convection avec le milieu extérieur sur ses faces avant et arrière. Ensuite, les sources thermiques sont déterminées à cette température et un bilan thermique est réalisé. Si les sources thermiques sont équilibrées par la dissipation énergétique par convection alors le système est en équilibre thermique, sinon il faut modifier la source thermique et réitérer le même procédé. La figure 2.23 est une simplification du procédé itératif se focalisant sur le traitement du problème thermique.

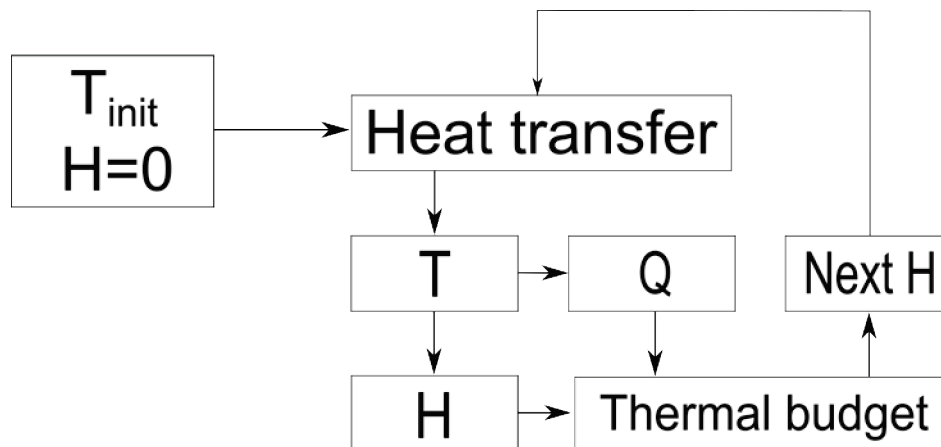


FIGURE 2.23 – Processus itératif de détermination de la température.

Le problème revient à rechercher le zéro de la différence entre  $H$  et  $Q$ . Or la particularité de l'exercice est que la température est une fonction de la source thermique.



L'expression d'une nouvelle température n'est donc pas directement possible par la méthode des sécantes. Pour obtenir cette nouvelle température, la source thermique doit être estimée. Lors d'une itération la température  $T_a$ , la source thermique  $H_a$  et la puissance dissipée par convection  $Q_a$  sont obtenues. Lors de l'itération suivante  $H_a$  est utilisé pour déterminer la température  $T_b$  qui définit la source thermique  $H_b$  et la puissance dissipée par convection  $Q_b$ . Si la différence  $H_b - Q_b$  n'est pas inférieure au critère de convergence  $\epsilon_{Temp}$  il faut définir une nouvelle source thermique  $H_c$  dont la différence avec  $Q_c$  doit être plus petite que lors de l'itération précédente. En approximant linéairement  $H(T)$  et  $Q(T)$  à partir des points  $H_a, H_b, Q_a, Q_b$ , on obtient les expressions suivantes

$$H(T) = H_a + \frac{H_b - H_a}{T_b - T_a} (T - T_a) \quad (2.89)$$

$$Q(T) = Q_a + \frac{Q_b - Q_a}{T_b - T_a} (T - T_a) \quad (2.90)$$

La température  $T_c$  est la température où s'interceptent les deux approximations linéaires. Elle s'exprime selon l'expression suivante

$$T_c = T_a + \frac{(Q_a - H_a)(T_b - T_a)}{H_b - H_a + Q_a - Q_b} \quad (2.91)$$

Mais au lieu d'utiliser  $T_c$  comme base de la prochaine itération, le processus itératif du programme impose le calcul de  $H_c$  en introduisant  $T_c$  dans l'équation 2.89

$$H_c = H_a + \frac{(H_b - H_a)(Q_a - H_a)}{H_b - H_a + Q_a - Q_b} \quad (2.92)$$

Somme toute, la méthode de recherche du zéro utilisée est très proche de la méthode des sécantes. Elle permet d'éviter les problèmes de divergence que nous avons dans les versions antérieures du programme où la température  $T_c$  était obtenue par l'introduction de  $H_b$  dans l'équation 2.89 au lieu de  $H_c$ . Cette méthode introduisait une instabilité forte de la convergence dans des cas critiques comme lorsque les coefficients de convection  $h, f$  et  $h, b$  sont faibles et que l'on a une tension  $V$  proche du  $V_{oc}$  de la cellule photovoltaïque. Ce nouvel algorithme diminue le temps de calcul en diminuant le nombre d'itérations nécessaires pour trouver la valeur de  $H$  où l'équilibre thermique est atteint, le gain de temps moyen observé est de l'ordre de 20% sur l'ensemble des simulations réalisées.

## 2.8 Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'intégralité du programme développé en commençant par une description de la géométrie du problème et des hypothèses de simulation utilisées. Le couplage des équations de transport de porteurs de charge, de transfert radiatif et de transfert de chaleur est détaillé afin de permettre l'analyse des résultats qui seront présentés dans le chapitre suivant. Ce couplage est présenté selon deux algorithmes, l'un avec le principe de superposition, l'autre sans. Ceci entraîne des changements importants au niveau des effets thermiques comme nous le verrons dans le chapitre 3.

Au sein de ce modèle global, nous avons présenté un nouveau modèle thermique qui prend en compte l'ensemble des phénomènes prenant place dans une cellule photovoltaïque en silicium sous éclairage. Ce nouveau modèle théorique est une amélioration de l'état de l'art. De même, nous avons disserté longuement sur le rôle important de la densité intrinsèque des porteurs de charge dans le comportement thermique d'une cellule photovoltaïque en silicium. Cette analyse approfondie a abouti à la proposition d'un nouveau modèle de dépendance en température de la densité intrinsèque des porteurs de charge. Par la même occasion, des modèles polynomiaux des densités de masse effective pour la bande de conduction et la bande de valence ont été proposés pour permettre leur modélisation en prenant appui sur la nouvelle définition de la densité intrinsèque des porteurs de charge dans le silicium. Ces nouveaux modèles sont bien évidemment utilisés dans notre programme afin d'être au plus proche de la réalité.

## Chapitre 3

# Analyses des sources thermiques dans une cellule photovoltaïque en silicium cristallin

Dans ce chapitre, nous mettons en avant les apports d'une analyse tenant compte de la thermique. Avant de décrire le contenu du chapitre, il est utile de préciser certaines hypothèses choisies.

Le rayonnement incident AM1.5G de  $1000 \text{ W m}^{-2}$  est normal à la surface. Nous avons différencié quatre températures dans le modèle. Deux températures ambiantes,  $T_{a,f}$  et  $T_{a,b}$ , qui correspondent à la température de l'air ambiant pour la face avant et la face arrière de la cellule photovoltaïque. Ainsi que deux températures environnantes,  $T_{env,f}$  et  $T_{env,b}$ , qui correspondent à la température du ciel et du sol. Les températures ambiantes sont utilisées pour les échanges convectifs alors que les températures environnantes le sont pour les échanges radiatifs. Sauf indication contraire,  $T_{a,f} = T_{a,b} = T_{env,f} = T_{env,b} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ .

La température dans l'épaisseur de la cellule photovoltaïque est homogène dans tous les cas que nous avons simulés. Cela vient de l'état quasi-stationnaire considéré, de la faible épaisseur du silicium et de sa grande conductivité thermique [87]. Nous parlerons donc d'une température de fonctionnement,  $T_c$ , uniforme dans toutes les cellules photovoltaïques modélisées.

Les coefficients d'échanges convectifs  $h_f$  et  $h_b$  sont des paramètres très influents vis à vis de  $T_c$ . Ils dépendent de beaucoup de paramètres dont la vitesse du vent, la taille de la surface du module et le type d'installation [131, 132, 133, 134, 135]. Toutefois, notre analyse ne porte pas sur l'influence de ces paramètres. Leurs valeurs sont donc des paramètres d'entrée du modèle.

Du fait des hypothèses du modèle (état quasi-stationnaire et grande conductivité du Si),  $h_f$  et  $h_b$  n'ont pas un impact différencié sur  $T_c$ . Nous avons choisi de fixer  $h_f$  à  $2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et de faire varier  $h_b$  pour rendre compte de différentes conditions convectives. Afin de simplifier la lecture de ce chapitre, il faut garder à l'esprit quel type de convection correspond à  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .  $h_b =$

$2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  correspond à de la convection naturelle faible (mauvais refroidissement),  $h_b = 5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  à de la convection naturelle moyenne (refroidissement par vent faible),  $h_b = 10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  à de la convection naturelle forte (refroidissement par vent fort) et  $h_b = 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  à de la convection forcée (refroidissement actif en face arrière par échangeur thermique à eau).

Pour étudier le comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques en silicium, nous utilisons deux ensembles de paramètres listés dans la table 3.1. Ces deux cellules photovoltaïques sont identiques excepté au niveau du dopage du collecteur de trous. La cellule  $C_{high}$  permet de rester en faible injection (et donc dans les hypothèses de notre modèle) lors de l'étude sous concentration.

TABLE 3.1 – Paramètres des cellules de référence à bas dopage et à haut dopage.

	Cellule à bas dopage ( $C_{low}$ )	Cellule à haut dopage ( $C_{high}$ )
Épaisseur du substrat	200 $\mu\text{m}$	
Dopage uniforme de type $p$ du collecteur de trous	$1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Dopage uniforme de type $n$ du collecteur d'électrons	$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	
Profondeur de jonction	300 nm	
Vitesse de recombinaison en surface sur la face avant	$1000 \text{ cm s}^{-1}$	
Vitesse de recombinaison en surface sur la face arrière	$10\,000 \text{ cm s}^{-1}$	
Interface avant	Air/Si	
Interface arrière	Si/Air	

Nous commençons notre analyse grâce au modèle utilisant le POS en nous intéressant aux répartitions spectrale et spatiale des sources thermiques dans  $C_{low}$ . Cela permet de comprendre quelles longueurs d'onde du rayonnement solaire participent à la source thermique et où les différents mécanismes générateurs de chaleur ont lieu. On utilise le modèle avec POS car le modèle sans POS ne permet pas d'effectuer une analyse spectrale. Sans POS, la résolution des équations de continuité est faite pour la somme des porteurs générés. La résolution spectrale est alors perdue. On peut rapprocher cette analyse de celle obtenue grâce aux mesures expérimentales de rendements quantiques. Le modèle avec POS impose une analyse des sources thermiques lorsque la cellule est au  $J_{sc}$  comme le sont les mesures de rendements quantiques.

---

Puis nous étudions l'impact des températures ambiantes et environnantes sur le comportement électrique et thermique de la cellule photovoltaïque. Cette analyse est faite avec le modèle avec POS car le temps de simulation est ainsi raccourci. Pour démontrer l'importance de la prise en compte des échanges radiatifs, il n'est pas nécessaire d'être au  $M_{pp}$ , les résultats au  $J_{sc}$  sont aussi éloquentes.

La suite du chapitre présente la remise en cause du POS. Nous la justifions théoriquement et, à l'aide du modèle, nous la simulons pour analyser ce qu'elle apporte.

Pour valider les résultats obtenus avec la simulation, nous avons mis en place un dispositif expérimental que nous décrivons avant de présenter les résultats expérimentaux.

Enfin, nous présentons différentes analyses montrant l'intérêt du modèle sans POS. L'influence de différents paramètres est étudiée :

- l'épaisseur du substrat de silicium
- le dopage du collecteur de trous
- l'épaisseur de l'ARC
- le niveau de concentration du rayonnement solaire

### 3.1 Analyse des répartitions spatiale et spectrale des sources thermiques

Les cartographies spatiale et spectrale des sources et des puits thermiques permet de visualiser l'origine de la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque. La compréhension des mécanismes thermiques au sein d'une cellule photovoltaïque est une aide précieuse pour en améliorer les performances en conditions de fonctionnement réelles. Nous rappelons que les cartographies présentées dans cette partie sont celles de  $C_{low}$  sauf indication contraire.

Les figures 3.1(a) et 3.1(b) sont des cartographies spatiale et spectrale de la génération et de la thermalisation des porteurs de charge, respectivement. Elles représentent le taux de génération de porteurs de charge et les densités énergétiques produites par thermalisation des porteurs de charge en fonction de la longueur d'onde et de la profondeur dans  $C_{low}$ . La corrélation entre ces deux graphiques est évidente. Elle vient du fait que la thermalisation est un processus qui intervient très rapidement après la génération des porteurs de charge ( $\approx 10^{-12}$  s) [136].

Les porteurs de charge sont générés grâce au mécanisme interbande. Très rapidement après leur génération, ils libèrent une partie de l'énergie qu'ils viennent d'acquérir, en émettant des phonons dans un volume très proche de leur position de génération. Ils n'ont pas le temps de se déplacer dans le cristal avant que la thermalisation n'ait lieu.

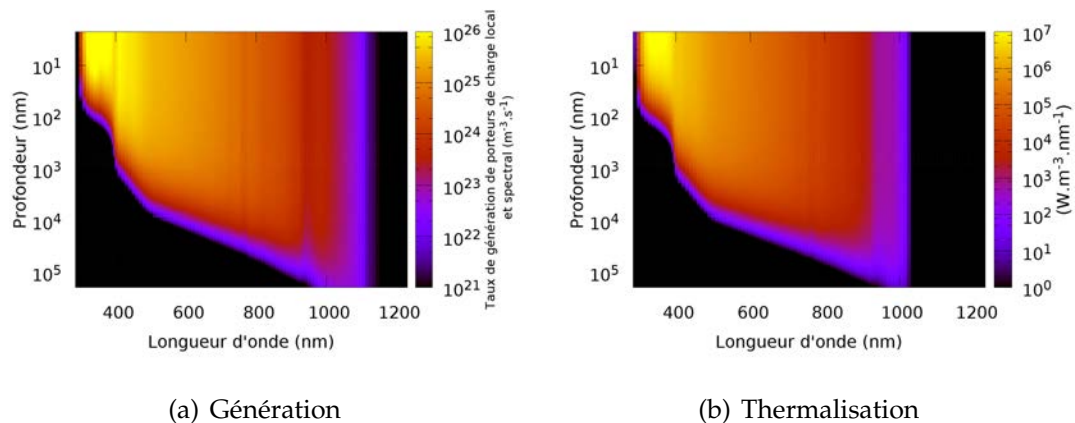


FIGURE 3.1 – Cartographies spatiales et spectrales de la génération et de la thermalisation des porteurs de charge.

La cartographie de génération montre clairement que (i) les photons dont les longueurs d'onde sont comprises entre 300 et 900 nm sont complètement absorbés avant d'atteindre la face arrière du substrat, (ii) les photons dont la longueur d'onde est supérieure à 900 nm requièrent plus de 200  $\mu\text{m}$  de silicium cristallin pour être com-

plètement absorbés, (iii) aucune énergie n'est absorbée au delà de 1150 nm car les photons ne sont pas suffisamment énergétiques pour être absorbés par le silicium.

Cette cartographie met en évidence la réalité associée au phénomène d'absorption, et en particulier l'impact de la valeur du coefficient d'absorption que nous avons décrit dans la partie 2.5.1. Nous voyons ici la difficulté liée à la réduction de l'épaisseur de silicium. Des substrats plus minces nécessitent un piégeage optique performant pour absorber un maximum de photons incidents.

Toutefois, notons aussi que la source thermique va diminuer avec l'épaisseur du substrat car un certain nombre de photons ne seront pas absorbés. La nature erratique du spectre solaire (figure 1.11) est responsable des stries visibles dans les figures 3.1(a) et 3.1(b) autour de 750 nm et 950 nm.

La figure 3.2 représente la densité énergétique de chaleur associée à l'effet Joule dans la ZCE de  $C_{low}$  grâce à une cartographie spatiale et spectrale. Le reste de la cellule photovoltaïque est considérée quasi-neutre. L'effet Joule y est donc nul. Le maximum du champ électrique est à la jonction métallurgique ( $\approx 300$  nm) puis il diminue jusqu'à devenir nul à la limite de la ZCE avec le collecteur de trous ( $\approx 1300$  nm). La densité de courant est constante tout au long de la cellule photovoltaïque. Ces deux faits mènent à la décroissance de la génération de chaleur au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la jonction métallurgique.

La faible valeur de la source thermique liée à l'effet Joule, pour les longueurs d'onde comprises entre 300 à 400 nm et entre 1100 à 1200 nm, s'explique par le faible flux photonique de ces gammes spectrales (voir 1.11). On remarquera que cette source thermique est très localisée car elle ne s'étend que dans la ZCE et que les densités énergétiques dans cette zone sont proches de celles liées à la thermalisation.

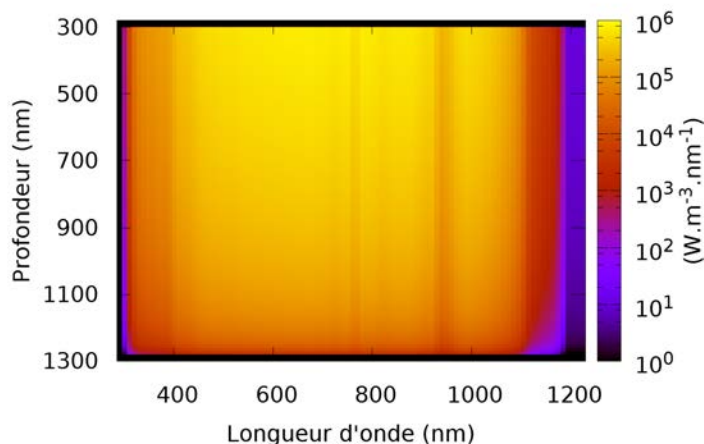


FIGURE 3.2 – Cartographie spatiale et spectrale de la source thermique venant de l'effet Joule dû au passage des porteurs de charge au travers de la ZCE.

La troisième source thermique représentée dans la figure 3.3(a) est due aux recombinaisons non radiatives. Le fort champ électrique présent dans la ZCE prévient les recombinaisons donc la génération de chaleur dans cette zone est nulle comme on le constate dans les figures 3.3(a) et 3.3(b).

Dans le collecteur d'électrons, de nombreux porteurs de charge minoritaires sont générés et leur durée de vie faible à cause du fort dopage. Cette combinaison produit les fortes densités énergétiques que l'on observe dans la figure 3.3(a).

Bien qu'il n'y ait pas de génération de porteurs de charge pour les photons de la gamme spectrale 300 à 400 nm dans la zone comprise entre 100 à 300 nm (voir figure 3.1(a)), il y a génération de chaleur. Cela vient du fait que les recombinaisons sont un processus beaucoup moins rapide que la thermalisation. Par conséquent, les porteurs de charge générés diffusent avant de se recombiner. En d'autres termes, cette chaleur provient de porteurs de charge générés en un autre endroit de la cellule photovoltaïque.

Dans le collecteur de trous, les densités énergétiques sont plus faibles car le dopage est plus faible et la durée de vie plus importante. Malgré ces faibles densités énergétiques, le même phénomène de génération de chaleur sans génération de porteur est observable dans la gamme spectrale 800 à 900 nm et la zone spatiale située entre 10 à 200  $\mu\text{m}$ .

Afin de rendre plus tangible ce phénomène, nous avons analysé la source thermique venant des recombinaisons non radiatives,  $Q_{nrr}$ , de  $C_{high}$ . La figure 3.3(b) en présente la cartographie spatiale et spectrale. Le fort dopage du collecteur de trous augmente la génération de chaleur via les recombinaisons non radiatives dans cette zone. Il étend également la zone où il y a génération de chaleur sans génération de porteurs de charge grâce à la diffusion des porteurs de charge. Cette zone s'étend sur la gamme spectrale 500 à 900 nm et la zone spatiale est située entre 2 à 200  $\mu\text{m}$ .

Les faibles valeurs de  $Q_{nrr}$  pour les longueurs d'onde au delà de 950 nm dans le collecteur d'électrons, viennent de la faible absorption de ces longueurs d'onde dans le silicium. En effet, peu de photons sont absorbés dans le collecteur d'électrons et donc peu de porteurs sont générés pour ces longueurs d'onde là.

Une cartographie de l'effet Peltier est sans intérêt car le phénomène a lieu aux interfaces entre le Si et les électrodes de collecte en face avant et arrière. De même, la répartition spectrale apporte peu car elle est directement proportionnelle au flux photonique incident que nous avons présenté dans la figure 1.11.

Pour compléter le bilan thermique, il faut aussi considérer les processus de refroidissement. Le premier d'entre eux est l'effet Thomson illustré par les figures 3.4(a) et 3.4(b). Ce phénomène reflète l'équilibre entre la génération et les recombinaisons de porteurs de charge au sein de la cellule photovoltaïque. Chaque porteur de charge est porteur d'une énergie thermique. Si la génération de charge est supérieure aux recombinaisons, sa collecte va induire un refroidissement. Si les recombinaisons sont plus nombreuses, elles vont provoquer un échauffement.

On peut donc faire le lien entre la génération, les recombinaisons et l'effet Thomson. La figure 3.4(a) présente quasiment la même forme que la figure 3.1(a) alors que



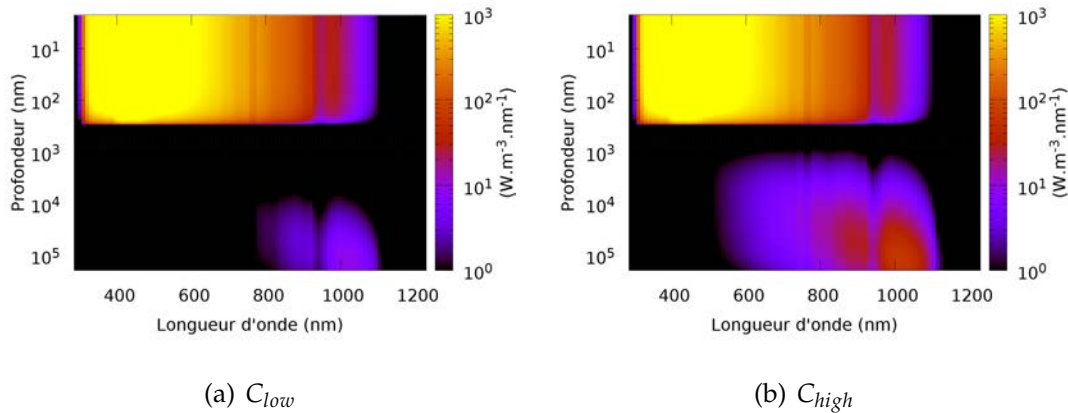


FIGURE 3.3 – Cartographies spatiale et spectrale de la source thermique venant des recombinaisons non radiatives pour  $C_{low}$  (a) et  $C_{high}$  (b).

la figure 3.4(b) est proportionnelle à la différence des figures 3.1(a) et 3.3(a). On notera que le phénomène est d’une amplitude clairement plus faible que l’effet Joule ou la thermalisation en comparant les échelles de densité énergétique.

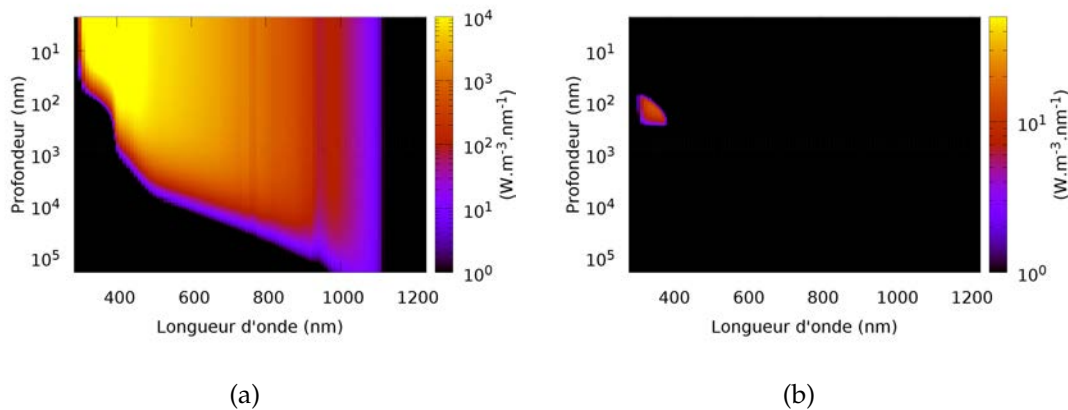


FIGURE 3.4 – Cartographie spatiale et spectrale du refroidissement (a) et de l’échauffement (b) dus à l’effet Thomson.

Le deuxième refroidissement est dû à l’émission thermique du silicium gouvernée par la loi de Planck. Cette émission dépend du dopage des collecteurs de trous et d’électrons car le coefficient d’absorption par les porteurs libres varie beaucoup en fonction du dopage [100]. Le dopage uniforme des deux collecteurs implique une homogénéité de la source thermique dans l’épaisseur de chaque collecteur. L’émission par unité de volume augmentant avec le dopage, le collecteur d’électrons émet

plus par unité de volume que le collecteur de trous. Nous verrons dans la partie 3.3.1 que le refroidissement radiatif est important dans l'équilibre thermique d'une cellule photovoltaïque.

L'émission par recombinaisons radiatives n'est pas prise en compte dans nos hypothèses de travail. Même si ces recombinaisons peuvent être à l'origine d'un refroidissement, leur niveau dans le silicium est si faible qu'on le néglige.

De même, cette analyse ne serait pas complète si nous omettions de rappeler le refroidissement par convection. Il constitue une partie importante du refroidissement des cellules photovoltaïques. Cependant, une cartographie spatiale est inutile car ce puits thermique est limité aux interfaces. De même, on ne peut pas définir une répartition spectrale pour ce puits thermique. En effet, la convection est proportionnelle à la différence de température entre celle de la cellule photovoltaïque et la température ambiante, et à  $h_f$  et  $h_b$ , les coefficients d'échange convectif (voir les équations 2.47 et 2.48).

## 3.2 Influence de l'environnement sur la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque en silicium cristallin

Une cellule photovoltaïque échange toujours radiativement avec le sol et le ciel mais aussi par convection avec l'air ambiant. On doit donc, pour modéliser correctement son comportement thermique, connaître la température du ciel  $T_{env,f}$  et celle du sol  $T_{env,b}$ . Il en va de même pour la température ambiante que l'on doit considérer pour l'échange convectif en face avant  $T_{a,f}$  et en face arrière  $T_{a,b}$  (voir les équations 2.47 et 2.48).

Il existe de nombreux modèles décrivant les températures environnantes en fonction de la température ambiante, de l'émissivité du ciel, de la température de rosée de l'air, de la nébulosité du ciel ou encore de la pression atmosphérique [131, 137]. Chaque paramètre est lié à un emplacement, à une période de l'année, aux conditions climatiques, c'est à dire à un temps et un lieu donné [138]. Cependant afin de ne pas alourdir le nombre de paramètres d'entrée nécessaires à la simulation, nous avons choisi de laisser les paramètres  $T_{a,f}$ ,  $T_{a,b}$ ,  $T_{env,f}$  et  $T_{env,b}$  libres d'être ajustés directement parmi les paramètres d'entrée du modèle. Toutes ces températures ont une incidence certaine sur  $T_c$ . Aussi, nous avons souhaité illustrer l'intérêt d'un modèle thermique grâce au modèle avec POS qui nous permet de voir l'importance de la thermique dans le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque.

Pour cela, nous considérons le cas simple où  $T_{env,f} = T_{env,b} = T_{env}$  et  $T_{a,f} = T_{a,b} = T_a$ . Nous avons étudié l'évolution de  $T_c$  en fonction de  $T_a$  avec  $h_b = 10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et deux définitions de la température environnante,  $T_{env} = 25^\circ\text{C}$  et  $T_{env} = T_a$ . Ces deux types de températures environnantes permettent de modifier l'échange radiatif et de voir l'impact sur la température de la cellule.

Celle-ci reçoit un rayonnement venant de l'environnement, en plus du rayonnement solaire, du fait qu'on le considère comme un corps noir à une température  $T_{env}$ . Ce rayonnement modifie  $T_c$  de par l'absorption d'une partie de celui-ci par le silicium. L'équilibre thermique résultant dépend de  $Q_{rad}$  qui est la différence entre la puissance radiative absorbée et celle émise par la cellule. Nous rappelons l'expression de  $Q_{rad}$  :

$$Q_{rad} = \int_0^{W_N+W_P} \int_0^\infty (\alpha_{v,fc}(x) + \alpha_{v,latt}(x)) \left( 4\pi n_v(x)^2 L_{v,b}[T(x)] - G_v(x) \right) dv dx \quad (3.1)$$

La figure 3.5 montre l'élévation de la température  $\Delta T = T_c - T_a$  en fonction de  $T_a$  pour les deux cas considérés. Pour les deux valeurs de  $T_{env}$ , on voit que plus  $T_a$  augmente, plus  $\Delta T$  diminue. Attention,  $T_c$  augmente lorsque  $T_a$  augmente mais la différence de température  $\Delta T$  est d'autant plus faible que  $T_a$  est élevée.

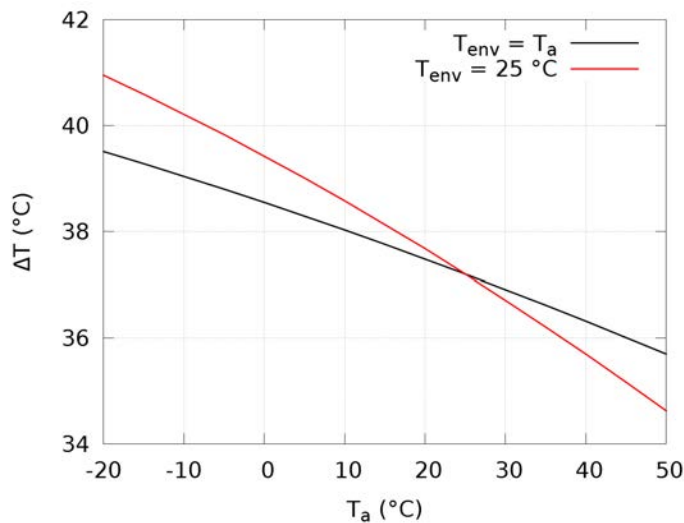


FIGURE 3.5 – Élévation de température  $\Delta T$  de  $C_{low}$  en fonction de la température ambiante  $T_a$  pour deux hypothèses de températures environnantes,  $T_{env} = 25$  °C et  $T_{env} = T_a$ .

Cela vient du fait que plus  $T_a$  est élevée, plus  $T_c$  augmente. Cette augmentation engendre un plus grand échange radiatif  $Q_{rad}$ , et une plus forte absorption interbande, grâce à la diminution de la bande interdite (voir la figure 2.11), comme le montre la figure 3.6.

Cependant, l'augmentation de  $Q_{rad}$  est plus importante que celle de  $Q_{abs,int}$ , ce qui implique une élévation de température  $\Delta T$  moindre lorsque  $T_a$  augmente car une partie de plus en plus importante de l'énergie absorbée est réémise sous forme de rayonnements infrarouges.

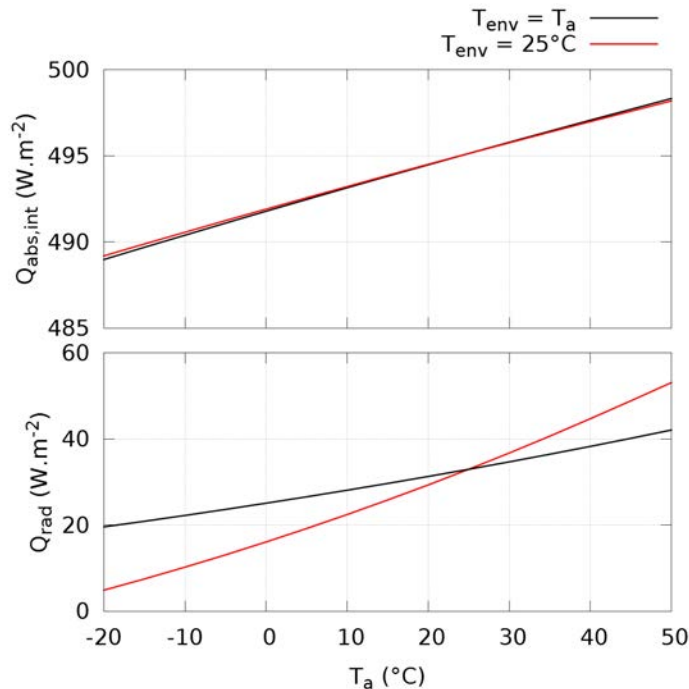


FIGURE 3.6 – Puissance radiative  $Q_{rad}$  échangée par la cellule photovoltaïque avec l'environnement et puissance absorbée par le processus interbande  $Q_{abs,int}$  en fonction de la température ambiante  $T_a$  pour deux hypothèses de températures environnantes.

La différence entre les deux conditions sur les températures environnantes vient de la plus forte variation de  $Q_{rad}$  en fonction de  $T_a$  pour  $T_{env} = 25^\circ C$ .  $\Delta T$  fluctue dès lors plus en fonction de  $T_a$ .

Cela vient du fait que, l'écart de température entre la cellule photovoltaïque et l'environnement est plus grand lorsque  $T_{env} = T_a$  pour  $T_a < 25^\circ C$ , et plus petit pour  $T_a > 25^\circ C$ . D'où  $\Delta T$  est plus faible pour  $T_{env} = T_a$  lorsque  $T_a < 25^\circ C$  et  $\Delta T$  est plus grand lorsque  $T_a > 25^\circ C$ .

Pour comprendre l'importance de ce que nous venons de décrire, il faut se souvenir que le rendement d'une cellule photovoltaïque chute lorsque  $T_c$  augmente. On voit, grâce à cette étude, qu'un échange radiatif fort permet de limiter  $T_c$  et donc de préserver le rendement. L'échange radiatif ne devrait pas être ignoré comme il l'est dans les analyses standards. Chercher à l'augmenter peut-être une solution pour améliorer les performances des modules photovoltaïques en conditions réelles.

De la même manière, la définition de la température d'une cellule photovoltaïque dépend d'un ensemble de sources thermiques dont certaines varient avec la tension. Le prendre en compte remet en cause le principe de superposition comme nous allons le voir dans la partie suivante.

---

## 3.3 Impact de la tension et remise en cause du principe de superposition

### 3.3.1 Quelle relation entre tension et température de fonctionnement ?

Les sources thermiques et les conditions aux limites thermiques et radiatives déterminent la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque comme nous l'avons présenté dans le chapitre 2. Parmi les sources thermiques  $Q_{jou}$ ,  $Q_{pel}$  et  $Q_{nrr}$  sont d'un intérêt particulier du point de vue de l'application du POS car elles dépendent de la tension.

Lorsque le POS est appliqué, la température utilisée pour l'ensemble des tensions est celle déterminée au court-circuit. Or, certaines sources thermiques dépendent de la tension. La température de fonctionnement à une tension donnée dépend donc de leur estimation.

Différentes températures de fonctionnement impliquent des propriétés physiques des matériaux différentes. Ces variations de propriétés avec la tension empêchent l'application du POS [83]. Ne pas appliquer le POS signifie donc évaluer directement  $J_L$  et la température pour chaque tension. Notons que les sources thermiques utilisées avec le POS sont celles obtenues au  $J_{sc}$  sans le POS.

La figure 3.7 montre les différentes sources thermiques selon la polarisation de  $C_{high}$  sans l'application du POS pour différentes valeurs de  $h_b$ . Pour rappel,  $h_b$  est le coefficient de convection de la face arrière qui nous permet de simuler les différents niveaux de convection rencontrés lors du fonctionnement d'une cellule photovoltaïque.

Les sources sont quasiment identiques quelles que soient les conditions convectives car elles en sont peu dépendantes. En particulier,  $Q_{the}$  est presque constante quelles que soient la polarisation et les conditions convectives.

Au  $J_{sc}$ ,  $Q_{the}$  et  $Q_{jou}$  sont également importantes alors que  $Q_{nrr}$  est faible.  $Q_{jou}$  est importante au  $J_{sc}$  car le courant photogénéré perd une partie de l'énergie qu'il transporte au passage de la ZCE par émission de phonons. Au  $V_{oc}$ , il n'y a plus de courant donc  $Q_{jou}$  est nulle.

Au contraire,  $Q_{nrr}$  est faible au  $J_{sc}$ . Elle augmente avec le courant pour atteindre son maximum au  $V_{oc}$  où l'intégralité de l'énergie absorbée et non thermalisée est perdue par recombinaison. La diode est dans l'état bloqué au  $J_{sc}$ . Les recombinaisons sont donc peu nombreuses. Elle tend vers l'état passant lorsque la tension augmente, ce qui se traduit par une augmentation du nombre de recombinaisons jusqu'à atteindre l'ensemble des porteurs de charge générés.

$Q_{pel}$  a la même tendance que l'effet Joule car son amplitude est proportionnelle au courant circulant dans la cellule photovoltaïque.

Après l'analyse des sources thermiques, l'analyse des puits est essentielle pour comprendre l'équilibre thermique atteint. L'effet Thomson est négligeable en com-

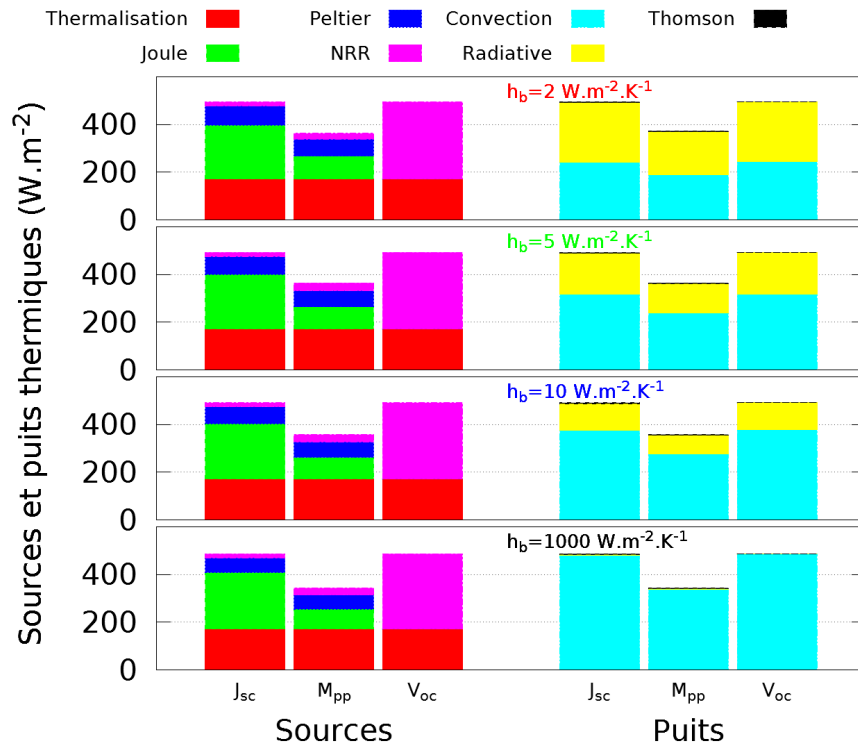


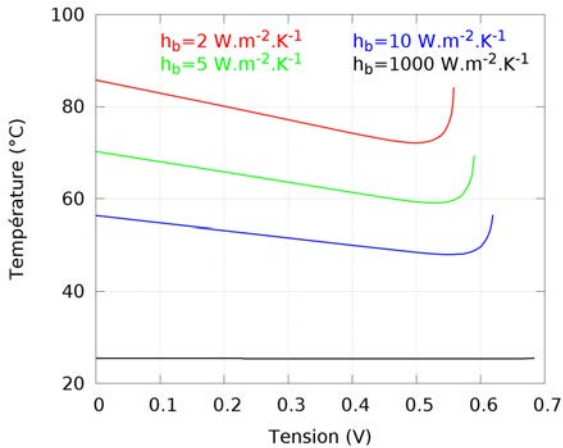
FIGURE 3.7 – Sources et puits thermiques dans  $C_{high}$  sans le POS au  $J_{sc}$ ,  $M_{pp}$  et  $V_{oc}$  pour  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

paraison de la convection et du puits radiatif. Ce dernier varie fortement en fonction de  $h_b$ . Pour des valeurs faibles, il est aussi important que celui-ci de la convection, alors que pour de grandes valeurs, il est quasi nul. Cela vient du fait que la température de la cellule photovoltaïque est de plus en plus basse avec une forte convection et qu'elle émet donc moins de rayonnement. En effet, le puits radiatif est proportionnel à la luminance du Si, donc à  $T_c^4$  (voir les équations 1.1, 1.2 et 2.52).

L'équilibre entre les sources et les puits de chaleur conduit à un équilibre thermique dépendant de la tension appliquée à la cellule photovoltaïque et de  $h_b$ . Ainsi, on voit sur la figure 3.8, la variation de  $T_c$  pour différentes valeurs de  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  en fonction de la tension aux bornes de  $C_{high}$ .

Lorsque  $h_b$  est grand, le refroidissement par convection est tel que la température varie peu en fonction de la tension appliquée. De même, plus  $h_b$  est grand, plus faible est la température de la cellule photovoltaïque pour toutes les tensions appliquées. Nous rappelons que lorsque  $h_b = 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , nous sommes dans le cas d'une température imposée.

Lorsque la puissance électrique délivrée par la cellule photovoltaïque est maximale, la puissance thermique échauffant la cellule est minimale. Ce raisonnement physique se retrouve dans nos résultats. La température la plus basse atteinte est proche du  $M_{pp}$ . On notera aussi que la température maximale est atteinte lorsque la



$h_b$ ( $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ )	Température ( $^{\circ}\text{C}$ )		
	$J_{sc}$	$M_{pp}$	$V_{oc}$
2	85.7	72.1	85.7
5	70.2	59.1	70.2
10	56.3	48.0	56.4
1000	25.5	25.3	25.5

FIGURE 3.8 – Température de  $C_{high}$  en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ .

cellule ne délivre aucune puissance électrique, à savoir au  $J_{sc}$  ou au  $V_{oc}$ .

C'est un point important de notre analyse, car plus le rendement d'une cellule photovoltaïque est élevé, moins elle chauffe et donc plus basse est sa température de fonctionnement. C'est un atout considérable en terme de durée de vie pour un module photovoltaïque [68].

La température apparaissant sur les caractéristiques d'un module photovoltaïque est la température NOCT [63]. Elle est déterminée alors que le module est au  $V_{oc}$ . Cette norme surestime la température de fonctionnement réelle du module.

De plus, plus un module a un rendement élevé, plus basse est sa température de fonctionnement au  $M_{pp}$ . C'est un avantage supplémentaire du haut rendement qui n'est pas mis en avant par la température NOCT.

Après avoir constaté les variations de température en fonction de la tension aux bornes de la cellule photovoltaïque, la figure 3.9 montre l'impact de cette variation sur la caractéristique I-V de celle-ci pour différentes valeurs de  $h_b$ . Les différences entre les deux modèles (avec et sans POS) viennent de la variation de la température en fonction de la tension appliquée lorsque l'on n'applique pas le POS alors que la température reste celle définie au  $J_{sc}$  lorsqu'on l'applique.

Pour toutes les valeurs de  $h_b$ , avec et sans POS,  $J_{sc}$  est quasi constant car les variations de température dues à la variation de  $h_b$  sont faibles. On observe qu'une faible augmentation du  $J_{sc}$  lorsque la température augmente. Avec et sans le POS, le  $V_{oc}$  de la cellule photovoltaïque diminue avec la température comme la théorie le prévoit [61].

Le facteur de forme (FF) est généralement interprété comme une grandeur quantifiant l'influence des résistances parasites d'une cellule photovoltaïque. Une comparaison rapide du FF obtenu avec et sans le POS semble indiquer une plus faible résistance série de la cellule (la pente de la courbe I-V entre  $M_{pp}$  et  $V_{oc}$  est plus abrupte) et une résistance parallèle plus importante (la pente entre le  $J_{sc}$  et le  $M_{pp}$  est plus

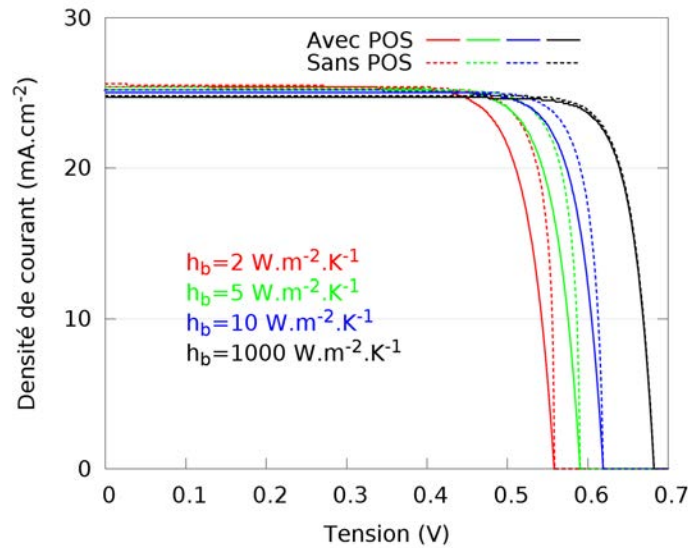


FIGURE 3.9 – Caractéristiques IV pour  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , avec et sans POS.

faible) pour l'analyse sans POS. Cette observation est d'autant plus simple à réaliser que  $h_b$  diminue. Cependant, les résistances série et parallèle sont idéales dans notre modélisation (nulle pour la résistance série et infinie pour la résistance parallèle). En fait, ce FF apparent n'autorise plus l'analyse courante liée aux résistances parasites.

La cause de ce FF apparent est la variation de la température en fonction de la tension appliquée à la cellule photovoltaïque. Les densités de courant avec et sans POS sont très proches pour des tensions faibles. Puis, au fur et à mesure que la tension augmente, le courant délivré par la cellule photovoltaïque diminue avec et sans POS. Toutefois, cette diminution ne s'effectue pas au même rythme dans les deux cas.

La seule raison de la diminution du courant délivré, avec POS, est l'augmentation du nombre de recombinaisons à cause de la transition entre l'état bloqué et l'état passant de la diode. Tandis que sans POS, la variation de température de la cellule photovoltaïque s'ajoute à cette transition.

$T_c$  est identique au  $J_{sc}$  avec et sans POS. Puis  $T_c$  diminue sans POS jusqu'au  $M_{pp}$  alors qu'elle reste constante avec POS. Grâce à cela, le nombre de recombinaisons est moindre sans POS, ce qui ralentit la diminution du courant délivré par la cellule photovoltaïque jusqu'au  $M_{pp}$ .

Au delà du  $M_{pp}$ ,  $T_c$  augmente dans le cas sans POS jusqu'à atteindre la température constante du cas avec POS au  $V_{oc}$ . Au  $V_{oc}$  les deux cas se rejoignent car, comme au  $J_{sc}$ , la source thermique totale est la même avec et sans POS. Ceci explique que la caractéristique I-V sans le POS a une plus faible pente entre  $J_{sc}$  et  $M_{pp}$ , et une plus grande entre  $M_{pp}$  et le  $V_{oc}$ . Mais cela ne signifie absolument pas que les résistances parasites sont différentes. C'est seulement l'effet de la prise en compte de la



thermique.

### 3.3.2 Dispositif de mesure de la température de fonctionnement en fonction de la polarisation

Nous venons de voir que notre modèle montre une variation de la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque en fonction de la tension appliquée à ses bornes. Nous avons voulu confirmer expérimentalement les résultats de notre modèle. Pour cela, nous avons mis en place un dispositif de mesure de la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque sous éclairage.

Le dispositif consiste en un cryostat disposant d'une fenêtre optique laissant passer l'éclairage jusqu'à une cellule photovoltaïque reposant sur un support au sein du cryostat. Une vue d'ensemble du dispositif est présentée dans la figure 3.10(a) ainsi qu'un schéma du dispositif dans la figure 3.10(b).

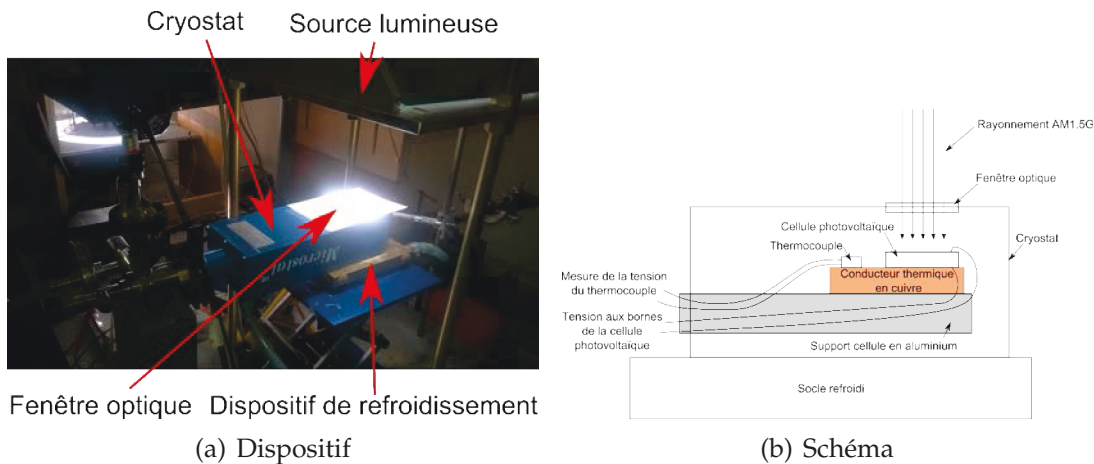


FIGURE 3.10 – Dispositif de mesure de la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque en fonction de la polarisation sous éclairage AM1.5G (a) et schéma de ce dispositif (b).

La cellule photovoltaïque et un thermocouple sont collés, à l'aide de laque d'argent, sur un support de cuivre. On suppose que, grâce à la forte conduction thermique du cuivre, la mesure de température du thermocouple est celle de la cellule.

Nous utilisons un cryostat afin de pouvoir faire le vide autour de la cellule. Cela limite les échanges convectifs ce qui permet de les simuler avec notre modèle par  $h_f = h_b = 0 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . C'est la condition convective la plus simple à reproduire expérimentalement grâce à l'utilisation du vide. Pour nous en approcher, nous réalisons un vide primaire dans le cryostat grâce à une pompe à palettes.

Dans ce cas idéal, le seul échange thermique possible est l'échange radiatif avec l'enceinte du cryostat. Afin de le maîtriser, nous devons contrôler la température de

l'enceinte. Pour cela, nous avons régulé cette température grâce à un dispositif de refroidissement à huile placé sous le cryostat. Ceci permet de refroidir l'enceinte grâce à l'évacuation de la chaleur de l'enceinte via la liaison thermique avec le dispositif de refroidissement. La figure 3.11(b) montre la liaison thermique entre le système de refroidissement et le cryostat. Pour l'améliorer, nous utilisons une pâte thermique entre les deux surfaces en regard.

Afin de diminuer les sources de chaleur parasites, nous avons mis en place une fenêtre optique ne laissant passer que le rayonnement vu par la cellule photovoltaïque à l'intérieur du cryostat. Elle permet d'éviter l'absorption, par l'enceinte ou le support, d'une partie du rayonnement incident car celui-ci est réfléchi par la surface blanche entourant la fenêtre optique comme le montre la figure 3.11(a). La fenêtre optique du cryostat est installée sous un éclairage AM1.5G issu d'un simulateur solaire continu.



FIGURE 3.11 – Zoom sur la fenêtre optique du dispositif de mesure de la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque en fonction de la polarisation sous éclairage AM1.5G (a) et zoom sur la liaison thermique du dispositif entre le cryostat et le système de refroidissement.

Avec  $h_f = h_b = 0 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , un échange radiatif avec une enceinte à une température contrôlée et un flux photonique incident connu sur une cellule photovoltaïque dont on connaît les paramètres, nous pouvons espérer prédire, avec notre modèle, la température de fonctionnement en fonction de la tension aux bornes de la cellule.

### 3.3.3 Mesures de température en fonction de la polarisation

#### Correction de $T_c$

Avant de faire les mesures de température en fonction de la tension, nous avons vérifié la sensibilité de  $T_c$  par rapport à  $T_{salle}$ , la température ambiante de la salle.

La mesure de  $T_{salle}$  est effectuée grâce à un thermocouple installé dans la salle à quelques centimètres de l'enceinte.

Malgré le refroidissement de l'enceinte, la température de l'enceinte n'est pas stable comme on le voit sur la figure 3.12. Elle représente  $T_c$  en fonction de  $T_{salle}$  pour différentes conditions expérimentales.

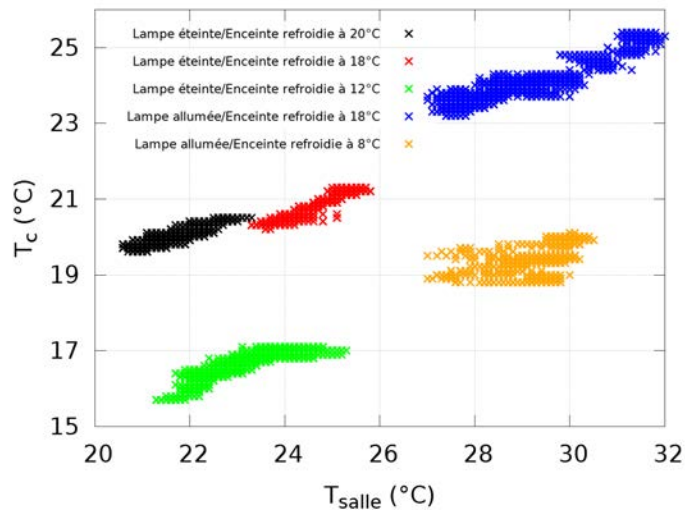


FIGURE 3.12 – Mesures de la température de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque sous obscurité pour différentes conditions expérimentales.

La lampe est continûment allumée lors des mesures de température pour éviter les variations de température que provoquent son allumage et son extinction. Pour simuler l'obscurité au niveau de la cellule photovoltaïque, on utilise un cache obturant la fenêtre optique. La température de l'enceinte refroidie, indiquée dans la légende de la figure 3.12, est la température de consigne du dispositif de refroidissement.

Il y a une corrélation entre l'augmentation de  $T_c$  et celle de  $T_{salle}$ , quelle que soit la température de consigne du dispositif de refroidissement. Le lien entre l'augmentation de  $T_{salle}$  et  $T_c$  est sensiblement le même pour toutes les conditions expérimentales que nous avons explorées. Ainsi, nous pouvons, grâce à la mesure de  $T_{salle}$ , corriger la mesure de  $T_c$  pour que chaque point de mesure soit indépendant de la variation de  $T_{salle}$ . La correction est définie comme suit :

$$T_{c,corrigée} = T_{c,mesurée} - 0.5(T_{salle,mesurée} - T_{salle,initiale}) \quad (3.2)$$

Le coefficient 0.5 de la correction est extrait de la pente moyenne des différentes mesures ayant permis d'obtenir la figure 3.12. Cette correction n'est pas parfaite mais elle permet d'atténuer les variations dues à la variation de  $T_{salle}$ . Nous avons, dès lors, une mesure de  $T_c$  qui nous permet de tester notre modèle.

### Des échauffements différents pour des tensions différentes

Pour tester notre modèle, nous avons fait varier la tension aux bornes d'une cellule photovoltaïque sous éclairage dans le cryostat et avons mesuré  $T_c$ .

Malheureusement, la stabilisation de  $T_c$  pour une tension donnée prend environ 60 min avec notre dispositif. Cela empêche de tracer une courbe TV comme notre outil de simulation le permet. A la place, nous avons choisi de prendre des mesures de  $T_c$  stabilisée (proche de l'état quasi-stationnaire) pour les trois tensions caractéristiques d'une cellule photovoltaïque, au  $J_{sc}$ , au  $M_{pp}$  et au  $V_{oc}$ . En effectuant la transition entre deux mesures abruptement, on met en évidence la variation de température liée au changement de tension.

La figure 3.13 représente l'évolution temporelle de  $T_c$  après correction de sa valeur grâce à l'équation 3.2. La cellule photovoltaïque est au départ dans l'obscurité. Lorsque l'éclairage commence, on voit  $T_c$  augmenter jusqu'à atteindre une température stable.

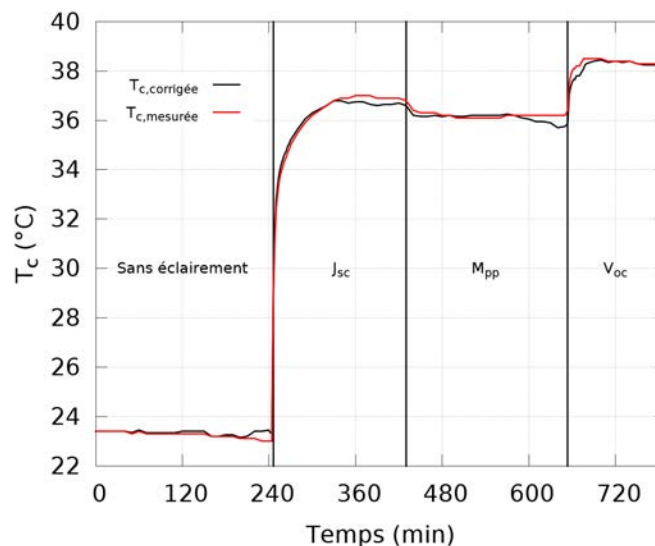


FIGURE 3.13 – Évolution dans le temps de la température d'une cellule photovoltaïque pour différentes tensions à ses bornes.

Après la première portion sous obscurité, on retire le cache de la fenêtre optique pour éclairer la cellule photovoltaïque. Elle est alors polarisée au  $J_{sc}$ . Puis après 430 min, la tension aux bornes de la cellule photovoltaïque est modifiée. Elle est imposée aux alentours du  $M_{pp}$  jusqu'à 694 min où elle passe au  $V_{oc}$ .

Au cours des différentes transitions entre deux tensions caractéristiques, il y a une variation abrupte de  $T_c$ . De plus, chaque transition correspond à la tendance attendue selon les résultats du modèle : diminution de  $T_c$  lors du passage de  $J_{sc}$  au  $M_{pp}$  puis augmentation de  $T_c$  lors du passage de  $M_{pp}$  au  $V_{oc}$ . Cependant, alors que le modèle prévoit une température identique pour le  $J_{sc}$  et le  $V_{oc}$ , on observe une

température plus grande pour le  $V_{oc}$  même après correction.

Pour comprendre d'où vient cette différence, nous avons effectué une autre mesure. Nous avons varié la tension aux bornes de la cellule photovoltaïque du  $M_{pp}$  au  $V_{oc}$  plusieurs fois successivement. L'objectif est de voir si une dérive temporelle de  $T_c$  s'ajoute à la dépendance vis à vis de  $T_{salle}$ . La figure 3.14 montre les résultats obtenus.

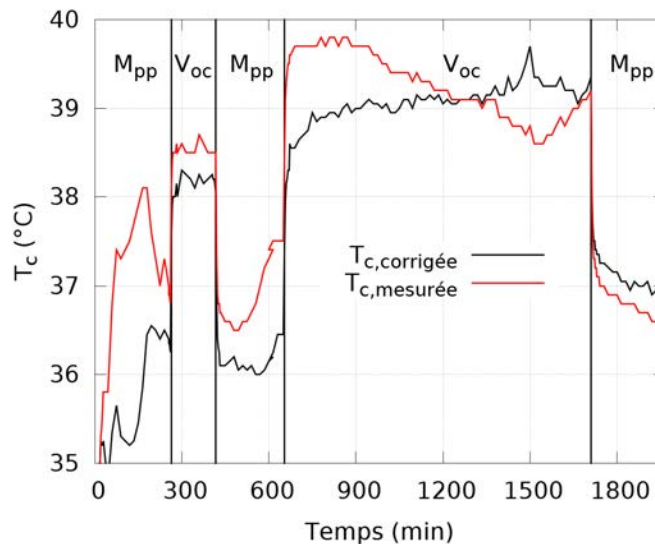


FIGURE 3.14 – Évolution dans le temps de la température d'une cellule photovoltaïque pour une alternance de tension à ses bornes entre le  $M_{pp}$  et le  $V_{oc}$ .

On note que les données mesurées sont très bruitées à cause d'une forte variation de  $T_{salle}$ . La correction ne permet pas de corriger les mesures parfaitement. Malgré cela, des tendances sont visibles.

La différence de température entre le  $M_{pp}$  et le  $V_{oc}$  est nette. Cependant, on observe que la température à une tension donnée n'est pas stable dans le temps. Il semble que le dispositif s'échauffe au cours du temps ce qui altère la mesure de  $T_c$ . Malheureusement aucune correction ne semble pouvoir rendre compte de ce phénomène avec le dispositif actuel.

De plus, les températures obtenues par simulation sont proches de 100 °C ce qui est beaucoup plus élevé que les résultats expérimentaux. Plusieurs causes sont à l'origine de cet écart.

Tout d'abord, la dérive temporelle de  $T_c$  nous montre que le dispositif doit être amélioré pour mesurer réellement la température de fonctionnement de la cellule en état quasi-stationnaire. Ensuite, le long temps de stabilisation de  $T_c$  semble indiquer que les échanges radiatifs changent dans le temps. Cela vient certainement du support de la cellule. C'est un élément qui interfère dans l'échange radiatif de la cellule et de l'enceinte. Or, sa température est susceptible de changer au cours du temps à cause de la conduction entre les différents éléments du dispositif. De même,

l'utilisation d'une pièce de cuivre pour réaliser le contact thermique entre le thermocouple et la cellule photovoltaïque n'est pas la solution la plus performante à cause du refroidissement radiatif parasite qu'elle induit.

Des mesures plus précises sont possibles en améliorant le dispositif. Il serait utile de remplacer le support de la cellule par un support interférant moins dans les échanges thermiques. L'utilisation de téflon au lieu de l'aluminium est une piste envisagée. L'utilisation d'un thermocouple collé directement à l'arrière de la cellule photovoltaïque serait également une amélioration. Un nouveau dispositif prenant en compte ces remarques est en cours de montage afin d'améliorer les mesures et de valider définitivement le modèle.

Malgré les différences entre notre modèle et nos mesures, nous avons une preuve évidente de la variation de  $T_c$  avec la tension. Cependant, même si on ne peut pas affirmer la validité du modèle, ces résultats donnent une assise expérimentale au modèle théorique. Ainsi, on peut accorder du crédit aux analyses faites grâce à notre modèle. Nous en présentons certaines dans la partie suivante.

## 3.4 Gestion de la température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque grâce à ses paramètres

### 3.4.1 L'épaisseur du substrat

#### La température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque

La tendance actuelle est à l'amincissement des substrats de silicium afin d'économiser sur la quantité de silicium utilisée par cellule photovoltaïque. Cependant, la diminution de l'épaisseur de silicium nécessite de mettre en place des piègeages optiques pour que le rayonnement incident soit mieux absorbé.

Il existe une épaisseur pour laquelle le rendement atteint est maximum et il est couramment déterminé à 25 °C. Pourtant, la température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque change en fonction de l'épaisseur du substrat. On doit donc aussi tenir compte de la variation de  $T_c$  pour définir l'épaisseur idéale.

Pour cela, nous avons simulé, grâce au modèle sans POS, le comportement électrothermo-radiatif de  $C_{low}$  pour différentes épaisseurs de substrat comprises entre 20 à 200  $\mu\text{m}$ . La figure 3.15(a) montre la température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque  $C_{low}$  pour  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et pour deux durées de vie différentes  $\tau = 1$  et  $1000 \mu\text{s}$ .

On voit que pour  $h_b = 2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , la température est proche de 120 °C et qu'elle varie en fonction de l'épaisseur du substrat.  $T_c$  diminue pour de grandes valeurs de  $h_b$ , jusqu'à 25 °C pour  $h_b = 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

Le substrat avec la durée de vie la plus faible a une température de fonctionnement légèrement plus élevée car il y a plus de recombinaisons dans le volume du substrat. L'échelle de la figure 3.15(a) ne permet pas d'apprécier précisément les dif-

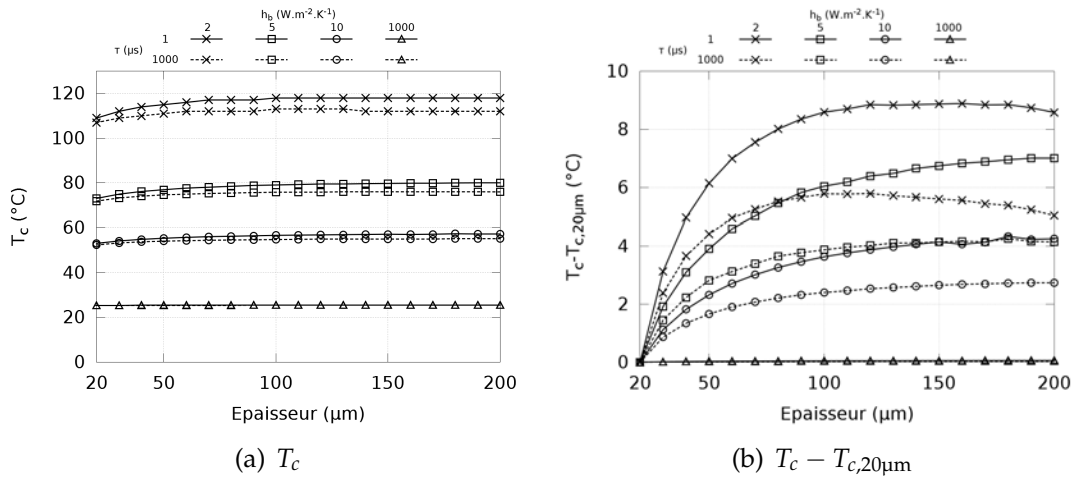


FIGURE 3.15 – Température de la cellule simulée (a) et différence de température de la cellule simulée par rapport à la température de la même cellule d'épaisseur  $20\ \mu\text{m}$  (b) pour quatre coefficients d'échange convectif,  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000\ \text{W m}^{-2}\ \text{K}^{-1}$ , avec  $\tau = 1$  et  $1000\ \mu\text{s}$ , en fonction de l'épaisseur de la cellule simulée.

férences de températures selon la durée de vie. Afin de mieux les voir, on représente sur la figure 3.15(b) la différence de température de la cellule simulée par rapport à la température de la même cellule d'épaisseur  $20\ \mu\text{m}$ . On choisit de comparer  $T_c$  à la température de la cellule la plus mince car le substrat le plus mince donne la valeur de  $T_c$  la plus faible grâce à la moins grande absorption.

On voit sur cette figure que la variation de température avec l'épaisseur est d'autant plus forte que  $h_b$  est faible. On observe aussi que les températures de fonctionnement augmentent avec l'épaisseur sauf dans le cas  $h_b = 2\ \text{W m}^{-2}\ \text{K}^{-1}$ . A partir d'une certaine épaisseur, la température diminue légèrement lorsque l'épaisseur du substrat augmente. Étant donné que  $T_c$  est élevé, le silicium rayonne plus. Ainsi, une plus grande épaisseur de silicium permet d'augmenter la quantité de chaleur rayonnée. Vu que l'épaisseur supplémentaire ne permet pas d'absorber beaucoup d'énergie supplémentaire, on observe ce refroidissement de la cellule.

Le régime convectif forcé ( $h_b = 1000\ \text{W m}^{-2}\ \text{K}^{-1}$ ) est celui employé pour faire la caractérisation d'une cellule photovoltaïque dans les conditions standards. La cellule photovoltaïque est mise en contact avec un système de refroidissement actif qui permet, même sous illumination, d'imposer la température de mesure pendant la caractérisation.

Une cellule photovoltaïque fonctionne en conditions réelles avec des régimes convectifs correspondant à des valeurs de  $h_b$  entre  $2$  et  $10\ \text{W m}^{-2}\ \text{K}^{-1}$ . Ce qui implique donc des températures de fonctionnement plus élevées que celles des tests. Comparer le régime convectif forcé avec un autre ayant un coefficient  $h_b$  plus faible permet de voir l'erreur d'optimisation induite par le fait d'ignorer les effets thermiques sur une cellule photovoltaïque en conditions réelles.

### Le courant de court-circuit

Dans la figure 3.16(a), le courant de court-circuit  $J_{sc}$  est tracé en fonction de l'épaisseur du substrat considéré pour  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et  $\tau = 1$  et  $1000 \mu\text{s}$ . On distingue nettement deux comportements distincts selon la durée de vie dans le collecteur de trous.

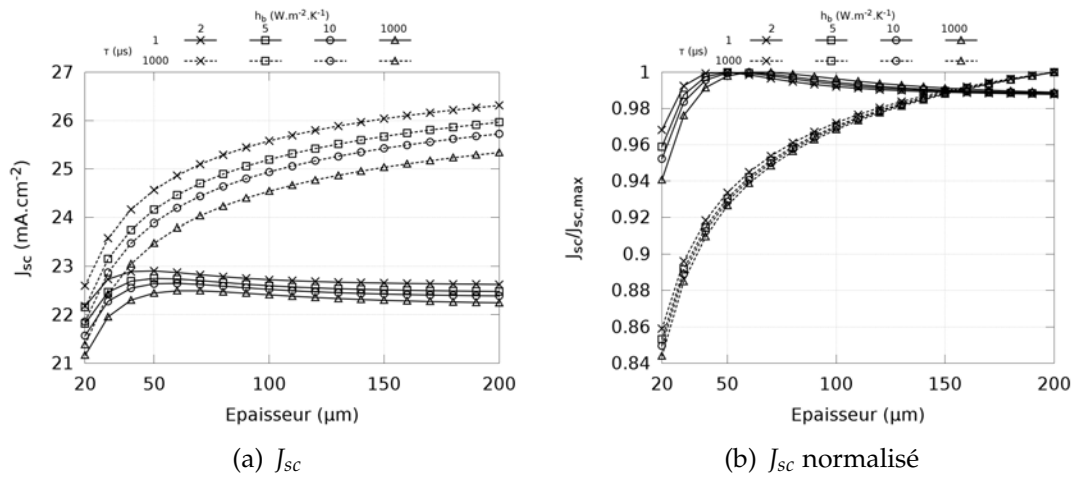


FIGURE 3.16 –  $J_{sc}$  (a) et  $J_{sc}$  normalisé (b) pour quatre coefficients d'échange convectif,  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , avec  $\tau = 1$  et  $1000 \mu\text{s}$ , en fonction de l'épaisseur de la cellule photovoltaïque simulée.

$J_{sc}$  augmente tout d'abord lorsque l'épaisseur augmente. Cependant, au delà d'une épaisseur optimale,  $J_{sc}$  diminue pour  $\tau = 1 \mu\text{s}$  alors que l'augmentation se poursuit pour  $\tau = 1000 \mu\text{s}$ . L'augmentation de  $J_{sc}$  pour les faibles épaisseurs vient de la meilleure absorption des longueurs d'onde proches de la bande interdite du silicium lorsque l'épaisseur augmente. Pour  $\tau = 1 \mu\text{s}$ , au delà d'une épaisseur optimale, le nombre de recombinaisons dans le volume du substrat augmente jusqu'à dépasser le gain obtenu grâce à l'augmentation de l'absorption. Tandis que pour  $\tau = 1000 \mu\text{s}$ , le gain en absorption outrepassé l'augmentation du nombre de recombinaisons. On notera aussi sur la figure 3.16(a) que la température étant plus élevée lorsque  $h_b$  diminue,  $J_{sc}$  augmente car  $E_g$  diminue.

Les variations pour chaque valeur de  $h_b$  en fonction de l'épaisseur sont peu visibles sur la figure 3.16(a). Afin de mieux voir l'impact de l'épaisseur dans les différents régimes convectifs, nous avons normalisé les valeurs de  $J_{sc}$  par rapport à la plus haute valeur de  $J_{sc}$  pour chaque valeur de  $h_b$ . L'épaisseur permettant d'obtenir le  $J_{sc}$  le plus grand est donc celle dont le  $J_{sc}$  normalisé vaut 1.

Dans le cas  $\tau = 1000 \mu\text{s}$ , cette épaisseur est  $200 \mu\text{m}$  quel que soit le coefficient convectif  $h_b$ . Tandis que pour  $\tau = 1 \mu\text{s}$ , l'épaisseur optimale change en fonction de la valeur de  $h_b$ . On passe de  $40 \mu\text{m}$  pour  $h_b = 2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  à  $60 \mu\text{m}$  pour  $h_b = 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  comme le synthétise la table 3.2.



TABLE 3.2 – Valeurs de l'épaisseur du substrat permettant de maximiser  $J_{sc}$  pour  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et  $\tau = 1 \mu\text{s}$ .

$h_b \text{ (W m}^{-2} \text{ K}^{-1}\text{)}$	2	5	10	1000
Épaisseur optimale ( $\mu\text{m}$ )	40	50	50	60

Plus la durée de vie dans le collecteur de trous est grande, plus l'épaisseur optimale est grande. Toutefois, la recherche du  $J_{sc}$  maximum n'est pas intéressante économiquement. Il est plus intéressant de chercher à obtenir un  $J_{sc}$  élevé avec moins de silicium. Le  $J_{sc}$  est une caractéristique importante de la cellule photovoltaïque mais l'objectif final est de maximiser le rendement.

### Le rendement

Le rendement se dégrade avec la diminution de  $h_b$  à cause de l'élévation de température pour toutes les épaisseurs simulées comme le montre la figure 3.17(a).

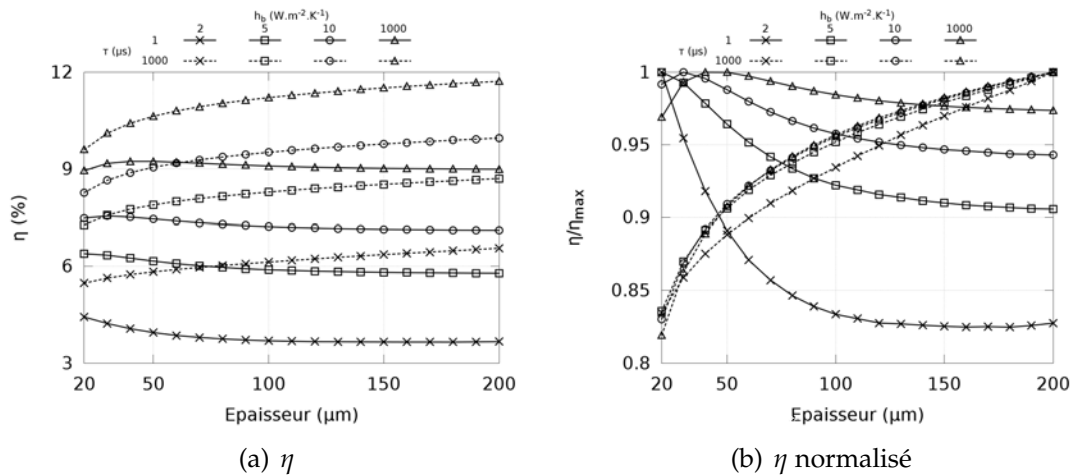


FIGURE 3.17 –  $\eta$  (a) et  $\eta$  normalisé (b) pour quatre coefficients d'échange convectif,  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , avec  $\tau = 1$  et  $1000 \mu\text{s}$ , en fonction de l'épaisseur de la cellule photovoltaïque simulée.

Dans les figures 3.17(a) et 3.17(b), le rendement et le rendement normalisé sont tracés en fonction de l'épaisseur du substrat pour  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et pour  $\tau = 1$  et  $1000 \mu\text{s}$ .

Comme pour le  $J_{sc}$ , on distingue deux comportements différents selon la durée de vie dans le substrat. Pour  $\tau = 1000 \mu\text{s}$ , le rendement reste maximum là où le  $J_{sc}$  est maximum. Tandis que pour  $\tau = 1 \mu\text{s}$ , le régime convectif change l'épaisseur permettant d'obtenir une valeur de rendement maximum. On notera que l'épaisseur

fournissant le rendement maximum n'est pas la même que pour le  $J_{sc}$ . Les épaisseurs optimales pour chaque valeur de  $h_b$  sont listées dans la table 3.3.

TABLE 3.3 – Valeurs de l'épaisseur du substrat permettant de maximiser le rendement pour  $h_b = 2, 5, 10$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et  $\tau = 1 \mu\text{s}$ .

$h_b \text{ (W m}^{-2} \text{ K}^{-1}\text{)}$	2	5	10	1000
Épaisseur optimale ( $\mu\text{m}$ )	20	30	40	50

Cela vient de la variation du  $V_{oc}$  et du  $FF$  en fonction de la température (voir les équations 2.4 et 2.5). Lorsque l'épaisseur du substrat diminue,  $T_c$  diminue (voir la figure 3.15) donc  $V_{oc}$  et  $FF$  augmentent. Ceci est également valable pour  $\tau = 1000 \mu\text{s}$  mais l'augmentation de  $J_{sc}$  obtenue en augmentant l'épaisseur est plus bénéfique.

L'épaisseur idéale d'une cellule photovoltaïque est fortement dépendante de la qualité du substrat et des conditions convectives. Cette dépendance s'explique par le rôle central de la température dans le comportement en conditions réelles de la cellule photovoltaïque. La convection est une partie importante du refroidissement, mais le refroidissement radiatif peut, dans certaines conditions, jouer un rôle important dans l'équilibre thermique. Sous ces conditions, le niveau de dopage du substrat devient un paramètre dont l'impact sur  $T_c$  est important. C'est l'objet de la partie suivante.

### 3.4.2 Le dopage du substrat

Les phénomènes thermiques ne sont pas d'importance égale. Leur proportion dépend de la tension appliquée à la cellule photovoltaïque. Le principal objectif de cette partie est d'illustrer la répartition des sources et puits thermique pour  $C_{low}$ . Le second est de mettre en avant l'importance du comportement thermique des cellules photovoltaïques.

Pour cela, nous avons modélisé le comportement électro-thermo-radiatif de  $C_{low}$  pour différents dopages du collecteur de trous grâce à notre modèle sans POS pour  $h_b = 2, 5$  et  $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

#### La température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque

La figure 3.18 montre l'évolution de la température de la cellule en fonction du dopage du collecteur de trous pour  $h_b = 2, 5$  et  $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .  $T_c$  diminue lorsque l'on augmente le dopage. Plus  $h_b$  est faible, plus  $T_c$  est élevée et plus la diminution de  $T_c$  avec l'augmentation du dopage est forte. Pour en comprendre l'origine, il faut analyser les sources et les puits thermiques.

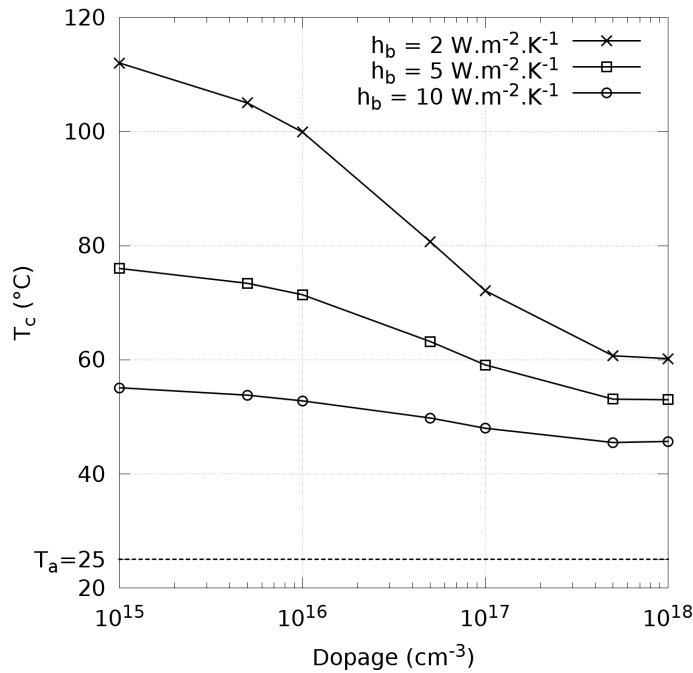


FIGURE 3.18 – Température de fonctionnement de la cellule de référence en fonction du dopage du collecteur de trous pour  $h_b = 2, 5$  et  $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

### Les sources thermiques

La figure 3.19 présente les différentes sources de chaleur dans  $C_{low}$  en fonction du dopage du collecteur de trous. La thermalisation n'est pas représentée car elle varie très peu en fonction du dopage du collecteur de trous. Elle est cependant une part importante de la source thermique totale au  $M_{pp}$  ( $\approx 50\%$ , voir la figure 3.7).

$Q_{nrr}$  diminue lorsque le dopage passe de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  à  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Cet observation s'explique parfaitement lorsque l'on tient compte des effets thermiques. Le nombre de recombinaisons diminue car la température diminue. La source thermique  $Q_{nrr}$  est donc plus faible. Toutefois, au delà de  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , la diminution de la température ne contrebalance plus la diminution de la durée de vie des porteurs de charge lorsque le dopage augmente. On observe alors une augmentation de  $Q_{nrr}$ .

Le modèle de durée de vie utilisé a donc une forte influence sur l'analyse. Chaque défaut recombinant induit des variations de température différentes. On voit dès lors l'importance de la caractérisation des matériaux et de la modélisation pour permettre de créer une architecture performante en conditions réelles.

Avant d'aborder l'analyse de l'effet Joule, nous rappelons que nous avons posé l'hypothèse d'une résistance série nulle. Cette source thermique varie peu lorsque l'on augmente le dopage du collecteur de trous. Ce résultat n'est pas trivial, car avec l'augmentation du dopage du collecteur de trous, on attendrait intuitivement une

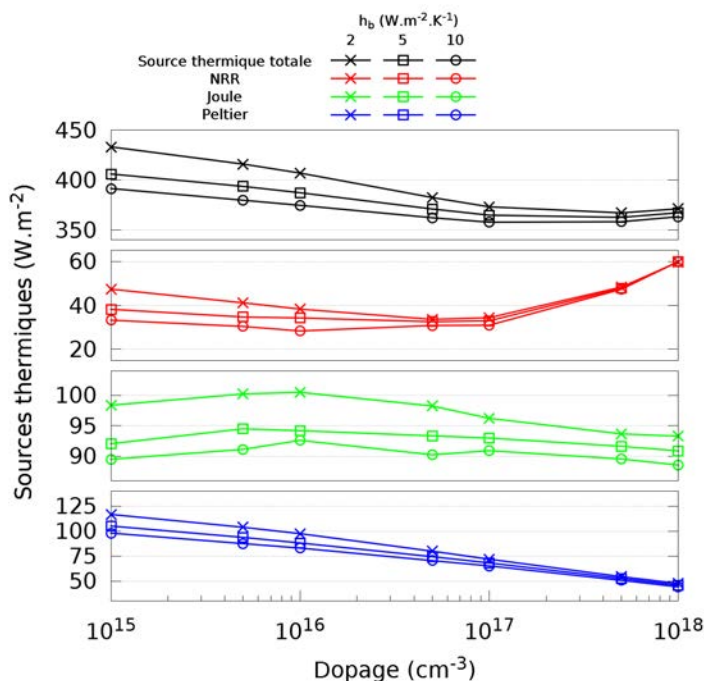


FIGURE 3.19 – Sources thermiques pour  $h_b = 2, 5$  et  $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  en fonction du dopage du collecteur de trous.

augmentation de l'effet Joule à cause d'un plus fort champ électrique dans la ZCE. Toutefois, l'autre facteur de l'expression mathématique de l'effet Joule,  $\vec{j}$  (voir l'équation 2.53), tend à diminuer lorsque l'on augmente ce dopage à cause des recombinaisons. De même, la taille de la ZCE est réduite par l'augmentation du dopage. Il résulte de l'ensemble une légère augmentation de  $Q_{jou}$  lorsque le dopage du collecteur de trous augmente jusqu'à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  puis une légère diminution au delà.

Enfin, la source liée à l'effet Peltier diminue lorsque le dopage augmente car la différence entre le quasi-niveau de Fermi et la bande de valence du collecteur de trous diminue.

Les différentes valeurs de  $h_b$  ont un impact modéré sur la source thermique totale. Elle varie de seulement 10 % pour le dopage où les écarts sont les plus importants. De même, pour une valeur de  $h_b$ , le dopage fait peu varier la source thermique totale. La variation de  $T_c$  en fonction du dopage ne vient donc pas d'une variation des sources thermiques, mais des puits thermiques.

### Les puits thermiques

La figure 3.20 montre les différents puits de chaleur dans  $C_{low}$  en fonction du dopage du collecteur de trous.

L'effet Thomson est faible comparé à la convection et à la radiation. Il décroît avec

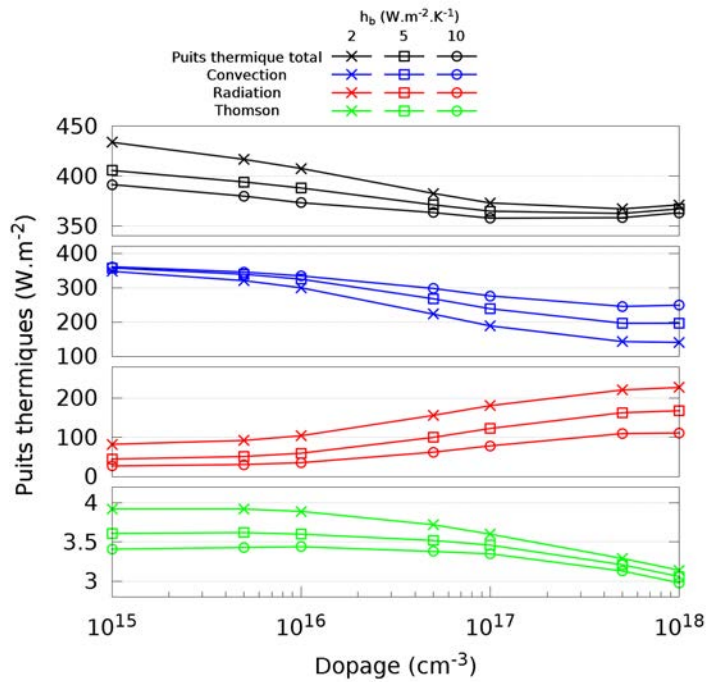


FIGURE 3.20 – Puits thermiques pour  $h_b = 2, 5$  et  $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  en fonction du dopage du collecteur de trous.

l'augmentation du dopage du collecteur de trous car il est inversement proportionnel aux recombinaisons qui augmentent.

Pour les faibles dopages, le puits prépondérant est la convection. Mais, au fur et à mesure que le dopage augmente, la part de la convection diminue au profit de l'émission radiative. Les transferts thermiques radiatifs sont facilités aux forts dopages grâce à la forte émissivité du silicium liée aux porteurs libres qui augmentent avec le dopage.

Au contraire des sources thermiques, les puits sont particulièrement sensibles aux conditions convectives. En effet, lorsque le dopage est faible, la convection évacue seule la majeure partie de la chaleur générée dans le silicium car le silicium peu dopé a une faible émissivité ce qui mène à une augmentation de  $T_c$  d'autant plus marquée que  $h_b$  est faible. L'augmentation de l'émission radiative avec le dopage du collecteur de trous diminue l'écart de température entre les différentes valeurs de  $h_b$  grâce à l'augmentation de la chaleur dissipée par radiation (voir la figure 3.18). Pour la même raison,  $T_c$  est plus basse pour une valeur de  $h_b$  lorsque le dopage est élevé.

### Le coefficient de dégradation en température

La figure 3.18 incite à se questionner sur la dépendance du coefficient de dégradation en température  $\beta$  vis-à-vis du dopage. La figure 3.21 en montre l'évolution en

fonction du dopage ainsi que le rendement pour une température de fonctionnement imposée.

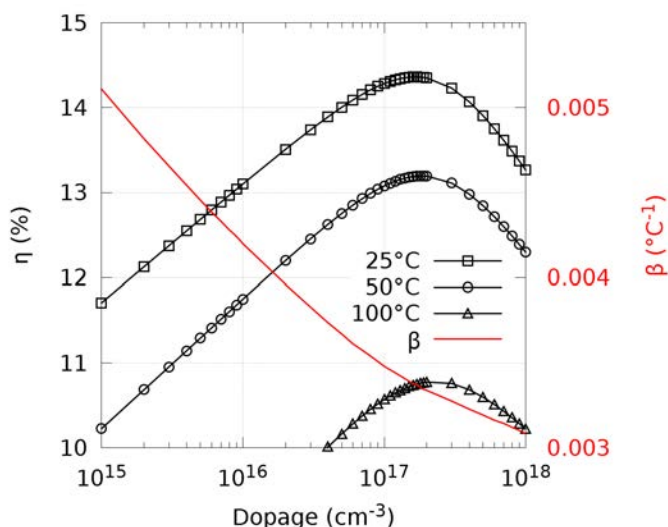


FIGURE 3.21 – Rendement et coefficient de dégradation en température de la cellule photovoltaïque en fonction du dopage du collecteur de trous pour  $T_c = 25, 50$  et  $100^\circ\text{C}$ .

On voit sur cette figure que  $\beta$  diminue lorsque le dopage augmente. Cette diminution vient de l'augmentation de  $V_{oc}$  obtenue pour un fort dopage grâce à l'augmentation de  $V_{bi}$ . Cela limite les pertes de puissances dues à la température [81, 139].

Néanmoins, même si la dégradation en température est moindre, le rendement est toujours plus faible lorsque  $T_c$  augmente. Les faibles rendements simulés par rapport aux rendements rencontrés dans la littérature contemporaine viennent de l'absence de piégeage optique dans  $C_{low}$ .

On observe sur la figure 3.21 qu'un dopage particulier permet de maximiser le rendement pour chaque température imposée. Cependant, le graphique ne permet pas d'avoir une vision précise du dopage idéal pour chaque température.

Nous avons donc tracé la figure 3.22 pour le faire apparaître. Celle-ci montre le rendement normalisé en fonction du dopage du collecteur de trous pour  $T_c = 25, 50$  et  $100^\circ\text{C}$ . On voit sur cette figure que l'optimum de rendement est légèrement décalé en dopage selon la température de fonctionnement imposée. Ce décalage est cependant faible. Le rendement maximum est atteint pour un dopage de  $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour  $T_c = 25^\circ\text{C}$  alors que, pour  $T_c = 100^\circ\text{C}$ , le dopage idéal est  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

La synthèse de ces résultats est présentée sur la figure 3.23. C'est une cartographie du rendement normalisé de la cellule photovoltaïque à  $25^\circ\text{C}$  en fonction de  $\beta$ , le coefficient de dégradation en température, et de  $\Delta T$ , la différence entre la température de fonctionnement et la température ambiante,  $25^\circ\text{C}$ . Sur cette cartographie, sont placées les rendements normalisés pour  $h_b = 2, 5$  et  $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et pour quatre

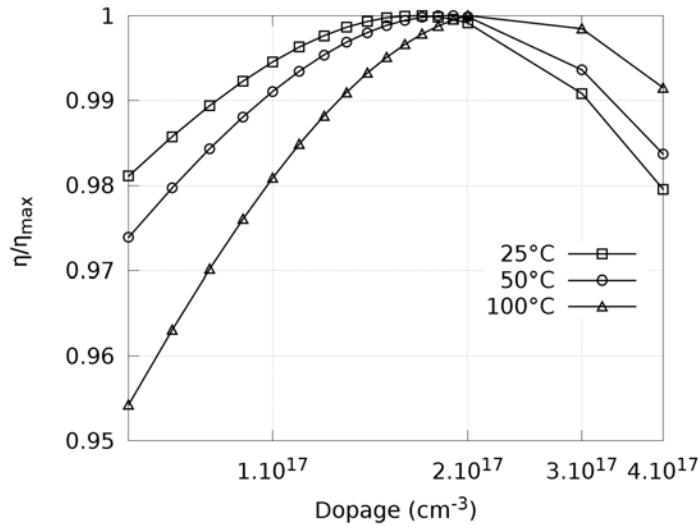


FIGURE 3.22 – Rendement normalisé en fonction du dopage du collecteur de trous pour  $T_c = 25, 50$  et  $100$  °C.

valeurs de dopage du collecteur de trous,  $10^{15}$ ,  $10^{16}$ ,  $10^{17}$  et  $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ .

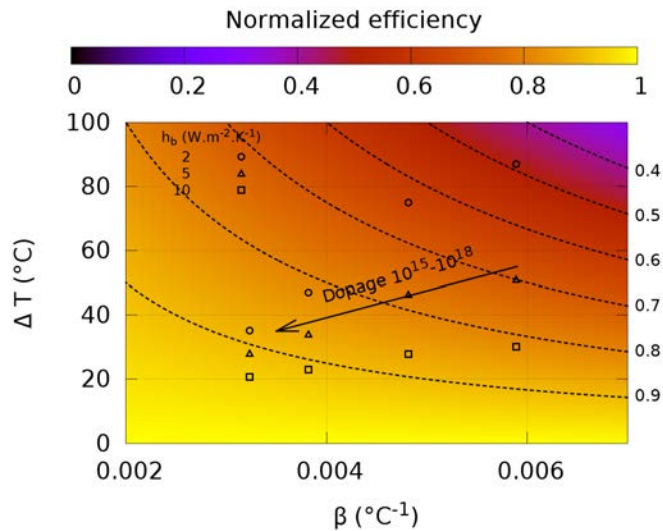


FIGURE 3.23 – Cartographie du rendement normalisé de la cellule photovoltaïque  $C_{low}$  en fonction de son coefficient de dégradation en température  $\beta$  et de l'élévation de température  $\Delta T$  pour quatre valeurs de dopage du collecteur de trous,  $10^{15}$ ,  $10^{16}$ ,  $10^{17}$  et  $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$  et pour  $h_b = 2, 5$  et  $10$   $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ .

En résumé,  $\beta$  et  $\Delta T$  décroissent lorsque le dopage du collecteur de trous augmente. Pour des conditions d'éclairement et de convection données, le rendement

d'une cellule photovoltaïque avec un fort dopage diminue moins car elle s'échauffe moins et que cet échauffement le dégrade moins. Néanmoins, le rendement absolu d'une cellule fortement dopée reste inférieur au rendement du dopage idéal à 25 °C. On a une moins grande sensibilité à la température mais le rendement est plus faible.

Pour que le rendement d'une cellule photovoltaïque fortement dopée dépasse celui d'une dopée plus faiblement, il faut que  $T_c$  soit très importante comme on le voit dans la figure 3.24.

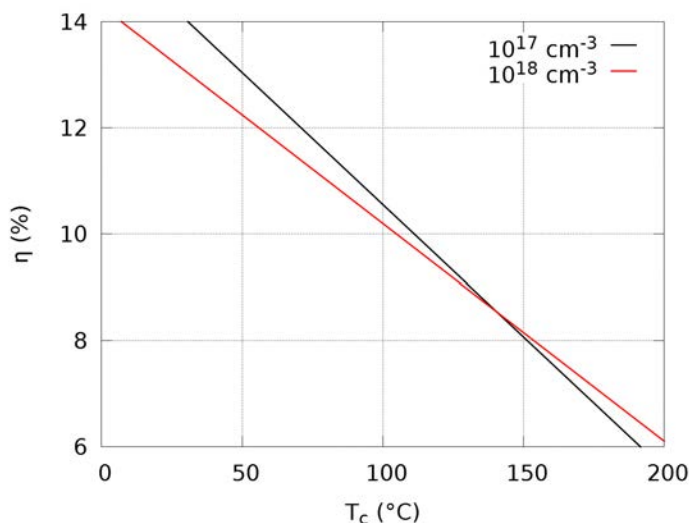


FIGURE 3.24 – Évolution du rendement en fonction de la température de fonctionnement de  $C_{low}$  pour deux dopages différents,  $10^{17}$  et  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Les résultats précédents sont intéressants pour augmenter les rendements des applications photovoltaïques à haute température. Par exemple, pour les systèmes hybrides de cogénération qui nécessitent une température de fonctionnement élevée pour avoir de bons rendements de leur conversion thermique. L'utilisation de cellules fortement dopées pourrait constituer une solution pour maintenir leurs performances électriques.

### 3.4.3 L'épaisseur de la couche antireflet de la face avant

La couche antireflet (ARC) est un élément essentiel d'une cellule photovoltaïque actuelle. Elle permet d'augmenter drastiquement le courant photogénéré grâce à la diminution de la réflectivité de la face avant de la cellule photovoltaïque. Usuellement, leur épaisseur est optimisée pour maximiser le  $J_{sc}$  en conditions standards [140] mais ce n'est pas le critère le plus pertinent. Grâce à notre modèle, nous pouvons voir la différence qu'implique la prise en compte de la thermique et qui mène à la question suivante : vaut-il mieux absorber un photon porteur d'une énergie proche de  $E_g$  plutôt qu'un photon porteur de plus d'énergie ?



Pour maximiser  $J_{sc}$ , il faut maximiser le nombre de photons sans se soucier de l'énergie dont ils sont porteurs. Alors qu'en prenant en compte la thermique, il est plus pertinent de considérer l'énergie réfléchie.

L'ajout d'une ARC permet de modifier le nombre de photons réfléchis ainsi que l'énergie réfléchie à l'interface air/Si grâce aux interférences créées par l'ARC [141]. Ces interférences dépendent de la longueur d'onde incidente, de l'épaisseur de matériau déposé, de ses indices optiques et de l'angle d'incidence.

Dans le cadre de notre étude, nous avons choisi une incidence normale à la surface. L'ARC est en SiN dont les indices optiques varient selon la longueur d'onde et dont nous avons présenté les variations dans la figure 2.8. Pour mettre en évidence le mauvais choix que constitue  $J_{sc}$  comme critère d'optimisation de l'épaisseur d'ARC, nous avons ajouté à  $C_{low}$  une couche antireflet de SiN et fait varier son épaisseur entre 0 à 150 nm.

### Le courant de court-circuit

La figure 3.25 représente le courant de court-circuit de  $C_{low}$  en fonction de l'épaisseur de la couche antireflet pour différentes valeurs de  $h_b$ .

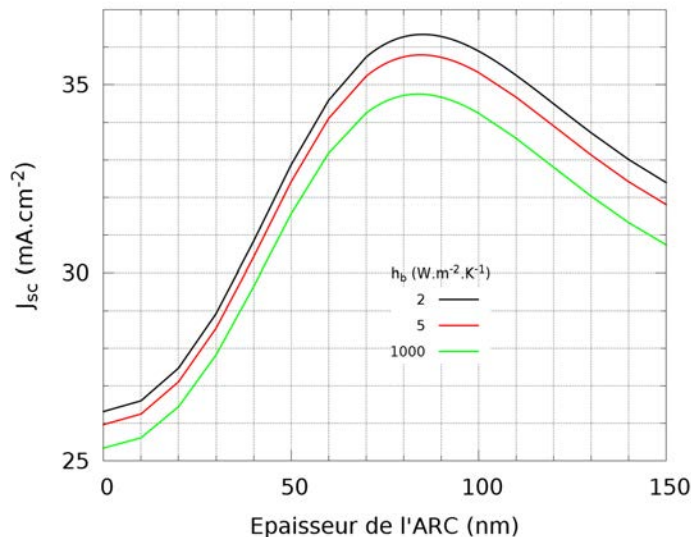


FIGURE 3.25 –  $J_{sc}$  pour  $h_b = 2, 5$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  en fonction de l'épaisseur de l'ARC.

L'analyse effectuée grâce cette figure est celle généralement utilisée pour déterminer l'épaisseur optimale de l'ARC. On constate que  $J_{sc}$  augmente lorsque l'épaisseur augmente de 0 à 85 nm pour les trois valeurs de  $h_b$  puis diminue au delà. On notera également que les valeurs de  $J_{sc}$  augmente lorsque  $h_b$  diminue ce qui vient de l'augmentation de  $T_c$  qui accompagne la diminution de  $h_b$  (voir la figure 3.27(a)).

L'augmentation de  $J_{sc}$  lorsque l'épaisseur varie de 0 à 85 nm vient de la diminution du nombre de photons réfléchis. Toutefois, l'ensemble des photons du spectre solaire n'est pas affecté de la même manière.

Pour les faibles épaisseurs d'ARC, on favorise la transmission des faibles longueurs d'onde alors qu'au fur et à mesure que l'on augmente l'épaisseur de l'ARC, la transmission maximale se décale vers des longueurs d'onde plus élevées comme on le voit dans la figure 3.26.

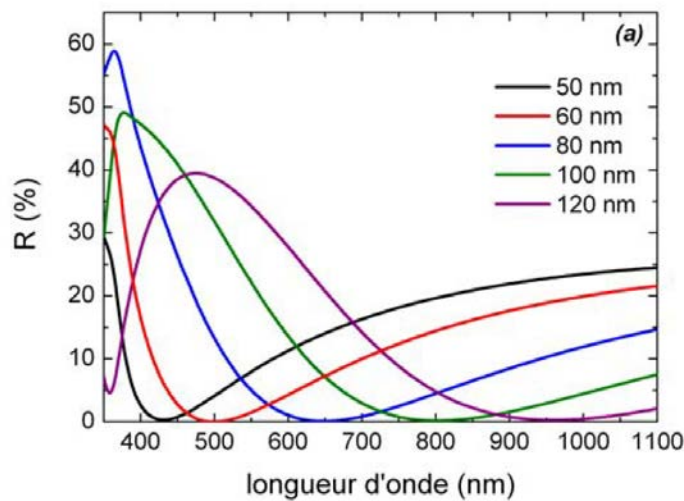


FIGURE 3.26 – Coefficients de réflexion en fonction de la longueur d'onde incidente pour différentes épaisseurs d'ARC [141].

Ainsi pour avoir le  $J_{sc}$  maximum, il faut que l'ARC permette d'absorber le maximum de photons collectables par le silicium. L'épaisseur correspondante est 84 nm pour  $h_b = 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  et 85 nm pour  $h_b = 2$  et  $5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . L'épaisseur idéale varie peu avec  $h_b$  car le seul changement qu'induit une variation de  $h_b$  est une variation de  $T_c$ . Or,  $E_g$  varie peu dans les gammes de température simulées, donc la capacité du Si à absorber les photons du spectre solaire varie peu.

### La température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque

L'épaisseur de l'ARC induit une sélection spectrale des photons qui modifie  $J_{sc}$  mais aussi  $T_c$ . La figure 3.27(a) représente  $T_c$  en fonction de l'épaisseur de l'ARC pour  $h_b = 2, 5$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Pour comprendre l'évolution de  $T_c$ , il faut s'appuyer sur la figure 3.27(b). Elle montre la source thermique totale,  $H$ , en fonction de l'épaisseur d'ARC pour les mêmes valeurs de  $h_b$ . Les deux grandeurs  $T_c$  et  $H$  sont liées par l'équation de la chaleur (voir les équations 2.46, 2.47, 2.48 et 2.49) ce qui implique une augmentation de  $T_c$  lorsque  $h_b$  diminue ou que  $H$  augmente. On retrouve ce comportement dans les figures 3.27(a) et 3.27(b).

Lorsque l'épaisseur d'ARC augmente de 0 à 75 nm,  $H$  et  $T_c$  augmentent, alors qu'au delà, les deux diminuent. Cette variation en fonction de l'épaisseur d'ARC vient de la variation de la puissance absorbée. Pour les épaisseurs comprises entre 0 à 75 nm, la puissance absorbée augmente avec l'épaisseur d'ARC car la transmission énergétique augmente grâce à la transmission de photons très énergétiques.

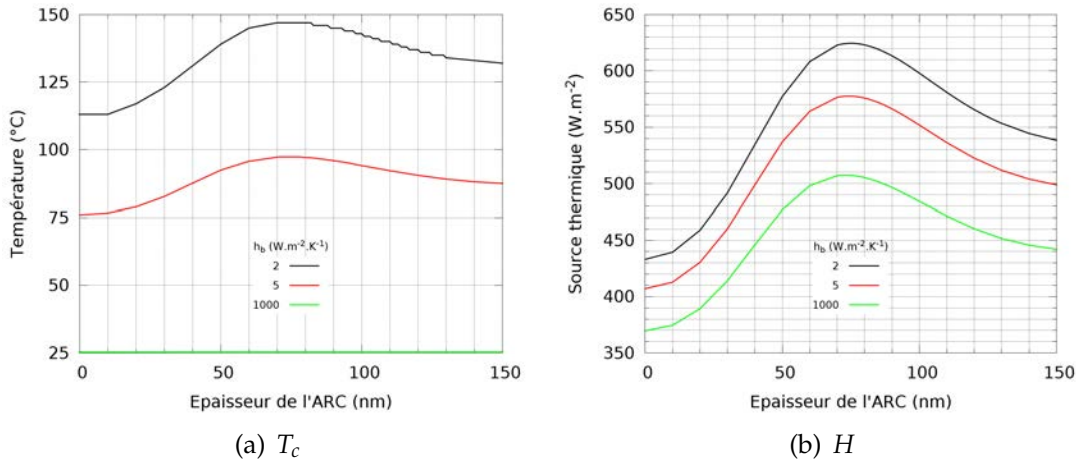


FIGURE 3.27 –  $T_c$  (a) et  $H$  (b) pour  $h_b = 2, 5$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$  en fonction de l'épaisseur de l'ARC.

Ensuite, pour des épaisseurs comprises entre 75 à 85 nm, l'ARC continue d'augmenter le nombre de photons absorbés, donc  $J_{sc}$ . Alors que dans le même temps, l'énergie réfléchie augmente donc  $H$  diminue. Ces épaisseurs d'ARC transmettent plus de photons mais ils sont en moyenne moins énergétiques.

Au delà de 85 nm, le nombre de photons réfléchis et l'énergie réfléchie augmentent ce qui implique la diminution simultanée de  $J_{sc}$  et  $H$ .

### Détail des sources thermiques

Afin de comprendre plus finement l'origine de la source thermique, nous présentons dans la figure 3.28, les différentes sources thermiques en fonction de l'épaisseur d'ARC pour différentes valeurs de  $h_b$ .

Comme nous l'avons vu précédemment, la variation de la thermalisation est un facteur important de la variation de  $H$  mais il n'est pas le seul. De plus, cette source thermique se distingue des autres car elle varie très peu avec  $h_b$ . Cela vient de la faible variation de  $E_g$  devant le total d'énergie thermalisée pour les températures concernées.

L'effet Joule, l'effet Peltier et les NRR présentent la même tendance en fonction de l'épaisseur d'ARC. On constate, pour ces trois sources thermiques, une augmentation puis une diminution lorsque l'épaisseur d'ARC augmente.

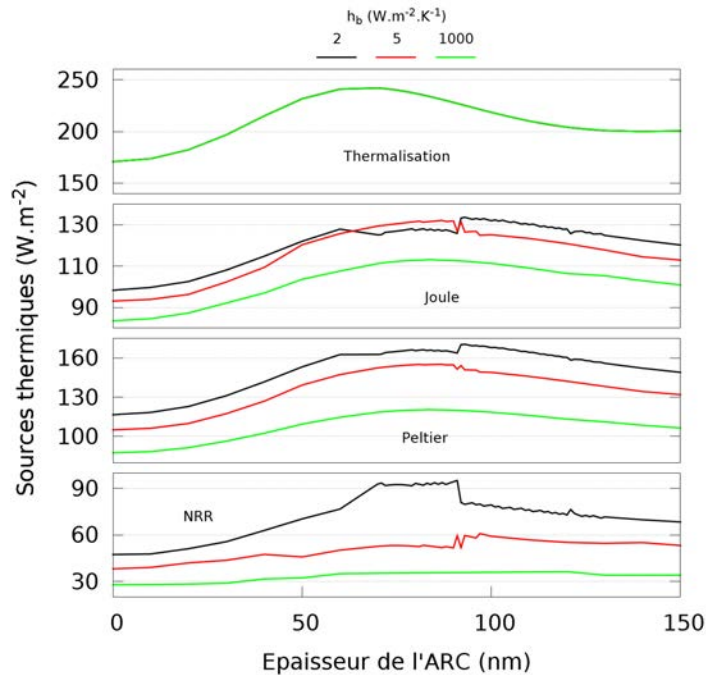


FIGURE 3.28 – Détail des différentes sources thermiques pour  $h_b = 2, 5$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  en fonction de l'épaisseur de l'ARC.

La discontinuité des différentes courbes vient d'un saut de 1 mV dans la définition du  $M_{pp}$ . Entre deux valeurs successives d'épaisseur d'ARC, les sources thermiques et la tension du  $M_{pp}$  sont proches. Toutefois, ce pas minimum du modèle induit une différence notable lorsque la tension du  $M_{pp}$  varie abruptement car les trois sources thermiques y sont très sensibles.

Toutefois, ce n'est pas un problème pour la définition de  $T_c$  car cela entraîne seulement le report d'une partie de l'échauffement dû à l'effet Joule et l'effet Peltier vers les NRR ou inversement. La source thermique totale n'est pas affectée.

### Optimisation du rendement

Le rendement est le seul critère valable d'optimisation de l'épaisseur d'ARC tenant compte des effets thermiques. En fonction des conditions convectives, le rendement maximum est obtenu pour différentes épaisseurs d'ARC comme le montre la figure 3.29. Apparaissent aussi sur cette figure, les  $J_{sc}$  normalisés pour les trois différentes valeurs de  $h_b$ . Cela permet de comparer les différentes optimisations possibles.

Pour  $h_b = 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , l'épaisseur optimale est 85 nm alors que pour  $h_b = 5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , elle est de 98 nm et pour  $h_b = 2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , elle est de 123 nm. Lorsque  $h_b$  est faible, il est préférable de diminuer la puissance absorbée, quitte à diminuer

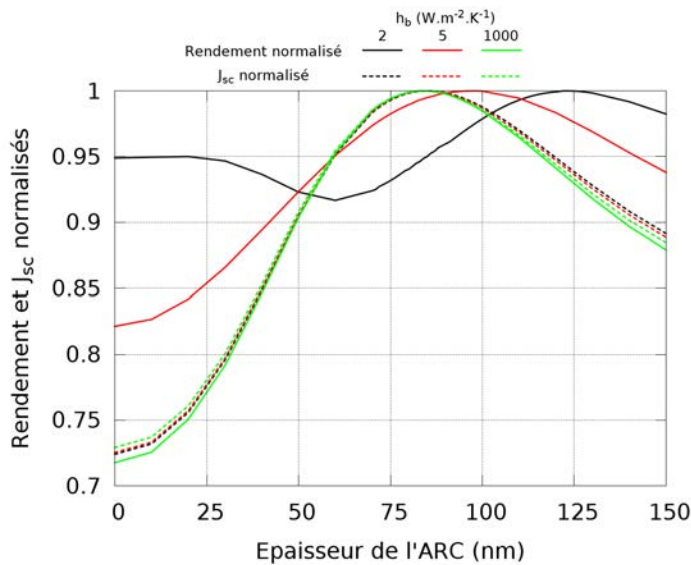


FIGURE 3.29 – Rendement et  $J_{sc}$  normalisés pour  $h_b = 2, 5$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  en fonction de l'épaisseur de l'ARC.

le nombre de photons absorbés, afin de diminuer  $T_c$ . Pour  $h_b = 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , on retrouve l'épaisseur permettant de maximiser  $J_{sc}$ . Le rendement inclut donc bien les effets liés à la thermique contrairement au  $J_{sc}$ .

A mesure que  $h_b$  diminue, l'évacuation de la chaleur devient de plus en plus difficile et induit une augmentation de la température, ce qui dégrade le  $V_{oc}$ . Il devient donc important d'éviter l'échauffement de la cellule.

Il est préférable de sélectionner spectralement les photons porteurs d'énergie utilisable. Ceci est possible avec une ARC plus épaisse. On privilégie les photons du proche infrarouge au lieu des photons ultraviolet.

### L'intégration au bâtiment

L'utilisation de panneaux photovoltaïques intégrés aux bâtiments est une tendance de fond liée à l'augmentation de leur efficacité, à la source d'énergie disponible et la nécessaire transition énergétique que vit notre société. Cependant cette tendance pourrait être plus forte si les panneaux photovoltaïques étaient plus esthétiques.

En effet, la couleur de l'ARC standard se situe entre le bleu profond et le noir. C'est un éventail de choix trop limité pour convenir aux architectes. La possibilité d'offrir une gamme de couleur plus large sans dégrader le rendement des installations serait un avantage indéniable [142].

En tenant compte de la thermique, on voit que les épaisseurs d'ARC permettant d'avoir un rendement optimum, en conditions réelles, ne sont pas forcément celles dimensionnées pour obtenir un rendement maximum en conditions standards. Ceci

permet d'envisager des contraintes plus souples sur l'utilisation de différentes épaisseurs d'ARC en face avant des cellules photovoltaïques en silicium. On obtiendrait une gamme de couleurs plus large.

De plus, si l'on envisage l'utilisation de telles cellules photovoltaïques pour la cogénération, il y a des possibilités de couplage entre l'esthétique, une faible perte de rendement électrique et des performances globales élevées grâce à la collecte de l'énergie thermique. Ce couplage est la base d'un système intéressant pour des installations résidentielles.

## 3.5 Étude de la concentration

### 3.5.1 Indissociabilité de l'éclairement et de la température de fonctionnement

#### Définition du coefficient de dégradation en température

Après avoir mis en évidence l'importance que peuvent avoir les paramètres de la cellule photovoltaïque tels que l'épaisseur du substrat, la couche antireflet et le dopage du substrat de Si, nous avons exploré l'impact de la concentration sur son comportement électro-thermo-radiatif. Pour cela, nous utilisons  $C_{high}$  au lieu de  $C_{low}$  afin de conserver valide l'hypothèse de faible injection lorsque l'on s'intéresse à des niveaux de concentration tels que  $X \geq 10$  soleils.

Il paraît évident que plus le rayonnement est intense, plus la cellule photovoltaïque s'échauffe. Habituellement, le rendement d'une cellule est donné pour des conditions standards, c'est à dire, un rayonnement incident de  $1000 \text{ W m}^{-2}$  AM1.5G normal à la surface et une température de fonctionnement de  $25^\circ\text{C}$ . Or, la cellule ne fonctionne que rarement dans ces conditions. Il est donc utile de connaître la variation du rendement en fonction de la température pour estimer les performances en conditions réelles de la cellule. C'est ce que proposa Evans [62] avec les équations 1.7 et 1.8.

L'échauffement d'une cellule par rapport à sa température de référence,  $T_{ref}$ , vient de l'éclairement. La séparation de  $\beta$  et  $\gamma$  dans l'équation 1.8 nous invite à décorrélérer l'un de l'autre à tort. Il nous paraît préférable de reformuler les équations 1.7 et 1.8 selon :

$$\eta_{T_c}(G_T) = \eta_{ref}(G_T)(1 - \beta(G_T)\Delta T) \quad (3.3)$$

avec

$$\begin{aligned}\eta_{ref}(G_T) &= \eta_{ref}(1)(1 + \gamma \ln(G_T)) \\ \beta(G_T) &= \beta(1) \frac{\eta_{ref}(1)}{\eta_{ref}(G_T)} = \frac{\beta(1)}{1 + \gamma \ln(G_T)} \\ \Delta T &= T_c - T_{ref}\end{aligned}$$

où  $\eta_{ref}(1)$  est le rendement de la cellule à une température  $T_{ref}$  sous un éclairement d'une puissance de  $1000 \text{ W m}^{-2}$  selon le spectre AM1.5G, on parle aussi d'un éclairement de 1 soleil.  $\eta_{ref}(G_T)$  est le rendement de la cellule à une température  $T_{ref}$  sous un éclairement d'une puissance de  $G_T \text{ W m}^{-2}$ . On parle aussi d'un éclairement de  $X$  soleils avec  $X = \frac{G_T}{1000}$ .  $\beta(1)$  est le coefficient de dégradation en température pour un éclairement d'une puissance de 1 soleil,  $\beta(G_T)$ , le coefficient de dégradation en température pour un éclairement d'une puissance de  $G_T \text{ W m}^{-2}$  et  $\Delta T$ , l'élévation de température de la cellule photovoltaïque par rapport à la température de référence  $T_{ref}$  à laquelle  $\eta_{ref}(1)$  et  $\eta_{ref}(G_T)$  sont déterminés. Cette formulation de l'équation de dépendance en température du rendement d'une cellule photovoltaïque induit une variation de  $\eta_{ref}$  et  $\beta$  en fonction de l'éclairement.

La figure 3.30 présente l'évolution du rendement de la cellule photovoltaïque  $C_{low}$  en fonction de la température de fonctionnement pour deux éclairagements,  $X = 0.1$  et 1 soleil. Les deux courbes  $\eta_{T_c}(0.1) = f(T_c)$  et  $\eta_{T_c}(1) = f(T_c)$  obtenues grâce à notre modélisation sont bien des droites (équation 3.3). Les pentes de ces deux droites sont identiques car  $\eta_{ref}(G_T) \times \beta(G_T) = \eta_{ref}(1)\beta(1)$ . On notera que  $\eta_{ref}(0.1) < \eta_{ref}(1)$  ce qui induit la nécessaire variation de  $\beta$  en fonction de  $G_T$ .

Cette variation de  $\beta$  en fonction de  $G_T$  est illustrée par la figure 3.31. On remarquera que la valeur obtenue pour  $\beta(1)$  pour  $C_{low}$  avec  $T_{ref} = 25^\circ\text{C}$  est en adéquation avec la gamme de valeur rencontrée dans la littérature pour des cellules en silicium cristallin ( $0.003 < \beta < 0.006$ ) [63].

L'augmentation logarithmique de  $\beta$  pour les plus faibles éclairagements vient de la variation du rendement de référence  $\eta_{ref}(G_T)$  et non directement d'une modification de la pente. Elle est identique pour tout éclairement  $G_T$ . Le coefficient  $\beta$  doit être utilisé avec précaution afin de ne pas interpréter de manière erronée la dégradation en température d'une cellule photovoltaïque.

### Le coefficient de Ross

Il existe de nombreuses corrélations [66] exprimant  $T_c$  en fonction de  $T_a$ , de la vitesse du vent, de la puissance du rayonnement incident  $G_T$  et aussi parfois de divers autres paramètres tels que la transmission au travers du verre encapsulant dans un module ou l'absorption globale du module. Toutes les corrélations listées par Skoplaki et al. [66] sont une forme plus ou moins proche de l'équation 3.4 :

$$T_c = T_a + kG_T \quad (3.4)$$

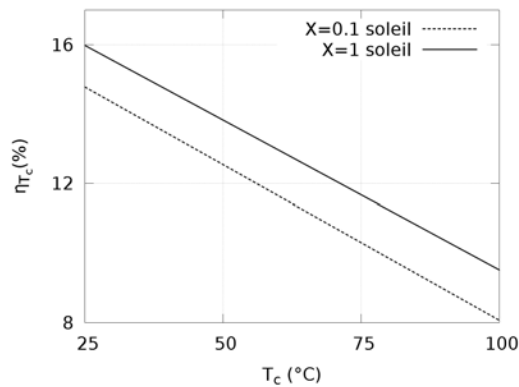


FIGURE 3.30 – Rendement d’une cellule en fonction de la température de fonctionnement pour deux éclairagements différents,  $X = 0.1$  et 1 soleil.

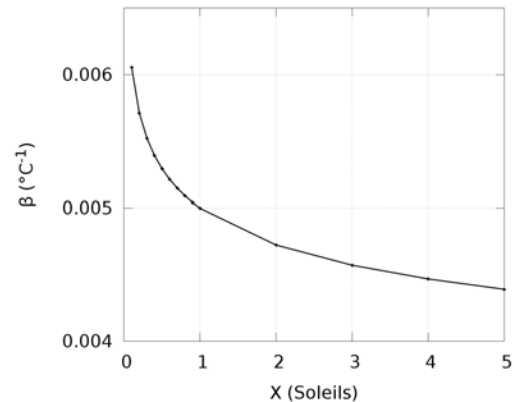


FIGURE 3.31 – Coefficient  $\beta$  de dégradation en température en fonction de l’éclaircement incident.

où  $k$  est le coefficient, dit de Ross ( $\text{K m}^2 \text{W}^{-1}$ ), qui est la pente de la courbe  $T_c$  en fonction de  $G_T$ . Les formes plus complexes présentées dans l’article de Skoplaki et al. sont toutes liées à des conditions particulières. Notre opinion est qu’il n’est pas pertinent d’y avoir recours.

Skoplaki et al., dans une autre publication [63], proposent une estimation de  $k$  pour différentes conditions de convection.  $k$  y est très sensible comme le montrent les valeurs listées dans la table 3.4. On retrouve des valeurs de  $k$  similaires dans l’article de Kaldellis et al. [143].

TABLE 3.4 – Valeurs du coefficient de Ross pour différentes conditions de convection [63].

Conditions convectives	$k$ ( $\text{K m}^2 \text{W}^{-1}$ )
Bon refroidissement naturel	0.02
Installation au sol sur structure porteuse	0.0208
Installation sur toit à plat	0.026
Refroidissement naturel médiocre	0.0342
PV transparent	0.0455
Intégration en façade	0.0538
Installation sur toit en pente	0.0563

La figure 3.32 représente l’élévation de température  $\Delta T$  en fonction de l’éclaircement  $G_T$  pour  $h_b = 2, 5$  et  $10 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$  ainsi que les élévations de température



théoriques issues de l'équation 3.4 pour des coefficients de Ross  $k = 0.02, 0.04$  et  $0.06 \text{ K m}^2 \text{ W}^{-1}$ . Ces trois valeurs de  $k$  rendent compte de l'ensemble des températures qui peuvent être atteintes selon le type d'installation. La superposition de leur tracé avec les résultats obtenus pour les valeurs de  $h_b$  choisies confirme la pertinence des valeurs de  $h_b$ .

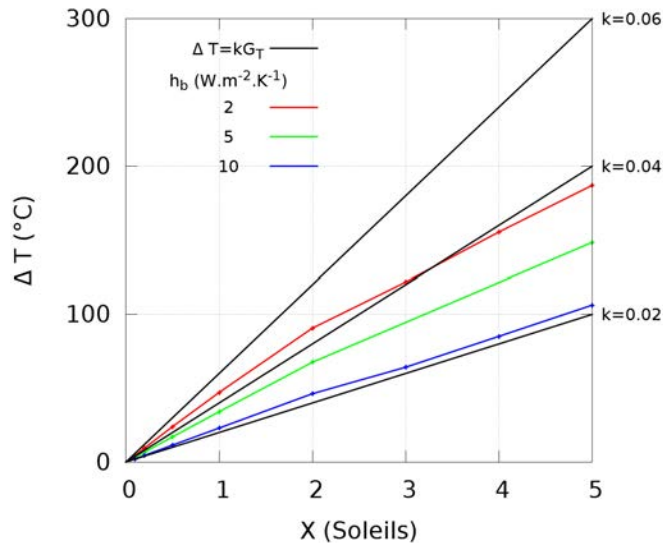


FIGURE 3.32 – Variations de la température de  $C_{high}$  en fonction de la puissance du rayonnement incident  $X$  pour  $h_b = 2, 5$  et  $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

La première analyse évidente à souligner est que lorsque les conditions convectives sont faibles, la cellule photovoltaïque chauffe plus.

La seconde est que, lorsque  $h_b$  est faible, la valeur de  $k$ , c'est à dire la dérivé locale de la fonction  $\Delta T = f(G_T)$ , varie en fonction de  $G_T$ . La relation linéaire de l'équation 3.4 n'est donc pas valable. En effet, on voit sur la figure 3.32 que plus le niveau de concentration est élevé, moins grande est l'élévation de température induite par une unité de puissance incidente supplémentaire. L'élévation de température entre 0 et 1 soleil est plus grande que celle entre 1 et 2 soleils.

Cela vient du fait que lorsque la cellule se refroidit mal par convection, elle chauffe et atteint un équilibre thermique grâce au refroidissement radiatif avec son environnement. Le puits thermique radiatif est faible lorsque  $T_c \approx T_{env}$  mais il augmente lorsque  $T_c$  augmente. Ceci limite l'échauffement de la cellule photovoltaïque aux plus fortes puissances et abouti à une valeur de  $k$  plus faible.

Cependant,  $k$  varie peu pour des températures de fonctionnement  $\leq 100 \text{ °C}$  et une valeur de  $h_b$  donnée. Ainsi l'équation 3.4 reste une bonne approximation dans les conditions d'utilisation réelles sans concentration.

Les résultats précédents montrent que la convection est un puits thermique important. Il est alors intéressant de connaître, pour un niveau de concentration donné, la température que va atteindre la cellule photovoltaïque en fonction du système de

refroidissement installé en face arrière. Pour répondre à cela, nous avons modélisé le comportement de  $C_{high}$  pour différents niveaux de concentration  $X$  et différentes valeurs de  $h_b$ .

### L'importance de la convection

La figure 3.33 montre  $T_c$  en fonction de  $h_b$  pour différents niveaux de concentration  $X$ .

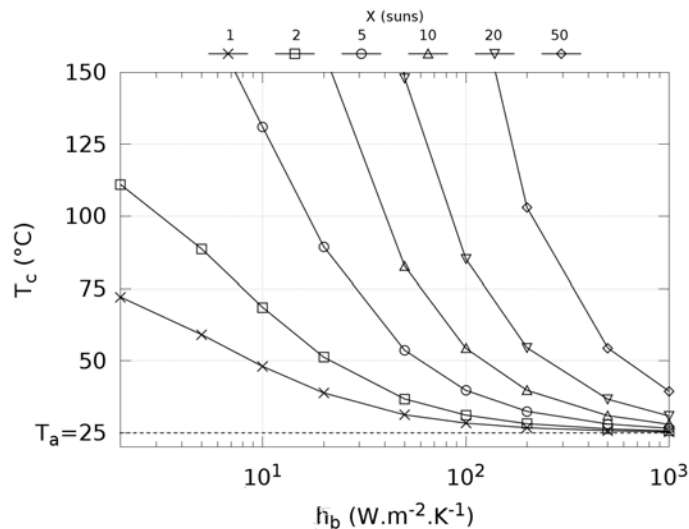


FIGURE 3.33 – Température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque en fonction de  $h_b$  et de  $X$ .

On voit sur cette figure que  $T_c$  augmente très rapidement pour des niveaux de concentration relativement faible ( $X \leq 5$  soleils) si l'on s'appuie sur de la convection naturelle ( $h_b \leq 10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ). On remarque aussi que l'on a besoin de systèmes permettant d'obtenir des coefficients d'échange convectif d'au moins  $100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  pour permettre une température de fonctionnement  $\leq 100$  °C lorsque la concentration passe au delà de 10 soleils.

En nous référant aux valeurs listées dans la revue des systèmes de refroidissement de Royne [67], on constate qu'une valeur de  $h_b$  de  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  correspond à un système de refroidissement à eau et qu'un tel système semble parfaitement valable pour une utilisation sous concentration car il permet de conserver  $T_c$  sous 50 °C pour un niveau de concentration de 50 soleils.

Malgré l'échauffement que nous venons de voir, on cherche à utiliser la concentration car elle permet d'augmenter le rendement photovoltaïque des cellules. Cependant, la résistance série de la cellule devient un élément critique que nous n'avons pas encore abordé. Le paragraphe suivant explique l'origine de l'augmentation du rendement et les limites qu'impose la résistance série

### 3.5.2 Gain de rendement sous concentration et résistance série

On cherche à fonctionner sous concentration car cela permet d'augmenter les rendements maxima que l'on peut atteindre avec une cellule en Si cristallin [16, 144]. Cela s'explique simplement en s'appuyant sur l'équation 3.5.

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{J_{sc}}{J_{01}} + 1 \right) \quad (3.5)$$

Lorsque l'éclairement augmente,  $J_{sc}$  augmente linéairement et donc incidemment  $V_{oc}$  aussi. Cette augmentation conjointe de  $J_{sc}$  et de  $V_{oc}$  entraîne une augmentation logarithmique du rendement en fonction de l'éclairement.

Toutefois, ce mécanisme est limité par la résistance série de la cellule,  $R_s$ , car l'augmentation du  $J_{sc}$  entraîne de plus grandes pertes par effet Joule. Un optimum de rendement est donc atteint pour une concentration de rayonnement solaire donnée.

Les résultats obtenus par Sinton [54] en 1986 constituent encore aujourd'hui des résultats de référence. La figure 3.34, montre le rendement d'une cellule photovoltaïque IBC en fonction de la densité de puissance incidente. On constate qu'au delà d'une puissance correspondant à une concentration de 100 soleils ( $10 \text{ W cm}^{-2}$ ), le rendement diminue. Ceci est dû à la résistance série de la cellule IBC.

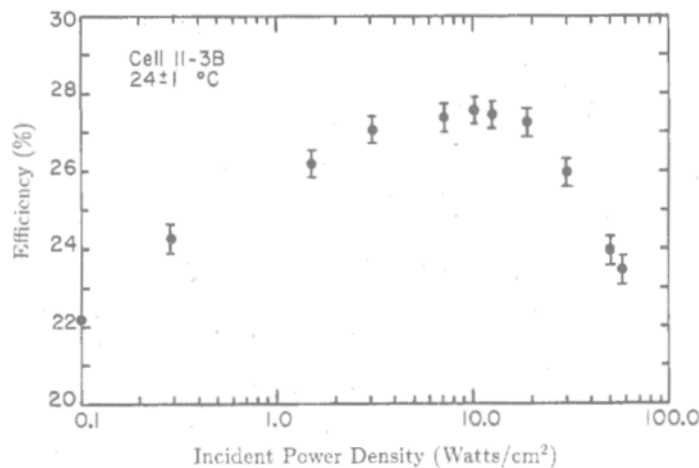


FIGURE 3.34 – Rendement d'une cellule photovoltaïque IBC en fonction de la puissance radiative incidente [54].

Pour une valeur de  $R_s$  donnée, on constate un maximum de rendement pour un niveau de concentration donné. En rapprochant cela du fait que la puissance incidente induit une température de fonctionnement et que la température diminue le rendement de la cellule, comme la résistance série, on voit apparaître une analogie entre les effets thermiques et les effets résistifs.

### 3.5.3 Analogie des effets thermiques et des effets résistifs sous concentration

Une cellule photovoltaïque sans résistance série a, elle aussi, un rendement maximum défini pour une illumination donnée. Cette dernière correspond au point de basculement entre les gains venant de l'augmentation conjointe de  $J_{sc}$  et de  $V_{oc}$  grâce à l'augmentation de la concentration et les pertes dues à l'échauffement de la cellule. Ces pertes sont directement liées au système de refroidissement.

Pour le démontrer, nous avons modélisé  $C_{high}$  pour différents niveaux de concentration  $X$  et différentes valeurs de  $h_b$ . La figure 3.35 représente le rendement de  $C_{high}$  normalisé par le rendement sous 1 soleil en fonction du niveau de concentration  $X$  pour différentes valeurs de  $h_b$ .

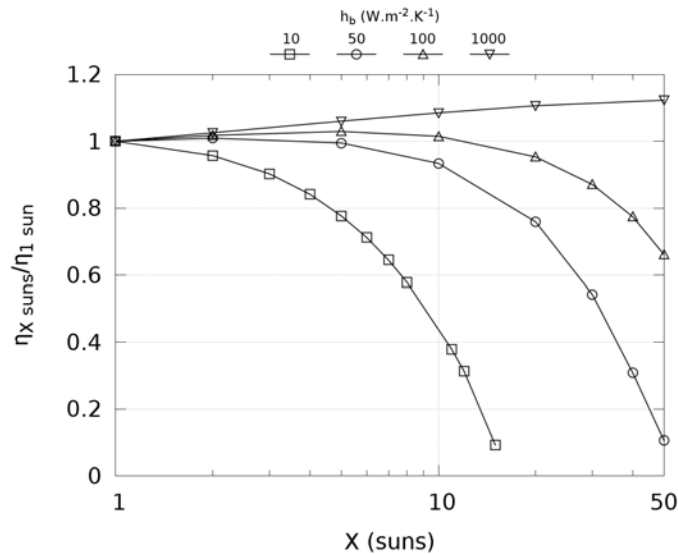


FIGURE 3.35 – Ratio entre le rendement sous  $X$  soleils et celui sous 1 soleil en fonction du coefficient de concentration  $X$  pour  $h_b = 10, 50, 100$  et  $1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

On constate que lorsque  $h_b$  est faible, le recours à la concentration induit une diminution du rendement normalisé provenant de l'augmentation trop importante de  $T_c$ . A l'inverse, si  $h_b$  est suffisant, le rendement normalisé augmente.

Le maximum du rendement normalisé n'est pas encore atteint pour 50 soleils avec  $h_b = 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  car il est atteint pour des niveaux de concentration supérieurs. Nous avons limité l'étude à 50 soleils car des concentrations supérieures tendent vers les niveaux de concentration des systèmes utilisant des multi-jonctions dont nous avons rappelé les contraintes dans le premier chapitre. De plus, la résistance série n'est évidemment jamais nulle ce qui limite aussi le niveau de concentration à viser pour un système à concentration utilisant des cellules en silicium cristallin.

---

## 3.6 Conclusion du chapitre 3

Grâce au modèle présenté dans le chapitre 2, nous avons présenté de multiples résultats innovants grâce à la prise en compte de la thermique dans la modélisation des cellules photovoltaïques en silicium cristallin.

En premier lieu, nous avons présenté les répartitions spatiale et spectrale des différentes sources thermiques. Elles nous ont permis de comprendre où elles se situent dans la cellule et quelles sont les photons participant le plus à l'augmentation de  $T_c$ . De même, l'influence des températures ambiantes et environnantes pointe l'importance du puits thermique radiatif.

A la suite de ces résultats introductifs, la remise en cause du POS, et l'impact majeur qu'il constitue, nous a permis de remettre en question la caractérisation standard des modules photovoltaïques. Les modules peu performants sont avantagés par la définition de la température NOCT. Une détermination de la température de fonctionnement au  $M_{pp}$  nous semble plus pertinente. Elle permettra de rendre compte de la plus faible température de fonctionnement des modules à haut rendement. Ce résultat théorique, obtenu grâce à notre modèle, a été partiellement confirmé par des mesures expérimentales concluantes qui nécessitent néanmoins d'être améliorées pour valider définitivement le modèle.

Puis, nous avons utilisé la version du modèle sans POS pour voir l'impact de l'épaisseur du substrat sur la température de fonctionnement de la cellule mais aussi ceux du niveau de dopage du collecteur de trous et de l'épaisseur de l'ARC.

Nous retiendrons principalement que l'amincissement des substrats, dont le but est d'économiser du silicium, à l'avantage de diminuer la température de fonctionnement de la cellule photovoltaïque et que l'épaisseur du substrat permettant d'obtenir le meilleur rendement est d'autant plus faible que  $h_b$  diminue.

De même, la diminution de  $\beta$  avec l'augmentation du dopage du collecteur de trous entraîne un décalage de l'optimum de dopage du collecteur de trous pour des températures de fonctionnement supérieures à 25 °C.

Nous avons montré qu'il est possible d'utiliser des épaisseurs d'ARC différentes de l'optimum habituellement utilisé, sans pertes de rendement importantes en conditions réelles. Ces cellules photovoltaïques, à l'esthétique modulable, sont particulièrement adaptées à la cogénération. La combinaison de la cogénération et d'une esthétique à la demande fait du système global un candidat intéressant pour des installations résidentielles.

Enfin, l'étude de la concentration souligne l'atténuation de l'augmentation de température lorsque le niveau de concentration augmente grâce à la prise en compte des échanges radiatifs. De même, le gain obtenu grâce à la concentration est limité par la résistance série mais aussi par le système de refroidissement de manière analogue. Il est courant de considérer la résistance série alors que l'effet de la thermique est un élément nouveau que nous avons fait ressortir grâce à nos travaux.

# Chapitre 4

## Réalisation de cellules photovoltaïques en silicium cristallin dédiées à la concentration

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la thermique est un élément primordial à considérer pour concevoir une cellule photovoltaïque. Ceci d'autant plus sous concentration car l'augmentation de la puissance incidente engendre une augmentation des sources thermiques.

Cependant ce n'est pas le seul élément important à considérer. L'architecture de la cellule photovoltaïque est une autre priorité. Elle doit satisfaire deux impératifs : un haut rendement et une faible résistance série. Pour tendre vers la réalisation de telles cellules photovoltaïques, nous souhaitons utiliser le modèle des chapitres précédents pour optimiser leurs différents paramètres. Nous aurions pu simuler leur comportement et améliorer, par itération successives, les résultats expérimentaux grâce à la meilleure analyse permise par le modèle. Cependant, le modèle thermique que nous avons développé est une avancée qui nous a semblé plus innovante et qui a phagocyté le temps nécessaire aux améliorations du modèle permettant cet usage.

Nous avons pourtant conservé l'ambition d'obtenir des résultats expérimentaux de cellules adaptées à la concentration. Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons notre choix d'architecture : les cellules à contacts arrière interdigués implantées ioniquement (3IBC). Elles satisfont les deux exigences sus-citées et présentent certains avantages que nous expliquons. Le protocole expérimental de leur réalisation est ensuite détaillé en incluant les innovations que nous avons développées.

Parmi celles-ci, nous décrivons la métallisation développée pour augmenter le rendement des cellules IBC. Les caractérisations optique et électrique de cette métallisation sont présentées pour mettre en évidence son intérêt.

Ensuite, l'importance de la résistance série de la cellule photovoltaïque sous concentration est mise en évidence. Pour nous permettre d'obtenir une cellule IBC avec une résistance série faible, nous avons conçu un modèle analytique. Les résultats

---

obtenus grâce à celui-ci sont complétés par notre analyse des contraintes technologiques liées à la fabrication des cellules 3IBC.

Enfin, nous présentons les résultats obtenus pour les cellules 3IBC réalisées. Nous décryptons les difficultés technologiques rencontrées et proposons des améliorations pour atteindre les performances visées par le modèle analytique.

## 4.1 Cellules à contacts arrière interdigités implantées ioniquement

### 4.1.1 Avantages des cellules 3IBC

Dans le chapitre 1, nous avons décrit les différentes architectures utilisées pour le CPV dans la partie 1.3.2. Parmi celles-ci, les cellules photovoltaïques IBC ont une architecture permettant d'obtenir les plus hauts rendements comme le démontrent les réalisations de différents auteurs [145, 146, 147, 148, 149].

Obtenir un haut rendement est souvent synonyme de coûts de fabrication élevés. Avoir recours à la concentration permet de relâcher les contraintes économiques sur le coût de production des cellules. La part du prix des cellules dans le prix total du module est diminuée grâce à leur petite surface.

Les cellules 3IBC, dont un schéma est présenté dans la figure 4.1, ont de nombreux avantages, et en particulier pour la concentration :

- Pas d'ombrage en face avant grâce au report sur la face arrière de la seconde électrode.
- Possibilité de réduire au minimum la résistance de la métallisation car il n'y a pas de compromis à faire entre elle et l'ombrage.
- Mise en module plus simple grâce à la présence des deux électrodes sur la même face [150].
- Possibilité de ne pas avoir recours à la photolithographie afin de diminuer les coûts de production grâce au dopage par implantation ionique à travers des masques [147] et à l'ouverture laser du diélectrique pour la prise de contact des électrodes.

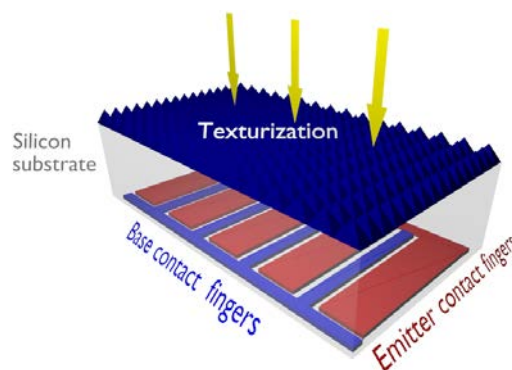


FIGURE 4.1 – Schéma d'une cellule photovoltaïque IBC.

Deux peignes de silicium dopés s'entremêlent en face arrière. Chacun est un collecteur pour chaque type de porteurs de charge. L'entrelacement de ces deux peignes donne le nom de la cellule. Chaque dent du peigne est appelé doigt, d'où le terme interdigités. La face avant est libre d'être complètement texturée puis d'être recouverte



---

d'une ARC passivante comme le permet le  $\text{SiN}_x$  par exemple.

Ces cellules photovoltaïques nécessitent une passivation des surfaces parfaite et un silicium ayant une grande durée de vie volumique [151]. En effet, la jonction est placée en face arrière de la cellule photovoltaïque alors que les charges sont majoritairement générées proche de la face avant. Nous l'avions constaté dans le chapitre précédent sur les cartographies de génération de porteurs de charge (voir la figure 3.1(a)). Les charges générées en face avant doivent traverser toute l'épaisseur du substrat sans se recombinaison avant d'atteindre la jonction où elles sont collectées. Ce long périple est possible dans un matériau peu recombinant et avec une passivation de surface de bonne qualité.

#### 4.1.2 Procédé de fabrication

A partir des précédents travaux effectués à l'INL [152, 153], nous avons mis en place un procédé de fabrication amélioré permettant de le simplifier tout en augmentant le rendement des cellules.

Nous réalisons le procédé sur des substrats de silicium de type  $p$  FZ. Leur dopage est de  $1 \Omega \text{ cm}$  et leur épaisseur est de  $280 \mu\text{m}$ . Ils ont des durées de vie importantes ( $\geq 600 \mu\text{s}$ ) car c'est un pré-requis à la réalisation de cellules IBC.

De même, la passivation des surfaces du substrat est essentielle. Pendant le procédé, les substrats sont nettoyés régulièrement afin d'éviter les contaminations. Ces étapes de nettoyage sont indiquées dans le déroulement du procédé sous le terme nettoyage des substrats. Elles consistent en une gravure de l'oxyde natif en surface du substrat grâce à une solution de HF 5% pendant 20 s, suivie d'une oxydation de la surface du substrat grâce à une solution de  $\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{SO}_4$  1 : 1 pendant 10 min. Puis, le nettoyage est finalisé par une gravure de l'oxyde qui vient d'être formé grâce à une solution de HF 5% pendant 20 s.

Le procédé utilisé pour l'obtention des cellules 3IBC est décrit dans les figures 4.2 et 4.3. Chaque schéma présente le résultat obtenu après la réalisation des étapes décrites en commentaires de la figure. La face arrière de la cellule est placée en haut sur les schémas car la plupart des étapes ont pour objet de structurer cette face.

L'étape 1 consiste en un nettoyage du substrat, puis en un dépôt de  $1 \mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_x$ . Cette oxyde sert de masque à la face arrière pendant l'étape de texturation (étape 2). La texturation est basée sur une solution de TMAH 2% à laquelle on adjoint de l'isopropanol (IPA) [153, 154]. La gravure est réalisée par la réaction entre les anions hydroxydes du TMAH ( $\text{OH}^-$ ) et le Si. Grâce à la très faible vitesse de gravure du  $\text{SiO}_x$  par le TMAH, on peut l'utiliser comme masque à la texturation [155]. Une épaisseur de  $1 \mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_x$  est suffisante pour que la surface de la face arrière reste intacte pendant la texturation de la face avant. L'ajout d'IPA, un surfactant, permet de décrocher les bulles d'hydrogène formées à la surface par la réaction de gravure [154, 156]. Elles constituent un masque temporaire à la gravure du Si qu'il faut retirer de la surface au fur et à mesure de leur production pour en permettre une gravure efficace et uniforme.

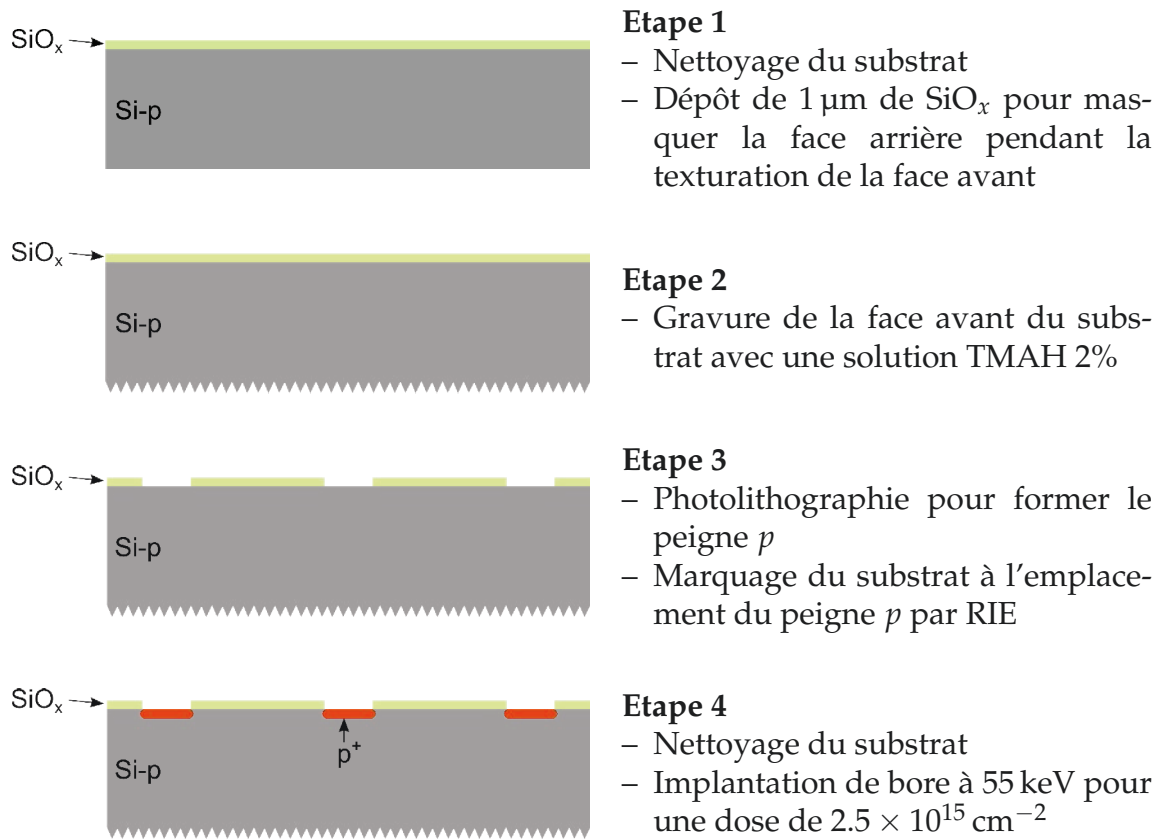


FIGURE 4.2 – Déroulement du procédé de réalisation des cellules 3IBC (Etapes 1 à 4).

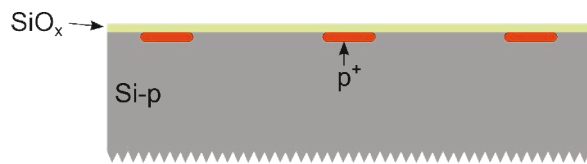
L'étape 3 permet de définir les zones que l'on souhaite doper au bore en face arrière pour former le peigne  $p$  de notre cellule 3IBC. Pour cela, on procède à une photolithographie, ce qui consiste à :

- Étaler une résine (S1813) grâce à une tournette.
- Insoler cette résine au travers d'un masque de photolithographie représentant le motif que l'on souhaite reporter sur le substrat.
- Développer la résine.
- Graver le masque dur ( $\text{SiO}_x$ ) au travers de la résine développée grâce à une solution de BOE (Buffered Oxide Etchant).
- Graver la résine à l'aide d'acétone.

A la suite de ces étapes, le  $\text{SiO}_x$  non gravé masque les surfaces de Si qu'il recouvre. Son épaisseur empêche que les ions implantés ne pénètrent dans le Si. A la place, ils sont stoppés dans le masque, tandis que les surfaces non protégées sont dopées par implantation ionique.

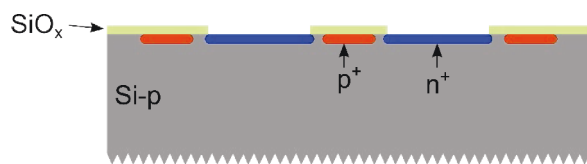
Avant de procéder à l'implantation, nous avons besoin de graver 30 nm de Si à l'emplacement des doigts  $p$ . Ceci permet de garder la position du peigne dopé au bore sur le substrat et ainsi de pouvoir réaliser les alignements du peigne  $n$  et des contacts métalliques sur les zones dopées au bore. On réalise cette légère gravure

grâce à une RIE (Reactive Ion Etching). Ensuite, on procède à un nettoyage du substrat afin d'éviter toute contamination au cours de l'implantation.



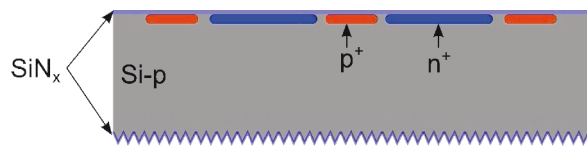
#### Etape 5

- Gravure du  $\text{SiO}_x$
- Nettoyage du substrat
- Dépôt de  $1\ \mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_x$



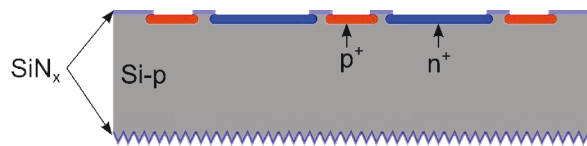
#### Etape 6

- Photolithographie pour former les doigts  $n$
- Nettoyage du substrat
- Implantation de phosphore à  $50\ \text{keV}$  pour une dose de  $1.25 \times 10^{15}\ \text{cm}^{-2}$



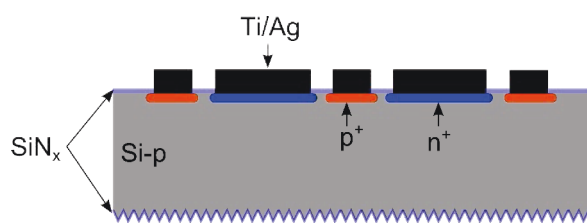
#### Etape 7

- Gravure du  $\text{SiO}_x$
- Nettoyage du substrat
- Recuit à  $900\ ^\circ\text{C}$  sous  $\text{O}_2$
- Gravure du  $\text{SiO}_x$
- Nettoyage du substrat
- Dépôt de  $70\ \text{nm}$  de  $\text{SiN}_x$  en face avant et en face arrière



#### Etape 8

- Nettoyage du substrat
- Photolithographie pour contacter les doigts  $n$  et  $p$



#### Etape 9

- Dépôt des contacts en  $\text{Ti}(5\ \text{nm})/\text{Ag}(500\ \text{nm})$
- Lift-off de la métallisation
- Épaissement électrolytique des contacts en  $\text{Ag}$  ( $10\ \mu\text{m}$ )

FIGURE 4.3 – Déroulement du procédé de réalisation des cellules 3IBC (Etapes 5 à 9).

L'étape 5 permet de réaliser la photolithographie de l'étape 6 dans de meilleures conditions pour la définition du peigne  $n$ . Le nouveau dépôt de  $1\ \mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_x$  sert de masque à l'implantation de phosphore de l'étape 6.

Comme précédemment pour la définition du peigne  $p$ , nous utilisons une pho-

tolithographie sur le masque de  $\text{SiO}_x$  pour définir le peigne  $n$  (étape 6). Puis, un nettoyage du substrat est suivi de l'implantation de phosphore. A noter que la seconde photolithographie a été alignée sur le peigne  $p$  visible grâce à la gravure RIE de l'étape 3. Après ces deux implantations, il est nécessaire de faire un recuit afin d'activer les dopants implantés.

Ces six premières étapes définissent l'architecture IBC sur le substrat. Il ne reste plus qu'à passiver les deux surfaces et à venir prendre les contacts sur chaque collecteur.

La passivation des deux surfaces est obtenue grâce à un dépôt de  $\text{SiN}_x$  en face avant et en face arrière. Le nettoyage des substrats avant ces deux dépôts est primordial. Il conditionne la qualité de la passivation des deux surfaces.

La dernière étape consiste à prendre les contacts sur les deux peignes. Nous avons recours, à nouveau, à la photolithographie :

- Étalement d'une résine (S1813) grâce à une tournette.
- Alignement du masque sur le peigne  $p$ .
- Insolation de cette résine au travers d'un masque de photolithographie représentant le motif que l'on souhaite reporter sur le substrat.
- Développement de la résine.
- Gravure du  $\text{SiN}_x$  au travers de la résine développée grâce à une solution de BOE.

Contrairement aux précédentes étapes de photolithographie, la résine n'est pas gravée après la gravure du  $\text{SiN}_x$ . Lorsque le dépôt de métaux est effectué, la résine est toujours sur le substrat. Cela permet, à la suite du dépôt des métaux, de plonger le substrat dans une solution d'acétone pour réaliser un lift-off. Ceci consiste à dissoudre la résine et à soulever les couches métalliques déposées sur la résine. La dissolution de la résine par l'acétone va entraîner les couches métalliques qui n'ont pas d'accroche sur le substrat. On obtient ainsi une parfaite couverture des zones ouvertes à l'étape 8 par les métaux déposés.

Enfin, afin de diminuer la résistance de ligne de la métallisation, les contacts métalliques déposés sont épaissis grâce à un dépôt électrolytique d'Ag de  $10\ \mu\text{m}$  [157].

### 4.1.3 Améliorations du procédé

Le procédé que nous venons de décrire comporte des différences notables par rapport aux procédés employés dans d'autres travaux [152, 153] :

- pas de contacts par points
- l'implantation de bore et de phosphore
- l'utilisation d'une seule métallisation pour contacter les deux peignes

#### Les contacts par ligne

Les cellules IBC les plus performantes ont habituellement des contacts par points. Nous avons préféré utiliser, pour notre procédé, des contacts par ligne. Ce choix

vient du peu de gain qu'il peut résulter des contacts par points lorsque la surface à contacter est très dopée. Jozwik et al. [158] avaient signalé que les contacts par points ne permettent pas d'augmenter significativement le rendement des cellules IBC par rapport aux contacts par ligne.

Les travaux de Kerr [159] sur la passivation des surfaces dopées permettent de comprendre pourquoi. La figure 4.4 représente le  $J_{0E}$ , le paramètre de recombinaison de la surface dopée, et le  $V_{oc}$  implicite en fonction de la résistivité de couche de la surface dopée.

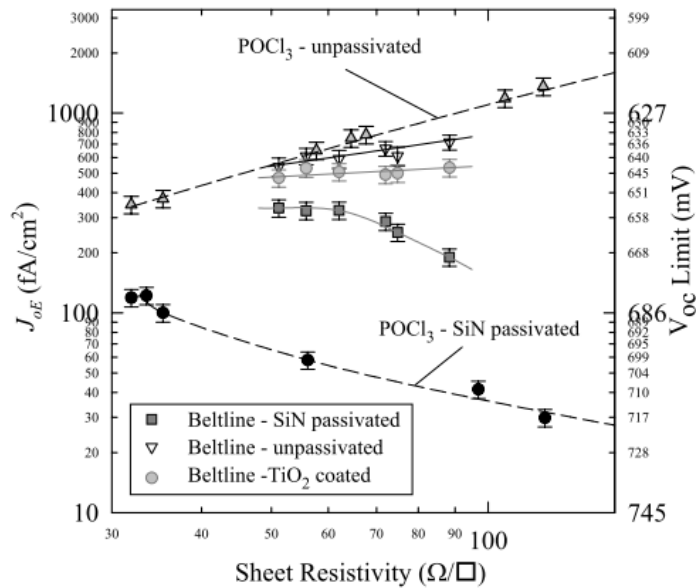


FIGURE 4.4 –  $J_{0E}$  et  $V_{oc}$  implicite en fonction de la résistivité de couche de la surface dopée [159].

On constate sur cette figure que les surfaces passivées et les surfaces métallisées se comportent de manière opposée. Les surfaces passivées voient la valeur de  $J_{0E}$  diminuer lorsque la résistivité de couche augmente alors que l'inverse se produit pour les surfaces métallisées. Plus la résistivité de couche est faible, moins la différence de  $J_{0E}$  est grande entre les deux types de surface. Or,  $J_{0E}$  est un indicateur de la qualité de la passivation des surfaces [160]. Plus la valeur de  $J_{0E}$  est faible, meilleure est la passivation de la surface. Ainsi, plus la résistivité de couche est faible, c'est à dire plus le dopage est fort, moins il y a de différence entre la qualité de passivation des deux types de surface. Cela vient du fait qu'une surface très dopée est difficile à passiver et que le BSF formé par ce fort dopage empêche les porteurs de charge minoritaires de s'approcher de la surface recombinante. Il est donc moins utile de passiver la plus grande surface possible de la face arrière lorsque la majeure partie de celle-ci est fortement dopée.

Le choix de ne pas utiliser de contacts par points est aussi motivé par notre volonté de ne pas augmenter la résistance série. En effet, l'utilisation de contacts par

points ne permet pas d'avoir de larges contacts, sans recourir à une étape supplémentaire de photolithographie, ce qui augmente la résistance série.

### **L'implantation ionique**

La dernière innovation du procédé, l'implantation, permet de s'affranchir de la nécessaire présence d'Al pour former le BSF du peigne  $p$ . Celui-ci est obtenu non plus par diffusion d'Al lors du recuit du contact métallique en Al, mais grâce à l'implantation de bore. C'est un avantage certain car le bore permet de réaliser des dopages plus importants que l'Al [161] et on a la liberté d'utiliser une autre métallisation pour réaliser les contacts.

Second avantage de l'implantation : la suppression des gravures des verres de phosphore et de bore nécessaires après chaque diffusion.

Enfin, le dernier avantage de l'implantation : l'utilisation d'une seule étape thermique à haute température pour l'activation des porteurs de charge implantés au lieu de deux pour la diffusion [147, 162, 163].

### **La métallisation**

L'utilisation d'une seule métallisation pour contacter les deux peignes permet d'en économiser une. Nous allons voir, en détail, que ces nouveaux contacts ont d'autres avantages dans la partie 4.2.

Notons que le recours à la photolithographie n'est pas une obligation. L'utilisation de l'ouverture laser en lieu et place de la photolithographie diminuera drastiquement les coûts de réalisation [164]. Toutefois, nous utilisons la photolithographie dans notre procédé pour contourner les difficultés techniques liées à l'utilisation du laser pour l'ouverture de diélectriques.

## **4.2 Amélioration de la métallisation des cellules à contacts arrière interdigités**

L'utilisation de substrats plus fins pour la réalisation de cellules IBC permet à la fois d'économiser du matériau et de relaxer l'exigence sur sa qualité. En effet, avec des substrats plus fins, la distance à parcourir pour les porteurs de charge générés proche de la face avant est moindre avant de rejoindre la jonction.

Cependant, plus les substrats sont fins, plus le réflecteur arrière doit être performant. Sinon, une partie du rayonnement incident n'est pas absorbé dans le silicium. Généralement, les réflecteurs utilisés sont des empilements métalliques complexes tels que Si/Ti/Pd/Ag ou Si/Al/Ti/Pd/Ag [145, 165].

Nous présentons dans cette partie, un autre empilement métallique plus simple à réaliser. Il permet de bons contacts électriques sur du silicium dopé  $n$  et  $p$ , et possède

une meilleure réflectivité que l'empilement Si/Ti/Pd/Ag pour les gammes de longueurs d'onde qui nous intéressent. Quant à l'empilement Si/Al/Ti/Pd/Ag, il est un bon réflecteur, mais sa simplification sans pertes de rendement est un progrès.

Afin de développer ce réflecteur arrière, nous avons utilisé le modèle optique que nous avons présenté dans le chapitre 2. Nous avons ainsi pu estimer l'absorption, la réflexion et la transmission de chaque couche de n'importe quel empilement métallique utilisé en face arrière comme réflecteur. A titre de validation de notre modèle, nous avons confronté nos résultats à ceux obtenus avec un autre outil de simulation optique, IMD [166]. On peut constater, avec la figure 4.5, que les résultats obtenus avec notre modèle, et ceux obtenus avec IMD, sont strictement identiques.

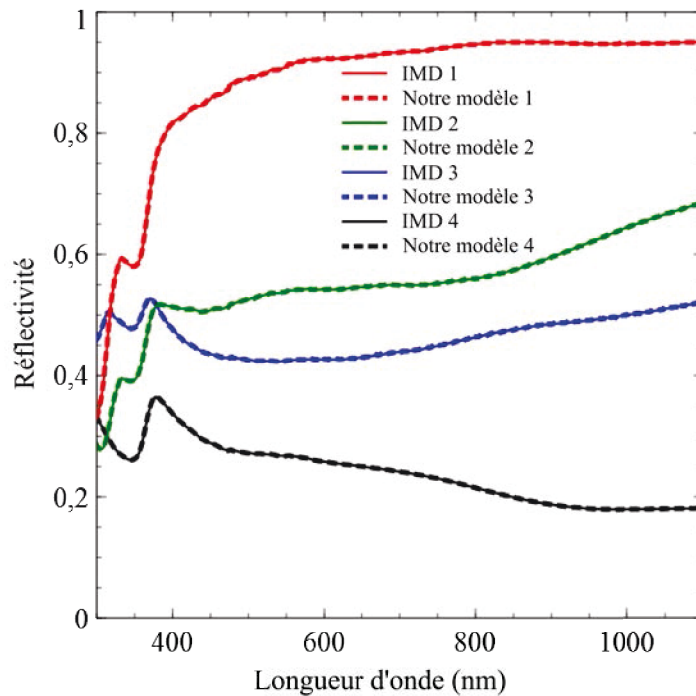


FIGURE 4.5 – Comparaison de la réflectivité obtenue avec notre modèle et avec IMD pour différents empilements.

Chaque couche des empilements métalliques Si/Al/Ti/Pd/Ag a une utilité propre. L'argent est utilisé pour sa faible résistivité, c'est la couche de conduction. Le palladium est interposé entre le titane et l'argent pour agir en tant que barrière à la réaction entre ces deux métaux. Enfin, le titane ou l'aluminium sont utilisés pour contacter les zones dopées  $n$  et  $p$  en assurant une faible résistance de contact grâce au travail de sortie de ces métaux [167].

Cependant, le titane n'est pas un bon réflecteur optique pour le rayonnement du proche infrarouge. D'où l'utilisation privilégiée de l'empilement Si/Al/Ti/Pd/Ag qui permet d'obtenir une forte réflectivité pour ces longueurs d'onde.

Afin de réduire la complexité de cette métallisation et donc son coût, nous avons

travaillé au développement d'un empilement Si/Ti/Ag. On conserve ainsi l'essentiel de l'empilement généralement utilisé, sa couche d'accroche et sa couche de conduction. Cependant, deux problèmes semblent poindre. L'absence de barrière entre Ti et Ag et la mauvaise réflectivité de l'interface Si/Ti.

Les résultats de vieillissement de cellules utilisant des empilements Si/Ti/Ag obtenus par Mette [168] ne montrent aucune dégradation après deux ans de stockage. Ceci semble indiquer une absence de détérioration de l'interface. Ceci semble indiquer que le Pd n'est pas nécessaire dans notre empilement.

Pour la mauvaise réflectivité de l'interface Si/Ti, nous avons étudié l'influence de l'épaisseur de Ti sur le réflecteur optique. Nous avons montré, grâce au modèle optique, que la couche d'accroche utilisée absorbe beaucoup du rayonnement incident à l'interface Si/métal. La comparaison de deux empilements métalliques (Si/Ti(5 nm)/Ag et Si/Ti(50 nm)/Pd(50 nm)/Ag) de la figure 4.6 montre bien que pour les longueurs d'onde comprises entre 800 et 1200 nm, l'empilement Si/Ti(50 nm)/Pd(50 nm)/Ag absorbe environ 80% du rayonnement incident contre seulement 10% pour l'empilement Si/Ti(5 nm)/Ag.

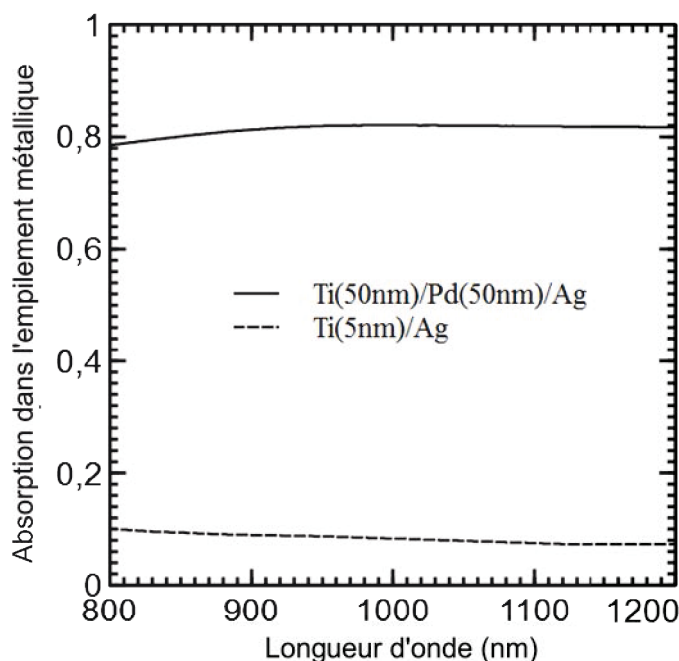


FIGURE 4.6 – Comparaison de l'absorption en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident pour deux empilements, Si/Ti(5 nm)/Ag et Si/Ti(50 nm)/Pd(50 nm)/Ag.

Avec une fine épaisseur de Ti, l'absorption dans le Si augmente grâce à la meilleure réflectivité de l'empilement Si/Ti/Ag. Le gain porte sur l'absorption supplémentaire de photons du proche infrarouge. Pour une cellule d'une épaisseur de



300  $\mu\text{m}$  sans ombrage en face avant, sans ARC, sans texturisation et avec un rendement quantique interne parfait, un gain absolu de  $0.72 \text{ mA cm}^{-2}$  est possible sur le  $J_{sc}$  grâce à un empilement Si/Ti(5 nm)/Ag par rapport à un empilement Si/Ti(50 nm)/Pd(50 nm)/Ag.

On peut espérer que ce gain soit significatif même avec de moins bons rendements quantiques internes. L'ajout d'une texturisation de la face avant, d'un ARC ou l'utilisation de substrats plus fins, augmentent le nombre de photons arrivant à l'interface arrière de la cellule photovoltaïque. Or, le gain obtenu grâce à une interface plus réfléchissante est plus grand lorsque le rayonnement à réfléchir est plus important. Pour confirmer les simulations, nous avons procédé à des mesures expérimentales indirectes de réflectivité des interfaces Si/Ti/Ag.

#### 4.2.1 Mesure de la réflectivité

La méthode la plus simple pour mesurer la réflectivité du réflecteur arrière d'une cellule photovoltaïque est de mesurer la réflectivité totale d'un substrat de Si recouvert en face arrière de l'empilement métallique que l'on souhaite caractériser. Un schéma illustre le dispositif dans la figure 4.7.

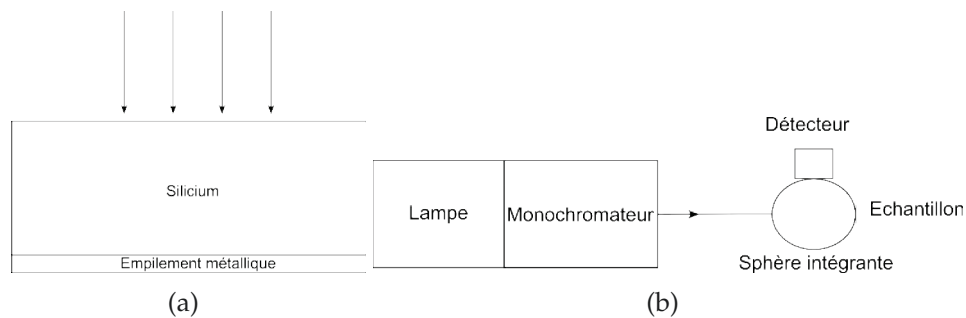


FIGURE 4.7 – Schéma de l'échantillon permettant de caractériser l'interface Si/métal (a) et schéma du dispositif de mesure de la réflectivité (b).

La mesure expérimentale de la réflectivité des empilements Si/Ti/(Pd/Ag) est obtenue grâce à une mesure de réflectivité hémisphérique. Le substrat utilisé est un substrat de Si de type  $p < 100 >$  de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur, et de résistivité  $1 \Omega \text{ cm}$ . Avant le dépôt métallique, les substrats sont nettoyés grâce à la procédure de nettoyage décrite dans la partie 4.1.2. On obtient ainsi une surface propice à la réalisation de contacts métalliques de qualité. Ils sont réalisés grâce à un canon à électron permettant d'évaporer les métaux de notre empilement.

Dans la figure 4.8, nous pouvons voir les résultats expérimentaux et théoriques de la réflectivité de la structure pour différents empilements métalliques en face arrière.

On observe une augmentation de la réflectivité pour les longueurs d'onde au delà de  $1000 \text{ nm}$ . Cela vient du fait que les photons atteignant l'interface Si/métal en face arrière de la structure sont difficilement absorbés par le silicium (voir la figure 2.7).

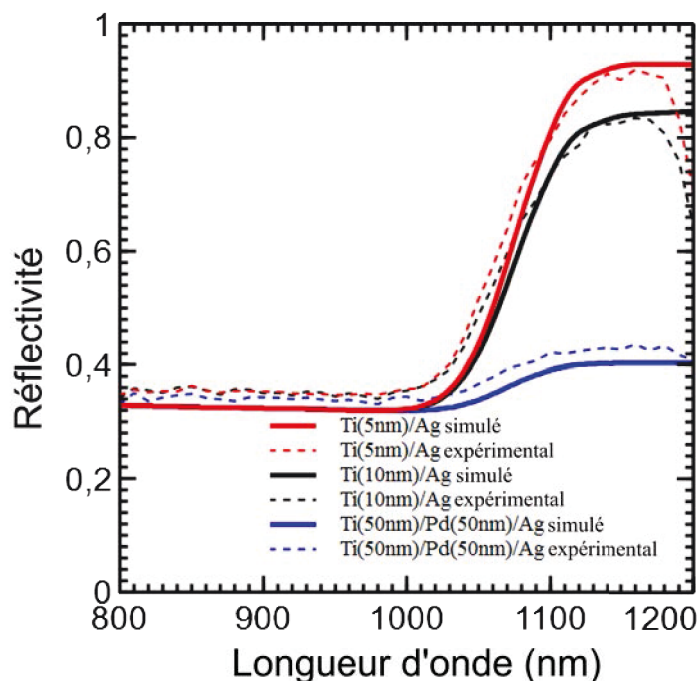


FIGURE 4.8 – Réflectivité expérimentale et simulée en fonction de la longueur d'onde pour différentes structures en face arrière.

Une grande partie d'entre eux ressort par la face avant de la structure. Ils participent ainsi à la réflectivité totale de la structure.

On constate une importante corrélation entre les résultats expérimentaux et théoriques en dessous de 1170 nm. Au delà, les différences entre la théorie et l'expérience viennent d'absorptions parasites liées à la sphère intégrante utilisée.

Pour les longueurs d'onde au delà de 1000 nm, la réflectivité augmente lorsque l'on diminue les épaisseurs de Ti et de Pd. Ces métaux absorbent le rayonnement plutôt que de le réfléchir. Le seuil de 1000 nm dépend de l'épaisseur du substrat, plus le substrat est épais, plus le seuil se décale vers les grandes longueurs d'onde.

Pour valider l'utilisation de ce nouvel empilement en tant qu'électrode de collecte pour nos cellules IBC, il reste à confirmer la qualité électrique du contact avec une fine épaisseur de Ti.

#### 4.2.2 Mesure de la résistivité du contact électrique

Des mesures TLM (Transmission Line Method) [169] sont menées pour différents empilements sur différentes surfaces dopées. Ceci permet de caractériser la résistivité de contact des couples empilement/surface.

Pour cela, on mesure la résistance totale entre des plots métalliques distants de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  grâce à des mesures I-V quatre points. Un schéma du

principe de la mesure TLM est présenté sur la figure 4.9.

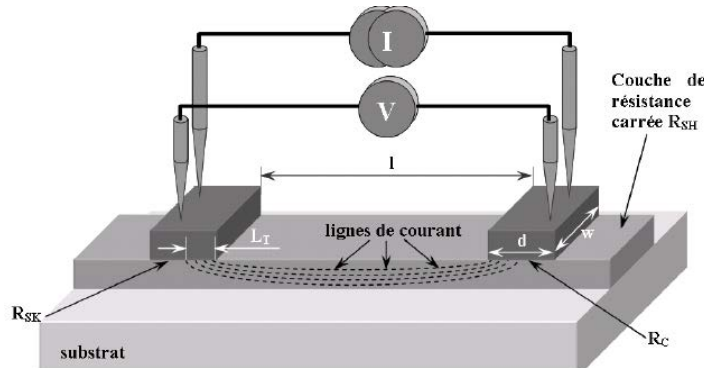


FIGURE 4.9 – Schéma de la mesure de la résistivité des contacts grâce à la technique TLM [152].

La résistivité de couche de la surface dopée est notée  $R_{SH}$  et  $R_{SK}$  (en dehors du contact et sous le contact, respectivement). Dans le cas d'un contact recuit, la formation d'un alliage entre l'empilement métallique et le silicium modifie la valeur de la résistivité de couche sous le contact.  $L_t$  est la longueur de transfert du contact. Elle décrit la distance entre le bord du contact et le point le plus éloigné par lequel le courant pénètre dans le métal. Il faut donc prendre la précaution d'avoir des plots suffisamment larges pour que le courant puisse être collecté sans induire de résistance non considérée dans le modèle TLM.

On peut tracer la variation de la résistance totale en fonction de la distance entre deux plots. Grâce à la droite obtenue, on peut estimer la résistance du contact, la résistivité de couche sous les contacts et la longueur de transfert.

Le nettoyage des surfaces contactées est important pour la qualité du contact électrique. Pour assurer la meilleure qualité de contact possible, nous effectuons le même protocole de nettoyage des échantillons avant le dépôt des empilements métalliques que pour la caractérisation optique.

Ensuite, l'empilement métallique à caractériser est déposé sur le substrat recouvert de résine structurée pour permettre l'obtention de plusieurs plots distants l'un de l'autre de différentes longueurs. On les obtient à la suite d'un lift-off.

Les empilements métalliques testés sont Si/Ti(1 nm)/Ag, Si/Ti(5 nm)/Ag, Si/Ti(50 nm)/Pd(50 nm)/Ag et Si/Al. Ils sont déposés sur des surfaces de type  $n$  de  $35 \Omega/\square$  et  $75 \Omega/\square$  et de type  $p$  de  $115 \Omega/\square$ . Les résultats sur type  $p$  des contacts en Al ne sont pas disponibles à cause de la casse des échantillons.

La figure 4.10 représente la résistivité spécifique des contacts que nous avons réalisé en fonction de la résistivité de couche de la surface dopée  $n$  ou  $p$ . On constate que les différents empilements permettent d'obtenir des résistivités spécifiques suffisamment faibles pour n'occasionner que de faibles pertes résistives ( $\leq 1 \times 10^{-2} \Omega \text{ cm}^2$ ) même pour des contacts pris sur une surface de type  $p$  seulement dopée à  $115 \Omega/\square$ .

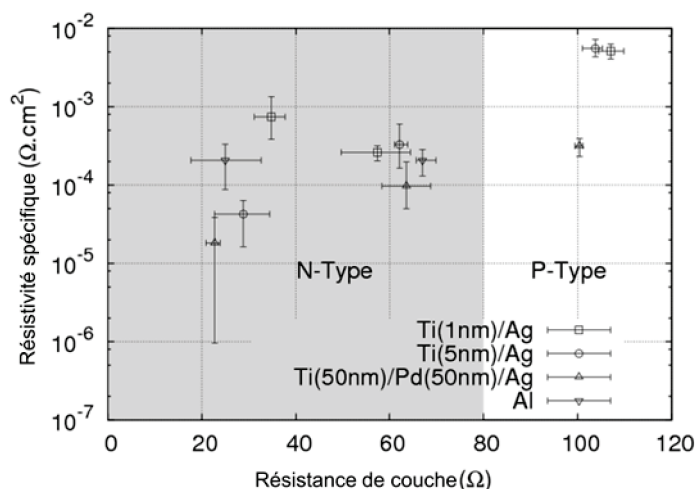


FIGURE 4.10 – Résistivité spécifique de contact des différents empilement métalliques en fonction de la résistivité de couche des surfaces de Si dopées. La zone grisée concerne des empilements sur des surfaces de type  $n$  et la zone blanche, des surfaces de type  $p$ .

Sur le type  $n$ , les résultats sont meilleurs. On obtient de bons contacts ohmiques même avec des épaisseurs de Ti faibles. Vu les surfaces de contact pour le type  $p$  des cellules 3IBC que nous avons dimensionnées, la résistance induite par l'utilisation du même empilement métallique est simplement négligeable.

Les incertitudes sont importantes sur les mesures effectuées sur des surfaces fortement dopées car la faible résistance spécifique à mesurer approche les limites de ce qu'il est possible de mesurer avec les plots que nous utilisons. Pour obtenir de meilleurs résultats, il faut utiliser des structures TLM avec des distances inter-plots plus faibles et une gravure du Si autour de l'alignement de plots TLM. Ces deux précautions permettent obtenir une plus grande précision. Elles diminuent les courants parasites lors des mesures quatre pointes.

Du fait que les contacts des cellules IBC sont localisés sur la face arrière, on peut diminuer la résistivité du contact en diminuant la résistivité de couche de la surface dopée. Les résistivités de contact diminuent lorsque le dopage des surfaces augmente grâce à l'augmentation de l'effet tunnel à l'interface Si/métal [167]. Ces forts dopages occasionnent peu de pertes par recombinaisons car la génération des porteurs de charge a lieu principalement proche de la face avant de la cellule photovoltaïque.

De plus, l'utilisation de forts dopages permet d'augmenter la valeur du  $V_{bi}$  de la jonction ce qui compense amplement les pertes dues à la diminution de la durée de vie des porteurs minoritaires dans les zones très dopées [170].

L'empilement Ti/Ag semble convenir parfaitement à la métallisation simultanée des deux collecteurs d'une cellule IBC. Il possède une bonne réflectivité et une faible résistance spécifique sur les deux types de surfaces dopées. Le gain attendu vient

d'une métallisation en une seule étape au lieu de deux et d'un rendement amélioré par rapport aux métallisations Si/Ti/Pd/Ag.

On notera de plus que cet empilement ne requiert pas de recuit pour former un contact viable. Des essais de recuit à 500°C ont été menés et n'ont donné aucune différence par rapport aux résultats obtenus sans recuit que ce soit pour la qualité électrique du contact ou pour la réflectivité de l'interface Si/Ti/Ag. 500°C est la température de recuit permettant de former le siliciure de titane [171, 172].

Maintenant que nous avons validé cette métallisation, il faut que nous nous intéressions à sa géométrie afin de minimiser la résistance série de la cellule.

## 4.3 Analyse de la résistance série des cellules IBC pour la concentration

### 4.3.1 Modélisation analytique du rendement

Le modèle développé dans les chapitres précédents ne permet pas de faire cette analyse car nous avons manqué de temps pour y intégrer les éléments nécessaires. A la place, nous avons eu recours à un modèle analytique nous permettant de dimensionner les électrodes de collecte des cellules IBC. Celui-ci nous permet d'obtenir la résistance série, mais aussi le rendement d'une cellule IBC en fonction de la géométrie de ses contacts métalliques.

Pour cela, nous avons utilisé l'équation 4.1. Il suffit d'y faire apparaître  $R_s$  grâce aux équations 4.2 et 4.3 pour obtenir l'équation 4.4 :

$$\eta = \frac{J_{sc} V_{oc} FF}{G_T} \quad (4.1)$$

$$FF = FF_0 (1 - r_s) \quad (4.2)$$

$$FF_0 = \frac{v_{oc} - \ln(v_{oc} + 0.72)}{v_{oc} + 1} \quad (4.3)$$

$$\eta = \frac{J_{sc} V_{oc} FF_0}{G_T} \left( 1 - \frac{R_s J_{sc}}{V_{oc}} \right) \quad (4.4)$$

où  $r_s$  est la résistance série normalisée de la cellule photovoltaïque ( $r_s = \frac{R_s J_{sc}}{V_{oc}}$ ) et  $v_{oc}$  la tension de circuit ouvert normalisée ( $v_{oc} = \frac{V_{oc} q}{kT}$ ).

On comprend, grâce à cette dernière équation, le besoin de minimiser  $R_s$  pour que le rendement soit maximum. Grâce à l'expression de  $V_{oc}$  (équation 4.5), on constate que le  $V_{oc}$  dépend seulement de  $J_{sc}$  et de  $J_{01}$ . Vu que  $FF_0$  dépend uniquement de  $V_{oc}$ , il est lui aussi défini seulement par  $J_{sc}$  et  $J_{01}$ .

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{J_{sc}}{J_{01}} + 1 \right) \quad (4.5)$$

Ainsi, le rendement dépend seulement de  $J_{sc}$ , de  $J_{01}$ , de  $R_s$  et de  $G_T$ . Contrairement aux trois autres paramètres,  $G_T$  est indépendant de la géométrie de la cellule. Seul le niveau de concentration détermine sa valeur.

Pour présenter les modèles de  $J_{sc}$ ,  $J_{01}$  et  $R_s$ , nous avons besoin de paramétrer les dimensions de la cellule IBC. Un schéma de la géométrie de la métallisation de la face arrière avant épaisseur des contacts est présenté dans la figure 4.11. La signification des dimensions est listée dans la table 4.1.

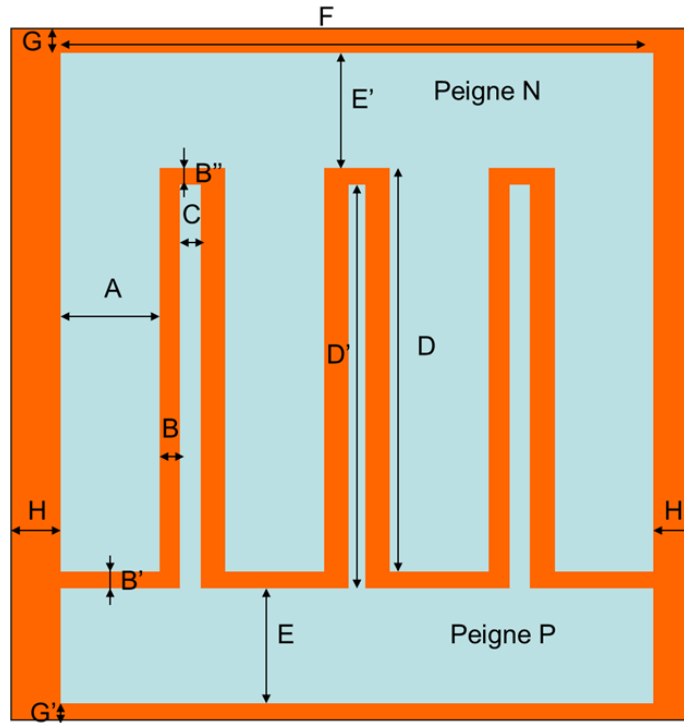


FIGURE 4.11 – Géométrie de la métallisation sur la face arrière de la cellule photovoltaïque avant épaisseur.

### Modélisation de la densité de courant de court-circuit

A cause de l'ombrage électrique du collecteur de trous et de l'espace entre les peignes  $n$  et  $p$ , une partie du courant photogénéré maximum n'est pas collecté. L'ombrage électrique est une perte intrinsèque aux cellules IBC par recombinaisons des porteurs de charge dans le volume du substrat. Lorsqu'une paire électron-trou est générée au dessus du collecteur de trous dans un substrat de type  $p$ , les porteurs minoritaires ont de fortes chances de se recombiner avant d'atteindre le collecteur d'électrons, si le collecteur de trous est large. Cette perte se traduit par une diminution du  $J_{sc}$  de la cellule. En nous basant sur les travaux de Franklin et al. [149], nous avons choisi une valeur maximale de  $J_{sc}$  de  $42.0 \text{ mA cm}^{-2}$ . Pour obtenir la valeur du  $J_{sc}$  avec l'ombrage électrique, il suffit de retrancher cette perte à la valeur maximale.

TABLE 4.1 – Définition des dimensions de la métallisation sur la face arrière de la cellule photovoltaïque.

Dimension	Signification
$A$	Largeur des doigts $n$
$B/B'/B''$	Espace entre les doigts $n$ et $p$
$C$	Largeur des doigts $p$
$D/D'$	Longueur des doigts $n$ et $p$
$E/E'$	Largeur des busbars $n$ et $p$
$F$	Largeur des peignes $n$ et $p$
$G/G'$	Largeur entre le bord de la cellule et les peignes $n$ et $p$
$H/H'$	Largeur entre le bord de la cellule et les doigts extérieurs $n$

Pour quantifier l'ombrage électrique en fonction des dimensions de l'interdigitation de la face arrière ( $A$ ,  $B$ ,  $C$ ), nous nous appuyons sur les travaux de Kluska et al. [173]. A partir de ces données expérimentales, nous avons construit une corrélation polynomiale qui permet d'exprimer la valeur du  $J_{sc}$  avec l'ombrage électrique, l'équation 4.6.

$$J_{sc} = 42.0 - \left( \frac{0.0152B + C^2 - 2.2(2B + C) + 200}{A + 2B + C} \right) \quad (4.6)$$

### 4.3.2 Modélisation du paramètre de recombinaison

Le paramètre de recombinaison dépend de la géométrie des contacts. Pour relier la géométrie de la cellule et  $J_{01}$ , nous avons utilisé les travaux de Kluska et al. [173] conjugués aux mesures expérimentales de Kerr [159] sur la passivation des surfaces dopées passivées et métallisées.

La valeur de  $J_{01}$  dépend à la fois de la géométrie des contacts et du dopage des surfaces. Dans ce modèle, chaque surface et chaque volume d'une cellule IBC participe au paramètre de recombinaison  $J_{01}$ . On peut décomposer une cellule IBC en six parties auxquelles sont rattachés des paramètres de recombinaison. On distingue en particulier quatre zones de recombinaisons différentes en face arrière. Elles sont définies selon le type d'interface où elles ont lieu. La coupe de la figure 4.12 permet de les visualiser schématiquement.

Ainsi les six paramètres de recombinaisons sont les suivants :

- $J_0F$  de la face avant
- $J_0S$  du volume du substrat
- $J_0G$  de la face arrière passivée entre les zones dopées

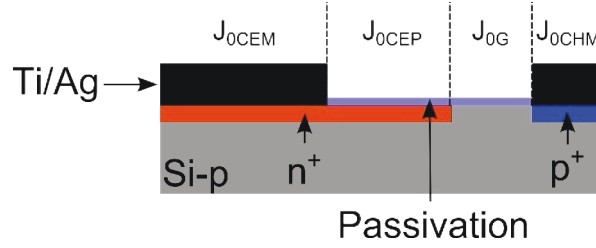


FIGURE 4.12 – Coupe de la face arrière d’une cellule photovoltaïque IBC avec les différents paramètres de recombinaison pour les différentes interfaces.

- $J_{0CEP}$  de la face arrière passivée du collecteur d’électrons
- $J_{0CEM}$  de la face arrière métallisée du collecteur d’électrons
- $J_{0CHM}$  de la face arrière métallisée du collecteur de trous

Le collecteur de trous a un seul type d’interface au lieu de deux pour le collecteur d’électrons. Cela vient du fait que l’on cherche à diminuer la taille du collecteur de trous afin de réduire au minimum l’ombrage électrique. Vu que le collecteur de trous tend vers une petite dimension, l’ensemble de sa surface doit être contacté pour avoir un contact électrique peu résistif. On a donc un seul terme correspondant aux recombinaisons issues de l’interface collecteur de trous/métal,  $J_{0CHM}$ .

Ces six paramètres de recombinaison peuvent être classés en trois catégories en fonction du type de recombinaisons auxquels ils sont liés :

- les recombinaisons volumiques pour  $J_{0S}$
- les recombinaisons des surfaces passivées pour  $J_{0F}$ ,  $J_{0G}$  et  $J_{0CEP}$
- les recombinaisons des surfaces métallisées pour  $J_{0CEM}$  et  $J_{0CHM}$

Les recombinaisons volumiques sont modélisées grâce à l’équation 4.7 [59].

$$J_{0S} = \frac{qWn_{i,eff}^2}{N_a\tau_{sub}} \quad (4.7)$$

où  $W$  est l’épaisseur du substrat,  $n_{i,eff}$ , la densité de porteurs de charge intrinsèque effective,  $N_a$ , le dopage du substrat et  $\tau_{sub}$ , la durée de vie des porteurs mineurs dans le substrat.

Les recombinaisons des surfaces passivées et celles métallisées sont modélisées par les équations 4.8 et 4.9, respectivement. Pour ces équations, nous avons utilisé une corrélation des données de Kerr (voir figure 4.4) [159]. Les paramètres de recombinaison obtenus sont exprimés en  $\text{fA cm}^{-2}$  et dépendent de la résistivité de couche de la surface,  $R_{sh}$ , exprimée en  $\Omega/\square$ . Le dopage des zones dopées est égal à  $20 \Omega/\square$  pour les deux collecteurs et les surfaces non dopées du substrat ont une résistance de couche de  $300 \Omega/\square$ .

$$J_{0,pas} = 1600 * R_{sh}^{-0.87} (\text{fA cm}^{-2}) \quad (4.8)$$

$$J_{0,met} = 17 * R_{sh}^{0.9} (\text{fA cm}^{-2}) \quad (4.9)$$



Avec les équations 4.7, 4.8 et 4.9, nous avons la valeur des six paramètres de recombinaison modélisant  $J_{01}$ . Il suffit ensuite de les sommer pour l'obtenir :

$$J_{01} = J_{0F} + J_{0S} + J_{0G} + J_{0CEP} + J_{0CEM} + J_{0CHM} \quad (4.10)$$

### 4.3.3 Modélisation de la résistance série

Nous avons simulé analytiquement la résistance série d'une cellule IBC en nous appuyant sur le modèle de Meier et Schröder [174]. Nous lui avons ajouté la résistance des porteurs de charge majoritaires. Cette dernière résistance vient du fait que les porteurs de charge majoritaires doivent se déplacer latéralement à la surface de la cellule IBC à cause du grand espacement entre les zones de collecte des porteurs majoritaires [165, 175]. Cette dernière n'est pas mentionnée dans l'article de Meier et Schröder car celui-ci traite d'une architecture standard (Al-BSF pleine plaque).

Pour comprendre l'origine de la résistance série, suivons le parcours des porteurs de charge à l'aide du schéma 4.13. Il représente la coupe d'une cellule élémentaire de la structure interdigitée.

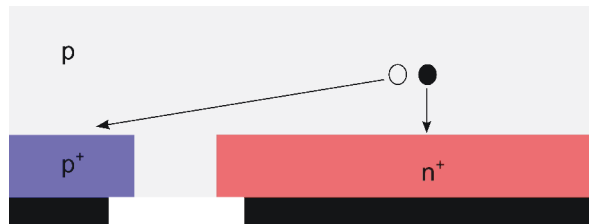


FIGURE 4.13 – Coupe d'une cellule élémentaire d'une structure interdigitée.

Lorsqu'un photon est absorbé, il génère une paire électron-trou que l'on cherche à collecter grâce aux électrodes métalliques. Commençons par le parcours de l'électron.

Il est un porteur de charge minoritaire dans le substrat de type  $p$ . Il tend à rejoindre la jonction pour être collecté. Le parcours le moins résistif pour cela est la ligne droite qui le sépare du collecteur d'électrons. Une fois dans le collecteur d'électrons, il se dirige vers le contact métallique. Ensuite, l'interface Si/métal induit une résistance de contact qu'il doit franchir. Il ne lui reste alors qu'à parcourir les doigts métalliques et le busbar jusqu'au circuit externe.

Le trou poursuit quasiment le même type de parcours. La seule différence vient du fait qu'il est un porteur de charge majoritaire dans le substrat de type  $p$ . Ceci signifie qu'il doit se déplacer latéralement dans le substrat pour atteindre le collecteur de trous, en plus des autres résistances décrites dans le parcours de l'électron. Ce déplacement latéral constitue la résistance des porteurs majoritaires.

Les résistances séries sont donc liées au déplacement des porteurs de charge dans l'épaisseur du substrat, aux contacts entre le Si/métal pour chaque type de porteurs de charge, à la résistance de ligne des doigts métalliques de collecte et enfin à la

résistance des busbars. Chaque résistance, associée à un des déplacements décrits, s'exprime selon les équations listées ci-dessous [174] en  $\Omega \text{cm}^2$ . Les indices  $e$  et  $h$  correspondent, respectivement, aux résistances pour les électrons et les trous.

La résistance du substrat,  $R_{sub}$  est le produit de l'épaisseur du substrat,  $W$ , et de sa résistivité,  $\rho_{sub}$  :

$$R_{sub} = \rho_{sub}W \quad (4.11)$$

La résistance des porteurs de charge majoritaires,  $R_{maj,h}$ , dépend en plus de l'épaisseur du substrat,  $W$ , et de sa résistivité,  $\rho_{sub}$ , du demi-espace entre les doigts  $p$ ,  $d$  ( $d = \frac{A+2B}{2}$ ).

$$R_{maj,h} = \frac{\rho_{sub}d^2}{12W} \quad (4.12)$$

Le cas le plus défavorable, où la résistance des porteurs de charge majoritaires est maximisée, correspond à une génération de porteurs de charge au dessus du centre du collecteur d'électrons.

Les résistances de contact pour les deux électrodes,  $R_{con,e}$  et  $R_{con,h}$ , dépendent des résistivités spécifiques de contact  $\rho_{con,e}$  et  $\rho_{con,h}$ , du nombre de doigts de chaque peigne,  $n$ , de la largeur des doigts de chaque peigne avant épaulement,  $A - 50 \mu\text{m}$  pour les électrons et  $C$  pour les trous, de la longueur des doigts,  $D$ , du demi-espace entre les doigts  $p$ ,  $d$  et de la largeur du busbar,  $E$ .

$$R_{con,e} = \frac{\rho_n}{n(ADn + 2Ed)} \quad (4.13)$$

$$R_{con,h} = \frac{\rho_p}{n(CDn + 2Ed)} \quad (4.14)$$

La largeur du contact sur les doigts  $n$  n'a pas besoin d'être aussi large qu'eux. Donc, pour diminuer les surfaces métallisées, les contacts sur les doigts  $n$  sont  $50 \mu\text{m}$  moins large que leur largeur. En ce qui concerne la résistivité spécifique de contact sur des surfaces dopées de Si, nous avons utilisé des valeurs typiques [157]. Pour le type  $n$ ,  $\rho_n = 4 \times 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ , et pour le type  $p$ ,  $\rho_p = 1 \times 10^{-3} \Omega \text{cm}^2$ .

Les résistances des doigts métalliques des deux électrodes,  $R_{doi,e}$  et  $R_{doi,h}$ , dépendent de la résistivité du métal  $\rho_{met}$ , du demi-espace entre les doigts  $p$ ,  $d$ , de la longueur des doigts,  $D$ , de l'épaisseur de métal des peignes après épaulement,  $e_{met}$  et de la largeur des doigts de chaque peigne après épaulement,  $A + 2e_{met}$  pour les électrons et  $C + 2e_{met}$  pour les trous.

$$R_{doi,e} = \frac{2D^2d\rho_{met}}{3e_{met}(A + 2e_{met})} \quad (4.15)$$

$$R_{doi,h} = \frac{2D^2d\rho_{met}}{3e_{met}(C + 2e_{met})} \quad (4.16)$$

Pour  $\rho_{met}$ , nous utilisons la résistivité de l'Ag,  $2 \times 10^{-6} \Omega \text{ cm}$ . Les contacts sont obtenus grâce à l'évaporation d'un empilement métallique. Afin de les élargir, nous avons recours à un électro-dépôt d'Ag. Cette augmentation d'épaisseur métallique influence fortement l'optimisation de la géométrie de la métallisation. Nous avons donc pris deux épaisseurs de métal pour illustrer les différences engendrées par ce choix,  $e_{met} = 1$  et  $10 \mu\text{m}$ .

Les deux dernières résistances, celles des busbars,  $R_{bus,e}$  et  $R_{bus,h}$ , dépendent de la résistivité du métal  $\rho_{met}$ , du demi-espace entre les doigts  $p, d$ , du nombre de doigts de chaque peigne,  $n$ , de la longueur des doigts,  $D$ , de l'épaisseur de métal des peignes après épauvement,  $e_{met}$  et de la largeur des busbars après épauvement,  $E + 2e_{met}$ .

$$R_{bus,e} = R_{bus,h} = \frac{Dn^2d^2\rho_{met}}{3e_{met}(E + 2e_{met})} \quad (4.17)$$

La somme de toutes ces résistances donne la résistance série de la cellule et constitue l'équation 4.18.

$$R_s = R_{bus,e} + R_{doi,e} + R_{con,e} + R_{sub} + R_{maj,h} + R_{con,h} + R_{doi,h} + R_{bus,h} \quad (4.18)$$

La valeur de la résistance série est donc intrinsèquement liée à la géométrie de la métallisation de la face arrière de la cellule IBC. Nous devons donc optimiser le dimensionnement des doigts de métallisation en face arrière des cellules IBC pour optimiser celles-ci pour un fonctionnement sous concentration.

#### 4.3.4 Exploitation du modèle et analyses

La réalisation de cellules 3IBC a été entreprise dans le cadre d'un contrat de recherche avec l'entreprise IDHELIO<sup>1</sup>. Elle souhaitait fabriquer un prototype de concentrateur linéaire avec des cellules spécifiquement conçues pour la concentration. Nous avons donc des contraintes sur les dimensions des cellules. Elles devaient être suffisamment grandes pour être intégrées dans un prototype de 1 m de long.

Nous avons donc travaillé avec des substrats de Si de 4' et avons prévu de produire six cellules rectangulaires par substrat. Ainsi, elles ont une largeur de 3.308 cm et une longueur de 1.75 cm sans busbar. Ceux-ci ont une largeur de 0.1 cm et une longueur de 3.308 cm.

Les dimensions de la géométrie de la face arrière sont listées dans la table 4.2. Les dimensions  $G/G'$  et  $H/H'$  ont été choisies afin de permettre un bon compromis entre les pertes par recombinaisons au niveau des bords de la cellule [148] et les dimensions des cellules. Pour les autres dimensions, nous avons utilisé le modèle et fait des compromis en fonction de nos moyens technologiques et de nos objectifs.

1. <http://www.idhelio.com/Accueil.html>

TABLE 4.2 – Dimensions de la géométrie de la face arrière des cellules photovoltaïques 3IBC réalisées.

Dimension	Longueur ( $\mu\text{m}$ )
$A$	300
$B/B'/B''$	65
$C$	40
$D/D'$	15480
$E/E'$	960
$F$	33040
$G/G'$	250
$H/H'$	1010

### Dimensionnement des largeurs de l'interdigitation

A partir des données sélectionnées et du modèle analytique, nous avons réalisé une étude paramétrique. Le but est de voir l'influence de certaines grandeurs de la métallisation sur le rendement. Nous avons analysé l'influence de  $A$ ,  $B$ ,  $C$  pour différentes valeurs d'éclairement,  $X = 1$  et 10 soleils et différentes valeurs de  $e_{met} = 1$  et 10  $\mu\text{m}$ . Nous nous sommes limités à l'étude des niveaux de concentration jusqu'à 10 soleils pour être en mesure de caractériser nos cellules nous-mêmes.

Parmi  $A$ ,  $B$  et  $C$ , nous avons commencé par dimensionner  $B$ . Réduire au maximum sa valeur permet de diminuer l'ombrage électrique, mais un verrou technologique nous empêche de le réduire à néant. Plus la valeur de  $B$  est faible, plus il y a un risque de court-circuit entre les deux peignes. Nous avons choisi une valeur de  $B$ , avant épaulement, de 65  $\mu\text{m}$  afin de limiter ce risque et de permettre un épaulement maximum de 20  $\mu\text{m}$  de chacun des deux peignes.

Puis, nous avons entrepris de dimensionner  $C$ . Il influe à la fois sur l'ombrage électrique et la résistance série. Une trop faible valeur de  $C$  conduit à un faible ombrage électrique et une forte résistance série alors qu'une valeur trop grande conduit à un fort ombrage électrique et une faible résistance série. Il existe entre les deux un compromis à trouver. Ce compromis est un élément clé de la géométrie de la cellule IBC.

La figure 4.14 montre l'évolution du rendement de la cellule avec les paramètres de la table 4.2 en fonction de  $C$ , la largeur des doigts  $p$ , pour  $X = 1$  et 10 soleils.

On voit sur cette figure que pour un fonctionnement sous 1 soleil, le rendement maximum est obtenu pour  $C = 20 \mu\text{m}$  avec  $e_{met} = 1 \mu\text{m}$  et pour 60  $\mu\text{m}$  avec  $e_{met} = 10 \mu\text{m}$ . Un grand épaulement permet de diminuer  $R_s$  ce qui permet de réduire  $C$  sans que l'augmentation de  $R_s$ , liée à celle de  $R_{doi,p}$  ne contrecarre le gain obtenu par

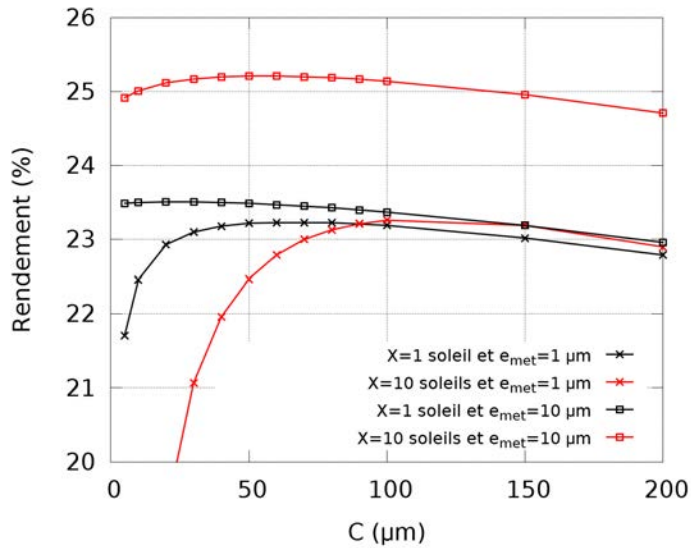


FIGURE 4.14 – Variations du rendement de la cellule IBC de référence en fonction de la largeur des doigts  $p$ ,  $C$ , pour  $X = 1$  et 10 soleils et pour  $e_{met} = 1$  et  $10 \mu\text{m}$ .

l'abaissement de l'ombrage électrique.

Sous 10 soleils, l'impact de l'épaississement est encore plus flagrant. Lorsque  $e_{met} = 1 \mu\text{m}$ , le rendement chute lorsque  $C$  diminue en dessous de  $100 \mu\text{m}$  alors que pour  $e_{met} = 10 \mu\text{m}$ , le rendement maximum est atteint pour  $C = 50 \mu\text{m}$ .

Le gain obtenu lorsque l'on passe d'un épaississement de 1 à  $10 \mu\text{m}$  sous 1 soleil est faible quelle que soit la valeur de  $C$ . Tandis que sous 10 soleils, le gain est important. Cela d'autant plus que  $C$  est petit.

Nous avons choisi une valeur de  $C$  pour nos cellules IBC de  $40 \mu\text{m}$ . Ceci permet d'avoir un rendement maximum sous concentration dès lors qu'un épaississement de quelques  $\mu\text{m}$  est réalisé.

Après les valeurs de  $B$  et de  $C$ , il reste à choisir une valeur de  $A$  permettant d'obtenir de bons résultats sous 1 et 10 soleils, avec et sans épaississement, et diminuant les risques de court-circuit en limitant le nombre de doigts de chaque peigne.

La figure 4.15 présente le rendement en fonction de  $A$ , pour 1 et 10 soleils et pour  $e_{met} = 1$  et  $10 \mu\text{m}$ . On voit sur cette figure que plus  $A$  est petit, meilleur est le rendement, à part, pour le cas 10 soleils et  $e_{met} = 1 \mu\text{m}$ .

Ce cas est fortement influencé par les variations de la résistance série lorsque  $A$  augmente. En effet,  $R_s$  augmente car  $R_{doi,h}$  est proportionnel à la distance entre les doigts  $p$  et qu'elle augmente. Le problème est moindre lorsque un épaississement de  $10 \mu\text{m}$  est réalisé, car la résistance des doigts est fortement diminuée. De même, les pertes par effet Joule sont moindres lorsque l'on est sous 1 soleil car le courant photogénéré est plus faible.

Pour choisir  $A$ , nous avons réalisé un compromis entre le potentiel sous concentration avec épaississement et le risque de court-circuit entre les doigts. D'un côté,

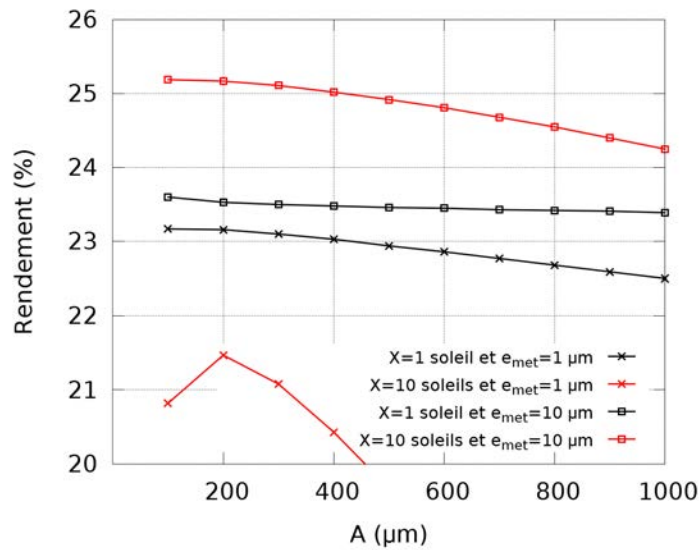


FIGURE 4.15 – Variations du rendement de la cellule IBC de référence en fonction de la largeur des doigts  $n$ ,  $A$ , pour  $X = 1$  et 10 soleils et pour  $e_{met} = 1$  et 10  $\mu\text{m}$ .

les résultats de simulations indiquent clairement l'intérêt de diminuer  $A$  au maximum et souligne la nécessité de l'épaississement. De l'autre, une valeur de  $A$  petite signifie des doigts  $n$  fins et donc un grand nombre de doigts par peigne. Le choix de  $A = 300 \mu\text{m}$  nous apparaît comme le un bon compromis.

### Influence de l'épaisseur du substrat sur la résistance série

Nous avons fait varier l'épaisseur du substrat pour comprendre son impact sur  $R_s$ . Nous avons supposé un piégeage optique parfait. Cela signifie que même pour des épaisseurs très fines, nous n'avons pas considéré de pertes optiques. Nous avons conservé le modèle de  $J_{sc}$  analytique décrit précédemment.

La figure 4.16(a) présente l'évolution de  $R_s$  pour la cellule que nous venons de définir.

On constate que la résistance série varie peu avec l'épaisseur du substrat tant que celle-ci est supérieure à 50  $\mu\text{m}$ . La diminution de  $R_{sub} = \rho_{sub}W$  est contrebalancée par l'augmentation de  $R_{maj} = \frac{\rho_{sub}d^2}{12W}$  lorsque le substrat est aminci. Par contre, en dessous de 50  $\mu\text{m}$ , l'augmentation de  $R_{maj}$  dépasse la diminution de  $R_{sub}$ .

L'utilisation d'un FSF (Front Surface Field) est une solution intéressante pour contourner ce problème lorsque l'on aminci les substrats. En effet, lorsque  $R_{maj}$  devient prépondérant, il devient intéressant de doper la surface de la face avant pour faciliter le transport latéral des majoritaires et donc diminuer  $R_{maj}$  [175].

L'analyse de la figure 4.16(b) met simplement en évidence le caractère primordial de la résistance série lorsque l'on est sous concentration. Lorsque  $e_{met} = 1 \mu\text{m}$ , l'augmentation du rendement entre 1 et 10 soleils est faible. Alors qu'elle est très

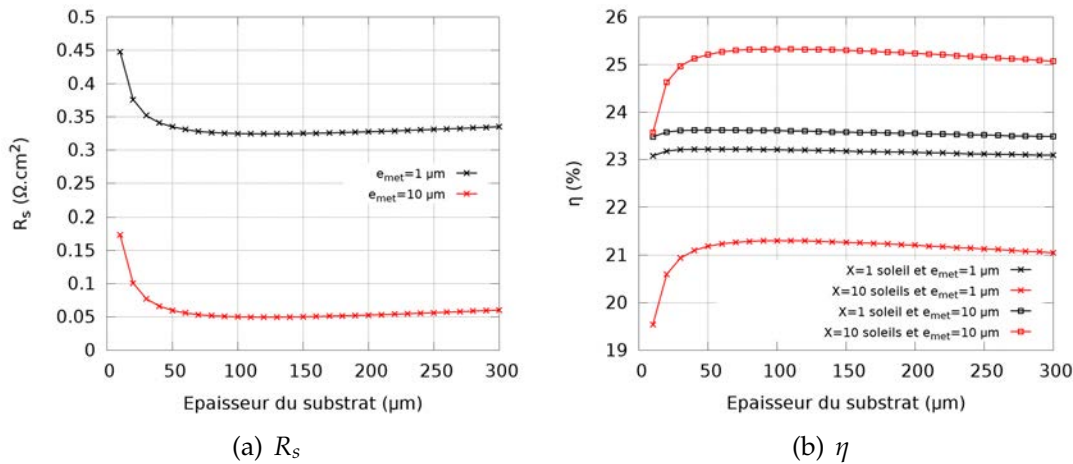


FIGURE 4.16 – Variations de  $R_s$  (a) et de  $\eta$  (b) en fonction de l'épaisseur du substrat pour  $X = 1$  et 10 soleils et pour  $e_{\text{met}} = 1$  et  $10 \mu\text{m}$ .

importante pour  $e_{\text{met}} = 10 \mu\text{m}$ .

On remarquera aussi que le rendement est plus faible pour la combinaison  $X = 10$  soleils et  $e_{\text{met}} = 1 \mu\text{m}$  que  $X = 1$  soleil et  $e_{\text{met}} = 10 \mu\text{m}$ . Le fonctionnement sous concentration donne une chance d'augmenter les rendements à condition d'avoir des résistances suffisamment faibles pour que le gain de conversion ne soit pas affecté par les pertes Joule.

## 4.4 Fabrication de cellules photovoltaïques à contacts arrière interdigités implantées ioniquement

Du fait de notre volonté d'utiliser l'implantation ionique pour réaliser les dopages de notre cellule IBC, nous avons collaboré avec le CIME (Centre Interuniversitaire de Micro Electronique) pour réaliser nos cellules.

L'implanteur ionique permet de sélectionner le type d'ion que l'on souhaite implanter et de l'accélérer pour réaliser son implantation dans une cible. En l'occurrence, il s'agit d'un substrat de silicium recouvert d'un masque en silice structuré (voir les figures 4.2 et 4.3). Cependant, l'accès à l'implanteur était limité pour des raisons économiques ce qui a donc limité le nombre d'échantillons que nous avons pu réaliser.

Nous avons fait 4 lots de cellules 3IBC au cours de nos travaux. Chaque lot comprend 2 substrats de  $4'$  sur lesquels sont disposées 6 cellules IBC et 4 motifs TLM. 2 motifs TLM permettent de vérifier la qualité des contacts électriques sur les zones dopées de type  $n$  et 2 autres sur les zones dopées de type  $p$ .

Une photographie d'un substrat à la fin du procédé de fabrication permet de visualiser l'arrangement des cellules 3IBC, des motifs TLM et des motifs d'alignement

sur la figure 4.17. On voit sur cette photographie la finesse et le grand nombre de doigts de chaque cellule.

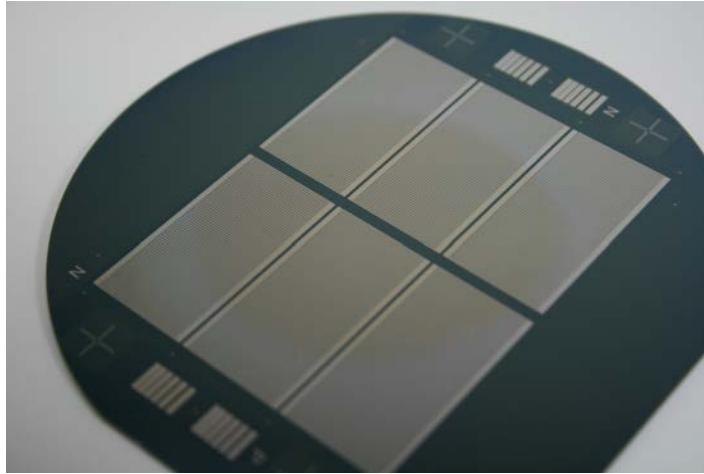


FIGURE 4.17 – Photographie d'un substrat à la fin du procédé de fabrication des cellules 3IBC.

#### 4.4.1 La protection des surfaces structurées

Le premier lot de cellules a subi une gravure TMAH après la réalisation de la structuration par dopage des deux peignes. Cette étape a été déplacée par rapport au protocole décrit dans le début du chapitre car un créneau était disponible pour réaliser l'implantation sans que la texturation n'ait pu être faite auparavant.

On voit, sur la figure 4.18, de petits carrés noirs recouvrant l'intégralité de la face arrière de la cellule. Ces carrés sont des pyramides inversées formées grâce à la gravure TMAH au travers d'un masque en nitrure de silicium qui s'est révélé poreux. Les zones grises plus larges que les autres bandes sont les doigts du collecteur d'électrons. Les pyramides inversées présentes sur le collecteur d'électrons sont des court-circuits. Le rendement des cellules IBC de ce lot est dès lors anéanti.

La figure 4.19 montre le cliché obtenu au microscope optique d'un motif d'alignement juste après le dépôt de  $\text{SiN}_x$  sur la face arrière de la cellule. On y observe des surfaces bleues et d'autres blanches. Les surfaces bleues sont dopées au bore et les blanches, au phosphore. La différence de couleur vient de la différence d'épaisseur de  $\text{SiN}_x$  déposée sur chacune d'elles. Lors du même dépôt, des épaisseurs de  $\text{SiN}_x$  plus grandes sont déposées sur les surfaces dopées au phosphore.

Nous n'avons pas analysé plus en profondeur ce phénomène mais il est intéressant de le signaler. De plus, on constate que les gravures en pyramides inversées sont principalement sur le collecteur d'électrons alors que le  $\text{SiN}_x$  semble avoir protégé le collecteur de trous (zone bleutées) et la zone entre les deux peignes (zones blanches). Suite à cet incident, nous avons réalisé la texturation de la face avant des substrats



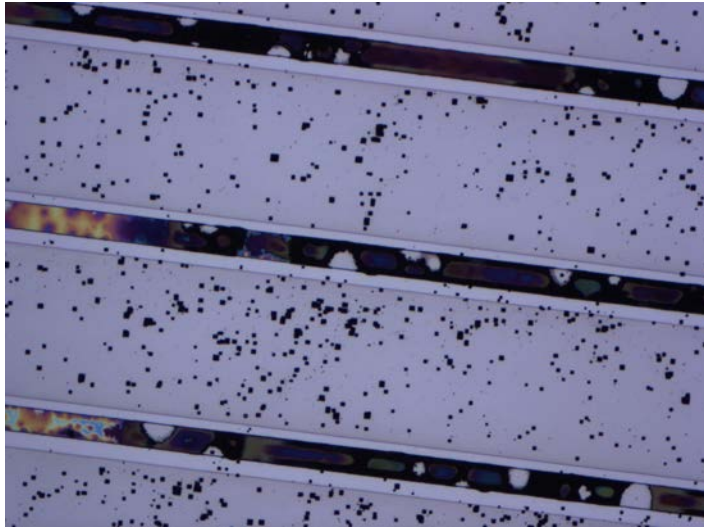


FIGURE 4.18 – Pyramides inversées en face arrière obtenues après une gravure TMAH pour la texturation de la face avant.

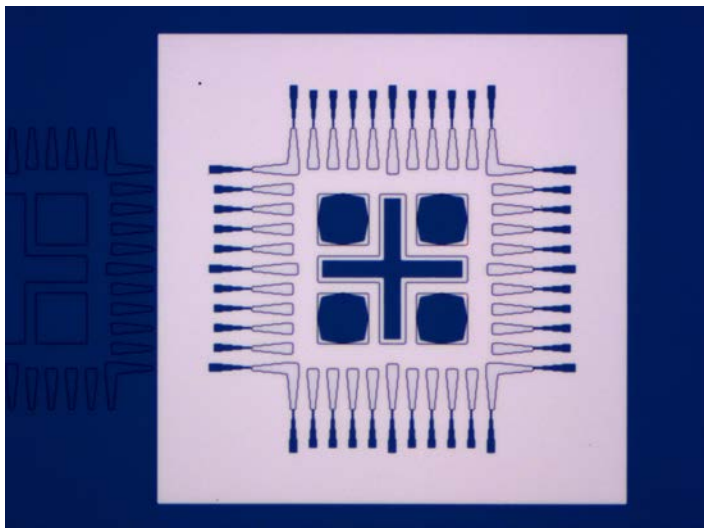


FIGURE 4.19 – Motif d'alignement après un dépôt de nitrure de silicium de 70 nm.

avant de commencer les étapes de structuration de la face arrière afin d'éviter de le renouveler.

#### 4.4.2 Origine des courts-circuits observés

Certaines cellules dans les différents lots ont présenté des courts-circuits. Les caractéristiques I-V sous obscurité des cellules photovoltaïques présentées dans la figure 4.20 sont celles d'une cellule IBC court-circuitée et d'une autre non court-circuitée. On voit directement que la cellule court-circuitée ne permettra pas d'obtenir un

bon rendement. Afin de comprendre l'origine des courts-circuits que nous avons observé, nous avons eu recours à la thermographie infrarouge [176].

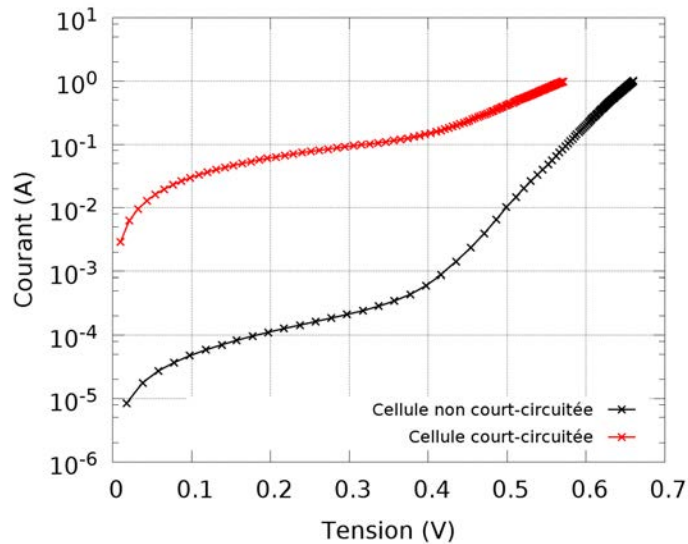


FIGURE 4.20 – Caractéristiques I-V sous obscurité d'une cellule IBC court-circuitée et d'une autre non court-circuitée.

L'observation grâce à un caméra infrarouge de l'échauffement des différentes cellules lorsqu'elles sont parcourues par un courant permet de localiser les courts-circuits spatialement. Ce courant traverse la cellule photovoltaïque en passant par ses points les moins résistifs, c'est à dire ses courts-circuits locaux. Ceux-ci provoquent un échauffement local de la cellule.

Toutefois, on ne peut pas simplement délivrer du courant dans la cellule et observer les zones les plus chaudes. Le silicium diffuse la chaleur très rapidement et rend floue l'image infrarouge sans une acquisition adéquate. Afin d'obtenir une meilleure visibilité, on utilise le lock-in [177]. C'est une technique de traitement du signal permettant d'analyser de faibles signaux.

La figure 4.21 est l'image de thermographie infrarouge obtenue pour la cellule court-circuitée de la figure 4.20. Les couleurs chaudes signalent un échauffement alors que les zones noires indiquent qu'il n'y a pas d'échauffement local. On constate que la cellule comporte plusieurs courts-circuits visibles grâce aux tâches rouges sur l'image. Ils sont localisés entre les peignes de la cellule que l'on devine sur l'image.

Grâce à des observations au microscope optique autour des zones de court-circuit identifiées par thermographie infrarouge, nous avons trouvé l'origine des courts-circuits. Aux endroits signalés par la thermographie infrarouge, on repère, entre les collecteurs, des zones dopées au phosphore les connectant et constituant le court-circuit. Les différentes zones dopées sont facilement identifiables grâce à la différence d'épaisseur de SiN<sub>x</sub>.

Le repérage de ces zones permet d'identifier que le problème dans le procédé est

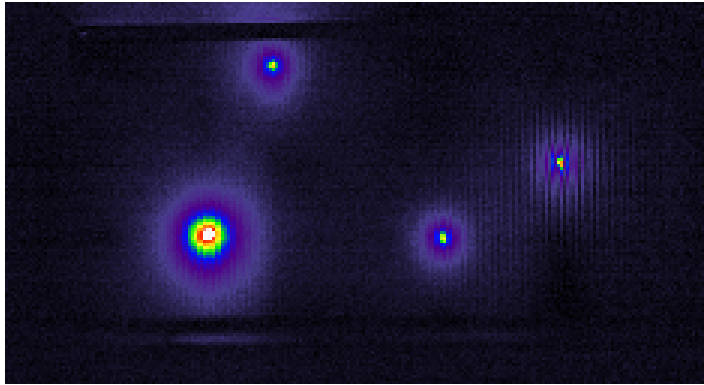


FIGURE 4.21 – Images de thermographie infrarouge en lock-in pour une cellule IBC court-circuitée.

au moment du dopage du collecteur d'électrons. Pour le réaliser, nous déposons de la résine sur un masque en  $\text{SiO}_x$ . Grâce à la photolithographie, nous reproduisons le motif du collecteur d'électrons dans la résine photosensible. La partie de la résine insolée est alors éliminée grâce à un développeur, puis une gravure BOE permet de reproduire le motif dans le  $\text{SiO}_x$ .

Cependant, pendant l'étalement de la résine, de petites impuretés ( $\approx 20 \mu\text{m}$ ) se sont incrustées dans la résine. Et lors du développement, celles-ci se sont détachées. Le  $\text{SiO}_x$  sous ces impuretés n'était dès lors plus protégé. Il a donc été gravé et n'a pas joué son rôle de masque lors de l'implantation au phosphore. D'où les courts-circuits que nous observons.

En plus de ce problème, la métallisation est aussi une étape critique pouvant amener des courts-circuits fort dommageables aux cellules IBC en faisant tendre la résistance parallèle de la cellule vers 0. La figure 4.22 montre un court-circuit typique dû à un mauvais lift-off de la résine et à la présence non désirée de métal entre les deux peignes  $n$  et  $p$ .

On constate en observant l'ensemble des photos de thermographie infrarouge que le nombre de shunts est, en moyenne, de deux par cellule. Notre volonté de développer des cellules IBC de plus grandes tailles se heurte ici à un verrou technologique. Il nous paraît, à posteriori, préférable de commencer par la fabrication de plus petites cellules 3IBC pour diminuer les problèmes de courts-circuits. La levée de ce verrou est un préalable à la fabrication de cellules plus grandes.

### 4.4.3 Caractéristique sous éclairement

Malgré les problèmes rencontrés, nous avons obtenu des cellules non court-circuitées que nous avons caractérisées sous éclairement. La figure 4.23 présente la caractéristique de la meilleure d'entre elles ainsi que ses grandeurs caractéristiques.

Le rendement obtenu est de 14.63%. En utilisant l'équation 4.5 et les valeurs de  $J_{sc}$  et  $V_{oc}$ , on obtient une estimation de  $J_{01}$ . Pour la meilleure cellule,  $J_{01} = 1540 \text{ fA cm}^{-2}$ .

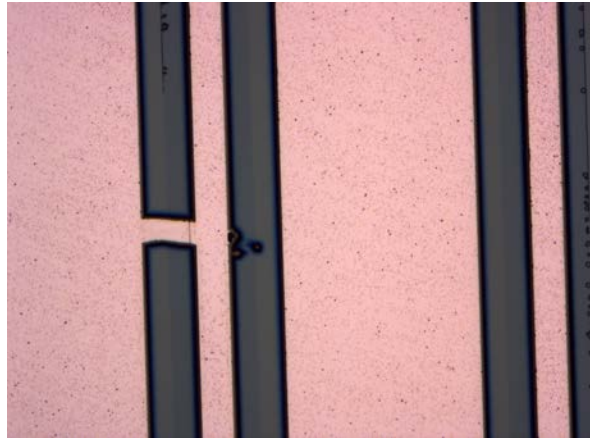


FIGURE 4.22 – Image obtenue au microscope optique d'un court-circuit entre un doigt *n* et *p*.

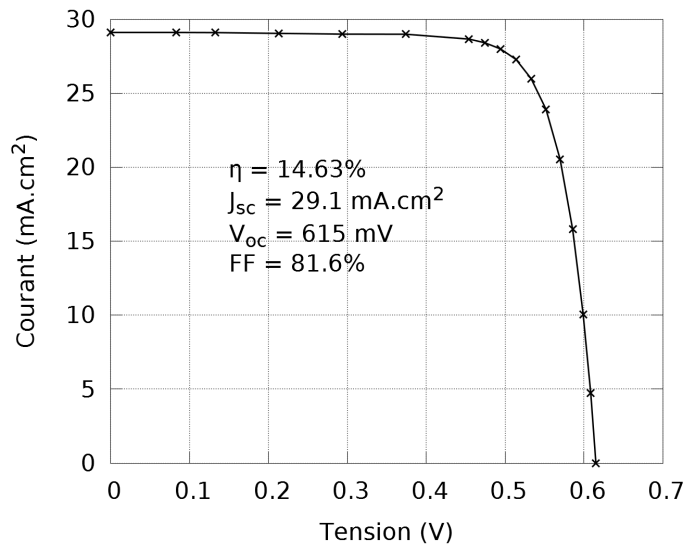


FIGURE 4.23 – Caractéristiques I-V sous éclaircissement de la meilleure cellule IBC du second lot.

On est loin de la valeur modélisée pour cette géométrie, qui est de  $240 \text{ fA cm}^{-2}$ . Ceci indique, avec la faible valeur de  $J_{sc}$ , que la durée de vie effective de la cellule est faible. La passivation des surfaces ou la durée de vie du substrat peuvent être responsables. Afin de discriminer entre les surfaces et le substrat, des mesures de rendement quantique seraient précieuses, mais malheureusement il nous est impossible de les effectuer car notre dispositif de mesure de rendement quantique ne dispose pas d'un éclairage complémentaire permettant de réaliser les mesures de rendement quantique pour des cellules IBC [153].

Nous n'avons pas pu faire de caractérisation sous concentration par manque de

---

temps. Cependant, la forte valeur de FF indique une faible résistance série. Nous avons réalisé une mesure SunsVoc [178] pour extraire la valeur de  $R_s$ . Elle est de  $0.4 \Omega \text{ cm}^2$ . Ceci est proche de la valeur du modèle analytique pour l'épaisseur de métal avant épauissement ( $0.5 \mu\text{m}$ ). L'utilisation du dépôt électrolytique n'est pas indispensable pour une caractérisation sous 1 soleil car le gain attendu est de seulement 0.3% en absolu pour un épauissement de  $10 \mu\text{m}$ . Il est plus important d'améliorer les autres étapes du procédé pour l'instant.

Afin d'améliorer le rendement pour les prochains lots de cellules 3IBC, de nombreuses pistes sont à notre disposition :

- Les dépôts de  $\text{SiN}_x$  afin de mieux passiver les surfaces.
- Les oxydes fins pour mieux passiver les surfaces [179].
- Les énergies et les doses d'implantation afin de diminuer les défauts introduits par implantation.
- Le recuit d'activation afin de mieux maîtriser le profil de dopage final.

## 4.5 Conclusion du chapitre 4

Après un bref rappel de l'intérêt des cellules IBC en général, et en particulier pour la concentration, nous avons décrit le procédé utilisé pour réaliser des cellules 3IBC et nous avons expliqué les raisons des innovations proposées.

L'utilisation de l'implantation ionique pour réaliser le dopage des deux collecteurs permet de contrôler parfaitement les profils de dopage des collecteurs, de supprimer les étapes de gravures des verres de phosphore et de bore liés à la diffusion et enfin de diminuer le budget thermique du procédé grâce à l'utilisation d'une seule étape à haute température. L'utilisation d'une seule métallisation pour les deux collecteurs permet de diminuer le nombre d'étapes du procédé et l'utilisation de contacts par ligne permet de diminuer le nombre d'étape par rapport aux contacts par points.

En plus de diminuer le nombre d'étapes du procédé, la nouvelle métallisation proposée, Si/Ti/Ag, qui remplace les empilements Si/Ti/Pd/Ag et Si/Al/Ti/Pd/Ag, est plus simple, moins coûteuse et plus performante. Cet empilement a démontré une meilleure réflectivité que le Si/Ti/Pd/Ag et de bons contacts électriques sur les surfaces dopées  $n$  et  $p$ .

Ensuite, l'importance d'une faible résistance série pour permettre un fonctionnement sous concentration efficace nous a amené à développer un modèle analytique permettant d'optimiser la géométrie de la métallisation de la face arrière. Ce modèle analytique se base sur des travaux antérieurs déjà validés. Nous l'utilisons pour mettre en évidence les changements de dimensions nécessaires pour la concentration. Des peignes de métallisations plus fins permettent de tendre faire des valeurs de  $R_s$  faibles. Cependant, il a été nécessaire de tenir compte des verrous technologiques liés à la réalisation des cellules 3IBC pour définir ces dimensions.

Grâce aux améliorations développées, nous avons réussi à obtenir un rendement satisfaisant de 14.6% pour une cellule de 6.5 cm<sup>2</sup>. Les verrous technologiques rencontrés ont été identifiés. Un travail d'optimisation du dopage par implantation ionique permettra d'améliorer la qualité de la cellule. De même, l'utilisation de cellules plus petites diminuera le risque de court-circuit ce qui permettra de développer nos innovations plus facilement.

# Conclusion générale

Le silicium est le matériau le plus utilisé dans la production de cellules photovoltaïques actuelles. Il a deux avantages principaux :

- il est suffisamment abondant pour fournir une solution énergétique durable capable de produire une part importante de la consommation d'électricité mondiale de demain.
- il a une industrie mature sur laquelle s'appuyer.

Son utilisation, à l'heure actuelle, est faible dans les technologies CPV. Toutefois, nous pensons qu'il a un réel potentiel pour des applications CPV résidentielles sous des latitudes plus faiblement ensoleillées que les régions désertiques favorables aux installations CPV basées sur des multi-jonctions. Ce potentiel est fort grâce à la cogénération d'énergie thermique qui permet d'augmenter fortement les rendements énergétiques.

La concentration et la cogénération impliquent un fonctionnement de la cellule à une température plus élevée que les conditions standards de test des cellules photovoltaïques. Cela engendre le besoin de connaître son comportement électrique et thermique en fonction de sa température de fonctionnement.

Celui-ci est pourtant souvent ignoré dans les analyses classiques. C'est étonnant car, même pour une utilisation sans concentration, l'impact de la température de fonctionnement d'une cellule est grand. Nous avons donc modélisé une cellule photovoltaïque en silicium cristallin pour améliorer les connaissances sur le couplage entre ses comportements électrique, thermique et radiatif.

## Le modèle électro-thermo-radiatif

Nous avons développé un modèle électro-thermo-radiatif réalisant le couplage de l'ensemble des phénomènes physiques prenant place dans une cellule photovoltaïque sous éclairage. Le modèle thermique proposé constitue une amélioration de l'état de l'art permettant de tenir compte de toutes les sources thermiques présentes dans une cellule photovoltaïque en silicium cristallin sous éclairage.

Il utilise les modèles des différentes propriétés physiques du silicium disponibles dans la littérature. Parmi celles-ci, nous en avons identifié une dont la variation avec la température est un élément critique du comportement de la cellule : la densité de porteurs de charge intrinsèque du silicium,  $n_i$ . Nous avons réalisé une revue de

la littérature critique sur cette propriété. Cela nous a amené à la proposition d'une nouvelle expression semi-empirique de variation de  $n_i$  en fonction de la température.

Grâce au modèle électro-thermo-radiatif, nous avons pu proposer des cartographies spatiale et spectrale des sources thermiques. Elles permettent de comprendre l'origine de l'échauffement d'une cellule en fonction du rayonnement incident ainsi que d'identifier les zones où est produite la chaleur.

Il permet également de mettre en évidence le rôle important des échanges radiatifs et convectifs avec l'environnement dans l'équilibre thermique d'une cellule photovoltaïque. Ces échanges sont pourtant rarement considérés pour son optimisation.

### La remise en cause du principe de superposition

Nous avons identifié l'ensemble des sources thermiques d'une cellule. Parmi celles-ci, l'effet Joule, l'effet Peltier et les recombinaisons, varient en fonction de la tension appliquée à ses bornes. Cette observation remet en cause le principe de superposition.

Nous avons montré, grâce au modèle, qu'il n'est pas possible de l'appliquer car la température d'une cellule dépend de la tension et de l'éclairement simultanément. On ne peut donc pas résoudre séparément le problème sous obscurité avec une variation de la tension aux bornes de la cellule et celui sous éclairage sans variation de tension, pour ensuite sommer ces deux résultats. Le problème n'est pas linéaire, il convient donc de ne pas appliquer le principe de superposition.

Cette démonstration théorique de la variation de la température en fonction de la tension aux bornes de la cellule a été partiellement démontrée grâce à un dispositif expérimental permettant de mesurer la variation de température d'une cellule lorsque l'on change la tension à ses bornes. On observe expérimentalement des variations de température de plus de  $2^\circ\text{C}$  entre le  $M_{pp}$  et le  $V_{oc}$  lorsque la convection est faible.

### L'influence des paramètres de la cellule photovoltaïque en silicium cristallin sur la température de fonctionnement

Ces résultats innovants montrent à quel point la thermique est centrale dans le comportement d'une cellule photovoltaïque. La thermique mérite une plus grande place dans la modélisation des cellules photovoltaïques. Pour en faire la démonstration nous avons, grâce à notre modèle, simulé l'impact de certains paramètres de la cellule sur son comportement électro-thermo-radiatif.

Les résultats montrent que la prise en compte de la thermique modifie l'analyse standard. L'épaisseur optimale d'une cellule est très sensible aux conditions de convection permettant de refroidir la cellule. Pour  $h_b = 10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , l'épaisseur optimale est de  $50 \mu\text{m}$  alors que pour  $h_b = 2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , elle est de  $20 \mu\text{m}$ .



---

Il en est de même pour le dopage du substrat, l'épaisseur de l'ARC ou du niveau de concentration permettant le rendement maximum. Par exemple, lorsque la convection est faible ( $h_b = 2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ), l'utilisation d'une épaisseur de  $\text{SiN}_x$  de 123 nm au lieu des 85 nm idéaux pour les conditions de test standards permet d'augmenter le rendement de la cellule photovoltaïque.

Le dimensionnement des cellules est fait pour permettre un rendement maximum en conditions standards mais celles-ci sont rarement les conditions réelles. Tenir compte des conditions réelles modifie grandement certains choix technologiques. L'exemple de l'épaisseur de l'ARC est éloquent.

Tous les modules produits aujourd'hui sont de la même teinte afin de maximiser le  $J_{sc}$  en conditions standards. Or, nos résultats de simulation montrent que d'autres couleurs peuvent donner de meilleures performances en conditions réelles. Ce résultat est très intéressant car l'utilisation de teintes différentes pour les cellules photovoltaïques permet d'augmenter leur acceptabilité pour une intégration aux bâtiments. De plus, il y a une synergie intéressante entre l'esthétique de ces cellules et la cogénération permettant de valoriser leurs pertes thermiques.

### **La réalisation de cellules à contacts arrière interdigités implantées ioniquement**

La thermique est importante mais pour fonctionner sous concentration, la résistance série l'est aussi. Nous avons donc choisi de réaliser des cellules permettant d'obtenir de bons résultats sous concentration grâce à leur faible résistance série. Pour cela, nous avons décidé de réaliser des cellules à contacts arrière interdigités implantées ioniquement.

Nous avons optimisé le procédé de fabrication en réduisant le nombre d'étapes nécessaires pour leur réalisation et en améliorant la qualité de la métallisation.

Celle-ci est réalisée grâce à un empilement Si/Ti/Ag avec une fine épaisseur de Ti pour ne pas absorber trop de rayonnement atteignant la face arrière. Elle est un bon réflecteur arrière et un bon contact électrique sur les surfaces dopées  $n$  et  $p$ . Son gain absolu potentiel sur le  $J_{sc}$  est estimé à  $0.72 \text{ mA cm}^{-2}$ . Elle permet également de métalliser les deux peignes en même temps.

La réalisation de lot de cellules avec ces améliorations nous a permis d'obtenir une cellule 3IBC avec un rendement satisfaisant de 14.6% sous 1 soleil et une résistance série faible de  $0.4 \Omega \text{ cm}^2$  qui confirme le potentiel des cellules 3IBC pour la concentration.

### **Perspectives**

Pour le modèle électro-thermo-radiatif, il serait intéressant d'étendre la définition des propriétés optiques des matériaux dans le proche infrarouge. En effet, certaines propriétés des matériaux, dont le silicium, sont peu connues dans cette gamme de longueur d'onde. De même, l'intégration des métallisations en face avant et arrière, ainsi que celle de la texturation de la face avant dans le modèle permettraient de

se rapprocher des cellules produites industriellement. Ceci donnera la possibilité de mieux modéliser leur comportement en conditions réelles.

Le modèle gagnerait en précision en supprimant l'hypothèse de la zone de déplétion ainsi que celle de faible injection. Ceci permettrait également d'élargir les possibilités de simulation du modèle aux plus fortes concentrations.

Ensuite, il serait utile de modéliser des cellules IBC en 2D pour optimiser les géométries obtenues avec le modèle analytique de résistance série.

En parallèle, de ce développement, des mesures expérimentales doivent être menées pour valider le modèle. De nouveaux dispositifs doivent être conçus pour permettre des mesures précises de température de cellules photovoltaïques sous éclairage dans des conditions contrôlées. Ces mesures permettront de valider le modèle avec une plus grande précision.

Pour la réalisation de cellules à contacts arrière interdigités, l'utilisation de cellules plus petites permettra de diminuer les risques de court-circuit. Ceci relaxera les contraintes sur les verrous technologiques que nous avons rencontrés. Avec ces cellules, nous aurons la possibilité de valider expérimentalement les optimisations de résistance série définies grâce au modèle analytique et la nouvelle métallisation Si/Ti/Ag.

Pour valider l'utilisation de la métallisation Si/Ti/Ag, il serait intéressant de comparer les rendements de cellules avec des métallisations Si/Ti/Pd/Ag et Si/Ti/Ag. En complément, des tests d'adhésion des métallisations réalisées sans recuit garantiraient leur robustesse mécanique.

De même, un travail d'optimisation du dopage obtenu par implantation ionique permettra d'améliorer les rendements des cellules. Et bien sûr, l'amélioration de la passivation des surfaces qui est un objectif commun à tout développement de cellule photovoltaïque.

Enfin, la caractérisation des cellules sous concentration permettra d'obtenir de meilleurs rendements et de valider le choix des cellules 3IBC pour la concentration. Avec la caractérisation de différentes géométries de métallisation de la face arrière on obtiendra une validation du modèle analytique. Ceci permettra d'ajuster la géométrie de la cellule au niveau de concentration visé.

# Bibliographie

- [1] BP, "Statistical review of world energy 2014."
- [2] Négawatt, "Scénario négaWatt 2011," tech. rep., Association Négawatt, 2014.
- [3] G. Myhre, D. Shindell, F.-M. Bréon, W. Collins, J. Fuglestedt, J. Huang, D. Koch, J.-F. Lamarque, D. Lee, B. Mendoza, T. Nakajima, A. Robock, G. Stephens, T. Takemura, and H. Zhang, "Anthropogenic and Natural Radiative Forcing," tech. rep., IPCC, 2013.
- [4] C. des comptes, "Les coûts de la filière électronucléaire," tech. rep., Cour des comptes, 2012.
- [5] IEA, "Key world energy statistics 2013," tech. rep., IEA, 2013.
- [6] P. J. Verlinden, "Cost analysis of current PV production and strategy for future silicon PV modules," in 28th EUPVSEC, 2013.
- [7] EPIA, "Global market outlook for photovoltaics 2013-2017," tech. rep., EPIA, 2012.
- [8] EPIA, "Global market outlook for photovoltaics 2014-2018," tech. rep., EPIA, 2013.
- [9] Solarbuzz, "Multicrystalline Silicon Modules to Dominate Solar PV Industry in 2014, According to NPD Solarbuzz," 2014.
- [10] S. Benagli, D. Borrello, E. Vallat-Sauvain, J. Meier, U. Kroll, J. Hoetzel, J. Bailat, J. Steinhauser, M. Marmelo, G. Monteduro, and L. Castens, "High-efficiency amorphous silicon devices on LPCVD-ZNO TCO prepared in industrial KAI-M R&D reactor," in 24th EPVSEC, (Hamburg), pp. 21–25, 2009.
- [11] W. Schmidt, B. Woesten, and J. Kalejs, "Manufacturing technology for ribbon silicon (EFG) wafers and solar cells," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 10, pp. 129–140, Mar. 2002.
- [12] J. H. Petermann, D. Zielke, J. Schmidt, F. Haase, E. G. Rojas, and R. Brendel, "19 %-efficient and 43  $\mu\text{m}$ -thick crystalline Si solar cell from layer transfer using porous silicon," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 20, pp. 1–5, 2012.
- [13] I. Repins, M. A. Contreras, B. Egaas, C. DeHart, J. Scharf, C. L. Perkins, B. To, and R. Noufi, "19.9%-efficient ZnO/CdS/CuInGaSe 2 solar cell with 81.2% fill

- factor," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 16, pp. 235–239, May 2008.
- [14] X. Wu, "High-efficiency polycrystalline CdTe thin-film solar cells," Solar Energy, vol. 77, pp. 803–814, Dec. 2004.
- [15] A. Richter, S. W. Glunz, F. Werner, J. Schmidt, and A. Cuevas, "Improved quantitative description of Auger recombination in crystalline silicon," Physical Review B, vol. 86, p. 165202, Oct. 2012.
- [16] P. Campbell and M. Green, "The limiting efficiency of silicon solar cells under concentrated sunlight," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 33, pp. 234–239, Feb. 1986.
- [17] C. Breyer and A. Gerlach, "Global overview on grid-parity," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 21, pp. 121–136, Jan. 2013.
- [18] C. Muresan, Etude des transferts thermiques rayonnement spectral - conduction - convection naturelle dans des systemes photovoltaïques hybrides en vue de leur integration au bati. PhD thesis, INSA de Lyon, 2005.
- [19] ASTM Standard E-490, "Standard solar constant and zero air mass spectral irradiances tables," tech. rep., ASTM International, West Conshohocken, PA, 2014.
- [20] ASTM Standard G173-03, "Standard Tables for Reference Solar Spectral Irradiances : Direct Normal and Hemispherical on 37° Tilted Surface," tech. rep., ASTM International, West Conshohocken, PA, 2012.
- [21] R. Winston, J. C. Miñano, and P. Benitez, Nonimaging optics. Elsevier, 2005.
- [22] T. Huld, T. Cebecauer, M. Suri, and E. D. Dunlop, "Analysis of one-axis tracking strategies for PV systems in Europe," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 18, pp. 183–194, 2010.
- [23] R. Winston, "Principles of solar concentrators of a novel design," Solar Energy, vol. 16, pp. 89–95, Oct. 1974.
- [24] R. Winston and H. Hinterberger, "Principles of cylindrical concentrators for solar energy," Solar Energy, vol. 17, pp. 255–258, Sept. 1975.
- [25] E. L. Ralph, "Use of Concentrated Sunlight with Solar Cells for Terrestrial Applications," in Solar Energy Conference, (Phoenix, Arizona), 1965.
- [26] A. Luque, . A. G. Sala, J. C. Arboiro, Y. T. Bruton, D. Cunningham, and N. Mason, "Some Results of the EUCLIDES Photovoltaic Concentrator Prototype," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 5, pp. 195–212, 1997.
- [27] M. O'Neill, R. Walters, J. Perry, A. McDanal, M. Jackson, and W. Hesse, "Fabrication, installation and initial operation of the 2000 sq. m. linear Fresnel lens photovoltaic concentrator system at 3M/Austin (Texas)," in IEEE Conference on Photovoltaic Specialists, pp. 1147–1152, IEEE, 1990.

- 
- [28] A. Kribus, D. Kaftori, G. Mittelman, A. Hirshfeld, Y. Flitsanov, and A. Dayan, "A miniature concentrating photovoltaic and thermal system," Energy Conversion and Management, vol. 47, pp. 3582–3590, 2006.
- [29] A. Akisawa, M. Hiramatsu, and K. Ozaki, "Design of dome-shaped non-imaging Fresnel lenses taking chromatic aberration into account," Solar Energy, vol. 86, pp. 877–885, Mar. 2012.
- [30] K. Ryu, J.-G. Rhee, K.-M. Park, and J. Kim, "Concept and design of modular Fresnel lenses for concentration solar PV system," Solar Energy, vol. 80, pp. 1580–1587, Dec. 2006.
- [31] Z. Shanan, "CPV market to hit 4.7GW by 2020," 2013.
- [32] R. M. Swanson, "The promise of concentrators," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 8, pp. 93–111, Jan. 2000.
- [33] A. Slade, R. Gordon, and V. Garboushian, "A comparison of concentrator cell technologies," in 4th International Conference on solar concentrators, pp. 4–7, 2007.
- [34] M. S. Leite, R. L. Woo, J. N. Munday, W. D. Hong, S. Mesropian, D. C. Law, and H. a. Atwater, "Towards an optimized all lattice-matched In-AlAs/InGaAsP/InGaAs multijunction solar cell with efficiency >50%," Applied Physics Letters, vol. 102, no. 3, p. 033901, 2013.
- [35] M. Yamaguchi, K.-I. Nishimura, T. Sasaki, H. Suzuki, K. Arafune, N. Kojima, Y. Ohsita, Y. Okada, A. Yamamoto, T. Takamoto, and K. Araki, "Novel materials for high-efficiency III–V multi-junction solar cells," Solar Energy, vol. 82, pp. 173–180, Feb. 2008.
- [36] M. Castro, I. Antón, and G. Sala, "Pilot production of concentrator silicon solar cells : Approaching industrialization," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 92, pp. 1697–1705, Dec. 2008.
- [37] PVTECH, "Fraunhofer ISE reports record 36.7% efficiency for Soitec's CPV module," 2014.
- [38] A. Lennon, Y. Yao, and S. R. Wenham, "Evolution of metal plating for silicon solar cell metallisation," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, pp. n/a–n/a, May 2012.
- [39] A. Feltrin and A. Freundlich, "Material considerations for terawatt level deployment of photovoltaics," Renewable Energy, vol. 33, pp. 180–185, Feb. 2008.
- [40] M. Bosi and C. Pelosi, "The potential of III-V semiconductors as terrestrial photovoltaic devices," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 15, pp. 51–68, Jan. 2007.
- [41] L. C. Hirst and N. J. Ekins-Daukes, "Fundamental losses in solar cells," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 19, pp. 286–293, May 2011.

- [42] A. Richter, M. Hermle, and S. W. Glunz, "Reassessment of the Limiting Efficiency for Crystalline Silicon Solar Cells," IEEE Journal of Photovoltaics, vol. 3, pp. 1184–1191, Oct. 2013.
- [43] J. Coello, M. Castro, I. Antón, G. Sala, and M. a. Vázquez, "Conversion of commercial si solar cells to keep their efficient performance at 15 suns," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 12, pp. 323–331, Aug. 2004.
- [44] D. Walter, V. Everett, A. Blakers, M. Vivar, J. Harvey, T. Ratcliff, R. V. Schepingen, S. Surve, P. Le Livre, M. Greaves, and A. Tanner, "A 20 sun hybrid PV-thermal linear micro-concentrator system for urban rooftop applications," tech. rep., ANU, 2010.
- [45] Z. S. Judkins, K. W. Johnston, C. Almy, R. J. Linderman, B. Wares, N. A. Barton, and J. Peurach, "PERFORMANCE RESULTS OF A LOW-CONCENTRATION PHOTOVOLTAIC SYSTEM BASED ON HIGH EFFICIENCY BACK CONTACT CELLS," in 25th EPVSEC, (Valencia), pp. 6–10, 2010.
- [46] M. Finot, A. Mayo, B. MacDonald, F. Dimroth, S. Kurtz, G. Sala, and A. W. Bett, "Silicon Cell Technology Enabling Cost Effective CPV System," in AIP conference proceedings, vol. 141, pp. 141–145, 2011.
- [47] M. O'Neill, A. McDanal, R. Walters, and J. Perry, "Recent developments in linear Fresnel lens concentrator technology, including the 300 kW 3M/Austin system, the 20 kW PVUSA system, and the concentrator initiative," in The Conference Record of the Twenty-Second IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 1991, pp. 523–528, IEEE, 1991.
- [48] F. Zhang, S. Wenham, and M. Green, "Large area, concentrator buried contact solar cells," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 42, no. 1, pp. 144–149, 1995.
- [49] R. J. Schwartz and M. Lammert, "Silicon solar cells for high concentration applications," 1975 International Electron Devices Meeting, pp. 350–352, 1975.
- [50] R. Sinton, P. Verlinden, R. Crane, R. Swanson, C. Tilford, J. Perkins, and K. Garrison, "Large-area 21% efficient Si solar cells," in Conference Record of the Twenty Third IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 1993 (Cat. No.93CH3283-9), pp. 157–161, IEEE, 1993.
- [51] A. Slade and V. Garboushian, "27 . 6 % Efficient Silicon Concentrator Solar Cells for Mass Production," 15th PVSEC, pp. 1–2, 2005.
- [52] M. Vivar, C. Morilla, I. Antón, J. Fernández, and G. Sala, "Laser grooved buried contact cells optimised for linear concentration systems," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 94, pp. 187–193, Feb. 2010.
- [53] R. Swanson, S. Beckwith, R. Crane, W. Eades, R. Sinton, and S. Swirhun, "Point-contact silicon solar cells," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 31, pp. 661–664, May 1984.

- 
- [54] R. Sinton, J. Gan, and R. Swanson, "27.5-Percent Silicon Concentrator Solar Cells," IEEE Electron Device Letters, vol. 7, pp. 567–569, Oct. 1986.
- [55] G. S. Kinsey, K. Stone, J. Brown, and V. Garboushian, "Energy prediction of Amonix CPV solar power plants," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 19, pp. 794–796, Nov. 2011.
- [56] Sunpower Corporation, "Sunpower Tracker C7 datasheet."
- [57] C. Chiang and E. Richards, "A twenty percent efficient photovoltaic concentrator module," in IEEE Conference on Photovoltaic Specialists, pp. 861–863, IEEE, 1990.
- [58] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta, and E. D. Dunlop, "Solar cell efficiency tables (version 43)," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 22, pp. 1–9, Jan. 2014.
- [59] S. Sze, Physics of semiconductor devices. John Wiley, john wiley ed., 2007.
- [60] K. O. Davis, K. Jiang, C. Demberger, H. Zunft, H. Haverkamp, D. Habermann, and W. V. Schoenfeld, "Investigation of the Internal Back Reflectance of Rear-Side Dielectric Stacks for c-Si Solar Cells," IEEE Journal of Photovoltaics, vol. 3, pp. 641–648, Apr. 2013.
- [61] J. Wysocki and P. Rappaport, "Effect of Temperature on Photovoltaic Solar Energy Conversion," Journal of Applied Physics, vol. 31, no. 3, pp. 571–578, 1960.
- [62] D. Evans and L. Florschuetz, "Cost studies on terrestrial photovoltaic power systems with sunlight concentration," Solar Energy, vol. 19, pp. 255–262, 1977.
- [63] E. Skoplaki and J. Palyvos, "On the temperature dependence of photovoltaic module electrical performance : A review of efficiency/power correlations," Solar Energy, vol. 83, pp. 614–624, May 2009.
- [64] M. W. Davis, A. H. Fannery, and B. P. Dougherty, "Prediction of Building Integrated Photovoltaic Cell Temperatures," Journal of Solar Energy Engineering, vol. 123, pp. 200–210, 2001.
- [65] M. Mattei, G. Notton, C. Cristofari, M. Muselli, and P. Poggi, "Calculation of the polycrystalline PV module temperature using a simple method of energy balance," Renewable Energy, vol. 31, pp. 553–567, Apr. 2006.
- [66] E. Skoplaki and J. A. Palyvos, "Operating temperature of photovoltaic modules : A survey of pertinent correlations," Renewable Energy, vol. 34, pp. 23–29, 2009.
- [67] A. Royne, C. J. Dey, and D. R. Mills, "Cooling of photovoltaic cells under concentrated illumination : a critical review," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 86, no. 2005, pp. 451–483, 2006.
- [68] P. Espinet-González, C. Algora, N. Núñez, V. Orlando, M. Vázquez, J. Bautista, and K. Araki, "Temperature accelerated life test on commercial concentrator

- III-V triple-junction solar cells and reliability analysis as a function of the operating temperature," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, pp. n/a–n/a, Feb. 2014.
- [69] D. Evans, "Simplified method for predicting photovoltaic array output," Solar Energy, vol. 27, pp. 555–560, Jan. 1981.
- [70] T. T. Chow, "A review on photovoltaic / thermal hybrid solar technology," Applied Energy, vol. 87, no. 2, pp. 365–379, 2010.
- [71] D. Du, J. Darkwa, and G. Kokogiannakis, "Thermal management systems for Photovoltaics (PV) installations : A critical review," Solar Energy, vol. 97, pp. 238–254, Nov. 2013.
- [72] K. Araki, H. Uozumi, and M. Yamaguchi, "A simple passive cooling structure and its heat analysis for 500 X concentrator PV module," in IEEE Conference on Photovoltaic Specialists, 2002.
- [73] C. Solanki, C. Sangani, D. Gunashekar, and G. Antony, "Enhanced heat dissipation of V-trough PV modules for better performance," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 92, pp. 1634–1638, Dec. 2008.
- [74] G. Russell, "Uniform surface temperature heat pipe and method of using the same," 1979.
- [75] D. A. Clugston and P. A. Basore, "Modelling Free-carrier Absorption in Solar Cells," Progress In Photovoltaics, vol. 5, no. February, pp. 229–236, 1997.
- [76] S. J. Fonash and coworkers, AMPS-1D, Analysis of Microelectronic and Photonic Structures. Pennsylvania State University, 1999.
- [77] R. Couderc, M. Amara, and M. Lemiti, "Reassessment of the intrinsic carrier density temperature dependence in crystalline silicon," Journal of Applied Physics, vol. 115, p. 093705, Mar. 2014.
- [78] A. Cuevas, "The Recombination Parameter  $J_0$ ," Energy Procedia, vol. 55, pp. 53–62, 2014.
- [79] M. Green, "Solar cell fill factors : general graph and empirical expressions," Solid State Electronics, vol. 24, 1981.
- [80] C. Sah, R. Noyce, and W. Shockley, "Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics," in IRE, pp. 1228–1243, 1957.
- [81] P. Singh and N. Ravindra, "Temperature dependence of solar cell performance—an analysis," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 101, pp. 36–45, 2012.
- [82] J. O. Schumacher, Numerical simulation of silicon solar cells with novel cell structures. PhD thesis, Franhofer-Institut für Solare Energiesysteme, Freiburg, 2000.
- [83] F. Lindholm, J. Fossum, and E. Burgess, "Application of the Superposition Principle to Solar Cell Analysis," IEEE transactions on electron devices, vol. 26, no. 3, pp. 165–171, 1979.



- 
- [84] N. G. Tarr and D. L. Pulfrey, "The Superposition Principle for Homojunction Solar Cells," IEEE transactions on electron devices, vol. 27, no. 4, pp. 771–776, 1980.
- [85] S. J. Robinson, a. G. Aberle, and M. Green, "Departures from the principle of superposition in silicon solar cells," Journal of Applied Physics, vol. 76, no. 12, p. 7920, 1994.
- [86] U. Lindefelt, "Heat generation in semiconductor devices," Journal of Applied Physics, vol. 75, no. 2, p. 942, 1994.
- [87] C. Glassbrenner and G. Slack, "Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3°K to the Melting Point," Physical Review, vol. 134, no. 4A, pp. A1058–A1069, 1964.
- [88] G. Watchutka, "Rigorous Thermodynamic Treatment of Heat Generation and Conduction in Semiconductor Device Modeling," IEEE transactions on computer aided design, vol. 9, no. 11, pp. 1141–1149, 1990.
- [89] M. Dramicanin, Z. Ristovski, P. Nikolic, D. Vasiljevic, and D. Todorovic, "Photoacoustic investigation of transport in semiconductors : Theoretical and experimental study of a Ge single crystal," Physical Review B, vol. 51, no. 20, pp. 14226–14232, 1995.
- [90] R. Vaillon, L. Robin, C. Muresan, and C. Me, "Modeling of coupled spectral radiation , thermal and carrier transport in a silicon photovoltaic cell," International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 49, pp. 4454–4468, 2006.
- [91] M. A. Green, "Radiative efficiency of state-of-the-art photovoltaic cells," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 20, no. September 2011, pp. 472–476, 2012.
- [92] V. K. Khanna, "Physical understanding and technological control of carrier lifetimes in semiconductor materials and devices : A critique of conceptual development, state of the art and applications," Progress in Quantum Electronics, vol. 29, pp. 59–163, Jan. 2005.
- [93] H. Straube, J.-M. Wagner, and O. Breitenstein, "Measurement of the Peltier coefficient of semiconductors by lock-in thermography," Applied Physics Letters, vol. 95, no. 5, p. 052107, 2009.
- [94] P. P. Altermatt, "Models for numerical device simulations of crystalline silicon solar cells—a review," Journal of Computational Electronics, vol. 10, pp. 314–330, July 2011.
- [95] M. 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.
- [96] K. Rajkanan, R. Singh, and J. Shewchun, "Absorption coefficient of silicon for solar cell calculations," Solid State Electronics, vol. 22, pp. 793–795, 1979.

- [97] R. Hull, Properties of crystalline silicon. the instit ed., 1999.
- [98] E. D. Palik, Handbook of optical constants of solids, vol. 3. Academic press, 1998.
- [99] M. Green, "Silicon solar cells : Advanced principles and practice," Sydney, NSW : Bridge printery, 1995.
- [100] S. C. Baker-Finch, K. R. McIntosh, D. Yan, K. C. Fong, and T. C. Kho, "Near-infrared free carrier absorption in heavily doped silicon," Journal of Applied Physics, vol. 116, p. 063106, Aug. 2014.
- [101] D. Schroder, R. Thomas, and J. Swartz, "Free Carrier Absorption in Silicon," IEEE Journal of solid-state circuits, vol. 13, no. 1, pp. 180–187, 1978.
- [102] R. Collins and H. Fan, "Infrared lattice absorption bands in germanium, silicon, and diamond," Physical Review, vol. 93, pp. 674–678, 1954.
- [103] J. Dziewior and W. Schmid, "Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon," Applied Physics Letters, vol. 31, no. 5, p. 346, 1977.
- [104] D. Macdonald and A. Cuevas, "Validity of simplified Shockley-Read-Hall statistics for modeling carrier lifetimes in crystalline silicon," Physical Review B, vol. 67, p. 075203, Feb. 2003.
- [105] H. Bleichner, P. Jonsson, N. Keskitalo, and E. Nordlander, "Temperature and injection dependence of the Shockley–Read–Hall lifetime in electron irradiated n-type silicon," Journal of Applied Physics, vol. 79, no. 12, p. 9142, 1996.
- [106] M. Green, "Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon," Journal of Applied Physics, vol. 67, no. 6, p. 2944, 1990.
- [107] D. B. M. Klaassen, "A unified mobility model for device simulation I . Model equations and concentration dependence," Solid-State Electronics, vol. 35, no. 7, pp. 953–959, 1992.
- [108] D. B. M. Klaassen, "A unified mobility model for device simulation II . Temperature dependence of carrier mobility and lifetime," Solid-State Electronics, vol. 35, no. 7, pp. 961–967, 1992.
- [109] A. B. Sproul and M. Green, "Improved value for the silicon intrinsic carrier concentration from 275 to 375 K," Journal of Applied Physics, vol. 70, no. 2, p. 846, 1991.
- [110] A. B. Sproul and M. Green, "Intrinsic carrier concentration and minority-carrier mobility of silicon from 77 to 300 K," Journal of Applied Physics, vol. 73, no. 3, p. 1214, 1993.
- [111] K. Misiakos and D. Tsamakis, "Accurate measurements of the silicon intrinsic carrier density from 78 to 340 K," Journal of Applied Physics, vol. 74, no. 5, p. 3293, 1993.
- [112] 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, no. 3, p. 1598, 2003.

- 
- [113] P. Wurfel, Physics of solar cells : From principles to new concepts. Wiley-VCH, 2005.
- [114] P. J. Mohr, B. N. Taylor, and D. B. Newell, "CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2010," Reviews of Modern Physics, vol. 84, pp. 1527–1605, Nov. 2012.
- [115] G. Dresselhaus, A. Kip, and C. Kittel, "Cyclotron Resonance of Electrons and Holes in Silicon and Germanium Crystals," Physical Review, vol. 98, no. 2, pp. 368–384, 1955.
- [116] W. Bludau, a. Onton, and W. Heinke, "Temperature dependence of the band gap of silicon," Journal of Applied Physics, vol. 45, no. 4, p. 1846, 1974.
- [117] G. Macfarlane, T. McLean, J. Quarrington, and V. Roberts, "Fine Structure in the absorption-edge spectrum of Si," Physical Review, vol. 111, no. 5, p. 1245, 1958.
- [118] C. Thurmond, "The standard thermodynamic functions for the formation of electrons and holes in Ge, Si, GaAs, and GaP," Journal of the Electrochemical Society, vol. 122, p. 1133, 1975.
- [119] V. Alex, S. Finkbeiner, and J. Weber, "Temperature dependence of the indirect energy gap in crystalline silicon," Journal of Applied Physics, vol. 79, no. 9, p. 6943, 1996.
- [120] Y. Varshni, "Temperature dependance of the energy gap in semiconductors," Physica, vol. 34, p. 149, 1967.
- [121] R. Pässler, "Dispersion-related description of temperature dependencies of band gaps in semiconductors," Physical Review B, vol. 66, p. 085201, Aug. 2002.
- [122] R. Pässler, "Semi-empirical descriptions of temperature dependences of band gaps in semiconductors," Physica Status Solidi (B), vol. 236, pp. 710–728, Apr. 2003.
- [123] J. Hensel and G. Feher, "Cyclotron Resonance Experiments in Uniaxially Stressed Silicon : Valence Band Inverse Mass Parameters and Deformation Potentials," Physical Review, vol. 129, no. 3, pp. 1041–1062, 1963.
- [124] F. L. Madarasz, J. E. Lang, and P. M. Hemeger, "Effective masses for nonparabolic bands in p-type silicon," Journal of Applied Physics, vol. 52, pp. 4646–4648, 1981.
- [125] R. G. Humphreys, "Valence band averages in silicon : Anisotropy and non-parabolicity," Journal of Physics C : Solid State Physics, vol. 14, pp. 2935–2942, July 1981.
- [126] J. Luttinger, "Quantum theory of cyclotron resonance in semiconductors : general theory," Physical review, vol. 102, no. 4, pp. 1030–1041, 1956.

- [127] J. Hensel, H. Hasegawa, and M. Nakayama, "Cyclotron resonance in uniaxially stressed silicon. II. Nature of the covalent bond," Physical Review, vol. 138, no. 1, pp. 225–238, 1965.
- [128] A. Schenk, "Finite-temperature full random-phase approximation model of band gap narrowing for silicon device simulation," Journal of Applied Physics, vol. 84, no. 7, p. 3684, 1998.
- [129] R. Stradling and V. Zhukov, "Cyclotron resonance of electrons in silicon at temperatures up to 200K," Proceedings of the Physical Society, vol. 87, p. 263, 1966.
- [130] J. Ousset, J. Leotin, S. Askenazy, M. Skolnick, and R. Stradling, "Cyclotron resonance measurements of the non-parabolicity of the conduction bands in silicon and germanium," Journal of Physics C : Solid State Physics, vol. 9, p. 2803, 1976.
- [131] J. Duffie and W. Beckman, Solar engineering of thermal processes. John Wiley, John Wiley ed., 2013.
- [132] D. Loveday and a.H. Taki, "Convective heat transfer coefficients at a plane surface on a full-scale building facade," International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 39, pp. 1729–1742, May 1996.
- [133] E. Sartori, "Convection coefficient equations for forced air flow over flat surfaces," Solar Energy, vol. 80, pp. 1063–1071, Sept. 2006.
- [134] S. Jayamaha, N. Wijesundera, and S. Chou, "Measurement of the heat transfer coefficient for walls," Building and Environment, vol. 31, pp. 399–407, Sept. 1996.
- [135] J. Palyvos, "A survey of wind convection coefficient correlations for building envelope energy systems' modeling," Applied Thermal Engineering, vol. 28, pp. 801–808, June 2008.
- [136] J. R. Goldman and J. a. Prybyla, "Ultrafast hot-electron dynamics in silicon," Semiconductor Science and Technology, vol. 9, no. 5S, pp. 694–696, 1999.
- [137] A. a. Hegazy, "Comparative study of the performances of four photovoltaic/thermal solar air collectors," Energy Conversion and Management, vol. 41, pp. 861–881, May 2000.
- [138] M. Martin and P. Berdahl, "CHARACTERISTICS OF INFRARED SKY RADIATION IN THE UNITED STATES," Solar Energy, vol. 33, no. 3, pp. 321–336, 1984.
- [139] M. a. Green, "General temperature dependence of solar cell performance and implications for device modelling," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 11, no. 5, pp. 333–340, 2003.
- [140] H. Nagel, C. Berge, and A. G. Aberle, "Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors," Journal of Applied Physics, vol. 86, no. 11, pp. 6218–6221, 1999.

- 
- [141] J.-F. Lelièvre, Elaboration de SiN<sub>x</sub> : H par PECVD : optimisation des propriétés optiques, passivantes et structurales pour applications photovoltaïques. PhD thesis, INSA de Lyon, 2007.
- [142] J. H. Selj, T. T. Mongstad, R. Søndena, and E. S. Marstein, "Reduction of optical losses in colored solar cells with multilayer antireflection coatings," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 95, no. 9, pp. 2576–2582, 2011.
- [143] J. K. Kaldellis, M. Kapsali, and K. a. Kavadias, "Temperature and wind speed impact on the efficiency of PV installations. Experience obtained from outdoor measurements in Greece," Renewable Energy, vol. 66, pp. 612–624, June 2014.
- [144] F. Khan, S. Singh, and M. Husain, "Effect of illumination intensity on cell parameters of a silicon solar cell," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 94, pp. 1473–1476, Sept. 2010.
- [145] C. Reichel, F. Granek, M. Hermle, and S. W. Glunz, "Enhanced current collection in back-contacted back-junction Si solar cells by overcompensating a boron emitter with a phosphorus base-type doping," Physica Status Solidi a, vol. 207, no. 8, pp. 1978–1981, 2010.
- [146] J. M. Gee, P. Kumar, J. Howarth, T. Schroeder, J. Franklin, J. Dominguez, and D. Tanner, "Development of industrial high-efficiency back-contact Czochralski-silicon solar cells," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, pp. n/a–n/a, Jan. 2011.
- [147] N. Bateman, P. Sullivan, C. Reichel, J. Benick, and M. Hermle, "High quality ion implanted boron emitters in an interdigitated back contact solar cell with 20% efficiency," Energy Procedia, vol. 8, pp. 509–514, Jan. 2011.
- [148] P. J. Verlinden, M. Aleman, N. Posthuma, J. Fernandez, B. Pawlak, J. Robbelein, M. Debucquoy, K. Van Wichelen, and J. Poortmans, "Simple power-loss analysis method for high-efficiency Interdigitated Back Contact (IBC) silicon solar cells," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 106, pp. 37–41, Nov. 2012.
- [149] E. Franklin, K. Fong, K. McIntosh, A. Fell, A. Blakers, T. Kho, D. Walter, D. Wang, N. Zin, M. Stocks, E.-c. Wang, N. Grant, Y. Wan, Y. Yang, X. Zhang, Z. Feng, and P. J. Verlinden, "Design, fabrication and characterisation of a 24.4% efficient interdigitated back contact solar cell," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, pp. n/a–n/a, Oct. 2014.
- [150] J. Bultman, D. Eikelboom, R. Kinderman, A. Tip, C. Tool, M. van den Nieuwenhof, C. Schoofs, F. Schuurmans, and A. W. Weeber, "Fast and easy single step module assembly for back-contacted c-Si solar cells with conductive adhesives," Photovoltaic Energy Conversion Conference Record of the 2003 IEEE 3th World Conference, pp. 979–982, 2003.
- [151] E. V. Kerschaver and G. Beaucarne, "Back-contact solar cells : a review," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 14, pp. 107–123, Mar. 2006.

- [152] O. Nichiporuk, Simulation, fabrication et analyse de cellules photovoltaïques à contacts arrières interdigités. PhD thesis, INSA de Lyon, 2005.
- [153] P. Papet, Nouveaux concepts pour la réalisation de cellules photovoltaïques à contacts interdigités sur substrats minces en silicium cristallin. PhD thesis, INSA de Lyon, 2007.
- [154] I. Zubel, "The effect of isopropyl alcohol on etching rate and roughness of (1 0 0) Si surface etched in KOH and TMAH solutions," Sensors and Actuators A : Physical, vol. 93, pp. 138–147, Sept. 2001.
- [155] P. Chen, H. Peng, C. Hsieh, and M. Chyu, "The characteristic behavior of TMAH water solution for anisotropic etching on both Silicon substrate and SiO<sub>2</sub> layer," Sensors and Actuators A : Physical, vol. 93, pp. 132–137, Sept. 2001.
- [156] W. Y. Ou, Y. Zhang, H. L. Li, L. Zhao, C. Zhou, H. W. Diao, M. Liu, W. M. Lu, J. Zhang, and W. Wang, "A Simple Texturization Approach for Mono-Crystalline Silicon Solar Cell with Low TMAH Concentration Solution," Materials Science Forum, vol. 685, pp. 26–30, June 2011.
- [157] C. Boulord, Développement de techniques de métallisation innovantes pour cellules photovoltaïques à haut rendement. PhD thesis, INSA de Lyon, 2011.
- [158] I. Jozwik, P. Papet, a. Kaminski, E. Fourmond, F. Calmon, and M. Lemiti, "Interdigitated back contact solar cells with SiO<sub>2</sub> and SiN back surface passivation," Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 354, pp. 4341–4344, Oct. 2008.
- [159] M. J. Kerr, Surface, Emitter and Bulk Recombination in Silicon and Development of Silicon Nitride Passivated Solar Cells. PhD thesis, ANU, 2002.
- [160] A. Cuevas, "Electrons and holes in solar cells with partial rear contacts," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, pp. n/a–n/a, Oct. 2013.
- [161] B. Bazer-bachi, Développement et mise au point d ' un procédé innovant de diffusion des dopants N et P pour la fabrication de cellules photovoltaïques silicium. PhD thesis, INSA de Lyon, 2010.
- [162] A. Lanterne, S. Gall, Y. Veschetti, R. Cabal, M. Coig, F. Milési, and A. Tauzin, "High Efficiency Fully Implanted and Co-annealed Bifacial N-type Solar Cells," Energy Procedia, vol. 38, pp. 283–288, Jan. 2013.
- [163] A. Lanterne, J. Le Perche, S. Gall, S. Manuel, M. Coig, A. Tauzin, and Y. Veschetti, "Understanding of the annealing temperature impact on ion implanted bifacial n-type solar cells to reach 20.3% efficiency," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, pp. n/a–n/a, Dec. 2014.
- [164] M. Dahlinger, B. Bazer-bachi, C. R. Tobias, H. Werner, and A. S. C. Process, "Laser-Doped Back-Contact Solar Cells," IEEE Journal of Photovoltaics, no. 99, pp. 1–7, 2015.

- 
- [165] A. Mohr, Silicon concentrator cells in a two-stage photovoltaic system with a concentration factor of 300X. PhD thesis, Franhofer-Institut für Solare Energiesysteme, Freiburg, 2005.
- [166] D. Windt, "IMD—Software for modeling the optical properties of multilayer films," Computers in physics, vol. 12, no. 4, pp. 360–370, 1998.
- [167] D. Schroder and D. Meier, "Solar cell contact resistance a review," IEEE transactions on electron devices, vol. 31, no. 5, pp. 637–646, 1984.
- [168] A. Mette, New Concepts for Front Side Metallization of Industrial Silicon Solar Cells. PhD thesis, Franhofer-Institut für Solare Energiesysteme, Freiburg, 2007.
- [169] G. Reeves and H. Harrison, "Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements," IEEE Electron Device Letters, vol. 3, no. 5, pp. 111–113, 1982.
- [170] O. Nichiporuk, A. Kaminski, M. Lemiti, and A. Fave, "Optimisation of interdigitated back contacts solar cells by two-dimensional numerical simulation," Solar Energy Materials, vol. 86, pp. 517–526, 2005.
- [171] J. Gambino and E. Colgan, "Silicides and ohmic contacts.pdf," Materials Chemistry and Physics, vol. 52, pp. 99–146, 1998.
- [172] T. Stark, F. Hergert, and L. Ley, "Tracing the Ti-silicide formation by in situ ellipsometric measurements," Materials Science in Semiconductor Processing, vol. 6, pp. 77–83, Feb. 2003.
- [173] S. Kluska, F. Granek, M. Rüdiger, M. Hermle, and S. Glunz, "Modeling and optimization study of industrial n-type high-efficiency back-contact back-junction silicon solar cells," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 94, pp. 568–577, Mar. 2010.
- [174] D. Meier and D. Schröder, "Contact resistance : its measurement and relative importance to power loss in a solar cell," IEEE transactions on electron devices, vol. ED1, no. 5, 1984.
- [175] F. Granek, M. Hermle, D. Huljic, O. Schultz-wittmann, and S. Glunz, "Enhanced Lateral Current Transport Via the Front N+ Diffused Layer of N-type High-efficiency Back-junction Back-contact Silicon Solar Cells," Progress in Photovoltaics : Research and Applications, vol. 17, pp. 47–56, 2009.
- [176] O. Breitenstein, "Understanding Shunting Mechanisms in Silicon Cells : A Review," in 15th Workshop on crystalline silicon solar cells and modules : materials and processes, pp. 61–70, 2005.
- [177] O. Breitenstein, M. Langenkamp, O. Lang, and a. Schirmacher, "Shunts due to laser scribing of solar cells evaluated by highly sensitive lock-in thermography," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 65, no. 1, pp. 55–62, 2001.
- [178] R. Sinton and A. Cuevas, "Contactless determination of current–voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data," Applied Physics Letters, vol. 69, no. 17, p. 2510, 1996.

- [179] F. Feldmann, M. Bivour, C. Reichel, M. Hermle, and S. W. Glunz, "Passivated rear contacts for high-efficiency n-type Si solar cells providing high interface passivation quality and excellent transport characteristics," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 120, pp. 270–274, Jan. 2014.



# Publications de l'auteur

## – Conférences nationales

1. R. Couderc, M. Amara et M. Lemiti, "Comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques à contacts arrière interdigités pour des applications CPV", FedEsol, Nantes, France, 2012.
2. R. Couderc, M. Amara et M. Lemiti, "Comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques à contacts arrière interdigités en silicium cristallin", JNPV, Paris, France, 2012.
3. R. Couderc, M. Amara et M. Lemiti, "Origine de l'échauffement des cellules photovoltaïques en silicium cristallin", JNPV, Paris, France, 2013.
4. R. Couderc, M. Amara et M. Lemiti, "De l'échauffement des cellules photovoltaïques en silicium cristallin", JNES, Paris, France, 2014.

## – Conférences internationales

1. R. Couderc, M. Amara and M. Lemiti, "Study of the thermal and electrical behaviour of photovoltaic silicon interdigitated back contacts solar cells for CPV Applications", CPV08, Toledo, Spain, 2012.
2. R. Couderc, O. Dupré, M. Amara, R. Vaillon and M. Lemiti, "Thermal and electrical behaviour of silicon interdigitated back contacts solar cells for CPV Applications", PVTC, Aix-en-Provence, France, 2012.
3. R. Couderc, M. Amara and M. Lemiti, "Improvement of back surface metallization in a silicon interdigitated back contacts solar cell", SiliconPV, Hannover, 2013.
4. R. Couderc, M. Lemiti and M. Amara, "Impact of the bias on the temperature of silicon solar cells under operating conditions", IEEE PVSC, Denver, 2014.

## – Journaux internationaux avec comité de lecture

1. R. Couderc, M. Amara and M. Lemiti, "Improvement of back surface metallization in a silicon interdigitated back contacts solar cell", Energy Procedia, 2013.
2. R. Couderc, M. Amara and M. Lemiti, "Reassessment of the intrinsic carrier density temperature dependence in crystalline silicon", Journal of Applied Physics, 2014.

## FOLIO ADMINISTRATIF

 THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL  
DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : COUDERC	DATE de SOUTENANCE : 29 juin 2015
Prénoms : Romain	
TITRE : Etude du comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques en silicium cristallin sous concentration	
NATURE : Doctorat	Numéro d'ordre :
Ecole doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatique	
Spécialité : Dispositifs de l'électronique intégrée	
RESUME :	
<p>Le silicium est très utilisé dans la production de cellules photovoltaïques mais très peu pour les applications sous concentration. Il possède pourtant un fort potentiel sous concentration grâce à son faible coût et la maturité de sa filière industrielle. De plus, il est possible d'avoir recours à la cogénération pour augmenter fortement les rendements énergétiques du système.</p> <p>La concentration et la cogénération impliquent un fonctionnement de la cellule à une température plus élevée que les conditions standards de test des cellules photovoltaïques. Cela engendre le besoin de connaître le comportement thermique et électrique de la cellule en fonction de sa température de fonctionnement.</p> <p>La variation de celle-ci, en conditions réelles, est pourtant souvent ignorée. Pour remédier à cette lacune, nous présentons un modèle électro-thermo-radiatif pour les cellules photovoltaïques en silicium cristallin. Il réalise le couplage de l'ensemble des phénomènes physiques prenant place dans une cellule photovoltaïque sous éclairnement.</p> <p>Grâce à de nombreuses analyses effectuées dans le cadre des travaux de cette thèse, l'importance du comportement thermique d'une cellule photovoltaïque pour sa conception est mise en évidence. Entre autres, la variation de la température de la cellule avec sa tension que nous avons confirmé expérimentalement grâce à des mesures de température différentes de 2°C entre le <math>M_{pp}</math> et le <math>V_{oc}</math>.</p> <p>Un des paramètres majeurs influençant le comportement électrique et thermique d'une cellule photovoltaïque en silicium est la densité de porteurs de charge intrinsèque du silicium, <math>n_i</math>. Le développement du modèle électro-thermo-radiatif nous a amené à proposer une nouvelle expression semi-empirique de sa variation en fonction de la température.</p> <p>En complément de ces avancées théoriques, la réalisation de cellules photovoltaïques à contacts arrière interdigités implantées ioniquement (3IBC) a été menée. Nous avons diminué le nombre d'étapes nécessaires à sa réalisation et amélioré sa métallisation grâce à un empilement Si/Ti/Ag permettant d'espérer un gain absolu pour le <math>J_{sc}</math> de 0.72 mA.cm<sup>-2</sup>. Un rendement de 14.6% a été obtenu sous 1 soleil avec une cellule 3IBC dont la résistance série est de seulement 0.4 Ω.cm<sup>2</sup> ce qui confirme le potentiel des cellules 3IBC pour la concentration linéaire.</p>	
MOTS-CLÉS : transfert de chaleur, modélisation, analyse multiphysique, cellule photovoltaïque, silicium, effet Joule, conditions de fonctionnement, contacts arrière interdigités, métallisation	
Laboratoire (s) de recherche : Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) et Centre d'Energétique et de Thermique de Lyon	
Directeur de thèse: Mustapha LEMITI	
Président de jury :	
Composition du jury :	
M. AMARA	
A. DOLLET	
K. JOULAIN	
A. KAMINSKI-CACHOPO	
M. LEMITI	
C. MENEZO	
Y. VESCHETTI	