



N° d'ordre NNT : 2023ISAL0005

**THESE de DOCTORAT DE L'INSA LYON,
membre de l'Université de Lyon**

Ecole Doctorale N° 160
EEA - Électronique, Électrotechnique et Automatique

Spécialité de doctorat : Électronique, micro et nanoélectronique, optique
et laser

Soutenue le 27/01/2023, par
Jérémy DUMOULIN

**Refroidissement radiatif des cellules et modules solaires par
structuration de surface**

Devant le jury composé de :

COLLIN Stéphane	Directeur de Recherche (C2N, CNRS, Univ. Paris-Saclay)	Rapporteur
BEN-ABDALLAH Philippe	Directeur de Recherche (Laboratoire Charles Fabry, CNRS, Univ. Paris-Saclay)	Rapporteur
JOUDRIER Anne-Laure	Maître de Conférences (IPVF, ENSCP Chimie-Paristech)	Examinatrice
DUBOIS Sébastien	Directeur de Recherche (CEA LITEN, Univ. Grenoble Alpes)	Examineur
AMARA Mohamed	Chargé de recherche (INL, CNRS, INSA Lyon)	Directeur de thèse
DROUARD Emmanuel	Maître de conférences (INL, ECL)	Co-directeur de thèse
DREVILLON Jérémie	Maître de conférences (Institut Pprime, ISAE-ENSMA, Univ. de Poitiers)	Invité

TH0932_Jeremy DUMOULIN_Manuscrit

5%
Similarities



1% Text between quotes
< 1% similarities between quotation marks
< 1% Language not recognised

Document name: TH0932_Jeremy
DUMOULIN_Manuscrit.pdf
Original document size: 29.62 Mo

Submitter: Mickael Lallart
Submission date: 11/18/2022
Upload type: interface
analysis end date: 11/18/2022

Number of words: 66,057
Number of characters: 404,534

Location of similarities in the document:



Main sources detected

No.	Description	Similarities	Locations	Additional information
1	hal.archives-ouvertes.fr Radiative sky cooling of solar cells: fundamental modelling... 4 similar sources	1%		Identical words : 1% (783 words)
2	tel.archives-ouvertes.fr Modélisation, élaboration et caractérisation de cellules ph... 6 similar sources	< 1%		Identical words : < 1% (400 words)
3	tel.archives-ouvertes.fr Prédiction de l'initiation du grippage dans un contact de c... 4 similar sources	< 1%		Identical words : < 1% (325 words)
4	tel.archives-ouvertes.fr Identification expérimentale de propriétés radiatives à par... 2 similar sources	< 1%		Identical words : < 1% (190 words)
5	main.pdf main.pdf #1bd116 The document is from my group 3 similar sources	< 1%		Identical words : < 1% (186 words)

Sources with incidental similarities

No.	Description	Similarities	Locations	Additional information
1	cv.archives-ouvertes.fr CV HAL : Jean-François GUILLEMOLES	< 1%		Identical words : < 1% (40 words)
2	Document from another user #70a62e The document is from another group	< 1%		Identical words : < 1% (36 words)
3	tel.archives-ouvertes.fr Contribution au photovoltaïque de première génération : d... https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00660319/file/HDR.pdf	< 1%		Identical words : < 1% (36 words)
4	tel.archives-ouvertes.fr Propriétés optiques des pérovskites hybrides 3D pour le p... https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01708869/file/72820_DIAB_2017_archivage.pdf	< 1%		Identical words : < 1% (33 words)
5	hal.archives-ouvertes.fr Angle-dependent ray tracing simulations of reflections on ... https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01403918/file/vmagnin_manuscrit_preprint.pdf	< 1%		Identical words : < 1% (32 words)

Referenced sources (without similarities detected)

These sources were cited in the paper without finding any similarities.

- <https://www.gemini.edu/observing/>
- <https://www.gemini.edu/observing/telescopes-and-sites/sites#Transmission>
- <https://pv-magazine-usa.com/2022/02/04/>
- <https://pv-magazine-usa.com/2022/02/04/maxeon-40-year-solar-panel-warranty-available-in-select-markets/>
- <https://www.pvlighthouse.com.au/sunsolve>

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	<u>CHIMIE DE LYON</u> https://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	M. Stéphane DANIELE C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	<u>ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u> https://edeea.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	M. Philippe DELACHARTRE INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 philippe.delachartre@insa-lyon.fr
E2M2	<u>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION</u> http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	Mme Sandrine CHARLES Université Claude Bernard Lyon 1 UFR Biosciences Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69622 Villeurbanne CEDEX sandrine.charles@univ-lyon1.fr
EDISS	<u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</u> http://ediss.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie RICARD-BLUM Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	<u>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</u> http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	M. Hamamache KHEDDOUCI Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr
Matériaux	<u>MATÉRIAUX DE LYON</u> http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	M. Stéphane BENAYOUN Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 stephane.benayoun@ec-lyon.fr
MEGA	<u>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u> http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	M. Jocelyn BONJOUR INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne CEDEX jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr
ScSo	<u>ScSo*</u> https://edsciencesociales.universite-lyon.fr Sec. : Mélina FAVETON INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	M. Bruno MILLY Université Lumière Lyon 2 86 Rue Pasteur 69365 Lyon CEDEX 07 bruno.milly@univ-lyon2.fr

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

Résumé

Les cellules et modules photovoltaïques s'échauffent considérablement en conditions réelles de fonctionnement, ce qui est néfaste pour leur rendement de conversion et leur durée de vie. Pourtant, les aspects thermiques sont encore peu considérés, voire complètement ignorés lors de la conception des dispositifs photovoltaïques.

Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse est d'étudier une stratégie novatrice pour limiter l'échauffement : le refroidissement par échange radiatif avec le ciel. Cette approche consiste à optimiser l'échange radiatif dans les gammes spectrales où il n'y a pas de conversion photovoltaïque, notamment dans le moyen infrarouge pour profiter de la fenêtre de transparence qu'offre l'atmosphère dans la gamme 8-13 μm . Bien que prometteuse, de nombreux verrous restent à lever pour saisir les tenants et les aboutissants de cette stratégie, aussi bien du point de vue théorique que du point de vue expérimental.

Grâce à un modèle électrique et thermique spécialement développé à cet effet, le bénéfice théorique que le refroidissement radiatif avec le ciel peut apporter aux dispositifs photovoltaïques est d'abord quantifié. Le profil d'émissivité idéal est également déterminé. Plus généralement, des lignes directrices et des ordres de grandeurs sont établis pour une vaste gamme de dispositifs basés sur une technologie monojonction.

Les pistes expérimentales pour atteindre le profil d'émissivité idéal sont ensuite mises en lumière. A l'échelle d'un module en silicium cristallin, il apparaît que la voie la plus prometteuse concerne l'ingénierie de l'interface air-verre. A cet égard, une structure optique basée sur une multicouche diélectrique est proposée et analysée. Pour guider d'éventuelles études futures, un ensemble d'outils numériques et méthodologiques pour trouver, concevoir, et quantifier le bénéfice des structures optiques est présenté.

En complément de ces résultats spécifiques au refroidissement radiatif avec le ciel, un modèle opto-électro-thermique de cellules en silicium est développé. Ce dernier a pour but de prédire les performances en conditions réelles de fonctionnement directement à partir de la connaissance des matériaux et de l'architecture de la cellule. Nous montrons notamment comment ce modèle d'un nouveau genre permet d'ouvrir de nouvelles voies pour continuer à augmenter la production d'électricité photovoltaïque via une ingénierie plus consciente des effets thermiques.

Abstract

Photovoltaic solar cells and modules heat up considerably under real operating conditions, which is detrimental to their conversion efficiency and their lifetime. However, thermal aspects are still little taken into account, or even completely ignored, in the design of photovoltaic devices.

In this context, the objective of this work is to study an innovative strategy to limit overheating : radiative sky cooling. This approach consists of optimising radiative heat exchange in spectral ranges where there is no photovoltaic conversion, in particular in the mid-infrared range to take advantage of the atmospheric transparency window between 8-13 μm . Although promising, many theoretical and experimental obstacles have to be addressed in order to fully grasp the opportunities and challenges of radiative sky cooling for photovoltaics.

Using an in-house developed electrical and thermal model, the theoretical benefit that radiative sky cooling can bring to photovoltaic devices has been quantified. The ideal emissivity profile was also determined. More generally, guidelines and orders of magnitude were established for a wide range of devices.

The experimental pathways for achieving the ideal emissivity profile have been unveiled. For crystalline silicon module, it appears that the most promising approaches relate to the engineering of the air-glass interface. In this respect, an optical structure based on a dielectric multilayer is proposed and analysed. To guide future studies, a set of numerical and methodological tools that enable to identify, design, and quantify the benefit of optical structures has been developed.

In addition to these specific results for radiative sky cooling, an opto-electro-thermal model of silicon cells is presented. This model aims at predicting the performance under real operating conditions directly from the materials and the architecture of the cell. In particular, we show how this model paves the way to further increase photovoltaic electricity production through more thermally aware engineering.

Remerciements

Cette thèse marque l'aboutissement de plusieurs années de travail. Pendant celles-ci, alors que mon état d'âme oscillait entre la satisfaction des avancées accomplies et la frustration de ne pas être allé au bout de certaines pistes, un sentiment ne m'a jamais quitté : la reconnaissance. Car la thèse a été pour moi une expérience collective, je profite de ces quelques lignes pour remercier celles et ceux qui m'ont accompagné sur ce chemin.

Mes plus sincères et chaleureux remerciements vont d'abord à ceux qui m'ont ouvert la voie : Mohamed Amara et Emmanuel Drouard. Grâce à vous, et avec vous, cette thèse a pu se dérouler dans les meilleures conditions possibles. Merci pour votre insatiable appétit scientifique, votre disponibilité, et votre confiance. Vous avez été un moteur majeur pour mon affirmation scientifique et personnelle, me permettant aujourd'hui de dire que je suis capable de "faire de la recherche" sans rougir. J'espère pouvoir un jour transmettre autant que vous m'avez transmis.

En second lieu, je souhaite remercier mon jury de thèse qui a su rendre la soutenance passionnante grâce aux nombreuses questions et remarques toujours très constructives. Ainsi je souhaite remercier Anne-Laure Joudrier, Sébastien Dubois et Jérémie Drévilion pour avoir examiné ma thèse. Naturellement, mes remerciements vont aussi à Stéphane Collin et Philippe Ben-Abdallah qui m'ont fait l'honneur de rapporter ce travail. Merci pour le temps passé sur le manuscrit et pour la qualité de vos critiques qui ont permis de faire grandement évoluer certaines réflexions et d'améliorer la version finale de ce document.

Que monsieur Frédéric Fotiadu (directeur de l'INSA de Lyon) et monsieur Philippe Delacharte (directeur de l'EEA) trouvent également ma reconnaissance pour l'accueil au sein de l'INSA et pour avoir accepté ma candidature.

J'adresse aussi mes remerciements à l'ensemble des membres de l'INL que j'ai croisé de près ou de loin pendant ces trois années. Tout d'abord, toute ma gratitude va aux deux directeurs successifs de l'unité : Catherine Bru-Chevallier et Bruno Masenelli. Votre aide a été précieuse à maintes reprises, notamment pour l'organisation des Phd Days. Mille merci aussi aux personnels administratifs, notamment Virginie Lagarde, qui a pris le temps de m'expliquer les rouages de cette complexe machine administrative qu'est l'INL. Merci pour ta gentillesse et tes bons conseils, je retiendrai particulièrement ceux pour faire pousser de belles tomates ! Un grand merci également à l'ensemble des personnels techniques. Benjamin, Giovanni, Pierre, Jean-Charles, Florent, vous avez toujours su m'accompagner pour répondre à mes besoins expérimentaux. Un grand merci aux membres de l'équipe i-lum et

au groupe projet photovoltaïque. L'esprit de curiosité et de bienveillance qui règne dans ces équipes va me manquer. Plus généralement, je souhaite remercier l'ensemble des chercheurs avec qui j'ai pu échanger autour de mon sujet et de mes doutes (Christian, Alain, Cécile, Mustapha, Fabien, Erwann, Taha, Lydie, Céline, ... la liste est longue).

Toute ma reconnaissance va également aux collaborateurs extérieurs au laboratoire, à savoir ceux de l'Institut Fresnel et du CETHIL, sans qui de nombreux travaux n'auraient pas été possibles. Ma gratitude la plus sincère va notamment à Christophe Lucchesi qui a accepté de réaliser les mesures d'émissivité. J'espère vivement pouvoir retravailler avec toi un jour : cette fois, je veillerai au sens des échantillons ! Merci également aux deux étudiants de l'INSA que j'ai eu la chance de co-encadrer pour leur PFE : Camille Hubert et Louis Stéphane.

Bien sûr, je remercie tous mes collègues doctorants et post-doctorants avec qui j'ai eu le plaisir de partager des moments de vie dans le laboratoire ou en-dehors. Je pense notamment à tous ceux qui ont vécu avec moi dans un des trois (presque quatre !) bureaux que j'ai successivement occupé, déménagement oblige. Merci d'avoir toujours été là, et d'avoir évité que je fusionne avec mon ordinateur : Nelly, Xiao, Alestair, Chander, Ali, Théo, Nicolas, Huiru, Oksana, Jimmy, Ece, Sofia, Oleksander, Chander, Charif, Maxime, et tous les autres. Merci pour les soirées, les croissants du vendredi, les cafés (et autres boissons stimulantes). Je n'oublie pas non plus tous les membres du *Optics Student Chapter*, en particulier les trois autres membres du "great board" : Kokou, Greta, et Panteha. Comme on dit : tout vient à point à qui sait attendre. Merci aussi à Antonin, Paule, et Alestair (encore ce bougre de montagnard) grâce à qui l'organisation des PhD Days a été un vrai plaisir malgré la distance imposée par un certain virus. Merci à chacun d'entre-vous, et bon courage à ceux qui continuent la thèse. Je suis certain que vous allez tous faire une "pure thèse", comme dirait l'autre.

Aussi, je souhaite remercier ma famille et mes amis pour leur soutien depuis que je me suis mis en tête de vouloir faire de la recherche, il y a maintenant près de huit ans. Merci papa, merci maman : vous m'avez toujours encouragé dans ma voie, je vous en suis de tout coeur reconnaissant. Et bien sur, merci infiniment à ma compagne, Léanne, pour son soutien inconditionnel et pour tous les moments de bonheur passés ensemble.

Pour terminer, merci à toi lecteur (si tu existes), d'avoir le courage de lire mon travail. Puisse-t-il activer en toi quelques connexions neuronales agréables.

Nomenclature

Acronymes

Al-BSF	Aluminium Back Surface Field
ARC	Anti Reflective Coating
BIPV	Building Integrated Photovoltaics
c-Si	Silicium cristallin
EQE	Efficacité Quantique Externe
ET	Electro-Thermique
EVA	Ethyl Vinyl Acetate
FDTD	Finite Difference Time Domain
FEM	Finite Element Method
HJT	Silicon HeteroJunction
IBC	Interdigitated Back Contact
IR	Infrarouge
ITO	Indium Tin Oxide
MIR	Midinfrared Range
MPP	Maximum Power Point
OET	Opto-Electro-Thermique
PAR	PARasitic solar absorption Range
PDMS	Polydimethylsiloxane
PERC	Passivated Emitter and Rear Cell
PET	Polyethylene terephthalate
PMMA	Polymethylmethacrylate
PPO	Polyphenyleneoxide
PMP	Polymethylpentene
PV	Photovoltaïque
PVF	Polyvinylfluoride
PV-T	Photovoltaïque-Thermique
p-PERC	PERC fabriquée sur substrat de type p
RCWA	Rigorous Coupled-Wave Analysis
ROC	Real Operating Conditions
RSC	Radiative Sky Cooling

SRH	Shockley-Read-Hall
STC	Standard Test Conditions
SWOT	Strengths, Weaknesses, Opportunities et Threats
TMM	Transfer Matrix Method
TOPCon	Polysilicon-based passivating contacts
TPT	Tedlar/PET/Tedlar
UV	Ultraviolet

Constantes physiques

c	Vitesse de la lumière (dans le vide)
q	Charge élémentaire
k_b	Constante de Boltzmann
\hbar	Constante de Planck réduite

Alphabet grec

α	Coefficient de vieillissement
α_{bb}	Absorptivité (ou coefficient d'absorption) dans la gamme PV
β	Coefficient en température
ϵ	Emissivité hémisphérique
ϵ_{atm}	Emissivité hémisphérique effective de l'atmosphère
η	Rendement
η_{STC}	Rendement en STC
λ_g	Longueur d'onde associée à la bande interdite E_g
ϕ_{em}	Flux de photons émis
ϕ_{in}	Flux de photons absorbé
Φ	Potentiel électrostatique
μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous

Alphabet latin

C	Concentration en impuretés dopantes
D_n	Coefficient de diffusion des électrons
$D_{n,th}$	Coefficient de diffusion thermique des électrons
D_p	Coefficient de diffusion des trous
$D_{p,th}$	Coefficient de diffusion thermique des trous
EY	Energy Yield
E_c	Energie de la bande de conduction
E_{Fn}	Quasi-niveau de Fermi pour les électrons

E_{Fp}	Quasi-niveau de Fermi pour les trous
E_g	Energie de la bande interdite
E_v	Energie de la bande de valence
FF	Facteur de Forme
g_E	Profil de génération optique différentié spectralement
G	Taux de photogénération local
h	Coefficient d'échange convectif
H	Efficacité de conversion énergétique
J	Densité de courant
J_{gen}	Densité de courant de photogénération
J_{MPP}	Densité de courant au MPP
J_n	Densité de courant local des électrons
J_p	Densité de courant local des trous
J_{sc}	Densité de courant de court-circuit
J_0	Densité de courant de saturation total
k	Indice d'absorption (partie réelle de l'indice complexe)
n	Indice de réfraction (partie réelle de l'indice complexe)
n_i	Densité intrinsèques de porteurs de charge
n_0	Facteur d'idéalité de la diode
N_c	Densité d'états effective de la bande de conduction
N_b	Nombre de bandes spectrales utilisé pour approximer le spectre solaire
N_v	Densité d'états effective de la bande de valence
P_{MPP}	Densité de puissance électrique au MPP
P_{net}	Puissance nette du bilan thermique
P_{STC}	Puissance électrique nominale (puissance au MPP et en conditions STC)
P_{sun}	Densité de puissance solaire incidente
P_0	Puissance nominale au moment de l'installation du panneau
P_{in}^{bb}	Densité de puissance absorbée (absorption bande à bande dans la gamme PV)
P_{in}^{th}	Densité de puissance absorbée (gammes PAR et MIR)
P_{em}^{bb}	Densité de puissance émise par luminescence
P_{em}^{th}	Densité de puissance émise par rayonnement thermique
P_{elec}	Densité de puissance électrique
P_{con}	Densité de puissance échangée par convection
Q	Source de chaleur totale dans le modèle du chapitre 4
Q_e^{lum}	Efficacité de luminescence externe
Q_{Joule}	Effet Joule
Q_{NRR}	Source de chaleur associée aux recombinaisons non radiatives
$Q_{Peltier,n}$	Effet Peltier au niveau des contacts de type n
$Q_{Peltier,p}$	Effet Peltier au niveau des contacts de type p
Q_{th}	Source de chaleur par thermalisation

Q_{Tho}	Effet Thomson
R_p	Résistance parallèle ou shunt
R_s	Résistance série
S_0	Surface de la cellule
T	Température de fonctionnement
T_a	Température ambiante
T_{sky}	Température effective du ciel
T_{STC}	Température de fonctionnement en STC (25 °C)
V	Tension de polarisation
V_{MPP}	Tension au MPP
V_{oc}	Tension de circuit ouvert

Table des matières

Résumé	iv
Abstract	v
Remerciements	vii
Nomenclature	ix
Table des matières	xiii
Introduction générale	1
1 Contexte et état de l'art	5
1.1 Les cellules et modules en silicium cristallin	5
1.2 La problématique de l'échauffement en conditions réelles de fonctionnement	9
1.2.1 Influence sur le rendement	12
1.2.2 Influence sur le vieillissement	13
1.3 Quels leviers pour limiter les effets thermiques ?	14
1.3.1 Refroidissement passif	15
1.3.2 Refroidissement actif	17
1.3.3 A propos du coefficient en température β	19
1.4 Le refroidissement par échange radiatif avec le ciel	19
1.4.1 Principe physique	21
1.4.2 Un domaine de recherche dynamique...	24
1.4.3 ... avec des applications variées	26
1.5 Le RSC appliqué aux cellules et modules en silicium	27
1.5.1 Etat de l'art	27
1.5.2 Verrous scientifiques	29
1.5.3 Sur la nécessité de développer de nouveaux modèles physiques	30
1.6 Conclusion du chapitre 1	30
2 Refroidissement radiatif des dispositifs PV : modélisation et estimation du bénéfice théorique	33
2.1 Position du problème et méthodologie	33

2.2	Description du modèle	35
2.2.1	Modèle électrique et thermique	35
2.2.2	Emissivité thermique par bandes	38
2.2.3	Conditions environnementales de référence	39
2.2.4	Résolution numérique	40
2.3	Le profil d'émissivité idéal	42
2.4	Le bénéfice du RSC dans la limite de Shockley-Queisser	46
2.4.1	Dispositifs à base de silicium	46
2.4.2	Dispositifs à base de GaAs ou de pérovskite	48
2.4.3	Effet d'un profil large bande non idéal	49
2.5	Quel bénéfice pour les dispositifs en silicium actuels?	50
2.5.1	Généralisation du modèle électrique	50
2.5.2	Influence des différents paramètres du modèle généralisé	52
2.5.3	Application aux modules en silicium cristallin	53
2.5.4	A propos de la dépendance angulaire	55
2.6	Vers une estimation de l'impact du RSC sur la production annuelle	56
2.7	Conclusion du chapitre 2	59
3	Analyse des stratégies optiques pour optimiser le refroidissement radiatif des modules en silicium cristallin	61
3.1	Simuler l'émissivité des modules : état de l'art, défis, et approche adoptée	61
3.1.1	Etat de l'art	62
3.1.2	Défis associés à la simulation de l'émissivité d'un module	63
3.1.3	Une approche simplifiée pour évaluer l'émissivité des modules	67
3.2	Quels matériaux ou interfaces du module est-il pertinent d'optimiser?	68
3.2.1	L'origine de l'émissivité des modules	68
3.2.2	Quantification de l'influence d'une optimisation de l'émissivité au travers des différents matériaux ou interfaces	70
3.2.3	La forte contrainte qui pèse sur la gamme PV	72
3.3	Analyse comparative des stratégies optiques à l'interface air-verre	75
3.3.1	Revêtement polymère	77
3.3.2	Couche mince antireflet dans la gamme MIR	79
3.3.3	Structuration du verre	80
3.3.4	Miroir diélectrique sélectif dans la gamme PAR	84
3.4	Conception de miroirs sélectifs à base de TiO_2 et de SiO_2	85
3.5	Conclusion du chapitre 3	89
4	Simulation détaillée du comportement opto-thermo-électrique de cellules en conditions réelles de fonctionnement	91
4.1	Généralités sur la modélisation des cellules solaires en conditions réelles de fonctionnement	91

4.2	Description du modèle opto-électro-thermique	95
4.2.1	Equations gouvernantes	95
4.2.2	Cellule solaire simulée et paramètres environnementaux	100
4.2.3	Maillage	101
4.2.4	Procédure de couplage multiphysique	102
4.3	L'importance d'un couplage multiphysique complet	104
4.4	Etude de l'influence du dopage et du spectre solaire sur le comportement en conditions réelles de fonctionnement	106
4.4.1	Influence du niveau de dopage	107
4.4.2	Influence du spectre solaire	110
4.5	Principales perspectives et défis à venir	112
4.6	Conclusion du chapitre 4	114
	Conclusion générale et perspectives	115
	Communications de l'auteur	119
	A - Eléments de radiométrie optique	121
	B - Fondements et modélisation du RSC des corps passifs	127
	C - Le modèle de Shockley-Queisser et l'équation de diode	137
	D - Réévaluation des constantes optiques du silicium dopé	139
	E - Miroir sélectif TiO₂/SiO₂	145
	Bibliographie	147

Introduction générale

Depuis le début de ce que les géologues qualifient d'anthropocène, l'espèce humaine impacte fortement son milieu de vie par l'augmentation incessante des flux énergétiques et matériels [1]. Les voies économiques, techniques, et sociétales empruntées depuis l'ère industrielle et, plus récemment, depuis le déploiement massif des nouvelles technologies ont accéléré ce phénomène. Pourtant, il ne fait nul doute que ce chemin n'est pas soutenable [2]. Ses conséquences déplorables sont aujourd'hui bien connues et déjà largement visibles. Le changement climatique est probablement la plus emblématique des mutations en cours, en ce sens qu'il menace de manière imminente et irréversible les conditions d'habitabilité de la terre [3]. Des transitions profondes s'imposent donc à nos sociétés.

Ces transitions, il va sans dire, ne sauront être portées uniquement par le progrès technique. Toutefois, force est de constater que la technique irrigue nos modes de vie et qu'elle constitue donc contextuellement un levier d'action important - l'augmentation de la demande énergétique mondiale en est le reflet. En matière de transition énergétique, le Conseil mondial de l'énergie résume bien les principaux objectifs à atteindre : durabilité, sécurité, et équité [4]. En ce sens, les énergies dites renouvelables constituent un substitut prometteur aux énergies fossiles. A supposer que le développement des énergies renouvelables s'accompagne de changements civilisationnels plus profonds, nous pouvons nourrir l'espoir que ces dernières contribuent à un avenir plus soutenable.

Parmi les sources renouvelables, l'énergie solaire représente la ressource la plus importante : à chaque instant, plus de 100 000 TW de puissance solaire [5] atteignent la surface de la terre, soit bien plus que la demande mondiale (de l'ordre de 15 TW en moyenne). Le solaire photovoltaïque (PV), qui convertit directement cette énergie lumineuse en électricité, constitue une manière efficace de bénéficier de ce gisement. Comme le montre la figure 1, la capacité PV installée n'a cessée de croître, atteignant 960 GW en 2021 [6]. Dans le scénario de transition énergétique "*Net Zero Emissions by 2050*" de l'Agence internationale de l'énergie, il est prévu qu'elle augmente encore de 4900 GW d'ici 2030 [7], représentant ainsi 20 % du "mix électrique" global. Malgré cet essort considérable, il reste de nombreux travaux de recherche à mener pour supporter sa démocratisation. Les défis scientifiques englobent une vaste gamme de problématiques, allant du choix des matériaux à la gestion de l'énergie PV dans le réseau électrique.

Une des voies d'amélioration possible consiste à limiter les effets thermiques. Jusqu'à présent, le principal objectif de la recherche et de l'industrie PV a été d'augmenter la

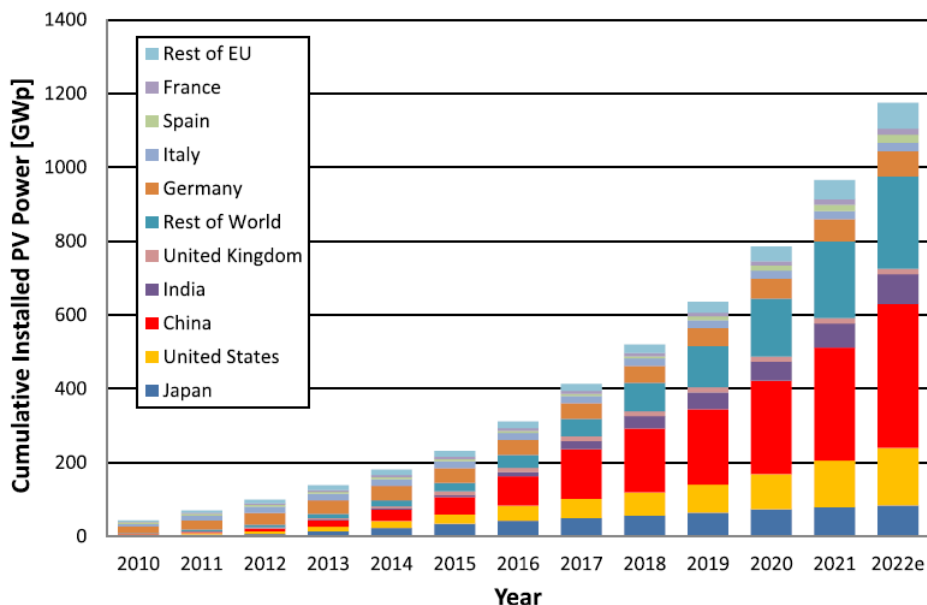


FIGURE 1: Evolution de la puissance photovoltaïque cumulée installée dans le monde [6].

production d'électricité par le biais de stratégies d'amélioration du rendement en STC (*Standard Test Conditions*). Le célèbre graphique édité par le NREL¹ témoigne de ce paradigme dominant. Grâce à de nombreux développements, en termes d'ingénierie optique [8, 9] et électrique [10], le rendement en STC des cellules en silicium s'approche peu à peu de la limite théorique établie à 29,4 % [11]. Or, en STC, la température de fonctionnement est arbitrairement fixée à 25 °C alors que les modules PV fonctionnent souvent à plus de 60 °C. Les problématiques qui en découlent, détaillées dans le chapitre 1, sont bien connues à l'échelle des systèmes PV mais trop souvent ignorées dans le monde de l'ingénierie des cellules et des modules (ou panneaux). Pour n'en citer qu'une, le rendement diminue drastiquement lorsque la température augmente : à 60 °C, la perte est de presque 3 % en valeur absolu. Cette valeur est énorme compte-tenu des efforts déployés par la communauté PV pour gagner parfois quelques dixièmes de pourcents. Aujourd'hui, la perte atteint le même ordre que l'écart entre le rendement (en STC) des cellules produites en laboratoire et le rendement théorique. Plus que jamais, il est donc nécessaire de travailler sur les aspects thermiques.

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce cadre. Il vise à explorer une stratégie originale pour limiter l'échauffement des cellules et des modules : le refroidissement par échange radiatif avec le ciel ou *radiative sky cooling* (RSC). Bien que prometteur, ce domaine de recherche en est à ses balbutiements. Depuis ses fondements théoriques jusqu'à l'étude des implémentations photoniques possibles, cette thèse vise à fournir une vision d'ensemble de ce sujet et à lever des verrous scientifiques fondamentaux. Pour ce faire, de nouveaux outils numériques ont également été développés. Ces derniers, dont la portée dépasse le cadre de cette thèse, permettent de modéliser les performances des cellules et des modules au plus

1. Accessible en ligne (<https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.html>).

proche de leurs conditions de fonctionnement réelles. Nous pensons que cela peut aider à faire émerger un nouveau paradigme d'ingénierie, plus conscient des effets thermiques, pour continuer à augmenter la production d'électricité et améliorer la synergie de la communauté PV.

Dans le chapitre 1, nous positionnons le sujet dans son contexte et dressons l'état de l'art des recherches qui concernent le RSC des dispositifs PV en silicium cristallin (c-Si). Après avoir exposé quelques bases à propos des cellules et modules en c-Si, nous introduisons les deux domaines de recherche dans lesquels s'inscrit cette thèse : la thermique des dispositifs PV (causes, conséquences, et solutions potentielles à l'échauffement), et le refroidissement radiatif par échange avec le ciel. En ce qui concerne l'application de celui-ci aux dispositifs PV, nous présentons un panorama de la littérature scientifique et mettons en lumière les principaux verrous qui restent à lever. Ce premier travail bibliographique nous permet d'aboutir à une grille de lecture synthétique du sujet et de justifier la démarche scientifique adoptée pour cette thèse.

Le chapitre 2 pose les fondements de la modélisation du refroidissement radiatif avec le ciel des dispositifs PV. Ce travail aboutit à l'estimation du bénéfice théorique (réduction de température, augmentation de puissance électrique) apporté par le RSC. Au fil des développements, plusieurs verrous théoriques majeurs sont également levés. Ce travail se focalise sur les dispositifs basés sur le silicium, mais quelques résultats concernant l'arséniure de gallium et les pérovskites sont introduits, mettant en évidence des tendances différentes. Des résultats relatifs à l'influence sur la production électrique annuelle sont également présentés.

Le chapitre 3 s'attèle aux stratégies optiques possibles pour concrètement améliorer le RSC des modules en c-Si. Les différentes voies sont d'abord identifiées puis comparées. Pour la plus prometteuse d'entre-elles (ingénierie optique de l'interface air-verre du module via des couches minces diélectriques), une conception préliminaire est présentée et analysée en détail. Plus généralement, ce chapitre aboutit à un ensemble complet d'outils numériques et méthodologiques pour guider les développements futurs.

Le chapitre 4 s'inscrit dans un cadre plus général. Il est dédié à la modélisation opto-thermo-électrique détaillée du comportement des cellules en conditions réelles de fonctionnement, qu'il vise à évaluer directement à partir de la connaissance des matériaux et de l'architecture de la cellule. Nous montrons notamment comment ce modèle permet d'ouvrir la voie à un nouveau paradigme d'ingénierie, conscient des aspects thermiques dès le début du processus de conception.

Chapitre 1

Contexte et état de l'art

1.1 Les cellules et modules en silicium cristallin

Cette thèse traite pour l'essentiel des cellules et modules photovoltaïques à base de silicium cristallin. Commercialisées dès les années 1960, les technologies basées sur le c-Si bénéficient aujourd'hui d'une grande maturité et d'un ancrage industriel fort. Elles représentent 95 % de la production PV mondiale [12], et leur part de marché devrait rester stable dans les années à venir, car les projections prévoient que les dispositifs avancés (cellules "tandem") n'intègrent le marché qu'à partir de 2030 [13, 14].

Architecture conventionnelle

La grande majorité de la production PV alimente le réseau électrique à travers des centrales solaires au sol ou des systèmes plus modestes, comme les installations résidentielles [15]. Toutes les deux se composent de modules d'une taille d'environ 1 m x 2 m, comprenant 60 ou 72 cellules solaires en silicium. Le module PV, schématisé sur la figure 1.1, est un empilement de différents matériaux qui permettent la bonne transmission de la lumière jusqu'aux cellules où s'effectue la photoconversion, tout en assurant la bonne stabilité mécanique de l'ensemble. Son rôle est également de protéger les cellules pour assurer une production électrique fiable et durable.

La structure conventionnelle des modules PV a très peu évolué depuis leur création. En face avant, la rigidité du module est assurée par un verre sodocalcique trempé possédant une faible teneur en oxyde de fer ($\leq 0,001$ % massique) ce qui améliore sa transparence dans l'ultra-violet (UV) et l'infrarouge (IR). De par son épaisseur (3,2 mm) et sa position, ses propriétés optiques doivent en effet être excellentes [16, 17]. La face arrière du module est protégée par un film polymère d'une épaisseur d'environ 300 μm , qui remplit de multiples fonctions : isolation électrique, protection contre l'humidité, réflexion du rayonnement solaire diffus qui atteint l'arrière du module et ainsi limiter son échauffement, diffusion de la lumière qui passe entre les cellules [15]. Ce film protecteur est en fait un empilement de plusieurs matériaux, dont du PET (Polyéthylène terephthalate), comme le très répandu

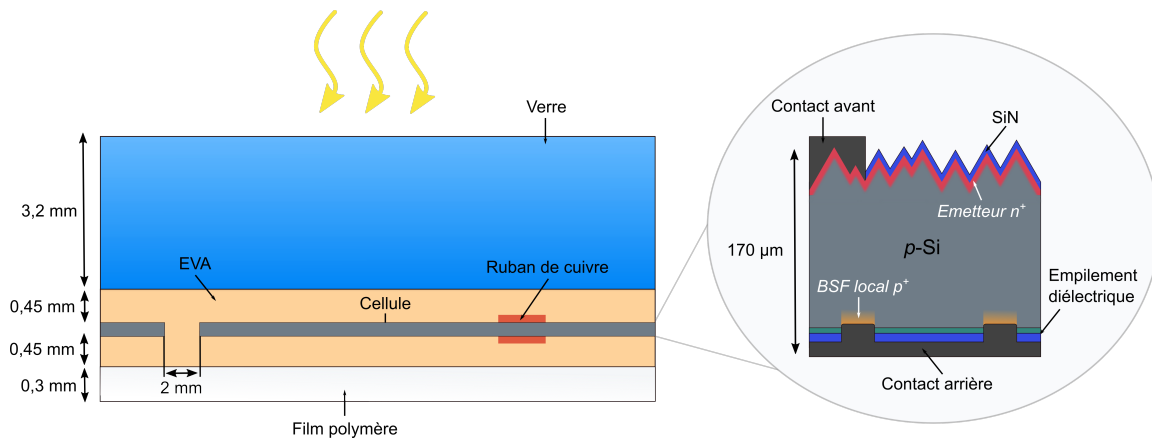


FIGURE 1.1: Représentation schématique d'un module (gauche) et d'une cellule en silicium cristallin de type PERC (droite). Le cadre en aluminium n'est pas représenté. Les cellules PERC possèdent généralement une surface de 156 mm x 156 mm. Ainsi, l'espacement inter-cellule n'occupe qu'une faible proportion de la surface.

empilement TPT (Tedlar¹/PET/Tedlar) [14]. Au centre de l'empilement se trouvent les cellules solaires au silicium. Elles sont électriquement reliées par un ruban de cuivre, soudé sur les deux faces des cellules pour assurer leur interconnexion en série. Le matériau encapsulant, l'EVA (Ethyl Vinyl Acetate), sert de liant transparent. Son épaisseur est de 450 µm environ. L'indice de réfraction de l'EVA est très proche du verre [18] afin de limiter les pertes optiques à l'interface verre-encapsulant. L'adhésion des différentes couches est réalisée grâce à un procédé de lamination qui fait partiellement fondre les films d'EVA. Une fois laminé, le module est renforcé par un cadre en aluminium.

Bien que dominante, la structure décrite ci-dessus présente parfois quelques variantes. Par exemple, le film protecteur est de plus en plus remplacé par du verre pour former des structures "glass-glass" permettant une photoconversion bifaciale [14], et certains fabricants de modules proposent des verres avec un revêtement anti-reflet (généralement de la silice poreuse ou encore des verres texturés obtenus par un procédé d'impression à chaud). Certaines applications de niche peuvent aussi nécessiter des architectures différentes comme le PV intégré aux véhicules qui utilise des modules plus légers et flexibles.

Contrairement à celle des modules, l'architecture conventionnelle des cellules en c-Si connaît actuellement des changements importants. La structure Al-BSF (Aluminium Back Surface Field), qui représentait l'essentiel du marché depuis plusieurs décennies (90 % en 2013 [19]), s'est vue progressivement remplacer par l'architecture PERC (Passivated Emitter and Rear Cell). Grâce à ses contacts localisés en face arrière, celle-ci atteint de bien meilleures performances électriques avec seulement deux étapes de fabrication supplémentaires, à savoir la réalisation des contacts localisés et la passivation de la face arrière [20]. La structure d'une telle cellule est décrite à droite de la figure 1.1. Les cellules PERC combinent une face avant microstructurée et une couche anti-reflet en nitrure de silicium (SiN) d'une épaisseur de 70 nm. Le back surface field (BSF) localisé se forme après recuit des contacts métalliques. Entre les contacts de la face arrière, la passivation est as-

1. Le Tedlar est le nom commercial du PVF (PolyVinyl Fluoride).

surée par un empilement diélectrique (en général, une double couche d'oxyde d'aluminium (AlO) et de SiN). Le contact arrière est en aluminium (Al) alors que le contact avant est en argent (Ag).

Les cellules PERC représentent aujourd'hui la majeure partie du marché [14]. Environ 85 % d'entre-elles sont fabriquées sur des substrats monocristallins de type p (p-PERC). Dans les années à venir, les projections prévoient que la structure p-PERC reste dominante, bien que d'autres technologies au silicium prennent des parts de marché comme les cellules HJT (Silicon HeteroJunction), IBC (Interdigitated Back Contact), et TOPCon (Polysilicon-based passivating contacts). La prudence est toutefois de mise avec ces projections qui ne se sont pas toujours révélées exactes par le passé, par exemple en ce qui concerne les IBC [19, 14]. Une autre évolution importante en cours concerne la bifacialité des cellules, qui nécessite une métallisation locale de la face arrière.

Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

L'effet photovoltaïque permet de convertir une partie de l'énergie solaire en énergie électrique. Cet effet se produit dans la partie dite active de la cellule, à savoir le silicium. Les photons absorbés en son sein qui possèdent une énergie plus élevée que sa bande interdite E_g conduisent à la génération d'une paire électron-trou. Les porteurs de charge ainsi photogénérés doivent être collectés au niveau de contacts électriques différents pour produire un courant net. Cette sélectivité est assurée par la présence d'une zone de type n, dopée au Phosphore, et d'une zone de type p, dopée au Bore ou au Gallium. La jonction ainsi formée favorise la diffusion des porteurs de charges vers la région où ils sont majoritaires, grâce à la plus grande conductivité des électrons (trous) dans la zone dopée n (p) [21, 22]. Il en résulte un photocourant J_{gen} , opposé au courant de diode observé sous obscurité.

La caractéristique courant-tension $J(V)$ sous éclaircissement, représentée sur la figure 1.2, est bien décrite par la relation implicite suivante [21]

$$J(V) = J_{gen} - J_0 \left[\exp\left(\frac{q(V + JR_s S_0)}{n_0 k_b T}\right) - 1 \right] - \frac{V + JR_s}{R_p S_0} \quad (1.1)$$

avec J_0 la densité de courant de saturation de la diode, q la charge élémentaire, V la tension de polarisation, S_0 la surface de la cellule, T sa température, k_b la constante de Boltzmann, n_0 un facteur d'idéalité, R_s la résistance série, et R_p la résistance shunt. D'un point de vue électrique, la cellule est donc souvent traitée comme une diode placée en parallèle avec un générateur de courant idéal et une résistance R_p , ainsi qu'une résistance R_s placée en série. La tension de polarisation V aux bornes de la cellule est ajustée en montant une résistance variable à ses bornes.

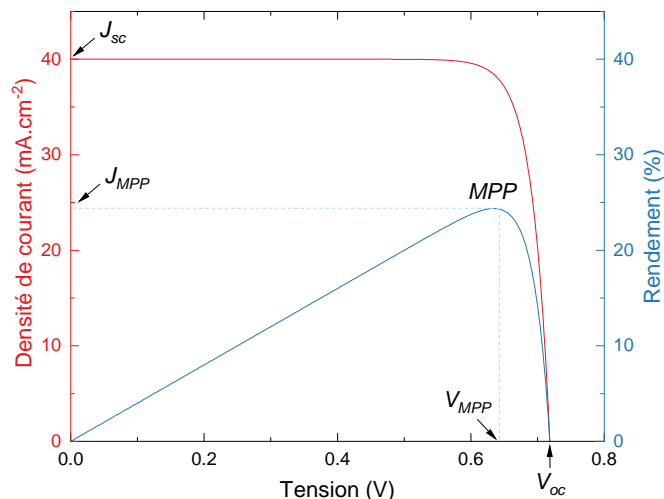


FIGURE 1.2: Caractéristique courant-tension (rouge) et rendement-tension (bleu) d’une cellule solaire en silicium ($J_{gen} = 40 \text{ mA.cm}^{-2}$, $J_0 = 40 \text{ fA.cm}^{-2}$, $n_0 = 1$, $R_s = 0 \text{ }\Omega$, $R_p = \infty$) fonctionnant en conditions STC. Le rendement de la cellule est d’environ 24,3 %.

Facteurs de mérite usuels

Pour quantifier les performances photovoltaïques des cellules ou des modules, différents facteurs de mérites peuvent être extraits de la caractéristique $J(V)$. Pour permettre une comparaison juste entre les dispositifs, celle-ci est usuellement mesurée (ou simulée numériquement) dans des conditions standardisées, dites STC (*Standard Test Conditions*). Ces conditions fixent le rayonnement incident à celui du spectre solaire AM 1.5G défini par la norme ASTM G173-03 (soit une puissance lumineuse incidente $P_{sun} = 1000 \text{ W.m}^{-2}$) et la température de fonctionnement à 25 °C.

Courant de court-circuit J_{sc} : Le courant de court-circuit J_{sc} est le courant délivré lorsque la tension est nulle ($V = 0$). Lorsque R_s est faible, $J_{sc} = J_{gen}$. Il dépend donc essentiellement de la qualité de l’absorption des photons solaires. Sa valeur est fondamentalement limitée à 44 mA.cm^{-2} [23], ce qui correspond à la situation idéale où tous les photons qui possèdent une énergie supérieure à la bande interdite E_g du silicium sont absorbés.

Tension de circuit ouvert V_{oc} : C’est la tension atteinte lorsque le courant J est nul. Dans la limite où les pertes résistives sont négligeables, il est donné par

$$V_{oc} = \frac{nk_bT}{q} \ln\left(\frac{J_{gen}}{J_0} + 1\right) \tag{1.2}$$

Sa valeur est limitée par le courant de saturation J_0 , lui-même déterminé par les recombinaisons qui se produisent au sein de la cellule. Dans la limite théorique où seules les recombinaisons radiatives sont prises en compte, sa valeur est de 850 mV à 25 °C [23]. En pratique, même les cellules records [24] ne dépassent pas 750 mV à cause des recombinaisons non-radiatives de type Auger - inévitables dans un matériau à gap indirect comme le

silicium - et des recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH).

J_{MPP} , V_{MPP} , P_{MPP} : Ces quantités représentent respectivement le courant, la tension, et la puissance au point où la puissance électrique P_{elec} produite (ou le rendement) est la plus élevée (*Maximum Power Point* ou MPP).

Facteur de forme : Le facteur de forme FF est défini comme le rapport entre la puissance maximale P_{mpp} et la puissance correspondant au produit $J_{sc} \times V_{oc}$

$$FF = \frac{P_{mpp}}{J_{sc}V_{oc}} \quad (1.3)$$

A V_{oc} fixé, le FF est principalement affecté par les pertes résistives [21, 23]. Pour des cellules de bonne qualité, il est généralement situé dans la gamme 80-90 %.

Rendement η : Le rendement est le rapport entre la puissance électrique au MPP et la puissance lumineuse incidente

$$\eta = \frac{P_{mpp}}{P_{sun}} = \frac{J_{sc}V_{oc}FF}{P_{sun}} \quad (1.4)$$

Dans les conditions standards, il sera noté η_{STC} dans ce manuscrit. Comme déjà évoqué dans l'introduction, le rendement η_{STC} est le nerf de la guerre actuel de la recherche et de l'industrie PV. Pour le c-Si, sa limite théorique est établie à 29,4 % [11]. En laboratoire, la cellule record fabriquée affiche un rendement impressionnant de 26,7 %. Du côté industriel, le rendement de certaines cellules (modules) dépasse 24 % (22 %). Le rendement moyen des modules étant autour de 20 % [12].

Ces facteurs de mérite permettent de comparer les performances des dispositifs PV ainsi que d'analyser les sources de pertes dans des conditions standardisées. Leur pertinence est toutefois limitée car les conditions réelles de fonctionnement peuvent fortement différer des conditions standards. En particulier, la température de fonctionnement est rarement de 25 °C.

1.2 La problématique de l'échauffement en conditions réelles de fonctionnement

Les dispositifs PV (cellules et modules) en c-Si atteignent bien souvent 50-60 °C en conditions réelles de fonctionnement. Cet échauffement est principalement dû aux cellules. Grâce à la bande interdite du silicium et aux briques technologiques favorisant le piégeage optique, les photons solaires sont efficacement absorbés en leur sein. Comme on peut le voir sur la figure 1.3, qui propose une analyse des pertes fondamentales dans les cellules en fonction de leur bande interdite, le silicium permet en théorie d'absorber près de 80 % de

la puissance solaire incidente. Cette qualité d'absorption est d'ailleurs quasiment atteinte en pratique (les cellules industrielles présentent un J_{sc} supérieur à $39 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ [25] sur un maximum possible de $44 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$). Cependant, plusieurs mécanismes viennent limiter la conversion des paires électron-trou photogénérées en électricité. Plusieurs d'entre-eux sont inhérents à la conversion photovoltaïque (figure 1.3) : thermalisation, recombinaisons, pertes liées à la collecte isotherme des porteurs de charge. Selon la nature du dispositif considéré, d'autres s'ajoutent encore aux sources de pertes (pertes résistives, recombinaisons). Au final, seule une partie limitée de l'énergie absorbée est convertie en électricité : l'énergie restante est convertie en chaleur.

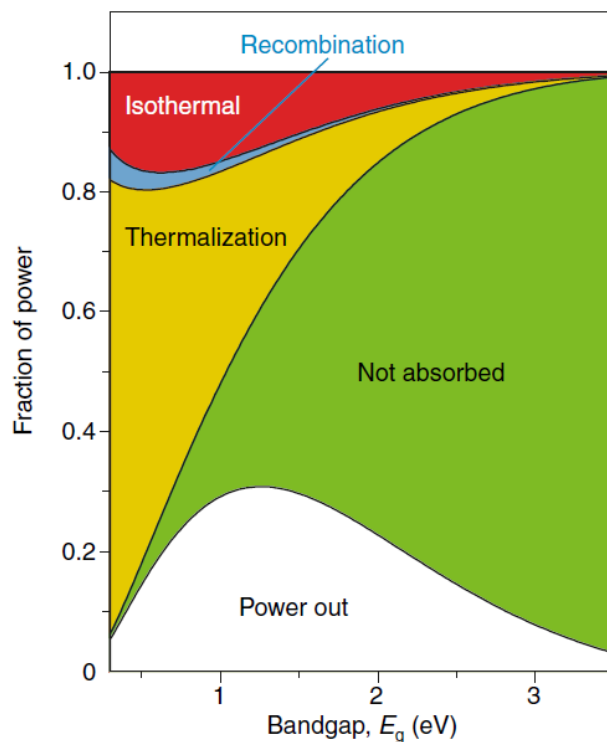


FIGURE 1.3: Fraction de la puissance électrique extraite du spectre solaire d'une cellule solaire idéale (ne présentant que des pertes fondamentales) en fonction de la bande interdite E_g [26]. Reproduit avec la permission de Nature, Nature Photonics.

Dans une moindre mesure, des absorptions dites non actives se produisent également au sein des divers matériaux du module. Ces dernières, qui constituent purement une source de chaleur, se produisent pour l'essentiel dans la gamme du spectre solaire où l'énergie des photons est inférieure à la bande interdite E_g [27]. Nous reviendrons sur cet aspect en détail dans le chapitre 3.

En conséquence de ces différentes sources de chaleur, les dispositifs PV s'échauffent. La figure 1.4a relate l'évolution expérimentale de la température d'un module au cours d'une journée estivale à Strasbourg, montrant que sa température atteint près de $50 \text{ }^\circ\text{C}$ en surface. D'après la distribution de température de ce dispositif (figure 1.4b), la température est d'ailleurs légèrement plus élevée proche des cellules, car c'est là que la plupart de la chaleur est générée.

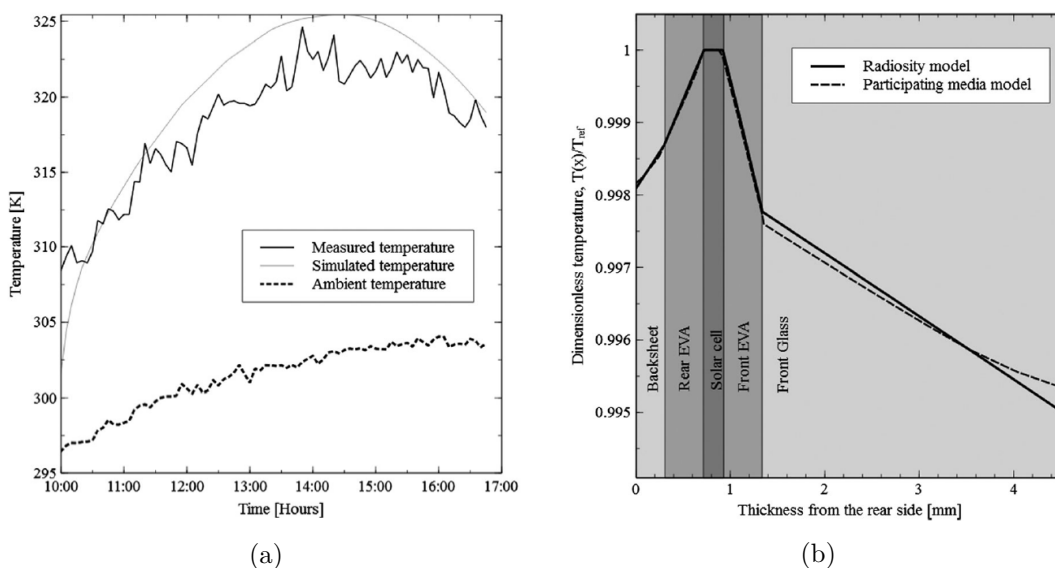


FIGURE 1.4: (a) Evolution de la température de surface d'un module au silicium au cours d'une journée estivale à Strasbourg, et (b) simulation de la distribution de température au sein de ce même module [28]. Compte-tenu des bonnes propriétés de conduction des différents composants PV, la température au sein d'un module est assez homogène [28, 29] (l'écart de température est typiquement de l'ordre de 1 à 2 °C). Reproduit avec la permission de John Wiley and Sons, Progress in Photovoltaics.

D'une manière générale, la température atteinte dépend de l'ensemble des sources et puits thermiques en présence. Ces derniers sont conditionnés par trois facteurs :

- Les conditions environnementales (irradiance solaire, vitesse du vent, température ambiante, irradiance atmosphérique)
- Les modalités d'installation (monté au sol ou sur toiture, avec ou sans système de *sun tracking*, etc.)
- La nature du dispositif PV

Ainsi, les effets thermiques sont encore plus importants dans les climats chauds (où le gisement photovoltaïque est aussi le plus conséquent !), ou pour certaines applications de niche comme le BIPV (*Building Integrated Photovoltaics*) [30] qui limitent les échanges par convection.

Ces constats sont établis depuis longtemps, mais les études consacrées à la thermique sont encore peu représentées dans la littérature PV. Pourtant, l'élévation de la température de fonctionnement est néfaste sur bien des aspects. Parmi eux, deux effets se distinguent dans la mesure où il ne fait aujourd'hui nul doute qu'ils affectent significativement le productible PV [31, 32] : (1) la diminution du rendement ; (2) l'accélération du vieillissement. D'autres effets, qui ne seront pas détaillés dans ce manuscrit, sont également reportées çà et là : défaillances, altération de l'adaptation d'impédance pour fonctionner au MPP, création d'îlots de chaleur, ou encore vulnérabilité de la production PV au changement climatique [33, 34, 35].

1.2.1 Influence sur le rendement

La principale conséquence de l'élévation de la température de fonctionnement est la baisse du rendement de conversion η . Comme on peut le voir sur la figure 1.5a, l'augmentation de la température affecte principalement le V_{oc} . Ce dernier diminue conséquemment à l'augmentation du courant de saturation J_0 , lui-même lié à la température au travers de la densité de porteurs intrinsèques n_i [36]. Pour le c-Si, la température affecte aussi le J_{sc} à cause de la bande interdite E_g qui diminue aussi légèrement lorsque la température augmente. Néanmoins, la dépendance du rendement à la température est limitée par celle du V_{oc} ; le rendement diminue donc avec la température.

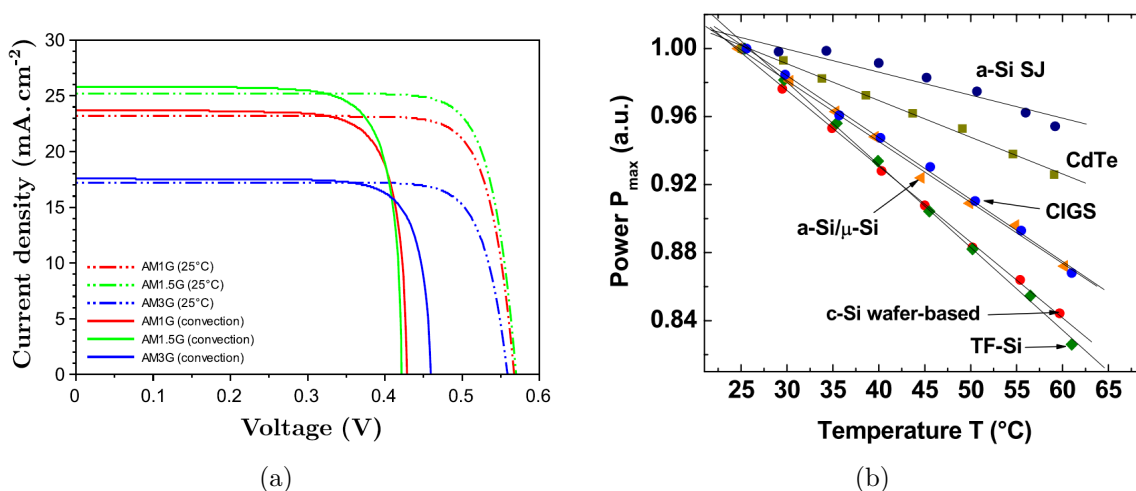


FIGURE 1.5: Les conséquences de l'élévation de la température de fonctionnement sur les performances PV : (a) caractéristique courant-tension d'une cellule en c-Si simulée à température fixe (lignes pointillées) et en conditions réelles (lignes pleines), sous différentes conditions d'éclaircement [37]; (b) diminution relative de la puissance nominale observée sur différentes technologies de cellules [38]. Reproduit avec la permission de IEEE Journal of Photovoltaics [37], et de A. Virtuani [38].

Cette diminution du rendement avec la température est observée pour une grande diversité des technologies PV comme le montre la figure 1.5b. De manière intéressante, la variation est linéaire sur une grande gamme de température. Elle est donc bien décrite par une unique quantité algébrique, le coefficient en température β [39]

$$\eta(T) = \eta_{STC} [1 - \beta(T - T_{STC})] \tag{1.5}$$

où T désigne la température de la cellule au MPP, et T_{STC} la température en STC (25 °C). Pour les dispositifs en silicium cristallin, la perte d'efficacité relative est généralement comprise entre 0,3 % et 0,5 % par degré [38, 40]. Pour fixer les idées, cela signifie qu'un module affichant un rendement $\eta_{STC} = 20$ % et un coefficient $\beta = 0,4$ % fonctionnera avec un rendement de seulement 18 % à 50 °C.

1.2.2 Influence sur le vieillissement

Le rendement évolue avec le temps. La cinétique de cette évolution est largement influencée par la température. Elle accélère les taux de réactions, facilite la perméation dans les matériaux, et induit des contraintes mécaniques à cause des différences de coefficients de dilatation thermique des composants du module [41, 42, 43]. Il en résulte que plusieurs mécanismes de vieillissement dépendent fortement de la température. Parmi ceux-ci se distinguent

- La décoloration (figure 1.6a), qui résulte généralement d'une dégradation de l'EVA ce qui engendre des pertes optiques conséquentes.
- La corrosion (figure 1.6b), causée par l'humidité qui pénètre au sein du module. Celle-ci dégrade l'adhérence entre les couches et attaque les connexions métalliques ce qui augmente les courants de fuite.
- La délamination (figure 1.6d), c'est-à-dire la perte d'adhérence entre l'EVA et les cellules ou entre l'EVA et le verre. Elle provoque une augmentation de la réflexion de la lumière et de la pénétration de l'humidité.
- Les brisures ou fissures (figure 1.6c) du verre, qui favorisent les trois autres modes de vieillissement. Bien que le verre PV soit trempé, sa brisure est un des modes de dégradation les plus courants. Il arrive aussi que les cellules ou les interconnexions se fissurent, notamment par fatigue en conséquence du cyclage thermique.

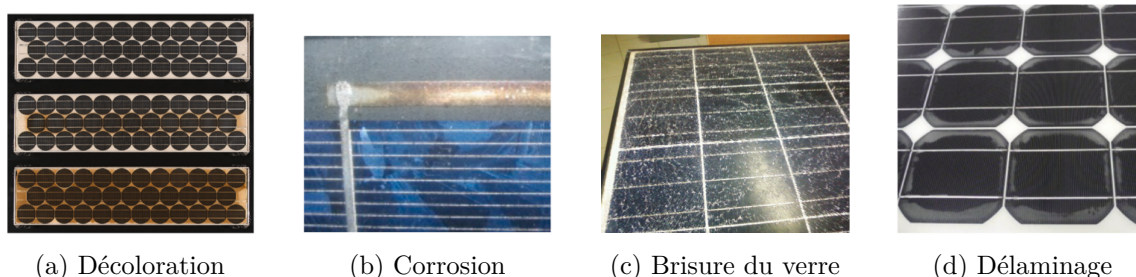


FIGURE 1.6: Photographie de différents modes de vieillissement observés sur des modules en silicium [41, 43]. Reproduit avec la permission de Elsevier, Solar Energy [41] et Renewable and Sustainable Energy Reviews [43] (article publié sous licence creative commons).

La température n'est pas la cause de ses modes de vieillissement, mais son élévation les rend plus rapides. En première approximation, la dépendance à la température des processus de dégradation suit une loi d'Arrhenius [41]. Il en résulte que la température augmente le coefficient de vieillissement α , qui quantifie la diminution de la puissance nominale (puissance au MPP, en STC) au cours du temps, exprimée en $\%.\text{an}^{-1}$

$$P_{STC}(t) = P_0(1 - \alpha t) \quad (1.6)$$

où P_0 est la puissance nominale au moment de l'installation. Pour les technologies silicium, sa valeur médiane (moyenne) se situe dans la gamme $0,5\text{-}0,6 \text{ \%}\cdot\text{an}^{-1}$ ($0,8\text{-}0,9 \text{ \%}\cdot\text{an}^{-1}$) [44]. Cette quantité reste difficile à prédire à cause des nombreux facteurs qui influencent le vieillissement [41]. Sa mesure nécessite en principe une prise de données sur plusieurs années

[45], mais des tests de vieillissement accéléré permettent de l'estimer. Ainsi, les fabricants de modules photovoltaïques garantissent une baisse de puissance de moins de 20 % pendant la période de garantie (typiquement 20 à 25 ans).

Comme conséquence du vieillissement accéléré, la figure 1.7 montre que α est plus élevé dans les climats chauds [44]. Pour certains modules, un doublement de α a été reporté pour chaque augmentation de 10 °C [46]. La dispersion statistique importante de la figure 1.7 vient probablement de la diversité des modalités d'installation et des dispositifs PV considérés dans l'étude.

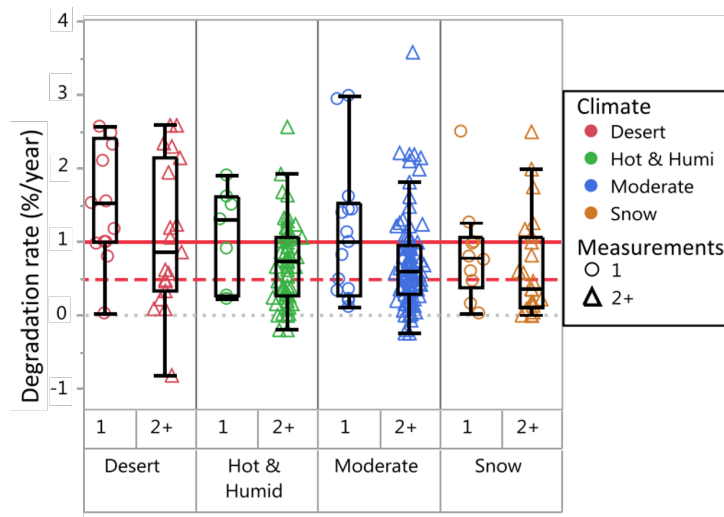


FIGURE 1.7: Agrégation de différents coefficients de vieillissement pour les technologies au silicium [44]. Des diagrammes représentant l'écart interquartile avec la médiane sont superposés aux données. Les études basées sur une seule mesure sont indiquées par un cercle et les études comportant deux mesures ou plus sont indiquées par un triangle. Adapté avec la permission de John Wiley and Sons, Progress in Photovoltaics.

1.3 Quels leviers pour limiter les effets thermiques ?

Un grand nombre de techniques de refroidissement ont été proposées pour limiter les effets thermiques [47, 48, 49, 50]. Historiquement développées plutôt pour des applications spécifiques comme le PV à concentration (qui est soumis à un flux solaire très important) ou le BIPV, les stratégies de refroidissement à destination du PV conventionnel se développent de plus en plus. Ces différents leviers, résumés sur la Figure 1.8, sont introduits et brièvement examinés dans les sous-sections suivantes.

Ils peuvent se classer en deux catégories² : (1) les leviers de refroidissement passifs ; (2) les leviers de refroidissement actifs. Certains d'entre-eux sont déjà expérimentés à grande échelle voire commercialisés, comme le refroidissement actif par eau [53]. D'autres, comme le refroidissement radiatif, en sont à leurs balbutiements. Concernant cette dernière stratégie, elle sera présentée de manière plus approfondie dans la section 1.4.

2. Certains auteurs [51, 52] proposent une taxinomie qui sépare la diminution de la génération de chaleur au sein du dispositif et le refroidissement. Dans les deux cas, l'objectif reste bien de diminuer la température du fonctionnement. Nous préférons donc regrouper ces deux cas de figure.

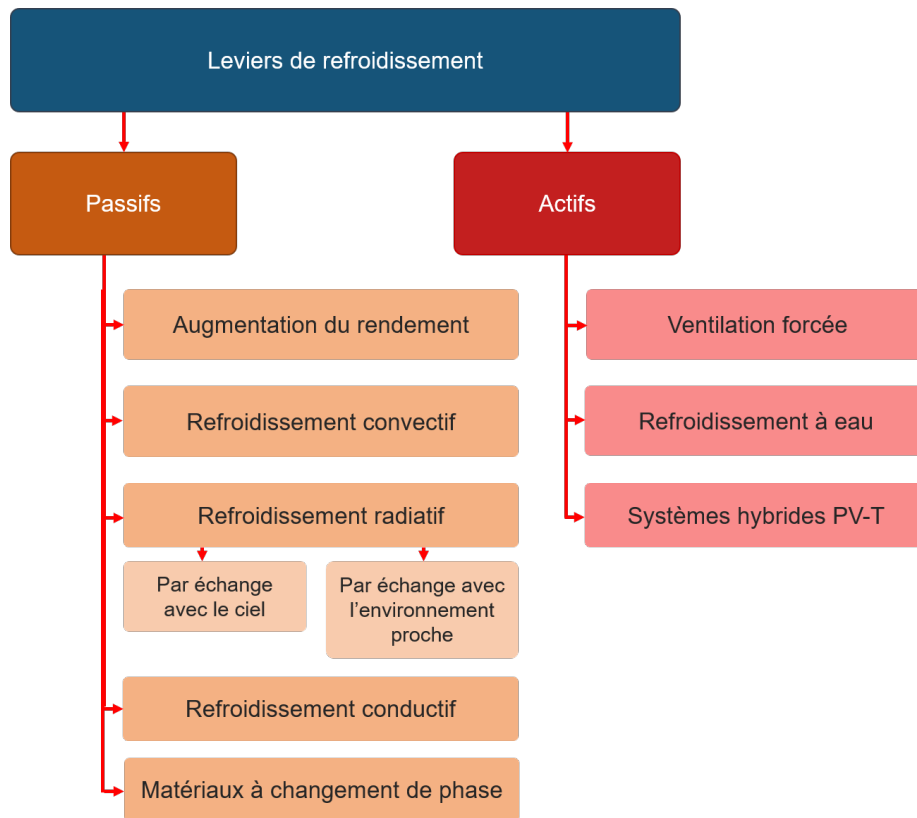


FIGURE 1.8: Vue d'ensemble des principaux leviers pour le refroidissement des dispositifs PV.

1.3.1 Refroidissement passif

Par opposition aux techniques dites actives, les techniques passives ne requièrent pas d'apport d'énergie à travers un dispositif externe. D'autres facteurs tels que la complexité d'installation, le coût d'exploitation, ou la fiabilité motivent aussi l'utilisation des techniques passives pour les panneaux PV [47].

Rendement en STC : Naturellement, le rendement constitue un premier levier de refroidissement passif. Par définition, augmenter le rendement revient à augmenter la puissance électrique, ce qui doit diminuer la génération de chaleur. Ainsi, les dispositifs en c-Si avec un haut rendement en STC fonctionnent généralement à des températures plus basses que leurs homologues moins performants [54]. Augmenter le rendement apparaît donc comme un levier doublement bénéfique.

Néanmoins, à mesure que les rendements en STC s'approchent du plafond théorique, le potentiel de cette stratégie s'amenuise. A l'échelle du laboratoire, seuls quelques pourcents séparent le rendement en STC obtenu expérimentalement de la limite théorique de 29,4 % comme on peut le voir sur la figure 1.9. Aussi, l'effet détaillé d'une augmentation du rendement en STC sur la thermique et, *in fine*, sur le productible en conditions réelles de fonctionnement n'est en fait pas trivial.

Tout d'abord, une augmentation du rendement en STC ne s'accompagne pas nécessairement

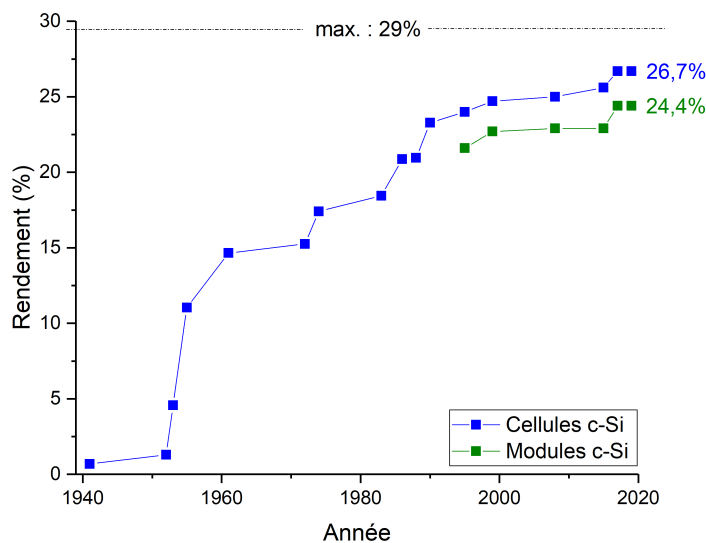


FIGURE 1.9: Evolution du rendement en STC des cellules et modules obtenus expérimentalement en laboratoire. Graphique réalisé à partir des données du NREL.

d'une diminution de la température de fonctionnement. En pratique, l'ingénierie du rendement en STC peut altérer d'autres paramètres thermiques, notamment le refroidissement radiatif [55]. De même, l'éventuelle variation du coefficient de température doit être prise en considération.

De plus, il a été montré que la corrélation entre l'augmentation de η_{STC} et l'augmentation de la production électrique diminue à mesure que ce dernier s'approche de son plafond [32, 56]. La raison sous-jacente est que, paradoxalement, l'optimisation d'un dispositif PV pour des conditions spécifiques (ici, les conditions STC) rend ce dernier moins robuste aux variations de ces mêmes conditions. Par conséquent, le gain en STC se traduit par un gain moindre dans les conditions de fonctionnement réelles. Quand bien même une amélioration technologique viendrait à augmenter η_{STC} sans altérer les autres paramètres thermiques, ce second constat incite donc à considérer des leviers complémentaires.

Refroidissement convectif : Contrairement au rendement, l'échange convectif avec l'air ambiant peut en principe être amélioré sans modifier d'autres sources ou puits thermiques. Les stratégies reportées dans la littérature concernent l'amélioration de la convection naturelle (sans vent) ou de la convection forcée (en présence de vent). Les implémentations concrètes proposées se font toutefois rares. L'approche la plus simple consiste à fixer des dissipateurs de chaleur (en forme d'ailettes ou de grille métallique comme le montre la figure 1.10a) à l'arrière des modules. Des refroidissements de 6 °C ont été observés avec cette approche [57]. La création d'une lame d'air entre le panneau et son support d'installation peut également induire un flux d'air par effet de cheminée. Cet effet est notamment très intéressant pour pallier le mauvais transfert thermique en face arrière du

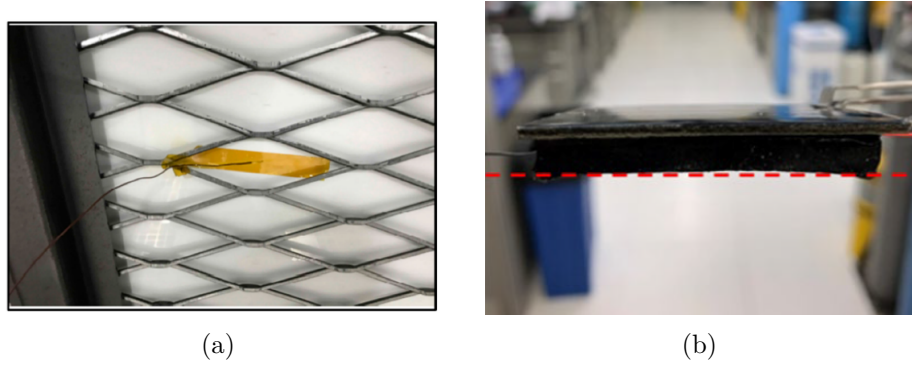


FIGURE 1.10: Photographie de deux techniques passives pour refroidir les modules : (a) Dissipateur de chaleur métallique placé à l'arrière d'un module [57]; (b) Mousse permettant de collecter l'humidité de l'air ambiant (le refroidissement se produit lors de l'évaporation de cette dernière) [59]. Reproduit avec la permission de Springer Nature, Nature Sustainability [59] et de MDPI, Energies [57] (article sous licence creative commons).

BIPV. Enfin, à l'échelle des systèmes PV, il a récemment été montré qu'un agencement judicieux des modules au sein de l'installation peut favoriser le refroidissement convectif [58].

Refroidissement conductif : Une autre manière de limiter un peu l'échauffement est d'améliorer la conductivité des matériaux du module. De fait, la conductivité thermique de l'encapsulant et du film arrière est bien plus faible que celle de la cellule ou du verre. En améliorant la conductivité thermique de l'EVA, une baisse de température d'environ $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ a déjà été observée [60]. Compte tenu des assez bonnes propriétés de conduction des matériaux actuels, cette stratégie ne devrait pas permettre de réduire bien davantage la température.

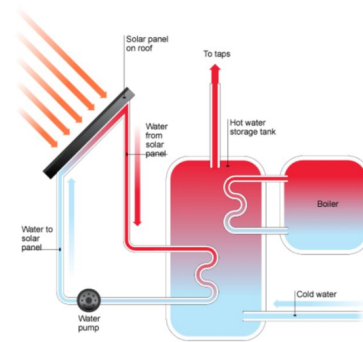
Matériaux à changement de phase : Les matériaux à changement de phase permettent d'absorber ou de libérer une quantité de chaleur latente lorsqu'ils subissent un changement d'état (fusion, solidification, ...). Lorsque leur température s'élève jusqu'au point de fusion, un processus endothermique se déclenche ce qui permet d'absorber de l'énergie. Inversement, lorsque la température diminue, de la chaleur est libérée. Placé sur la face arrière du panneau PV, ce type de matériau permet de réguler sa température. Une grande variété de matériaux à changement de phase ont été proposés pour le PV, s'accompagnant de baisses conséquentes de la température [61]. Une solution analogue récemment proposée consiste à exploiter le changement de phase de l'eau contenu dans l'air ambiant [59], en collectant l'humidité grâce à la solution présentée sur la figure 1.10b. Cette technique a montré un refroidissement de plus de $10\text{ }^{\circ}\text{C}$. De nombreux verrous n'ont cependant pas été levés pour industrialiser les solutions à base de matériaux à changement de phase : coût élevé, toxicité, inflammabilité, dégradation.

1.3.2 Refroidissement actif

Ventilation forcée : La convection peut également être améliorée de manière active via un flux d'air forcé. Ce dernier peut, par exemple, être généré simplement grâce à l'ajout d'un



(a) Système de ventilation forcée [50]

(b) Système de water spraying commercialisé par la société *SunBooster*

(c) Système hybride PV-T [62]

FIGURE 1.11: Différentes solutions actives pour le refroidissement des modules PV.

ou plusieurs ventilateurs (Figure 1.11a). Ce type d'installation a montré des refroidissement jusqu'à 15 °C [50]. Naturellement, ce type de dispositif souffre de difficultés d'intégration mais aussi d'une consommation électrique élevée ce qui limite son intérêt.

Refroidissement à eau : Un refroidissement plus important peut être obtenu en profitant des propriétés caloporteuses de l'eau. Plusieurs méthodes existent pour refroidir activement avec de l'eau. A l'instar des systèmes de ventilation forcée, ces solutions sont complexes à mettre en œuvre, et la question de la consommation d'eau doit être examinée. Une première option consiste à créer une circulation d'eau, soit avec des conduits montés sur la face arrière, soit avec un écoulement continu formant un film d'eau sur la face avant du module. Cette technique est très efficace (refroidissement typiquement de 20-30 °C) mais nécessite des installations encore plus complexes et coûteuses que la ventilation forcée [48]. Une méthode analogue mais un peu plus simple consiste à pulvériser de l'eau sur le verre des modules. Un tel dispositif est visible sur la figure 1.11b. Avec cette technique, un refroidissement impressionnant de plus de 35 °C a déjà été observé [63]. Les auteurs de cette étude affirment également que la présence d'eau permet d'améliorer la transmission optique dans le verre (l'indice de réfraction de l'eau est égal à 1,3).

Systèmes hybrides PV-T : Le refroidissement actif nécessite un fluide caloporteur, comme de l'air ou de l'eau, et donc l'alimentation d'un ventilateur ou d'une pompe. La question clé dans ce genre de systèmes est de savoir si l'augmentation de la puissance PV par refroidissement compense la consommation d'énergie. Pour cette raison, il existe une grande variété de solutions hybrides PV-T qui essaient d'utiliser une plus grande fraction de l'énergie solaire absorbée en combinant un module photovoltaïque et un capteur solaire thermique. Des modules PV-T sont aujourd'hui disponibles dans le commerce³. La figure 1.11c schématise un exemple d'installation hybride à usage domestique. La problématique

3. Voir par exemple les modules PV-T proposés par l'entreprise française *Dual Sun* (<https://dual-sun.com/>).

de ce type d'installation est qu'elles fonctionnent dans un paradoxe en terme de rendement : alors que l'unité PV nécessite une température basse pour être performante, l'unité thermique nécessite une température élevée. Il y a donc un compromis qui limite l'efficacité globale du système. De nouveau, il est aussi nécessaire de prendre en compte l'accroissement du coût et de la complexité de l'installation.

1.3.3 A propos du coefficient en température β

Réduire la sensibilité à la température est également une stratégie d'atténuation des effets thermiques qui, indirectement, doit permettre de diminuer la température de fonctionnement conformément à l'équation 1.5. A la manière de l'augmentation du rendement, c'est donc un levier qui semble doublement bénéfique. Cependant, l'ingénierie du coefficient β n'est pas non plus triviale car il possède de nombreuses interdépendances avec d'autres sources et puits thermiques. Le lecteur intéressé trouvera un exposé détaillé sur le coefficient β dans les articles de Dupré *et al.* [64] ou de Braun *et al.* [65]. Soulignons aussi que l'équation 1.5 n'est qu'un premier pas visant à évaluer le rendement η en conditions de fonctionnement réelles. Pour les températures élevées, la linéarité n'est pas strictement valide [66], et la loi 1.5 peut être mise en défaut [39, 64] lorsque le spectre solaire diffère du spectre AM 1.5G standard. A l'instar de l'amélioration du rendement en STC, il semble que cette stratégie nécessite un nouveau paradigme d'ingénierie pour être étudiée rigoureusement. Cette vision semble partagée par d'autres auteurs, par exemple dans le récent article de Vaillon *et al.* [66] :

(...) it seems more appropriate to estimate the fundamental and operational losses at the functioning temperature than their variations with respect to those at 25 °C.

1.4 Le refroidissement par échange radiatif avec le ciel

Le dernier levier de refroidissement passif recensé sur la figure 1.8 est le refroidissement radiatif. Tout comme la convection, ce mode d'échange de la chaleur est toujours présent. L'objectif est de l'optimiser pour l'exploiter au mieux. Compte-tenu de la finesse des modules, il concerne pour l'essentiel leurs faces avant et arrière. Pour la face arrière, l'échange se fait le plus souvent avec les photons thermiques émis par l'environnement proche (le sol dans le cas de centrales solaires ou la toiture dans le cas d'une installation sur bâtiment). La face avant des modules (hormis dans quelques cas particuliers où, par exemple, des modules bifaciaux sont installés verticalement), quant à elle, échange avec le ciel : on parle donc de refroidissement radiatif avec le ciel, ou *radiative sky cooling* (RSC).

Comme le montre la figure 1.12, cet accès au ciel permet d'agir sur plusieurs gammes spectrales distinctes

- La gamme où se produit la conversion PV (0,3-1,1 μm)

- La gamme dite des absorptions solaires parasites ou *parasitic solar absorption range* (PAR). Celle-ci concerne les photons solaires avec une énergie trop faible pour contribuer à l'effet photovoltaïque (1,1-4 μm). Pour donner un ordre de grandeur, 195 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ sont contenus dans la gamme PAR du spectre solaire standard AM 1.5G (soit presque un cinquième de la puissance solaire totale).
- La gamme du moyen infrarouge ($> 4 \mu\text{m}$), ou *midinfrared range* (MIR). Cette gamme revêt un caractère particulier puisqu'elle est le siège de l'absorption du rayonnement atmosphérique (293 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ dans les conditions atmosphériques qui correspondent au spectre solaire standard) mais aussi de l'émission thermique.

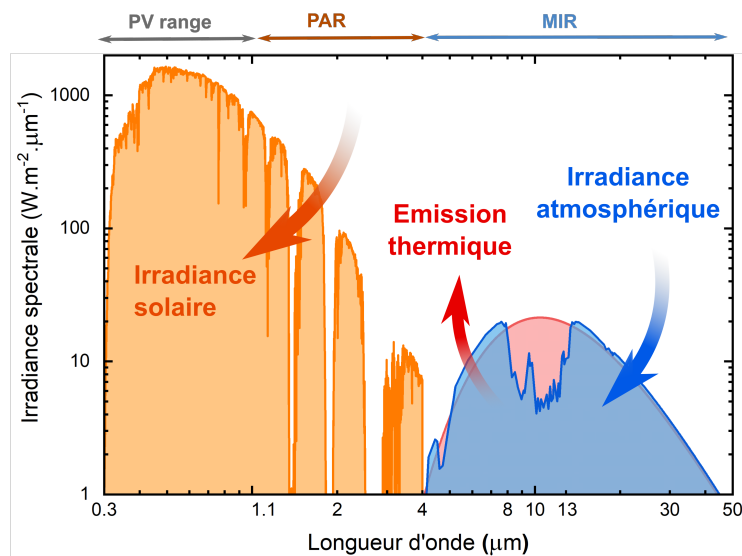


FIGURE 1.12: Schéma montrant le rayonnement solaire (spectre standard AM 1.5G), le rayonnement atmosphérique, et l'émission thermique, qui régissent la photogénération des porteurs de charges (gamme PV) ainsi que le refroidissement radiatif avec le ciel (gammes PAR et MIR).

Partant de cette constatation, un choix judicieux sur les propriétés optiques des composants PV permettrait de minimiser les absorptions solaires parasites, tout en optimisant l'absorption et l'émission de chaleur dans la gamme MIR⁴. De façon intéressante, l'atmosphère possède également plusieurs "fenêtres de transparence", c'est-à-dire des gammes spectrales où le rayonnement incident est très faible (en particulier dans la gamme 8-13 μm comme on peut le voir sur la figure 1.12). Dans une certaine mesure, l'atmosphère se comporte donc comme un milieu froid (similaire au rayonnement cosmologique à 2,7 K dans les zones de transparence). Ce second constat est également une motivation importante à l'origine de l'intérêt pour le RSC. D'une part, car l'échange avec un milieu froid favorise le refroidissement. D'autre part, car une partie de la chaleur est rejetée dans l'espace, ce qui évite de chauffer l'environnement local.

Cette partie introduit le refroidissement par échange radiatif avec le ciel. D'abord, nous

4. Notons qu'il a été suggéré dans la littérature qu'une modification des propriétés dans la gamme solaire UV pourrait aussi être un levier d'action. Cette option, qui par essence nécessite un compromis entre la diminution de température et la baisse de la photogénération, est bien moins prometteuse [52, 67]. Elle n'est pas abordée dans cette thèse.

illustrons son principe à travers un travail de modélisation préliminaire, dans l’objectif de cerner ses principaux potentiels et ses enjeux. Ensuite, nous dressons un bref panorama de ce domaine de recherche, avec ses applications et ses tendances. Il est à noter que le RSC est une discipline relativement jeune. L’information est souvent éparpillée dans la littérature, et certains aspects théoriques méritent d’être clarifiés. Dans cette perspective, les annexes A et B condensent l’essentiel des notions pour le lecteur qui souhaite se familiariser davantage avec les fondements du RSC, notamment en ce qui concerne la modélisation de l’échange radiatif avec l’atmosphère. L’annexe B, dont la portée dépasse le cadre de cette thèse, apporte également quelques réflexions et résultats théoriques originaux qui vont dans le sens de récents travaux de simulation [68, 69].

1.4.1 Principe physique

L’idée générale du RSC est de limiter l’échange radiatif avec le soleil tout en optimisant l’échange avec l’atmosphère dans la gamme MIR. A partir des formulations que l’on trouve dans les réf. [70, 71, 72, 73], nous présentons ici un premier modèle qui permet d’illustrer quantitativement cet effet. Ce modèle concerne un corps passif, il n’est donc pas directement transposable aux corps actifs comme les dispositifs PV. Il permet néanmoins d’introduire de manière synthétique les fondements de la modélisation de l’échange thermique avec l’atmosphère, ainsi que de mettre en évidence quelques résultats génériques concernant le RSC, en vue de guider le développement de modèles spécifiques aux cellules et modules PV.

En première approximation (cf. l’annexe B pour les hypothèses sous-jacentes), l’échange radiatif avec l’atmosphère est donné par la loi de Stefan-Boltzmann. Le bilan thermique d’un corps échangeant s’exprime alors comme

$$P_{net}(T) = \epsilon\sigma(T^4 - T_{sky}^4) + h(T - T_a) - P_{sun} \quad (1.7)$$

où ϵ est l’émissivité hémisphérique du corps considéré, σ la constante de Stefan-Boltzmann, T_{sky} la température effective du ciel, T_a la température ambiante, et h le coefficient d’échange convectif. Ici, l’absorption solaire est modélisée par une simple constante algébrique P_{sun} , ce qui suppose raisonnablement que les gammes spectrales de l’émission thermique dans le MIR et du rayonnement solaire ne se recoupent pas. Ce faisant, la quantité ϵ désigne implicitement l’émissivité du corps dans la gamme MIR uniquement. La température en régime stationnaire peut alors être calculée en déterminant la température T qui vérifie $P_{net}(T) = 0$, comme l’exige la loi de conservation de l’énergie.

Bilan limité par l’échange avec l’atmosphère : Dans le cas limite où le bilan thermique est régi par le seul échange avec l’atmosphère ($P_{net} = \epsilon\sigma(T^4 - T_{sky}^4)$), la résolution est directe. Dans ce cas, la température d’équilibre est naturellement égale à la température effective du ciel ($T = T_{sky}$). En conséquence de la transparence de l’atmosphère, cette température est généralement bien inférieure à la température ambiante [74, 75], que ce soit par temps clair (figure 1.13a) mais également en présence du nuages (figure 1.13b).

Dans la limite des hypothèses du présent modèle, la température peut être abaissée jusqu'à atteindre T_{sky} . Ce résultat est vrai quelle que soit la valeur de l'émissivité hémisphérique ϵ . En introduisant une émissivité atmosphérique effective ϵ_{atm} , telle que $T_{sky}^4 = \epsilon_{atm}T_a^4$ (cf. annexe B), on notera aussi que l'écart avec la température ambiante T_a est d'autant plus grand que celle-ci est élevée.

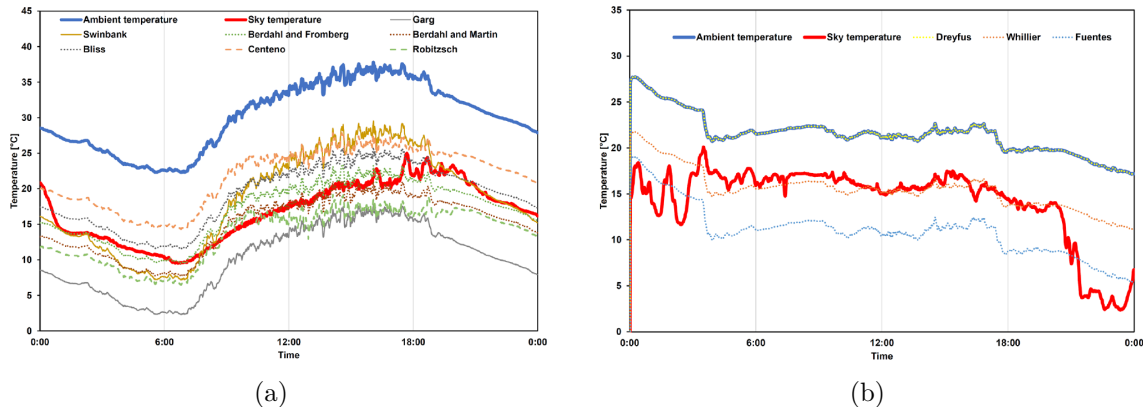


FIGURE 1.13: Mesure de la température effective du ciel au cours d'une journée par (a) temps clair et (b) et nuageux [75]. Reproduit avec la permission de IOP Science (article sous licence creative commons).

Influence de la convection et du rayonnement solaire : En présence de convection ou de rayonnement solaire, le bilan thermique est plus difficile à résoudre. Grâce à un outil que nous avons développée sous *COMSOL Multiphysics*, nous sommes en mesure de résoudre numériquement ce bilan. La figure 1.14 montre l'équation 1.7 résolue pour différentes valeurs de h , P_{sun} et ϵ . En tenant compte de la convection ($P_{sun} = 0$, $h \neq 0$), celle-ci agit comme une source de chaleur pour $T_{sky} < T < T_a$ et donc la température s'équilibre dans cette gamme. De toute évidence, augmenter l'émissivité implique une température plus faible dans ce cas. Lorsque $P_{sun} = 0$ et $h = 0$, la résolution numérique montre bien que le corps s'équilibre à la température du ciel (T_{sky} fixée arbitrairement à -5 °C dans le cas présent), indépendamment de la valeur de l'émissivité ϵ .

Si l'absorption solaire est présente ($P_{sun} \neq 0$, $h \neq 0$), il est intéressant de voir que le régime sub-ambient ($T < T_a$) n'est pas toujours atteint. En effet, ce régime peut être atteint seulement si la condition $P_{net}(T = T_a) > 0$ est vérifiée. Autrement dit, un refroidissement sub-ambient est possible uniquement si les puits de chaleur sont supérieurs aux sources lorsque le corps est à température ambiante. En utilisant l'équation 1.7, cette condition s'écrit

$$\epsilon\sigma T_a^4(1 - \epsilon^{atm}) - P_{sun} > 0 \quad (1.8)$$

Cette inégalité nous apporte trois informations importantes : (1) la convection n'influe pas sur le régime de température atteint ; (2) le régime de température sub-ambient est favorisé par une faible émissivité atmosphérique et une faible puissance solaire absorbée ; (3) le régime sub-ambient est plus simple à atteindre lorsque la température ambiante est élevée, ce qui s'avère moins intuitif.

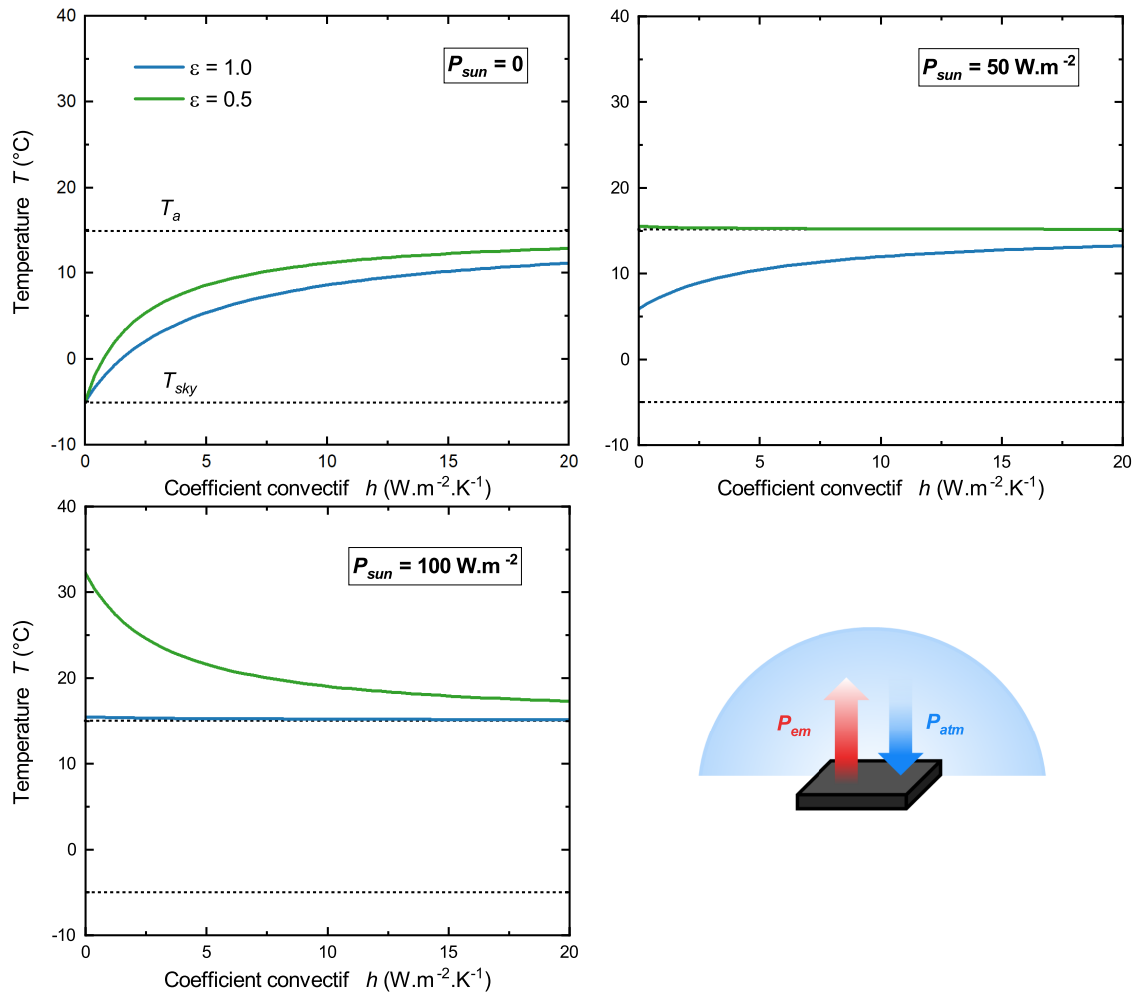


FIGURE 1.14: Simulation de la température d'équilibre d'un corps passif faisant face au ciel, dans le cas où l'échange radiatif est modélisé à partir d'un bilan hémisphérique. La température est représentée en fonction du niveau de convection h , et dans différents scénarios d'absorption solaire P_{sun} et d'émissivité hémisphérique ϵ .

En essence, ce modèle relativement simple illustre les principales potentialités et enjeux du RSC :

- Grâce au RSC, la température d'équilibre d'un corps peut être abaissée sous la température ambiante (elle est limitée par la température du ciel dans le cas présent)
- En présence de convection et de rayonnement solaire, le problème se complexifie et le calcul de la température d'équilibre n'est pas trivial
- Le régime de température atteint (sub-ambient ou sur-ambient) dépend de l'absorption solaire, et de l'échange radiatif avec l'atmosphère (température ambiante et valeur de l'émissivité)
- Le coefficient convectif h ne change pas le régime atteint, mais son intérêt pour refroidir davantage dépend de ce dernier (favorable en régime sur-ambient, défavorable en régime sub-ambient)
- Le RSC est plus efficace lorsque la température ambiante est élevée (régime sub-ambient plus simple à atteindre, diminution de température plus importante)

Dépendance spectrale et angulaire de l'émissivité : Modifier spectralement ou angulairement l'émissivité ϵ permet dans certains cas d'abaisser encore davantage la température. Cela permet en effet de restreindre l'échange radiatif à des gammes où l'atmosphère est plus transparente. Spectralement, il s'agit de limiter l'échange à une gamme où le rayonnement atmosphérique est faible, c'est-à-dire principalement dans la gamme 8-13 μm (voir le spectre atmosphérique de la figure 1.12). Il en va de même si l'émissivité est modifiée angulairement. Comme on peut le voir sur les images thermiques de la figure 1.15, la température effective du ciel est plus importante proche de l'horizon, ce qui résulte d'une moins grande transparence atmosphérique.

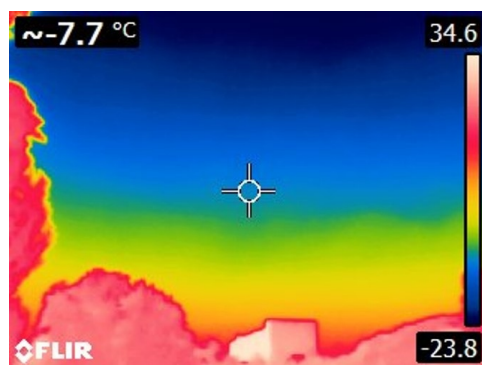


FIGURE 1.15: Cliché thermique du ciel par temps clair et proche de l'horizon, prise sur du campus de la Doua avec une caméra infrarouge *FLIR*, montrant la dépendance angulaire du rayonnement atmosphérique (la température affichée est obtenue en fixant l'émissivité égale à l'unité)

Ces idées sont avancées depuis longtemps [72], et ont été vérifiées en pratique. Encore une fois, l'annexe B illustre ces aspects plus en détail. Il en ressort que les conclusions génériques mises en avant plus haut restent valides lorsque les aspects angulaires et spectraux sont considérés. Cependant, de nouvelles questions émergent quant à la manière optimale de modifier l'émissivité. Dans le cas précédent où l'échange radiatif est simplement régi par la loi de Stefan-Boltzmann, une émissivité hémisphérique ϵ plus élevée conduit toujours à une température plus basse. Les choses sont plus complexes en présence d'un profil d'émissivité sélectif, que ce soit spectralement ou angulairement : le profil d'émissivité idéal dépend alors des autres transferts thermiques en présence qui, à leur tour, dépendent de l'application visée. De fait, cette question sera examinée plus en détail dans le chapitre 2 sur la base d'un modèle spécifique pour traiter le RSC des dispositifs PV.

1.4.2 Un domaine de recherche dynamique...

L'ingénierie du RSC consiste à modifier le profil d'émissivité (spectralement, angulairement, ou sur toute l'hémisphère) dans l'objectif d'abaisser la température, tout en respectant les contraintes propres à l'application visée. Depuis les travaux pionniers menés par Felix Trombe (1906-1985) à Mont-Louis dans les années 1970 [76, 77, 78], des matériaux et structures optiques de plus en plus avancées ont été proposées pour cela : cristaux photoniques

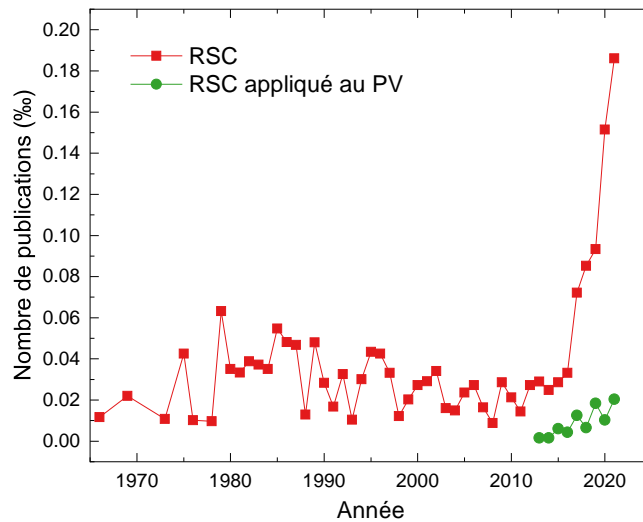


FIGURE 1.16: Evolution du nombre de publications référencées sur Scopus qui traitent du RSC (rouge), et du RSC des dispositifs PV (vert). Le nombre de publications a été normalisé par le nombre total de publications disponibles pour bien mettre en évidence la dynamique du domaine. Au total, 950 publications sont recensées (données Scopus).

[79, 80], métamatériaux [81], matériaux à changement de phase [82, 83], etc. Les possibilités proposées jusqu'à présent sont recensées dans plusieurs articles de revue [84, 70, 85, 86, 87]. Pendant longtemps, l'ingénierie du RSC concernait uniquement la gamme MIR car seules les applications nocturnes étaient visées. Avec les progrès de l'optique des années 2000, le RSC diurne a commencé à être étudié. Depuis, le domaine connaît un dynamisme grandissant comme on peut le voir sur la figure 1.16 qui relate la proportion d'articles scientifiques qui traitent du RSC indexés dans la base de données *Scopus*.

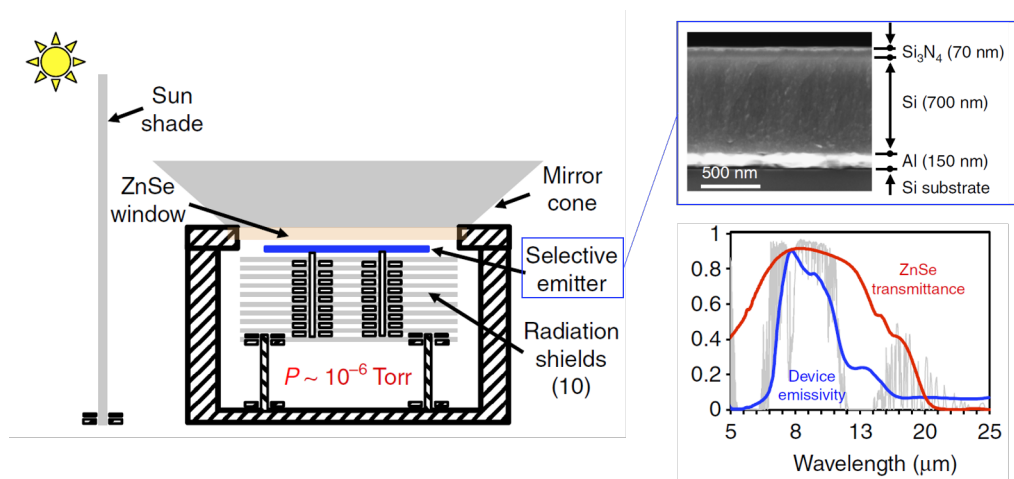


FIGURE 1.17: Système ayant permis d'observer un refroidissement record de 42° sous l'ambiante [88]. Reproduit avec la permission de Springer Nature, Nature Communications (article publié sous licence creative commons).

Pour certaines applications, l'échange convectif/conductif doit également être minimisé afin d'atteindre des températures sub-ambiantes. En réunissant ces différents ingrédients, un refroidissement record de 42°C sous la température ambiante a été atteint par une équipe de l'université de Stanford [88]. Comme on peut le voir sur la figure 1.17 qui présente le

dispositif ainsi que les résultats expérimentaux, le profil d'émissivité présente une sélectivité spectrale. De manière intéressante, ce profil est obtenu à l'aide d'une multicouche optique relativement simple (empilement de nitrure de silicium, Si amorphe, et aluminium).

1.4.3 ... avec des applications variées

Le RSC trouve des applications dans de nombreux domaines. Un panorama des principales applications à l'étude est présenté sur la figure 1.18. En particulier, l'intégration aux bâtiments permettrait de considérablement réduire leur consommation énergétique, en les refroidissant passivement ou en améliorant le rendement des systèmes de climatisation [89]. Parmi les autres applications pratiques, on distingue notamment les systèmes de récolte de rosée, les centrales solaires thermiques, ou encore la génération thermoélectrique.

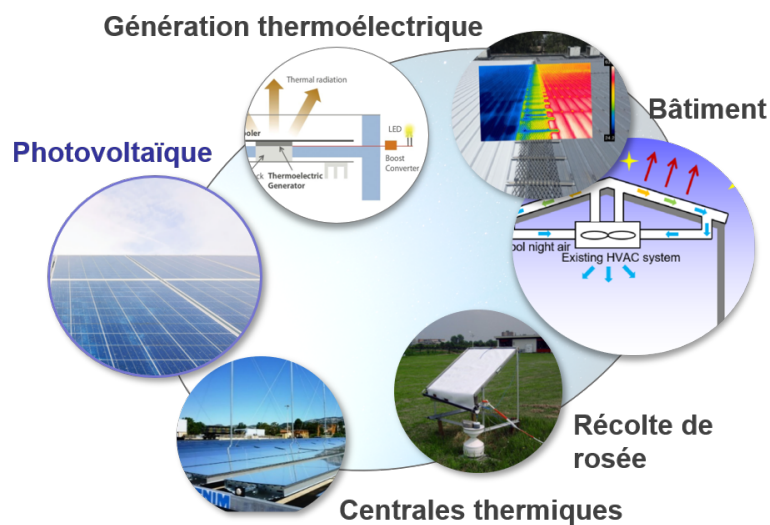


FIGURE 1.18: Panorama des principaux domaines où le refroidissement radiatif par échange avec le ciel a été envisagé.

Quelques entreprises commercialisent déjà des dispositifs technologiques exploitant le phénomène de refroidissement radiatif. A noter qu'il existe depuis longtemps des sociétés qui proposent simplement des peintures qui réfléchissent le rayonnement solaire, sans optimisation de l'émissivité dans la gamme MIR. Certaines entreprises proposent même une gamme de peintures colorées comme les sociétés *Thermatek* ou *Astec Paints*, en agissant principalement sur le proche infrarouge grâce à des particules d'oxydes métalliques. Récemment, la société américaine *Xerox* a commercialisé une peinture avec une émissivité également optimisée dans la gamme de la fenêtre de transparence atmosphérique. D'après les données commerciales, cette peinture permet un refroidissement jusqu'à 10 °C sous l'ambiante. L'entreprise de Stanford *SkyCool Systems* propose quant à elle des panneaux de production d'eau froide à disposer sur les toits des bâtiments afin d'augmenter le rendement des climatiseurs. *Radi-Cool*, une autre "spin-off", développe des films polymères refroidissants incluant des microsphères de silice [90]. L'entreprise propose des films avec et sans couche réfléchissante (transparents ou non aux longueurs d'ondes visibles).

1.5 Le RSC appliqué aux cellules et modules en silicium

Au vu de son succès dans d'autres domaines d'application, le refroidissement radiatif par échange avec le ciel apparaît prometteur pour le PV, d'autant plus que, les cellules et modules PV semblent naturellement de bons candidats pour exploiter pleinement son potentiel : une grande surface exposée au ciel d'une part, et d'autre part une meilleure efficacité par ciel clair (c'est-à-dire lorsque le refroidissement est le plus bénéfique pour la production PV en raison de l'ensoleillement [91]). Par ailleurs, le RSC nécessite de modifier uniquement les propriétés optiques (dans les gammes PAR et MIR), ce qui en fait une stratégie potentiellement peu complexe et bas coût. Une amélioration du refroidissement radiatif avec le ciel *a posteriori* n'est pas non plus à exclure, par exemple grâce au dépôt d'un film refroidissant sur des modules déjà en fonctionnement [42].

Malgré cela, le RSC des dispositifs PV suscite un intérêt grandissant seulement depuis quelques années. Entre 2014 et fin 2020, seulement une douzaine de publications pertinentes ont vu le jour concernant les dispositifs en silicium [92, 93, 71, 94, 52, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101]. L'année 2021 a vu ce nombre augmenter significativement, notamment à travers la multiplication des matériaux ou structures photoniques proposées qui pourraient être utilisées (le chapitre 3 présente une revue détaillée de ces dernières). Malgré ce nombre croissant de travaux (figure 1.16), les conclusions sont encore nuancées et de nombreux verrous scientifiques restent à lever.

1.5.1 Etat de l'art

La première étude détaillée date de 2014 [92]. Ce travail fondateur a montré qu'il était envisageable de diminuer la température d'un wafer en silicium cristallin dopé d'environ 18 °C grâce à un cristal photonique de silice placé au-dessus. La structure ainsi que le profil d'émissivité obtenu sont schématisés sur la figure 1.19.

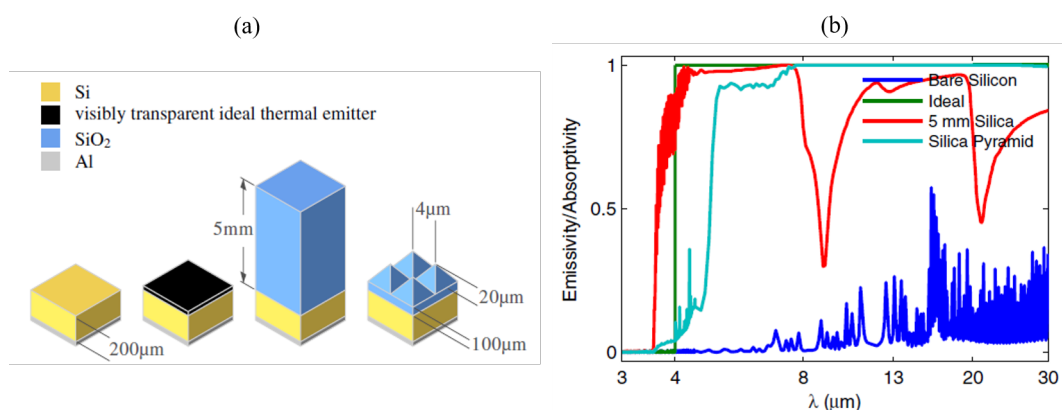


FIGURE 1.19: (a) Les différentes structures étudiées dans l'article de Zhu *et al.* [92] ainsi que (b) leur émissivité simulée en incidence normale dans la gamme PAR et dans la gamme MIR. Reproduit avec la permission de Optica (article publié sous licence creative commons).

Une grande partie des travaux qui ont suivi [92, 93, 71, 94, 95, 52, 96, 97, 101] sont de nature théorique. Il proposent de quantifier le bénéfice du RSC dans des cas particuliers, ou

suggèrent quelques pistes technologiques à travers des études numériques. Par exemple, Li *et al.* proposent de diminuer les absorptions solaires parasites d'un module à partir d'une multicouche diélectrique. Les résultats de ces différentes études sont compilés dans le tableau 1.1. Comme on peut le voir, le bénéfice (diminution de température, gain en rendement) reporté varie beaucoup d'une étude à l'autre. Étonnamment, ceci est également vrai pour les études purement théoriques, c'est-à-dire qui ne reposent sur aucune structure photonique. Cela est dû à plusieurs différences d'une étude à l'autre concernant : le dispositif choisi comme point de départ, la modélisation physique, les gammes spectrales adressées (MIR ou PAR), et les conditions environnementales utilisées. Ainsi, Gentle et Smith [93] avancent que l'amélioration des propriétés radiatives des modules en c-Si apporte un refroidissement de seulement 2 °C, soit bien moins que le refroidissement de 18 °C avancé par Zhu *et al.* [92].

TABLE 1.1: Synthèse des résultats des principales études théoriques et numériques portant sur le RSC des cellules et modules solaires PV en silicium

Référence	Dispositif de réf.	Solution proposée	ΔT	$\Delta \eta$
Zhu <i>et al.</i> [92]	Plaquette de silicium	Cristal photonique 2D de silice (émissivité MIR)	18 °C	+1,6 %
Gentle et Smith [93]	Module	Aucune (étude théorique concernant l'émissivité MIR)	2 °C	N.C.
Sun <i>et al.</i> [71]	Module	Aucune (étude théorique concernant l'émissivité MIR)	2 °C	+0,5 %
Li <i>et al.</i> [94]	Module	Multicouche diélectrique (réduction de l'absorption dans la gamme PAR)	6 °C	+0,6 %
An <i>et al.</i> [96]	Module flexible (en-capsulation au PET)	c-Si Cristal photonique (émissivité MIR) + multicouche diélectrique (gamme PAR)	10 °C	+0,5 %
Vaillon <i>et al.</i> [52]	Module et cellule	Aucune (étude théorique : émissivité MIR et gamme PAR)	16 °C	+1,7 %
Silverman <i>et al.</i> [95]	Module	Aucune (étude théorique concernant la gamme PAR)	6 °C	N.C.
Lee <i>et al.</i> [97]	Cellule film mince (Si microcristallin)	Dépôt de polymère	6 °C	N.C.
Perrakis <i>et al.</i> [101]	Cellule	Aucune (étude théorique : émissivité MIR et gamme PAR)	13 °C	+1,3 %

Les conclusions des quelques études expérimentales [98, 99, 100] ne sont pas moins disparates. Zhu *et al.* [98] ont essayé de mettre en évidence leurs prédictions numériques

[92] en positionnant un cristal photonique de silice au-dessus d'une pseudo-cellule (wafer en c-Si de type p avec un dépôt de 20 nm d'aluminium en face arrière et 75 nm de nitrure en face avant). La structure réalisée n'est pas pyramidale mais présente une émissivité comparable (environ 96 % à un angle de 10°) grâce à des trous cylindriques. Lorsque le système est isolé thermiquement grâce un film de polyéthylène, le refroidissement observé est d'environ 13°C (et de 1°C par rapport à celui obtenu avec une couche de $500\ \mu\text{m}$ de silice). D'un autre côté, grâce à des micro-piliers de silice ayant la même fonction, Long et al. [100] ont obtenu un refroidissement de seulement 2°C d'un wafer de silicium. La différence de performance peut être attribuée à une émissivité bien moins élevée en dehors de la fenêtre de transparence atmosphérique (environ 80 %). Lu et al. [102] ont quant à eux réussi à obtenir une émissivité supérieure à 90 % en utilisant de la silice structurée en pyramides aléatoires à la place du verre d'un module. La structuration, obtenue grâce à un procédé sol-gel, augmente également le piégeage optique des photons solaires selon les auteurs. Zhao et al. [99] ont quant à eux réussi à améliorer l'émissivité d'un module complet, grâce à une simple couche polymère ajoutée sur le verre. Toutefois, cette solution ne semble pas diminuer significativement la température (moins de 1°C observé).

1.5.2 Verrous scientifiques

Les verrous scientifiques à lever sont d'abord théoriques. Comme nous l'avons vu, les conclusions quant au bénéfice potentiel du RSC ne sont pas unanimes. De plus, certains aspects fondamentaux relatifs au contrôle de l'émissivité restent à clarifier. La question primordiale du profil d'émissivité idéal (dépendance spectrale et angulaire) pour les dispositifs PV en c-Si n'a pas été traitée.

Les verrous sont également de nature expérimentale. Actuellement, les solutions proposées tous azimuts ne permettent pas de dégager clairement les voies possibles pour améliorer le RSC des dispositifs en c-Si. Ces dernières doivent être analysées plus en profondeur. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître les propriétés optiques des différents matériaux pour prédire l'impact d'une solution photonique sur le RSC. Des travaux de caractérisation sont donc à mener, notamment dans la gamme MIR où la littérature est peu abondante. Ensuite, les contraintes à satisfaire pour évaluer la pertinence d'une solution restent à clarifier, notamment en ce qui concerne l'éventuel impact sur la gamme PV. En ce sens, il y a un manque de critères quantitatifs et de lignes directrices pour accompagner l'ingénierie de l'émissivité. Finalement, les structures pertinentes doivent être fabriquées et caractérisées.

Plus généralement, la méthodologie pour étudier l'influence du RSC doit être améliorée. Par exemple, plusieurs études considèrent un simple précurseur de cellule solaire (voir le tableau 1.1) comme point de départ alors que le bénéfice apporté par le RSC doit *a priori* être évalué à l'échelle d'un module complet [93]. Les conditions environnementales varient également d'une étude à une autre, ce qui complique la comparaison des résultats. On regrettera aussi que certains travaux se focalisent uniquement sur la diminution de température,

alors que l'influence sur la génération électrique est primordiale. Au-delà, il n'y a pas de tentative d'évoluer vers un nouveau paradigme d'ingénierie, qui prend en compte les aspects thermiques (notamment le RSC) dès le début du processus de conception. Nous verrons dans le chapitre 4 que cela apparaît pertinent compte-tenu des interdépendances qui existent entre les propriétés optiques, électriques, et thermiques.

1.5.3 Sur la nécessité de développer de nouveaux modèles physiques

Pour lever ces différents verrous scientifiques, de nouveaux modèles physiques et numériques doivent être développés. Pour résumer, l'effort de modélisation porte principalement sur trois aspects :

1. Développer un modèle théorique pour quantifier l'influence du profil d'émissivité sur les performances thermiques et électriques des dispositifs PV. Cet aspect est primordial afin de traiter soigneusement les verrous théoriques. La prise en compte détaillée du RSC est en effet plus complexe pour les dispositifs photovoltaïques que pour les systèmes passifs. Entre-autres, ce sont des systèmes actifs qui fonctionnent fondamentalement hors de l'équilibre thermodynamique, et ce, avec des performances électriques et thermiques couplées. Les études actuelles ne prennent pas en compte toutes ces spécificités.
2. Simuler l'émissivité des dispositifs PV. Afin de proposer et d'analyser les stratégies photoniques pour améliorer le RSC d'un dispositif donné, il paraît indispensable de pouvoir simuler son émissivité. Comme nous allons le voir dans le chapitre 3, ceci constitue un véritable défi qui dépasse les capacités des méthodes de simulation conventionnelles, notamment à cause de la grande gamme de longueurs d'ondes à couvrir. Grâce au modèle théorique, l'ambition est également de quantifier l'effet d'une stratégie photonique donnée.
3. Explorer la faisabilité et la pertinence d'un nouveau modèle, qui permet de calculer les performances en conditions de fonctionnement réelles directement à partir des matériaux et de l'architecture d'un dispositif. Ce type de modèle constituerait un pas vers un nouveau paradigme d'ingénierie, conscient des effets thermiques dès le début du processus de conception. Outre cette perspective d'ordre générale, ce type d'approche permettrait d'aller plus loin en ce qui concerne le RSC en l'intégrant dans une démarche d'optimisation thermique globale.

1.6 Conclusion du chapitre 1

Ce premier chapitre nous a permis de positionner le sujet dans son contexte et de dresser l'état de l'art de la recherche dans le domaine. Après avoir présenté la problématique de l'échauffement des dispositifs PV, nous avons passé en revue les principales approches, actives et passives, qui permettent de limiter les effets thermiques. Parmi les leviers de refroidissement passifs, le refroidissement par échange radiatif avec le ciel a été présenté plus

en détail. En particulier, une analyse préliminaire a permis de poser les bases physiques de sa modélisation et d’appréhender les principaux enjeux de cette stratégie. Dans une dernière partie, nous avons présenté l’état de l’art et les verrous scientifiques spécifiques au RSC des cellules et modules en silicium.

Les différentes motivations et les verrous scientifiques distillés tout au long de ce chapitre sont regroupés sous la forme d’une analyse SWOT dans la figure 1.20. Beaucoup de points positifs (stratégie passive, refroidissement via deux leviers thermiques, faible degré de complexité, important refroidissement démontré dans d’autres domaines d’application) motivent l’étude de cette stratégie de refroidissement. Spécifiquement, les dispositifs PV semblent être de bons candidats pour exploiter pleinement le potentiel du RSC. Cependant, de nombreux verrous théoriques, expérimentaux, et méthodologiques restent à lever. L’état de l’art concernant le RSC appliqué aux cellules et modules est prometteur, mais de nombreuses questions scientifiques restent en suspens. Pour les traiter, il paraît indispensable de développer des nouveaux modèles physiques pour adresser les aspects théoriques et guider les développements expérimentaux.

Ce premier chapitre bibliographique nous permet d’aboutir aux principales questions scientifiques qu’il nous a semblé pertinent de traiter. Ces différentes questions, auxquelles nous tentons de répondre au mieux dans les trois prochains chapitres, ont été le fil directeur de la démarche scientifique adoptée tout au long de cette thèse.

Chapitre 2 :

- Quel bénéfice le RSC peut-il théoriquement apporter aux dispositifs PV en silicium ?
- Quel profil d’émissivité (dépendance spectrale et angulaire) faut-il cibler ?

Chapitre 3 :

- Quelles sont les principales stratégies optiques envisageables pour améliorer le RSC ?
- Sur quels matériaux ou à quelles interfaces du module est-il judicieux d’implémenter ces stratégies ?
- Comment guider l’ingénierie optique afin de proposer des solutions technologiques pertinentes pour améliorer le RSC ?

Chapitre 4 :

- Est-il possible de développer un modèle qui prédit les performances en conditions réelles de fonctionnement directement à partir de la connaissance des matériaux et de l’architecture d’un dispositif PV ?
- Quelles perspectives ce nouveau type de modèles ouvre-t-il pour l’ingénierie PV ?

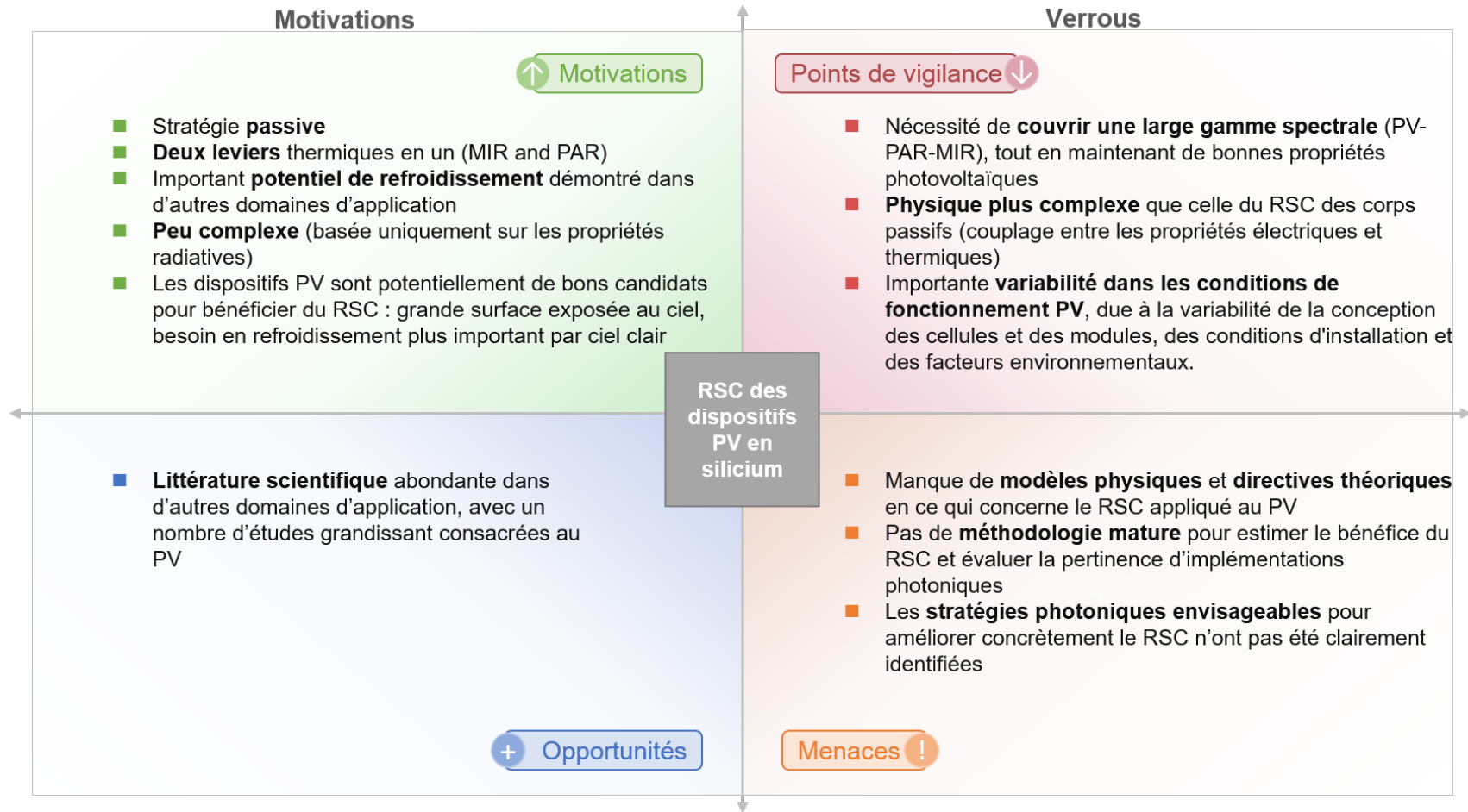


FIGURE 1.20: Analyse SWOT synthétisant les motivations et les verrous du RSC appliqué au PV.

Chapitre 2

Refroidissement radiatif des dispositifs PV : modélisation et estimation du bénéfice théorique

Dans ce chapitre, nous posons les fondements pour modéliser l'effet du refroidissement radiatif avec le ciel sur les dispositifs PV. Ce modèle nous permet de lever les principaux verrous théoriques présentés dans le chapitre 1. Au passage, certains aspects méthodologiques sont aussi éclaircis. Après avoir motivé notre approche du problème, nous décrivons le modèle physique et numérique que nous avons développé. Nous l'utilisons en premier lieu pour déterminer le profil d'émissivité idéal pour les dispositifs PV. En second lieu, nous quantifions le bénéfice théorique apporté par celui-ci. D'abord, nous mettons en lumière quelques tendances générales et ordres de grandeurs qui s'appliquent à l'ensemble des dispositifs basés sur le silicium, mais aussi l'arséniure de gallium (GaAs) et la pérovskite (composition $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$). Dans un second temps, nous généralisons le modèle physique afin de pouvoir quantifier plus précisément le bénéfice pour un dispositif PV en silicium cristallin donné. Dans cette mesure, nous dérivons le bénéfice pour des modules basés sur les technologies PERC et IBC. Finalement, quelques résultats préliminaires relatifs à l'influence du RSC sur la production électrique annuelle sont introduits.

2.1 Position du problème et méthodologie

Les verrous théoriques mis en évidences dans le chapitre précédent découlent d'une même question essentielle : quel bénéfice le RSC peut-il théoriquement apporter aux dispositifs PV en silicium ? Les conclusions de la littérature ne sont pas unanimes à ce propos, comme déjà mentionné dans l'état de l'art. Les facteurs qui expliquent les différentes conclusions peuvent être regroupés en trois catégories :

1. Le dispositif PV considéré et sa modélisation. L'émissivité utilisée comme point de départ (sans optimisation du RSC) dépend du dispositif; il en va donc de même

pour le potentiel prévu par son optimisation. Par exemple, il est connu que le profil d'émissivité est affecté par les couches d'encapsulation [94] ou encore par l'architecture de la cellule [103, 104]. En ce qui concerne la modélisation, certaines études ne prennent pas en compte le couplage entre les propriétés électriques et thermiques [94], alors que ce couplage est intrinsèque à la conversion photovoltaïque. Il doit notamment être pris en compte pour calculer la température au MPP, qui peut différer de plusieurs degrés de la température en circuit ouvert [105, 55].

2. Le profil d'émissivité utilisé comme point d'arrivée (avec optimisation du RSC). Il n'est pas clair à l'heure actuelle quel profil d'émissivité doit être utilisé pour exploiter tout le potentiel du RSC. Deux profils sont généralement présentés dans la littérature [70] : un profil dit large bande, présentant une émissivité égale à l'unité au-dessus de $\sim 4 \mu\text{m}$ et nulle en dessous afin de supprimer les absorptions solaires parasites, et un profil dit sélectif, avec une émissivité non nulle uniquement dans la fenêtre de transparence atmosphérique principale (entre 8 et 13 μm). Le rayonnement émis thermiquement et absorbé par un corps présentant les deux profils est tracé sur la figure 2.1.
3. Les conditions environnementales utilisées comme entrées des modèles. Il paraît évident que certains facteurs comme l'ensoleillement ou la convection conditionnent l'importance relative du RSC dans l'équilibre thermique.

Il est nécessaire d'adresser méthodiquement ces différents facteurs afin de répondre clairement à la question du bénéfice.

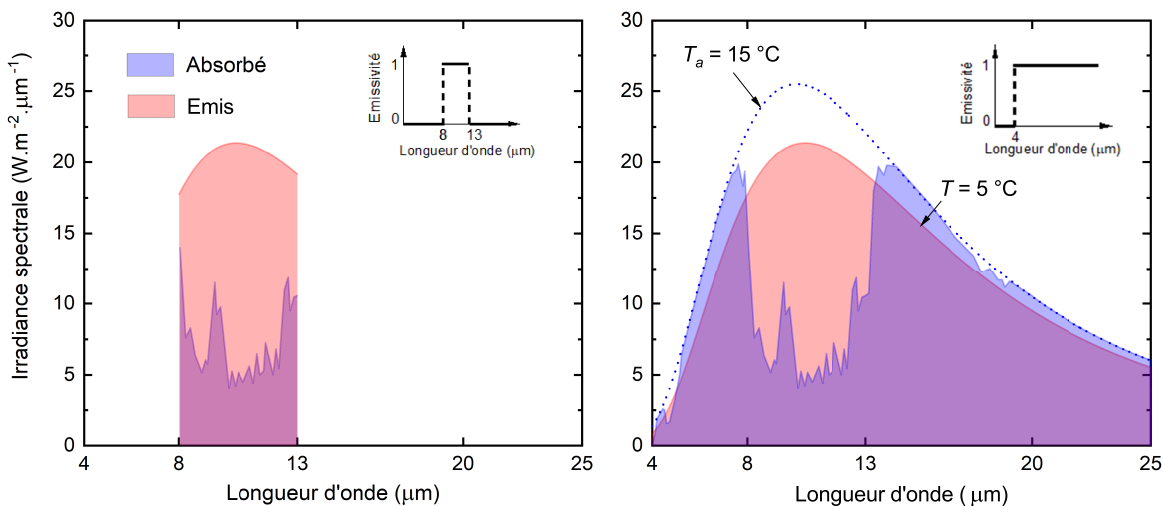


FIGURE 2.1: Absorption et émission d'un corps présentant une émissivité large bande (à droite) et sélective (à gauche). À titre illustratif, la température ambiante a été fixée à $T_a = 15 \text{ }^\circ\text{C}$ et la température de fonctionnement à $T = 5 \text{ }^\circ\text{C}$. La ligne pointillée du graphique de droite montre l'émission thermique d'un corps noir à $15 \text{ }^\circ\text{C}$. L'irradiance atmosphérique en bleu correspond à celle dans les conditions de l'atmosphère U.S. standard [106].

En ce qui concerne la modélisation physique, il nous a semblé judicieux de choisir une approche avec un haut niveau d'abstraction, c'est-à-dire une approche qui ne s'occupe pas de

l'architecture interne des dispositifs¹, permettant de fournir des résultats qui s'appliquent à un large éventail de dispositifs.

Nous avons donc fait le choix de baser notre modèle sur une approche dite de bilan détaillé, s'inscrivant ainsi dans la démarche initiée par Shockley et Queisser en 1961 [108], qui a été si fructueuse pour fournir des points de repères théoriques majeurs. Fait important, ce type de modèle est construit sur une base physique et non empirique (comme c'est le cas par exemple dans la réf. [52] qui utilise directement le rendement η_{STC} et le coefficient β comme entrée de leur modèle). Ceci est primordial pour rendre compte de certains couplages inhérents à la conversion photovoltaïque, comme par exemple le lien entre le coefficient de température et les propriétés d'absorption dans la gamme PV [64].

Toujours par soucis de généralité, il nous a également semblé opportun de rendre compte du bénéfice pour une vaste gamme d'émissivités, ne limitant donc pas notre analyse à un dispositif spécifique et une émissivité unique. Pour satisfaire à cette ambition, nous nous proposons d'introduire un modèle d'émissivité *ad hoc* qui permettra notamment d'apprécier l'importance relative des gammes PAR et MIR dans le refroidissement radiatif.

Pour terminer, il nous a paru nécessaire de déterminer des conditions environnementales de référence afin de permettre une quantification non-ambigüe du bénéfice. Ces dernières ainsi que les autres paramètres du modèle sont présentés dans la section suivante.

2.2 Description du modèle

2.2.1 Modèle électrique et thermique

Modèle électrique

Le modèle électrique découle d'une approche de bilan détaillé. Sous sa forme la plus fondamentale, la limite dite de Shockley-Queisser [108], un seul paramètre d'entrée suffit à décrire le dispositif PV : la bande interdite E_g . Ce faisant, il est possible de dégager des tendances et ordres de grandeurs pour toute une classe de dispositifs basés sur un même matériau actif. En premier lieu, nous commençons donc par modéliser la conversion PV dans cette limite.

La limite de Shockley-Queisser décrit une situation idéalisée en ce qui concerne la conversion PV. Dans l'hypothèse où l'absorption dans la gamme PV est parfaite, que chaque photon absorbé génère une paire électron-trou, que toutes les recombinaisons bande à bande sont radiatives, que les contacts sont parfaitement sélectifs, et en absence de pertes résistives, alors le courant J et la puissance électrique produite par unité de surface P_{elec} résultent simplement du bilan entre l'absorption et l'émission par luminescence [108, 107, 26]

$$J = q \int_{E_g}^{\infty} (\phi_{in}(E) - \phi_{em}(E, T, V)) dE \quad (2.1)$$

1. Pour une présentation des différents niveaux d'abstraction possibles, le lecteur est invité à consulter le chapitre 4 ainsi que l'excellent article de Kirchartz et Rau [107].

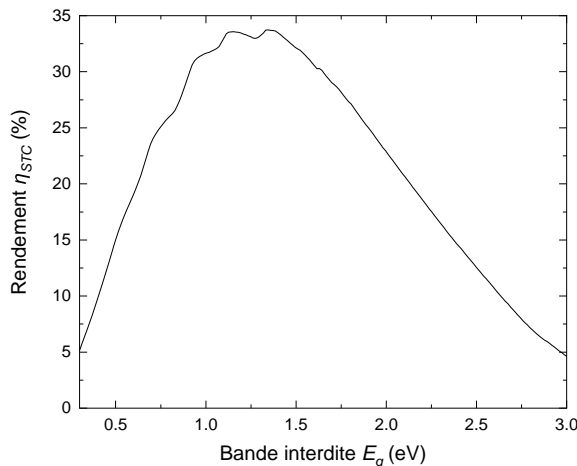


FIGURE 2.2: Rendement dans les conditions STC, calculé dans la limite de Shockley-Queisser en fonction de la bande interdite E_g .

$$P_{elec} = J \times V = qV \int_{E_g}^{\infty} (\phi_{in}(E) - \phi_{em}(E, T, V)) dE \quad (2.2)$$

avec V la tension de polarisation, q la charge élémentaire, T la température de fonctionnement, E l'énergie des photons. Comme il n'y a pas de dépendance universelle entre l'énergie E_g d'un semiconducteur et la température, une bande interdite constante est prise comme première approximation. Cet aspect sera étudié plus spécifiquement pour le silicium dans un second temps. Le terme ϕ_{in} désigne le flux de photons absorbé, et ϕ_{em} désigne le flux de luminescence émis, comme l'exige le bilan détaillé entre l'absorption et l'émission de photons. Il est donné par la loi de Planck généralisée, tant que la température et la séparation des niveaux de quasi-Fermi sont homogènes au sein du dispositif [109]

$$\phi_{em}(E, T, V) = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \frac{E^2}{\exp[(E - qV)/kT] - 1} \quad (2.3)$$

où \hbar est la constante de Planck réduite, et c la vitesse de la lumière.

La figure 2.2 montre le rendement STC en fonction de E_g calculé avec ce modèle. Son maximum est de 33,7 % pour $E_g = 1,34$ eV, conformément à des résultats publiés par ailleurs [23]. Ce modèle est en fait légèrement différent du modèle historique de Shockley et Queisser : ce dernier suppose en effet que le rayonnement thermique environnant est celui d'un corps noir, et approxime la statistique des porteurs de charge par la distribution de Maxwell-Boltzmann. En relaxant ces hypothèses, notre modèle décrit une situation plus générale en ce qui concerne le rayonnement environnant et permet de couvrir une plus large gamme de température. L'annexe C décrit plus exactement comment les deux approches sont liées entre-elles et quantifie l'erreur associée. A noter également que l'équation (2.3) décrit une situation où l'émission des photons est restreinte à la face avant. Si de la luminescence est également présente en face arrière, le rendement est légèrement inférieur [110, 23].

Modèle thermique

Le modèle thermique permet de calculer la température de fonctionnement T en utilisant l'équilibre entre les sources (termes de gauche) et les puits de chaleur (termes de droite) du problème

$$P_{in}^{bb} + P_{in}^{th} = P_{em}^{bb}(T, V) + P_{em}^{th}(T) + P_{elec}(T, V) + P_{con}(T) \quad (2.4)$$

avec P_{in}^{bb} et P_{in}^{th} les puissances absorbées, respectivement par les absorptions bande à bande (gamme PV) et au-delà de la bande interdite (gammes PAR et MIR). P_{em}^{bb} désigne la puissance émise par luminescence, P_{em}^{th} celle émise par rayonnement thermique, et P_{con} la convection.

La figure 2.3 présente une description schématique de ces différents termes en prenant une cellule solaire comme exemple. Celle-ci peut, entre-autres possibilités, être surmontée d'une couche destinée à améliorer le RSC. Dans ce cas, l'utilisation d'un bilan thermique reste valable tant qu'il existe un couplage thermique parfait entre la cellule et la couche. Plus généralement, ce type de bilan est valide tant que la température est homogène au sein du dispositif considéré. Grâce au faible gradient thermique qui règne en leur sein, c'est notamment une approximation raisonnable pour les modules en c-Si [111].

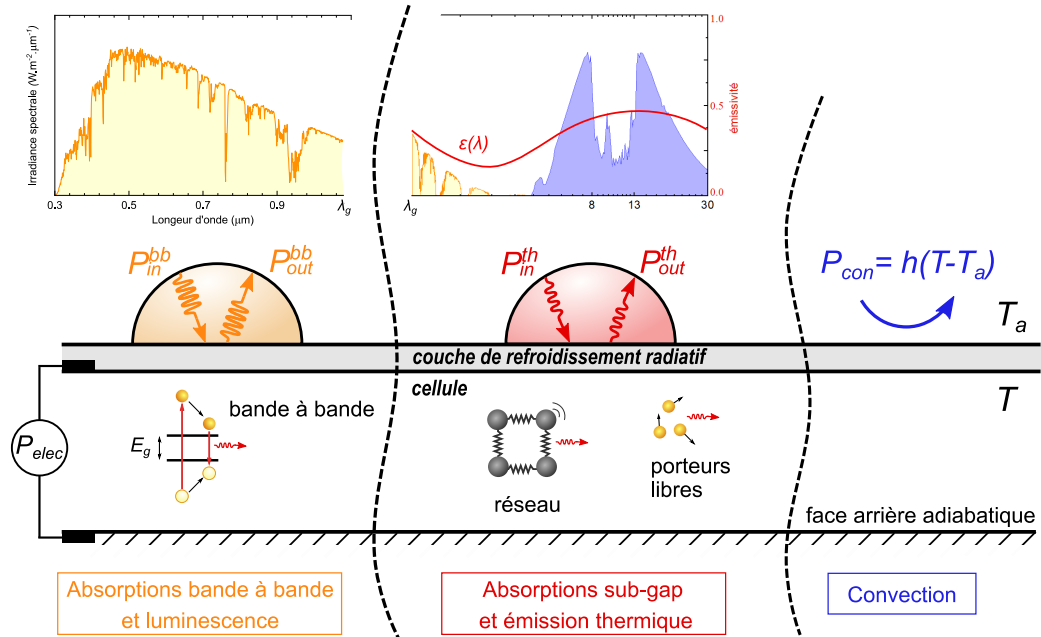


FIGURE 2.3: Description schématique du problème incluant les différents paramètres du modèle.

La convection P_{con} agit comme un puit de chaleur tant que la température du dispositif T est supérieure à la température ambiante T_a

$$P_{con} = h(T - T_a) \quad (2.5)$$

avec h le coefficient de transfert thermique par convection [112], exprimé en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, qui traduit le transfert convectif de l'ensemble du dispositif.

La densité de puissance absorbée par les absorptions bande à bande P_{in}^{bb} s'exprime comme

$$P_{in}^{bb} = \int_{E_g}^{\infty} E\phi_{in}(E)dE \quad (2.6)$$

Une partie de cette énergie est convertie en électricité P_{elec} , selon l'équation établie précédemment, tandis qu'une autre partie P_{em}^{bb} est réémise dans l'environnement par luminescence

$$P_{em}^{bb} = \int_{E_g}^{\infty} E\phi_{em}(E, T, V)dE \quad (2.7)$$

Le dispositif absorbe également une partie des photons de l'atmosphère et du soleil qui possèdent une énergie $E < E_g$

$$P_{in}^{th} = \int_0^{E_g} \alpha(E)E\phi_{in}(E)dE \quad (2.8)$$

où $\alpha(E)$ désigne l'absorption par d'autres mécanismes que les absorptions bande à bande. Par hypothèse, $\alpha(E)$ est non nul uniquement dans les gammes PAR et MIR dans le présent modèle. Conformément à la loi de Kirchhoff, le dispositif émet également du rayonnement thermique, régit par une émissivité ϵ égale à son absorptivité

$$P_{em}^{th} = \int_0^{E_g} \epsilon(E)E\phi_{em}(E, T, 0)dE \quad (2.9)$$

Bien que faible dans certains cas, cette émission thermique est toujours présente dans les dispositifs PV en raison de l'émission par les porteurs libres et le réseau cristallin du matériau actif [37]. A l'échelle des cellules et des modules, les autres matériaux peuvent également y contribuer.

2.2.2 Emissivité thermique par bandes

L'émissivité a une influence sur les absorptions solaires parasites (gamme PAR) ainsi que sur l'équilibre entre l'émission et l'absorption du rayonnement atmosphérique (gamme MIR). Pour découpler l'impact de ces deux phénomènes, nous introduisons un modèle d'émissivité par bandes pour décrire l'émissivité ϵ , comme le montre la figure 2.4. Par commodité, elle est représentée comme une fonction de la longueur d'onde plutôt que de l'énergie

$$\epsilon(\lambda) = \begin{cases} \epsilon_1 & \text{pour } \lambda_g < \lambda \leq \lambda_1 \\ \epsilon_2 & \text{pour } \lambda_1 < \lambda \leq \lambda_2 \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (2.10)$$

avec λ_g la longueur d'onde seuil associée à l'énergie de la bande interdite E_g . En fixant λ_1 à 4 μm , il est ainsi possible de découpler la contribution des absorptions solaires parasites (valeur de ϵ_1) et de l'échange thermique radiatif avec l'atmosphère (valeur de ϵ_2), car le spectre solaire ne présente pratiquement aucun chevauchement avec l'émission et

l'absorption thermique.

En prenant $\lambda_1 = 4 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 \rightarrow \infty$ ainsi que $\epsilon_1 = 0$ et $\epsilon_2 = 1$, on retrouve le profil large bande. En fixant maintenant $\lambda_1 = 8 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 13 \mu\text{m}$ en plus de $\epsilon_1 = 0$ et $\epsilon_2 = 1$, on retrouve le profil sélectif. Pour bien être évalué, notons que l'échange radiatif doit être calculé jusqu'à des longueurs d'ondes élevées. Par exemple, un corps noir à $25 \text{ }^\circ\text{C}$ émet plus de 25 % de son énergie au-delà de $20 \mu\text{m}$. Dans cette étude, le seuil a donc été fixée à $100 \mu\text{m}$. La sensibilité à cette longueur d'onde seuil est étudiée plus en détail plus tard dans le manuscrit.

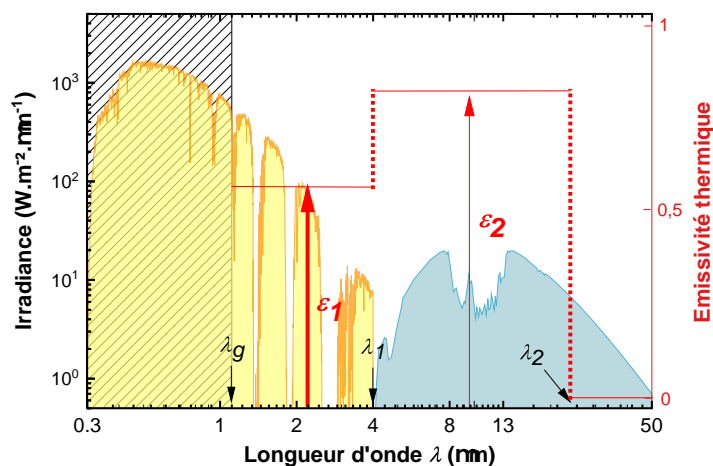


FIGURE 2.4: Schématisation du modèle d'émissivité par bandes qui permet de découpler la contribution thermique des gammes PAR et MIR. La combinaison $(\lambda_g, \lambda_1, \lambda_2, \epsilon_1, \epsilon_2)$ représentée est arbitraire. Par hypothèse, rappelons que l'émissivité ϵ n'intervient pas dans la gamme PV. Dans cette dernière, nous supposons que l'absorption (et donc l'émission) est uniquement due au mécanisme de génération/recombinaison des porteurs de charge (transitions bande à bande).

2.2.3 Conditions environnementales de référence

Le choix d'un ensemble pertinent de conditions environnementales est important pour évaluer le potentiel d'une stratégie de refroidissement. Pour dévoiler tout le potentiel du RSC, nous choisissons des conditions plutôt favorables au RSC tout en étant proches de conditions de fonctionnement réelles.

Pour suivre la voie de la communauté photovoltaïque, nous choisissons le spectre standard ASTM G-173-03 pour l'irradiance solaire. En conséquence, l'irradiance atmosphérique doit être basée sur l'atmosphère U.S. standard [113], et la température ambiante fixée à $15 \text{ }^\circ\text{C}$ (figure 2.1) pour former un ensemble consistant². Dans la plage de 4 à $20 \mu\text{m}$, les données relatives à l'atmosphère proviennent de X. Yu et C. Chen [106]. Au-delà de $20 \mu\text{m}$, nous supposons que l'atmosphère est opaque.

Le niveau de convection est fixé à $h = 5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (convection naturelle [115]) en premier lieu, c'est-à-dire lorsque le refroidissement radiatif est de première importance.

2. Certaines études utilisent le spectre solaire standard avec une irradiance atmosphérique issue de l'observatoire Gemini [114], ce qui n'est pas une combinaison consistante.

L'influence de la convection variable, de l'irradiation solaire et de la transparence de l'atmosphère sont discutés plus en détail dans les résultats.

2.2.4 Résolution numérique

Les différentes entrées et sorties du modèle sont regroupées sur la figure 2.6. Le modèle a été implémenté dans le langage de programmation Python, associé à l'environnement *pypet* [116] afin d'assurer la reproductibilité des simulations et paralléliser les études paramétriques.

Pour une tension de polarisation V donnée, notre code de simulation permet de calculer la température d'équilibre T et le courant J . Pour cela, le couplage entre le modèle thermique et électrique est résolu en recherchant la température T qui satisfait l'équation 2.4. Ce problème, qui correspond à la recherche du zéro d'une fonction, est traité via la méthode de la sécante en raison de la qualité de la convergence observée empiriquement.

En répétant ce processus entre $V = 0$ et $V = V_{oc}$ avec un pas δV (égal à 1 mV dans le présent travail), il est possible d'obtenir la caractéristique courant-tension ainsi que la température d'équilibre pour chaque tension. Pour accélérer le calcul, la température initiale utilisée pour la méthode de la sécante pour une tension V donnée est prise égale à la température d'équilibre trouvée pour la tension $V - \delta V$.

En guise d'exemple, la figure 2.5 montre une caractéristique typique obtenue avec notre modèle. On notera l'importante variation de température avec la tension V , qui provient de la dépendance de P_{elec} et P_{em}^{bb} à cette dernière. Il paraît donc important d'évaluer cette dernière au MPP, ce qui peut être réalisé à partir du calcul de la quantité $P_{elec}(V)$. Les résultats présentés dans la suite sont tous évalués au MPP.

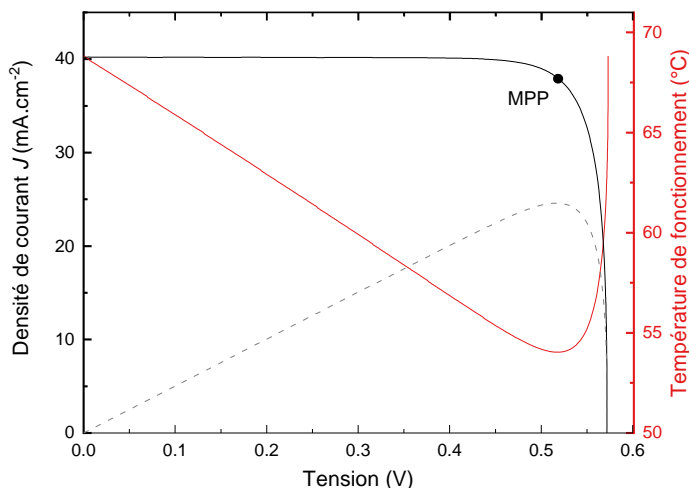


FIGURE 2.5: Exemple de caractéristique courant-tension et température obtenue en sortie du modèle ($E_g = 1.12$ eV, conditions environnementales de référence). La puissance électrique ($J \times V$) est représenté en pointillé.

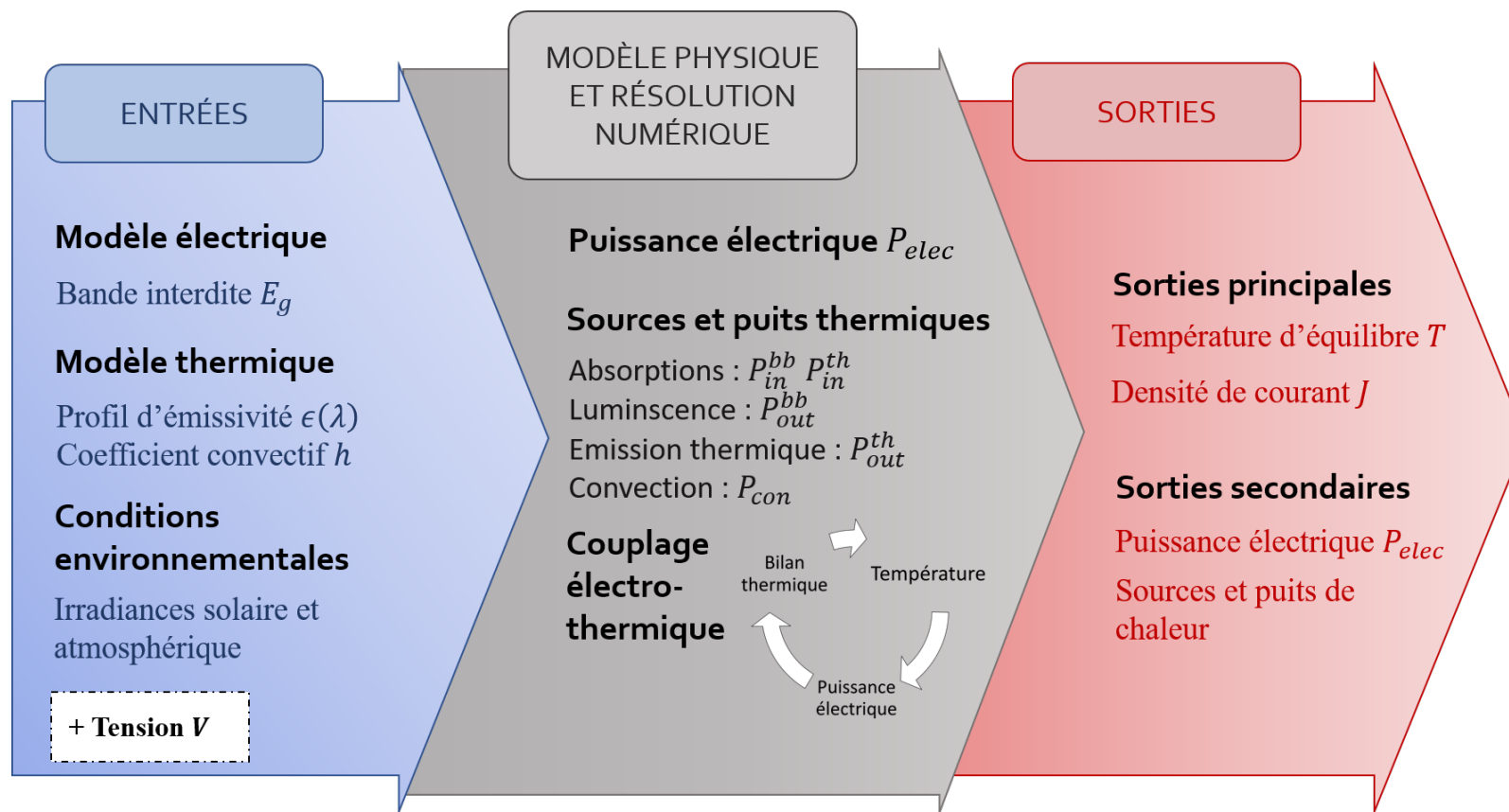


FIGURE 2.6: Synthèse des entrées et sorties du modèle.

2.3 Le profil d'émissivité idéal

Afin d'évaluer le potentiel du refroidissement radiatif du ciel, il est d'abord nécessaire de savoir quel est le profil d'émissivité idéal. Comme mentionné précédemment, il existe deux formes canoniques pour ce dernier : le profil dit large bande ($\epsilon_1 = 0$, $\epsilon_2 = 1$, $\lambda_1 = 4 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 100 \mu\text{m}$) et le profil dit sélectif ($\epsilon_1 = 0$, $\epsilon_2 = 1$, $\lambda_1 = 8 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 13 \mu\text{m}$). Savoir si l'un ou l'autre est le profil idéal n'est pas anodin car ce dernier conditionne le potentiel théorique du RSC, mais aussi le cahier des charges pour l'ingénierie de l'émissivité. Cette question n'a pas été adressée en détail dans la littérature pour autant. Il faut dire que les différences dans le comportement thermique et électrique des dispositifs PV et leur large éventail de conditions de fonctionnement rendent la tâche complexe.

Pour répondre à la question, nous commençons par étudier l'influence de la bande interdite E_g des cellules dans les conditions de référence. Dans un second temps, il s'agit d'étoffer l'analyse en examinant l'effet d'une variation de ces conditions sur la température de fonctionnement et la puissance électrique fournie par les deux profils.

La figure 2.7 représente la température au MPP en fonction de E_g pour une émissivité sélective et un émissivité large bande. On constate que le profil large bande permet des températures de fonctionnement inférieures à celles du profil sélectif, tant que la bande interdite est inférieure à $\sim 2,3 \text{ eV}$. Comme le montrent les encarts, cette valeur coïncide avec la limite entre le régime de température sur-ambient ($T > T_a$) et le régime de température sub-ambient ($T < T_a$) pour les deux profils d'émissivité³. En limitant l'échange radiatif à la fenêtre atmosphérique de $8\text{-}13 \mu\text{m}$, le profil sélectif limite également la chaleur nette $P_{em}^{th} - P_{in}^{th}$ rayonnée dans le régime sur-ambient (voir la figure 2.1 pour s'en convaincre graphiquement). Une émissivité sélective ne présente donc pas d'intérêt lorsque la température de fonctionnement se situe au-dessus de la température ambiante. Or, compte-tenu des conditions environnementales et notamment de la large proportion d'énergie solaire absorbée, le régime sub-ambient n'est jamais atteint pour $E_g < 2,3 \text{ eV}$. Ainsi, le profil sélectif semble approprié uniquement pour les dispositifs présentant une bande interdite supérieure à ce seuil. Or, les cellules solaires terrestres ont généralement des bandes interdites beaucoup plus petites.

La supériorité du profil large bande pour $E_g < 2,3 \text{ eV}$ demeure également lorsque la convection est présente. Le transfert convectif a un double impact sur les résultats de la figure 2.7. Premièrement, il réduit la différence de température entre les deux profils. Sans convection (graphique supérieur), le profil large bande permet de fonctionner à $67 \text{ }^\circ\text{C}$ pour une bande interdite de $1,12 \text{ eV}$ (Si). Lorsque la convection naturelle est présente (graphique inférieur), la diminution n'est plus que de $18 \text{ }^\circ\text{C}$. La différence est plus importante pour des bandes interdites plus élevées : pour les cellules à base de GaAs et de pérovskite, elle passe de $48 \text{ }^\circ\text{C}$ à $11 \text{ }^\circ\text{C}$, et de $35 \text{ }^\circ\text{C}$ à $8 \text{ }^\circ\text{C}$, respectivement. Plus important encore, la différence est

3. On peut également constater sur l'encart de la figure 2.7 que le profil large bande permet d'atteindre des températures légèrement inférieures à la température ambiante car il tire parti des autres régions de transparence du spectre atmosphérique.

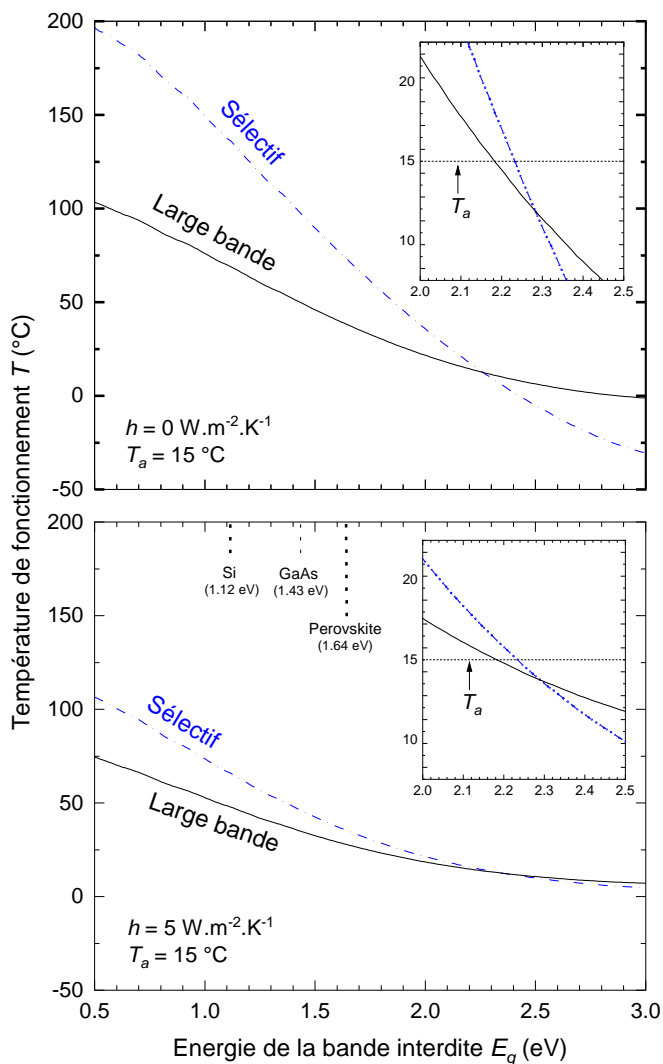


FIGURE 2.7: Température de fonctionnement pour un profil d'émissivité sélectif et large bande en fonction de la bande interdite E_g . La température est calculée sans convection (graphique supérieur) et avec un niveau de convection naturelle (graphique inférieur). Les bandes interdites à 25 °C utilisées dans ce travail, pour les cellules Si [117], GaAs [117], et pérovskite [118] sont également représentées.

fortement réduite pour les cellules qui fonctionnent en dessous de la température ambiante. Par exemple, pour $E_g = 3,0$ eV, la différence passe de 31 °C sans convection à seulement 2 °C avec. Deuxièmement, attirons l'attention sur le fait que la convection agit différemment dans le régime de température supérieure et inférieure à l'ambiante. Dans le premier cas, la convection agit comme un puit de chaleur et permet donc des températures plus basses. Dans le second cas, la convection devient une source de chaleur qui limite la réduction de température réalisable avec le RSC. Il est donc nécessaire de minimiser fortement la convection pour que la sélectivité conserve un intérêt notable.

Ce premier résultat suggère donc le profil large bande est le profil idéal pour les dispositifs PV. Cependant, il convient d'examiner l'influence des conditions environnementales sur cette conclusion pour apprécier sa généralité. L'irradiance solaire et atmosphérique méritent tout particulièrement d'être analysées car celles-ci impactent fortement la possibilité d'at-

teindre le régime sub-ambient (pour davantage de détails, se référer à la section 1.4. ou à l'annexe B).

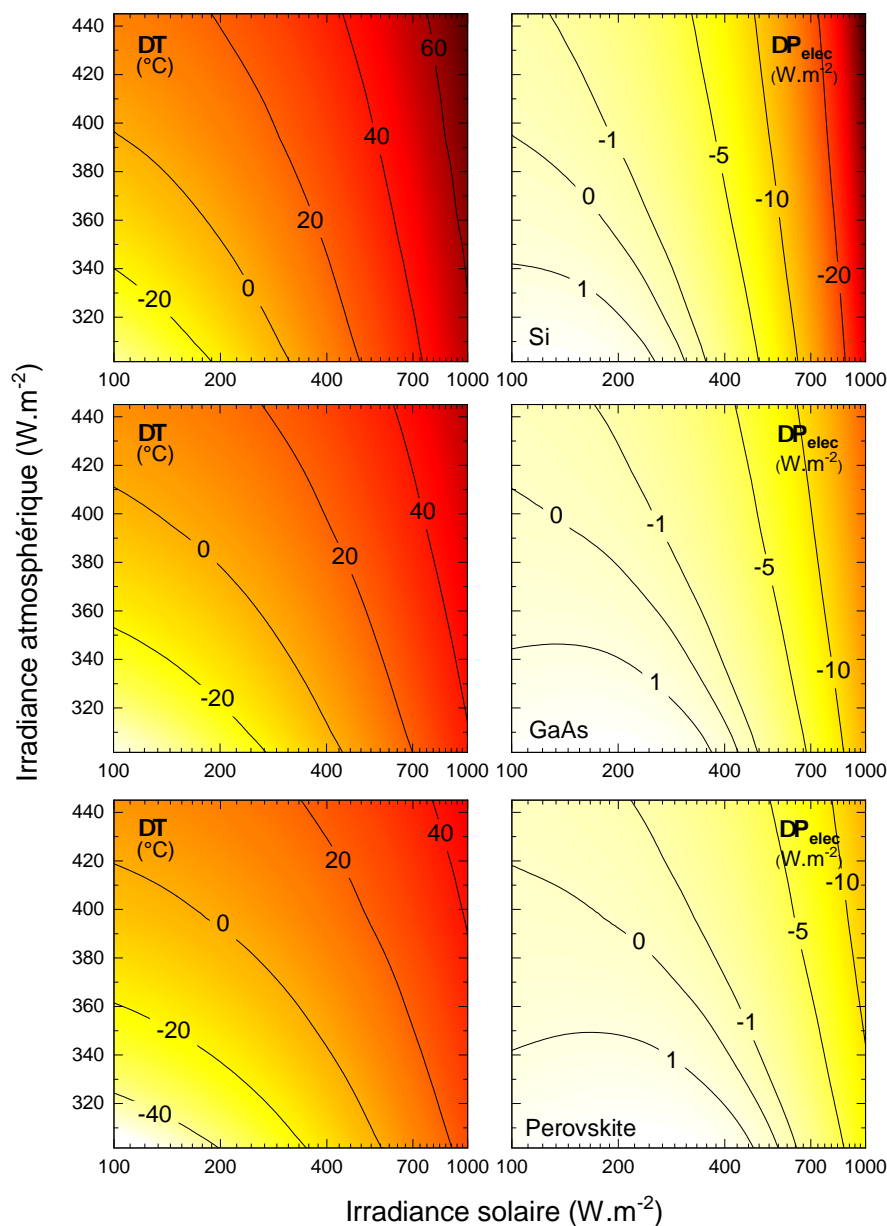


FIGURE 2.8: Différence de performance (température de fonctionnement et puissance de sortie) entre un profil sélectif et un profil large bande en fonction des niveaux d'irradiation solaire et atmosphérique. La ligne continue épaisse montre les conditions pour lesquelles les deux profils ont les mêmes propriétés de refroidissement. Les résultats sont calculés sans convection, pour des cellules en Si (graphiques du haut), GaAs (graphiques du milieu), et pérovskite (graphiques du bas). Le spectre solaire, modélisé par un corps noir à 5527°C (5800K), est normalisé pour donner l'intensité souhaitée.

Pour mettre en évidence leur influence, la figure 2.8 montre la différence de température ΔT et de puissance électrique produite ΔP_{elec} entre les deux profils d'émissivités dans différentes conditions. Pour $\Delta T > 0$ et $\Delta P_{elec} < 0$, le profil large bande est plus performant. Les différences sont calculées en fonction de l'irradiance solaire et atmosphérique.

L'irradiance solaire varie en fonction du lieu, de la saison et de l'heure de la journée, atteignant $\sim 1000 \text{ W.m}^{-2}$ par temps clair, même dans les sites de latitude moyenne les jours d'été [119]. L'irradiance atmosphérique est principalement liée à la transparence de l'atmosphère dans la gamme 8-13 μm : plus la transparence est élevée, plus l'irradiance atmosphérique est faible. Comme le montre la figure 2.8, elle peut varier d'environ 140 W.m^{-2} entre une atmosphère parfaitement transparente dans la gamme 8-13 μm (limite inférieure de l'axe vertical) et une atmosphère opaque (limite supérieure de l'axe vertical), lorsque la température ambiante est de 25 °C. Cet ordre de grandeur est en bon accord avec les mesures pyrométriques en saison chaude [120]. La relation entre l'irradiance solaire et atmosphérique est complexe, nous considérons donc une large gamme de combinaisons possibles dans la figure 2.8 mais nous demandons au lecteur de garder à l'esprit que les deux sont corrélés dans une certaine mesure. Notamment, on s'attend à ce que l'humidité augmente l'irradiance atmosphérique mais diminue l'irradiance solaire, car la vapeur d'eau possède plusieurs bandes d'absorption dans la gamme spectrale du rayonnement solaire [70]. En ce qui concerne l'influence de la couverture nuageuse, une tendance similaire est attendue [121].

Même dans les scénarios de la figure 2.8, volontairement favorables au profil sélectif (température ambiante élevée, pas de convection), le bénéfice apporté par ce dernier apparaît faible par rapport au bénéfice apporté par le profil large bande. Quelle que soit l'irradiance atmosphérique, on constate que le profil sélectif présente de meilleures performances seulement lorsque que l'irradiance solaire est inférieure à 310 W.m^{-2} pour le Si, 430 W.m^{-2} pour le GaAs, et 570 W.m^{-2} pour les cellules pérovskites. Au-delà de ce seuil, ce dernier conduit à des températures jusqu'à 40-60 °C supérieures à celles du profil large bande (irradiance solaire égale 1000 W.m^{-2}), ce qui conduit à une perte de puissance atteignant 30 W.m^{-2} pour le Si, 20 W.m^{-2} pour le GaAs, et 15 W.m^{-2} pour la pérovskite. Cette perte est considérable si on la compare au gain de 1-2 W.m^{-2} obtenu grâce au profil sélectif pour les éclairagements plus faibles. De surcroît, on note que l'éclairage seuil diminue lorsque l'atmosphère est plus opaque, ce qui constitue un argument supplémentaire en faveur du profil large bande. Comme déjà évoqué, on peut par ailleurs s'attendre à ce qu'une forte irradiance atmosphérique - liée à la couverture nuageuse ou à l'humidité - s'accompagne d'un ensoleillement assez faible [70]. On pourrait nuancer le propos en remarquant que l'éclairage seuil semble élevé pour, entre-autres, les régions de moyenne latitude en hiver ou en automne. Cependant, la température ambiante est alors généralement plus basse, ce qui fait chuter davantage l'éclairage seuil. Par exemple, une simulation supplémentaire montre que le seuil pour Si n'est que de $\sim 140 \text{ W.m}^{-2}$ lorsque la température ambiante est de 15 °C.

Cette étude paramétrique montre donc que le profil sélectif n'est que rarement à privilégier. Même dans des conditions favorables à celui-ci, le profil large bande permet souvent un meilleur bénéfice (température de fonctionnement, puissance électrique). Quand bien même le profil sélectif apparaît parfois plus pertinent, ce n'est que lorsque l'ensoleillement est faible. Il en résulte que le gain de puissance électrique parfois apporté par le profil

sélectif est négligeable devant la perte que l'utilisation de ce dernier engendre sous plus fort ensoleillement. Enfin, une discussion quant aux corrélations qui peuvent exister entre certaines conditions environnementales suggère que les dispositifs PV sont plus à même de rencontrer des situations où le profil large bande est pertinent. Globalement, ce second résultat confirme que le profil d'émissivité large bande est le profil idéal pour les dispositifs PV basé sur une technologie monojonction.

2.4 Le bénéfice du RSC dans la limite de Shockley-Queisser

Nous avons démontré que le profil large bande est le profil idéal. Cela nous permet d'évaluer le bénéfice théorique du RSC. Une fois encore, rappelons que ce potentiel dépend des conditions environnementales. Nous considérons donc les conditions environnementales de référence. Le potentiel dépend aussi du profil d'émissivité, qui peut varier fortement d'un dispositif à un autre. En ce qui concerne les dispositifs PV en silicium, la figure 2.9 illustre la grande variabilité des profils d'émissivité reportés. On remarquera les différences qui apparaissent entre une simple plaquette de silicium, une cellule, et un module.

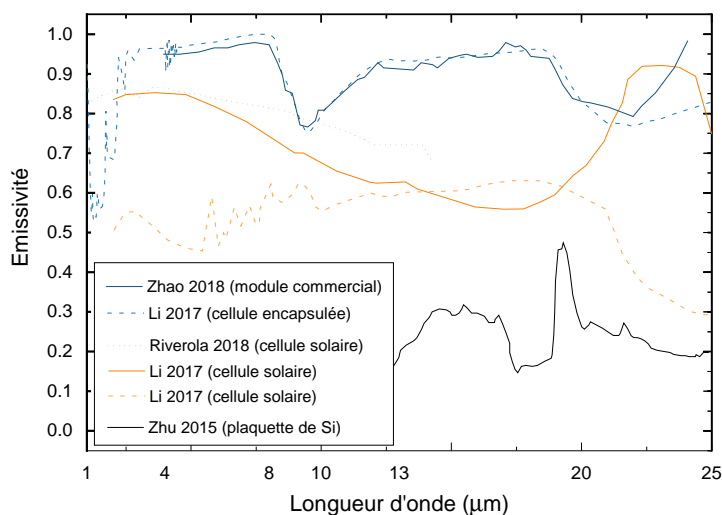


FIGURE 2.9: Concaténation de l'émissivité de différents dispositifs en silicium, mesurée en incidence normale, et numérisées d'après les données de différentes sources [98, 94, 99, 103].

Nous utilisons donc le modèle d'émissivité par bandes introduit précédemment afin d'obtenir un ordre de grandeur du bénéfice théorique pour un maximum de profils d'émissivité, tout en permettant de découpler la contribution des gammes PAR et MIR.

2.4.1 Dispositifs à base de silicium

La figure 2.10 montre le bénéfice théorique apporté par le profil large bande pour des dispositifs avec une bande interdite égale à 1,12 eV (Si). Sur le graphique de gauche, le bénéfice est évalué en termes de réduction de température, c'est-à-dire la différence entre la température de fonctionnement T obtenue pour un profil d'émissivité quelconque ($\epsilon_1 \neq 0$ et $\epsilon_2 \neq 1$) et la température de fonctionnement T^{ideal} obtenue pour le profil large bande ($\epsilon_1 = 0$

et $\epsilon_2 = 1$). Sur le graphique de droite, le bénéfice est évalué en terme de gain sur la puissance électrique, c'est-à-dire la différence entre la puissance électrique P_{elec} obtenue pour un profil d'émissivité quelconque et la puissance électrique P_{elec}^{ideal} obtenue pour le profil large bande. Grâce à une étude paramétrique extensive sur les quantités ϵ_1 et ϵ_2 , cette différence est estimée pour une vaste gamme de profils d'émissivités, et donc de dispositifs.

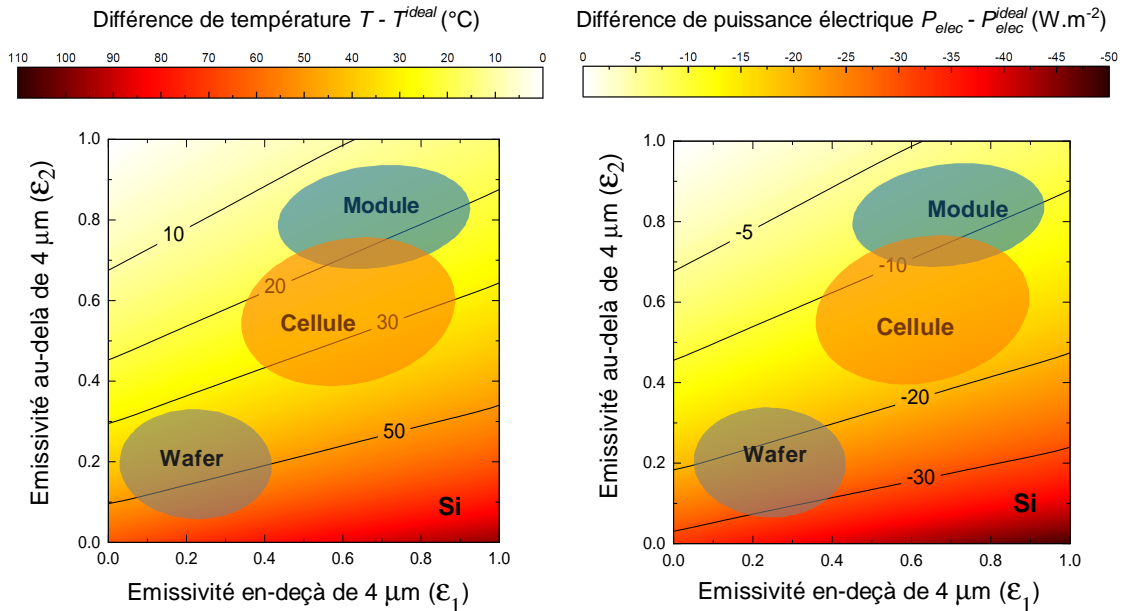


FIGURE 2.10: Bénéfice apporté par le profil large bande dans les conditions environnementales de référence, calculé pour les dispositifs présentant une bande interdite $E_g = 1,12$ eV (Si). Le graphique de gauche représente la différence entre la température de fonctionnement T obtenue avec un profil d'émissivité quelconque et la température T^{ideal} obtenue avec le profil idéal ($\epsilon_1 \neq 0$ et $\epsilon_2 \neq 1$). De même, le graphique de droite montre la différence de puissance électrique.

Avant toute chose, ce graphique illustre clairement l'importance de considérer le RSC. Le pire des scénarios ($\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 0$) entraînerait une augmentation de la température de près de 110 °C par rapport au profil large bande. Cet échauffement serait associé à une perte de puissance d'environ 50 W.m^{-2} , soit 5 % de perte absolue sur le rendement (l'éclairement dans les conditions environnementales de référence est de 1000 W.m^{-2}).

Cette figure quantifie également le bénéfice pour les dispositifs en silicium actuels, compte-tenu de leur profils d'émissivité (Figure 2.9). Comme on pouvait s'y attendre, le potentiel du RSC diffère fortement selon les cas. Ainsi, le RSC des plaquettes de silicium est limité par l'émissivité dans la gamme MIR, alors que celui des modules est limité par la gamme PAR. Augmenter leur émissivité dans le MIR - qui est déjà raisonnablement élevée - semble néanmoins valoir la peine. En effet, l'augmentation de l'émissivité dans le MIR est le principal levier de refroidissement : en règle générale, une augmentation de 10 % de l'émissivité MIR (émissivité en-deçà de 4 μm) équivaut à une diminution de 20 % de l'émissivité dans la gamme PAR (émissivité au-delà de 4 μm).

Dans tous les cas, une réduction de plus de 10 °C est largement envisageable compte-tenu de l'émissivité des dispositifs actuels. Cela augmenterait la puissance électrique de près

de 5 W.m^{-2} , soit une augmentation absolue de $\sim 0,5 \%$ de rendement (le gain relatif est d'environ 3%).

Pour conclure cette section, soulignons d'ores et déjà que cette estimation du bénéfice est plutôt pessimiste vis-à-vis des hypothèses de la modélisation électrique. Comme détaillé dans la section 2.5, un potentiel plus élevé est attendu pour les dispositifs actuels en c-Si.

2.4.2 Dispositifs à base de GaAs ou de pérovskite

La figure 2.11 montre le bénéfice potentiel pour d'autres technologies que le silicium. Elle met en regard les résultats pour le GaAs et la pérovskite.

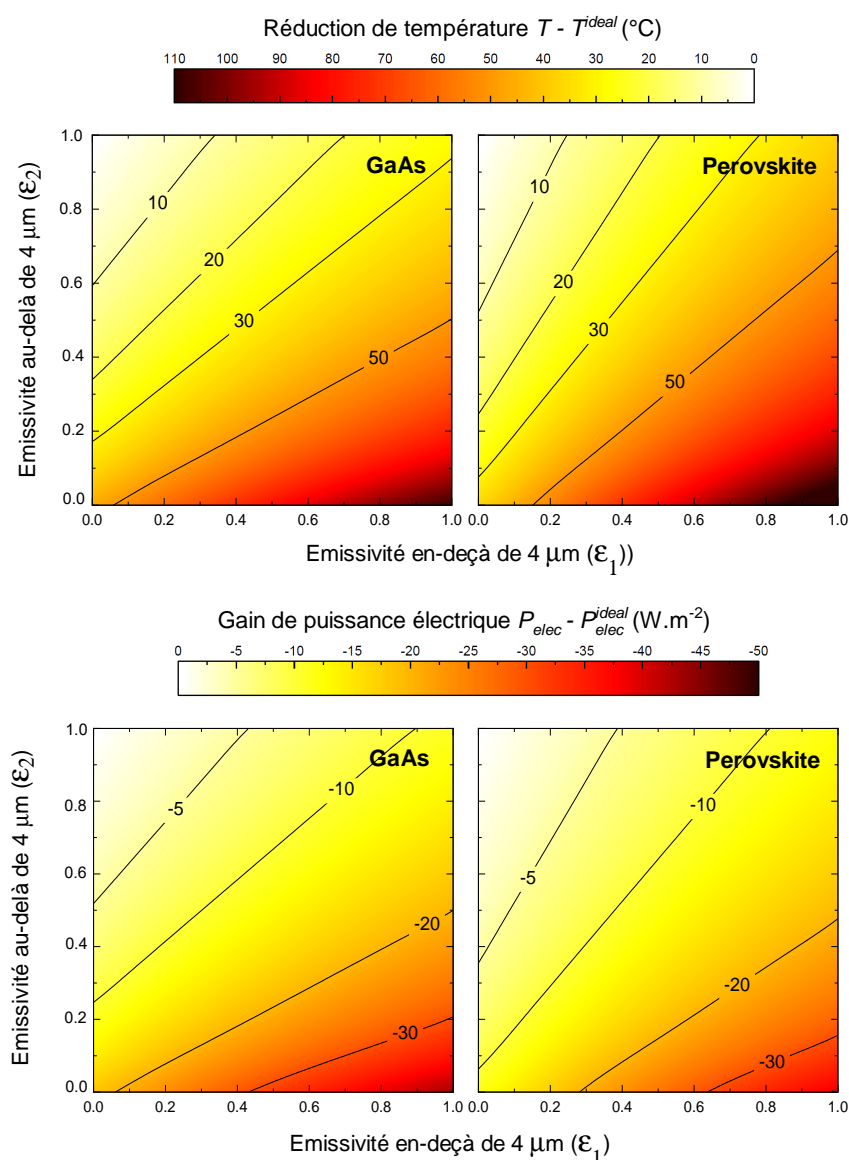


FIGURE 2.11: Diminution de température et gain de puissance électrique apporté par un profil large bande sur les dispositifs basé sur le GaAs et la pérovskite, dans les conditions environnementales de référence. Le graphique représente la différence entre le profil idéal large bande et un profil d'émissivité quelconque ($\epsilon_1 \neq 0$ et $\epsilon_2 \neq 1$).

La tendance est différente par rapport au silicium. Alors que l'émissivité au-dessus de 4 μm est le levier majeur pour le refroidissement radiatif des dispositifs en silicium, ce n'est pas le cas pour les deux autres technologies. En raison de leur bande interdite plus élevée qui conduit à davantage d'absorptions solaires parasites, les dispositifs à base de GaAs et de pérovskite atteignent des températures plus élevées. La température de fonctionnement est également plus sensible à la valeur de l'émissivité dans la gamme PAR. Néanmoins, l'élévation de température dégrade moins le rendement que dans le cas du silicium en raison du coefficient β , car ce dernier est fondamentalement moins élevé pour les dispositifs possédant une grande bande interdite [64].

2.4.3 Effet d'un profil large bande non idéal

Le potentiel de refroidissement dépend également de la manière dont un profil d'émissivité réel pourrait être adapté aux seuils d'émission du cas idéal, à savoir les valeurs de λ_1 et λ_2 . La figure 2.12 décrit la différence de température $T - T^{ideal}$ entre une cellule avec une longueur d'onde de seuil variable λ_1 et une cellule avec le profil large bande idéal ($\lambda_1 = 4 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 100 \mu\text{m}$), pour différentes valeurs de λ_2 . Ici, ϵ_1 et ϵ_2 sont maintenus à 0 et 1, respectivement. Le graphique montre clairement un minimum pour $\lambda_1 = 4 \mu\text{m}$. Afin de conserver une différence de température inférieure à 1 $^\circ\text{C}$ avec ce minimum (le profil idéal), il suffit d'avoir λ_1 entre $\sim 2,5$ et $\sim 4,5 \mu\text{m}$. De plus, la valeur de λ_2 doit être supérieure à 40 μm . L'augmentation de l'émission entre 40 μm et 60 μm n'apporte qu'une réduction supplémentaire de la température de $\sim 0,3 \text{ }^\circ\text{C}$.

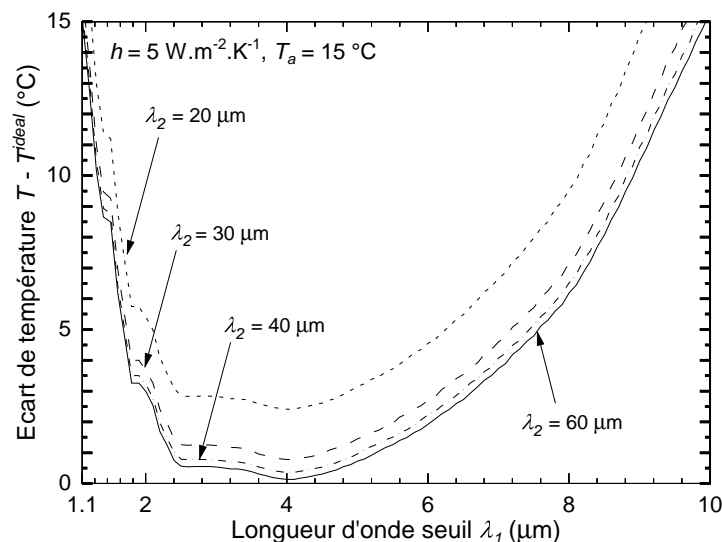


FIGURE 2.12: Augmentation de la température d'une cellule Si due à un profil d'émissivité non idéal : longueur d'onde seuil pour la suppression des absorptions solaires parasites λ_1 différente de 4 μm , émission thermique limitée à une longueur d'onde λ_2 inférieure à 100 μm . Les conditions environnementales de référence sont utilisées.

2.5 Quel bénéfice pour les dispositifs en silicium actuels ?

Les résultats de la section précédente peuvent être utilisés comme base théorique pour guider le développement du RSC des dispositifs PV. Grâce à la connaissance de leur profil d'émissivité, les figures 2.10 et 2.11 permettent d'estimer l'ordre de grandeur du potentiel théorique du RSC. D'autre part, elles permettent de savoir s'il est plus pertinent d'agir sur la gamme PAR ou la gamme MIR. En ce sens, des tendances différentes ont notamment été mises en lumière pour trois technologies courantes.

La contrepartie de cette approche théorique est qu'elle repose sur un nombre important d'hypothèses. En particulier, la limite de Shockley-Queisser décrit une situation idéalisée par rapport aux dispositifs en c-Si actuels. Au-delà des tendances fondamentales, il n'est pas évident de savoir dans quelle mesure les estimations quantitatives sont transposables à ces derniers.

Dans cette section, nous présentons un modèle de bilan détaillé généralisé qui permet de quantifier plus précisément l'effet du RSC sur un dispositif spécifique. Après avoir décrit le modèle, nous analysons comment les paramètres additionnels de ce modèle généralisé peuvent affecter la température de fonctionnement. Dans un second temps, nous appliquons notre modèle à deux cas réels : les modules à base de cellules IBC et PERC.

2.5.1 Généralisation du modèle électrique

Plusieurs phénomènes de premier ordre peuvent affecter la modélisation des propriétés électriques des dispositifs réels. Il s'agit de : (1) la dépendance de la bande interdite à la température ; (2) les recombinaisons non radiatives ; (3) les absorptions bande à bande dans la gamme PV. Pour rendre compte de ces phénomènes, il est possible d'étendre le modèle de bilan détaillé à une situation plus générale [107]. Premièrement, les recombinaisons non radiatives peuvent être modélisées en incluant une efficacité de luminescence externe Q_e^{lum} , qui est définie comme suit [108]

$$Q_e^{lum} = \frac{J_{gen}^{bb} - J_{rec}^{rad}(V)}{J_{gen}^{bb} - J_{rec}^{rad}(V) + J_{gen}^{non-rad} - J_{rec}^{non-rad}(V)} \quad (2.11)$$

avec J_{gen}^{bb} la densité de courant générée sous obscurité (situation où la cellule est en équilibre thermique avec un corps noir rayonnant à la température ambiante)

$$J_{gen}^{bb} = q \int_{E_g}^{\infty} \phi_{em}(E, T, 0) dE \quad (2.12)$$

et $J_{rec}^{rad}(V)$ la perte de densité de courant due aux recombinaisons radiatives

$$J_{rec}^{rad}(V) = q \int_{E_g}^{\infty} \phi_{em}(E, T, V) dE \quad (2.13)$$

Les quantités $J_{gen}^{non-rad}$ et $J_{rec}^{non-rad}(V)$ désignent respectivement le courant de génération et de recombinaison dû aux effets non radiatifs. La densité de courant totale J sous illumination peut alors s'écrire comme

$$\begin{aligned} J &= J_{in} - J_{gen}^{bb} + \frac{1}{Q_e^{lum}}(J_{gen}^{bb} - J_{rec}^{rad}(V)) \\ &\simeq J_{in} + \frac{J_{gen}^{bb}}{Q_e^{lum}}(1 - \exp(\frac{qV}{kT})) \end{aligned} \quad (2.14)$$

où J_{in} est la densité de courant générée par l'absorption des photons solaires et atmosphériques

$$J_{in} = q \int_{E_g}^{\infty} \phi_{in}(E) dE \quad (2.15)$$

Dans la limite où l'approximation de l'équation 2.14 est valide, la quantité Q_e^{lum} correspond à la proportion du courant sous obscurité qui conduit à une émission radiative de la cellule [107]. Finalement, on peut alors réécrire la puissance électrique P_{elec}

$$P'_{elec} = qV \int_{E_g}^{\infty} (\phi_{in} - \phi_{em}(T, 0) - \frac{\phi_{em}(T, V) - \phi_{em}(T, 0)}{Q_e^{lum}}) dE \quad (2.16)$$

Deuxièmement, nous passons d'une absorption bande à bande idéale, égale à la fonction échelon $H(E - E_g)$, à une situation où l'absorption dans la gamme PV α_{bb} possède une dépendance spectrale et où la dépendance en température de l'énergie de la bande interdite du matériau est prise en compte

$$P''_{elec} = qV \int_{E_g(T)}^{\infty} \alpha_{bb}(\lambda) (\phi_{in} - \phi_{em}(T, 0) - \frac{\phi_{em}(T, V) - \phi_{em}(T, 0)}{Q_e^{lum}}) dE \quad (2.17)$$

avec $\alpha_{bb}(E)$ entre 0 et 1. La dépendance à la température de E_g est donnée par la paramétrisation de Pässler [117]. Pour le matériau silicium cristallin, elle décrit mieux les observations expérimentales que les paramétrisations basées sur l'expression répandue de Varshni [122, 37].

La limite de Shockley-Queisser (équation 2.2) se retrouve pour $\alpha_{bb} = 1$, $Q_e^{lum} = 1$, et en ignorant la dépendance en température de E_g . Comme on peut le voir dans le tableau 2.1, ce modèle de bilan détaillé amélioré est suffisant pour prédire les performances d'une cellule solaire en silicium de bonne qualité avec une erreur relative de seulement ~ 2 %.

TABLE 2.1: Comparaison entre les paramètres électriques expérimentaux d'une cellule et ceux obtenus avec notre modèle généralisé. En supposant des mobilités suffisamment élevées [107], le profil d'absorptivité $\alpha_{bb}(E)$ a été pris égal à l'efficacité quantique externe rapportée dans l'article original de Yoshikawa *et al.* [123]. Quant à la valeur de Q_e^{lum} , reportée dans la réf. [124], elle a été légèrement ajustée afin de mieux correspondre au rendement expérimental.

Paramètres :	E_g (eV)	α_{bb}	Q_e^{lum}	J_{sc} (mA.cm ⁻²)	V_{oc} (mV)	η_{STC} (%)
modèle	[117]	[123]	0,5 %	41,9	746	26,7
exp. [124]	/	/	/	42,6	738	26,7

2.5.2 Influence des différents paramètres du modèle généralisé

Influence sur la température de fonctionnement

La variation de température de fonctionnement attribuable aux différents effets pris en compte dans le modèle généralisé est illustrée dans la figure 2.13. Ce graphique montre la différence de température $T - T_{ref}$ entre une cellule avec (cas A, B et C) ou sans ces effets (cas de référence, c'est-à-dire $T = T_{ref}$), ainsi que les différents puits et sources de chaleur. Le cas D montre la différence de température lorsque tous les effets sont considérés ensemble.

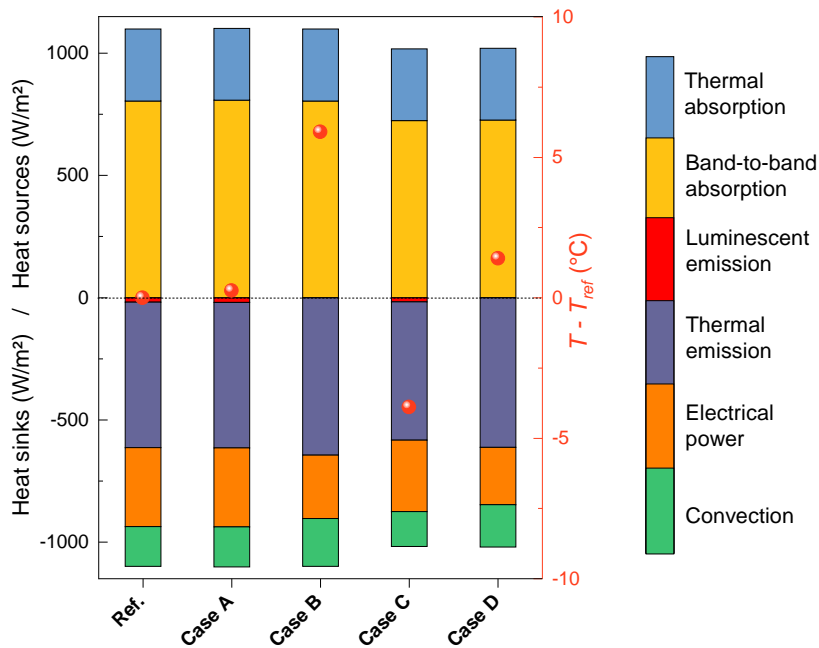


FIGURE 2.13: Influence sur la température de fonctionnement relative $T - T_{ref}$ (points rouges) et les flux thermiques attribuables aux différents effets de premier ordre présents dans une cellule solaire Si réelle. Le cas de référence ($T = T_{ref}$) montre les différentes sources et puits de chaleur pour une cellule idéale décrite par le modèle présenté dans la section méthodes. Le cas A montre l'effet de la dépendance en température de la bande interdite. Le cas B montre l'effet de la recombinaison non radiative ($Q_e^{lum} = 1,6$ %, le rendement radiatif de la cellule Si la plus performante produite à ce jour [124]) et le cas C l'effet de l'absorption solaire non idéale ($\alpha_{bb} = 90$ %, représentatif d'une cellule solaire PERC de 22% de rendement [25]). Le cas D résulte de l'addition de ces trois phénomènes. Dans chaque cas, un profil large bande ainsi que les conditions environnementales de référence ($h = 5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, $T_a = 15 \text{ }^\circ\text{C}$) ont été choisis.

Le cas A montre la variation de température lorsque la dépendance à la température de la bande interdite E_g du c-Si [117] est prise en compte. Comme prévu, la température augmente à cause de l'augmentation des absorptions bande à bande. La différence est toutefois plutôt faible (+ 0,3 °C) par rapport aux autres effets.

L'influence de l'efficacité de luminescence externe Q_e^{lum} est bien plus importante (cas B). Même en prenant la meilleure valeur rapportée à ce jour pour une cellule en silicium ($Q_e^{lum} = 1,6$ % [124]), la température est supérieure de 6 °C à la température dans la limite radiative ($Q_e^{lum} = 100$ %, cas de référence). Ceci est dû au fait que les recombinaisons non-radiatives diminuent drastiquement le V_{oc} . Par conséquent, la puissance électrique générée est également réduite, et la chaleur perdue par luminescence devient négligeable par rapport

aux autres puits de chaleur.

Pour terminer, nous examinons l'influence de l'absorption dans la gamme PV α_{bb} (cas C). De nos jours, même les cellules solaires industrielles atteignent des courants de court-circuit proches de 40 mA.cm^{-2} [25] (soit seulement quelques mA.cm^{-2} de moins que la limite de 44 mA.cm^{-2}), ce qui correspond à un coefficient d'absorption $\alpha_{bb} \sim 0,9$. Globalement, on observe une diminution de la température de $4 \text{ }^\circ\text{C}$ en prenant cette valeur.

En combinant les différents effets (cas D), la température est légèrement plus élevée que pour une cellule idéale. Comme les dispositifs réels présentent généralement une absorption solaire comparable voire supérieure à 0,9, tout en ayant un taux de recombinaison non-radiatif plus élevé, des températures de fonctionnement plus élevées sont attendues pour ces dernières.

Influence sur le coefficient β

En réduisant le V_{oc} , les recombinaisons non-radiatives affectent également le coefficient de sensibilité à la température (voir par exemple la figure 9 de la réf. [64]). Le coefficient de température calculé dans la limite radiative ($0,15 \text{ \%}\cdot\text{K}^{-1}$) est inférieur aux valeurs généralement rapportées pour les dispositifs actuels en c-Si (typiquement entre $0,3 \text{ \%}\cdot\text{K}^{-1}$ et $0,5 \text{ \%}\cdot\text{K}^{-1}$). Pour la plupart des dispositifs réels, nous nous attendons donc également à ce que le RSC améliore davantage la puissance électrique que la valeur fondamentale calculée dans la limite de Shockley-Queisser (figure 2.10).

2.5.3 Application aux modules en silicium cristallin

Pour compléter l'analyse précédente, nous nous proposons de quantifier spécifiquement le bénéfice apporté par le RSC aux modules en silicium cristallin. Si l'objectif est d'étudier l'influence du RSC au plus proche des dispositifs actuels, ces derniers doivent être le point de départ [93].

En ce qui concerne l'émissivité dans les gammes PAR et MIR, nous prenons donc l'émissivité typique d'un module en silicium [94]⁴. Le profil d'émissivité est tracé sur la figure 2.14.

Nous considérons ensuite trois scénarios en ce qui concerne les propriétés électriques (Q_e^{lum} , α_{PV}). À titre de référence, nous nous en tenons à un modèle idéal de Shockley-Queisser pour le premier scénario. Pour les deux autres, nous prenons des propriétés électriques proches des cellules PERC industrielles [25], ainsi que des propriétés correspondant à des cellules IBC à très haut rendement [123]. Les différents paramètres électriques pour les trois scénarios sont les suivants :

- Idéal : $Q_e^{lum} = 1$, $\alpha_{bb}(\lambda) = 1 \forall \lambda$
- IBC : $Q_e^{lum} = 5 \cdot 10^{-3}$ [124], $\alpha_{bb}(\lambda) = \text{EQE}(\lambda)$ [123]

4. Afin de rendre compte de l'émissivité jusqu'à $40 \text{ }\mu\text{m}$, les données expérimentales ont été complétées par l'émissivité d'un verre sodocalcique [16] au-delà de $25 \text{ }\mu\text{m}$. Comme nous allons le voir dans le chapitre 3, l'émissivité dans la gamme MIR des modules en c-Si correspond essentiellement à cette dernière.

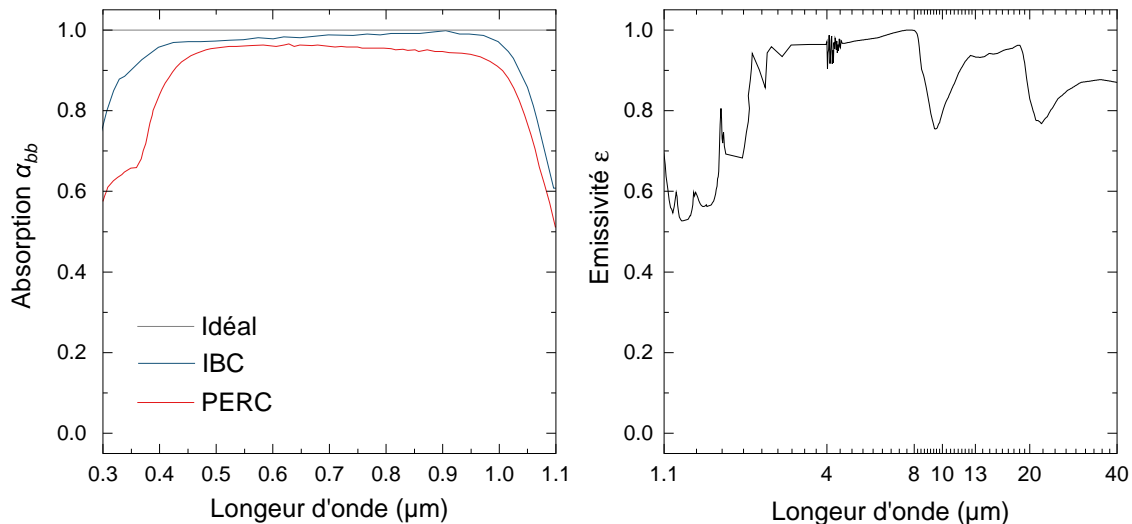


FIGURE 2.14: Profil d'absorptivité/émissivité en incidence normale pour les trois scénarios cellule.

— PERC : $Q_e^{lum} = 1,6 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_{bb}(\lambda) = EQE(\lambda)$ [25]

En première approximation, le profil d'absorption α_{bb} dans la gamme PV est choisi égal à l'EQE (Efficacité Quantique Externe ou *External Quantum Efficiency*) des cellules qui composent le module [107]. Ces dernières sont également tracées sur la figure 2.14.

Les différents facteurs de mérite obtenus calculés en conditions STC dans les trois scénarios sont relatés dans le tableau 2.2. Le coefficient β a également été calculé. Comme prévu, il augmente avec Q_e^{lum} , montrant des valeurs proches de celles mesurées expérimentalement pour les scénarios PERC et IBC.

TABLE 2.2: Paramètres électriques en conditions STC et coefficient beta

Scénario	J_{sc}	V_{oc}	η_{STC}	β
Idéal	43,8 mA.cm ⁻²	869 mV	33,5 %	0,15 %/°C
IBC	41,9 mA.cm ⁻²	746 mV	26,7 %	0,31 %/°C
PERC	40,0 mA.cm ⁻²	656 mV	22,0 %	0,44 %/°C

La figure 2.15 montre l'effet du RSC sur la température de fonctionnement et la performance électrique pour les différents scénarios. Avant tout, pour le scénario idéal, les valeurs sont en bon accord avec les prédictions de la figure 2.10 : une diminution de 15 °C de la température de fonctionnement (2.15 (a)), associée à une augmentation de la puissance électrique de 8 W.m⁻² (2.15 (c)). Ceci correspond à une augmentation du rendement de 0,8 % en valeur absolue, et de 2,6 % en valeur relative (2.15 (b)).

Comme on pouvait s'y attendre, la température de fonctionnement est plus élevée pour les deux autres scénarios. Fait intéressant, la diminution de température est cependant aussi égale à 15 °C. Cela provient principalement de la différence entre les coefficients β des scénarios. Ceci suggère que les variations de température mises en avant dans la limite de Shockley-Queisser peuvent être raisonnablement utilisées pour décrire celles des dispositifs

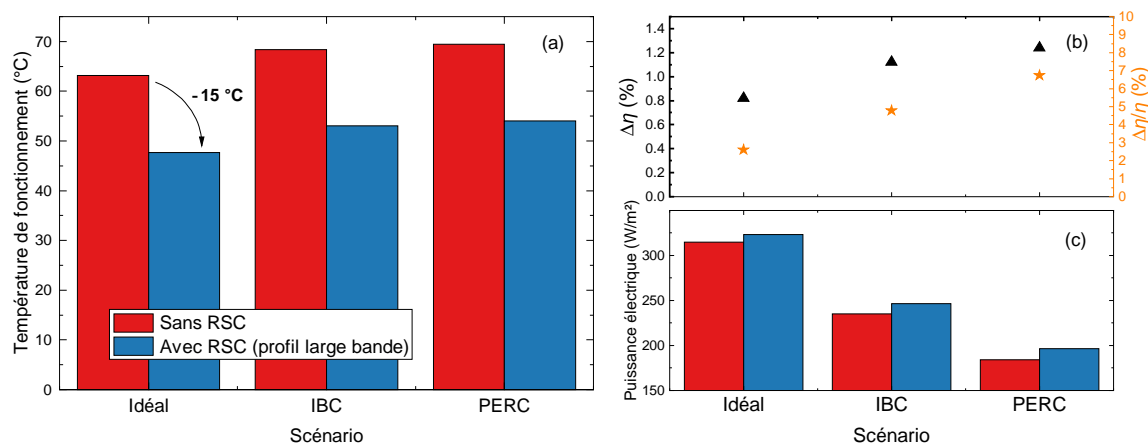


FIGURE 2.15: Température de fonctionnement (a), puissance électrique (b), et variation de rendement relatif et absolu (b) calculé avec et sans RSC grâce au modèle généralisé. Les valeurs sont rapportées pour les trois scénarios (Idéal, IBC, PERC).

IBC et PERC.

Cependant, l'augmentation de puissance électrique associée est plus élevée : $+11 \text{ W.m}^{-2}$ pour le scénario IBC, $+12 \text{ W.m}^{-2}$ pour le scénario PERC. En terme de rendement, l'augmentation est donc de 1,1 % (scénario IBC) et 1,2 % (scénario PERC), ce qui se traduit par une augmentation relative de 4,8 % et 6,7 %, respectivement. Comme on pouvait s'y attendre selon les discussions de la section 2.5.2, le gain électrique du RSC est encore plus bénéfique pour ces technologies que celui estimé dans la limite de Shockley-Queisser.

2.5.4 A propos de la dépendance angulaire

Le lecteur averti aura noté que la dépendance angulaire n'a pas été modélisée. En invoquant la loi de Kirchhoff dans les équations 2.8 et 2.9, il est assumé que l'absorption et l'émission est isotrope [112]. Implicitement, c'est également le cas dans les équations 2.6 et 2.7 (bien que cette hypothèse soit rarement mentionnée dans les modèles de bilan détaillé [26, 107, 23]).

En ce qui concerne le bénéfice théorique, là encore, cette hypothèse supplémentaire signifie que les résultats présentés sur les figures 2.10 et 2.11 sont plutôt sous-estimés pour les modules en silicium. En effet, l'émissivité des modules est essentiellement liée au verre dans la gamme MIR [93, 103]. En tant que structure planaire, le verre présente une émissivité plus faible aux angles d'incidence élevés. Compte-tenu de cette propriété, le bénéfice du profil large bande est légèrement sous-estimé. Néanmoins, le récent travail de Zhou *at al.* [125] suggère qu'une amélioration angulaire de l'émissivité MIR ne diminue que peu la température. Nous avons donc fait le choix de ne pas approfondir cet aspect, mais il constitue une perspective intéressante pour apporter encore plus de précision aux prédictions numériques. Outre l'effort de calcul supplémentaire que nécessiterait la prise en compte de cet aspect, un verrou concerne aussi les données angulaires dans la gamme PAR, qui ne sont pas facilement disponibles.

Soulignons enfin que cette hypothèse ne remet pas en cause le profil d'émissivité idéal.

Comme montré dans l'annexe B, une éventuelle sélectivité angulaire n'a d'intérêt que si la sélectivité spectrale en montre une. En effet, limiter angulairement l'échange radiatif permet de le restreindre à des zones plus froides de l'atmosphère. De même que restreindre spectralement l'échange radiatif, ceci n'apporte un bénéfice que dans le régime sub-ambient. Comme ce dernier n'est déjà pas atteignable avec un profil (spectralement) sélectif, un profil isotrope est à privilégier.

2.6 Vers une estimation de l'impact du RSC sur la production annuelle

Dans ce qui précède nous avons, d'une part, apporté des arguments forts pour déterminer le profil d'émissivité idéal et, d'autre part, quantifié le bénéfice théorique de ce profil sur la température et la puissance électrique dans des conditions de référence : l'intérêt d'améliorer le RSC est indéniable. De surcroît, la section précédente a montré que le bénéfice du RSC sur la puissance électrique était encore plus important pour les modules en silicium actuels.

Toutefois, les conditions environnementales de référence décrivent une situation plutôt favorable au RSC (faible niveau de convection, ensoleillement élevé). Ces conditions n'étant pas toujours réunies dans la réalité, on peut légitimement se demander comment le RSC affecte la production électrique dans sa globalité, rendant ainsi compte d'une large gamme de conditions de fonctionnement.

Motivé entre-autres par cette question, un outil de simulation permettant d'évaluer la production électrique annuelle a été développé au laboratoire au cours de différents stages [126, 127, 128]. Pour résumer, cet outil de simulation implémente les modèles décrits dans la section 2.2. Quant aux conditions environnementales, elles sont modélisées à partir de données météorologiques TMY (*Typical Meteorological Year*) issues de la base *PVGIS*. Les données TMY permettent de déterminer à chaque instant, et pour une localisation donnée :

- Le spectre solaire
- Le niveau de convection h
- Le spectre atmosphérique

La méthodologie pour estimer ces différentes quantités à partir des données TMY est détaillée dans le rapport de M. Moreau [128]. En sortie du modèle, la puissance électrique au MPP, $P_{elec}(t)$, peut être évaluée. Le principal verrou à ce jour réside dans le calcul du spectre atmosphérique, car il n'existe pas d'outil simple comme SMARTS prévu à cet effet. Plus généralement, il n'est pas encore clair si les données TMY suffisent ou non à remonter de manière suffisamment précise au spectre atmosphérique⁵. De plus, uniquement le modèle de Shockley-Queisser est disponible en ce qui concerne la modélisation électrique.

A partir de cette puissance électrique instantanée $P_{elec}(t)$, il est possible de calculer la

5. Dans cet objectif, nous avons légèrement revu la méthodologie originale [128] pour mieux décrire les variations dans la fenêtre 8-13 μm . Grâce à la connaissance de la température ambiante T_a , le spectre est remis à l'échelle afin de suivre la forme d'un corps noir à T_a (se référer à l'annexe B), et l'irradiance dans la gamme 8-13 μm afin de retrouver l'irradiance atmosphérique totale ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$) présente dans le fichier TMY.

production électrique annuelle (ou *Energy Yield*, noté EY) par sommation

$$EY = \sum_{1an} P_{elec}(t)\delta t \quad (2.18)$$

avec δt le pas de temps choisi pour la simulation (ici, $\delta t = 1$ heure). Afin de situer la production électrique par rapport au gisement solaire disponible, il est également intéressant d'introduire une efficacité de conversion énergétique H , qui est l'analogie du rendement η d'un point de vue de la production annuelle

$$H = \frac{EY}{\sum_{1an} \Phi_{in}^{sun}(t)\delta t} \quad (2.19)$$

avec $\Phi_{in}^{sun}(t)$ la puissance solaire incidente à l'instant t .

A titre d'exemple introductif, la ville de Lyon possède un gisement solaire annuel égal à $1407,7 \text{ kWh.m}^{-2}$. Pour cette ville, le calcul donne $EY = 448,8 \text{ kWh.m}^{-2}$ ($H = 31,88 \%$) pour le profil sélectif, et $EY = 464,1 \text{ kWh.m}^{-2}$ ($H = 32,97 \%$) pour le profil large bande, ce qui confirme une nouvelle fois sa supériorité. Le profil large bande permet de convertir $1,09 \%$ du gisement solaire en plus par rapport au profil sélectif, augmentant ainsi la production électrique d'environ 3% par rapport au profil sélectif.

Nous pouvons également nous intéresser au bénéfice apporté par le profil large bande sur la production électrique des modules en silicium. En guise d'étude de cas, nous comparons la production annuelle avec une émissivité représentative d'un module [94] (se référer à la section 2.5) avec celle obtenue avec un profil large bande. En plus de la ville de Lyon, nous réalisons le calcul pour deux autres villes qui possèdent des climats différents : Agadez au Niger (climat chaud et sec, gisement solaire annuel égal à $2497,6 \text{ kWh.m}^{-2}$), et Pavagada en Inde (climat chaud et humide, gisement solaire annuel égal à $1931,2 \text{ kWh.m}^{-2}$). La figure 2.16 montre les résultats obtenus dans les différents scénarios.

Dans tous les cas de figure le profil large bande permet d'augmenter l'électricité produite. Dans les trois localisations, ce dernier améliore H d'environ $0,5 \%$ (soit une augmentation de la production annuelle EY supérieure à 1%). A cause de la variabilité des conditions environnementales au cours d'une année, ce chiffre est un peu inférieur à ce que l'on aurait pu espérer en examinant la figure 2.15 ($0,8 \%$). On notera également que la ville d'Agadez voit sa production augmenter légèrement moins que les deux autres malgré son fort ensoleillement. Cela provient du vent dans cette région qui conduit à un coefficient h de l'ordre de $20 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ en moyenne, contre $15 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour Lyon et Pavagada. Ainsi, la température de fonctionnement de base est plus basse ce qui limite l'impact du RSC.

Outre ce gain direct sur la production annuelle, un ralentissement du vieillissement est également à espérer en raison de la baisse des températures de fonctionnement. Comme on peut le voir sur les diagrammes en boîte de la figure 2.17, le profil large bande permet de réduire de plus de $10 \text{ }^\circ\text{C}$ les extrema de température. En moyenne sur l'année, le re-

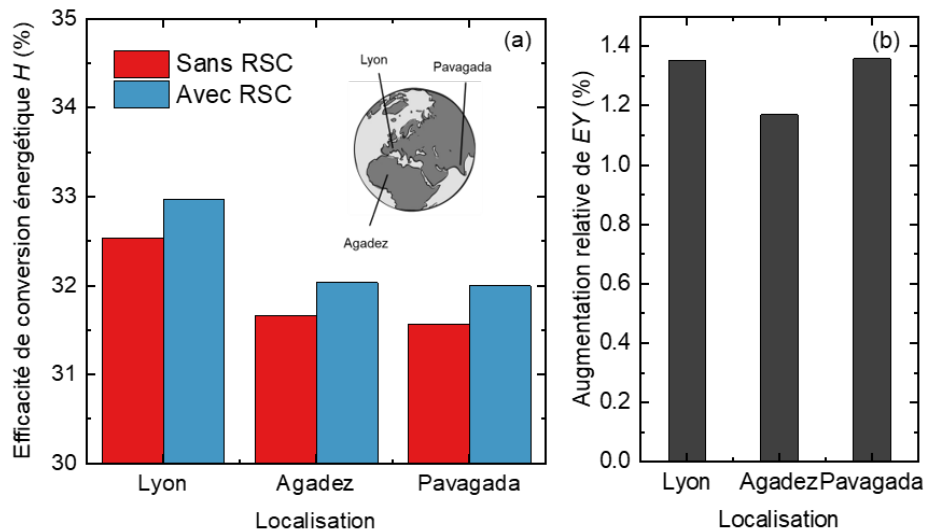


FIGURE 2.16: Bénéfice du RSC sur la production électrique annuelle EY (a) et l'efficacité de conversion énergétique H (b). Les résultats sont présentés pour trois villes aux climats différents : Lyon, Agadez, Pavagada.

froidissement se situe entre $6\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Lyon, Agadez) et $8\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Pavagada). D'après ce qui a été mentionné dans la section 1.2, on peut ainsi espérer une réduction du taux de dégradation annuel α de l'ordre de 40 %, faisant ainsi passer les taux (moyens) de dégradation de la gamme $0,5\text{-}0,6\text{ }\%.\text{an}^{-1}$ à $0,3\text{-}0,4\text{ }\%.\text{an}^{-1}$.

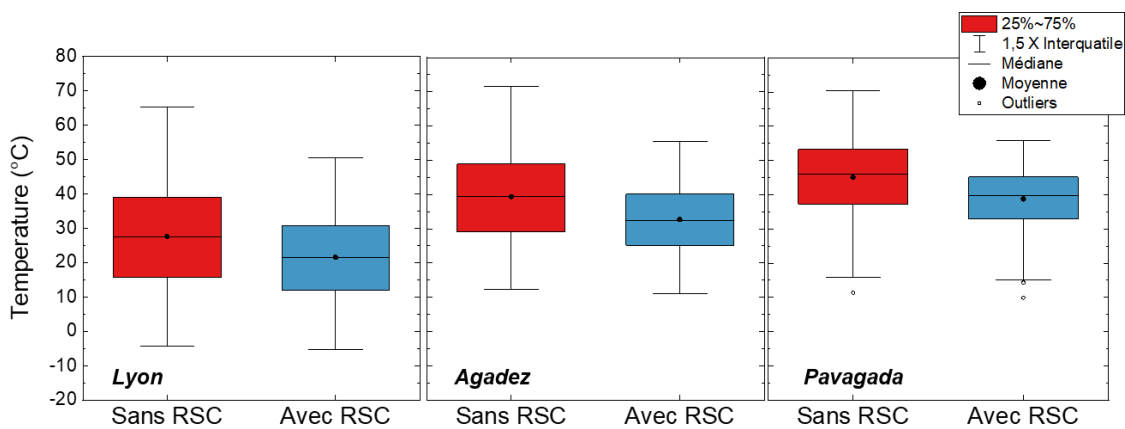


FIGURE 2.17: Influence du RSC sur la température de fonctionnement au cours de l'année pour les villes de Lyon, Agadez, et Pavagada.

D'autres études approfondies sont bien sûr nécessaires pour évaluer de manière plus spécifique l'effet sur les diverses technologies à base de silicium. Néanmoins, les ordres de grandeurs sont encourageants pour justifier d'une éventuelle innovation permettant d'améliorer le RSC compte-tenu du contexte techno-économique actuel [129] et de la volonté stratégique des fabricants de modules d'étendre leurs garanties [130]. Pour les raisons présentées dans la section 2.5, nous pouvons même nous attendre à une augmentation de EY et H plus importante pour la plupart des technologies actuelles que l'augmentation susrelatée, calculée dans la limite de Shockley-Queisser.

2.7 Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons traité la question du bénéfice théorique apporté par le RSC. Après avoir disserté sur les facteurs à prendre en compte pour y répondre, nous avons développé un nouveau modèle thermique et électrique qui permet d'étudier l'influence du refroidissement radiatif du ciel sur la base d'une approche de bilan détaillé. Ce haut niveau d'abstraction a permis de fournir des lignes directrices et des ordres de grandeur pour une vaste gamme de dispositifs PV.

D'abord et avant tout, le modèle a permis de démontrer que le profil d'émissivité large bande constitue le profil d'émissivité idéal pour les dispositifs PV, dont ceux basés sur le matériau silicium. Comparé à une émissivité sélective, le profil large bande permet d'atteindre des températures nettement plus basses (jusqu'à 60 °C de moins sous un ensoleillement de 1000 W.m⁻²) et donc de générer une puissance électrique supérieure. Grâce à un modèle d'émissivité par bande, l'ordre de grandeur du bénéfice apporté par ce profil a été quantifié pour diverses technologies. Des tendances différentes ont notamment été mises en lumière concernant l'importance relative des gammes PAR et MIR sur le refroidissement. Pour des considérations d'ordre pratique, nos simulations indiquent également que le bénéfice est inchangé si le profil d'émissivité correspond au profil large bande jusqu'à 40 µm.

Pour les modules en silicium actuels, la gamme PAR constitue le principal levier de refroidissement compte-tenu du profil d'émissivité de ces derniers. En prenant ce profil d'émissivité comme donnée d'entrée, nos simulations montrent que le profil large bande permet de réduire leur température de près de 15 °C, augmentant ainsi la puissance électrique d'environ 3 %. Un modèle électrique généralisé nous a également permis de quantifier plus spécifiquement le gain pour des modules à base de cellules IBC et PERC, montrant un gain encore plus élevé pour ces dernières : +4,8 % (soit une augmentation absolue du rendement égale à 1,1 %) et +6,7 % (augmentation absolue du rendement égale à 1,2 %), respectivement.

Pour terminer, des simulations préliminaires de la production électrique annuelle menées sur les villes de Lyon, Agadez, et Pavagada montrent que le RSC permet d'augmenter la production annuelle de plus de 1 % (+0,5 % sur l'efficacité de conversion énergétique), malgré des conditions environnementales parfois peu favorables (vitesse du vent élevé). De plus, la température de fonctionnement est réduite de 6 à 8 °C en moyenne ce qui pourrait réduire considérablement le vieillissement.

Chapitre 3

Analyse des stratégies optiques pour optimiser le refroidissement radiatif des modules en silicium cristallin

Dans ce chapitre, nous mettons en lumière puis analysons les stratégies optiques envisageables pour atteindre le profil d'émissivité idéal précédemment établi. Pour cela, nous commençons par présenter les défis associés à la simulation de l'émissivité d'un module en silicium. A cet effet, nous introduisons une approche simplifiée qui répond aux exigences de notre problématique. Il est en effet indispensable de pouvoir calculer l'émissivité d'un module afin d'identifier les différentes opportunités pour l'améliorer. Grâce à une simulation complète de l'émissivité d'un module dans les gammes PAR et MIR, combinée avec le modèle électro-thermique développée dans le chapitre 2, nous clarifions sur quels interfaces ou matériaux il est possible d'agir pour approcher le profil large bande. L'influence de la gamme PV est également abordée, fournissant ainsi des lignes directrices pour l'ingénierie optique sur l'ensemble de la gamme PV-PAR-MIR. Sur cette base, une conception préliminaire de structure photonique est proposée. Son bénéfice sur les performances thermiques et électriques est quantifié numériquement, selon une méthodologie qui vise à servir de référence en la matière.

3.1 Simuler l'émissivité des modules : état de l'art, défis, et approche adoptée

Simuler l'émissivité est incontournable lorsqu'il s'agit d'étudier le refroidissement radiatif avec le ciel. Avant tout, cela permet de comprendre l'origine de l'émissivité et donc d'identifier les leviers pour l'optimiser. Plus concrètement, il s'agit aussi de prédire l'effet d'une stratégie optique donnée (modification de l'architecture, des matériaux, structuration de surface, ...) sur l'émissivité et donc son bénéfice ; par exemple en utilisant le modèle électro-thermique ou les résultats théoriques du chapitre précédent.

Dans cette section, nous dressons d’abord un bref état de l’art de la simulation de l’émissivité des modules et de la compréhension de son origine. Les défis associés à la simulation sont ensuite abordés plus en détail. Ces derniers concernent l’effort de calcul sous-jacent à la simulation ainsi que la disponibilité des constantes optiques des différents matériaux. Sur la base de ces informations et de quelques considérations physiques, nous proposons une approche simplifiée pour calculer l’émissivité d’un module compte-tenu des exigences spécifiques à notre problématique.

3.1.1 Etat de l’art

La plupart des études numériques qui s’intéressent au RSC à l’échelle du module ne simulent pas l’émissivité de manière exhaustive. Par exemple, Li *et al.* [94] ne simulent que l’interface air-verre et non le module entier. Par ailleurs, le calcul ne couvre que rarement toute la gamme PV-PAR-MIR.

Seulement Riverola *et al.* [103] ont proposé une méthode qui couvre l’ensemble de cette plage spectrale. Dans ce travail de référence, les auteurs expliquent l’origine de l’émissivité des cellules en silicium. Comme on peut le voir sur la figure 3.1 qui concerne une cellule Al-BSF, les principales contributions sont le substrat, les régions dopées et le contact arrière en aluminium. En raison de leur dopage élevé, la contribution de l’émetteur et du BSF est importante en dépit de leur faible épaisseur (respectivement 75 nm et 4,3 μm). Ce travail a également mis en lumière l’effet important de la structuration pyramidale des cellules, qui exacerbe l’influence de l’émetteur en raison des réflexions multiples.

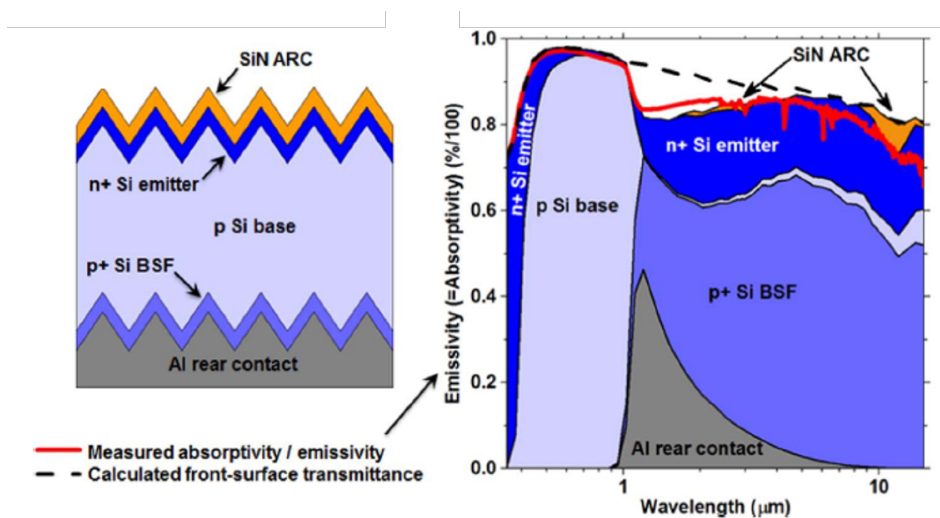


FIGURE 3.1: Simulation de l’émissivité d’une cellule en Al-BSF d’après *et al.* [103]. La structure simulée est représentée sur la gauche.

Cependant, l’origine de l’émissivité d’un module complet n’a été que partiellement investiguée. Le principal message de l’étude de Riverola *et al.* [103] concerne le verre, qui s’avère entièrement opaque dans la gamme MIR, rejoignant ainsi un savoir établi par ailleurs [16, 93]. Contrairement aux gammes PV et PAR, le verre est en effet très absorbant dans la

gamme MIR, avec des résonances prononcées autour de 10 μm et 21 μm [16]. Par ailleurs, l'émissivité du verre sodocalcique est plus élevée que celle de la silice en raison des impuretés. Des simulations additionnelles (figure 3.2) que nous avons réalisées grâce à la méthode numérique des matrices de transfert (TMM) [131] montrent que le verre reste sensiblement opaque dans la gamme MIR même pour de très faibles épaisseurs ($> 100 \mu\text{m}$).

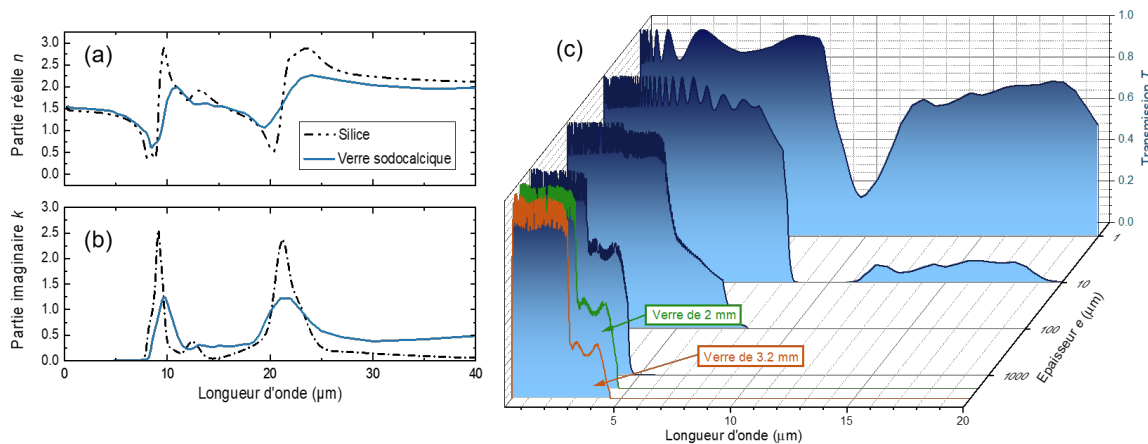


FIGURE 3.2: Constantes optiques d'un verre sodocalcique à faible teneur en Fer (graphiques (a) et (b)) et coefficient de transmission du verre pour différentes épaisseurs (c), d'après les données de la réf. [16]. La transmission a été calculée à partir de la méthode TMM. A titre indicatif, les constantes optiques de la silice sont également représentées [132, 133].

De nombreuses interrogations restent donc en suspens en ce qui concerne les modules. En particulier, l'EVA n'a pas été pris en compte dans les simulations de Riverola *et al.* [103]. De plus, alors que les auteurs revendiquent l'importance du dopage, les constantes optiques (l'indice de réfraction n et l'indice d'absorption k de l'indice complexe) pour le décrire semblent obsolètes [134]. Plus généralement, un état de l'art clair des constantes optiques à utiliser dans les simulations fait défaut.

Aussi, la méthodologie de Riverola *et al.* [103] n'est pas d'une grande commodité car elle nécessite de précalculer certaines propriétés optiques propres à chaque interface du module par des méthodes de simulation externes [135]. Savoir si une approche numérique moins complexe est envisageable est également une question ouverte. En ce sens, le récent travail de Slauch *et al.* [136] suggère qu'une simulation basée sur de l'optique géométrique est suffisante pour décrire les propriétés jusqu'à 2,5 μm .

3.1.2 Défis associés à la simulation de l'émissivité d'un module

Bien que nécessaire, réaliser une simulation complète de l'émissivité d'un module est une tâche des plus ardue. Les difficultés proviennent de l'effet combiné :

1. De la grande gamme de longueurs d'ondes à couvrir (0,3-40 μm)
2. Du caractère semi-transparent du module dans les gammes PV et PAR
3. De l'épaisseur du module ($> 3 \text{ mm}$) comparativement à la longueur d'onde
4. De la structuration pyramidale des cellules

Constantes optiques des matériaux

Les deux premiers éléments nécessitent de disposer d'une bonne connaissance des constantes optiques des matériaux. Alors qu'il est possible de simuler uniquement le verre dans la gamme MIR, la semi-transparence requiert de simuler l'entière de la structure dans les gammes PV et PAR. Par conséquent, les constantes optiques de tous les matériaux du module doivent être connues sur ces gammes. La seule simplification raisonnable à ce niveau concerne la face arrière du module. Tant que le calcul porte sur l'émissivité de la face avant et que les cellules solaires sont dotées d'un contact métallique pleine plaque, alors l'EVA et le film protecteur de la face arrière peuvent être omis dans les calculs en raison de la surface occupée par les cellules solaires [136].

Grâce à un examen approfondi de la littérature, nous avons synthétisé dans le tableau 3.1 les principales sources actuellement disponibles pour les constantes optiques de tous les autres matériaux. Le tableau regroupe les données expérimentales ainsi que les modèles de dispersion. La couleur des lignes donne une rapide indication des données manquantes, ou des matériaux qui soulèvent des interrogations majeures.

Les constantes optiques du verre, des couches minces diélectriques (SiN, AlO), et des métaux (Al, Ag) sont suffisamment bien documentées. Les constantes optiques du verre sont disponibles sur une très large gamme de longueurs d'ondes depuis les années 1990 [16]. Dans la gamme PV, des données plus récentes sont également disponibles [17]. A noter que la trempe et le procédé de fabrication par flottaison peuvent être à l'origine d'inhomogénéités dans les propriétés optiques du verre. Les quelques informations disponibles à ce sujet semblent néanmoins indiquer que ces deux effets sont suffisamment faibles pour être négligés [157, 158]. Pour le SiN, de nombreuses sources sont disponibles, essentiellement dans la gamme PV. A noter que le nitrure utilisé pour les cellules standards (indice réel n entre 1,9 et 2,1 à 600 nm [145, 27, 159]), déposé par PECVD, peut différer du nitrure stœchiométrique (indice réel n égal à 2,0 [140, 143, 141] à 600 nm). Ainsi, il est recommandable d'utiliser les données de Duttagupta *et al.* [145] ou de Vogt [27] dans la gamme PV. Au-delà, les constantes optiques peuvent être complétées par les mesures de Luke *et al.* [140]. Moins de données sont disponibles pour l'AlO. Elles restent toutefois suffisantes pour couvrir la gamme PV et PAR. Enfin, les constantes optiques des métaux sont disponibles sur une très large gamme spectrale [153].

Les données manquantes concernent l'EVA et, plus étonnamment, le silicium cristallin. Pour l'EVA, les mesures de Vogt *et al.* [18] s'arrêtent à 2,5 μm . Nos simulations précédentes (voir la figure 2.12) montrent toutefois que l'effet de la gamme 2,5-4 μm sur le RSC est marginal. La problématique principale provient donc du silicium. Les données et modèles actuels ne permettent pas de bien traiter les gammes PAR et MIR, bien que le silicium joue un rôle crucial dans l'émissivité de la gamme PAR. Cette lacune majeure nous a amené à réévaluer les constantes optiques du silicium dopé dans les gammes PAR et MIR. Ce travail expérimental et théorique, mené en collaboration avec le CETHIL (Centre d'énergétique et de thermique de Lyon), est présenté en annexe.

TABLE 3.1: Tableau renseignant la disponibilité des constantes optiques des matériaux présents dans les cellules et modules en c-Si.

Matériau	Gamme couverte	Données exp.	Modèles	Remarques
Verre	0,3-40 μm	Rubin [16], Vogt [17]	Rubin [16], Vogt [17]	Propriétés optiques différentes de la silice. Influence de la trempe et de la flottaison.
EVA	0,3-40 μm	Nagel [137], McIntosh [138], Vogt [18]	McIntosh [138]	Les données ne couvrent pas la gamme PAR, alors que des mesures spectroscopiques indiquent des résonances autour de 3 μm [139].
SiN	0,3-30 μm	Luke [140], Philipp [141], Kischkat [142], McIntosh [143], Baker-Finch [144], Vogt [27], Duttagupta [145], Riverola [103]	Kischkat [142], McIntosh [143], Baker-Finch [144]	Les propriétés du nitrure stoechiométrique diffèrent du non-stoechiométrique Les indices de Kischkat [142] ne semblent pas consistantes avec le reste de la littérature
AlO	0,3-14 μm	Boidin [146], Kischkat [142]	Kischkat [142]	Attention à considérer les données de l'alumine film mince
Si	0,3-40 μm	Green [147, 148], Schumann [134], Basu [149]	Green [147, 148], Fu [150], Basu [149]	Absence de jeu de mesures complet et récent Inadéquation entre les modèles et les mesures
Ag	0,3-40 μm	Hagermann [151], Jiang [152]	Rakic [153]	Légère disparité dans les indices reportés
Al	0,3-40 μm	Rakic [154], Palik [155], McPeak [156]	Rakic [153]	Excellente adéquation entre les différentes sources

Méthode de simulation numérique

La manière la plus simple d'estimer l'émissivité consiste à calculer l'absorption du module sur la gamme 0.3-40 μm via des méthodes de simulation optique, en vertu de la loi de Kirchhoff. Selon la longueur d'onde considérée, l'effort de calcul à déployer peut toutefois être conséquent. La figure 3.3 regroupe les différentes méthodes de simulation et simplifications possibles pour simuler l'émissivité dans les différentes gammes spectrales.

Dans la gamme PV, l'ensemble du module doit être simulé du fait de sa semi-transparence sur cette plage. Or, comme le module est bien plus épais que les longueurs d'onde considérées, une résolution numérique des équations de Maxwell par des méthodes génériques impliquerait un coût de calcul bien trop important. Ces dernières, comme la FDTD (*Finite Difference Time Domain*) ou la méthode par éléments finis (FEM), font en effet appel à une discrétisation spatiale du domaine simulé. De plus, à cause de la structuration des cellules, les approches sans maillage comme par exemple la méthode TMM ne sont pas non plus envisageables. Une méthode combinant plusieurs approches s'avère nécessaire : heureuse-

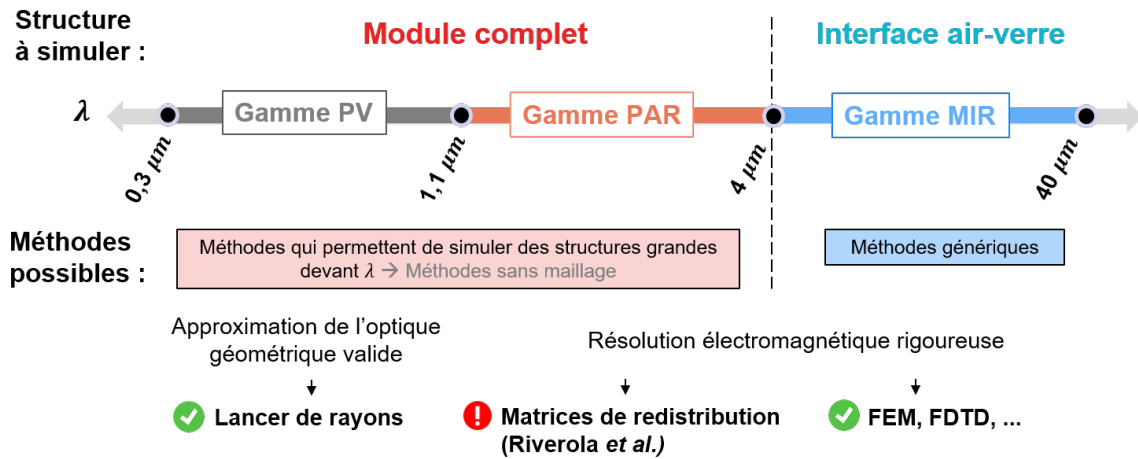


FIGURE 3.3: Synthèse des méthodes numériques et simplifications réalisables pour simuler l'émissivité d'un module dans les gammes PV, PAR, et MIR. Pour les gammes PV et PAR, ce prisme de compréhension devrait restait valide tant qu'il n'y a pas de nanostructuration. De même pour la gamme MIR, tant qu'il n'y a pas d'ajout de structures avec des dimensions grandes devant la longueur d'onde.

ment, il s'agit là d'un problème bien connu de la communauté photovoltaïque. Grâce aux dimensions caractéristiques de la structuration ($\simeq 3 \mu\text{m}$) et de l'épaisseur de la plupart des matériaux du module, il est possible d'utiliser les lois de l'optique géométrique, sauf pour les couches minces diélectriques (SiN et AlO) où les propriétés de cohérence restent importantes. Plusieurs outils numériques sont disponibles pour traiter ce problème, tel que *SunSolve* [160] ou *OPAL2* [161].

La gamme PAR possède une difficulté supplémentaire, et peu de travaux dans la littérature pour l'aborder : la taille des pyramides y est de l'ordre de la longueur d'onde. Rigoureusement, l'optique géométrique n'est donc plus valide. La taille des pyramides reste également trop élevée pour aborder le problème avec une approche de milieu effectif [162]. Une résolution électromagnétique rigoureuse s'avère donc nécessaire. Afin de traiter l'ensemble du module, la seule solution existante à notre connaissance est le formalisme complexe des "matrices de redistribution" [135] utilisé par Riverola *et al.*. Cette approche nécessite de précalculer ces matrices en utilisant des méthodes de simulations optiques externes. Très récemment, Pearce [163] a développé un outil qui combine ce formalisme avec quelques méthodes conventionnelles afin de fournir un outil de simulation autonome. Cependant, cet outil ne permet pas pour l'instant de simuler un module. Par ailleurs, des méthodes de simulation génériques telles que la méthode par éléments finis ne sont pas implémentées.

Dans la gamme MIR, en raison de l'opacité du verre, le domaine à simuler se résume à l'interface air-verre. Si cette dernière est plane, les équations de Fresnel (solution analytique) peuvent d'ailleurs directement être utilisées. Plus généralement, ou si cela s'avère nécessaire par exemple en présence de structuration, les méthodes génériques comme la FDTD ou la FEM peuvent être employées avec un effort de calcul acceptable car le domaine à simuler reste de taille raisonnable.

3.1.3 Une approche simplifiée pour évaluer l'émissivité des modules

Bien que le régime de l'optique géométrique ne soit pas rigoureusement valide dans la gamme PAR, on peut s'attendre à ce que l'erreur ne soit pas trop importante pour les longueurs d'ondes proches de $1,1 \mu\text{m}$, car la taille caractéristique des pyramides y reste inférieure à la longueur d'onde. Ceci n'est plus vrai proche de $4,0 \mu\text{m}$. Néanmoins, nous avons précédemment vu que la gamme $2,5\text{-}4 \mu\text{m}$ joue un rôle anecdotique en ce qui concerne l'effet des absorptions solaires parasites sur le comportement thermique (figure 2.12). Ainsi, on peut se demander si l'optique géométrique peut être utilisée - au moins dans la gamme $1,1\text{-}2,5 \mu\text{m}$ - sans introduire une erreur trop importante.

Pour cela, la figure 3.4 présente une comparaison de la réflectance calculée par la méthode de lancer de rayons (optique géométrique) et une méthode de résolution rigoureuse (méthode des éléments finis). La structure considérée correspond à une interface air-silicium structurée en cannelures. Dans la gamme $1,1\text{-}2,5 \mu\text{m}$, l'erreur moyenne est de moins de 1,5 %, ce qui est tout à fait acceptable pour notre problématique car une telle erreur n'entraînera pas d'écart significatif sur le comportement thermique (cf. chapitre 2).

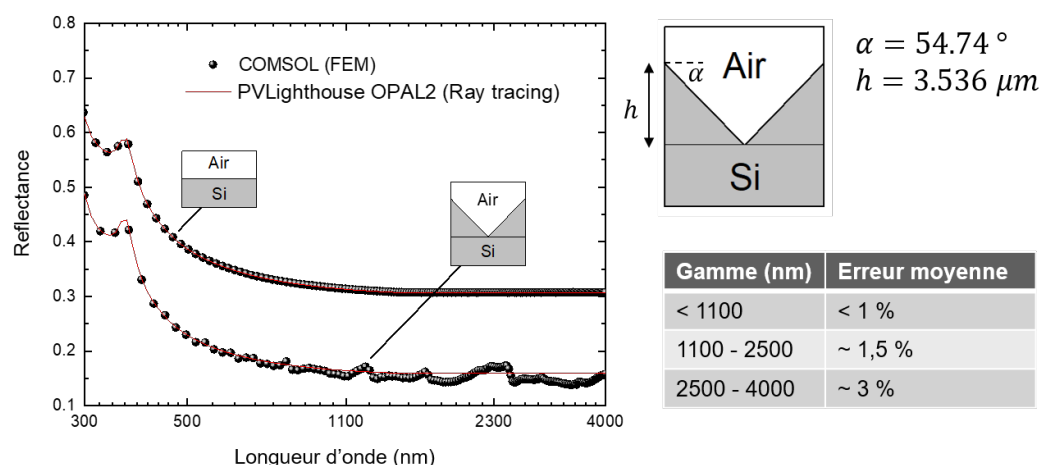


FIGURE 3.4: Comparaison entre la réflectance calculée avec l'optique géométrique (*OPAL2*) et la méthode des éléments finis (*COMSOL Multiphysics*) dans le mode de polarisation TE (Transverse Electrique). La structure simulée est une interface air-silicium structurée avec un angle caractéristique de $54,74^\circ$. La comparaison a également été réalisée pour une interface plane.

Au lieu d'utiliser le formalisme complexe des matrices de redistribution, nous proposons d'employer une méthode basée sur seulement deux méthodes de simulation pour l'ensemble de la gamme PV-PAR-MIR :

- Gammes PV et PAR : optique géométrique par lancer de rayons, rejoignant ainsi l'approche de Slauch *et al.* [136] (nous avons fait le choix d'utiliser le logiciel *SunSolve* à cet effet car il permet de traiter les films minces de manière cohérente)
- Gamme MIR : toute autre méthode qui aboutit à une résolution rigoureuse des équations de Maxwell (sauf indication contraire, nous avons utilisé la méthode RCWA (*Rigorous Coupled Wave Analysis*) grâce au code S^4 [164])

3.2 Quels matériaux ou interfaces du module est-il pertinent d'optimiser ?

Maintenant que tous les ingrédients pour simuler convenablement l'émissivité d'un module sont réunis, nous pouvons clarifier les opportunités pour l'améliorer. En guise de première étape vers l'identification de stratégies optiques pertinentes, il semble approprié d'identifier les matériaux et les interfaces les plus prometteurs afin de resserrer le champ d'investigation. Dans cette section, nous proposons une étude comparative complète à cet égard.

3.2.1 L'origine de l'émissivité des modules

Nous commençons par identifier la contribution relative des différents matériaux du module à l'émissivité. Pour cela, l'émissivité d'un module solaire basé sur des cellules PERC a été simulé conformément à l'approche simplifiée de la section 3.1. La figure 3.5 montre la structure simulée (la structuration de la cellule n'est pas représentée) et son émissivité sur la gamme PAR-MIR¹.

Notons que, de la même façon que Riverola *et al.* [103], plusieurs simplifications ont été faites. Premièrement, les contacts métalliques de la face avant et l'espacement inter-cellule ne sont pas considérés. Cette simplification est raisonnable dans la mesure où les contacts occupent environ 2 % de la surface et que l'espace inter-cellule est de l'ordre de 2-3 mm. Deuxièmement, l'EVA et le film protecteur de la face arrière sont également omis (contact métallique pleine plaque en face arrière). Troisièmement, le BSF local - bien qu'il s'étende au-delà de la prise de contact en face arrière [136] - n'a pas été intégrée à la simulation. En dépit de ces différentes approximations, l'émissivité de la figure 3.5 est en bonne adéquation avec l'émissivité d'un module précédemment utilisée dans le chapitre 2 (figure 2.14). En particulier, elle rend compte des absorptions au sein de l'EVA, ce qui constitue une amélioration importante par rapport au travail de Riverola *et al.* [103].

Sur la base de ce résultat, la contribution des différents matériaux à l'émissivité dans les gammes d'intérêt pour optimiser le RSC apparaît clairement :

- Dans la gamme MIR, comme attendu, l'émissivité dépend uniquement du verre
- Dans la gamme PAR, l'émissivité dépend de l'ensemble des matériaux du module

Dans la gamme PAR, les contributions majeures sont celles de l'émetteur et du contact arrière. De manière intéressante, la contribution de l'émetteur est importante malgré sa faible épaisseur (300 nm). Cela est dû à son dopage élevé mais aussi à la structuration de la surface de la cellule [103]. Cette dernière augmente également les absorptions au sein de l'EVA. Ainsi, l'EVA apparaît comme la troisième contribution majeure à l'émissivité dans la gamme PAR. Cela confirme l'importance de prendre en compte l'encapsulant dans

1. En raison d'une limitation pratique de *SunSolve*, nous n'avons pu effectuer le calcul que jusqu'à 2,5 μm dans la gamme PAR. Entre 2,5 et 4 μm , bien que l'importance de cette gamme soit secondaire, l'émissivité a été calculée grâce à la méthode RCWA par soucis d'exhaustivité (en supposant des interfaces planes). Ceci explique les oscillations de Fabry-Perot dans cette plage.

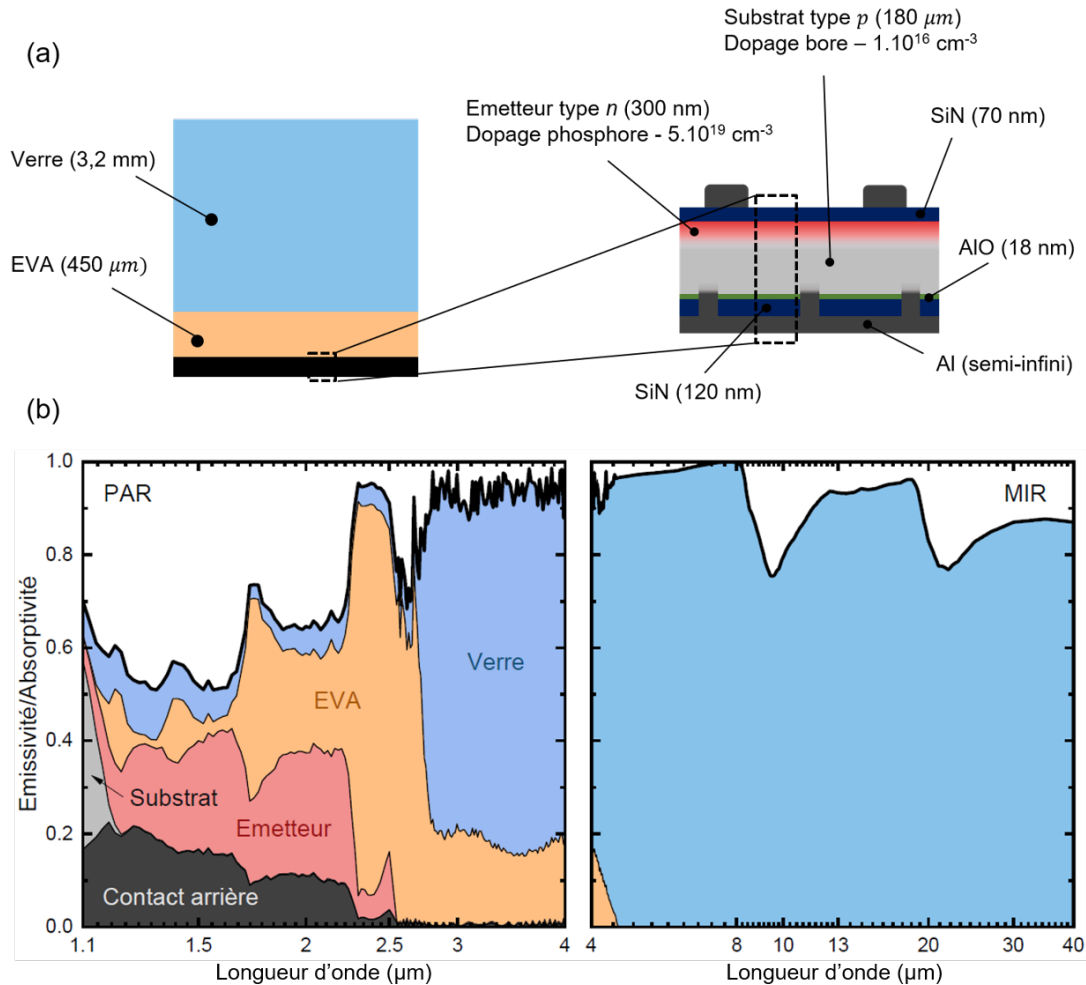


FIGURE 3.5: (a) Représentation schématique du module PERC simulé. La structuration de surface de la cellule (pyramides régulières d'une hauteur de 3,536 µm et un angle au sommet de 54,74 °) n'est pas représentée. Au total, huit matériaux ont été intégrés à la simulation : verre à faible teneur en fer [16], EVA de type "UV-transparent" [17], c-Si, SiN [27, 140], AIO [142], Al [153] (b) Emissivité dans la gamme PAR-MIR avec la contribution relative des différents matériaux. En raison de leur contribution négligeable, les diélectriques (AIO, SiN) n'apparaissent pas.

les simulations. Par ailleurs, au-delà de 2,5 µm, l'émissivité ne dépend plus de la cellule mais uniquement de l'EVA et du verre. En ce qui concerne ce dernier matériau, il a une contribution assez faible en-deçà de 2,5 µm, mais suffisante pour ne pas être négligée.

Pour toutes ces considérations, on peut donc déjà affirmer que la seule possibilité pour atteindre le profil large bande consiste à modifier l'interface air-verre. Conformément à l'état de l'art, c'est d'ailleurs la seule option pour améliorer l'émissivité dans la gamme MIR.

Dans la gamme PAR, les modifications les plus prometteuses se situent également à l'échelle du module et non de la cellule en raison de l'absorption de l'EVA et du verre. Etant donné que l'absorption du verre est assez faible jusqu'à 2,5 µm ($\approx 10\%$), les deux possibilités les plus prometteuses semblent l'intégration d'un miroir sélectif permettant de réfléchir les photons solaires parasites à l'interface air-verre (comme déjà mentionné), ou à l'interface verre-EVA.

Concernant les autres matériaux et interfaces, savoir à quel point il est possible d'appro-

cher le profil idéal via leur optimisation est moins évident. Plusieurs possibilités méritent d'être explorées, aussi bien à l'échelle de la cellule que du module.

3.2.2 Quantification de l'influence d'une optimisation de l'émissivité au travers des différents matériaux ou interfaces

Pour obtenir un aperçu quantitatif de l'effet d'une optimisation au travers de certains matériaux ou interfaces du module, nous proposons de réaliser une étude comparative des différentes possibilités.

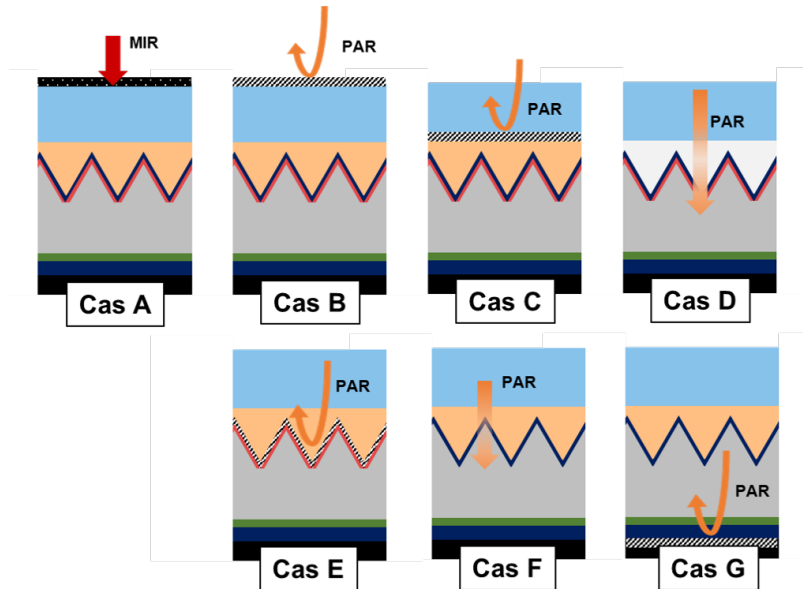


FIGURE 3.6: Représentation schématique des cas A à G considérés.

Pour chacune d'entre-elles, nous procédons en deux temps : (1) simulation de l'émissivité du module intégrant la modification en question ; (2) simulation électro-optique avec des propriétés représentatives d'un module à base de cellules PERC (cf. section 2.5). Ce faisant, nous sommes en mesure d'étudier l'effet sur le comportement électrique et thermique de chaque option. La figure 3.6 schématise les sept scénarios (cas A à G) que nous avons comparés², à savoir :

- Cas A : Absorption parfaite dans le MIR à l'interface air-verre
- Cas B : Réflexion parfaite dans la gamme PAR à l'interface air-verre
- Cas C : Réflexion parfaite dans la gamme PAR à l'interface verre-EVA
- Cas D : Remplacement de l'EVA par un encapsulant non absorbant
- Cas E : Réflexion parfaite dans la gamme PAR à l'interface EVA-cellule
- Cas F : Suppression de l'émetteur

2. Un éventuel amincissement du verre n'a pas été investigué car son épaisseur est limitée par le procédé de fabrication actuel et que cela risque d'impacter les propriétés mécaniques du module [15]. Il en va de même pour l'EVA, la marge de manœuvre pour contrôler son épaisseur étant limitée car le procédé de lamination induit des inhomogénéités. De plus, l'épaisseur de l'EVA est critique pour absorber les contraintes de dilatation thermique [165].

— Cas G : Réflexion parfaite dans la gamme PAR à l'interface silicium-aluminium.

Les cas A et B rendent compte d'un profil d'émissivité quasi-idéal, respectivement dans la gamme MIR et PAR. En ce sens, la combinaison des cas A et B conduirait au profil large bande. Pour traiter les cas C à G, l'émissivité du module a été simulée en intégrant les modifications théoriques susmentionnées. En ce qui concerne l'ajout de réflecteurs parfaits dans la gamme PAR, ils sont de nature spéculaire³. Les cas F et G correspondent à une situation où la face avant et la face arrière ne présentent pas d'absorptions solaires parasites, respectivement. Pour étudier la possibilité de remplacer l'EVA par un encapsulant non absorbant (cas E), nous avons artificiellement fixé son coefficient d'absorption k à zéro tout en conservant la valeur de son indice réel n .

La figure 3.7 montre la réduction de température ΔT et le gain de puissance électrique ΔP_{elec} associé (dans les conditions environnementales de référence et avec des propriétés électriques correspondant à un module PERC, telles que définies dans le chapitre 2). A titre de référence, la limite atteignable avec le profil d'émissivité idéal est également représentée. Ainsi, il est possible de voir dans quelle mesure ces différentes configurations peuvent permettre de s'approcher du bénéfice apporté par le profil large bande. La comparaison au cas B permet également de limiter l'étude à la seule gamme PAR.

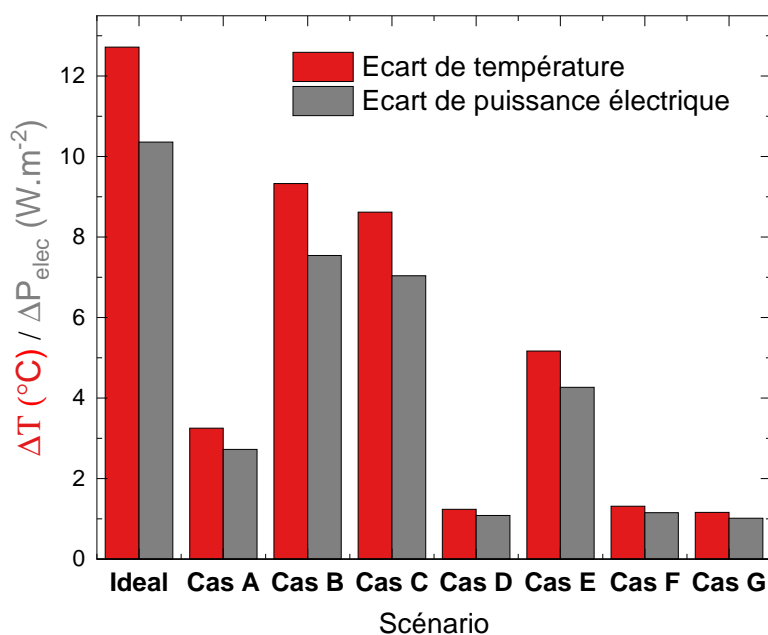


FIGURE 3.7: Réduction de température ΔT et gain de puissance électrique ΔP_{elec} obtenu suite à une optimisation parfaite de différents matériaux ou interfaces du module (cas A-G). Pour le calcul, les conditions environnementales de référence et les propriétés électriques correspondant à un module PERC ont été utilisées (cf. chapitre 2).

Tout d'abord, conformément aux résultats du chapitre 2, le bénéfice le plus important est donné par le cas B (émissivité nulle dans la gamme PAR) : la diminution de température

3. Dans les simulations, ils sont obtenus en insérant une couche métallique de 120 nm, elle-même surmontée d'une couche de 20 nm avec un indice réel n plus grand de plusieurs ordres de grandeurs que l'indice des autres matériaux en présence pour s'assurer d'une réflexion parfaite sur toute la gamme PAR, et pour tous les angles.

est de plus de 9 °C, soit environ 4 °C de moins que le profil d'émissivité idéal. Pour ce qui est d'une émissivité parfaite dans le MIR uniquement (cas A), la diminution de température est de 3 °C environ, car l'émissivité du verre est déjà relativement proche du profil idéal.

Pour les autres scénarios qui concernent la gamme PAR (cas C à G), la diminution de température est assez hétérogène. Conformément à la discussion précédente, relative à la figure 3.5, notons qu'une réflexion parfaite des photons solaires parasites à l'interface verre-EVA (cas C) est presque aussi efficace qu'une réflexion parfaite à l'interface air-verre (cas B). Pour s'en convaincre, le profil d'émissivité des scénarios C à G dans la gamme 1.1-2.5 μm est représenté sur la figure 3.8. Pour le cas C, on observe que l'émissivité se situe en-deçà de 10 %. La troisième approche la plus efficace, bien qu'elle induise une diminution de seulement 5 °C, est la réflexion parfaite dans la gamme PAR à l'interface EVA-cellule (cas E). En effet, cette dernière ne supprime pas les absorptions solaires parasites au sein de l'EVA. Les autres cas (D, F, G) ne permettent pas de diminuer significativement l'émissivité dans la gamme PAR, et donc la température (la réduction est de 1 °C). Pour le cas D, les absorptions parasites dans la cellule sont toujours présentes ce qui limite la diminution de l'émissivité. Pour le cas F, la diminution de l'absorption au niveau de l'émetteur conduit à une augmentation de l'absorption au niveau du contact arrière. Inversement, l'absorption au niveau de l'émetteur augmente si le contact arrière est muni d'un réflecteur idéal. Indépendamment, ces deux approches n'apportent donc pas un bénéfice significatif.

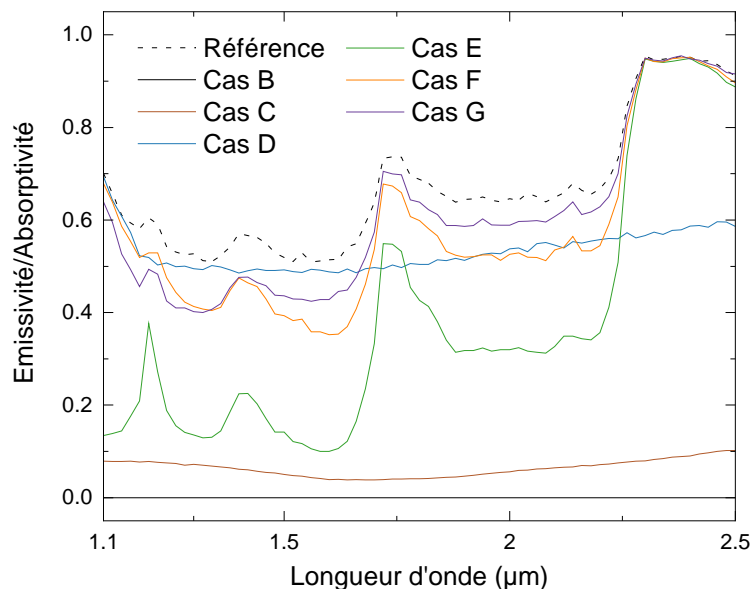


FIGURE 3.8: Profils d'émissivité/absorptivité dans la gamme 1.1-2.5 μm en incidence normale pour les cas C à G simulés avec *SunSolve*.

3.2.3 La forte contrainte qui pèse sur la gamme PV

Nous avons montré comment l'ingénierie de certains matériaux ou interfaces peut permettre d'améliorer l'émissivité dans les gammes PAR et MIR des modules. Cependant, la gamme PV doit également être gardée à l'esprit pour proposer des solutions viables. Il

semble en effet évident que l'amélioration de l'émissivité PAR-MIR ne doit pas se faire au détriment de l'absorption dans la gamme PV. A supposer qu'une détérioration soit présente, elle doit être suffisamment faible pour être compensée par la réduction de température apportée par le RSC. Dans cette section, nous apportons un éclairage quantitatif concernant ce compromis, qui s'avère être une exigence extrêmement forte pour l'ingénierie optique.

Afin d'évaluer l'impact d'une amélioration de l'émissivité PAR-MIR combinée à une dégradation dans la gamme PV, nous reprenons les trois scénarios en ce qui concerne les propriétés électriques (Q_e^{lum} , α_{PV}) définis dans le chapitre 2. Sur la figure 3.9 nous avons représenté l'augmentation de la puissance ΔP_{elec} associée à amélioration du RSC, en fonction d'une éventuelle dégradation conjointe de l'absorption dans la gamme PV, notée $\Delta\alpha_{bb}$. Comme la réduction de l'absorption dans la gamme PV diminue la température de fonctionnement, nous nous concentrons uniquement sur la puissance électrique. En ce qui concerne le profil d'émissivité utilisé comme point de départ, il s'agit du profil présenté précédemment sur la figure 2.14. Par conséquent, l'augmentation de puissance électrique reportée pour $\Delta\alpha_{bb} = 0$ correspond à celle de la figure 2.15.

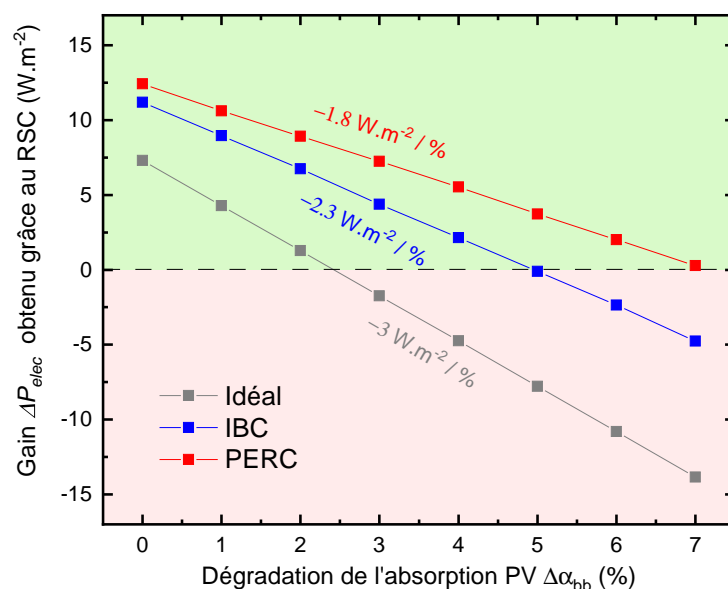


FIGURE 3.9: Gain de puissance électrique obtenu ΔP_{elec} grâce à un profil d'émissivité large bande en fonction de la perte (relative) d'absorption dans la gamme PV $\Delta\alpha_{bb}$. Les résultats sont donnés pour un dispositif PV idéal (limite de Shockley-Queisser), IBC et PERC.

Lorsque $\Delta\alpha_{bb}$ augmente (ce qui correspond à une diminution de l'absorption dans la gamme PV), alors le gain de puissance associé à l'amélioration du RSC diminue. Dans la limite de Shockley-Queisser (scénario idéal), tout bénéfice apporté par le profil large bande est annulé dès que la dégradation de l'absorption dans la plage PV dépasse 2,5 % seulement. Plus généralement, la perte de puissance électrique est d'environ $-3 \text{ W.m}^{-2}/\%$, c'est-à-dire pour chaque pourcentage de perte d'absorption dans la plage de conversion PV. Une telle diminution de puissance est énorme par rapport à l'augmentation de puissance précédemment établie résultant de l'amélioration du profil d'émissivité : $+0,2 \text{ W.m}^{-2}/\%$ dans la gamme MIR (donc une sensibilité 15 fois plus faible), $+0,1 \text{ W.m}^{-2}/\%$ dans la

gamme PSA (sensibilité 30 fois plus faible).

Pour les scénarios plus réalistes (modules IBC et PERC), la marge de manœuvre sur la gamme PV est légèrement plus élevée (la tolérance associée à une détérioration de l'absorption dans la gamme PV est de 5 % et 7 %, respectivement). Cela est d'abord dû à la plus grande augmentation de puissance électrique liée au RSC pour ces deux scénarios. De plus, ils montrent une sensibilité légèrement inférieure à la perte d'absorption dans la gamme PV : $-2,3 \text{ W.m}^{-2}/\%$ pour le cas IBC, $-1,8 \text{ W.m}^{-2}/\%$ pour le cas PERC. Globalement, la contrainte est donc moins élevée pour les dispositifs ayant de moins bonnes propriétés électriques. Néanmoins, l'ordre de grandeur reste le même : une détérioration de l'absorption de quelques pourcents seulement dans la gamme PV annule tout bénéfice apporté par l'amélioration du RSC.

Sur la base des résultats précédents, des critères quantitatifs plus généraux pour l'optimisation des propriétés radiatives des modules en silicium peuvent être proposés. Ces critères, notés f_{PAR} et f_{MIR} , établissent un lien entre le gain de puissance électrique associé à une amélioration de l'émissivité dans les gammes PAR ou MIR, et la perte de puissance électrique liée à la dégradation de l'absorption dans la gamme PV. Nous définissons ces deux quantités comme suit

$$f_{PAR} = \frac{\delta \overline{\epsilon}_{PAR}^{\downarrow}}{\delta \overline{\alpha}_{PV}^{\uparrow}} = \left(\frac{\delta P_{elec}}{\delta \overline{\alpha}_{PV}^{\uparrow}} \right) \cdot \left(\frac{\delta P_{elec}}{\delta \overline{\epsilon}_{PAR}^{\downarrow}} \right)^{-1} \quad (3.1)$$

$$f_{MIR} = \frac{\delta \overline{\epsilon}_{MIR}^{\downarrow}}{\delta \overline{\alpha}_{PV}^{\uparrow}} = \left(\frac{\delta P_{elec}}{\delta \overline{\alpha}_{PV}^{\uparrow}} \right) \cdot \left(\frac{\delta P_{elec}}{\delta \overline{\epsilon}_{MIR}^{\downarrow}} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

P_{elec} est la puissance électrique, $\overline{\alpha}_{PV}$ est l'absorptivité moyenne dans le domaine PV, $\overline{\epsilon}_{PAR}$ l'émissivité moyenne dans la gamme PAR, et $\overline{\epsilon}_{MIR}$ l'émissivité moyenne dans le MIR. Les signes \uparrow et \downarrow indiquent respectivement une augmentation et une diminution. Les dérivées par rapport à un domaine spectral donné sont calculées en maintenant les propriétés constantes dans les autres domaines. Ainsi, la dégradation moyenne $\Delta \overline{\alpha}_{PV}$ tolérable dans la gamme PV pour une amélioration $\Delta \overline{\epsilon}_{PAR}$ est donnée par $\Delta \overline{\epsilon}_{PAR} = f_{PAR} \cdot \Delta \overline{\alpha}_{PV}$. De même, la dégradation moyenne tolérable dans la gamme PV pour une amélioration de la gamme MIR est donnée par $\Delta \overline{\epsilon}_{MIR} = f_{MIR} \cdot \Delta \overline{\alpha}_{PV}$.

Le diagramme en boîte de la figure 3.10 montre f_{PAR} et f_{MIR} calculés dans différentes conditions environnementales. Afin de ne pas sous-estimer les valeurs, tout en considérant un scénario réaliste, les valeurs ont été calculées pour le scénario IBC. Nous constatons une grande dispersion des valeurs, avec une valeur moyenne d'environ 20 pour f_{MIR} et 35 pour f_{PAR} . Cela montre que la sensibilité à la gamme PV est particulièrement élevée lorsqu'on améliore l'émissivité dans la gamme PAR. De fait, toute amélioration (moyenne) de l'émissivité dans la gamme PAR doit s'accompagner d'une diminution 35 fois plus faible dans la gamme d'absorption PV (moyenne). Sinon, il n'y aura aucun effet sur la génération de puissance électrique.

En résumé, nous avons montré dans cette section que la seule manière d'atteindre le

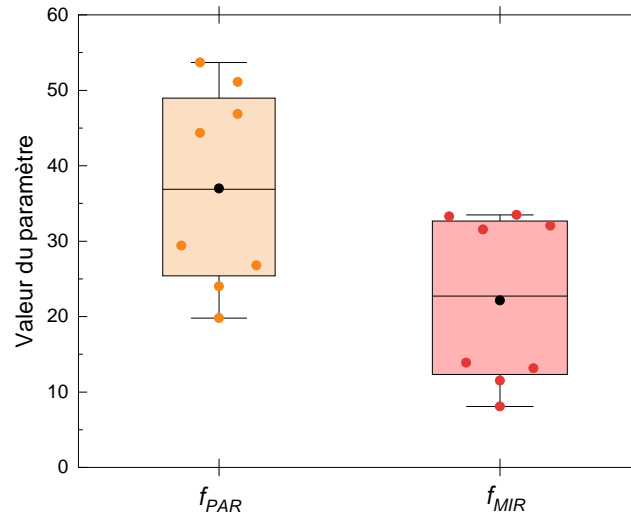


FIGURE 3.10: Valeurs de f_{PAR} et f_{MIR} dans le scénario IBC et pour différentes conditions environnementales. Chaque point correspond à un ensemble de trois conditions $T_a = (15, 25) \text{ }^\circ\text{C}$, $h = (5, 15) \text{ W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$, $P_{sun} = (500, 1000) \text{ W.m}^{-2}$.

profil idéal consiste à modifier les propriétés optiques de l'interface air-verre du module. Dans une certaine mesure, dans la gamme PAR, d'autres interfaces ou matériaux peuvent permettre d'améliorer l'émissivité. Une alternative presque aussi efficace que de réfléchir sélectivement les photons solaires parasites à l'interface air-verre serait de placer un miroir sélectif à l'interface verre-EVA. Placer un miroir sélectif à l'interface EVA-cellule apporte également un effet non négligeable, quoique moitié moins efficace. En ce qui concerne les autres possibilités, notamment celles qui concernent la cellule, elles n'apportent qu'un bénéfice marginal. En plus des opportunités pour améliorer les gammes PAR et MIR, la contrainte élevée qui pèse sur la gamme PV a été étudiée. Un critère quantitatif qui permet d'anticiper la pertinence d'une solution optique qui viendrait à dégrader la gamme PV a été établi. Cela complète les travaux théoriques du chapitre 2, fournissant maintenant un cadre sur toute la gamme PV-PAR-MIR pour guider l'ingénierie optique.

3.3 Analyse comparative des stratégies optiques à l'interface air-verre

Maintenant que nous disposons d'une vision claire des opportunités et défis à relever pour améliorer le RSC des modules en silicium, nous pouvons étudier les stratégies optiques concrètement envisageables. Avant de s'atteler à l'optimisation et l'analyse détaillée du bénéfice apporté par l'une d'entre-elles - ce qui sera fait dans la dernière section de ce chapitre - il nous a d'abord semblé judicieux de dresser le panorama comparatif des possibilités. Dans cette section, nous réalisons ce travail en nous limitant aux stratégies qui concernent le niveau d'ingénierie le plus prometteur, à savoir l'interface air-verre⁴.

4. Concernant l'interface verre-EVA, également identifiée comme prometteuse, des analyses additionnelles ont montré qu'il était extrêmement difficile de concevoir une structure placée à cette interface qui ne

Même en se limitant à cette interface, la littérature révèle un large réservoir de structures et matériaux envisageables (voir par exemple les articles de revue des réf. [84, 70, 85, 86, 87]). Toutefois, la plupart des propositions ne tiennent pas compte des contraintes spécifiques au photovoltaïque. Même en ce qui concerne les propositions spécifiques au domaine, il est rare que tous les aspects soient considérés. Tout d’abord, les études actuelles sont souvent réalisées sur des dispositifs dont l’émissivité ne s’approche que très peu d’un module solaire complet [98, 100]. De nombreuses études négligent également l’influence d’une ou plusieurs des gammes PV [94], PAR [166, 167], ou MIR [94, 136]. Il n’est donc pas facile de savoir si les concepts proposés valent la peine d’être étudiés plus en profondeur.

Ainsi, nous avons effectué une analyse préliminaire pour ne conserver ici que les concepts les plus prometteurs grâce à une méthodologie schématisée sur la figure 3.11. Les trois premières étapes de celle-ci ont permis de ne garder que les approches qui, selon nous, méritent des investigations plus poussées et un éventuel travail d’optimisation (étapes 4 et 5). Pour chaque concept identifié dans la littérature (étape 1), il s’agit d’abord de regarder son impact sur l’ensemble de la gamme PAR-MIR (étape 2) pour voir si une amélioration significative est envisageable. Les résultats du chapitre 2 ont été utilisés à cette étape. Ensuite, l’effet sur la gamme PV est abordé (étape 3), notamment grâce aux résultats de la section 3.2. Dans la limite des informations disponibles, nous avons également essayé d’avoir à l’esprit les aspects liés à la durabilité, au coût, et à la complexité afin d’anticiper la viabilité industrielle d’une solution.

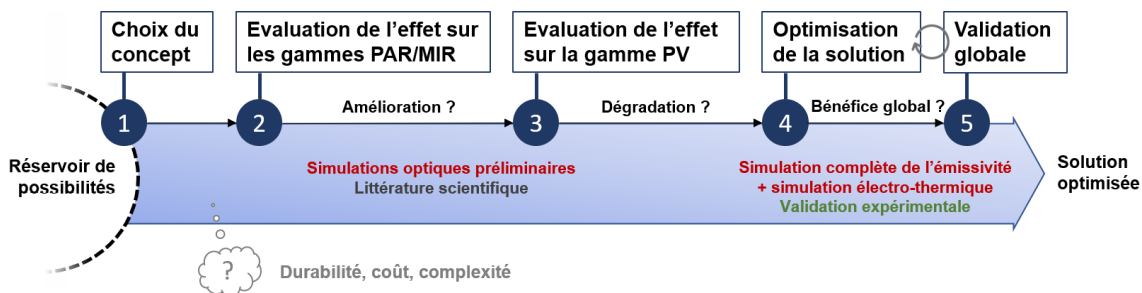


FIGURE 3.11: Schéma représentant les cinq étapes de la méthodologie utilisée pour identifier (étapes 1 à 3) des stratégies optiques pertinentes, et les optimiser (étapes 4 à 5).

En appliquant cette méthodologie, plusieurs solutions qui peuvent apparaître intéressantes en première lecture ont été éliminées. Parmi celles-ci, on distinguera notamment les stratégies classiques permettant de réaliser des miroirs sélectifs pour réfléchir les photons parasites. Celles-ci consistent en des dépôts de films minces intégrant une couche métallique⁵ [170, 168] ou des oxydes conducteurs transparents comme l'ITO ($\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$) [171, 172]. Fortement dopé, l'ITO présente un comportement métallique aux grandes longueurs d'ondes. Cependant, dégraderait pas trop l'absorption dans la gamme PV. Ceci provient de l'accord d'indice optique parfait qui existe initialement entre le verre et l'EVA.

5. Historiquement développés pour fabriquer des fenêtres en verre qui réfléchissent le rayonnement infrarouge, la méthode la plus répandue pour les fabriquer consiste à réaliser un dépôt diélectriques/métal/diélectriques (D/M/D) [168, 169] sur le verre (Lampert [170] offre une bonne revue sur le sujet). Pour le PV, An [96] a notamment proposé un revêtement à base de 7 matériaux (MgF_2 , HfO_2 , Ag , SiO_2 , SiC , SiN , Al_2O_3).

dans les deux cas, la diminution de la transmission dans la gamme PV est très importante. La figure 3.12 montre la réflectance et la transmittance d'une structure typique basée sur une couche métallique ainsi que celle d'un ITO déposé sur du verre. Même pour la première structure qui présente une excellente réflexion dans la gamme PAR, selon le critère f_{PAR} de la figure 3.10, la dégradation maximale tolérable dans la gamme PV (égale à $\Delta\overline{\epsilon_{PAR}}/f_{PAR}$) est de l'ordre de 1,5 % en moyenne (en prenant l'émissivité typique d'un module au silicium et $f_{PAR} = 35$ comme référence pour le calcul). Or, la perte en transmission à l'interface air-verre est bien supérieure à cette limite. Au final, quatre voies seulement se sont révélées véritablement prometteuses :

- L'ajout d'un revêtement polymère
- Le dépôt d'une couche mince antireflet dans le MIR
- La structuration du verre
- Le dépôt d'une multicouche diélectrique

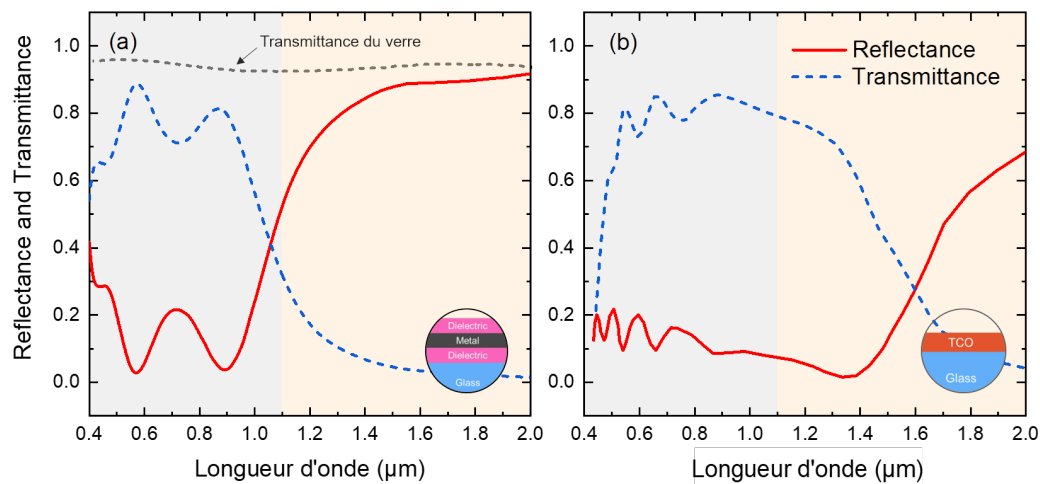


FIGURE 3.12: Réflectance et transmittance d'une structure D/M/D ($\text{TiO}_2/\text{Ag}/\text{TiO}$) [169] (a) et d'un ITO de 350 nm déposé sur un substrat de verre [172] (b). La première structure a été simulée par la méthode des matrices de transfert en incidence normale alors que la seconde correspond à des données numérisées [172] car les constantes optiques de l'ITO ne sont pas disponibles.

Les trois premières solutions concernent la gamme MIR, alors que la dernière concerne la gamme PAR. Dans la suite, les différentes options sont analysées au regard des informations disponibles dans la littérature scientifique. Quelques simulations optiques sont également présentées çà et là pour étoffer la discussion.

3.3.1 Revêtement polymère

Une approche versatile consiste à revêtir le verre d'un film polymère d'une épaisseur micrométrique. En effet, plusieurs polymères présentent une bonne transmission dans la gamme solaire avec conjointement une bonne absorption dans le moyen infrarouge [86, 87] grâce aux vibrations de certains groupes fonctionnels, particulièrement actifs dans la gamme 7-17 μm [173]. Ils peuvent donc potentiellement pallier la mauvaise émissivité MIR du verre dans cette gamme, tout en étant peu chers et simple à synthétiser sur de grandes

surfaces [87].

Une difficulté pratique concerne le choix du meilleur polymère car les constantes optiques de ces polymères transparents sont souvent mal connues. Dans sa revue, Yu [86] suggère de se baser sur l'identification des différents groupes fonctionnels C-O, C-N, C-Cl, et C-F pour obtenir une estimation de l'absorption infrarouge d'un polymère donné. Parmi les polymères potentiellement intéressants se distinguent ainsi le PV(D)F (polyvinylidènefluorure), le PDMS (polydiméthylsiloxane), le PMMA (polyméthylméthacrylate), le PPO (polyphénylèneoxyde), et le PMP (polyméthylpentène) communément appelé TPX. Pour une prédiction quantitative, seules les constantes optiques du PDMS et du PMMA semblent toutefois disponibles jusqu'à 20 μm [174]. La figure 3.13 montre une simulation en incidence normale de l'émissivité du verre, lorsque ce dernier présente un revêtement de 200 μm de PDMS ou de PMMA. Les propriétés dans la gamme MIR sont similaires, mais le PMMA présente davantage d'absorptions solaires parasites. Ces simulations suggèrent également une excellente transparence dans la gamme PV. Des simulations additionnelles en transmission confirment cette propriété.

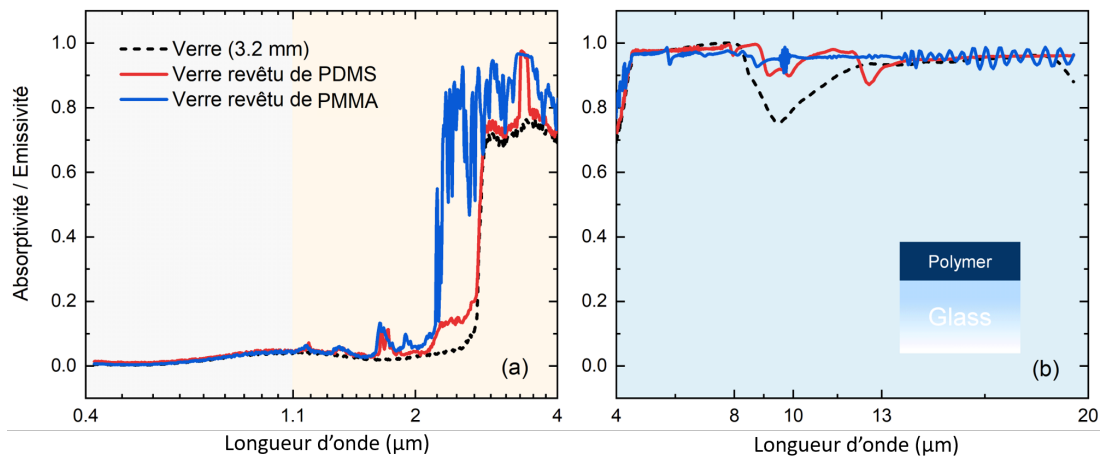


FIGURE 3.13: Absorptivité/émissivité en incidence normale dans la gamme PV et PAR (a) et dans la gamme MIR (b) d'un verre (sodocalcique à faible teneur en Fer) sans et avec un revêtement polymère de 200 μm de PDMS (rouge) ou de PMMA (bleu).

En ce qui concerne les applications aux modules photovoltaïques, des revêtements à base de PDMS ont déjà été étudiés [99, 167, 175]. Avec un revêtement d'environ 200 μm de PDMS, Li [175] a observé une réduction de la température d'un module PERC d'environ 1.0 $^{\circ}\text{C}$ en conditions extérieures. Bien que faible, cette réduction est cohérente avec l'émissivité du module revêtu (figure 3.13). En effet, le PDMS améliore l'émissivité principalement dans la gamme 8-13 μm . Le PDMS augmente aussi légèrement les absorptions solaires parasites, ce qui fatalement limite la diminution de température. Notons aussi que l'ajout d'un film plan optiquement épais ne modifie pas le profil angulaire de l'émissivité. De fait, quel que soit le polymère choisi, l'émissivité ne sera pas améliorée aux grands angles d'incidence. Enfin, une préoccupation majeure concerne la durabilité de ces revêtements, ainsi que l'effet de la température sur ces derniers [176].

3.3.2 Couche mince antireflet dans la gamme MIR

Une couche mince d'épaisseur micrométrique placée sur le verre peut également jouer le rôle de couche antireflet (ARC) afin d'augmenter l'émissivité dans la gamme MIR. Ce type de revêtement est déjà utilisé pour les lasers et les détecteurs infrarouges. Par exemple, Matsuoka [177] a proposé un revêtement constitué de quatre couches et trois matériaux (YF_3 , ZnS , and Ge) permettant d'obtenir une réflectance $< 1\%$ dans la gamme 8-13 μm après son dépôt sur un substrat d'InP. On notera que les matériaux utilisés ne sont pas ceux conventionnellement utilisés pour la fabrication de couches (ARC) dans la gamme visible. En effet, il existe un nombre restreint de matériaux transparents dans la gamme MIR, et les épaisseurs en jeu limitent les possibilités de fabrication à cause des tensions internes [177].

Les contraintes en ce qui concerne le PV sont encore plus fortes, ce qui peut expliquer pourquoi aucune solution de ce type n'a été proposée dans le domaine. Comme précédemment, la couche ARC doit assurer une bonne transmission dans le verre. Dans sa version la plus simple, cette couche est une lame quart d'onde - quelques microns ici - dont l'indice de réfraction n est situé entre celui du substrat n_{sub} (le verre) et celui de l'air n_{air} , le minimum de réflexion étant obtenu pour

$$n = \sqrt{n_{sub}n_{air}} \quad (3.3)$$

Cette condition de gradient d'indice doit également être satisfaite dans la gamme PV. Or, l'indice du verre est assez faible dans cette gamme ($n_{sub} \simeq 1.5$) ce qui limite considérablement le choix des matériaux. Les seules possibilités identifiées à ce jour pour le PV sont le MgF_2 [131] ($n \simeq 1,4$) et les matériaux poreux [15, 178, 179], comme la silice nanoporeuse ($n \simeq 1,2$), qui peut être fabriquée via un procédé sol-gel.

La question de l'utilisation de ces deux matériaux pour la gamme MIR reste ouverte. En ce qui concerne le MgF_2 , ses constantes optiques ne sont pas connues dans cette gamme mais les mesures en transmission disponibles çà et là suggèrent que ce matériau est assez absorbant au-delà de 10 μm . La silice nanoporeuse offre sur le papier une possibilité viable car la théorie des milieux effectifs prédit un indice situé entre celui du verre et de l'air tant que la taille caractéristique des porosités est bien inférieure à la longueur d'onde. Par exemple, en appliquant la théorie de Bruggeman pour une silice nanoporeuse⁶ composée à 60 % d'air on obtient les constantes optiques de l'encart de la figure 3.14 [179].

On notera que le choix de l'épaisseur et de l'indice optimal n'est pas trivial à cause de la grande gamme de longueur d'onde à couvrir. Avec la composition précédente et une épaisseur choisie pour maximiser l'émissivité MIR dans la gamme 8-13 μm on obtient le profil d'émissivité de la figure 3.14. Dans ce cas, on voit que la transmission dans le verre et les PAR restent inchangées. Une étude numérique plus systématique serait nécessaire pour trouver la proportion air-silice et l'épaisseur optimale. Notons aussi qu'avec des dépôts

6. Notons que la réf. [179] traite d'une structure nanoparticulaire et non nanoporeuse. On ne s'attend toutefois pas à une différence significative entre les deux cas lorsque la fraction volumique air-silice est identique.

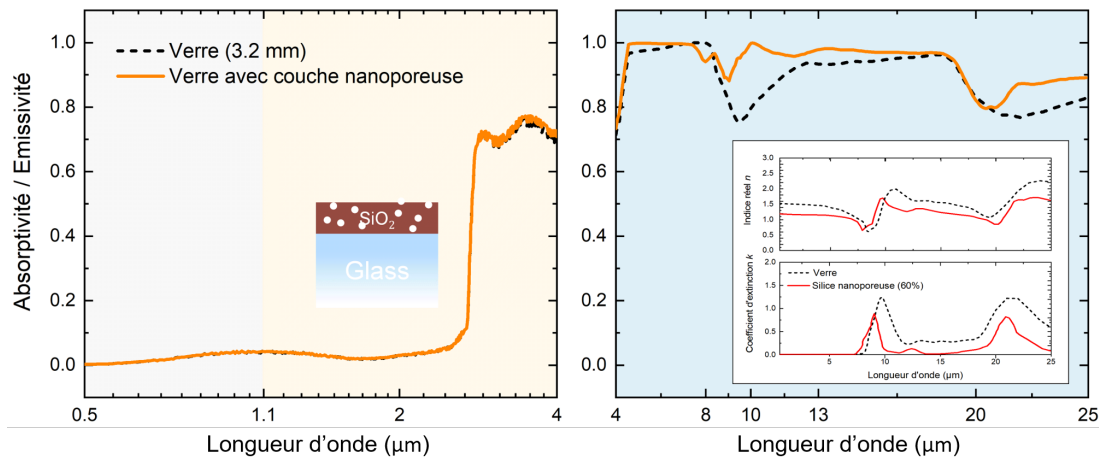


FIGURE 3.14: Absorptivité/emissivité en incidence normale dans la gamme PV et PAR (a) et dans la gamme MIR (b) d'un verre sans et avec un revêtement de silice poreuse d'une épaisseur de 1,2 µm.

supplémentaires, l'absorption MIR devrait pouvoir être encore améliorée [180, 177, 179].

3.3.3 Structuration du verre

La structuration de la surface du verre du module peut permettre d'améliorer l'émissivité MIR. Selon la taille caractéristique de la structuration, deux possibilités distinctes existent : 1) obtenir un gradient d'indice effectif grâce à des structures nano/micrométriques ; 2) exploiter les réflexions multiples produites par des structures millimétriques.

Structuration à l'échelle nano/micrométrique

La structuration nano/micrométrique du verre est probablement l'approche la plus documentée. Elle fût d'ailleurs la première stratégie photonique évoquée pour améliorer l'émissivité des modules PV. Dès 2014, Zhu [92] a montré qu'un réseau pyramidal permet de supprimer les pics de réflexions de la gamme MIR de la silice (voir la figure 1.19 du chapitre 1). Cette stratégie de diminution de la réflectivité est en fait connue depuis les années 1990 [181]. Tant que les dimensions caractéristiques des pyramides sont inférieures aux longueurs d'ondes MIR, ces dernières agissent comme une couche à gradient d'indice qui permet de maximiser la transmission dans le verre. Il est intéressant de noter que pour le verre, le motif optimal du réseau est presque une pyramide à côté plat car cette dernière présente un profil d'indice $n(z)$ proche d'un polynôme d'ordre 5, qui s'avère produire une transmission parfaite [181, 180]

$$n(z) = n_{sup} + (n_{sub} - n_{sup})(10z^3 - 15z^4 + 6z^5) \tag{3.4}$$

avec z la profondeur, n_{sup} et n_{sub} respectivement les indices du milieu incident et du substrat. A titre illustratif, l'émissivité d'un verre revêtu d'un tel objet théorique est représenté sur la figure 3.15. Avec une couche à gradient d'indice d'une épaisseur égale à 20 µm, l'émissivité MIR est presque idéale (des simulations additionnelles montrent aussi une excel-

lente réponse angulaire). On note que l'effet ARC diminue à partir d'une certaine longueur d'onde - qui dépend de l'épaisseur de la couche - au-delà de laquelle l'approximation d'un indice continu (milieu effectif) ne s'applique plus. En-deçà, l'effet ARC est idéal.

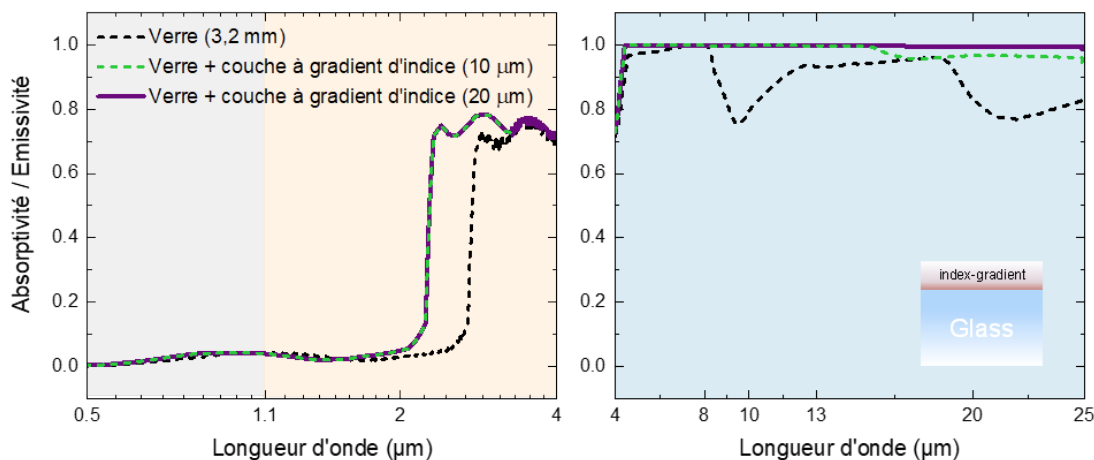


FIGURE 3.15: Absorptivité/émissivité en incidence normale dans la gamme PV et PAR (a) et dans la gamme MIR (b) d'un verre (sodalcalcique à faible teneur en Fer) sans et avec un revêtement à gradient d'indice de 10 μm (vert) ou de 20 μm (violet). Cette simulation a été obtenue par la méthode des matrices de transfert en ajoutant un 300 couches pour simuler une variation continue d'indice. L'indice complexe (partie réelle et imaginaire) a été modulé en suivant la relation 3.4.

Comme déjà évoqué dans le chapitre 1, une démonstration expérimentale d'un gradient d'indice obtenu par structuration a été proposée par Zhu dès 2015 sur du silicium [98]. Grâce à des micro-piliers de silice, Long [100] a montré une réduction de température de seulement 2 °C d'un wafer de silicium. La différence de performance peut être attribuée à une émissivité bien moins élevée en dehors de la fenêtre de transparence atmosphérique (environ 80 %). Dans le même esprit, on notera les travaux de An [96], Perrakis [166], et Heo [182] qui ont proposé des réseaux 1D ou 2D avec un motif rectangulaire. Encore une fois, l'émissivité obtenue n'est pas aussi élevée qu'avec un motif pyramidal. Pour s'approcher de ce dernier, Lu et al [102] ont montré qu'une émissivité de plus de 90 % pouvait être atteinte en utilisant de la silice structurée en pyramides aléatoires. La structuration, obtenue grâce à un procédé sol-gel, améliore également le piégeage optique des photons solaires. Avec un procédé analogue associé à une technique de *nanoimprint*, Fathababi [183] a très récemment démontré la faisabilité de ce type de structuration sur de larges surfaces, démontrant de manière définitive le bénéfice apporté sur des modules industriels de manière expérimentale (le refroidissement atteint jusqu'à 9 °C selon les auteurs!).

Remarquons que, contrairement à un gradient d'indice théorique (figure 3.14), l'effet antireflet obtenu à l'aide de réseaux est limité aux courtes longueurs d'ondes par le phénomène de diffraction qui apparaît dès que $\lambda < a/n_{sub}$, où a est la distance entre les éléments du réseau. L'influence sur la gamme PV n'est donc pas triviale. Quoi qu'il en soit, cette stratégie est la plus efficace et mature proposée à ce jour pour améliorer l'émissivité dans le MIR. Les principaux défis qui restent à relever concernent des problématiques de coût, durabilité, et complexité. D'abord, la seule technique de fabrication à ce jour semble être le procédé sol-gel proposé par Lu [102] et [183], dont la viabilité (coût, complexité) reste à démontrer.

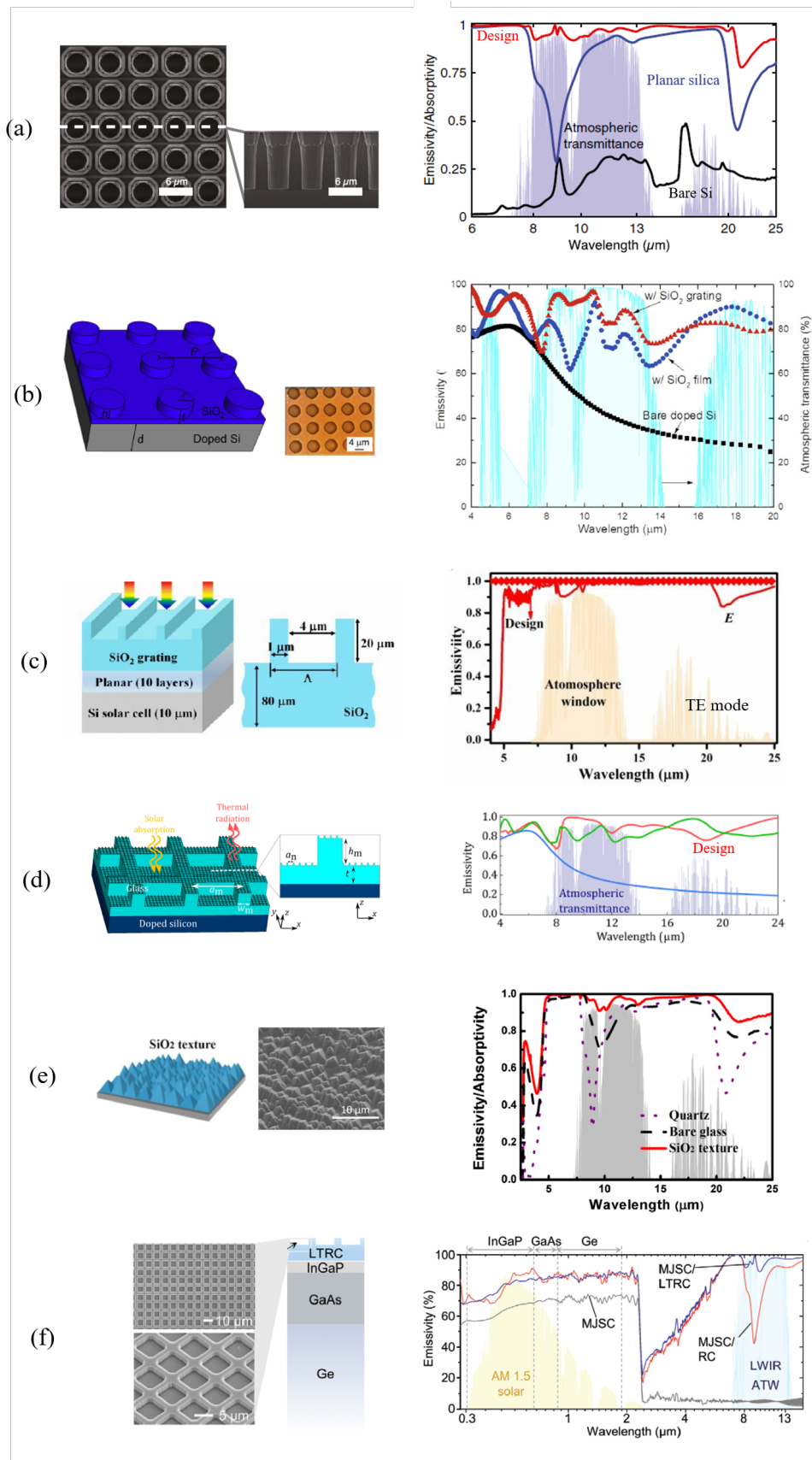


FIGURE 3.16: Les différentes options de structuration micrométrique de verre investigués dans la littérature ainsi que les profils d'émissivité MIR reportés : (a) Zhu et al. [98]; (b) Long et al. [100]; (c) An et al. [96]; (d) Perrakis et al. [166]; (e) Lu et al. [102]; (f) Heo et al. [182].

Cette approche pose aussi de sérieuses questions quant à la durabilité, car les poussières ou les polluants présents dans l'air peuvent affecter la qualité de la réponse optique. Quant à des recherches plus amont, une étude plus poussée des différentes possibilités, intégrant les gammes PV et PAR, mériterait être réalisée afin de voir quels motifs sont à privilégier devant le nombre grandissant de propositions (voir la figure 3.16). Les récents travaux de Andueza [184] vont dans ce sens. Ils offrent une vision plus systématique des différentes possibilités de structuration. Les performances de plusieurs réseaux optimisés y sont comparées. L'étude confirme que le motif pyramidal permet d'obtenir les meilleures propriétés optiques. D'après les auteurs, le meilleur compromis entre les gammes MIR et PV est obtenu avec des trous cylindriques, ce qui par ailleurs confirme qu'ils sont plus performants que les micro-piliers. Notons aussi que le cas idéal (réseau pyramidal périodique) n'a jamais été réalisé expérimentalement, probablement car l'obtention de pyramides à partir de matériaux amorphes comme le verre pose un sérieux défi technologique⁷.

Structuration à l'échelle millimétrique

La structuration millimétrique du verre est déjà utilisée par certains fabricants pour produire un effet antireflet dans la gamme PV [15]. Les motifs conventionnellement utilisés comme les pyramides inversées (figure 3.17) ou à "bouts ronds" montrent une augmentation de plusieurs pourcents de la transmission, en particulier aux angles d'incidence élevés [186, 187, 125]. Il a aussi été montré que cette structuration permet de diminuer la température de fonctionnement des modules de plusieurs degrés grâce à une meilleure convection [187]. De plus, le verre structuré ne semble pas davantage accumuler les poussières que le verre plan [186].

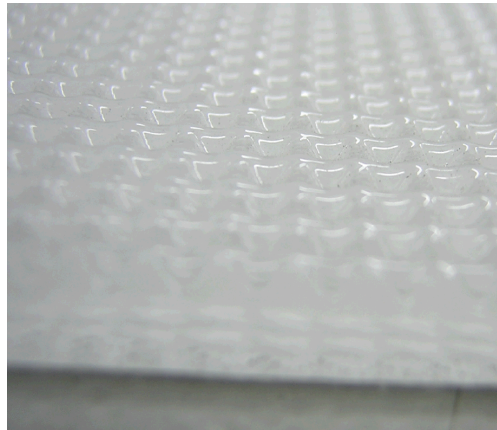


FIGURE 3.17: Photographie d'un verre structuré en pyramides millimétriques inversées [186].

Le principal point de vigilance de cette stratégie est liée au procédé d'impression à chaud des verres texturés, qui conduit fatalement à des angles arrondis à cause des tensions en surface [125]. Cet effet est visible sur la figure 3.17 où on peut observer l'aspect arrondi des

7. Notons que, à l'échelle nanométrique, des travaux récents et encourageants ont montré la faisabilité d'une structuration pyramidale de silice [185].

pyramides. De fait, les possibilités d'optimisation s'en trouvent limitées. En prenant cette contrainte en considération, Zhou [125] a montré qu'un verre structuré sinusoidalement permettait un meilleur piégeage optique dans le visible qu'un verre structuré en pyramides inversées. De plus, leur simulation suggère que cette structuration millimétrique peut suffisamment augmenter l'émissivité dans le MIR pour contrebalancer l'échauffement lié à la plus grande absorption solaire. On peut néanmoins mettre en doute le modèle thermique utilisé pour arriver à ce résultat, car il ne considère ni les absorptions solaires parasites ni le couplage entre les propriétés électriques et optiques alors même que les variations de température en jeu sont assez faibles (inférieures à 1 °C). Il y a donc encore de la place pour des études plus systématiques concernant cette stratégie.

3.3.4 Miroir diélectrique sélectif dans la gamme PAR

L'ajout de couches diélectriques planes d'épaisseurs nanométriques permet de modifier sensiblement les propriétés optiques de l'interface air-verre en exploitant le phénomène d'interférence. L'objectif est de maximiser la réflexion dans la gamme PAR tout conservant de bonnes propriétés dans les gammes PV et MIR. En effet, il a été suggéré qu'un empilement de couches diélectriques - à la manière d'un miroir de Bragg [131] - peut conduire à une configuration de type "coupe-bande", à l'inverse des miroirs intégrant un dépôt métallique évoqués précédemment [170, 168], qui présentent un comportement de filtre "passe-bas". Cette configuration "coupe-bande" s'avère très intéressante notamment pour la gamme PV car elle permet de ne pas détériorer (voire améliorer) la transmission dans le verre.

Cette solution a déjà été partiellement investiguée dans le cadre des modules PV par Li [94] et Slauch [188, 189]. Les simulations de Li [94] ont montré qu'un revêtement constitué de 45 dépôts (11 répétitions de l'empilement diélectrique $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}/\text{TiO}_2/\text{SiN}$, surmonté d'une couche de SiO_2) permet d'obtenir une réflexion presque parfaite dans la gamme 1-2 μm (figure 3.18 (a)). Le nombre de dépôts à réaliser est toutefois très important. Un arrangement complexe des épaisseurs semble aussi nécessaire pour améliorer à la fois les gammes PV et PAR. Slauch [188, 189] a proposé une conception plus simple, basée sur 9 dépôts uniquement (Al_2O_3 , SiN , SiO_2 , MgF_2 , ZrO_2). Comparativement à l'approche de Li [94], cette approche conduit à une transmission équivalente dans la gamme PV, mais à une moins bonne réduction des absorptions solaires parasites, bien loin du cas idéal (figure 3.18 (b)).

Ainsi, il semble exister un compromis important entre le nombre de dépôts et la qualité de la réponse optique. Un nombre important de matériaux différents semble également nécessaire pour atteindre les propriétés souhaitées. Une analyse plus systématique mérite d'être menée pour voir si des empilements plus simples peuvent être envisagés. De plus, l'influence du revêtement sur l'émissivité MIR doit être considéré.

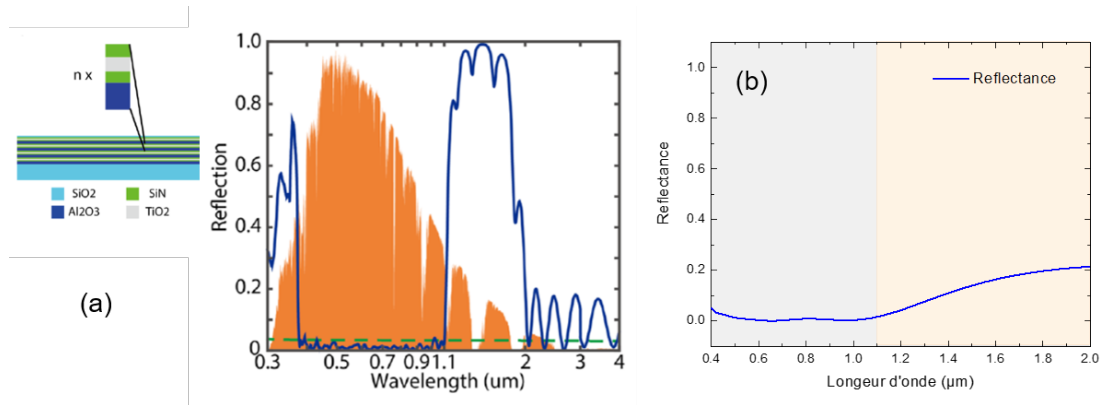


FIGURE 3.18: Représentation schématique du miroir coupe-bande et de réflectance reportée dans l'article de Li [94] (a); Réflectance de la structure de Slauch [188] simulée par la méthode des matrices de transfert en incidence normale (b).

3.4 Conception de miroirs sélectifs à base de TiO_2 et de SiO_2

Dans la dernière section, nous avons identifié et passé en revue les différentes stratégies optiques les plus prometteuses à l'interface air-verre. Parmi ces dernières, l'ajout d'une multicouche diélectrique permet de réfléchir les photons solaires dans la gamme PAR sans dégrader la transmission dans la gamme PV. Bien que les études préliminaires réalisées sur le sujet sont prometteuses [188, 189, 94], elles n'étudient pas en détail l'effet sur toute la gamme PV-PAR-MIR. De plus, le compromis entre performance et complexité mérite des éclaircissements. Cette option étant la plus bénéfique pour diminuer la température d'après les résultats de la figure 3.7), nous nous proposons d'examiner de manière plus exhaustive cette stratégie. Pour cela, une conception préliminaire basé sur seulement deux matériaux est proposée. Son effet sur les propriétés électriques et thermiques est quantifié, afin de servir de méthodologie de référence à cet effet. L'impact sur la gamme MIR est notamment pointé du doigt et certaines pistes pour pallier ce problème sont discutées.

Conception de miroirs sélectifs avec *OpenFilters*

Pour des raisons de disponibilité des données, et parce que des tests préliminaires ont montré que l'ajout d'autres matériaux tels que SiN ou Al_2O_3 n'apporte pas de bénéfice notable, nous nous limitons à une structure comportant deux matériaux diélectriques usuels : le SiO_2 et le TiO_2 . Ces deux matériaux ont l'avantage de posséder un fort contraste d'indice [190, 191] sur l'ensemble de la gamme PV-PAR tout en étant faiblement absorbants. Ils peuvent aussi être facilement déposés, par exemple par pulvérisation cathodique, et sont donc couramment utilisés pour fabriquer des miroirs diélectriques de Bragg [192].

Notons qu'une structure de Bragg conventionnelle n'est pas adaptée à notre application car cet empilement quart d'onde conduit à des oscillations en dehors de l'intervalle spectral où il aboutit à une augmentation de la réflexion. A titre d'exemple, la figure 3.19 (a) montre une simulation de la réflectance d'un tel miroir de Bragg. La structure permet d'augmenter la réflectance dans la gamme PAR, mais présente des oscillations conséquentes dans la

gamme PV : en l'état, cette structure n'apporte aucun bénéfice au RSC (cf. calcul de f_{PAR}). Afin d'éliminer les oscillations, il est nécessaire de relaxer la contrainte relative à la périodicité de l'empilement [94]. L'ajout d'une couche supplémentaire de SiO_2 au sommet de l'empilement permet d'obtenir plus aisément un effet antireflet dans la gamme PV.

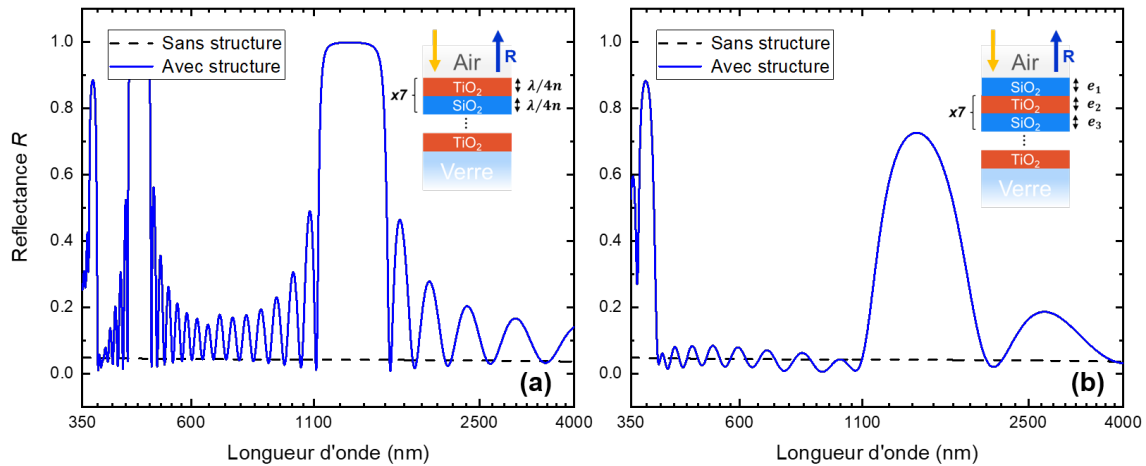


FIGURE 3.19: Reflectance à l'interface air/verre : (a) d'une structure diélectrique de Bragg conventionnelle avec 15 couches au total; (b) d'une structure diélectrique réoptimisée avec *OpenFilters* selon la procédure décrite dans le texte, comportant 16 couches au total.

La figure 3.19 (b) montre la réflectance qu'il est possible d'obtenir en appliquant ces deux modifications. Les épaisseurs optimales pour améliorer la réflectance dans les deux gammes PV et PAR ont été déterminées automatiquement en utilisant un algorithme d'optimisation numérique. Dans le cas présent, nous avons utilisé le logiciel *OpenFilters* [193] en spécifiant un gabarit spectral adapté à notre problématique⁸. Grâce à l'algorithme de Levenberg–Marquardt [194] implémenté dans cet outil, les épaisseurs sont itérativement modifiées jusqu'à converger vers la solution s'approchant au mieux du gabarit. En appliquant cette méthode tout en incrémentant progressivement le nombre de dépôts, nous trouvons qu'une structure composée de 16 couches commence à être bénéfique. A partir de ce nombre, et comparativement au miroir de Bragg, nous voyons sur la figure 3.19 (b) qu'une telle structure permet de réduire significativement la réflectance dans la gamme PV tout en améliorant celle de la gamme PAR. Notons qu'en-deçà de 350 nm, il est très difficile de réduire la réflectance à cause de la bande interdite du TiO_2 . Toutefois, cette gamme est moins critique à cause de la forte contribution à la thermalisation des photons absorbés aux courtes longueurs d'ondes [52].

8. Le gabarit spectral a été choisi pour minimiser les pertes en transmission dans la gamme PV et maximiser la réflectance dans la gamme PAR. Pour cette seconde contrainte, nous nous sommes limités à la gamme 1150-2000 nm car la plage spectrale sur laquelle il est possible d'améliorer la réflectance est définie par le contraste d'indice des matériaux [131]. Afin de s'assurer que l'algorithme a convergé vers l'ensemble optimal d'épaisseurs, nous avons pris soin de relancer plusieurs fois l'optimisation en spécifiant différentes conditions initiales. Notons aussi que, pour cette première étude, la structure proposée a été optimisée pour l'incidence solaire normale uniquement.

Calcul du bénéfice apporté par une structure comportant 32 couches

En augmentant progressivement le nombre de couches, il est possible de continuer à s'approcher du gabarit spectral. Avec 32 couches (l'annexe E donne le détail des épaisseurs), une réflectance proche de la structure de Li [94] est obtenue. La figure 3.20 montre le profil de réflectance, mais aussi l'émissivité dans la gamme MIR. Ainsi nous voyons que cette structure dégrade malheureusement l'émissivité dans la gamme MIR. En effet, en raison de l'indice élevé du TiO_2 dans le MIR, l'indice effectif de l'empilement dans cette gamme est supérieur à celui du verre : la structure fait office de couche réfléchissante. Ceci montre l'importance d'effectuer une analyse sur l'ensemble de la gamme PV-PAR-MIR avant de conclure sur la pertinence d'une structure photonique donnée.

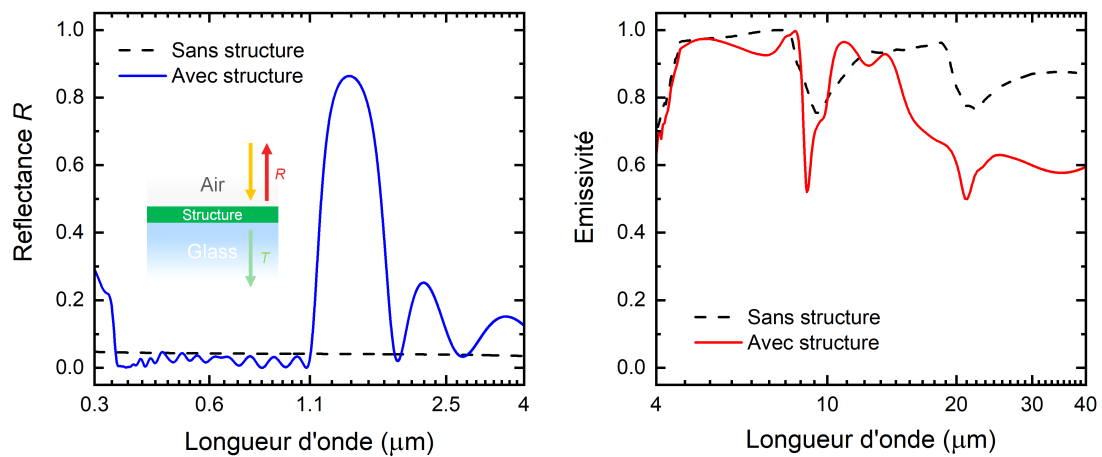


FIGURE 3.20: Réflectance spectrale de l'interface air-verre (gauche) et émissivité MIR (à droite), calculée avec/sans la structure diélectrique de 32 couches.

Il est également intéressant de calculer le gain apporté par la structure sur le comportement électrique et thermique. De nouveau, nous reprenons pour cela les trois scénarios (Idéal, PERC, IBC) du chapitre 2⁹. En utilisant les spectres de la figure 3.20, le gain selon différents indicateurs est reporté dans le tableau 3.2 pour les trois scénarios. Ce tableau montre que ce type de structure influe significativement sur les gammes PV, PAR et MIR, ce qui confirme l'importance de prendre les trois en compte.

Si uniquement l'influence de la structure sur la gamme PAR est prise en compte (colonnes "PAR"), alors la température diminue d'environ 5 °C dans les trois scénarios. Pour le scénario PERC, cela correspond à 4 °C de moins que le refroidissement maximal grâce à la suppression des absorptions solaires parasites (cas B de la figure 3.9). En ajoutant au calcul la gamme PV (colonnes "PV+PAR"), la réduction de température n'est plus que de 4,6 °C pour le scénario PERC, mais la puissance augmente de 5,8 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, contre 4,2 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ si l'influence de la gamme PV est omise. Ceci provient de l'augmentation du J_{sc} associé à l'amélioration de la transmission à l'interface air-verre. En raison de la dépendance spectrale de l'EQE et de la réflectance dans la gamme PV, la réduction de la température

9. Afin de pouvoir étudier l'influence de la structure sur la gamme PV pour le scénario idéal, α_{bb} de ce dernier a été fixé à 0,96 au lieu de 1,0.

est d'ailleurs différente selon les scénarios. Au final, en ajoutant également la gamme MIR, la différence de température se situe entre 3,0 et 3,7 °C. Elle est d'ailleurs la plus faible pour le cas PERC mais, en même temps, cette faible diminution conduit à l'augmentation de puissance électrique la plus élevée car ce scénario admet la plus grande sensibilité à la température. Cela illustre l'importance de considérer plusieurs scénarios pour étudier de manière approfondie le bénéfice apporté par une structure sur le RSC.

TABLE 3.2: Influence de la structure sur les comportements électrique et thermique dans les trois scénarios.

Scénario	ΔT (°C)			ΔJ_{gen} (mA.cm ⁻²)			ΔP_{elec} (W.m ⁻²)		
	PAR	PV+ PAR	PV+ PAR+ MIR	PAR	PV+ PAR	PV+ PAR+ MIR	PAR	PV+ PAR	PV+ PAR+ MIR
Idéal	-5.1	-5.3	-3.7	+0	+0.3	+0.3	+2.4	+5.2	+4.1
IBC	-5.4	-5.1	-3.6	+0	+0.4	+0.4	+3.7	+5.6	+4.7
PERC	-5.2	-4.6	-3.0	+0	+0.4	+0.4	+4.2	+5.8	+4.6

Limites et perspectives d'amélioration

Nous avons montré comment il est possible de concevoir et d'étudier le bénéfice apporté par des miroirs diélectriques, ici à base de TiO₂ et de SiO₂. L'importance de considérer l'ensemble de la gamme PV-PAR-MIR ainsi que plusieurs scénarios a été mise en évidence. Ce qui est clair, c'est que compte-tenu de leur impact sur la gamme MIR, leur conception est plus difficile que prévue. Naturellement, la faisabilité et l'intérêt industriel de ce genre de structure complexe mérite également des éclaircissements. Tel est l'objectif de travaux actuellement en cours.

En ce qui concerne la dégradation de la gamme MIR mise en évidence, celle-ci semble inévitable dans la mesure où les miroirs diélectriques nécessitent l'utilisation d'un matériau à fort indice. Trois voies peuvent être explorées pour pallier ce problème. La première consisterait à remplacer le TiO₂ par un matériau qui possède un indice élevé dans les gammes PV et PAR, et moins élevé dans le MIR. Malheureusement, peu de littérature est disponible sur le sujet. La seconde serait de réaliser le dépôt diélectrique sur une surface structurée, par exemple avec un motif pyramidal pour profiter du gradient d'indice dans le MIR et ainsi limiter l'influence du dépôt diélectrique. Ce genre de dépôt conforme semble toutefois très difficile à réaliser. Une dernière possibilité serait de remplacer le TiO₂ par un dépôt diélectrique hautement poreux, possédant donc un indice plus faible que le verre quel que soit la longueur d'onde. Comme on peut le voir sur la figure 3.21 où nous avons simulé ce cas de figure, cela atténuerait fortement l'impact de la structure dans la gamme MIR.

En remplaçant le SiO₂ par un revêtement légèrement nanoporeux, cette solution pourrait même améliorer fortement l'émissivité dans le MIR, permettant ainsi une amélioration sur tout le spectre (PV-PAR-MIR). En ce qui concerne cette perspective, une optimisation complète sur la gamme PV-PAR-MIR pourrait être envisagée, au lieu de se limiter à la

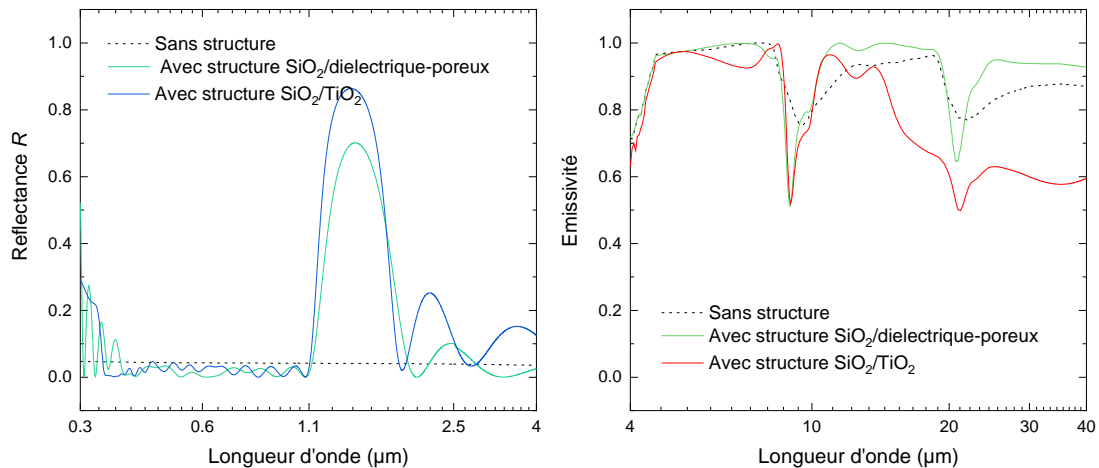


FIGURE 3.21: Réflectance spectrale de l'interface air-verre (gauche) et émissivité MIR (à droite), calculée avec/sans la structure diélectrique $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ proposée précédemment ou une structure (comportant 26 couches) qui consiste en une alternance SiO_2 et d'un diélectrique fortement poreux, simulé en se plaçant dans le cas limite où la porosité serait de 100 %.

gamme PV-PAR. Un couplage entre l'algorithme d'optimisation et le modèle électrique et thermique du chapitre 2 pourrait également être envisagé pour utiliser directement un critère thermique au lieu d'un gabarit spectral dans le processus d'optimisation des épaisseurs.

3.5 Conclusion du chapitre 3

Ce chapitre nous a permis de mettre en évidence et d'analyser l'ensemble des pistes technologiques prometteuses pour atteindre le profil d'émissivité idéal. Pour ce faire, nous avons d'abord présenté les verrous associés à la simulation de l'émissivité d'un module. Grâce à une réévaluation des constantes optiques du silicium dopé et une méthodologie qui combine le lancer de rayon et la RCWA, nous avons pu réaliser une simulation complète d'un module, dévoilant ainsi la contribution des différents matériaux à l'émissivité. Sur la base de cette connaissance et de simulations électro-thermiques complémentaires, nous avons ensuite élucidé à quels niveaux du module il était judicieux d'implémenter des stratégies optiques pour approcher le profil d'émissivité idéal. De plus, la forte contrainte qui pèse sur la gamme PV a été quantifiée afin de faciliter la prise de décision pour proposer des structures pertinentes. Fort de tous ces éléments, nous avons terminé ce chapitre en investiguant les différentes approches les plus prometteuses. En ce sens, une structure basée sur un empilement diélectrique à l'interface air-verre a été proposée et examinée en détail.

Comme l'une des principales conclusions de ce chapitre, il apparaît que la voie la plus prometteuse se situe à l'échelle du module, grâce à l'ingénierie de l'interface air-verre (la seule interface qui permettrait en théorie d'améliorer les gammes PAR et MIR). Pour cette dernière, quatre approches pertinentes ont été identifiées et comparées : l'ajout d'un revêtement polymère, le dépôt d'une couche mince antireflet dans le MIR, la structuration du verre, le dépôt d'une multicouche diélectrique. Une seule de ces approches (multicouche

diélectrique) concerne la réduction des absorptions solaires parasites. Sur la base d'une structure comportant deux diélectriques usuels (SiO_2 , TiO_2), nous avons montré comment ce type de structure peut être conçue et analysée. En prenant en compte l'ensemble des gammes PV, PAR, MIR, le bénéfice a été démontré, bien qu'une influence négative sur la gamme MIR a été mise en évidence. Comme perspective, nous avons suggéré qu'un miroir diélectrique à base de matériaux poreux pourrait améliorer les propriétés sur toutes les gammes spectrales.

Au mieux de nos connaissances, aucune autre approche de la littérature ne permet d'améliorer à la fois la gamme PAR et la gamme MIR. Concernant les autres approches, car l'effet des structures sur les régions PAR et MIR ne semble pas pouvoir être découplé, améliorer conjointement toutes les gammes spectrales est un véritable défi. L'autre enjeu majeur qui mérite des approfondissements concerne l'intérêt industriel des solutions, en raison du compromis entre la performance et la complexité des structures.

En plus de ces résultats importants, nous disposons maintenant d'un ensemble complet d'outils et de lignes directrices pour aider à trouver, concevoir, et quantifier le bénéfice des structures optiques pour améliorer le RSC des modules. Ainsi, les principaux verrous méthodologiques du sujet de thèse ont été levés.

Chapitre 4

Simulation détaillée du comportement opto-thermo-électrique de cellules en conditions réelles de fonctionnement

Ce dernier chapitre est dédié à la modélisation opto-thermo-électrique (OET) détaillée du comportement des cellules en conditions réelles de fonctionnement (ROC ou *Real Operating Conditions*). Ce modèle vise à évaluer les performances en ROC directement à partir de la connaissance des matériaux et de l'architecture de la cellule. En ce sens, il s'inscrit dans un cadre plus général que le RSC, en explorant la faisabilité et l'intérêt d'un nouvel outil pour une ingénierie des cellules plus consciente des effets thermiques. Après avoir introduit quelques généralités sur la modélisation des cellules solaires pour motiver notre approche, nous présentons la physique de notre modèle et son implémentation sous le logiciel *COMSOL Multiphysics*. Nous mettons aussi en lumière l'importance du couplage opto-électro-thermique complet que nous avons réussi à réaliser. Ensuite, nous présentons quelques résultats qui illustrent comment ce modèle ouvre la possibilité de mieux optimiser les cellules en conditions réelles de fonctionnement. Pour terminer, nous discutons en détail les perspectives et défis à venir pour ce type de modèles d'un nouveau genre.

4.1 Généralités sur la modélisation des cellules solaires en conditions réelles de fonctionnement

Plusieurs approches de modélisation en conditions réelles de fonctionnement sont documentées dans la littérature. Il peut s'avérer difficile d'avoir une vision claire de leur portée et de savoir laquelle utiliser pour une problématique donnée. Dans cette section, nous donnons un aperçu des possibilités et positionnons celle que nous avons développée.

Pour prendre en compte les aspects thermiques, les approches actuelles sont souvent simples et basées sur des corrélations empiriques [54]. Bien que ce genre de modèle soit efficace pour décrire le comportement en ROC d'un dispositif spécifique, il n'est pas en me-

sure d'en expliquer les raisons sous-jacentes. Sa capacité de prédiction est également questionnable car les conditions environnementales peuvent affecter la validité des corrélations établies. Les autres approches généralement présentées reposent sur un bilan thermique global [111, 195, 196], comme c'est le cas pour le modèle développé dans le chapitre 2. Contrairement à notre modèle, des paramètres empiriques sont toutefois utilisés pour décrire le dispositif PV, tel que son coefficient de température dans la réf. [195]. Pour modéliser le comportement en ROC de manière exhaustive, le modèle de la cellule solaire doit être construit sur une base physique. Il s'agit là d'une condition nécessaire pour espérer atteindre ce qui constitue à notre sens le but ultime de tout modèle physique, à savoir : décrire, expliquer et prédire.

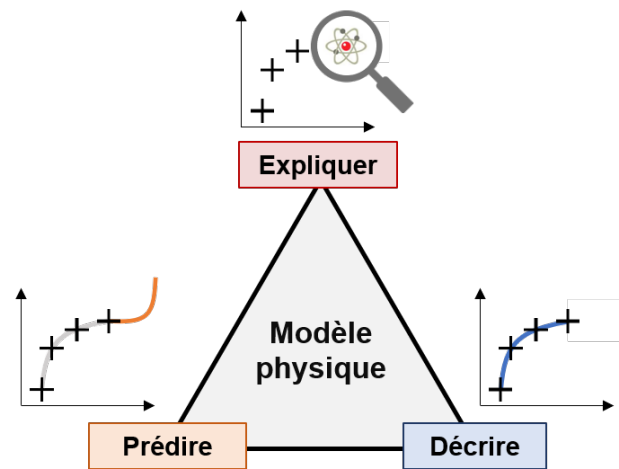


FIGURE 4.1: Décrire, expliquer, prédire : les trois objectifs principaux de la modélisation physique.

Ce triptyque (décrire, expliquer, prédire), que nous avons gardé à l'esprit tout au long des développements de cette thèse, est schématisé sur la figure 4.1. Sommairement, il s'agit donc pour un modèle d'être capable de rendre compte des résultats expérimentaux (décrire), d'en anticiper de nouveaux (prédire), et de comprendre la physique à l'œuvre (expliquer). Pour notre problématique, ce qu'il est important d'expliquer et de prédire est en premier lieu la caractéristique courant-tension et la température en conditions réelles de fonctionnement.

Selon le niveau d'abstraction du modèle, ce que l'on entend par "expliquer" peut revêtir différentes formes. Dans le contexte des cellules solaires, deux niveaux d'abstraction sont réellement d'intérêt [107]. Le niveau d'abstraction le plus haut, déjà brièvement discuté dans le chapitre 2, fournit un prisme d'analyse basé sur des paramètres dits "externes" (c'est-à-dire des observables définies à l'échelle du dispositif tout entier, et non de ses propriétés internes définies localement), tels que l'absorptivité ou l'efficacité de luminescence externe. Ce type de modèle est pertinent si les paramètres externes d'un dispositif donné sont connus, ou pour tirer des conclusions générales pour un ensemble de dispositifs qui présentent des paramètres externes similaires. Cependant, il ne permet pas de mettre en lumière l'origine de ces paramètres externes et donc les voies possibles pour les façonner. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un modèle qui utilise des paramètres dits "internes" comme entrées,

à savoir des propriétés relevant des matériaux et de l'architecture de la cellule solaire. Sur l'arbre heuristique de la figure 4.2, nous avons tenté de représenter au mieux les différentes possibilités pour modéliser le comportement OET en utilisant des paramètres externes (centre du graphique) ou internes (extrémités du graphique).

Peu de travaux ont été réalisés pour modéliser de manière détaillée le comportement OET sur la base de paramètres internes, tout en incluant les aspects thermiques. Le premier jalon a été posé en 2006 avec les travaux de Vaillon *et al.* [197]. Cependant, le modèle heuristique développé dans ce papier pour décrire les sources de chaleur n'inclut pas certains phénomènes d'auto-échauffement majeurs tels que l'effet Joule et Peltier. En utilisant le formalisme rigoureux pour traiter la chaleur dans les semi-conducteurs de Lindefelt [198], les travaux précédemment menés à l'INL (Couderc *et al.* [105]) ont montré l'importance d'utiliser un ensemble complet de sources de chaleur pour décrire de manière consistante le couplage électro-thermique. Cependant, le modèle électrique de la réf. [105] est basé sur une approximation de zone de déplétion et la partie optique est traitée analytiquement. Ces deux hypothèses limitent fortement la capacité du modèle à rendre compte du comportement des dispositifs réels. Depuis lors, Shang *et al.* [199] ont proposé un modèle similaire pour les cellules GaAs, qui comprend les équations complètes de transport des porteurs de semi-conducteurs et le calcul des propriétés optiques par des simulations électromagnétiques. Des modèles analogues ont été utilisées très récemment pour étudier les structures pérovskite et CZTS (Copper Zinc Tin Sulfide) [200, 201]. Cependant, ces trois derniers travaux n'intègrent pas les paramètres détaillés requis pour décrire les matériaux des cellules c-Si [202], tels que le modèle de mobilité de Klaassen [203]. De plus, ils ne parviennent pas à un couplage complet entre les modèles optique, thermique, et électrique.

Dans une tentative d'aborder complètement ces aspects, nous avons développé et implémenté un modèle OET entièrement couplé sous le logiciel *COMSOL Multiphysics*. Son objectif est de résoudre de manière détaillée le transport de chaleur, le transport des porteurs de charge, et le transport des photons au sein de la cellule sur la base de paramètres internes. Ainsi, il s'agit de résoudre les équations complètes de Maxwell et de transport des porteurs de charge, ainsi que l'équation de la chaleur en incluant tous les principaux processus d'échauffement se produisant dans la cellule solaire (chauffage par effet Joule, thermalisation, recombinaison des porteurs de charge, effet Peltier, refroidissement par effet Thomson), mais aussi l'absorption solaire dans les couches non actives pour rendre notamment compte des absorptions solaires parasites. De plus, un ensemble détaillé de paramètres doit être utilisé pour fidèlement décrire les matériaux, comme l'indice complexe du c-Si et sa dépendance à la température qui, comme nous allons le voir, s'avère crucial pour obtenir des résultats de simulation représentatifs de la réalité.

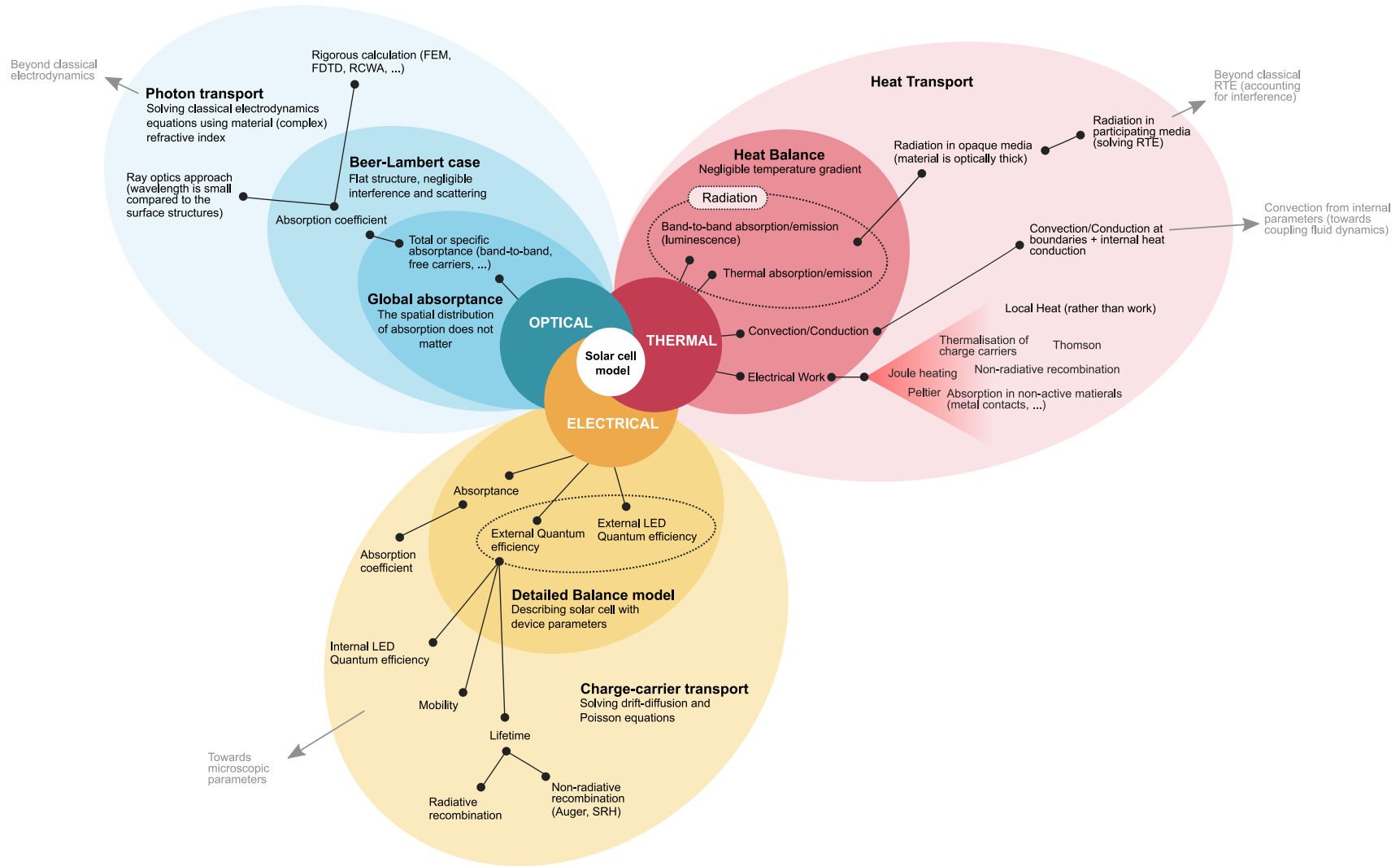


FIGURE 4.2: Arbre heuristique des différentes possibilités pour la modélisation OET des cellules, avec les paramètres externes au centre et internes en périphérie.

4.2 Description du modèle opto-électro-thermique

4.2.1 Equations gouvernantes

Les diverses équations sont implémentées grâce aux modules d'optique ondulatoire, semiconducteur et transfert thermique dans les solides de *COMSOL Multiphysics*, version 6.0. Comme mentionné précédemment, celles-ci proviennent principalement des travaux de Couderc *et al.* [105] et de Shang *et al.* [199]. Ici, nous passons brièvement en revue les équations utilisées et la physique sous-jacente. Nous présentons également les différentes conditions aux limites et les paramètres environnementaux utilisés dans le présent travail.

Modèle optique

L'absorption optique au sein de la cellule est calculée en résolvant l'équation de Helmholtz dans le domaine fréquentiel

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = k_0^2 \underline{n}^2 \mathbf{E} \quad (4.1)$$

où \mathbf{E} est le champ électrique, k_0 est le nombre d'onde dans l'espace libre, et \underline{n} est l'indice complexe des matériaux de la cellule solaire. Ce dernier dépend de la fréquence, et de la température lorsque cela s'avère important pour aboutir à des résultats précis (notamment pour le silicium).

Le résultat est le champ électromagnétique local, qui est ensuite utilisé pour calculer l'absorption optique dans tous les matériaux de la cellule, notamment dans les régions non actives (diélectriques, contacts métalliques). Pour le silicium (région active), dans la gamme $E > E_g$ (gamme PV), le taux de photogénération local G des électrons et des trous est calculé via

$$G = \int_{E_g}^{\infty} g_E(E) dE \quad (4.2)$$

avec $g_E(E)$ le profil de génération optique pour chaque énergie des photons solaires. La principale utilité d'une résolution par éléments finis dans le domaine fréquentiel réside dans la possibilité de calculer facilement des quantités locales comme G , cette dernière impactant notamment la collecte des porteurs de charge. En accord avec les considérations du chapitre 3, la contrepartie de cette approche est son temps de calcul relativement important, qui empêche pour l'instant de considérer des dispositifs trop épais (tel qu'un module complet). Comme le but de cette première version du modèle est surtout de démontrer l'intérêt et la faisabilité d'un modèle OET autonome basé sur des paramètres internes, la réduction du temps de calcul est laissée comme objectif pour des travaux futurs. Les perspectives à ce niveau sont rediscutées dans la section 4.5.

En ce qui concerne la complétude du modèle, soulignons que le modèle optique permet de rendre compte des absorptions solaires parasites et de l'émissivité dans la gamme MIR. Quant aux absorptions solaires parasites, elles sont estimées en sommant : (1) dans la

gamme PV, l'absorption dans les couches non actives de la cellule¹; (2) dans la gamme PAR, l'absorption de l'ensemble des matériaux de la cellule. En ce qui concerne l'émissivité dans la gamme MIR, elle est calculée à partir de l'absorptivité spectrale évaluée dans la gamme MIR, égale à l'émissivité selon la loi de Kirchhoff.

Pour les conditions aux limites, des conditions périodiques de Floquet sont utilisées latéralement tandis que les frontières supérieure et inférieure du domaine sont entourées par des couches absorbantes parfaitement adaptées (ou *Perfectly matched layer*, en anglais). Une couche absorbante parfaitement adaptée permet de mimer une propagation vers l'infini des ondes qui atteignent une frontière du domaine simulé, en absorbant parfaitement toutes les ondes qui l'atteignent, sans générer de réflexion [205]. Quant à l'utilisation des conditions de Floquet, cela revient à considérer que la structure simulée se répète de manière infinie dans la direction latérale. Ces deux conditions aux limites sont pré-implémentées dans le logiciel *COMSOL Multiphysics*.

Notons que pour utiliser une source lumineuse polychromatique (tel que le spectre solaire) avec l'approche fréquentielle, il est nécessaire de répéter le calcul pour chaque énergie E du spectre. Par conséquent, ce dernier est découpé en un ensemble discret de N_b bandes spectrales entre 0,28 et 2,5 μm^2 . Pour obtenir un bon compromis entre la précision et le temps de calcul, nous avons fixé N_b à 600 dans le présent travail (erreur de l'ordre de seulement 0,1 %). En guise d'illustration, la figure 4.3 (a) montre l'effet d'un découpage en bandes (bien plus grossier le découpage effectivement utilisé) sur le spectre solaire AM 1.5G. L'influence du nombre de bandes sur l'erreur commise sur la puissance solaire est illustré sur la figure 4.3 (b).

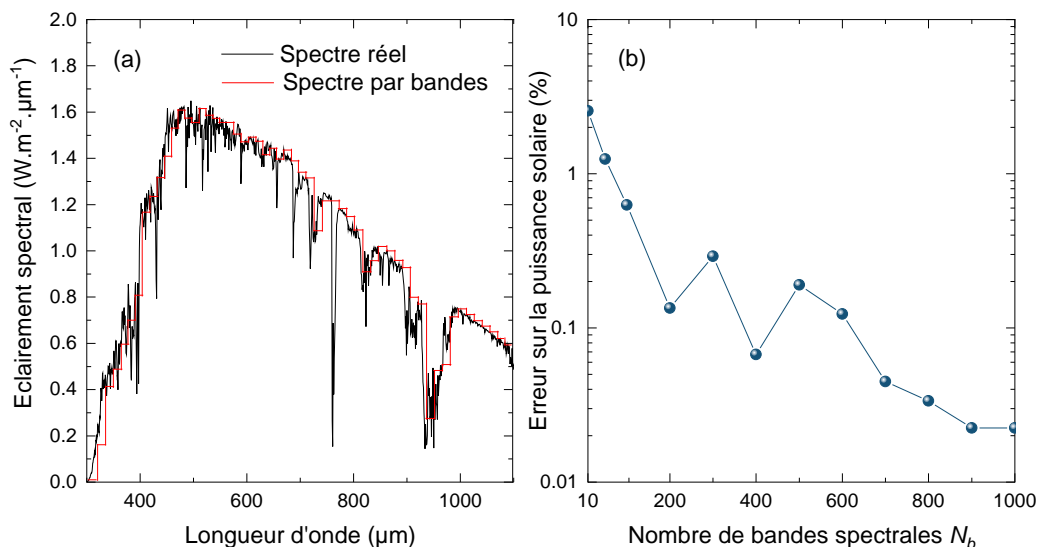


FIGURE 4.3: (a) Illustration d'un découpage grossier du spectre solaire en N_b bandes spectrales; (b) influence de N_b sur l'erreur commise. Sur le graphique (b), la puissance solaire est intégrée sur tout le spectre AM 1.5G, ce qui signifie que l'erreur est un peu plus faible lorsque le calcul ne s'étend pas au-delà de 2,5 μm .

1. Une amélioration possible ici serait de différencier l'absorption par les porteurs libres du silicium dans la gamme PV, la contribution de ces dernières étant non négligeable dans les régions fortement dopées [204].
2. Pour réduire le temps de calcul sans altérer significativement le résultat des simulations (voir chapitre 2), les absorptions solaires parasites entre 2,5 et 4 μm ont été omises.

Modèle électrique

La puissance électrique générée par la cellule solaire est obtenue en résolvant l'équation de Poisson ainsi que les équations de continuité du courant en régime permanent, en utilisant les densités de courant de dérive et de diffusion des électrons (J_n) et des trous (J_p)

$$\Delta\phi = -\frac{q}{\epsilon}(p - n + C) \quad (4.3)$$

$$\frac{-\nabla \cdot \mathbf{J}_p}{q} = G - R \quad (4.4)$$

$$\frac{\nabla \cdot \mathbf{J}_n}{q} = G - R \quad (4.5)$$

$$\frac{\mathbf{J}_n}{q} = n\mu_n \nabla E_c + D_n \nabla n - nD_n \nabla \ln(N_c) + nD_{n,th} \nabla \ln(T) \quad (4.6)$$

$$\frac{\mathbf{J}_p}{q} = p\mu_p \nabla E_v - D_p \nabla p + pD_p \nabla \ln(N_v) - pD_{p,th} \nabla \ln(T) \quad (4.7)$$

Ici, Φ désigne le potentiel électrostatique, q la charge des électrons, ϵ la permittivité, n (p) la concentration en électrons (trous), C la concentration en impuretés dopantes, μ_n (μ_p) la mobilité des électrons (trous), E_c (E_v) l'énergie de la bande de conduction (valence), D_n (D_p) le coefficient de diffusion des électrons (trous), N_c (N_v) la densité d'états effective de la bande de conduction (valence), $D_{n,th}$ ($D_{p,th}$) le coefficient de diffusion thermique des électrons (trous), et T la température.

Il s'agit là des équations classiquement utilisées pour décrire le transport des porteurs de charge dans les semiconducteurs massifs, dans un régime où les différentes espèces en présence (électrons, trous, phonons) sont en équilibre thermique entre-elles. Les équations 4.6 et 4.7 sont les relations constitutives qui lient les flux de charges aux "forces thermodynamiques" en présence [206], c'est-à-dire au gradient des grandeurs intensives qui définissent l'état thermodynamique des espèces considérées. Pour les électrons et les trous, ces grandeurs sont le potentiel électrochimique (ou quasi-niveau de Fermi) et la température. Ainsi, les trois premiers termes des équations 4.6 et 4.7 peuvent être vues comme une forme développée de la force thermodynamique associée au gradient de potentiel électrochimique [22], tandis que le dernier terme est associé au gradient de température (effets non-isothermes). Il convient de noter que ceci n'est généralement pas le cas dans les outils de simulation des cellules solaires [207, 208], qui supposent une température homogène. Cet ensemble d'équations est donc assez général. Soulignons aussi que, d'après les travaux de Lindefelt [198], ce modèle est consistant avec le modèle thermique présenté dans la suite. Sa limitation principale concerne les dispositifs avancés où certains phénomènes quantiques deviennent importants, comme les cellules TOPCon ou encore certaines cellules à hétérojonction, dans lesquelles les pics de la structure de bande permettent un transport par effet tunnel [209].

En ce qui concerne la génération et la recombinaison des porteurs de charge, nous considérons la photogénération G et les recombinaisons non radiatives R découlant des

mécanismes Auger et Shockley-Read-Hall (SRH). Les recombinaisons radiatives ne sont pas prises en compte en raison de leur rôle mineur dans les dispositifs à base de silicium. Pour la collecte des porteurs de charge, nous supposons des contacts ohmiques parfaits des deux côtés du dispositif.

Modèle thermique

La distribution de température est calculée avec le module transfert de chaleur dans les solides, qui résout l'équation de la chaleur en régime stationnaire

$$\nabla \cdot (-\kappa(T)\nabla T) = Q \quad (4.8)$$

où κ est la conductivité thermique, et Q la source de chaleur locale. Dans les couches non actives de la cellule solaire (contacts métalliques, revêtements diélectriques) et pour les longueurs d'onde supérieures à celle de la bande interdite, la dissipation de puissance électromagnétique est utilisée comme source de chaleur. Dans la couche active (c'est-à-dire le silicium cristallin), la source de chaleur locale est la résultante de quatre processus ($Q = Q_{th} + Q_{Joule} + Q_{NRR} + Q_{Tho}$)

$$Q_{Joule} = \mathbf{J} \cdot (-\nabla\phi) \quad (4.9)$$

$$Q_{NRR} = (E_g + 3k_bT)R \quad (4.10)$$

$$Q_{Tho} = \nabla \cdot (\pi_n \mathbf{J}_n - \pi_p \mathbf{J}_p) \quad (4.11)$$

$$Q_{th} = \int_{E_g}^{\infty} (E - E_g - 3k_bT)g_E(E)dE \quad (4.12)$$

avec Q_{Joule} l'effet Joule, Q_{NRR} l'échauffement dû aux recombinaisons non radiatives, Q_{Tho} l'effet Thomson, Q_{th} la source de chaleur de thermalisation, \mathbf{J} la densité de courant totale des électrons et des trous, k_b la constante de Boltzmann, π_n (π_p) les coefficients de Peltier pour les électrons (trous). La figure suivante schématise ces différents processus dans le cas d'une jonction pn, ainsi que l'effet Peltier qui sera défini ci-après.

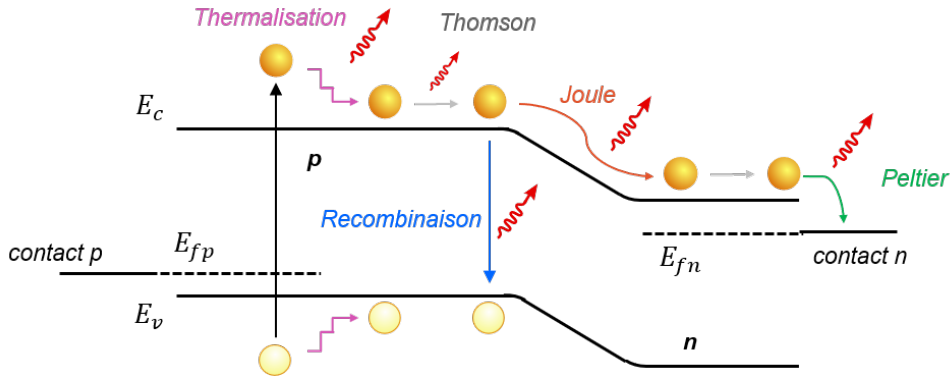


FIGURE 4.4: Représentation schématique de Q_{th} , Q_{Joule} , Q_{NRR} , Q_{Tho} , et de l'effet Peltier au niveau du contact de type n $Q_{Peltier,n}$.

Les expressions de Q_{Joule} , Q_{NRR} , et Q_{Tho} sont issues des travaux théoriques de Lindefelt (voir la relation 113 de la réf. [198]). Ce dernier a dérivé les sources d'auto-échauffement dans les semiconducteurs directement à partir de l'équation de transport de Boltzmann et des relations d'Onsager. Ainsi, ces expressions sont le fruit de considérations fondamentales et rigoureuses pour traiter la génération de chaleur, contrairement aux expressions basées sur des considérations heuristiques utilisées antérieurement [210, 211, 206]. Dans cette mesure, ces trois termes ne sont d'ailleurs séparés qu'à des fins d'interprétation, car ils peuvent s'identifier à des sources de chaleur déjà observées par ailleurs. Il faut toutefois prendre garde car ils ne sont pas toujours définis de façon aussi univoque que l'on pourrait le croire³. Le terme Q_{Joule} correspond clairement à l'expression usuelle de l'échauffement par effet Joule, comme on pouvait s'y attendre à partir d'une analyse purement électrodynamique [213]. Ce dernier est présent en tout point du semiconducteur où règne un champ électrique $\nabla\phi$, soit principalement au niveau de la jonction pn. En raison des recombinaisons entre électrons et trous, le terme Q_{NRR} s'ajoute au bilan. Le terme $3k_bT$ traduit le fait que les porteurs de charge perdent leur énergie cinétique lors de ce processus. L'expression Q_{Tho} , connue sous le nom d'effet Thomson, est moins explicite. Elle correspond en somme à la chaleur échangée avec le réseau cristallin en présence d'une variation du flux d'électrons ou de trous. Ce dernier n'est pas inclus dans le modèle de Shang *et al.* [199]. Il ressort également des travaux de Lindefelt qu'en présence d'une variation spatiale dans la bande interdite E_g ou de l'affinité électronique (changement de matériau), une source additionnelle doit entrer en jeu. Il est intéressant de remarquer que celle-ci n'est pas non plus présente dans les récents travaux dédiés aux structures pérovskite et CZTS [200, 201].

En ce qui concerne la thermalisation Q_{th} , cette source est ajoutée de manière phénoménologique [105] pour rendre compte de la chaleur transférée au réseau cristallin lors de la relaxation des porteurs de charges vers la bande interdite, qui se produit après la photogénération. De manière cohérente avec l'expression de Q_{NRR} , les porteurs conservent leur énergie cinétique lors de ce processus.

A la frontière de la couche active, nous tenons également compte des recombinaisons de surface [199] et de l'effet Peltier dû à la collecte des charges au niveau des contacts de type n ($Q_{Peltier,n}$) et de type p ($Q_{Peltier,p}$) [214, 199]

$$Q_{Peltier,n} = J(E_c - E_{Fn} + 1.5k_bT) \quad (4.13)$$

$$Q_{Peltier,p} = J(E_v - E_{Fp} + 1.5k_bT) \quad (4.14)$$

où E_{Fn} est le quasi-niveau de Fermi pour les électrons et E_{Fp} le quasi-niveau de Fermi pour les trous.

Enfin, comme conditions aux limites pour l'ensemble du dispositif, nous incluons le

3. Le lecteur intéressé est invité à consulter les travaux de Parrot [212] pour s'en convaincre. Encore aujourd'hui, il nous semble que ce vaste sujet mérite quelques éclaircissements, notamment en ce qui concerne l'unification des différents formalismes et la manière dont ils peuvent fournir un autre point de vue concernant l'amélioration des performances des cellules solaires.

transfert de chaleur convectif (Q_{con}) et radiatif (Q_{rad}) se produisant sur la face avant et la face arrière de la cellule

$$P_{con} = h(T - T_a) \quad (4.15)$$

$$Q_{rad} = \epsilon\sigma(T^4 - T_a^4) \quad (4.16)$$

où T_a est la température ambiante, σ est la constante de Stefan-Boltzmann, h est le coefficient de transfert thermique par convection, et ϵ l'émissivité hémisphérique totale. Dans un souci de simplicité et de temps de calcul pour cette première version du modèle, le refroidissement radiatif n'est pas différencié angulairement ou spectralement. Au lieu de cela, l'émissivité hémisphérique totale est utilisée, cette dernière étant calculée à partir de l'absorptivité dans la gamme MIR (voir l'équation B.3 de l'annexe B).

4.2.2 Cellule solaire simulée et paramètres environnementaux

La cellule solaire (Figure 4.5) que nous simulons dans la suite possède une architecture simplifiée constituée d'un substrat dopé p d'une épaisseur de 10 μm . La séparation des porteurs de charge est réalisée avec un émetteur au niveau de la face avant n^+ et avec un BSF p^+ au niveau de face arrière. Une couche mince de SiN et une couche d'aluminium sont également ajoutées pour améliorer l'absorption solaire. Les différents paramètres et modèles de matériaux, dont la description serait trop longue et accessoire pour figurer ici, sont répertoriés dans le tableau 4.1. Par souci de simplicité, l'effet des contacts en face avant est évalué à l'aide d'un facteur d'ombrage numérique dans le modèle optique, et les modèles électrique et thermique sont résolus en supposant un transport de porteurs de charge unidimensionnel. En STC, la cellule solaire présente un rendement simulé $\eta = 14,68\%$ (tension en circuit ouvert $V_{oc} = 671$ mV, courant de court-circuit $J_{sc} = 26,03$ mA.cm $^{-2}$). Le faible courant de court-circuit par rapport à la valeur maximale d'environ 44 mA.cm $^{-2}$ est dû à la faible épaisseur de la cellule et à l'absence de piégeage de la lumière par texturation de la surface.

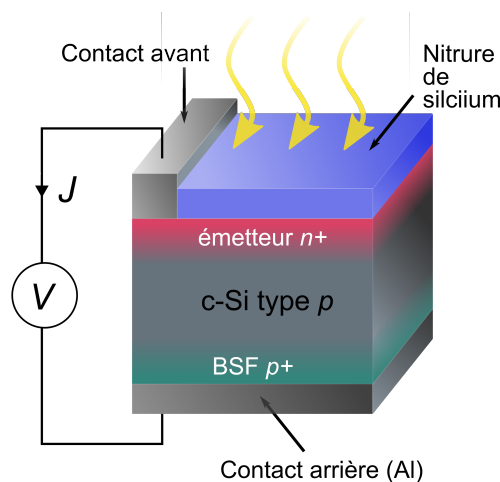


FIGURE 4.5: Schéma de la cellule solaire au silicium simulée dans ce travail.

TABLE 4.1: Paramètres d'entrée et modèles pour la cellule solaire de référence simulée

Paramètres de la cellule	
Silicium	épaisseur 10 μm , type p ($2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$)
Emetteur n^+	profil de dopage gaussien (dopage crête : $2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$, profondeur caractéristique 100 nm)
BSF p^+	profil de dopage gaussien (idem que l'émetteur)
Couche anti-reflet	SiN, épaisseur 70 nm
Contact arrière	aluminium pleine plaque, épaisseur 300 nm
Ombrage des contacts avant	4 %
Nitrure de silicium	
Indice complexe	Vogt [27] jusqu'à 1,7 μm , Kischkat [142] au-delà
Conductivité thermique	$2.2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [215]
Silicium cristallin	
Indice complexe	Green [147] jusqu'à 1,2 μm , Fu [150] au-delà ⁴
Conductivité thermique	Glassbrenner [216]
Coefficients Peltier	$\pi_n = \pi_p = 0.5 \text{ V}$ [217]
Statistique des porteurs	Fermi-Dirac
Ionisation des dopants	complete
Densité intrinsèque des porteurs de charge	Couderc [36]
Energie de la bande interdite	Pässler [117]
Mobilité des porteurs de charge	Klaassen [203]
Recombinaisons Auger	Niewelt [218]
Durée de vie SRH	30 μs
Aluminium	
Indice complexe	Rakic [153]
Conductivité thermique	$243.0 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [219]

Sauf mention contraire, nous utilisons le spectre solaire standard AM 1.5G comme source de lumière. Le coefficient de transfert thermique par convection est égal à $5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour la face avant et à $2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour la face arrière. L'émissivité hémisphérique totale ϵ est estimée selon la loi de Kirchhoff, en calculant l'absorptivité dans le MIR avec le modèle optique comme déjà expliqué. Le transfert de chaleur radiatif sur la face arrière n'est pas non plus considéré en raison de la faible émissivité de l'aluminium [220].

4.2.3 Maillage

Plusieurs maillages distincts sont utilisés, deux pour le module optique, et un pour les modules électrique et thermique.

Pour le module optique, un premier maillage est utilisé pour calculer l'absorption dans les gammes PV et PAR. Dans le substrat, la taille caractéristique d'un élément du maillage est de 30 nm, ce qui s'est révélée suffisamment fin pour décrire avec précision la propagation dans le milieu tout en conservant un temps de calcul raisonnable. Proche de l'émetteur et de la couche antireflet, le maillage est raffiné pour : (1) tenir compte du changement abrupt d'indice aux interfaces ; (2) convenablement décrire l'absorption aux courtes longueurs d'ondes du spectre solaire pour lesquelles la profondeur de pénétration est faible.

4. Le modèle de Drude utilisé dans la Réf. [150] a été remplacé par le modèle de Basu *et al.* [149].

La figure 4.6 montre l'erreur sur l'absorption en fonction de la taille caractéristique des éléments de la maille proche de l'interface SiN-Si, montrant que l'erreur est plus importante aux courtes longueurs d'ondes. Contrairement à la taille caractéristique dans le substrat, raffiner le maillage proche des interfaces augmente peu le temps de calcul. Dans la gamme MIR, comme les longueurs d'onde sont plus élevées, un second maillage plus grossier est utilisé afin de réduire le temps de calcul.

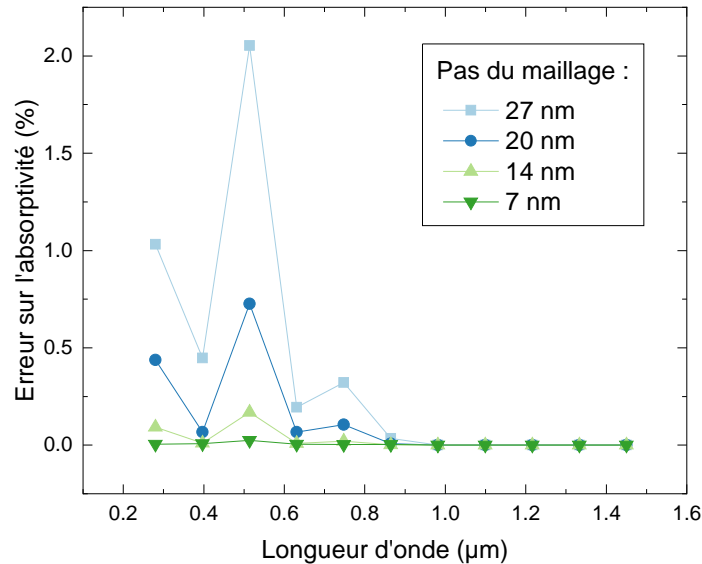


FIGURE 4.6: Influence de la taille du maillage proche des interfaces sur l'erreur réalisée sur le calcul de l'absorption. Le résultat est présenté pour différentes longueurs d'ondes.

Pour les modules électrique et thermique, un même maillage est utilisé, ce qui est requis par *COMSOL Multiphysics* lorsque les équations gouvernantes sont résolues en une même étape (voir la procédure de couplage ci-après). Ce dernier est un peu plus grossier que le maillage du module optique (taille caractéristique d'un élément du maillage de l'ordre de 50 nm). En raison de la variation du niveau de dopage, il a également été raffiné à proximité des interfaces.

4.2.4 Procédure de couplage multiphysique

Les équations régissant le comportement opto-électro-thermique sont couplées entre elles par une procédure itérative :

1. La partie optique est résolue en additionnant la contribution de chaque longueur d'onde contenue dans le spectre solaire incident
2. Les parties électrique et thermique sont résolues de manière auto consistante en utilisant les résultats de l'étape 1)

Ces deux étapes sont répétées jusqu'à ce que la convergence soit atteinte (écart entre deux itérations inférieur à 0.05 °C). Lors de la première itération, une distribution de température constante (égale à la température ambiante T_a) est utilisée pour le calcul optique. Le solveur direct de *COMSOL Multiphysics* appelé MUMPS est utilisé pour les trois modules

physiques.

La procédure de couplage qui a été utilisée pour résoudre le comportement de l'OET entièrement couplé est représentée sous forme d'un organigramme dans la partie supérieure de la figure 4.7. Le graphique montre la procédure en deux étapes pour calculer la température de fonctionnement T de la cellule solaire et la densité de courant J , pour une tension de polarisation donnée V . Pour obtenir la caractéristique courant-tension ou température-tension, cette procédure doit être répétée entre les conditions de court-circuit et de circuit ouvert. Pour une tension donnée, il s'avère que la convergence est atteinte en trois itérations complètes environ.

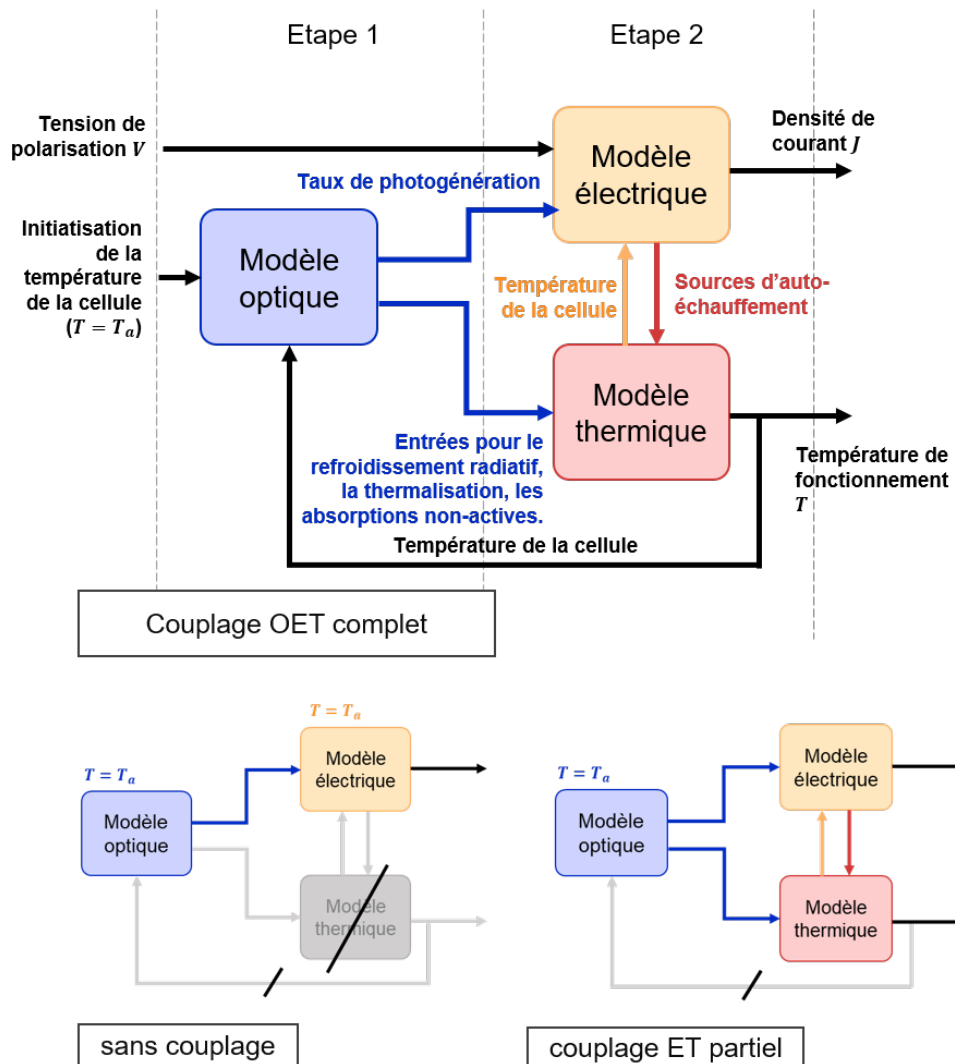


FIGURE 4.7: Diagramme des différents scénarios de couplage étudiés ("couplage OET complet", "sans couplage", "couplage ET partiel"). Pour le scénario de couplage complet, les principales entrées, sorties et interdépendances sont détaillées.

La figure 4.7 illustre également les deux autres scénarios de couplage qui seront étudiés dans la section suivante (scénarios "sans couplage" et "couplage électro-thermique (ET) partiel"). Pour le scénario "sans couplage", nous pouvons voir que le module thermique n'est pas utilisé, ce qui suppose une température de fonctionnement égale à la température

ambiante pour les parties optique et électrique. Pour l'autre scénario ("couplage ET partiel"), le module thermique est utilisé, mais la température de fonctionnement est toujours égale à la température ambiante pour la partie optique.

4.3 L'importance d'un couplage multiphysique complet

La figure 4.8 montre les deux principales sorties du modèle entièrement couplé, à savoir la caractéristique courant-tension et la température de la cellule solaire en ROC. Par rapport aux conditions STC, la température de fonctionnement en ROC n'est pas arbitrairement fixée à 25 °C mais dépend de l'état d'équilibre thermique atteint par la cellule solaire, qui dépend lui-même de l'ensemble des conditions environnementales (spectre solaire, T_a , h), de l'architecture de la cellule solaire et de la tension de polarisation V [36]. Ainsi, la température de fonctionnement en ROC est bien supérieure à 25 °C. En conséquence, la caractéristique courant-tension montre une diminution du V_{oc} et une légère augmentation du J_{sc} , qui sont les deux conséquences principalement attendues de l'élévation de température.

De plus, l'effet de la tension de polarisation sur la température de la cellule peut être observé. En accord avec les travaux précédemment réalisés dans le cadre de la thèse de R. Couderc [36], la température la plus basse se situe au MPP alors que la température est plus élevée en conditions de court-circuit et de circuit ouvert. Ce même comportement est d'ailleurs observé avec le modèle électro-thermique du chapitre 2 lorsque l'on considère des dispositifs avec des paramètres externes représentatifs des cellules en c-Si. Ainsi, la figure 4.8 illustre que le présent modèle OET est capable de rendre compte de la phénoménologie observée à l'échelle du dispositif directement à partir de paramètres internes.

On peut toutefois se demander si le couplage multiphysique complet réalisée est véritablement nécessaire pour y parvenir. Pour répondre à cette interrogation nous proposons de quantifier l'impact du niveau de couplage sur les résultats du modèle. La figure 4.9 illustre l'impact de différents scénarios de couplage sur la température de la cellule et le courant de court-circuit. Le premier scénario de la figure 4.9 ("sans couplage") correspond au cas où il n'y a pas de couplage. La température de la cellule est donc égale à 25 °C.

Dans le deuxième scénario ("couplage ET partiel"), seuls les modules électriques et thermiques sont couplés, ce qui signifie qu'il n'y a pas de rétroaction de ces derniers sur la réponse optique (l'indice complexe à température ambiante est utilisé) comme cela a été fait dans les travaux de simulation multiphysique précédents [199, 200, 201]. En raison des nombreuses sources de chaleur présentes dans la cellule, cela conduit à une température beaucoup plus élevée que la température ambiante (+63,2 °C). Comme le montre le tableau 4.2, la source de chaleur la plus importante est l'effet Joule, qui se produit principalement au niveau de la jonction p-n. La deuxième source de chaleur est la thermalisation, qui se produit près de la surface avant en raison du profil d'absorption du silicium. La troisième contribution est celle des absorptions solaires parasites, qui jouent également un rôle important dans le chauffage de la cellule. Elles proviennent principalement du contact métallique arrière car de nombreux photons solaires ne sont pas entièrement absorbés après un seul

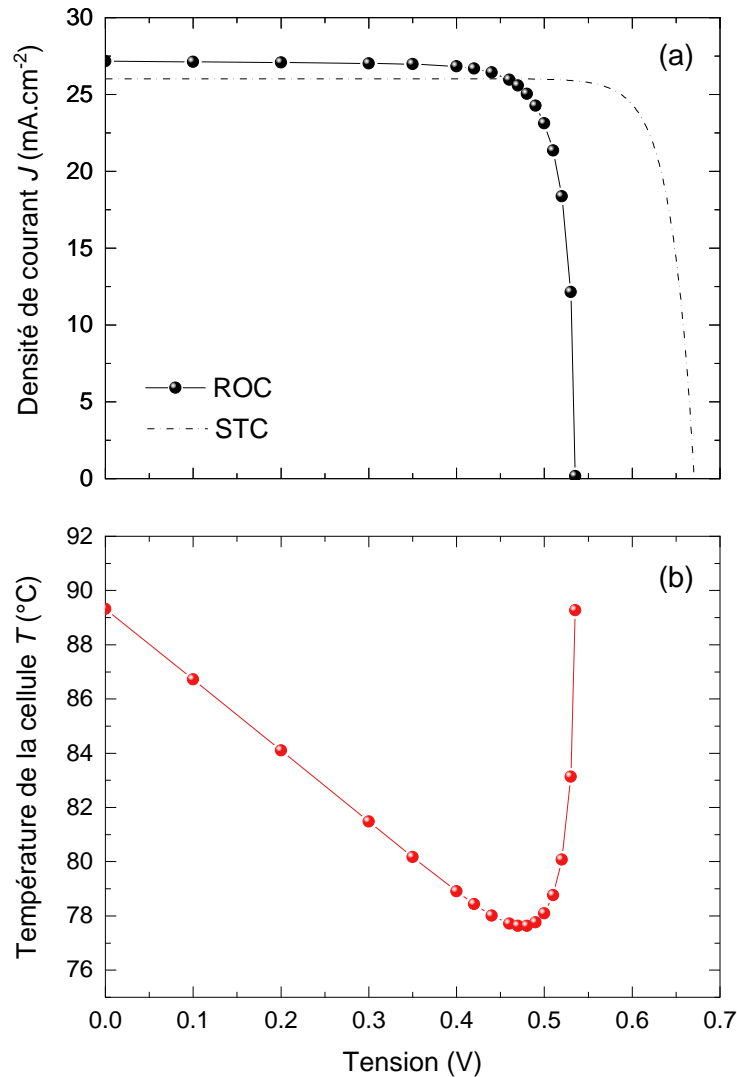


FIGURE 4.8: Caractéristiques courant-tension (a) et température-tension (b) des cellules solaires simulées dans des conditions de fonctionnement réelles. La caractéristique courant-tension sous STC ($T = 25^{\circ}\text{C}$ quelle que soit la tension de polarisation) est également représentée par une ligne pointillée dans la figure supérieure.

passage à travers $10\ \mu\text{m}$ de silicium. Quant aux recombinaisons non-radiatives et l'effet Peltier au niveau des contacts électriques, ils représentent une petite fraction de l'échauffement total en conditions de court-circuit.

Le troisième scénario ("couplage OET complet") correspond au couplage complet atteint dans ce travail. Ce couplage semble être nécessaire pour expliquer l'augmentation de J_{sc} ($+1,16\ \text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$) avec la température mentionnée précédemment. Dans le second scénario, une légère diminution de J_{sc} ($-0,02\ \text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$) est même observée en raison de la plus faible mobilité des porteurs de charge à haute température. Cet effet est contrebalancé par la dépendance en température de l'indice complexe du c-Si activée dans le troisième scénario. En effet, l'énergie de la bande interdite diminue lorsque la température augmente, ce qui entraîne une absorption solaire plus importante. Le profil d'absorption de la cellule calculé à différentes températures donné dans la figure 4.10 illustre bien cet effet. La température

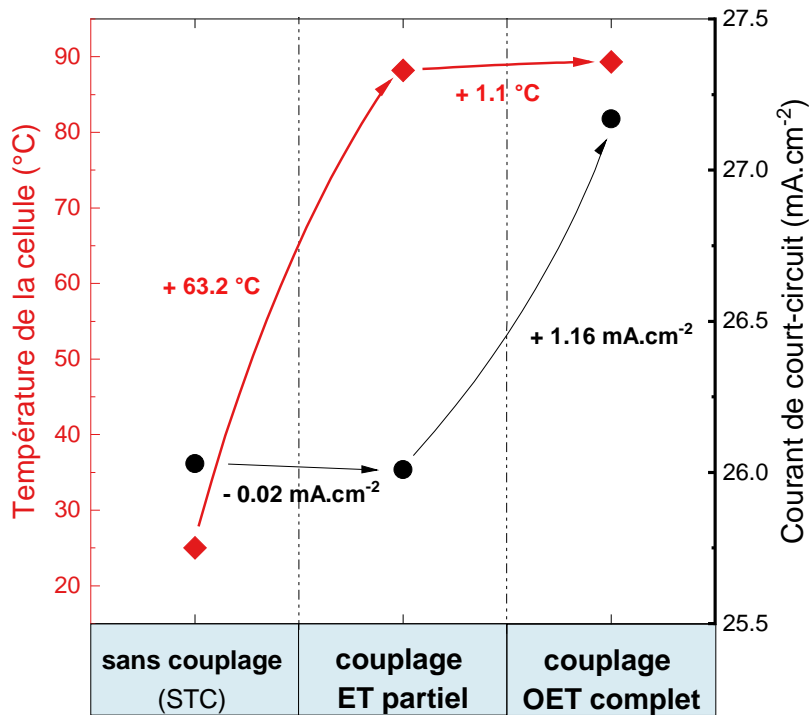


FIGURE 4.9: Courant de court-circuit et température de la cellule dans différents scénarios de couplage. Dans le premier scénario ("sans couplage"), la cellule solaire fonctionne dans des conditions de court-circuit (sa température est fixée à 25 °C). Dans le deuxième scénario ("couplage ET partiel"), le module thermique est couplé au module électrique, mais la réponse optique est calculée en supposant un indice de réfraction complexe égal à 25 °C. Dans le troisième scénario ("couplage OET complet"), les trois modules physiques sont couplés ensemble.

augmente donc davantage (+ 1,1 °C), et la répartition des sources et des puits de chaleur est légèrement modifiée. En particulier, l'effet Joule et la thermalisation sont plus prononcés que dans le deuxième scénario en raison d'un courant électrique plus élevé et d'un plus grand nombre de porteurs photogénérés, respectivement. La légère diminution des absorptions solaires parasites est due au déplacement de E_g , qui entraîne une absorption moindre dans l'aluminium. Comme nous pouvons le voir, cet exemple souligne l'importance d'un couplage OET complet pour étudier avec précision le comportement en conditions réelles de fonctionnement.

4.4 Etude de l'influence du dopage et du spectre solaire sur le comportement en conditions réelles de fonctionnement

Nous présentons maintenant quelques résultats qui montrent le potentiel de notre modèle pour étudier l'influence de l'architecture de la cellule sur ses performances en ROC, offrant ainsi une nouvelle opportunité pour l'optimisation des cellules solaires en silicium. Plus précisément, nous montrons comment le niveau de dopage impacte à la fois la température de fonctionnement et le coefficient de température. Nous démontrons également la capacité du modèle à évaluer en détail l'influence des conditions environnementales, telles que le spectre solaire, ouvrant la voie à des prédictions plus précises en ROC.

TABLE 4.2: Sources et puits de chaleur de la cellule de référence en condition de court-circuit pour les scénarios de couplage électro-thermique (ET) et opto-électro-thermique (OET).

	Sources et puits de chaleur (W.m^{-2})	
	couplage ET partiel	couplage OET complet
Joule	291.7	304.6
Thermalisation	224.0	227.2
Absorptions parasites	70.7	63.9
Peltier	20.6	21.7
Recombinaisons non radiatives	17.6	19.6
Convection	442.35	450.2
Rayonnement Thomson	173.7	177.8
TOTAL	624.6	637.0

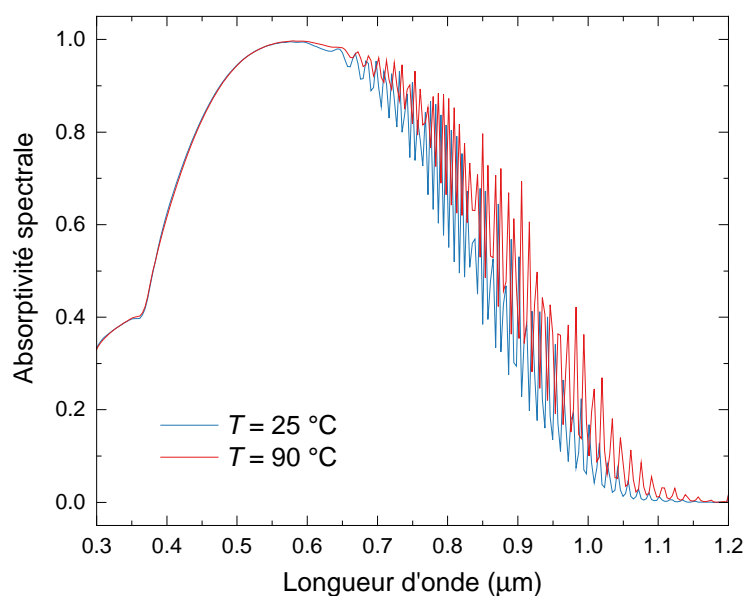


FIGURE 4.10: Absorptivité spectrale du silicium (l'absorption dans le SiN et l'aluminium n'est pas représentée) jusqu'à $1,2 \mu\text{m}$ calculée pour la cellule de référence. Le profil est représenté pour deux températures de cellule.

4.4.1 Influence du niveau de dopage

Le modèle OET que nous avons développé permet une analyse approfondie de l'influence de la conception de la cellule solaire sur son comportement en conditions réelles de fonctionnement. Ici, nous nous concentrons sur l'influence du niveau de dopage. À cette fin, nous considérons une cellule avec un niveau de dopage plus élevé ($2,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la base, $9,10^{19} \text{ cm}^{-3}$ de dopage maximal pour l'émetteur et le BSF) que la cellule de référence présentée précédemment, que nous appellerons "cellule fortement dopée" dans la suite.

Comme on peut le voir sur la figure 4.11(a), ces deux cellules solaires présentent le même rendement de conversion η_{STC} (14,68 % pour la cellule de référence, 14,67 % pour la cellule fortement dopée) en STC. Cependant, en ROC, la cellule fortement dopée présente un meilleur rendement (12,48 %) que la cellule de référence (12,03 %).

L'une des raisons qui explique la différence de performance en ROC est la température de fonctionnement plus basse induite par le fort dopage, comme le montre la figure 4.11(d). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, un niveau de dopage plus élevé entraîne une plus grande absorption solaire parasite par les porteurs libres dans la gamme MIR [103]. Par conséquent, comme le stipule la loi de Kirchhoff, la cellule fortement dopée présente une émissivité spectrale plus élevée (Fig. 4.11(b)). Le résultat est une émissivité hémisphérique ϵ égale à 0,45 pour la cellule fortement dopée, contre 0,33 pour la cellule de référence. D'après la figure 4.11(e), il faut noter que le niveau de dopage plus élevé entraîne également une augmentation des recombinaisons non radiatives (+ 41 W.m⁻² en court-circuit) et des absorptions solaires parasites (+ 14 W.m⁻² en court-circuit). Ce dernier provient essentiellement de la gamme PAR, où les porteurs libres jouent également un rôle important (cf. chapitre 3). Ceci atténue l'impact de l'augmentation de l'émissivité MIR sur la température. Néanmoins, la cellule fortement dopée fonctionne à une température environ 2 °C inférieure à celle de la cellule de référence, principalement en raison de la forte sensibilité de la température à l'émissivité dans la gamme MIR.

L'autre raison derrière la différence de performance en ROC est la meilleure sensibilité à la température de la cellule fortement dopée (coefficient β). La valeur de β peut être calculée soit à partir des courbes I-V à différentes températures (figure 4.11(c)), soit simplement en comparant le rendement de la cellule solaire en conditions ROC à celui en conditions standard (car la variation du rendement avec la température est linéaire). Pour les deux cellules considérées ici, les deux approches conduisent à un coefficient de température égal à 0,34 %/°C pour la cellule de référence et à 0,30 %/°C pour la cellule fortement dopée. En effet, le niveau de dopage est connu pour augmenter la tension en circuit-ouvert [221] qui à son tour diminue (en valeur absolue) le coefficient de température [222].

Pour finir, il est intéressant de noter comment le niveau de dopage modifie l'importance relative des différentes sources et puits de chaleur, comme le montre la figure 4.11(e). L'impact le plus notable se situe sur l'effet Peltier, qui passe d'une source de chaleur à un puit de chaleur pour la cellule fortement dopée. Dans ce cas, près des contacts, le quasi-niveau de Fermi des électrons (trous) est plus haut dans la bande de conduction (valence) en raison du dopage élevé près de la surface. La figure 4.12 montre le diagramme de bande de la cellule solaire de référence et de la cellule fortement dopée. Les valeurs de $E_c - E_{Fn} + 1,5k_bT$ et $E_v - E_{Fp} + 1,5k_bT$ impliquées dans l'effet Peltier sont également représentées (équations 4.13 et 4.14), montrant que pour la cellule fortement dopée, elles sont négatives à la surface.

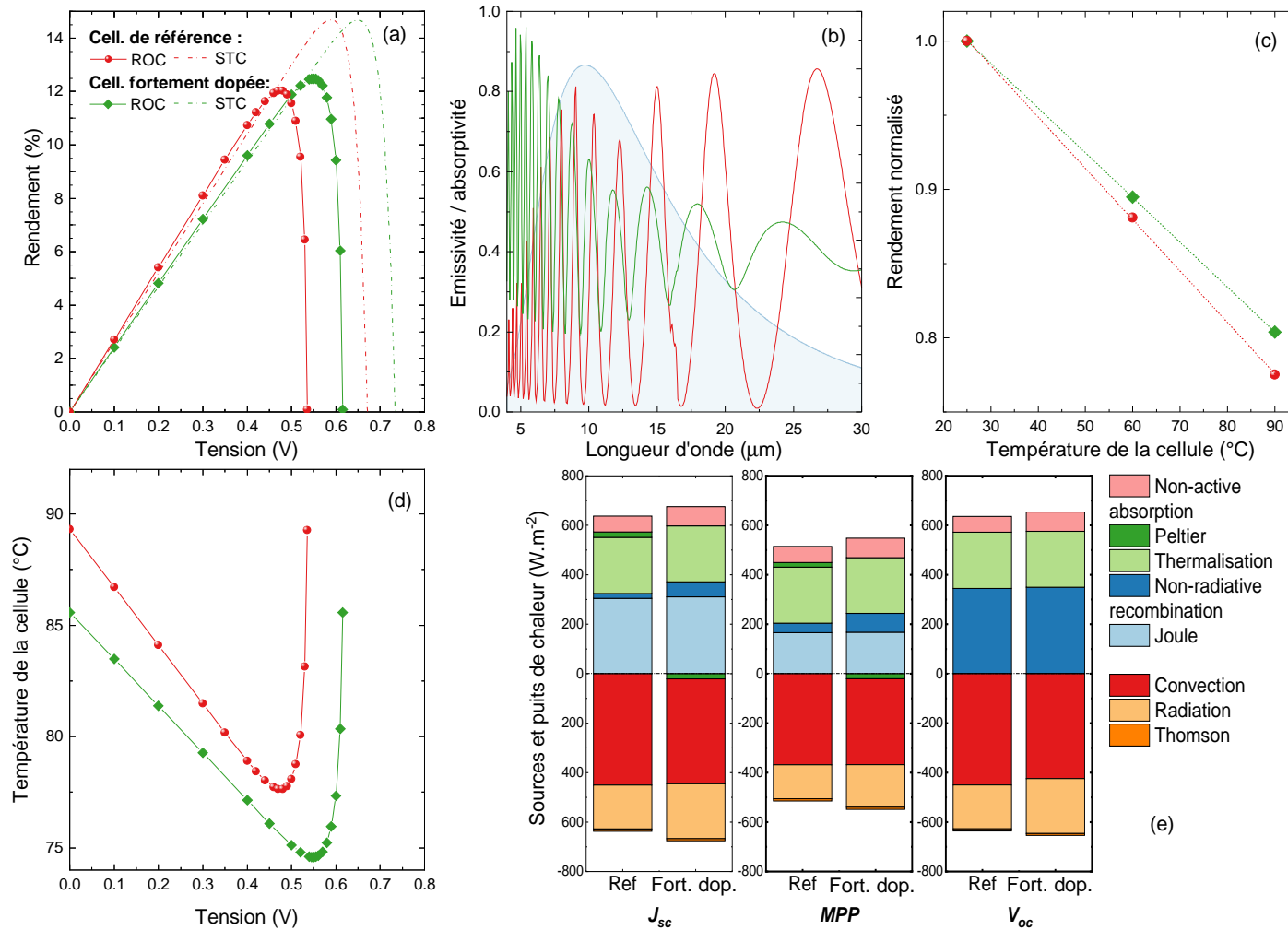


FIGURE 4.11: (a) Rendement des deux cellules (cellule de référence en rouge et cellule fortement dopée en vert) en STC (lignes pointillées) et en ROC (lignes pleines). (b) Absorptivité/émissivité spectrale sous incidence normale des deux cellules solaires (cellule de référence en rouge et cellule fortement dopée en vert). (c) Rendement normalisé (η/η_{stc}) en fonction de la température de la cellule solaire, dont le coefficient de température β peut être extrait par ajustement linéaire. (d) Caractéristique température-tension. (e) Sources et puits de chaleur des deux cellules à trois points de fonctionnement spécifiques : le court-circuit (J_{sc}), la puissance maximale (MPP) et le circuit ouvert (V_{oc}).

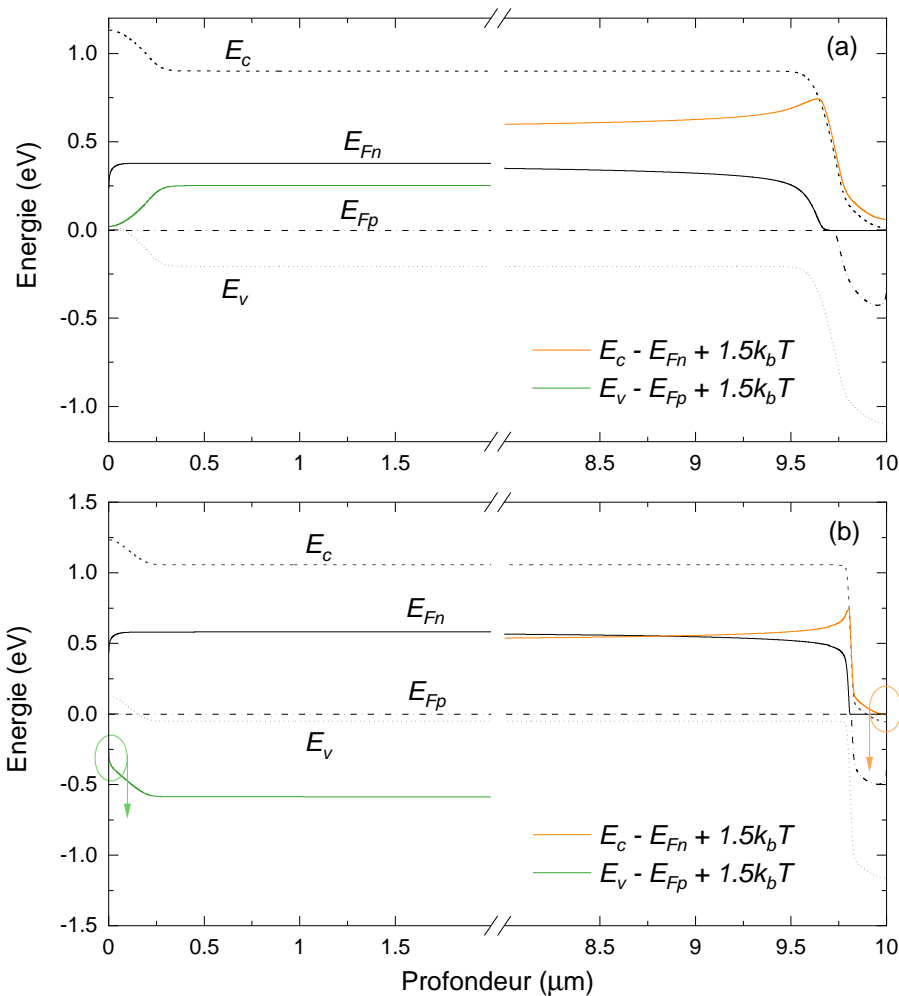


FIGURE 4.12: Diagramme de bande de la cellule solaire de référence (a) et de la cellule fortement dopée (b), en condition de court-circuit dans un scénario entièrement couplé. L'émetteur de la face avant est situé à $10 \mu\text{m}$ tandis que le BSF de la face arrière est situé à $0 \mu\text{m}$. Les valeurs de $E_c - E_{Fn} + 1,5k_bT$ et $E_v - E_{Fp} + 1,5k_bT$ impliquées dans l'effet Peltier sont représentées en orange et en vert, respectivement.

D'après les équations 4.13 et 4.14, dans cette configuration, l'effet Peltier conduit donc à une extraction de chaleur car la différence absolue $E_c - E_{Fn}$ au niveau du contact de type n (et $E_v - E_{Fp}$ au contact de type p) est supérieure à $1,5k_bT$. La figure. 4.12(e) confirme également que le puits de chaleur radiatif de la cellule fortement dopée est plus important que celui de la cellule de référence, en raison de son émissivité plus élevée.

4.4.2 Influence du spectre solaire

En plus de l'influence de la conception de la cellule, notre modèle permet d'étudier en détail l'impact des conditions environnementales sur les performances en ROC. Ici, nous proposons d'étudier l'effet de la masse d'air qui est un facteur de variabilité majeur du spectre solaire terrestre. Pour ce faire, nous comparons les résultats du modèle pour deux spectres solaires différents (le spectre standard AM 1.5G et un spectre AM 3G). Le spectre AM 3G a été simulé à l'aide du logiciel SMARTS 2.9.5 [223], avec le même ensemble de paramètres que celui donné dans la réf. [105].

La figure 4.13 montre la caractéristique courant-tension de la cellule solaire de référence sous les deux spectres. Lorsque la température de la cellule est fixée à 25 °C, le J_{sc} et donc le V_{oc} sont plus faibles pour le spectre AM 3G que pour le spectre AM 1.5G. Ce n'est cependant plus le cas en ROC, où le V_{oc} sous le spectre AM 3G est plus élevé que sous le spectre AM 1.5G. Cela est dû à la température plus basse de la cellule au V_{oc} (68,7 °C sous le spectre AM 3G, 89,3 °C sous le spectre AM 1.5G). Cette température plus faible est due, d'une part, à l'irradiance plus faible et, d'autre part, au meilleur accord spectral entre la cellule et le spectre AM 3G, qui présente une fraction plus faible de photons avec une haute énergie (moins de thermalisation). En ROC, cela se traduit par un meilleur rendement η sous le spectre AM 3G (+ 0,71 %).

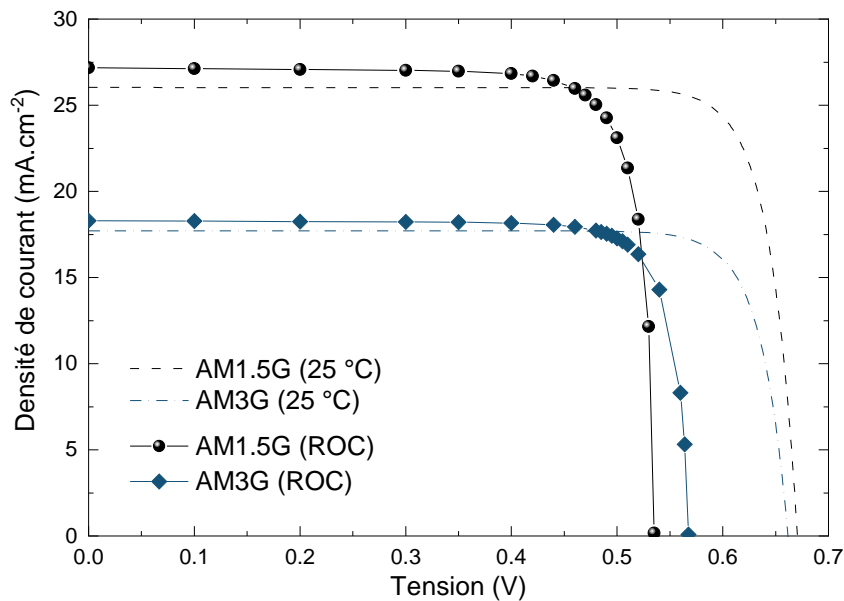


FIGURE 4.13: Caractéristique courant-tension de la cellule de référence sous les spectres AM 1.5G et AM 3G. Les lignes pointillées correspondent à une température de cellule fixe (25 °C) tandis que les lignes pleines correspondent à la caractéristique courant-tension en ROC.

Il convient également de noter que le rendement sous le spectre AM 3G est différent de celui estimé à l'aide du coefficient de température calculé dans la section III.B. Avec le coefficient de température $\beta = 0,34 \text{ \%}/\text{°C}$ et une température à MPP égale à 59,9 °C, le rendement attendu avec l'équation 1.5 est de 12,94 %. Néanmoins, le rendement réel sous ROC est de 12,74 %. En effet, la sensibilité à la température dépend du spectre incident (voir par exemple les réf. [39, 64] à ce sujet), même si cette propriété n'est souvent pas prise en compte pour prédire les performances en ROC. Les erreurs qui en résultent pourraient se propager et avoir un impact significatif sur, par exemple, l'estimation de la production électrique annuelle. Notre modèle évite cette difficulté car il ne nécessite pas de connaître le coefficient de température en entrée. Il permet toutefois de prédire ce dernier et, si nécessaire, pourrait donc également servir à alimenter d'autres approches de simulation de la production électrique annuelle avec un β dépendant du spectre.

4.5 Principales perspectives et défis à venir

Le modèle OET que nous avons développé peut servir de modèle de référence pour étudier le comportement des cellules solaires c-Si dans des conditions réelles de fonctionnement. Comme nous l'avons vu, ce type d'approche basée sur des paramètres internes peut être utilisé pour aborder un large éventail de sujets scientifiques couvrant : 1) l'influence de l'architecture de la cellule solaire ; 2) le rôle des conditions environnementales. Dans cette section, nous discutons les perspectives prometteuses pour ce travail et les défis majeurs associés, tant en termes de modélisation physique que de simulation numérique.

Tout d'abord, notre travail ouvre la voie à une ingénierie des cellules solaires intégrant des critères thermiques, ainsi qu'à une prédiction plus précise des performances en ROC. Notons d'ailleurs que le modèle pourrait être paramétré pour simuler d'autres dispositifs que les cellules solaires c-Si, à partir d'une modification de l'architecture et des paramètres matériaux utilisés. De plus, le modèle offre la possibilité d'étudier les stratégies de refroidissement pour un dispositif particulier, telles que le refroidissement radiatif dans une simulation autonome. Pour évoluer vers une simulation complètement autonome, des simulations de dynamique des fluides pourraient être incorporées afin de prédire l'échange thermique convectif directement à partir de la vitesse du vent et des conditions d'installation [224]. Enfin, nous pensons que notre modèle peut servir de point de départ pour évoluer vers un modèle qui adresse le comportement d'un module solaire tout entier, ou pour réaliser des estimations de production électrique annuelle [225].

En ce qui concerne les défis à relever pour satisfaire ces ambitions, ils sont d'abord associés à l'effort de calcul. Le premier obstacle provient de l'épaisseur relativement importante du dispositif par rapport aux longueurs d'onde du spectre solaire. Le nombre de mailles requis pour la simulation optique augmentant linéairement avec l'épaisseur, il en va pareillement pour le temps de calcul à partir d'une certaine épaisseur (pour les faibles épaisseurs, le temps de calcul est limité par la procédure de couplage). La figure 4.14 illustre cet effet. Ainsi, en extrapolant la courbe, le temps nécessaire pour simuler un seul point de la caractéristique courant-tension en ROC d'un module solaire (sans texturation de surface des cellules) serait de presque une demi-journée. Par ailleurs, le besoin en mémoire devient également plus important.

L'effort de calcul augmente également pour les architectures de cellules solaires qui nécessitent un traitement bidimensionnel ou tridimensionnel. Ce problème pourrait être résolu en mettant en œuvre des stratégies de réduction des coûts de calcul, comme l'adoption d'une approche multi-échelle [226, 227]. Quant à l'utilisation de notre modèle pour alimenter des estimations de la production électrique annuelle, elle nécessite un accès rapide et facile aux sorties de simulation. Cela se fait généralement en utilisant les sorties du modèle pour alimenter un modèle de substitution plus simple (par exemple, un modèle de diode pour la partie électrique). L'inconvénient possible de cette approche est une perte de précision et de généralité. Une façon prometteuse de surmonter ce problème serait d'implémenter certains algorithmes d'apprentissage automatique récemment développés [228].

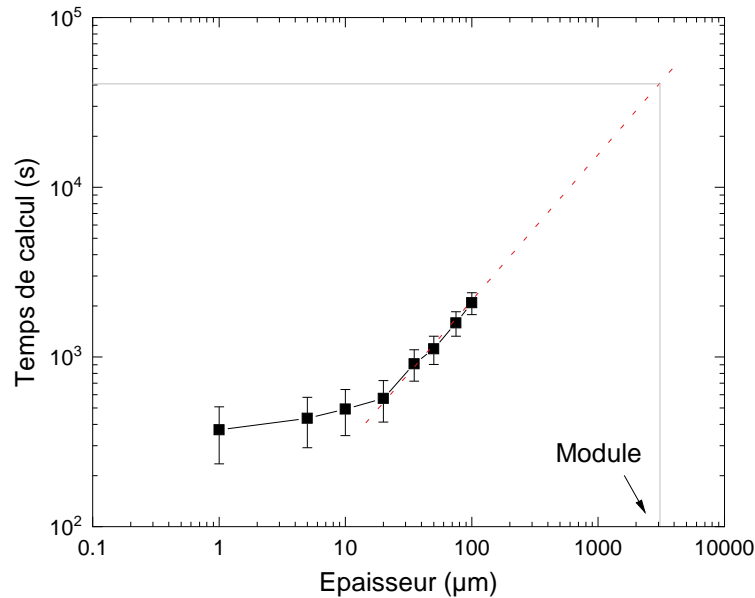


FIGURE 4.14: Temps de calcul nécessaire pour résoudre le couplage multiphysique complet sur la cellule de référence ($N_b = 600$), en fonction de l'épaisseur du substrat de silicium. Le résultat a été obtenu sur une machine personnelle (processeur i5-8365U cadencé à 1,6 GHz, 32 GB de mémoire RAM, disque SSD). Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type pour cinq répétitions réalisées sur la même machine.

Il convient également d'adresser certains verrous scientifiques concernant la modélisation multiphysique. Le plus grand défi consiste à choisir les équations gouvernantes pertinentes pour les différentes parties du modèle, afin de trouver le bon équilibre entre la complexité et la précision des simulations. Il faut noter que cette difficulté est double, car elle concerne à la fois la modélisation de la cellule solaire et de son environnement. Par exemple, dans ce travail, nous avons traité le rayonnement thermique comme une condition aux limites mais il a été montré qu'une approche avec des milieux participatifs serait légèrement plus précise [28]. Comme le montre la section 4.3, une attention particulière doit également être accordée au degré de couplage. Une autre préoccupation concerne les propriétés des matériaux, qui ne sont pas toujours facilement disponibles. Dans le chapitre 3 nous avons par exemple pointé la difficulté de disposer de l'indice de réfraction sur l'ensemble de la gamme PV-PAR-MIR, par exemple pour le c-Si [150, 149]. Enfin, les résultats des simulations doivent être comparés à l'expérience. Cela pose problème car les conditions environnementales sont difficiles à caractériser et aussi à cause de la grande complexité du modèle. Par conséquent, nous recommandons l'investigation expérimentale dans des conditions environnementales contrôlées [55], et une validation approfondie des différents éléments constitutifs du modèle. Ce faisant, un large éventail de questions fondamentales liées à la modélisation et de questions d'ingénierie incluant des critères thermiques pourraient être adressées.

4.6 Conclusion du chapitre 4

Dans ce chapitre nous avons développé un modèle opto-électro-thermique entièrement couplé pour les cellules solaires en c-Si fonctionnant dans des conditions réelles de fonctionnement. Basé sur des équations gouvernantes et des paramètres matériaux détaillées pour les trois modèles physiques, il nous permet de prédire les propriétés électriques et la température de la cellule solaire à partir de paramètres internes (matériaux, architecture). Le modèle thermique comprend tous les processus d'échauffement thermoélectrique ainsi que les absorptions solaires parasites, ces dernières s'étant avérées significatives pour la cellule solaire considérée dans ce travail.

Une comparaison entre différents scénarios de couplage a révélé l'importance d'un couplage complet pour tenir compte correctement de la dépendance en température des propriétés optiques du c-Si. Les études menées ont également révélé le potentiel de notre approche pour étudier l'influence de la conception de la cellule solaire et des conditions environnementales sur ses performances en ROC. Notamment, en fonction du niveau de dopage, nous avons montré et expliqué pourquoi deux cellules solaires ayant un même rendement en STC peuvent présenter des rendements différents en ROC (environ 4 % de différence relative pour les conditions environnementales considérées). L'intérêt d'un nouveau paradigme d'ingénierie des cellules plus consciente des effets thermiques s'en trouve conforté.

Pour les travaux futurs, les perspectives et les défis associé au développement de modèles OET ont également été discutés en détail. Les défis concernent la modélisation physique et la simulation numérique. Pour la première, les défis relèvent du compromis à atteindre entre le niveau de précision souhaité et la complexité du modèle. Quant aux défis numériques, ils sont liés au coût de calcul élevé lorsque l'on considère des dispositifs épais ou avec une structures bi- ou tridimensionnelles. Certaines voies pour surmonter ces limitations ont été évoquées.

Conclusion générale et perspectives

Les aspects thermiques sont encore trop peu considérés par la recherche et l'industrie PV alors qu'il s'agit d'un levier d'amélioration majeur pour augmenter la production d'électricité. En effet, les cellules et modules s'échauffent considérablement (souvent à plus de 60 °C) en conditions réelles de fonctionnement ce qui est néfaste pour leur rendement et leur durée de vie. L'objectif de ce travail de thèse était d'explorer une stratégie novatrice pour limiter cet échauffement : le refroidissement par échange radiatif avec le ciel. Des considérations fondamentales aux possibilités d'implémentations technologiques, nous avons développé une approche globale du sujet et apporté des réponses claires aux principales questions scientifiques. Ce travail nous a également conduit à développer des outils numériques et méthodologiques dont la portée dépasse le cadre de cette thèse, que ce soit pour le RSC ou plus généralement pour étudier les aspects thermiques.

Pour mener à bien nos travaux, nous avons commencé par réaliser un état de l'art afin de positionner le sujet dans son contexte et dégager une démarche scientifique pertinente. L'état de l'art a montré que le RSC est une stratégie de refroidissement prometteuse qui possède de nombreux avantages (stratégie passive, refroidissement via un double effet combinant la réduction des absorptions solaires parasites et l'amélioration de l'émissivité dans le MIR, faible degré de complexité) et qui a fait ses preuves dans d'autres champs d'application que le photovoltaïque. De par leur grande surface faisant face au ciel, les dispositifs PV semblent par ailleurs être de bons candidats pour bénéficier pleinement du RSC. Cependant, nous avons identifié plusieurs verrous majeurs à lever pour conclure quant à, d'une part, l'intérêt du RSC et, d'autre part, la mise en œuvre de stratégies photoniques pour en faire bénéficier les dispositifs PV.

Au chapitre 2, des premiers verrous théoriques ont été levés pour évaluer le potentiel théorique de l'apport du RSC aux dispositifs PV. Le modèle thermique et électrique développé à cet effet permet d'étudier l'influence du RSC d'un large éventail de dispositifs sur la base d'une approche de bilan détaillé. Ainsi, il a été montré qu'un profil d'émissivité large bande (émissivité égale à l'unité dans la gamme 4-40 μm , plutôt que de limiter l'émissivité à la fenêtre de transparence de l'atmosphère située entre 8 et 13 μm) constitue le profil d'émissivité idéal pour les dispositifs PV à monojonction, dont ceux basés sur le silicium. Avec ce profil d'émissivité, nos calculs montrent que la température de fonctionnement peut être réduite de près de 15 °C, augmentant ainsi la puissance électrique d'au moins 3 %. Pour les modules à base de cellules IBC et PERC, un modèle généralisé

montre que le gain est encore plus élevé : +4,8 % (augmentation absolue du rendement égale à 1,1 %) et +6,7 % (augmentation absolue du rendement égale à 1,2 %), respectivement. Ainsi, des simulations préliminaires de la production électrique annuelle montrent que le RSC peut augmenter la production de plus de 1 % (+0,5 % sur l'efficacité de conversion énergétique) tout en réduisant la température moyenne de 6 à 8 °C.

Nous avons ensuite étudié les stratégies optiques envisageables pour améliorer l'émissivité des modules constitués de cellules en silicium cristallin. Pour cela nous avons d'abord mis en place une méthode qui permet de simuler leur émissivité, ce qui s'est avéré être un véritable défi en raison, d'une part, de l'effort de calcul à déployer pour résoudre certaines régions spectrales et, d'autre part, de l'indisponibilité de certaines propriétés optiques. Ce dernier aspect a nécessité de réévaluer les constantes optiques du silicium dopé pour disposer d'un ensemble complet de propriétés optiques. En combinant des simulations d'émissivité avec le modèle électrique et thermique du chapitre 2, nous avons pu quantifier le bénéfice apporté par une optimisation à différents niveaux du module, l'approche la plus prometteuse étant l'ingénierie de l'interface air-verre. Pour guider les développements technologiques, un critère a été développé pour comparer l'importance respectives des différents domaines spectraux. Fort de ces apports méthodologiques, quatre approches pertinentes - qui ont vocation soit à réduire les absorptions solaires parasites (gamme PAR), soit à augmenter l'émissivité dans la gamme MIR - ont été identifiées : l'ajout d'un revêtement polymère (gamme MIR), le dépôt d'une couche mince antireflet (gamme MIR), la structuration du verre (gamme MIR), le dépôt d'une multicouche diélectrique (gamme PAR). Pour cette dernière, qui présente également le meilleur potentiel de refroidissement, nous avons proposé une conception préliminaire basée sur des matériaux diélectriques usuels (SiO_2 , TiO_2). Son bénéfice sur les performances thermiques et électriques a été quantifié de manière détaillée. Pour les modules à base de cellules PERC, cette structure diminue la température de fonctionnement de 3 °C, et augmente la puissance électrique de près de 5 W.m^{-2} . Les défis et perspectives pour aboutir à une conception optimale sur l'ensemble de la gamme PV-PAR-MIR ont été discutés, montrant notamment la difficulté d'améliorer conjointement les gammes PAR et MIR avec cette solution.

Pour terminer, nous avons exploré dans le chapitre 4 la faisabilité et l'intérêt d'un modèle opto-thermo-électrique pour une ingénierie des cellules plus consciente des effets thermiques. Développé sous COMSOL Multiphysics, ce modèle vise à évaluer les performances en conditions réelles de fonctionnement directement à partir de la connaissance des matériaux et de l'architecture de la cellule. Ainsi, au lieu de considérer l'échauffement dans un second temps (et donc les stratégies pour le limiter, tel que le RSC), cette approche permet de prendre en compte les aspects thermiques dès le début du processus de conception. Pour aller au-delà d'une optimisation du rendement en STC, nous avons mis en évidence l'importance de réaliser un couplage multiphysique complet et révélé le potentiel de notre approche. Selon le niveau de dopage, nous avons notamment montré que deux cellules avec une même rendement en STC peuvent présenter des rendements différents en conditions réelles de fonctionnement (différence relative de 4 % dans les conditions de l'étude). Grâce

à notre modèle, les raisons sous-jacentes de cet écart ont été expliquées. Nous espérons que ce pas vers un nouveau paradigme d'ingénierie permettra d'ouvrir de nouvelles voies pour continuer à augmenter la production d'électricité photovoltaïque.

Notre travail ouvre aussi de nouveaux chemins dans lesquels nous pensons qu'il est intéressant de s'engager. En ce qui concerne le travail de modélisation du chapitre 2, le modèle pourrait être affiné pour décrire encore plus fidèlement le comportement électrique et thermique de certains dispositifs. Il s'agirait notamment d'intégrer la dépendance angulaire de l'émissivité au modèle thermique, et des effets résistifs au modèle électrique. L'estimation de la production électrique annuelle mérite également d'être améliorée en intégrant un modèle de prédiction du rayonnement atmosphérique. Enfin, nous avons également commencé à généraliser notre modèle pour l'appliquer aux dispositifs multijonctions. Des résultats préliminaires que nous avons obtenus suggèrent par ailleurs que le profil large bande reste le profil idéal pour ces derniers, de sorte que les stratégies optiques mises en évidence dans le chapitre 3 leur seraient transposables. Pour cette raison entre-autres, il semble judicieux de pousser les investigations expérimentales concernant ces stratégies. Pour cela, il nous semble judicieux que des essais soient effectués sur des mini-modules afin d'approcher au mieux les dispositifs réels. Un regard industriel serait également d'utilité pour bien apprécier les enjeux technico-économiques. Pour la modélisation opto-electrothermique, le premier travail à mener concerne selon nous les problématiques numériques afin d'aboutir à un outil de calcul plus rapide, plus modulaire et simple d'usage. Dans un deuxième temps, les différents éléments constitutifs du modèle pourraient être réexaminés en vue de clarifier le propos quant à l'équilibre entre la complexité et la précision du modèle. Pour cela, des études théoriques approfondies combinées à des expériences dans des conditions environnementales contrôlées doivent être menées.

Communications de l'auteur

Journaux scientifiques avec comité de lecture

(1) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Radiative sky cooling of silicon solar modules : Evaluating the broadband effectiveness of photonic structures", *Appl. Phys. Lett.*, 2022, doi : 10.1063/5.0116629.

(2) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "A fully coupled opto-electro-thermal model to investigate silicon solar cells under real operating condition", *EPJ Photovoltaics*, 2022, doi : 10.1051/epjpv/2022018.

(3) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Radiative sky cooling of solar cells : fundamental modelling and cooling potential of single-junction devices," *Sustain. Energy Fuels*, 2021, doi : 10.1039/d0se01536a.

Conférences internationales

(1) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Radiative sky cooling of solar cells : towards a fully coupled opto-electro-thermal model of silicon solar cells for accurate performance evaluation in real operating conditions", *SPIE Photonics West*, 2022. *Présentation orale*.

(2) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Modelling the Potential Benefit of Enhanced Radiative Sky Cooling of Solar Cells, and Investigation of Possible Optimisation Routes", *Tokyo Tech Academy Energy and Informatics International Forum*, 2021. *Présentation orale*.

(3) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Radiative sky cooling of silicon solar cells : investigation of photonic pathways through coupled optical-electrical-thermal modelling," *CLEO Europe*, 2021. *Poster*.

Conférences nationales

(1) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Refroidissement radiatif des cellules solaires : modélisation opto-électro-thermique détaillée et influence de la structuration de surface", *JNPV*, Paris, 2021. *Présentation orale*.

(2) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Radiative sky cooling of solar cells fundamental modelling and cooling potential of single-junction devices", *C'Nano*, Toulouse, 2021. *Présentation orale*.

(3) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Radiative sky cooling of solar cells : towards fully coupled opto-electro-thermal modelling", GDR NAME, 2021. *Poster*.

(4) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Refroidissement radiatif des cellules solaires : modélisation et potentiel de refroidissement des cellules monojonction", JNPV, 2020. *Présentation orale*.

(5) J. Dumoulin, E. Drouard, and M. Amara, "Refroidissement radiatif des cellules solaires : modélisation et potentiel de refroidissement des cellules monojonction", GDR TAMARYS, 2020. *Présentation orale*.

A - Éléments de radiométrie optique

Introduction

Ce court document aborde quelques notions et résultats essentiels de radiométrie optique. En effet, les quantités radiométriques sont utilisées extensivement pour décrire les échanges thermiques radiatifs et, plus généralement, la distribution spatiale et spectrale de l'énergie électromagnétique (liée à la distribution du vecteur de Poynting dans le cas classique, et à celle des photons dans une description quantique). La terminologie employée est tirée du livre de Jean-Louis Meyzonnette [229], le lecteur intéressé est invité à consulter cet ouvrage pour une discussion plus approfondie. Notons que les grandeurs dites photométriques (liées à la réponse optique de l'œil humain) ne sont pas abordées. Le présent document traite uniquement de quantités électrodynamiques.

Dans le contexte de la thermique, la radiométrie est en général utilisée pour décrire le transfert radiatif en champ lointain, c'est-à-dire entre des objets séparés d'une distance bien plus grande que la longueur de cohérence des photons. Un grand nombre de quantités radiométriques peuvent être introduites à ce titre. Il peut être difficile de s'y retrouver, notamment car les quantités portent parfois des noms différents selon qu'elles fassent référence à la source ou au récepteur de lumière. Nous traiterons donc uniquement des quantités les plus utilisées dans cette thèse, à savoir : la luminance, l'exitance (ou émittance), l'irradiance (ou éclairement), l'absorptivité et l'émissivité. A ce propos, nous introduirons et discuterons brièvement la loi de Kirchhoff du rayonnement. En effet, il est nécessaire de bien garder à l'esprit les conditions de validité de cette loi, pour en saisir le domaine de validité.

Définitions et liens entre les quantités radiométriques

On considère un élément de surface dS qui échange du rayonnement avec le milieu qui l'entoure (Figure A.1), c'est-à-dire dans l'angle solide 2π (hémisphère). On peut définir différentes quantités pour décrire cet échange. Celles-ci sont ici présentées dans leur version "spectrale", c'est-à-dire différenciées par rapport à la longueur d'onde λ du rayonnement dans le vide.

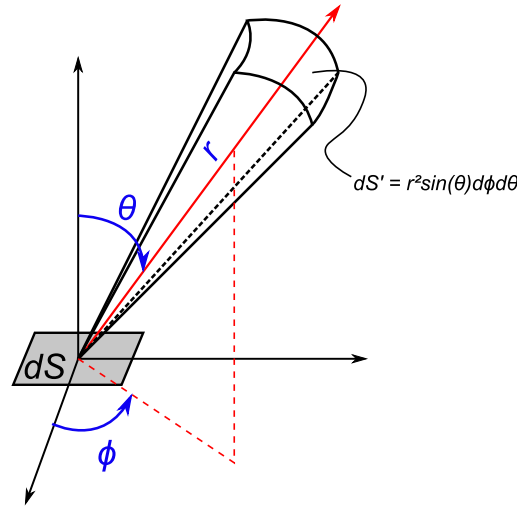


FIGURE A.1: Schématisation d'un élément de surface qui échange du rayonnement avec le milieu qui l'entoure.

Luminance spectrale

La luminance spectrale (*spectral radiance* en anglais) émise $P_{\lambda,\Omega}^{em}(\theta, \phi, \lambda)$ (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$) caractérise l'énergie émise dans la direction $\vec{\Omega}$ (définie par l'angle avec la normale à la surface θ , et l'angle ϕ) et à la longueur d'onde λ . Par définition, la luminance spectrale est la puissance émise dans cette direction et à cette longueur d'onde, par unité d'aire apparent dS_{app} ($dS_{app} = dS \cos(\theta)$) dans cette direction. Avec cette définition, la puissance élémentaire émise par unité de surface $d^2 P^{em}$ (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$) s'écrit

$$d^2 P^{em} = P_{\lambda,\Omega}^{em}(\theta, \phi, \lambda) \cos(\theta) d\Omega d\lambda \quad (\text{A.1})$$

De même, on peut définir une luminance spectrale incidente $P_{\lambda,\Omega}^{in}(\theta, \phi)$, de telle sorte à ce que la puissance élémentaire incidente par unité de surface $d^2 P^{in}$ (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$) soit

$$d^2 P^{in} = P_{\lambda,\Omega}^{in}(\theta, \phi, \lambda) \cos(\theta) d\Omega d\lambda \quad (\text{A.2})$$

Insistons sur le fait que l'intervention du cosinus dans la définition de la luminance n'est pas triviale. En fait, cette définition n'a pas réellement d'intérêt lorsqu'il s'agit simplement de faire un bilan radiatif sur une surface dS . Par contre, la luminance ainsi définie s'avère un outil puissant lorsqu'il s'agit de décrire la propagation de l'énergie entre différentes surfaces, bien que nous n'aborderons pas ce point ici.

Si la luminance émise est indépendante de la direction, la surface dS est dite **lambertienne** (c'est le cas d'un corps noir, par exemple). La puissance élémentaire $d^2 P^{em}$ diminue alors avec l'angle θ , selon une loi en $\cos(\theta)$.

Irradiance spectrale, exitance spectrale

L'exitance spectrale (ou émittance spectrale, *spectral radiant exitance/emittance* en anglais) émise $P_{\lambda}^{em}(\lambda)$ (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) caractérise l'énergie émise dans l'hémisphère 2π

à la longueur d'onde λ . L'irradiance spectrale $P_\lambda^{in}(\lambda)$ caractérise l'énergie incidente dans l'hémisphère 2π à la longueur d'onde λ . Par opposition, l'exitance spectrale est parfois appelée irradiance émise dans ce document.

Ces deux quantités sont reliées à la luminance et au flux la puissance élémentaire par unité de surface par ⁵

$$dP^{em} = P_\lambda^{em}(\lambda)d\lambda = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta)\cos(\theta)P_{\lambda,\Omega}^{em}(\theta, \phi, \lambda)d\theta d\lambda \quad (\text{A.3})$$

$$dP^{in} = P_\lambda^{in}(\lambda)d\lambda = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta)\cos(\theta)P_{\lambda,\Omega}^{in}(\theta, \phi, \lambda)d\theta d\lambda \quad (\text{A.4})$$

Pour une surface **lambertienne**, l'exitance est reliée à la luminance par $P_\lambda^{em}(\lambda) = \pi P_{\lambda,\Omega}^{em}(\lambda)$, c'est-à-dire avec θ et ϕ quelconques. Dans ce cas précis, on trouve parfois des écritures simplifiées de l'exitance

$$dP^{em,lambertian} = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta)\cos(\theta)P_{\lambda,\Omega}^{em}(\lambda)d\theta d\lambda = 2 \int_0^{\pi/2} \sin(\theta)\cos(\theta)P_\lambda^{em}(\lambda)d\theta d\lambda \quad (\text{A.5})$$

Irradiance totale, exitance totale

Naturellement, on peut aussi introduire une irradiance P_λ^{in} et une exitance P_λ^{em} totale (en W.m^{-2}), qui caractérisent respectivement l'énergie émise et incidente par unité de surface. Elles sont reliées aux quantités précédentes par :

$$P^{em} = \int_0^\infty P_\lambda^{em}(\lambda)d\lambda = \int_0^\infty d\lambda \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta)\cos(\theta)P_{\lambda,\Omega}^{em}(\theta, \phi, \lambda)d\theta \quad (\text{A.6})$$

$$P^{in} = \int_0^\infty P_\lambda^{in}(\lambda)d\lambda = \int_0^\infty d\lambda \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta)\cos(\theta)P_{\lambda,\Omega}^{in}(\theta, \phi, \lambda)d\theta \quad (\text{A.7})$$

Emissivité, absorptivité, loi de Kirchhoff

Il est souvent intéressant d'introduire l'émissivité $\epsilon_{\lambda,\Omega}$ et l'absorptivité $\alpha_{\lambda,\Omega}$ de la surface dS pour exprimer la quantité d'énergie émise et absorbée. En effet, les processus d'absorption et d'émission sont fondamentalement reliés du fait de la réversibilité des processus quantiques élémentaires. Ce couplage peut se traduire dans certaines situations par une relation entre l'émissivité et l'absorptivité. Ainsi, il est souvent commode d'exprimer la luminance spectrale absorbée $P_{\lambda,\Omega}^{abs}$ à partir de la luminance incidente par l'absorptivité angulaire spectrale $\alpha_{\lambda,\Omega}$ comme

$$\alpha_{\lambda,\Omega} \equiv \frac{P_{\lambda,\Omega}^{abs}}{P_{\lambda,\Omega}^{in}} \quad (\text{A.8})$$

De même, la luminance spectrale émise par un corps à l'équilibre thermique $P_{\lambda,\Omega}^{em}(T)$ peut être reliée à la luminance émise par un corps noir à la même température T , par l'émissivité

5. On rappelle que $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$.

angulaire spectrale $\epsilon_{\lambda,\Omega}$

$$\epsilon_{\lambda,\Omega} \equiv \frac{P_{\lambda,\Omega}^{em}(T)}{P_{\lambda,\Omega}^{bb}(T)} \quad (\text{A.9})$$

avec $P_{\lambda,\Omega}^{bb}(T)$ la luminance spectrale émise par corps noir à la température T . Cette dernière suit la loi de Planck [112]

$$P_{\lambda,\Omega}^{bb}(T, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{A.10})$$

avec h la constante de Planck, c la célérité de la lumière dans le vide, k la constante de Boltzmann.

On notera que cette définition de l'émissivité n'a de sens que si le corps est à l'équilibre thermique⁶, c'est-à-dire si les photons émis possèdent une unique température T , qui est aussi celle du corps qui émet le rayonnement. De plus, si le corps est rigoureusement en équilibre thermodynamique (toutes les espèces qui le composent sont en équilibre thermodynamique entre-elles), alors la **loi de Kirchhoff angulaire et spectrale** [112] s'applique

$$\alpha_{\lambda,\Omega} = \epsilon_{\lambda,\Omega} \quad (\text{A.11})$$

Cette loi n'est pas triviale, régulièrement sujette à débats dans la communauté scientifique⁷, et forte de conséquences. En particulier, elle impose que l'émissivité est une quantité inférieure ou égale à l'unité, ce qui justifie *a posteriori* sa définition à partir de la luminance d'un corps noir. Ce dernier apparaît alors comme un émetteur et un absorbeur parfait. Plusieurs contributions théoriques postérieures aux travaux de Kirchhoff ont mis en évidence plusieurs situations où la loi de Kirchhoff n'est pas valide :

- En champ proche [230]
- Pour les corps qui appartiennent à la catégorie des matériaux dits non-réciproques, c'est-à-dire qui brisent la symétrie par renversement du temps des équations de Maxwell dans la matière [231].
- Pour les corps qui présentent un gradient thermique (situation d'équilibre thermodynamique local (ETL), et non plus global) alors on peut distinguer deux cas : (1) le corps est opaque, la loi de Kirchhoff s'applique en prenant l'émissivité de la couche superficielle du matériau ; (2) le corps est semi-transparent (le rayonnement peut parcourir une distance bien plus grande que l'épaisseur caractéristique où le corps peut être considéré en ETL), il faut alors considérer le transfert radiatif et la loi de Kirchhoff localement, dans les différentes couches en équilibre thermodynamique. On notera bien que la notion d'opacité est dépendante de la longueur d'onde.
- Hors de l'équilibre thermodynamique. Dans le cas général, la loi de Kirchhoff ne s'applique pas. Cependant, il est possible de généraliser la loi de Kirchhoff pour des

6. Sinon, on ne sait pas quelle température choisir !

7. Consulter, par exemple, les différentes communications (controversées !) disponibles sur le web de Pierre-Marie Robitaille sur le sujet.

corps qui peuvent être traités comme un ensemble de sous-systèmes (ou espèces), chacun en équilibre thermodynamique mais pas en équilibre thermodynamique entre-eux [232]. C'est le cas par exemple des électrons et des trous dans un semi-conducteur excité, pour lesquels cette approche est utilisée depuis longtemps pour modéliser le phénomène de luminescence [109].

Par suite, il est également possible de définir une émissivité (hémisphérique) spectrale $\epsilon_{\lambda,\Omega}$ ainsi qu'une absorptivité (hémisphérique) spectrale α_λ . Si la loi de Kirchhoff précédemment définie est supposée vraie, alors cela implique directement l'égalité entre ces deux quantités ($\epsilon_{\lambda,\Omega} = \alpha_\lambda$) si l'émission/absorption est lambertienne (ou dans la situation très spécifique où le corps échange avec un corps noir à la même température [112]).

Enfin, il est possible de définir une émissivité totale ϵ ainsi qu'une absorptivité totale α . L'égalité entre ces deux quantités est assurée si l'émission/absorption est indépendante de la longueur d'onde (corps gris) ou que le corps échange avec un corps noir à la même température [112]. Il paraît évident que cette relation ne peut pas être vérifiée dans le cas général.

A propos de la polarisation

Notons que les considérations précédentes concernent un rayonnement non polarisé. Il est toutefois possible de généraliser la loi de Kirchhoff en prenant en compte ce paramètre supplémentaire [230] si cela s'avère nécessaire.

B - Fondements et modélisation du RSC des corps passifs

Introduction au rayonnement atmosphérique

Afin de pouvoir étudier l'échange radiatif d'un composant faisant face au ciel, il est primordial de bien connaître les sources radiatives en jeu, à savoir le rayonnement solaire et le rayonnement atmosphérique. Alors que le rayonnement solaire est largement documenté [21, 5, 223], les informations concernant le rayonnement atmosphérique restent relativement éparpillées dans la littérature. Les premières études détaillées datent seulement des années 1960 [233, 234].

Le rayonnement atmosphérique est le fruit de l'émission thermique (et de son absorption et diffusion) qui se produit dans les différentes couches atmosphériques, dont la nature (constituants, nuages) et les propriétés thermodynamiques (température, pression) sont extrêmement hétérogènes. La figure B.1 schématise les processus en jeu et l'évolution typique de la température de l'air en fonction de l'altitude. Indirectement, le rayonnement atmosphérique est également influencé par le rayonnement thermique du sol.

La majeure partie du rayonnement atmosphérique MIR reçu au sol provient des premiers 800-1600 m [84]. Dans cette région, la température de l'atmosphère est égale à la température ambiante T_a (température au sol). Par conséquent, le spectre d'émission atmosphérique est très similaire à celui d'un corps de température T_a ponctué de zones spectrales avec une émission plus ou moins prononcée. D'après la loi de Kirchhoff, les régions spectrales de forte émission sont aussi des régions où l'atmosphère absorbe le rayonnement terrestre ascendant. Inversement, dans les régions où l'émission est faible, qualifiées de "fenêtres de transparence", l'atmosphère laisse partiellement passer le rayonnement : l'échange radiatif se produit donc avec les hautes couches de l'atmosphère, plus froides, voire avec le fond cosmologique à 2,7 K.

Température effective : Partant du fait que la puissance rayonnée par l'atmosphère est inférieure à celle d'un corps rayonnant à l'ambiante, il est d'usage d'introduire une température efficace $T_{sky} \leq T_a$, appelée souvent température effective de l'atmosphère ou du ciel [74, 75]. Par définition, elle est reliée à l'irradiance totale (W.m^{-2}) reçue de l'atmosphère

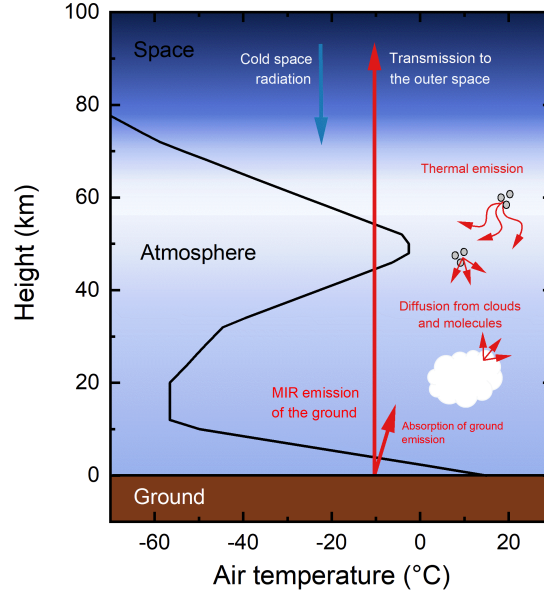


FIGURE B.1: Représentation schématiques des processus optiques en jeu dans le rayonnement thermique émis par l'atmosphère. L'évolution typique de la température avec l'altitude est également représentée selon l'atmosphère U.S. standard de 1976.

dans l'hémisphère 2π , notée P_{atm} , par

$$P_{atm} = \sigma T_{sky}^4 \quad (\text{B.1})$$

La température T_{sky} est donc la température correspondant à un corps noir émettant la puissance P_{atm} . Comme on peut le voir sur les figures 1.13a et 1.13b, la température du ciel est souvent largement inférieure à T_a ce qui suggère qu'un refroidissement important peut être obtenu avec le RSC. On pourrait d'ailleurs s'attendre à ce que cette température constitue la température la plus basse qu'un corps qui échange avec l'atmosphère peut atteindre. Ce n'est que rarement le cas car, comme nous allons le voir, cette description simple ne rend pas correctement compte de la dépendance spectrale et angulaire de l'échange radiatif.

Emissivité effective : Il est parfois commode d'introduire une émissivité effective (ou facteur d'émission⁸) de l'atmosphère $\epsilon_{atm}^{\vec{\Omega}, \lambda}$, de telle sorte que la luminance du rayonnement dans la direction $\vec{\Omega}$ et à la longueur d'onde λ s'exprime comme

$$P_{\lambda, \Omega, T_a}^{atm}(\theta, \lambda) = \epsilon_{\lambda, \Omega}^{atm}(\theta, \lambda) P_{\lambda, \Omega}^{bb}(\lambda, T_a) \quad (\text{B.2})$$

où $P_{\lambda, \Omega}^{bb}(\lambda, T_a)$ désigne la luminance spectrale du corps noir, qui nous le rappelons ne dépend pas de la direction $\vec{\Omega}$ ⁹. Le rayonnement atmosphérique présente essentiellement une dépendance à l'angle θ , seule cette variable angulaire apparaît dans les expressions.

8. On ne peut pas rigoureusement attribuer une émissivité thermique à l'atmosphère puisque son rayonnement n'est pas homogène en température!

9. Nous renvoyons le lecteur qui ne serait pas familier avec les quantités radiométriques utilisées pour décrire les échanges radiatifs à l'annexe A.

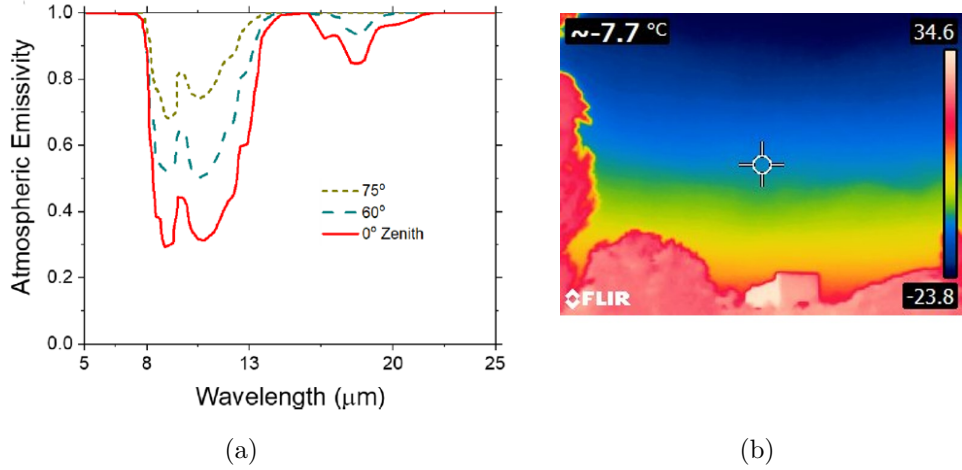


FIGURE B.2: (a) Evolution de l'émissivité atmosphérique avec l'angle d'élévation [70]; (b) Cliché thermique du ciel par temps clair et proche de l'horizon, prise sur du campus de la Doua avec une caméra infrarouge *FLIR*, montrant la dépendance angulaire du rayonnement atmosphérique (la température affichée est proportionnelle à la puissance thermique reçue dans la direction d'observation).

A priori, cet "artifice de calcul" ne fait que déplacer la difficulté vers l'estimation de $\epsilon_{\lambda, \Omega}^{atm}$ plutôt que de la luminance directement. Dans une certaine mesure, cet écriture permet de faciliter l'interprétation des bilans radiatifs. En faisant l'hypothèse très répandue [72, 235, 106], quoique souvent implicite, que la quantité $\epsilon_{\lambda, \Omega}^{atm}$ ne dépend pas de la température ambiante¹⁰, le rayonnement atmosphérique peut être décrit plus simplement dans les modèles.

Dans certains cas, il est également pratique de définir une émissivité hémisphérique spectrale ϵ_{λ}^{atm} , voire une émissivité hémisphérique totale ϵ^{atm} , qui finalement porte la même information que la température effective du ciel. Tous ces émissivités sont reliées entre-elles

$$\epsilon^{atm} \sigma T_a^4 = \int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda}^{atm}(\lambda) P_{\lambda}^{bb}(\lambda, T_a) d\lambda = 2\pi \int_0^{\infty} d\lambda \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) \cos(\theta) \epsilon_{\lambda, \Omega}^{atm}(\theta, \lambda) P_{\lambda, \Omega}^{bb}(\lambda, T_a) d\theta \quad (B.3)$$

avec $P_{\lambda}^{bb}(\lambda, T_a)$ l'exittance spectrale du corps noir.

Dépendance angulaire : La dépendance à l'angle θ traduit le fait que la luminance augmente proche de l'horizon. Pour s'en convaincre, on peut voir que les images thermiques de la figure B.2b présentent un gradient lorsque la caméra pointe vers le ciel. Grâce à une approximation utilisée pour la première fois dans le cadre du travail théorique de Granqvist *et al.* [72], et qui est presque systématiquement utilisée dans la littérature de nos jours, la dépendance angulaire est calculée à partir de l'émissivité atmosphérique zénithale ($\theta = 0$)

$$\epsilon_{\lambda, \Omega}^{atm}(\theta, \lambda) = 1 - [1 - \epsilon_{\lambda, \Omega}^{atm}(0, \lambda)]^{1/\cos \theta} \quad (B.4)$$

La figure B.2a montre l'évolution de l'émissivité spectrale avec l'angle selon cette relation.

Bien que très pratique, la validité de cette approximation est toutefois discutable. Tout

¹⁰. Rigoureusement, elle dépend à chaque instant de l'ensemble de la composition atmosphérique, et donc potentiellement de la température ambiante de façon indirecte.

d'abord, elle suppose implicitement l'utilisation de loi de Kirchhoff, valide uniquement à l'équilibre thermodynamique, pour relier l'émissivité à la transmittance τ_{atm} de l'atmosphère

$$\epsilon_{\lambda,\Omega}^{atm}(\theta, \lambda) = 1 - \tau_{\lambda,\Omega}^{atm}(\theta, \lambda) \quad (\text{B.5})$$

En second lieu, la dépendance angulaire de la transmittance est évaluée en modélisant l'atmosphère comme une couche plane (et non sphérique) pour faire apparaître une dépendance cosinusoidale [72]

$$\tau_{\lambda,\Omega}^{atm}(\theta, \lambda) = \tau_{\lambda,\Omega}^{atm}(0, \lambda)^{1/\cos\theta} \quad (\text{B.6})$$

Partant de la première constatation, le très récent travail de Mandal *el al.* [236] a montré que cette approximation était à l'origine d'une légère surestimation de l'intensité du rayonnement.

Autres facteurs de variabilité : Dans des conditions de ciel clair, les principaux facteurs d'absorption atmosphérique sont la vapeur d'eau (H_2O), le dioxyde de carbone (CO_2) et l'ozone (O_3). Les aérosols peuvent aussi affecter les spectres d'absorption infrarouge [85], ce qui limite potentiellement le bénéfice du RSC dans les villes. La vapeur d'eau étant la principale source d'absorption, le spectre atmosphérique est fortement dépendant au niveau d'humidité. La présence de vapeur d'eau affecte notamment la transparence dans la fenêtre 8-13 μm , ce qui rend le RSC moins efficace dans les climats humides [70].

Dans des conditions nuageuses, le refroidissement radiatif est fortement affecté. Naturellement, cela provient de la teneur en H_2O des nuages mais également de paramètres plus complexes tels que leur nature, leur épaisseur, ou leur répartition spatiale [70]. Il est parfois avancé que le RSC ne fonctionne pas du tout en présence de nuages. Certes, ils rendent l'atmosphère moins transparente, mais des campagnes de mesure montrent que la température du ciel reste souvent inférieure à la température ambiante même lorsque la couverture nuageuse est totale (Figure 1.13b). Même dans le pire des scénarios (par exemple en présence de brouillard), l'atmosphère se comporte comme un corps noir à T_a [237, 70].

Modélisation du RSC d'un corps passif

Quand il s'agit de prédire la température d'un système échangeant avec l'atmosphère, l'approche de modélisation généralement adoptée consiste à évaluer son bilan thermique. Dans la mesure où le système est en équilibre thermodynamique, le bilan s'exprime comme [70, 71]

$$P_{net} = P_{em} - P_{atm} + P_{con} - P_{sun} \quad (\text{B.7})$$

où P_{em} désigne l'émission thermique, P_{atm} le rayonnement atmosphérique absorbé, P_{con} l'échange par convection/conduction, P_{sun} le rayonnement solaire absorbé. La température en régime stationnaire peut alors être calculée en trouvant T tel que $P_{net}(T) = 0$ comme

l'exige la loi de conservation de l'énergie. À partir de là, l'étape suivante consiste à modéliser les différents termes qui apparaissent dans l'équation B.7. Ici, il devient crucial de bien choisir le modèle permettant de décrire l'échange radiatif afin de calculer T avec précision. Les différents modèles sont présentés ici et là dans la littérature, mais l'information est assez éparpillée et les hypothèses de calcul ne sont pas toujours clairement énoncés.

Nous présentons ici les modèles qui permettent d'établir le bilan thermique d'un corps passif échangeant avec l'atmosphère. Grâce à un outil de simulation développée sous COMSOL qui permet de résoudre ce bilan thermique, nous comparons la température T obtenue dans les différents cas. Nous considérons le cas limite où l'échange est purement radiatif mais aussi l'influence de la convection/conduction et de l'absorption du rayonnement solaire. Par exemple, nous verrons comment ces derniers conditionnent les propriétés optiques qui permettent d'abaisser la température T au maximum. L'objectif de ce travail est double : (1) introduire de manière synthétique les fondements de la modélisation de l'échange thermique avec l'atmosphère ; (2) mettre en évidence quelques résultats génériques concernant le RSC, en vue de guider le développement de modèles spécifiques aux cellules et modules PV. Comme le montre le chapitre 2, l'équation B.7 doit être généralisée pour décrire le bilan thermique de systèmes actifs comme les cellules solaires.

Bilan hémisphérique

L'approche la plus simple pour modéliser le RSC consiste à réaliser un bilan de puissance rayonné et émis dans tout l'hémisphère et selon toutes les longueurs d'ondes. En supposant un corps plan pour lequel le bilan radiatif est régi par le seul échange avec l'atmosphère, et qui se comporte comme un corps gris isotrope, on a [112]

$$P_{net} = \epsilon\sigma(T^4 - \epsilon_{atm}T_a^4) \quad (\text{B.8})$$

où ϵ est l'émissivité hémisphérique du corps considéré. Dans ce cas simple, la température d'équilibre (température telle que $P_{net} = 0$) est donc égale à la température effective du ciel $T_{sky} = (\epsilon^{atm}T_a^4)^{\frac{1}{4}}$ quelle que soit l'émissivité ϵ . En présence de convection et de rayonnement solaire, la valeur de ϵ n'est plus anodine. Dans ce cas, le bilan thermique devient

$$P_{net} = \epsilon\sigma(T^4 - \epsilon^{atm}T_a^4) + h(T - T_a) - P_{sun} \quad (\text{B.9})$$

avec h le coefficient d'échange convectif. Ici, l'absorption solaire est modélisée par une simple constante algébrique qui n'est pas liée à l'émission thermique en faisant l'hypothèse raisonnable que les gammes spectrales de l'absorption/émission MIR et du rayonnement solaire ne se recoupent pas. Ce faisant, la quantité ϵ désigne implicitement l'émissivité thermique dans la gamme MIR uniquement.

La figure B.3 montre l'équation B.9 résolue pour différentes valeurs de h , P_{sun} et ϵ . Dans le cas où $P_{sun}=0$ et $h=0$, la résolution numérique montre bien que le corps s'équilibre à la température du ciel (T_{sky} fixée arbitrairement à -5°C dans le cas présent), indépendamment

de la valeur de l'émissivité ϵ .

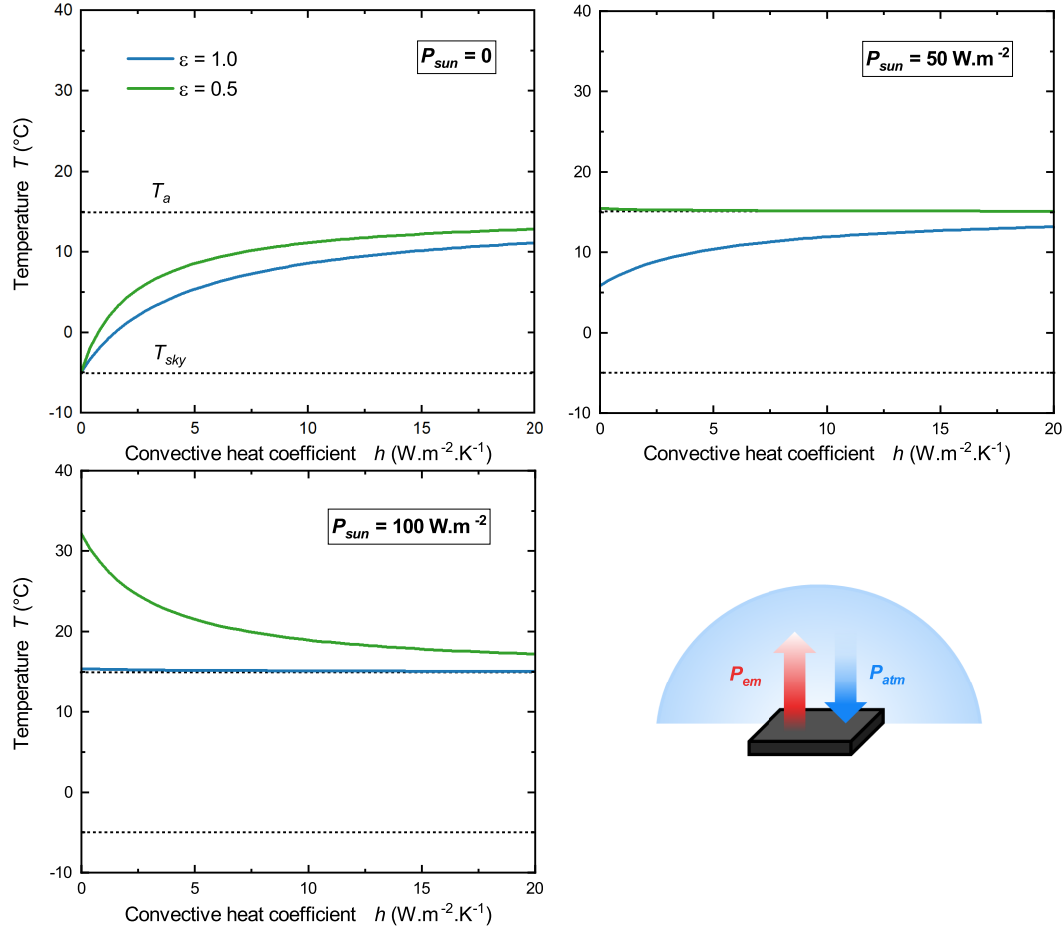


FIGURE B.3: Simulation de la température d'équilibre d'un corps passif faisant face au ciel, dans le cas où l'échange radiatif est modélisé à partir d'un bilan hémisphérique. La température est représentée en fonction du niveau de convection h , et dans différents scénarios d'absorption solaire P_{sun} et d'émissivité hémisphérique ϵ .

En tenant compte de la convection ($P_{sun}=0, h \neq 0$), celle-ci agit comme une source de chaleur pour $T_{sky} < T < T_a$ et donc la température s'équilibre dans cette gamme. De toute évidence, une émissivité plus élevée impliquera toujours une température plus faible dans ce cas. Si l'absorption solaire est également présente ($P_{sun} \neq 0, h \neq 0$), il est intéressant de voir que le régime sub-ambient ($T < T_a$) n'est pas toujours atteint. En effet, ce régime peut être atteint seulement si la condition $P_{net}(T_a) > 0$ est vérifiée, soit en utilisant l'équation B.9

$$\epsilon\sigma T_a^4(1 - \epsilon^{atm}) - P_{sun} > 0 \quad (\text{B.10})$$

Cette condition nous apporte trois informations importantes : (1) La convection n'influe pas sur le régime de température atteint ; (2) Le régime de température sub-ambient est favorisé par une faible émissivité atmosphérique et une faible la puissance solaire absorbée ; (3) Moins intuitivement, le régime sub-ambient est plus simple à atteindre lorsque la température ambiante est élevée¹¹. Dans le cas sub-ambient, la convection agit de nouveau comme une

11. Ce résultat est en fait un peu atténué par le fait que l'émissivité ϵ_{atm} admet une légère dépendance

source alors que dans le régime sur-ambient ($T > T_a$) elle refroidit le système.

En résumé, lorsque le système d'intérêt se prête à un bilan hémisphérique total (corps gris et isotrope), cela implique les points suivants :

- La température d'équilibre est limitée par la température du ciel
- Le fonctionnement en régime sub-ambient ou sur-ambient dépend de l'ensemble des paramètres du bilan thermique sauf de h , dont l'influence dépend du régime atteint (favorable en régime sur-ambient, défavorable en régime sub-ambient)
- Si le but est d'abaisser la température au maximum, alors l'émissivité ϵ doit être la plus élevée possible quel que soit le scénario

Bilan spectral

Si le corps rayonnant ne se comporte pas comme un corps gris, il est nécessaire de différentier le bilan hémisphérique spectralement. En introduisant une émissivité spectrale ϵ^λ le bilan devient

$$P_{net} = \int_0^\infty \epsilon_\lambda(\lambda)[P_\lambda^{bb}(\lambda, T) - \epsilon_\lambda^{atm}(\lambda)P_\lambda^{bb}(\lambda, T_a)]d\lambda + h(T - T_a) - P_{sun} \quad (\text{B.11})$$

avec $\epsilon_\lambda^{atm}(\lambda)$ calculé à partir des relations B.3 et B.4 d'après le spectre d'émissivité de la figure 1.12 (dans ce cas, la température du ciel est de 3,9 °C).

Comme attendu, on peut voir sur la figure B.4 que la température d'équilibre est identique à celle obtenue avec un bilan hémisphérique ($T = T_{sky}$ lorsque $P_{sun} = 0$ et $h = 0$) si l'émissivité spectrale est constante sur toute la gamme d'émission/absorption MIR (profil large bande, $\epsilon_\lambda(\lambda) = 1$ lorsque pour $\lambda > 4 \mu\text{m}$, 0 sinon). Le comportement est différent si le profil d'émissivité ϵ admet une dépendance spectrale, en particulier si profil est sélectif, c'est-à-dire avec une émissivité égale à 1 dans la fenêtre 8-13 μm et nulle en dehors. En premier lieu, on voit que la température d'équilibre est bien inférieure à T_{sky} dans le cas où $P_{sun}=0$ et $h=0$. Ceci provient du fait que dans ce cas le bilan thermique reste positif ($P_{net} > 0$) pour des températures bien en-deçà de l'ambiante, car l'échange radiatif est alors spectralement limité à une gamme où le rayonnement atmosphérique est très faible.

En présence de convection ($P_{sun}=0, h \neq 0$), la température est alors bornée entre une température minimale inférieure à T_{sky} et la température ambiante. Cette température limite dépend elle-même du profil d'émissivité. Néanmoins, le profil sélectif rend le système plus sensible à l'effet de la convection et de l'absorption solaire. Ainsi, le profil sélectif conduit à une température élevée lorsque la convection dépasse une certaine limite et la puissance solaire également. Lorsque $P_{sun} \neq 0$, on voit notamment qu'un profil non-sélectif (ou profil large bande type corps noir) permet en général un bien meilleur refroidissement. De manière générale, le profil sélectif est plus performant uniquement dans le régime sub-

à la température ambiante d'après la définition B.3 (quand bien même l'émissivité $\epsilon_{atm}^{\vec{\Omega}, \lambda}$ ne dépend pas de T_a).

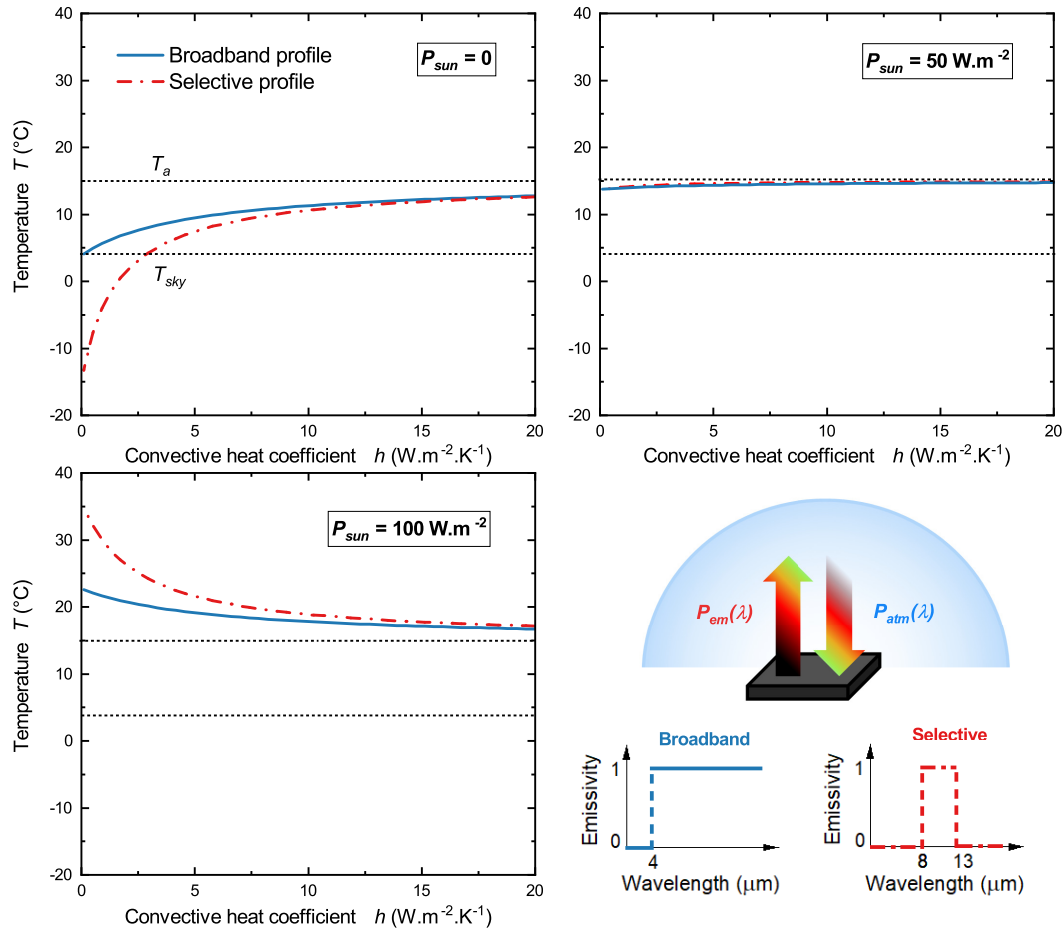


FIGURE B.4: Simulation de la température d'équilibre d'un corps passif faisant face au ciel, dans le cas où l'échange radiatif est modélisé à partir d'un bilan spectral. La température est représentée en fonction du niveau de convection h , et dans différents scénarios d'absorption solaire P_{sun} et d'émissivité spectrale ϵ_λ . Les profils dits sélectifs et à large bande sont également schématisés.

ambient. Or, le régime atteint dépend lui-même du profil d'émissivité. Pour des h et P_{sun} donnés, le choix d'un profil sélectif d'un profil large bande n'est donc pas du tout trivial.

Lorsqu'un bilan radiatif spectral est utilisé (applicable si l'émission du corps est isotrope), les principaux messages sont les suivants :

- Grâce à la sélectivité spectrale, la température d'équilibre peut être inférieure à celle du ciel
- Un profil d'émissivité sélectif permet d'atteindre des températures plus basses qu'un profil large bande, à condition de pouvoir opérer dans le régime sub-ambient
- Le choix d'un profil sélectif ou d'un profil large bande n'est cependant pas trivial car le régime de température atteint dépend de tous les paramètres du bilan thermique (hormis h), dont le profil d'émissivité lui-même : une résolution du bilan thermique est nécessaire pour trancher
- Si le profil large bande ne permet pas d'atteindre le régime sub-ambient alors le profil sélectif non plus, car ce dernier augmente la sensibilité à la convection et à l'absorption solaire, ce qui constitue donc une condition nécessaire (mais pas suffisante) pour

privilégier le profil sélectif

Bilan spectral et angulaire

Dans le cas le plus général¹², le bilan thermique nécessite de passer par l'émissivité spectrale et angulaire du corps $\epsilon_{\lambda,\Omega}$

$$P_{net} = 2\pi \int_0^\infty d\lambda \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta \epsilon_{\lambda,\Omega}(\lambda, \theta) [P_{\lambda,\Omega}^{bb}(\lambda, T) - \epsilon_{\lambda,\Omega}^{atm}(\lambda, \theta) P_{\lambda}^{bb}(\lambda, T_a)] d\theta + h(T - T_a) - P_{sun} \quad (\text{B.12})$$

De nouveau, la figure B.5 montre la température d'équilibre dans différents scénarios. Du fait de la plus grande transparence de l'atmosphère près du zénith, restreindre angulairement l'émissivité $\epsilon_{\lambda,\Omega}$ permet dans certains cas d'atteindre des températures plus basses qu'avec un profil sélectif. Cependant, cela rend l'échange radiatif encore plus sensible aux transferts non-radiatifs, de sorte que cette approche conserve un intérêt pour de très faibles niveaux de convection et d'absorption solaire. Nous voyons notamment que si le profil sélectif (et isotrope) est moins efficace que le profil large bande (et isotrope) alors le profil angulaire sélectif aussi. Même dans le régime sub-ambient, ce dernier est même parfois moins efficace que le profil large bande.

Si un bilan radiatif spectral et angulaire (toujours applicable) est nécessaire pour décrire les échanges thermiques, alors :

- Avec à la restriction angulaire, la température d'équilibre peut être encore inférieure à celle obtenue avec un profil sélectif isotrope
- De nouveau, le choix d'un profil sélectif isotrope ou non-isotrope n'est pas trivial car ce choix dépend de tous les paramètres du bilan thermique (hormis h), dont le profil d'émissivité lui-même : une résolution du bilan thermique est nécessaire pour trancher
- La restriction angulaire augmente la sensibilité à la convection et à l'absorption solaire, or le régime sub-ambient doit être atteint pour profiter de celle-ci :
- Une condition nécessaire (mais pas suffisante) pour privilégier un profil sélectif et non-isotrope à un profil sélectif isotrope est que ce dernier permet d'atteindre le régime sub-ambient, car la restriction angulaire augmente la sensibilité à la convection et à l'absorption solaire

La question du profil d'émissivité idéal

Les sections précédentes ont permis de comparer les différentes approches pour modéliser l'échange radiatif avec l'atmosphère. Cette analyse pose notamment la question du profil d'émissivité idéal pour refroidir un système. En effet, nous avons montré que, dans certains cas, une sélectivité spectrale¹³ et une restriction angulaire de l'émissivité peuvent abaisser

12. Il n'est pas nécessaire d'introduire un bilan dépendant de l'état de polarisation car le rayonnement atmosphérique est considéré comme non polarisé.

13. Notons que nous n'avons étudié que deux profils d'émissivité spectraux : un profil large bande et un profil sélectif. Ce sont les deux profils généralement présentés comme "idéaux" dans la littérature. Nous ne

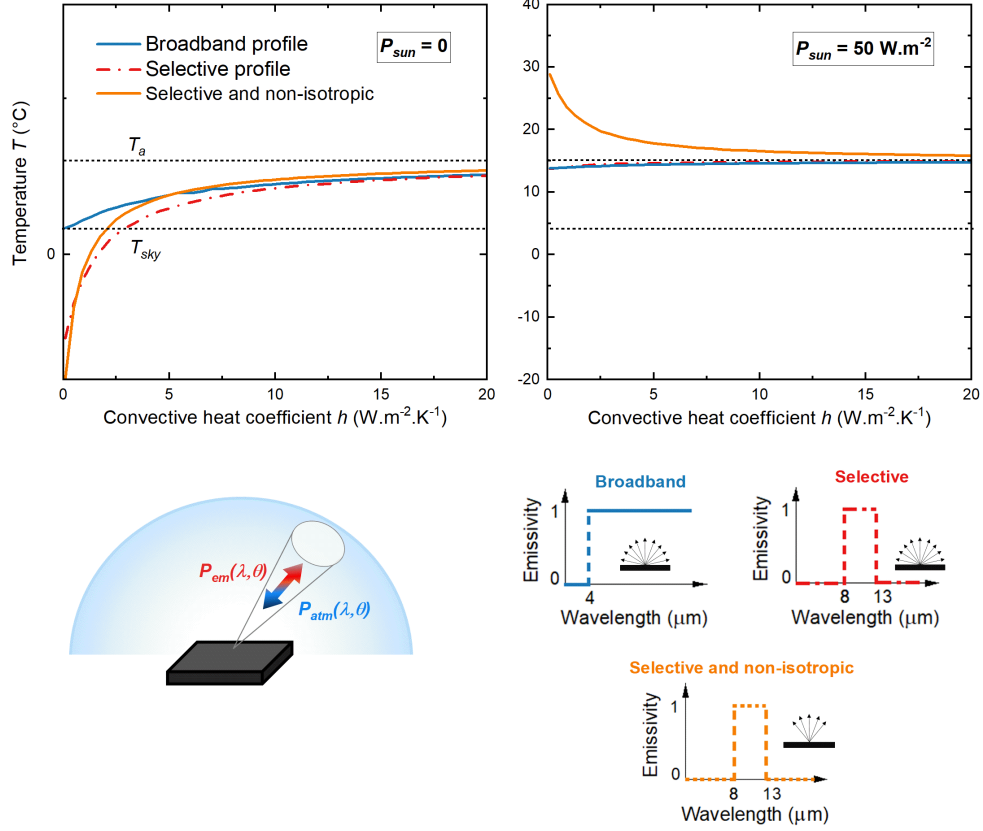


FIGURE B.5: Simulation de la température d'équilibre d'un corps passif faisant face au ciel, dans le cas où l'échange radiatif est modélisé à partir d'un bilan spectral. La température est représentée en fonction du niveau de convection h , et dans différents scénarios d'absorption solaire P_{sun} et d'émissivité spectrale et angulaire $\epsilon_{\lambda, \Omega}$. La dépendance angulaire et spectrale des différents profils également schématisés.

la température davantage qu'un profil large bande (avec une émission isotrope). Naturellement, cela est possible uniquement en présence de la fenêtre de transparence atmosphérique, mais cela dépend aussi des transferts non-radiatifs en présence et du profil d'émissivité lui-même. La réponse à la question n'est donc triviale. Elle doit être adressée pour chaque système en prenant notamment en compte les échanges thermiques qui se produiront dans les conditions environnementales visées. Pour les dispositifs comme les panneaux PV qui sont amenés à fonctionner dans des conditions très variées, il est particulièrement important d'aborder cette question avec soin.

rentrerons pas dans le détail, mais il est possible de montrer que plus la restriction spectrale est forte, plus la température peut être abaissée lorsque l'échange est purement radiatif ($h = 0$ et $P_{sun} = 0$). En effet, dans la limite où le profil d'émissivité est un Dirac centré sur λ_0 , le bilan radiatif B.11 devient

$$P_{net} = P_{\lambda}^{bb}(\lambda_0, T) - \epsilon_{\lambda}^{atm}(\lambda_0)P_{\lambda}^{bb}(\lambda_0, T_a) \quad (\text{B.13})$$

Ainsi, la température minimum atteignable est la plus petite température pour laquelle ce bilan est nul avec λ_0 fixé. Il est donc possible d'atteindre des températures plus basses qu'avec le profil sélectif (limité à la fenêtre de transparence). Néanmoins, ce type de profil extrêmement optimisé est aussi très peu robuste aux variations des conditions environnementales, et a donc peu d'intérêt en pratique. Un article récent sur le sujet arrive à la même conclusion [238].

C - Le modèle de Shockley-Queisser et l'équation de diode

La caractéristique courant-tension $J(V)$ d'un convertisseur PV à monojonction calculée par Shockley et Queisser [108] a été obtenue en supposant que : (1) ce dernier en équilibre thermique avec un corps noir environnant, dont le rayonnement s'ajoute à celui du solaire ; (2) l'approximation de Boltzmann est valide ($qV \gg kT$).

Moyennant ces hypothèses, la caractéristique courant-tension se résume alors à une équation l'équation de diode sans pertes résistives. En effet, en posant $\Phi_{in}(E) = \Phi_{in}^{sun}(E) + \Phi_{in}^{bb}(E, T)$ dans l'équation 2.1 il vient

$$\begin{aligned} J &= q \int_{E_g}^{\infty} (\Phi_{in}^{sun}(E) + \Phi_{in}^{bb}(E, T) - \phi_{em}(E, T, V)) dE \\ &= J_{gen} + q \int_{E_g}^{\infty} (\Phi_{in}^{bb}(E, T) - \phi_{em}(E, T, V)) dE \\ &= J_{gen} + q \frac{1}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \int_{E_g}^{\infty} \left(\frac{E^2}{\exp[E/kT] - 1} - \frac{E^2}{\exp[(E - qV)/kT] - 1} \right) dE \end{aligned} \quad (C.1)$$

En utilisant maintenant l'approximation de Boltzmann, cette expression devient

$$\begin{aligned} J &\simeq J_{gen} - q \frac{1}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \int_{E_g}^{\infty} \frac{E^2}{\exp[E/kT]} dE \times (\exp[qV/kT] - 1) \\ J &\simeq J_{gen} - J_0^{rad}(T) (\exp[qV/kT] - 1) \end{aligned} \quad (C.2)$$

avec $J_0^{rad}(T)$ un courant de saturation radiatif.

Ces approximations, qui ne sont nullement imposées par le principe du bilan détaillé, permettent simplement de ramener la caractéristique $J(V)$ à sa forme usuelle, avec notamment un courant de court-circuit nul sous obscurité (i.e. sans rayonnement solaire).

En toute rigueur, elles limitent cependant sa validité du modèle aux faibles températures et à une situation où le rayonnement atmosphérique correspond à celui d'un corps noir avec une température égale à la température de la cellule. Par conséquent, bien que l'erreur reste faible en pratique dans la gamme de température explorée dans cette thèse (figure C.1), nous préférons l'approche la plus générale. Un autre avantage de l'approche plus générale est qu'elle permet d'étudier les systèmes dits thermoradiatifs, tel que des cellules "photovoltaïques" qui génèrent de l'électricité la nuit [239].

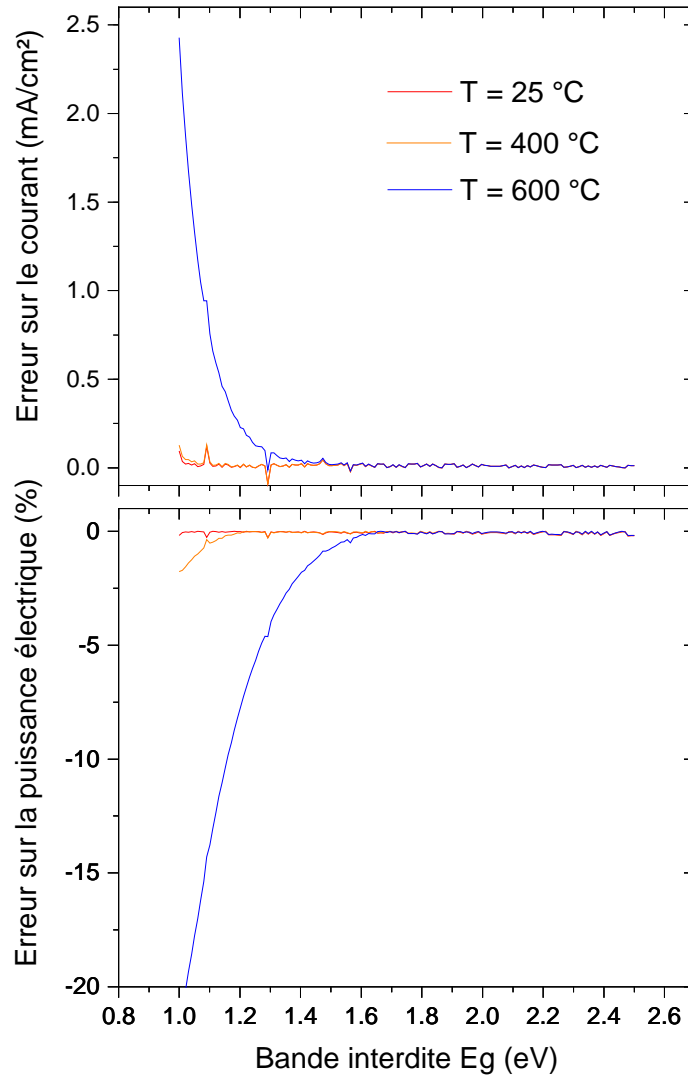


FIGURE C.1: Erreur absolue sur courant de court-circuit (haut) et erreur relative sur la puissance électrique (bas) en utilisant l'approche originale Shockley-Queisser plutôt que l'approche générale.

D - Réévaluation des constantes optiques du silicium dopé

Compte-tenu de l'importance du silicium dans l'émissivité des cellules et des modules, notamment dans la gamme PAR, il semble indispensable d'alimenter les simulations avec des constantes optiques de qualité. Ces dernières doivent notamment rendre compte du niveau de dopage, ce dernier pouvant varier de plusieurs ordres de grandeur dans l'émetteur ou le BSF. L'effet possible de la température mérite également d'être investigué car, pour les semi-conducteurs, il est connu que la température affecte le mécanisme d'absorption par les porteurs libres [240]. Dans cette annexe, nous réévaluons les modèles actuels pour couvrir l'ensemble de la gamme PV-PAR-MIR tout en prenant l'influence du dopage (pour un dopage au bore ou au phosphore) et de la température en compte. Le modèle est validé grâce à des mesures d'émissivité [241] réalisées en collaboration avec le CETHIL (Centre d'énergétique et de thermique de Lyon).

Données expérimentales et modèles actuels

Alors que les constantes optiques sont bien documentées dans la gamme PV [147, 148, 242] et le proche infrarouge [204], les données et modèles disponibles au-delà posent problème. Les mesures expérimentales existantes concernent presque exclusivement le silicium non dopé [243, 244, 245, 155]. Une concaténation des différentes mesures est disponible sur la figure D.1. En ce qui concerne la dépendance au niveau de dopage, seul le jeu de données de Schumman *et al.* [134] semble à ce jour disponible. Outre la mauvaise qualité de ces données anciennes, aucune donnée n'est disponible pour les dopages supérieurs à 10^{19} cm^{-3} . L'effet de la température n'est pas non plus traité dans ces travaux.

Par commodité et soucis de justesse, il semble d'ailleurs préférable de disposer d'un modèle plutôt que de données pour rendre compte du gradient de dopage dans les cellules. Il en va de même pour décrire les variations continues de température. Le seul modèle qui, en principe, répond complètement à notre besoin est celui proposé en 2006 par Fu et Zhang [150]. Or, ce dernier n'est pas en accord avec les mesures expérimentales pour les forts dopages. Conscients de cet écueil, les mêmes auteurs ont développé en 2010 un modèle spécifique aux forts dopages [149]. Néanmoins, ce modèle n'adresse plus l'ensemble de la gamme PV-PAR-MIR ni ne rend compte de l'effet de la température. Sa validation

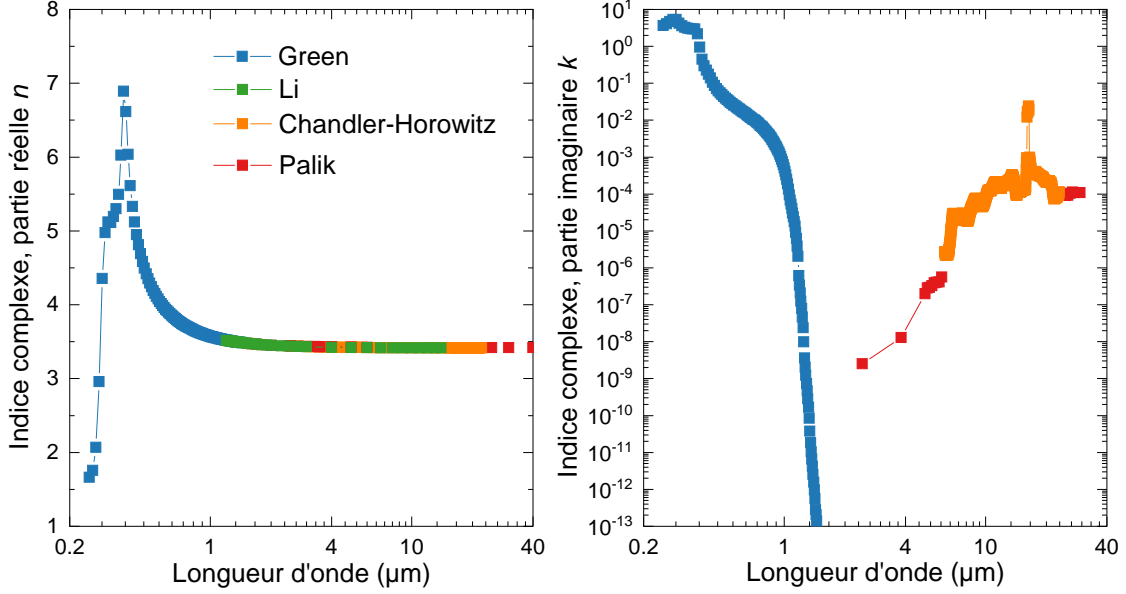


FIGURE D.1: Concaténation des principales sources expérimentales concernant les constantes optiques du silicium non dopé [243, 244, 245, 155].

expérimentale nous semble également à revoir.

Constantes optiques du silicium : réévaluation de la dépendance à la température et au dopage dans les gammes PAR et MIR

La forme générale de l'indice complexe du silicium

En supposant un faible niveau de défauts ou d'impuretés, les constantes optiques du silicium sur la gamme PV-PAR-MIR découlent de trois mécanismes d'interaction lumière-matière [240] : 1) la photogénération de paires électron-trou (autrement dit, les transitions bande à bande ou inter-bande) ; 2) l'interaction avec le réseau cristallin (phonons) ; 3) l'interaction avec les porteurs libres (transitions intra-bandes). Dans la gamme PV, la principale contribution est due aux transitions bande à bande. Au-delà de la bande interdite, les deux autres interactions sont à l'œuvre. Si les porteurs libres sont présents en quantité suffisante, en raison du dopage ou de la température, alors l'absorption dans cette gamme s'en trouve modifiée.

De manière générale, la permittivité complexe du silicium ϵ peut être exprimée comme la somme des permittivités de ces différents processus [155]

$$\epsilon = \epsilon_{bb} + \epsilon_L + \epsilon_{fc} \quad (\text{D.1})$$

avec ϵ_{bb} la contribution bande à bande, ϵ_L celle du réseau cristallin et ϵ_{fc} celle des porteurs libres. Connaissant la permittivité, l'indice complexe \underline{n} , et donc les constantes optiques n et k peuvent être obtenues grâce à la relation

$$\sqrt{\epsilon} = \underline{n} = n + ik \quad (\text{D.2})$$

À partir de là, l'objectif ultime est de disposer d'un sous-modèle pour chaque contribution qui tienne compte à la fois de la température et du dopage. En suivant la démarche initiée par Fu et Zhang [150], une approche semi-empirique semble pertinente. Pour le mécanisme bande à bande ϵ_{bb} , des paramétrisations bien établies sont disponibles. Dans ce travail, nous avons choisi celle de Green [147]. Pour la contribution du réseau cristallin ϵ_L , les données expérimentales sont consistantes entre les publications : une concaténation de ces dernières permet d'obtenir ϵ_L (figure D.1). Le principal verrou réside dans la détermination de la contribution des porteurs libres ϵ_{fc} , car elle dépend fortement de la température et du dopage.

Le modèle de Drude pour décrire la contribution des porteurs libres

La relation la plus simple pour décrire la contribution des porteurs libres est le modèle de Drude. Dans cette vision classique des interactions lumière-matière, les électrons et les trous sont traités comme un gaz de particules indépendantes. Dans la limite où un seul type de porteur de charge est présent, la dépendance spectrale de la permittivité s'exprime alors comme [149, 240]

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau} \quad (\text{D.3})$$

où ω est la pulsation, ϵ_∞ est la valeur limite de la fonction diélectrique aux hautes fréquences (dans le modèle général, décrit par l'équation D.2, cette dernière est contenue dans les termes ϵ_{bb} et ϵ_L), ω_p la pulsation plasma, et τ le temps caractéristique entre deux collisions subies par le porteur de charge en question (aussi appelé temps de relaxation). Développé initialement pour les métaux, ce modèle est largement employé pour modéliser les porteurs libres dans les semiconducteurs dopés [246, 247]. Nous nous proposons ici de vérifier sa validité, puis de le relier à la température et au niveau dopage.

En premier lieu, on peut se demander si ce modèle simple est approprié pour couvrir la large gamme de niveaux de dopage et de longueurs d'ondes impliqués dans notre problème. Pour apprécier sa pertinence, nous commençons par comparer l'émissivité de différentes plaquettes de c-Si fortement dopées (résistivité $\rho \approx 0,01 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$) avec l'émissivité simulée à partir d'un modèle de Drude. Les résultats sont représentés sur la figure D.2. Superposé aux mesures, nous avons simulé l'émissivité des plaquettes grâce à un modèle de Drude et la méthode *RCWA*. En ajustant les paramètres ω_p et τ , nous voyons qu'il est possible d'ajuster fidèlement le modèle aux données expérimentales, et ce, avec un temps de relaxation qui correspond à l'ordre de grandeur attendu (10^{-15} - 10^{-13} s [150]).

Compte-tenu de la grande gamme de longueurs d'ondes en jeu et que le modèle de Drude ne repose que sur deux paramètres d'ajustement, ce premier résultat constitue un argument fort (et une condition nécessaire !) pour poursuivre sur la base d'un modèle de Drude. Nous reviendrons sur ces éventuelles limites à la fin de cette analyse.

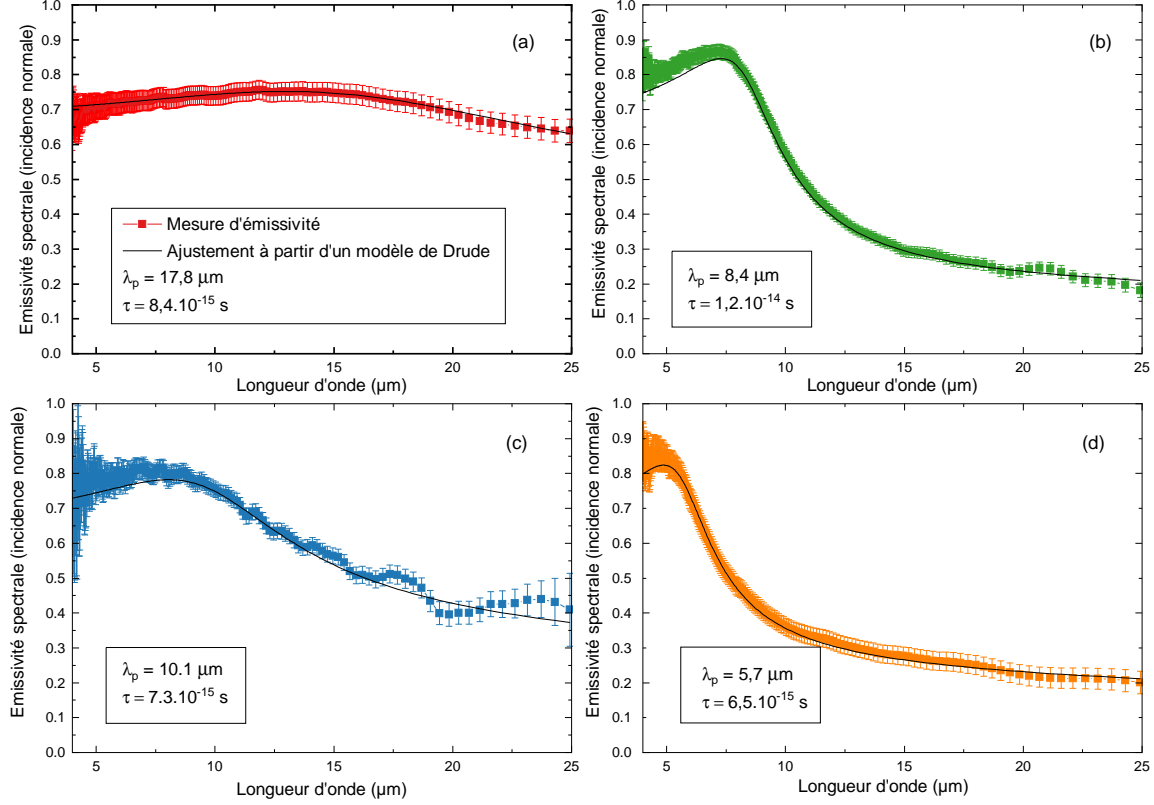


FIGURE D.2: Mesures d'émissivité (incidence normale, température ambiante) réalisées sur différents substrats plan de c-Si fortement dopés : (a) type p (100) ; (b) type n (100) ; (c) type p (211) ; (d) type p (111). L'émissivité de ces substrats a également été simulée (traits noirs) à partir d'un modèle de Drude pour décrire les constantes optiques du silicium. Les paramètres ω_p ($\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$) et τ du modèle de Drude ont été ajustés afin de correspondre au mieux aux données. Les différents échantillons s'étant avérés opaques en raison de leur fort dopage, l'émissivité correspond à celle de l'interface air-silicium [131].

Lien avec la température et le niveau de dopage

L'étape suivante consiste à relier les paramètres ω_p et τ du modèle de Drude aux quantités physiques d'intérêt, à savoir la température T , et le niveau de dopage, à savoir la concentration des atomes donneurs N_d et accepteurs N_a placés en site substitutionnel (et non de la densité de dopants actifs directement).

Pour commencer, supposons pour simplifier que les électrons sont les seuls porteurs de charge en présence. Les quantités ω_p et τ peuvent être liés aux paramètres internes du silicium par les relations [248]

$$\omega_p = \sqrt{N(N_d, T)q^2}/(\epsilon_0 m_e^*) \quad (D.4)$$

$$\tau = m_e^* \mu_e(N_d, T)/q \quad (D.5)$$

avec N la densité d'électrons libres, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, m_e^* la masse effective des électrons (considérée égale à 0,27 fois la masse de l'électron [150] dans ce travail), μ_e la mobilité des électrons. Ces mêmes expressions sont utilisées par Fu et Zhang [150], mais avec un écueil majeur : les dépendances de N et μ_e à la température et au niveau de

dopage ne sont pas valides sur les gammes adressées.

Pour calculer la densité d'électrons libres N en fonction du niveau de dopage, nous préférons le modèle empirique de Kuzmicz [249]. Ce modèle permet de calculer le taux d'ionisation des dopants, que ce soit pour le type n ou le type p, tout en présentant une formulation commode à implémenter numériquement. L'article de Basu *et al.* [149] donne sa formulation ainsi qu'une schématisation du degré d'ionisation κ en fonction du niveau de dopage. De manière intéressante, le degré d'ionisation n'est pas strictement monotone, mais admet un minima autour de 10^{18} cm^{-3} . En effet, le degré d'ionisation diminue d'abord avec le niveau de dopage. Cependant, au-delà de 10^{18} cm^{-3} , le niveau donneur fusionne avec la bande de conduction ce qui tend à augmenter le taux d'ionisation. En raison de la présence de porteurs thermiquement excités, la densité intrinsèque de porteurs dépend également de la température. Pour cela, nous ajoutons le modèle de Couderc *et al.* [36].

En ce qui concerne la mobilité, nous avons choisi le modèle complexe mais bien éprouvé de Klaassen [203]. Ce dernier incorpore une dépendance à la fois au dopage et à la température, contrairement au modèle choisi par Basu *et al.* [149]. Notons que l'implémentation du modèle que nous avons choisi décrit le dopage au phosphore (type n) et au bore (type p) uniquement.

Modèle complet

Au final, en considérant maintenant les deux types de porteurs de charge, le modèle complet s'écrit

$$\epsilon(\omega, T, N_d, N_a) = \epsilon_{bb}(\omega, T) + \epsilon_L(\omega) - \frac{N(N_d, T)q^2/(\epsilon_0 m_e^*)}{\omega^2 + i\omega q/(m_e^* \mu_e(N_d, T))} - \frac{P(N_a, T)q^2/(\epsilon_0 m_h^*)}{\omega^2 + i\omega q/(m_h^* \mu_h(N_a, T))} \quad (\text{D.6})$$

où P est la densité de trous, N_a la densité de dopants accepteurs, m_h^* la masse effective des trous (égale à 0,37 fois la masse de l'électron [150]), et μ_h leur mobilité.

Validation expérimentale et pistes d'amélioration

Les figures D.3a et D.3b montrent l'émissivité mesurée et simulée de deux plaquettes de c-Si non texturées, de qualité FZ (*Floating Zone*), fortement dopés au bore et au phosphore. Comme le bruit associé à la mesure d'émissivité est moindre à haute température, la température de la mesure est de 60 °C. En ce qui concerne la densité de dopants - le second paramètre d'entrée de notre modèle - il a été déterminé à partir de la résistivité des substrats.

L'adéquation entre le modèle et les données expérimentales est satisfaisante compte-tenu de l'incertitude liée à la mesure d'émissivité et de l'erreur associée à la densité de dopants. Même si le modèle semble encore perfectible, sa justesse a été considérablement améliorée par rapport à la contribution de Fu et Zhang [150]. Parmi les pistes d'amélioration, trois d'entre elles semblent mériter des approfondissements :

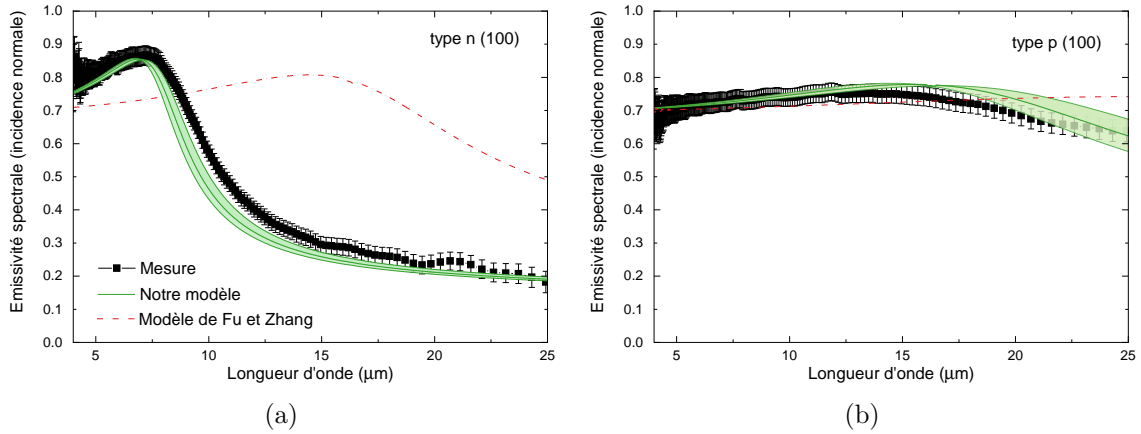


FIGURE D.3: Emissivité des substrats fortement dopés (mesure et simulation avec le modèle complet), de type n (a) et de type p (b). La densité de dopants de ces substrats fortement dopés a été obtenue à partir de la résistivité, via la méthode des quatre pointes et du calculateur disponible sur le site de *PVLighthouse*. Pour validation, la valeur obtenue a été comparée à des mesures obtenues par effet Hall.

- Le calcul du temps de relaxation τ , ce dernier pouvant : (1) différer du temps de relaxation basse fréquence effectivement calculé avec l'équation D.5 [250], voire dépendre de la fréquence [251] pour les très forts dopages (une bonne discussion à ce sujet est donnée par Auslender et Hava [250]); (2) être affecté par les impuretés en présence, comme l'oxygène
- La contribution du réseau cristallin : pour le silicium très faiblement dopé, des mesures additionnelles suggèrent que la dépendance à la température du réseau n'est pas négligeable [252]
- La généralisation du modèle à des dopants de natures différentes, notamment le gallium

E - Miroir sélectif TiO₂/SiO₂

La structure diélectrique SiO₂/TiO₂ proposée dans le chapitre 3 est présentée dans le tableau E.1. Les différentes couches sont numérotées de la couche inférieure (en interface avec le verre) à la couche supérieure (en interface avec l'air). Pour le TiO₂, les constantes optiques de Siefke et al. ont été utilisées [190]. Pour le SiO₂, nous avons concaténé plusieurs sources pour couvrir la gamme PV-PAR-MIR [191, 133, 132].

TABLE E.1: Matériaux et épaisseurs des différentes couches de la structure photonique.

Numéro de la couche	Matériau	Epaisseur
1	TiO ₂	8 nm
2	SiO ₂	32 nm
3	TiO ₂	20 nm
4	SiO ₂	13 nm
5	TiO ₂	88 nm
6	SiO ₂	10 nm
7	TiO ₂	20 nm
8	SiO ₂	31 nm
9	TiO ₂	9 nm
10	SiO ₂	180 nm
11	TiO ₂	8 nm
12	SiO ₂	26 nm
13	TiO ₂	17 nm
14	SiO ₂	10 nm
15	TiO ₂	87 nm
16	SiO ₂	8 nm
17	TiO ₂	16 nm
18	SiO ₂	27 nm
19	TiO ₂	9 nm
20	SiO ₂	187 nm
21	TiO ₂	13 nm
22	SiO ₂	22 nm
23	TiO ₂	109 nm
24	SiO ₂	22 nm
25	TiO ₂	13 nm
26	SiO ₂	195 nm
27	TiO ₂	12 nm
28	SiO ₂	25 nm
29	TiO ₂	106 nm
30	SiO ₂	18 nm
31	TiO ₂	17 nm
32	SiO ₂	86 nm

Bibliographie

- [1] IEA (International Energy Agency). Key World Energy Statistics 2020. *Int. Energy Agency*, 33(August) :4649, 2020.
- [2] António guterres : « la guerre de l’humanité contre la nature est suicidaire ». Accessed : 2022-10-06.
- [3] Richard Betts Hans-O. Pörtner , Debra C. Roberts , Helen Adams , Carolina Adler , Paulina Aldunce , Elham Ali , Rawshan Ara Begum. *Climate Change 2022 - Impacts, Adaptation and Vulnerability - Summary for Policymakers*. 2022.
- [4] World Energy Council. World Energy Trilemma Index 2020. *World Energy Council and Olyver Wyman*, pages 1–69, 2021.
- [5] Christian A. Gueymard. A reevaluation of the solar constant based on a 42-year total solar irradiance time series and a reconciliation of spaceborne observations. *Solar Energy*, 168(April) :2–9, 2018.
- [6] Arnulf Jäger-Waldau. Snapshot of photovoltaics – February 2022. *EPJ Photovoltaics*, 13 :9, may 2022.
- [7] IEA. Net Zero by 2050 : A Roadmap for the Global Energy Sector. *International Energy Agency*, page 224, 2021.
- [8] Florian Proise, Anne-Laure Joudrier, Fabrice Pardo, Jean-Luc Pelouard, and Jean-François Guillemoles. Ultrathin mono-resonant nano photovoltaic device for broad-band solar conversion. *Optics Express*, 26(18) :A806, sep 2018.
- [9] Inès Massiot, Andrea Cattoni, and Stéphane Collin. Progress and prospects for ultrathin solar cells. *Nature Energy*, 5(12) :959–972, 2020.
- [10] Thibaut Desrues, Camille Oliveau, Benoît Martel, Sylvain Rousseau, Charles Seron, Etienne Pihan, and Sébastien Dubois. Ultra-thin poly-Si/SiOx passivating contacts integration for high efficiency solar cells on n-type cast mono silicon wafers. volume 020005, page 020005. AIP Conference Proceedings, 2022.
- [11] Armin Richter, Martin Hermle, and Stefan W. Glunz. Reassessment of the limiting efficiency for crystalline silicon solar cells. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 3(4) :1184–1191, 2013.

-
- [12] Fraunhofer Institute for Solar Energy Systems and PSE Projects GmbH. Photovoltaics Report -2022- Fraunhofer ISE. (February) :<https://www.ise.fraunhofer.de/cont>
- [13] Lars Oberbeck, Katherine Alvino, Baljeet Goraya, and Marie Jubault. IPVF's PV technology vision for 2030. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 28(11) :1207–1214, 2020.
- [14] ITRPV. International Technology Roadmap for Photovoltaic. *Itrpv*, (March) :76, 2022.
- [15] Harry Wirth. *Photovoltaic Module Technology*. De Gruyter, nov 2020.
- [16] M. Rubin. Optical properties of soda lime silica glasses. *Solar Energy Materials*, 12(4) :275–288, 1985.
- [17] Malte Ruben Vogt, Harald Hahn, Hendrik Holst, Matthias Winter, Carsten Schinke, Marc Kontges, Rolf Brendel, and Pietro P. Altermatt. Measurement of the optical constants of soda-lime glasses in dependence of iron content and modeling of iron-related power losses in crystalline si solar cell modules. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 6(1) :111–118, 2016.
- [18] Malte R. Vogt, Hendrik Holst, Henning Schulte-Huxel, Susanne Blankemeyer, Robert Witteck, David Hinken, Matthias Winter, Byungsul Min, Carsten Schinke, Ingo Ahrens, Marc Köntges, Karsten Bothe, and Rolf Brendel. Optical Constants of UV Transparent EVA and the Impact on the PV Module Output Power under Realistic Irradiation. *Energy Procedia*, 92 :523–530, 2016.
- [19] ITRPV. International Technology Roadmap for Photovoltaic. *Itrpv*, (April) :1–38, 2014.
- [20] Gregory M. Wilson, Mowafak Al-Jassim, Wyatt K. Metzger, Stefan W. Glunz, Pierre Verlinden, Gang Xiong, Lorelle M. Mansfield, Billy J. Stanbery, Kai Zhu, Yanfa Yan, Joseph J. Berry, Aaron J. Ptak, Frank Dimroth, Brendan M. Kayes, Adele C. Tamboli, Robby Peibst, Kylie Catchpole, Matthew O. Reese, Christopher S. Klinga, Paul Denholm, Mahesh Morjaria, Michael G. Deceglie, Janine M. Freeman, Mark A. Mikofski, Dirk C. Jordan, Govindasamy Tamizhmani, and Dana B. Sulas-Kern. The 2020 photovoltaic technologies roadmap. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 53(49), 2020.
- [21] Peter Würfel. *Physics of Solar Cells*. Wiley, jan 2005.
- [22] Uli Würfel, Andres Cuevas, and Peter Würfel. Charge carrier separation in solar cells. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 5(1) :461–469, 2015.
- [23] Sven Rühle. Tabulated values of the Shockley-Queisser limit for single junction solar cells. *Solar Energy*, 130 :139–147, 2016.

-
- [24] Martin A. Green, Ewan D. Dunlop, Jochen Hohl-Ebinger, Masahiro Yoshita, Nikos Kopidakis, and Xiaojing Hao. Solar cell efficiency tables (version 59). *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 30(1) :3–12, 2022.
- [25] Matthias Müller, Gerd Fischer, Bernd Bitnar, Stefan Steckemetz, Roman Schiepe, Maria Mühlbauer, René Köhler, Philipp Richter, Christian Kusterer, Alexander Oehlke, Eric Schneiderlöchner, Hendrik Sträter, Franziska Wolny, Matthias Wagner, Phedon Palinginis, and D. Holger Neuhaus. Loss analysis of 22% efficient industrial PERC solar cells. *Energy Procedia*, 124 :131–137, 2017.
- [26] Jean Francois Guillemoles, Thomas Kirchartz, David Cahen, and Uwe Rau. Guide for the perplexed to the Shockley–Queisser model for solar cells. *Nature Photonics*, 13(8) :501–505, 2019.
- [27] Malte Ruben Vogt. Development of Physical Models for the Simulation of Optical Properties of Solar Cell Modules. 2015.
- [28] Lucas Weiss, Mohamed Amara, and Christophe Ménézo. Impact of radiative-heat transfer on photovoltaic module temperature. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 24(1) :12–27, jan 2016.
- [29] Thomas Villemin, Rémy Claverie, Jean-Paul Sawicki, and Gilles Parent. Thermal characterization of a photovoltaic panel under controlled conditions. *Renewable Energy*, page 109231, aug 2022.
- [30] Laura Maturi, Giorgio Belluardo, David Moser, and Matteo Del Buono. BiPV system performance and efficiency drops : Overview on PV module temperature conditions of different module types. *Energy Procedia*, 48 :1311–1319, 2014.
- [31] Ajith Gopi, K. Sudhakar, Ngui Wai Keng, and Ananthu R. Krishnan. Comparison of normal and weather corrected performance ratio of photovoltaic solar plants in hot and cold climates. *Energy for Sustainable Development*, 65(2021) :53–62, 2021.
- [32] Lujia Xu, Wenzhu Liu, Haohui Liu, Cangming Ke, Mingcong Wang, Chenlin Zhang, Erkan Aydin, Mohammed Al-Aswad, Konstantinos Kotsovos, Issam Gereige, Ahmed Al-Saggaf, Aqil Jamal, Xinbo Yang, Peng Wang, Frédéric Laquai, Thomas G. Allen, and Stefaan De Wolf. Heat generation and mitigation in silicon solar cells and modules. *Joule*, 5(3) :631–645, 2021.
- [33] Hiroshi Matsukawa and Kosuke Kurokawa. Temperature fluctuation analysis of photovoltaic modules at short time interval. *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pages 1816–1819, 2005.
- [34] Greg A. Barron-Gafford, Rebecca L. Minor, Nathan A. Allen, Alex D. Cronin, Adria E. Brooks, and Mitchell A. Pavao-Zuckerman. The photovoltaic heat island

-
- effect : Larger solar power plants increase local temperatures. *Scientific Reports*, 6(October) :1–7, 2016.
- [35] Anthony Patt, Stefan Pfenninger, and Johan Lilliestam. Vulnerability of solar energy infrastructure and output to climate change. *Climatic Change*, 121(1) :93–102, 2013.
- [36] Romain Couderc, Mohamed Amara, and Mustapha Lemiti. Reassessment of the intrinsic carrier density temperature dependence in crystalline silicon. *Journal of Applied Physics*, 115(9), 2014.
- [37] Romain Couderc. *Etude du comportement thermique et électrique des cellules photovoltaïques en silicium cristallin sous concentration*. PhD thesis, 2015.
- [38] A Virtuani, D Pavanello, and G Friesen. Overview of Temperature Coefficients of Different Thin Film Photovoltaic Technologies. (June 2015), 2010.
- [39] D. L. Evans. Simplified method for predicting photovoltaic array output. *Solar Energy*, 27(6) :555–560, 1981.
- [40] Jan Haschke, Johannes P. Seif, Yannick Riesen, Andrea Tomasi, Jean Cattin, Loïc Tous, Patrick Choulat, Monica Aleman, Emanuele Cornagliotti, Angel Uruena, Richard Russell, Filip Duerinckx, Jonathan Champliaud, Jacques Levrat, Amir A. Abdallah, Brahim Aïssa, Nouar Tabet, Nicolas Wyrsh, Matthieu Despeisse, Jozef Szlufcik, Stefaan De Wolf, and Christophe Ballif. The impact of silicon solar cell architecture and cell interconnection on energy yield in hot and sunny climates. *Energy and Environmental Science*, 10(5) :1196–1206, 2017.
- [41] Ababacar Ndiaye, Abdérafi Charki, Abdessamad Kobi, Cheikh M.F. Kébé, Pape A. Ndiaye, and Vincent Sambou. Degradations of silicon photovoltaic modules : A literature review. *Solar Energy*, 96 :140–151, 2013.
- [42] Jaeun Kim, Matheus Rabelo, Siva Parvathi Padi, Hasnain Yousuf, Eun-Chel Cho, and Junsin Yi. A Review of the Degradation of Photovoltaic Modules for Life Expectancy. *Energies*, 14(14) :4278, jul 2021.
- [43] M. Aghaei, A. Fairbrother, A. Gok, S. Ahmad, S. Kazim, K. Lobato, G. Oreski, A. Reinders, J. Schmitz, M. Theelen, P. Yilmaz, and J. Kettle. Review of degradation and failure phenomena in photovoltaic modules. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 159(January) :112160, 2022.
- [44] Dirk C. Jordan, Sarah R. Kurtz, Kaitlyn VanSant, and Jeff Newmiller. Compendium of photovoltaic degradation rates. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 24(7) :978–989, jul 2016.

-
- [45] Fabian Carigiet, Christoph J. Brabec, and Franz P. Baumgartner. Long-term power degradation analysis of crystalline silicon PV modules using indoor and outdoor measurement techniques. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 144(February) :111005, 2021.
- [46] D.H. Otth and R.G. Ross. Assessing photovoltaic module degradation and lifetime from long term environmental tests. In *29th Institute of Environmental Sciences, Annual Technical Meeting*, pages 121–126, 1983.
- [47] M. Chandrasekar, S. Rajkumar, and D. Valavan. A review on the thermal regulation techniques for non integrated flat PV modules mounted on building top. *Energy and Buildings*, 86 :692–697, 2015.
- [48] A. Shukla, Karunesh Kant, Atul Sharma, and Pascal Henry Biwolé. Cooling methodologies of photovoltaic module for enhancing electrical efficiency : A review. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 160(July 2016) :275–286, 2017.
- [49] J. Siecker, K. Kusakana, and B. P. Numbi. A review of solar photovoltaic systems cooling technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 79(July 2016) :192–203, 2017.
- [50] Pushpendu Dwivedi, K. Sudhakar, Archana Soni, E. Solomin, and I. Kirpichnikova. Advanced cooling techniques of P.V. modules : A state of art. *Case Studies in Thermal Engineering*, 21(December 2019) :100674, 2020.
- [51] Olivier Dupré, Rodolphe Vaillon, and Martin A. Green. *Thermal Behavior of Photovoltaic Devices*. 2017.
- [52] Rodolphe Vaillon, Olivier Dupré, Raúl Bayoán Cal, and Marc Calaf. Pathways for mitigating thermal losses in solar photovoltaics. *Scientific Reports*, 8(1) :1–9, 2018.
- [53] André F.A. Castanheira, João F.P. Fernandes, and P. J.Costa Branco. Demonstration project of a cooling system for existing PV power plants in Portugal. *Applied Energy*, 211(December 2017) :1297–1307, 2018.
- [54] E. Skoplaki and J. A. Palyvos. Operating temperature of photovoltaic modules : A survey of pertinent correlations. *Renewable Energy*, 34(1) :23–29, 2009.
- [55] Benoît Guillo-Lohan. *Modélisation , élaboration et caractérisation de cellules photovoltaïques à base de silicium cristallin pour des applications sous concentration*. PhD thesis, 2018.
- [56] Alexis Vossier, Elias Al Alam, Alain Dollet, and Mohamed Amara. Assessing the Efficiency of Advanced Multijunction Solar Cells in Real Working Conditions : A Theoretical Analysis. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 5(6) :1805–1812, 2015.

-
- [57] Jaemin Kim, Sangmu Bae, Yongdong Yu, and Yujin Nam. Experimental and numerical study on the cooling performance of fins and metal mesh attached on a photovoltaic module. *Energies*, 13(1) :1–12, 2019.
- [58] B. Stanislawski, F. Margairaz, R. B. Cal, and M. Calaf. Potential of module arrangements to enhance convective cooling in solar photovoltaic arrays. *Renewable Energy*, 157 :851–858, 2020.
- [59] Renyuan Li, Yusuf Shi, Mengchun Wu, Seunghyun Hong, and Peng Wang. Photovoltaic panel cooling by atmospheric water sorption–evaporation cycle. *Nature Sustainability*, (1), 2020.
- [60] J. Allan, H. Pinder, and Z. Dehouche. Enhancing the thermal conductivity of ethylene-vinyl acetate (EVA) in a photovoltaic thermal collector. *AIP Advances*, 6(3), 2016.
- [61] S. S. Chandel and Tanya Agarwal. Review of cooling techniques using phase change materials for enhancing efficiency of photovoltaic power systems. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 73(October 2016) :1342–1351, 2017.
- [62] Ebuka Isiadinso. Solar Water Heating System ACS224. Technical report, 2017.
- [63] M. Abdolzadeh and M. Ameri. Improving the effectiveness of a photovoltaic water pumping system by spraying water over the front of photovoltaic cells. *Renewable Energy*, 34(1) :91–96, 2009.
- [64] O. Dupré, R. Vaillon, and M. A. Green. Physics of the temperature coefficients of solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 140 :92–100, 2015.
- [65] Avi Braun, Eugene A. Katz, and Jeffrey M. Gordon. Basic aspects of the temperature coefficients of concentrator solar cell performance parameters. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 20(6) :n/a–n/a, may 2012.
- [66] Rodolphe Vaillon, Stéphanie Parola, Chrysovalantou Lamnatou, and Daniel Chemisana. Solar Cells Operating under Thermal Stress. *Cell Reports Physical Science*, 1(12) :1–20, 2020.
- [67] George Perrakis, Anna C. Tasolamprou, George Kenanakis, Eleftherios N. Economou, Stelios Tzortzakis, and Maria Kafesaki. Ultraviolet radiation impact on the efficiency of commercial crystalline silicon-based photovoltaics : a theoretical thermal-electrical study in realistic device architectures. *OSA Continuum*, 3(6) :1436, 2020.
- [68] Suwan Jeon and Jonghwa Shin. Ideal spectral emissivity for radiative cooling of earthbound objects. *Scientific Reports*, 10(1) :1–7, 2020.
- [69] Sandeep Kumar Chamoli, Wei Li, Chunlei Guo, and Mohamed ElKabbash. Angularly selective thermal emitters for deep subfreezing daytime radiative cooling. *Nanophotonics*, 11(16) :3709–3717, aug 2022.

-
- [70] Dongliang Zhao, Ablimit Aili, Yao Zhai, Shaoyu Xu, Gang Tan, Xiaobo Yin, and Ronggui Yang. Radiative sky cooling : Fundamental principles, materials, and applications. *Applied Physics Reviews*, 6(2) :021306, 2019.
- [71] Xingshu Sun, Timothy J. Silverman, Zhiguang Zhou, Mohammad Ryyan Khan, Peter Bermel, and Muhammad Ashraf Alam. Optics-Based Approach to Thermal Management of Photovoltaics : Selective-Spectral and Radiative Cooling. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 7(2) :566–574, 2017.
- [72] C. G. Granqvist and A. Hjortsberg. Radiative cooling to low temperatures : General considerations and application to selectively emitting SiO films. *Journal of Applied Physics*, 52(6) :4205–4220, 1981.
- [73] S. Catalanotti, V. Cuomo, G. Piro, D. Ruggi, V. Silvestrini, and G. Troise. The radiative cooling of selective surfaces. *Solar Energy*, 17(2) :83–89, 1975.
- [74] Omemah Gliah, Boguslaw Kruczek, Seyed Gh Etemad, and Jules Thibault. The effective sky temperature : An enigmatic concept. *Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung*, 47(9) :1171–1180, 2011.
- [75] T. Matuška, N. Pokorný, and V. Shemelin. Performance of Unglazed Photovoltaic-Thermal Collectors for Cooling Purpose. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 290(1), 2019.
- [76] Félix Trombe. Nouvelles expériences sur le refroidissement de corps noirs rayonnant sur l’espace. Essai d’un dispositif à cinq étages de radiation. *Comptes rendus de l’Académie des sciences*, 256 :2013–2015, 1963.
- [77] Félix Trombe, Henri Gondet, and François Cabannes. Sur quelques aspects des échanges thermiques entre une surface terrestre, l’atmosphère et l’espace par ciel clair nocturne. *Comptes rendus de l’Académie des sciences*, 258 :4819–4822, 1964.
- [78] Félix Trombe. Devices for lowering the temperature of a body by heat radiation therefrom, U.S. Patent 3 310 102, 1967.
- [79] M. Laroche, F. Marquier, R. Carminati, and J. J. Greffet. Tailoring silicon radiative properties. *Optics Communications*, 250(4-6) :316–320, 2005.
- [80] Armande Hervé, Jérémie Drévilon, Younès Ezzahri, and Karl Joulain. Radiative cooling by tailoring surfaces with microstructures : Association of a grating and a multi-layer structure. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 221 :155–163, 2018.
- [81] Md Muntasir Hossain, Baohua Jia, and Min Gu. A Metamaterial Emitter for Highly Efficient Radiative Cooling. *Advanced Optical Materials*, 3(8) :1047–1051, 2015.

-
- [82] Philippe Ben-Abdallah and Svend Age Biehs. Phase-change radiative thermal diode. *Applied Physics Letters*, 103(19) :90–93, 2013.
- [83] I. Y. Forero-Sandoval, J. A. Chan-Espinoza, J. Ordonez-Miranda, J. J. Alvarado-Gil, F. Dumas-Bouchiat, C. Champeaux, K. Joulain, Y. Ezzahri, J. Drevillon, C. L. Gomez-Heredia, and J. A. Ramirez-Rincon. VO₂substrate effect on the thermal rectification of a far-field radiative diode. *Physical Review Applied*, 14(3) :1, 2020.
- [84] Sergi Vall and Albert Castell. Radiative cooling as low-grade energy source : A literature review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 77(January) :803–820, 2017.
- [85] Xiaobo Yin, Ronggui Yang, Gang Tan, and Shanhui Fan. Terrestrial radiative cooling : Using the cold universe as a renewable and sustainable energy source. *Science*, 370(6518) :786–791, 2020.
- [86] Xinxian Yu, Jiaqi Chan, and Chun Chen. Review of radiative cooling materials : Performance evaluation and design approaches. *Nano Energy*, 88(January) :106259, 2021.
- [87] Keng Te Lin, Jihong Han, Ke Li, Chunsheng Guo, Han Lin, and Baohua Jia. Radiative cooling : Fundamental physics, atmospheric influences, materials and structural engineering, applications and beyond. *Nano Energy*, 80(July 2020), 2021.
- [88] Zhen Chen, Linxiao Zhu, Aaswath Raman, and Shanhui Fan. Radiative cooling to deep sub-freezing temperatures through a 24-h day-night cycle. *Nature Communications*, 7 :1–5, 2016.
- [89] International Energy Agency (IEA). The future of cooling opportunities for energy-efficient air conditioning. page 92, 2018.
- [90] Yao Zhai, Yaoguang Ma, Sabrina N. David, Dongliang Zhao, Runnan Lou, Gang Tan, Ronggui Yang, and Xiaobo Yin. Scalable-manufactured randomized glass-polymer hybrid metamaterial for daytime radiative cooling. *Science*, 355(6329) :1062–1066, 2017.
- [91] Todd M. Crawford and Claude E. Duchon. An improved parameterization for estimating effective atmospheric emissivity for use in calculating daytime downwelling longwave radiation. *Journal of Applied Meteorology*, 38(4) :474–480, 1999.
- [92] Linxiao Zhu, Aaswath Raman, Ken Xingze Wang, Marc Abou Anoma, and Shanhui Fan. Radiative cooling of solar cells. *Optica*, 1(1) :32, 2014.
- [93] A. R. Gentle and G. B. Smith. Is enhanced radiative cooling of solar cell modules worth pursuing? *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 150 :39–42, 2016.

-
- [94] Wei Li, Yu Shi, Kaifeng Chen, Linxiao Zhu, and Shanhui Fan. A Comprehensive Photonic Approach for Solar Cell Cooling. *ACS Photonics*, 4(4) :774–782, 2017.
- [95] Timothy J Silverman, Michael G Deceglie, Indra Subedi, Nikolas J. Podraza, Ian M. Slauch, Vivian E. Ferry, and Ingrid Repins. Reducing Operating Temperature in Photovoltaic Modules. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 8(2) :532–540, mar 2018.
- [96] Yidan An, Chunxiang Sheng, and Xiaofeng Li. Radiative cooling of solar cells : opto-electro-thermal physics and modeling. *Nanoscale*, 11 :17073–17083, 2019.
- [97] Eungkyu Lee and Tengfei Luo. Black body-like radiative cooling for flexible thin-film solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 194(August 2018) :222–228, 2019.
- [98] Linxiao Zhu, Aaswath P. Raman, and Shanhui Fan. Radiative cooling of solar absorbers using a visibly transparent photonic crystal thermal blackbody. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 112(40) :12282–12287, 2015.
- [99] Bin Zhao, Mingke Hu, Xianze Ao, and Gang Pei. Performance analysis of enhanced radiative cooling of solar cells based on a commercial silicon photovoltaic module. *Solar Energy*, 176(May) :248–255, 2018.
- [100] Linshuang Long, Yue Yang, and Liping Wang. Simultaneously enhanced solar absorption and radiative cooling with thin silica micro-grating coatings for silicon solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 197(April) :19–24, 2019.
- [101] George Perrakis, Anna Tasolamprou, George Kenanakis, E Economou, Stelios Tzortzakis, and Maria Kafesaki. Passive radiative cooling impact on commercial crystalline silicon-based photovoltaics. *Optics Express*, pages 1–20, 2020.
- [102] Yuehui Lu, Zhicheng Chen, Ling Ai, Xianpeng Zhang, Jing Zhang, Jia Li, Weiyan Wang, Ruiqin Tan, Ning Dai, and Weijie Song. A Universal Route to Realize Radiative Cooling and Light Management in Photovoltaic Modules. *Solar RRL*, 1(10) :1700084, 2017.
- [103] A. Riverola, A. Mellor, D. Alonso Alvarez, L. Ferre Llin, I. Guarracino, C. N. Markides, D. J. Paul, D. Chemisana, and N. Ekins-Daukes. Mid-infrared emissivity of crystalline silicon solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 174(July 2017) :607–615, 2018.
- [104] Avinash Kumar and Amartya Chowdhury. Reassessment of different antireflection coatings for crystalline silicon solar cell in view of their passive radiative cooling properties. *Solar Energy*, 183(November 2018) :410–418, 2019.
- [105] Romain Couderc, Mohamed Amara, and Mustapha Lemiti. In-Depth Analysis of Heat Generation in Silicon Solar Cells. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 6(5) :1123–1131, 2016.

-
- [106] Xinxian Yu and Chun Chen. A simulation study for comparing the cooling performance of different daytime radiative cooling materials. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 209(January) :110459, 2020.
- [107] Thomas Kirchartz and Uwe Rau. What Makes a Good Solar Cell? *Advanced Energy Materials*, 8(28) :1703385, oct 2018.
- [108] William Shockley and Hans J. Queisser. Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells. *Journal of Applied Physics*, 32(3) :510–519, mar 1961.
- [109] P. Würfel and W. Ruppel. The chemical potential of luminescent radiation. *Journal of Luminescence*, 24-25(PART 2) :925–928, 1981.
- [110] Antonio Marti and Gerardo L Arafijo. Limiting efficiencies for photovoltaic energy conversion in multigap systems. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 43 :203–222, 1996.
- [111] A.D. Jones and C.P. Underwood. A thermal model for photovoltaic systems. *Solar Energy*, 70(4) :349–359, 2001.
- [112] Bergman Theodore L., Incropera Frank P., DeWitt David P., and Lavine Adrienne S. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. In *Fluid Mechanics and its Applications*, volume 112, pages 321–338. 2015.
- [113] C. A. Gueymard, D. Myers, and K. Emery. Proposed reference irradiance spectra for solar energy systems testing. *Solar Energy*, 73(6) :443–467, 2002.
- [114] Gemini observatory, ir transmission spectra. <https://www.gemini.edu/observing/telescopes-and-sites/sites#Transmission>. Accessed : 2020-09-22.
- [115] S. Armstrong and W. G. Hurley. A thermal model for photovoltaic panels under varying atmospheric conditions. *Applied Thermal Engineering*, 30(11-12) :1488–1495, 2010.
- [116] Robert Meyer and Klaus Obermayer. Pypet : A python toolkit for data management of parameter explorations. *Frontiers in Neuroinformatics*, 10(AUG) :1–15, 2016.
- [117] Roland Pässler. Dispersion-related description of temperature dependencies of band gaps in semiconductors. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 66(8) :1–18, 2002.
- [118] Yajie Jiang, Arman Mahboubi Soufiani, Angus Gentle, Fuzhi Huang, Anita Ho-Baillie, and Martin A. Green. Temperature dependent optical properties of CH₃NH₃PbI₃ perovskite by spectroscopic ellipsometry. *Applied Physics Letters*, 108(6) :061905, feb 2016.

-
- [119] Thomas Huld, Richard Müller, and Attilio Gambardella. A new solar radiation database for estimating PV performance in Europe and Africa. *Solar Energy*, 86(6) :1803–1815, 2012.
- [120] A. Viúdez-Mora, M. Costa-Surós, J Calbó, and J A González. Modeling atmospheric longwave radiation at the surface during overcast skies : The role of cloud base height. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(1) :199–214, jan 2015.
- [121] Fritz Kasten and Gerhard Czeplak. Solar and terrestrial radiation dependent on the amount and type of cloud. *Solar Energy*, 24(2) :177–189, 1980.
- [122] Y. P. Varshni. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34(1) :149–154, 1967.
- [123] Kunta Yoshikawa, Hayato Kawasaki, Wataru Yoshida, Toru Irie, Katsunori Konishi, Kunihiro Nakano, Toshihiko Uto, Daisuke Adachi, Masanori Kanematsu, Hisashi Uzu, and Kenji Yamamoto. Silicon heterojunction solar cell with interdigitated back contacts for a photoconversion efficiency over 26%. *Nature Energy*, 2(5), 2017.
- [124] Martin A. Green and Anita W.Y. Ho-Baillie. Pushing to the Limit : Radiative Efficiencies of Recent Mainstream and Emerging Solar Cells. *ACS Energy Letters*, 4(7) :1639–1644, 2019.
- [125] Zibo Zhou, Yajie Jiang, Ned Ekins-Daukes, Mark Keevers, and Martin A. Green. Optical and Thermal Emission Benefits of Differently Textured Glass for Photovoltaic Modules. *IEEE Journal of Photovoltaics*, pages 1–7, 2020.
- [126] Jean-Baptiste Barbez. Etude de la dynamique et de la température dans les modules solaires en conditions réelles de fonctionnement. Projet de fin d'études de l'INSA de Lyon, 2021.
- [127] Camille Hubert. Simulation du refroidissement radiatif de cellules solaires multijonctions. Projet de fin d'études de l'INSA de Lyon, 2021.
- [128] Merlin Moreau. Simulation du rendement de cellules photovoltaïques multijonctions en conditions réelles. Projet de fin d'études de l'INSA de Lyon, 2021.
- [129] Ian Marius Peters, Carlos David Rodriguez Gallegos, Sarah Elizabeth Sofia, and Tonio Buonassisi. The Value of Efficiency in Photovoltaics. *Joule*, 3(11) :2732–2747, 2019.
- [130] Maxeon 40-year solar panel warranty available in select markets. <https://pv-magazine-usa.com/2022/02/04/maxeon-40-year-solar-panel-warranty-available-in-select-markets/>. Accessed : 2022-09-14.
- [131] H. Angus MacLeod. *Thin-Film Optical Filters*. CRC Press, jan 2001.

-
- [132] Rei Kitamura, Laurent Pilon, and Mirosław Jonasz. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature. *Applied Optics*, 46(33) :8118–8133, 2007.
- [133] I. H. Malitson. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica*,†. *Journal of the Optical Society of America*, 55(10) :1205, 1965.
- [134] P. A. Schumann, W. A. Keenan, A. H. Tong, H. H. Gegenwarth, and C. P. Schneider. Silicon Optical Constants in the Infrared. *Journal of The Electrochemical Society*, 118(1) :145, 1971.
- [135] Nico Tucher, Johannes Eisenlohr, Peter Kiefel, Oliver Höhn, Hubert Hauser, Marius Peters, Claas Müller, Jan Christoph Goldschmidt, and Benedikt Bläsi. 3D optical simulation formalism OPTOS for textured silicon solar cells. *Optics Express*, 23(24) :A1720, 2015.
- [136] Ian M. Slauch, Michael G. Deceglie, Timothy J. Silverman, and Vivian E. Ferry. Optical approaches for passive thermal management in c-Si photovoltaic modules. *Cell Reports Physical Science*, 2(5) :100430, 2021.
- [137] Henning Nagel, Armin G. Aberle, and Rudolf Hezel. Optimised antireflection coatings for planar silicon solar cells using remote PECVD silicon nitride and porous silicon dioxide. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 7(4) :245–260, jul 1999.
- [138] Keith R. McIntosh, James N. Cotsell, Ann W. Norris, Nick E. Powell, and Barry M. Ketola. An optical comparison of silicone and EVA encapsulants under various spectra. *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pages 269–274, 2010.
- [139] Amir Badiie, Ricky Wildman, and Ian Ashcroft. Effect of UV aging on degradation of Ethylene-vinyl Acetate (EVA) as encapsulant in photovoltaic (PV) modules. *Reliability of Photovoltaic Cells, Modules, Components, and Systems VII*, 9179 :91790O, 2014.
- [140] Kevin Luke, Yoshitomo Okawachi, Michael R. E. Lamont, Alexander L. Gaeta, and Michal Lipson. Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si₃N₄ microresonator. *Optics Letters*, 40(21) :4823, nov 2015.
- [141] Herbert R. Philipp. Optical Properties of Silicon Nitride. *Journal of The Electrochemical Society*, 120(2) :295, 1973.
- [142] Jan Kischkat, Sven Peters, Bernd Gruska, Mykhaylo Semtsiv, Mikaela Chashnikova, Matthias Klinkmüller, Oľiana Fedosenko, Stephan MacHulik, Anna Aleksandrova, Gregorii Monastyrskyi, Yuri Flores, and W. Ted Masselink. Mid-infrared optical

-
- properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride. *Applied Optics*, 51(28) :6789–6798, 2012.
- [143] K.R. McIntosh, T.C. Kho, K.C. Fong, S.C. Baker-Finch, Y. Wan, N. Zin, E.T. Franklin, D Wang, M.D. Abbott, N.E. Grant, E. Wang, M. Stocks, and A.W. Blakers. Quantifying the optical losses in back-contact solar cells. In *2014 IEEE 40th Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, pages 0115–0123. IEEE, jun 2014.
- [144] Simeon C. Baker-Finch and Keith R. McIntosh. Reflection of normally incident light from silicon solar cells with pyramidal texture. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 19(4) :406–416, jun 2011.
- [145] Shubham Duttgupta, Fajun Ma, Bram Hoex, Thomas Mueller, and Armin G. Aberle. Optimised antireflection coatings using silicon nitride on textured silicon surfaces based on measurements and multidimensional modelling. *Energy Procedia*, 15(2011) :78–83, 2012.
- [146] Rémi Boidin, Tomáš Halenkovič, Virginie Nazabal, Ludvík Beneš, and Petr Němec. Pulsed laser deposited alumina thin films. *Ceramics International*, 42(1) :1177–1182, jan 2016.
- [147] Martin A. Green. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 92(11) :1305–1310, 2008.
- [148] Martin A. Green. Improved silicon optical parameters at 25°C, 295 K and 300 K including temperature coefficients. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, (July) :1–16, 2021.
- [149] S. Basu, B. J. Lee, and Z. M. Zhang. Infrared radiative properties of heavily doped silicon at room temperature. *Journal of Heat Transfer*, 132(2) :1–8, 2010.
- [150] C. J. Fu and Z. M. Zhang. Nanoscale radiation heat transfer for silicon at different doping levels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(9-10) :1703–1718, 2006.
- [151] H. J. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz. Optical constants from the far infrared to the x-ray region : Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al₂O₃. *J Opt Soc Am*, 65(6) :742–744, 1975.
- [152] Yajie Jiang, Supriya Pillai, and Martin A. Green. Realistic Silver Optical Constants for Plasmonics. *Scientific Reports*, 6 :1–7, 2016.
- [153] Aleksandar D. Rakić, Aleksandra B. Djurišić, Jovan M. Elazar, and Marian L. Majewski. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Applied Optics*, 37(22) :5271, 1998.

-
- [154] Aleksandar D. Rakić. Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films : application to aluminum. *Applied Optics*, 34(22) :4755, 1995.
- [155] Edward D Palik and Edward J Prucha. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, Boston, MA, 1997.
- [156] Kevin M. McPeak, Sriharsha V. Jayanti, Stephan J.P. Kress, Stefan Meyer, Stelio Iotti, Aurelio Rossinelli, and David J. Norris. Plasmonic films can easily be better : Rules and recipes. *ACS Photonics*, 2(3) :326–333, 2015.
- [157] Robert Gardon. Variation of Densities and Refractive Indices in Tempered Glass. *Journal of the American Ceramic Society*, 61(3-4) :143–146, 1978.
- [158] B. Yang, P. D. Townsend, and S. A. Holgate. Cathodoluminescence and depth profiles of tin in float glass. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 27(8) :1757–1762, 1994.
- [159] A. El Amrani, A. Bekhtari, A. El Kechai, H. Menari, L. Mahiou, M. Maoudj, and R. Si-Kaddour. Determination of the suitable refractive index of solar cells silicon nitride. *Superlattices and Microstructures*, 73 :224–231, 2014.
- [160] Pv lighthouse : Sunsolve. <https://www.pvlighthouse.com.au/sunsolve>. Accessed : 2022-10-01.
- [161] Keith R. McIntosh and Simeon C. Baker-Finch. OPAL 2 : Rapid optical simulation of silicon solar cells. *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pages 265–271, 2012.
- [162] Tsun Hang Fung, Tom Veeken, David Payne, Binesh Veetil, Albert Polman, and Malcolm Abbott. Application and validity of the effective medium approximation to the optical properties of nano-textured silicon coated with a dielectric layer. *Optics Express*, 27(26) :38645, 2019.
- [163] Phoebe Pearce. RayFlare : flexible optical modelling of solar cells. *Journal of Open Source Software*, 6(65) :3460, 2021.
- [164] Victor Liu and Shanhui Fan. S 4 : A free electromagnetic solver for layered periodic structures. *Computer Physics Communications*, 183(10) :2233–2244, 2012.
- [165] A. Pfreundt. Post-Processing Thickness Variation of PV Module Materials and its Impact on Temperature, Mechanical Stress and Power. *36th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, pages 935 – 940, 2019.
- [166] George Perrakis, Anna C. Tasolamprou, George Kenanakis, Eleftherios N. Economou, Stelios Tzortzakis, and Maria Kafesaki. Combined nano and micro structuring for enhanced radiative cooling and efficiency of photovoltaic cells. *Scientific Reports*, 11(1) :1–10, 2021.

-
- [167] Ke Wang, Guoling Luo, Xiaowei Guo, Shaorong Li, Zhijun Liu, and Cheng Yang. Radiative cooling of commercial silicon solar cells using a pyramid-textured PDMS film. *Solar Energy*, 225(June) :245–251, 2021.
- [168] Sapna Shrestha Kanu and Russell Binions. Thin films for solar control applications. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 466(2113) :19–44, 2010.
- [169] J. K. Fu, G. Atanassov, Y. S. Dai, F. H. Tan, and Z. Q. Mo. Single films and heat mirrors produced by plasma ion assisted deposition. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 218 :403–410, 1997.
- [170] Carl M Lampert. Heat mirror coatings for energy conserving windows. *Solar Energy Materials*, 6(1) :1–41, nov 1981.
- [171] Ronald P. Howson and Martin I. Ridge. Heat Mirrors On Plastic Sheet Using Transparent Oxide Conducting Coatings. volume C, pages 16–22, apr 1982.
- [172] John C.C. Fan, Frank J. Bachner, and R. A. Murphy. Thin-film conducting microgrids as transparent heat mirrors. *Applied Physics Letters*, 28(8) :440–442, 1976.
- [173] A. Aili, Z. Y. Wei, Y. Z. Chen, D. L. Zhao, R. G. Yang, and X. B. Yin. Selection of polymers with functional groups for daytime radiative cooling. *Materials Today Physics*, 10 :100127, 2019.
- [174] Xiaoning Zhang, Jun Qiu, Junming Zhao, Xingcan Li, and Linhua Liu. Complex refractive indices measurements of polymers in infrared bands. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 252, 2020.
- [175] Zhenpeng Li, Salman Ahmed, and Tao Ma. Investigating the Effect of Radiative Cooling on the Operating Temperature of Photovoltaic Modules. *Solar RRL*, 2000735 :1–10, 2021.
- [176] Omnia Hamdy and Walid Tawfik. The Effect of Temperature on the Optical and Analytical Properties of PET Polymer Used in Drinking Water Bottles. *Journal of Physics : Conference Series*, 1472(1), 2020.
- [177] Yohei Matsuoka, Sylvain Mathonnère, Sven Peters, and W. Ted Masselink. Broadband multilayer anti-reflection coating for mid-infrared range from 7 μm to 12 μm . *Applied Optics*, 57(7) :1645, 2018.
- [178] Jinghua Sun, Xinmin Cui, Ce Zhang, Cong Zhang, Ruimin Ding, and Yao Xu. A broadband antireflective coating based on a double-layer system containing mesoporous silica and nanoporous silica. *Journal of Materials Chemistry C*, 3(27) :7187–7194, 2015.

-
- [179] Parker R. Wray, Magel P. Su, and Harry A. Atwater. Design of efficient radiative emission and daytime cooling structures with Si₃N₄ and SiO₂ nanoparticle laminate films. *Optics Express*, 28(24) :35784, 2020.
- [180] W H Southwell. Gradient-index antireflection coatings. *Optics Letters*, 8(11) :584, nov 1983.
- [181] William H Southwell. Pyramid-array surface-relief structures producing antireflection index matching on optical surfaces. *Journal of the Optical Society of America A*, 8(3) :549, mar 1991.
- [182] Se Heo, Do Hyeon Kim, Young Min Song, and Gil Ju Lee. Determining the Effectiveness of Radiative Cooler Integrated Solar Cells. *Advanced Energy Materials*, 2103258 :2103258, 2021.
- [183] Hassan Fathabadi. Novel Silica-Based PV Glass Cover Providing Higher Radiative Cooling and Power Production Compared with State-of-The-Art Glass Covers. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 11(6) :1485–1492, 2021.
- [184] Ángel Andueza, Cristina Pinto, David Navajas, and Joaquín Sevilla. Enhanced thermal performance of photovoltaic panels based on glass surface texturization. *Optical Materials*, 121, 2021.
- [185] Robert Kirchner, Volker Neumann, Felix Winkler, Carsten Strobel, Sandra Völkel, André Hiess, Dimitrios Kazazis, Ulrich Künzelmann, and Johann Wolfgang Bartha. Anisotropic Etching of Pyramidal Silica Reliefs with Metal Masks and Hydrofluoric Acid. *Small*, 16(43) :1–7, 2020.
- [186] P. Sánchez-Friera, D. Montiel, J. F. Gil, J. A. Montañez, and J. Alonso. Daily power output increase of over 3glass in monocrystalline silicon PV modules. *Conference Record of the 2006 IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, WCPEC-4*, 2 :2156–2159, 2006.
- [187] Husam M. Walwil, A. Mukhaimer, F. A. Al-Sulaiman, and Syed A.M. Said. Comparative studies of encapsulation and glass surface modification impacts on PV performance in a desert climate. *Solar Energy*, 142 :288–298, 2017.
- [188] Ian M. Slauch, Michael G. Deceglie, Timothy J. Silverman, and Vivian E. Ferry. Spectrally Selective Mirrors with Combined Optical and Thermal Benefit for Photovoltaic Module Thermal Management. *ACS Photonics*, 5(4) :1528–1538, 2018.
- [189] Ian M. Slauch, Michael G. Deceglie, Timothy J. Silverman, and Vivian E. Ferry. Performance of Low-Complexity Spectrally Selective One-Dimensional Mirrors for Photovoltaic Thermal Management. *2018 IEEE 7th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, WCPEC 2018 - A Joint Conference of 45th IEEE PVSC, 28th PVSEC and 34th EU PVSEC*, pages 2933–2938, 2018.

-
- [190] Thomas Siefke, Stefanie Kroker, Kristin Pfeiffer, Oliver Puffky, Kay Dietrich, Daniel Franta, Ivan Ohlídal, Adriana Szeghalmi, Ernst Bernhard Kley, and Andreas Tünnermann. Materials Pushing the Application Limits of Wire Grid Polarizers further into the Deep Ultraviolet Spectral Range. *Advanced Optical Materials*, 4(11) :1780–1786, 2016.
- [191] Lihong Gao, Fabien Lemarchand, and Michel Lequime. Exploitation of multiple incidences spectrometric measurements for thin film reverse engineering. *Optics Express*, 20(14) :15734, 2012.
- [192] Ludvik Martinu and Daniel Poitras. Plasma deposition of optical films and coatings : A review. *Journal of Vacuum Science and Technology : Vacuum, Surfaces, and Films*, 18(6) :2619–2645, 2000.
- [193] Stéphane Larouche and Ludvik Martinu. OpenFilters : Open-source software for the design, optimization, and synthesis of optical filters. *Applied Optics*, 47(13) :219–230, 2008.
- [194] Donald W. Marquardt. An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2) :431–441, jun 1963.
- [195] Olivier Dupré, Rodolphe Vaillon, and Martin A. Green. A full thermal model for photovoltaic devices. *Solar Energy*, 140 :73–82, 2016.
- [196] Wenbo Gu, Tao Ma, Meng Li, Lu Shen, and Yijie Zhang. A coupled optical-electrical-thermal model of the bifacial photovoltaic module. *Applied Energy*, 258(October 2019) :114075, 2020.
- [197] Rodolphe Vaillon, Lucile Robin, Cristian Muresan, and Christophe Ménézo. Modeling of coupled spectral radiation, thermal and carrier transport in a silicon photovoltaic cell. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(23-24) :4454–4468, 2006.
- [198] U. Lindefelt. Heat generation in semiconductor devices. *Journal of Applied Physics*, 75(2) :942–957, 1994.
- [199] Aixue Shang and Xiaofeng Li. Photovoltaic Devices : Opto-Electro-Thermal Physics and Modeling. *Advanced Materials*, 29(8) :1–8, 2017.
- [200] Prateek Saxena and Nima E. Gorji. COMSOL Simulation of Heat Distribution in Perovskite Solar Cells : Coupled Optical-Electrical-Thermal 3-D Analysis. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 9(6) :1693–1698, 2019.
- [201] Soma Zandi, Mohsen Jamshidi Seresht, Afrasyab Khan, and Nima E. Gorji. Simulation of heat loss in $\text{Cu}_2\text{ZnSn}_4\text{S}_x\text{Se}_{4-x}$ thin film solar cells : A coupled optical-electrical-thermal modeling. *Renewable Energy*, 181 :320–328, 2022.

-
- [202] Andreas Fell, Keith R. McIntosh, Pietro P. Altermatt, Gaby J.M. Janssen, Rolf Stangl, Anita Ho-Baillie, Heiko Steinkemper, Johannes Greulich, Matthias Muller, Byungsul Min, Kean C. Fong, Martin Hermle, Ingrid G. Romijn, and Malcolm D. Abbott. Input parameters for the simulation of silicon solar cells in 2014. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 5(4) :1250–1263, 2015.
- [203] D.B.M. Klaassen. A unified mobility model for device simulation—I. Model equations and concentration dependence. *Solid-State Electronics*, 35(7) :953–959, jul 1992.
- [204] Simeon C. Baker-Finch, Keith R. McIntosh, Di Yan, Kean Chern Fong, and Teng C. Kho. Near-infrared free carrier absorption in heavily doped silicon. *Journal of Applied Physics*, 116(6), 2014.
- [205] Berenger Jean-Pierre. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2) :185–200, 1994.
- [206] Gerhard K. Wachutka. Rigorous Thermodynamic Treatment of Heat Generation and Conduction in Semiconductor Device Modeling. *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*, 9(11) :1141–1149, 1990.
- [207] Donald A. Clugston and Paul A. Basore. PC1D version 5 : 32-bit solar cell modeling on personal computers. *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pages 207–210, 1997.
- [208] M. Burgelman, P. Nollet, and S. Degraeve. Modelling polycrystalline semiconductor solar cells. *Thin Solid Films*, 361 :527–532, 2000.
- [209] J. Verschraegen and M. Burgelman. Numerical modeling of intra-band tunneling for heterojunction solar cells in scaps. *Thin Solid Films*, 515(15 SPEC. ISS.) :6276–6279, 2007.
- [210] Michael S. Adler. Accurate calculations of the forward drop and power dissipation in thyristors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 25(1) :16–22, 1978.
- [211] Selberherr Siegfried. *Analysis and simulation of semiconductor devices*. 1984.
- [212] John E. Parrott. Thermodynamic theory of transport processes in semiconductors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 43(5) :809–826, 1996.
- [213] J. D. Jackson. Electrodynamics, Classical. In *digital Encyclopedia of Applied Physics*, pages 669–670. Wiley, Weinheim, Germany, apr 2003.
- [214] Mark Lundstrom and Changwook Jeong. *Near-equilibrium Transport : Fundamentals And Applications*. 2012.
- [215] Martin Von Arx, Oliver Paul, and Henry Baltes. Process-dependent thin-film thermal conductivities for thermal CMOS MEMS. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 9(1) :136–145, 2000.

-
- [216] C. J. Glassbrenner and Glen A. Slack. Thermal conductivity of silicon and germanium from 3°K to the melting point. *Physical Review*, 134(4A), 1964.
- [217] Hilmar Straube, Jan Martin Wagner, and Otwin Breitenstein. Measurement of the Peltier coefficient of semiconductors by lock-in thermography. *Applied Physics Letters*, 95(5) :5–8, 2009.
- [218] T. Niewelt, B. Steinhauser, A. Richter, B. Veith-Wolf, A. Fell, B. Hammann, N. E. Grant, L. Black, J. Tan, A. Youssef, J. D. Murphy, J. Schmidt, M. C. Schubert, and S. W. Glunz. Reassessment of the intrinsic bulk recombination in crystalline silicon. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 235(November 2021) :111467, 2022.
- [219] J. M. Lugo and A. I. Oliva. Thermal properties of metallic films at room conditions by the heating slope. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 30(2) :452–460, 2016.
- [220] Edward A. Estalote and K. G. Ramanathan. Low-temperature emissivities of copper and aluminum. *Journal of the Optical Society of America*, 67(1) :39, 1977.
- [221] Jed Brody, Ajeet Rohatgi, and Vijay Yelundur. Bulk resistivity optimization for low-bulk-lifetime silicon solar cells. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 9(4) :273–285, 2001.
- [222] Martin A. Green. General temperature dependence of solar cell performance and implications for device modelling. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 11(5) :333–340, 2003.
- [223] Christian A. Gueymard. Parameterized transmittance model for direct beam and circumsolar spectral irradiance. *Solar Energy*, 71(5) :325–346, 2001.
- [224] N. Dabaghzadeh and M. Eslami. Temperature distribution in a photovoltaic module at various mounting and wind conditions : A complete CFD modeling. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 11(5), 2019.
- [225] Ian Marius Peters and Tonio Buonassisi. Energy Yield Limits for Single-Junction Solar Cells. *Joule*, 2(6) :1160–1170, 2018.
- [226] D. Alonso-Álvarez, T. Wilson, P. Pearce, M. Führer, D. Farrell, and N. Ekins-Daukes. Solcore : a multi-scale, Python-based library for modelling solar cells and semiconductor materials. *Journal of Computational Electronics*, 17(3) :1099–1123, 2018.
- [227] Saroj Dahal, John Waddle, and Marco Nardone. Multi-scale simulation of thin-film photovoltaic devices. *2017 IEEE 44th Photovoltaic Specialist Conference, PVSC 2017*, pages 738–741, 2017.

-
- [228] Grace C.Y. Peng, Mark Alber, Adrian Buganza Tepole, William R. Cannon, Suvaranu De, Savador Dura-Bernal, Krishna Garikipati, George Karniadakis, William W. Lytton, Paris Perdikaris, Linda Petzold, and Ellen Kuhl. Multiscale Modeling Meets Machine Learning : What Can We Learn? *Archives of Computational Methods in Engineering*, 28(3) :1017–1037, 2021.
- [229] Jean-Louis Meyzonnette. *Bases de radiometrie optique*. Editions Cépaduès, 2001.
- [230] Jean Jacques Greffet. Le rayonnement thermique revisité en champ proche. *Comptes Rendus Physique*, 18(1) :24–30, 2017.
- [231] Simo Pajovic, Yoichiro Tsurimaki, Xin Qian, and Gang Chen. Intrinsic nonreciprocal reflection and violation of Kirchhoff’s law of radiation in planar type-I magnetic Weyl semimetal surfaces. *Physical Review B*, 102(16) :165417, oct 2020.
- [232] Jean Jacques Greffet, Patrick Bouchon, Giovanni Brucoli, and François Marquier. Light Emission by Nonequilibrium Bodies : Local Kirchhoff Law. *Physical Review X*, 8(2) :21008, 2018.
- [233] H. E. Bennett, Jean M. Bennett, and Max R. Nagel. Distribution of Infrared Radiance over a Clear Sky. *Journal of the Optical Society of America*, 50(2) :100, 1960.
- [234] W. C. Swinbank. Longwave radiation from clear skies. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 89(381) :339–348, 1963.
- [235] Yulian Li, Linzhi Li, Li Guo, and Bowen An. Systematical analysis of ideal absorptivity for passive radiative cooling. *Optical Materials Express*, 10(8) :1767, 2020.
- [236] Jyotirmoy Mandal, Xin Huang, and Aaswath P. Raman. Accurately quantifying clear-sky radiative cooling potentials : A temperature correction to the transmittance-based approximation. *Atmosphere*, 12(9), 2021.
- [237] J. P. Lhomme, J. J. Vacher, and A. Rocheteau. Estimating downward long-wave radiation on the Andean Altiplano. *Agricultural and Forest Meteorology*, 145(3-4) :139–148, 2007.
- [238] Suwan Jeon and Jonghwa Shin. Ideal spectral emissivity for radiative cooling of earthbound objects. *Scientific Reports*, 10(1) :1–7, 2020.
- [239] Tristan Deppe and Jeremy N. Munday. Nighttime Photovoltaic Cells : Electrical Power Generation by Optically Coupling with Deep Space. *ACS Photonics*, 7(1) :1–9, 2020.
- [240] P. J. Timans. Emissivity of silicon at elevated temperatures. *Journal of Applied Physics*, 74(10) :6353–6364, 1993.

-
- [241] Christophe Lucchesi and Agnès Delmas. Setup for direct measurements of spectral directional emissivity at low temperature. *Journées TAMARYS*, 2022.
- [242] Carsten Schinke, P. Christian Peest, Jan Schmidt, Rolf Brendel, Karsten Bothe, Malte R. Vogt, Ingo Kröger, Stefan Winter, Alfred Schirmacher, Siew Lim, Hieu T. Nguyen, and Daniel Macdonald. Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon. *AIP Advances*, 5(6), 2015.
- [243] High-accuracy, midinfrared refractive index values of silicon. *Journal of Applied Physics*, 97(12) :0–8, 2005.
- [244] David F. Edwards and Ellen Ochoa. Infrared refractive index of silicon. *Applied Optics*, 19(24) :4130, dec 1980.
- [245] H. H. Li. Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 9(3) :561–658, 1980.
- [246] F. Marquier, K. Joulain, J. P. Mulet, R. Carminati, and J. J. Greffet. Engineering infrared emission properties of silicon in the near field and the far field. *Optics Communications*, 237(4-6) :379–388, 2004.
- [247] Kazim Gorgulu, Abdullah Gok, Mehmet Yilmaz, Kagan Topalli, Necmi Blyklkll, and Ali K. Okyay. All-Silicon Ultra-Broadband Infrared Light Absorbers. *Scientific Reports*, 6(May) :1–7, 2016.
- [248] Zhe Li, Yan Zhang, Hao Peng, Lu Liu, Weiming Zhu, and Zhijun Liu. Spectral narrowing of sub-bandgap absorbance and emissivity in highly doped silicon. *Materials Research Express*, 6(12) :126212, 2019.
- [249] Wiesław Kuźmicz. Ionization of impurities in silicon. *Solid State Electronics*, 29(12) :1223–1227, 1986.
- [250] M. Auslender and S. Hava. Free carrier contribution to dynamic dielectric function of heavily doped semiconductors. Application to n type silicon. *Physica Status Solidi (B)*, 174(2) :565–574, 1992.
- [251] S. Hava and M. Auslender. Theoretical dependence of infrared absorption in bulk-doped silicon on carrier concentration. *Applied Optics*, 32(7) :1122, 1993.
- [252] F. A. Johnson. Lattice absorption bands in silicon. *Proceedings of the Physical Society*, 73(2) :265–272, 1959.



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'INSA LYON, MEMBRE DE L'UNIVERSITE DE LYON

NOM : DUMOULIN
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)

DATE de SOUTENANCE : 27/01/2023

Prénoms : Jérémy

TITRE : Refroidissement radiatif des cellules et modules solaires par structuration de surface

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2023ISAL0005

Ecole doctorale : ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE (EEA)

Spécialité : Electronique, micro et nanoélectronique, optique et laser

RESUME :

Les cellules et modules photovoltaïques s'échauffent considérablement en conditions réelles de fonctionnement, ce qui est néfaste pour leur rendement de conversion et leur durée de vie. Pourtant, les aspects thermiques sont encore peu considérés, voire complètement ignorés lors de la conception des dispositifs photovoltaïques.

Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse est d'étudier une stratégie novatrice pour limiter l'échauffement : le refroidissement par échange radiatif avec le ciel. Cette approche consiste à optimiser l'échange radiatif dans les gammes spectrales où il n'y a pas de conversion photovoltaïque, notamment dans le moyen infrarouge pour profiter de la fenêtre de transparence qu'offre l'atmosphère dans la gamme 8-13 μm . Bien que prometteuse, de nombreux verrous restent à lever pour saisir les tenants et les aboutissants de cette stratégie, aussi bien du point de vue théorique que du point de vue expérimental.

Grâce à un modèle électrique et thermique spécialement développé à cet effet, le bénéfice théorique que le refroidissement radiatif avec le ciel peut apporter aux dispositifs photovoltaïques est d'abord quantifié. Le profil d'émissivité idéal est également déterminé. Plus généralement, des lignes directrices et des ordres de grandeurs sont établis pour une vaste gamme de dispositifs à monojonction.

Les pistes expérimentales pour atteindre le profil d'émissivité idéal sont ensuite mises en lumière. A l'échelle d'un module en silicium cristallin, il apparaît que la voie la plus prometteuse concerne l'ingénierie de l'interface air-verre. A cet égard, une structure optique basée sur une multicouche diélectrique est proposée et analysée. Pour guider d'éventuelles études futures, un ensemble d'outils numériques et méthodologiques pour trouver, concevoir, et quantifier le bénéfice des structures optiques est présenté.

En complément de ces résultats spécifiques au refroidissement radiatif avec le ciel, un modèle opto-électro-thermique de cellules en silicium est développé. Ce dernier a pour but de prédire les performances en conditions réelles de fonctionnement directement à partir de la connaissance des matériaux et de l'architecture de la cellule. Nous montrons notamment comment ce modèle d'un nouveau genre permet d'ouvrir de nouvelles voies pour continuer à augmenter la production d'électricité photovoltaïque via une ingénierie plus consciente des effets thermiques.

MOTS-CLÉS : refroidissement radiatif, photovoltaïque, silicium, conditions réelles, structuration, simulation

Laboratoire (s) de recherche : Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL), UMR5270

Directeur de thèse : AMARA Mohamed

Président de jury : DUBOIS Sébastien