



**HAL**  
open science

**Rôle des ondes de surface dans la modification des propriétés radiatives de matériaux microstructurés. Application à la conception de sources infrarouges et à l'effet thermophotovoltaïque.**

Marine Laroche

► **To cite this version:**

Marine Laroche. Rôle des ondes de surface dans la modification des propriétés radiatives de matériaux microstructurés. Application à la conception de sources infrarouges et à l'effet thermophotovoltaïque.. Physique [physics]. Ecole Centrale Paris, 2005. Français. NNT: . tel-00011615

**HAL Id: tel-00011615**

**<https://theses.hal.science/tel-00011615>**

Submitted on 15 Feb 2006

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

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

# THESE

présentée par

**Marine Laroche**

pour l'obtention du

**GRADE de DOCTEUR**

Formation doctorale : Physique-Energétique

Laboratoire d'accueil : Laboratoire d'Energétique Moléculaire et Macroscopique,  
Combustion (EM2C) du CNRS et de l'ECP

**Rôle des ondes de surface dans la modification  
des propriétés radiatives de matériaux microstructurés.  
Application à la conception de sources infrarouges  
et à l'effet thermophotovoltaïque.**

Soutenue le 30 novembre 2005

Composition du jury : MM. Carminati R.  
Chavel P. Président  
Dallot P.  
Enoch S. Rapporteur  
Gobin D.  
Greffet J.-J.  
Guillemoles J.-F.  
Pelouard J.-L. Rapporteur



# Remerciements

J'ai d'abord passé trois ans à Centrale, puis de nouveau trois ans à Centrale. Et pourtant, je n'ai pas eu l'impression de rester au même endroit. J'ai fait ma thèse au laboratoire EM2C de l'Ecole Centrale Paris où j'ai découvert le métier de chercheur. L'ambiance au laboratoire, le climat de travail, ont fait de ses trois dernières années, un très bon moment. Je voudrais remercier tout le personnel du laboratoire qui contribue à créer cette atmosphère propice au travail. Je remercie Nasser, notre directeur, qui est toujours sur tous les fronts pour soutenir les intérêts du laboratoire. Je remercie aussi Karine, Véronique, Hélène pour leur aide précieuse au jour le jour.

J'ai eu la chance d'avoir deux directeurs de thèse formidables : Jean-Jacques Greffet et Rémi Carminati. Je souhaite remercier Rémi. Je l'ai d'abord connu comme professeur et responsable d'option (EP). Passionné et passionnant, rigoureux, très pédagogue, il m'a donné envie de faire une thèse en physique dans son équipe. Je le remercie d'ailleurs de m'avoir expliqué la différence entre "physique théorique" et "physique fondamentale", j'ai pu voir que l'on pouvait faire de la très belle physique fondamentale sans planer à trois mille. Je lui suis reconnaissante de n'avoir jamais perdu patience face aux nombreuses questions existentielles parfois, de physique souvent. Merci pour ses réponses honnêtes, simples et le temps qu'il a toujours su trouver !

Muchas gracias a Jean-Jacques también. Là aussi je ne sais pas par où commencer... peut être par Grenade et les bar à tapas que l'on a pu découvrir avec François à l'occasion de ma première "conf" sur la plasmonique. Je pourrais dire qu'au début ses réponses à mes question "par analogie" m'ont beaucoup impressionné (même fait un peu peur). Je me souviens notamment d'une des premières fois où j'étais en train de lui poser une question, et qu'il m'a répondu "par analogie avec l'équation de Schrodinger...". J'ai beaucoup appris grâce à la vision globale et à sa compréhension profonde des phénomènes physiques, et même de ses explications par analogie ;-). Et je n'ai jamais eu honte de dire "je n'ai pas compris", car je savais qu'il allait m'expliquer autant de fois qu'il faudrait. Merci pour son temps, sa curiosité scientifique...

Merci à vous deux de m'avoir donné le goût du métier de chercheur et de m'avoir montré que l'on pouvait être à la fois compétent, et très humain.

Durant ces trois dernières années je pense que j'ai passé un quart de mon temps en salle informatique (j'exagère un peu mais tout le temps que j'ai passé au labo, j'étais en salle info!). Je remercie d'ailleurs Gilbert de son aide précieuse, et de sa faculté à parler aux machines mieux que moi. J'ai donc partagé aussi beaucoup de temps avec tous les thésards de combustion, rayonnement et plasma et bien sûr avec ceux de nano! Je remercie Nathalie pour ses toujours bons conseils sur matlab ou latex, et aussi pour sa bonne humeur et sa patience ;-). Je pense aussi aux anciens thésards comme Rachid, Jean-Philippe, Stéphane du groupe électromag, à Marjorie et à François (du groupe rebaptisé nano) avec qui j'ai partagé deux ans de thèse et beaucoup de choses encore. Je pense à mes contemporains, comme Guillaume, Barbar, Weeded, Micheline, David, Ghislain, Nathalie, je leur souhaite toute la réussite professionnelle, en industrie ou dans la carrière académique, et pleins de bonnes choses. Merci aussi aux (plus si petits) nouveaux thésards pour la bonne ambiance qu'il continue à donner au labo. Merci à François pour sa bonne humeur, son "tuyoutoutou", les pauses café... J'ai aussi apprécié ses progrès en espagnol et en scrabble... ;-)

Je souhaiterais aussi remercier ma famille qui m'a toujours soutenue durant ses trois ans. Ils se sont intéressés à ce que je faisais, allant même jusqu'à apprendre par coeur mon sujet de stage de DEA : "les transferts thermiques dans les nanostructures". Ils me rapportaient d'ailleurs tous les articles traitant des "nanos"... Merci à Mamita d'avoir arrêté de me demander quand j'allais trouver un "vrai" job, et d'avoir compris que la recherche était la voie que j'avais finalement choisie. Merci à, dans le désordre, Mélanie (mémé), Morgane (momo), Maxime (maxou), maman et papa...

Mes amis ont aussi été très présents durant ses trois ans, suivant de près ou de loin les péripéties de mes articles... Quelques amis ont parcouru mes premiers articles, me posant des questions durant les longs trajets pour aller au ski ou à un week end à la campagne. Je me souviens aussi d'une discussion sur les plasmons dans un café à Bastille avec Julie et Antoine, ce qui m'a valu le surnom de "Martine et les plasmons". Je pense à Anaïs, Xavier, André, Constance, Dadou, Ghislain, Nico, Sandra, Axelle, Charlotte, Julie, Antoine, Augustin et François... Merci d'être venus me soutenir pendant ma soutenance...

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Absorption/ Emission par des structures périodiques. Application au refroidissement radiatif.</b>	<b>3</b>
<b>1</b>	<b>Emission thermique cohérente par excitation de plasmons de surface sur un réseau de tungstène</b>	<b>7</b>
1.1	Introduction . . . . .	8
1.2	Conception et réalisation d'une source thermique de tungstène directionnelle . . .	9
1.2.1	Mécanisme d'émission thermique cohérente . . . . .	9
1.2.2	Cas du tungstène . . . . .	9
1.2.3	Dimensionnement numérique . . . . .	10
1.2.4	Réalisation et mesures d'émissivité . . . . .	11
1.3	Etude quantitative de la cohérence spatiale et directivité . . . . .	13
1.3.1	Lien entre la directivité et la cohérence spatiale . . . . .	13
1.3.2	Longueur de cohérence spatiale du réseau de tungstène . . . . .	15
1.4	Origine microscopique de la cohérence en champ proche : le rôle des plasmons de surface . . . . .	16
1.4.1	Cohérence spatiale en champ proche d'une interface plane de tungstène . .	17
1.4.2	Présence d'ondes de surface à la résonance . . . . .	18
1.5	Conclusion . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Refroidissement radiatif du silicium dopé</b>	<b>23</b>
2.1	Introduction . . . . .	24
2.2	L'écran de Salisbury . . . . .	25
2.3	Réseaux de Si dopé . . . . .	26
2.4	Comparaison des systèmes . . . . .	26
2.4.1	Spectres . . . . .	26

2.4.2	Émissivité hémisphérique . . . . .	29
2.5	Conclusion . . . . .	30
<b>II</b>	<b>Thermophotovoltaïque en champ proche</b>	<b>35</b>
<b>3</b>	<b>Introduction à la physique des cellules thermophotovoltaïques</b>	<b>43</b>
3.1	Mécanismes de transport dans les semiconducteurs . . . . .	44
3.2	Jonction p-n en obscurité . . . . .	47
3.2.1	Jonction à l'équilibre . . . . .	47
3.2.2	Jonction hors-équilibre (sous tension) . . . . .	49
3.3	Jonction sous éclairement . . . . .	52
3.4	Jonction éclairée par une source en champ proche . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Calcul du flux radiatif en champ proche</b>	<b>57</b>
4.1	Calcul du flux radiatif et du photocourant en champ proche . . . . .	58
4.1.1	Introduction . . . . .	58
4.1.2	Calcul du champ électromagnétique . . . . .	60
4.1.3	Calcul du flux radiatif et du photocourant . . . . .	62
4.2	Résultats avec une source réelle en tungstène . . . . .	65
4.2.1	Etude spectrale du flux radiatif échangé . . . . .	67
4.2.2	Influence de la distance sur le photocourant . . . . .	69
4.3	Résultats avec une source quasi-monochromatique (modèle de Drude fictif) . . . . .	71
4.3.1	Etude spectrale du flux radiatif échangé . . . . .	71
4.3.2	Influence de la distance sur le photocourant . . . . .	77
4.4	Conclusion . . . . .	78
<b>5</b>	<b>Modification de la durée de vie radiative en champ proche</b>	<b>81</b>
5.1	Introduction . . . . .	82
5.2	Durée de vie radiative dans un milieu d'indice n réel . . . . .	83
5.2.1	Durée de vie radiative dans le vide . . . . .	83
5.2.2	Durée de vie radiative dans un milieu d'indice n réel . . . . .	85
5.3	Durée de vie radiative en présence de la source . . . . .	86

5.4	Modification de la durée de vie avec la source de tungstène . . . . .	88
5.5	Modification de la durée de vie avec la source quasi-monochromatique . . . . .	89
5.6	Influence de l'effet du champ proche sur le courant de saturation . . . . .	92
5.7	Conclusion . . . . .	93
<b>6</b>	<b>Etude du rendement et de la puissance extraite d'une cellule thermophoto- voltaïque en champ proche</b>	<b>95</b>
6.1	Introduction . . . . .	96
6.2	Expression générale du rendement . . . . .	96
6.2.1	Définition du rendement d'une cellule TPV . . . . .	96
6.2.2	Limite thermodynamique du rendement . . . . .	98
6.2.3	Cas d'une source monochromatique . . . . .	100
6.2.4	Cas d'une source en champ proche . . . . .	101
6.3	Calcul du courant de saturation . . . . .	102
6.4	Rendement et puissance électrique extraite avec la source de tungstène . . . . .	104
6.4.1	Rendement . . . . .	104
6.4.2	Puissance électrique extraite . . . . .	106
6.5	Rendement et puissance électrique extraite avec la source quasi-monochromatique	107
6.5.1	Rendement . . . . .	107
6.5.2	Puissance électrique extraite . . . . .	108
6.6	Conclusion . . . . .	109
<b>III</b>	<b>Modification des propriétés radiatives des cristaux photoniques par ondes de surface</b>	<b>113</b>
<b>7</b>	<b>Transmission résonante à travers un film de cristal photonique par couplage d'ondes de surface</b>	<b>119</b>
7.1	Introduction . . . . .	120
7.2	Caractéristiques du cristal photonique étudié . . . . .	120
7.2.1	Géométrie du système . . . . .	121
7.2.2	Structure de bandes du cristal infini . . . . .	121



7.3	Transmission à travers un film fini de cristal photonique en fonction de la terminaison	122
7.3.1	Film fini sans troncature . . . . .	122
7.3.2	Film fini avec troncature . . . . .	123
7.4	Présence d'ondes de surfaces à la résonance de transmission . . . . .	124
7.4.1	Résonance des ordres évanescents . . . . .	124
7.4.2	Structure de l'intensité du champ à la résonance . . . . .	126
7.4.3	Relation de dispersion des ondes de surface . . . . .	127
7.5	Origine des deux pics de résonance de transmission : couplage des ondes de surface	127
7.5.1	Approche phénoménologique de la résonance . . . . .	127
7.5.2	Couplage en fonction de l'épaisseur du film . . . . .	130
7.6	Conclusion . . . . .	131
<b>8</b>	<b>Emission thermique cohérente par excitation d'ondes de surface sur un film de cristal photonique</b>	<b>133</b>
8.1	Introduction . . . . .	134
8.2	Caractéristiques du cristal photonique, étude du gap . . . . .	134
8.3	Modification de l'émissivité par le cristal photonique . . . . .	136
8.4	Emission thermique cohérente et rôle des ondes de surface . . . . .	138
8.4.1	Résonance d'émission et des ordres évanescents . . . . .	138
8.4.2	Saut de phase à la traversée de la résonance . . . . .	139
8.4.3	Présence d'ondes de surface à la résonance . . . . .	141
8.4.4	Relation de dispersion . . . . .	141
8.5	Conclusion . . . . .	143
<b>A</b>	<b>Introduction à la physique des polaritons de surface</b>	<b>151</b>
A.1	Conditions d'existence d'ondes de surface. . . . .	151
A.2	Relation de dispersion d'un plasmon-polariton de surface . . . . .	156
A.2.1	Interface plane . . . . .	156
A.2.2	Relation de dispersion en présence d'un réseau. . . . .	157
A.2.2.1	Principe du couplage radiatif . . . . .	157
A.2.2.2	Conséquences sur la relation de dispersion . . . . .	159
A.2.2.3	Conséquences sur l'émission thermique d'un réseau . . . . .	161





# Guide de lecture

Le thème général du manuscrit est la modification des propriétés radiatives des matériaux par des microstructurations telles que les réseaux métalliques ou les cristaux photoniques. Une grande partie de ce travail s'intéresse à l'effet du transfert thermique amplifié en champ proche sur les dispositifs thermophotovoltaïques (TPV). Le lecteur trouvera une synthèse bibliographique détaillée de chacun des sujets traités en introduction de chaque chapitre de ce mémoire.

Ce manuscrit s'articule en trois parties.

La première partie, composée de deux chapitres, étudie la modification de l'émission thermique de structures périodiques et son application au refroidissement radiatif. Le chapitre 1 étudie la conception et la réalisation d'une source thermique de tungstène présentant une directivité exceptionnelle dans le proche infrarouge. Ce mécanisme d'émission thermique cohérente est dû à l'excitation de plasmon-polaritons de surface. Le chapitre 2 s'intéresse à la possibilité de refroidir des réseaux en silicium (Si) dopé grâce à l'amplification de l'émission due à l'excitation résonante d'ondes de surface.

La seconde partie, comportant quatre chapitres, propose le premier modèle complet d'un dispositif thermophotovoltaïque éclairé par une source placée en champ proche du convertisseur. Le chapitre 3 introduit les notions physiques nécessaires à la modélisation du transport de charges dans les convertisseurs TPV et identifie les termes qui sont modifiés en champ proche. Puis, les chapitres 4 et 5 étudient respectivement, l'effet du champ proche sur le flux radiatif échangé entre la source et la cellule TPV et la modification de la durée de vie des paires électron-trou due à la présence de la source en champ proche de la cellule TPV. Le chapitre 6 détermine la puissance électrique maximale que l'on peut extraire de ces cellules TPV éclairées en champ proche.

Finalement, dans la troisième partie, comprenant deux chapitres, nous explorons la possibilité de contrôler les propriétés d'émission et de transmission des cristaux photoniques en utilisant les ondes de surface. Ainsi, le chapitre 7 étudie la transmission résonante par couplage d'ondes

de surface à travers un film de cristal photonique de silicium pour une longueur d'onde appartenant au gap. Le chapitre 8 présente la possibilité d'obtenir de l'émission thermique cohérente par excitation d'ondes de surface sur un film de cristal photonique de germanium (Ge).

Première partie

Absorption/ Emission par des  
structures périodiques. Application  
au refroidissement radiatif.



# Introduction

La modification des propriétés radiatives des matériaux présente un enjeu très important pour améliorer les performances des dispositifs thermophotovoltaïques et des sources de rayonnement visible ou infrarouge. C'est aussi une question-clé pour les applications à la thermique des composants ainsi qu'au refroidissement radiatif.

Dans cet objectif, plusieurs principes ont déjà été mis en oeuvre. Ainsi, il a été montré que l'on pouvait contrôler l'émission thermique de systèmes tels que des multicouches (Kollyukh *et al.* 2003; Liptuga 2003), des films minces (Ben-Abdallah 2004), des surfaces rugueuses (Ghmari *et al.* 2004), des cristaux photoniques 1D (Narayanaswamy et Chen 2004; Enoch *et al.* 2005) et 3D (Lin *et al.* 2003b). Les surfaces microstructurées ont aussi fait l'objet de nombreuses études, puisqu'elles peuvent présenter de l'amplification résonante d'émission due à des modes de cavité (Hesketh *et al.* 1986) ou à des ondes de surface (Greffet *et al.* 2002).

Les surfaces microstructurées supportant des ondes de surface (phonon-polaritons sur les cristaux polaires ou plasmon-polaritons sur les métaux et les semiconducteurs dopés) peuvent générer de l'émission thermique cohérente. En effet, ces sources thermiques comme le SiC (Greffet *et al.* 2002; Marquier *et al.* 2004), l'or (Kreiter *et al.* 1999), le tungstène (Heinzel *et al.* 2000; Laroche *et al.* 2005) ou le Si dopé (Marquier *et al.* 2004) émettent un rayonnement thermique amplifié directionnel et quasi-monochromatique. Ces sources sont des réseaux lamellaires qui permettent l'excitation résonante d'ondes de surface à la base du mécanisme d'émission thermique cohérente. Dans certains cas, on a aussi pu concevoir une source monochromatique et isotrope (Marquier *et al.* 2004).

Ainsi, dans le chapitre 1, nous avons conçu et réalisé une source thermique cohérente de tungstène dans le proche infrarouge avec une directivité exceptionnelle, comparable à celle d'un laser CO<sub>2</sub> (Laroche *et al.* 2005). Nous verrons le rôle de l'excitation de plasmon-polaritons de surface dans la cohérence spatiale de la source.

L'impact sur la thermique du système du phénomène d'émission thermique cohérente par



---

des semiconducteurs dopés comme le Si dopé n'a jamais été étudié. Cette étude est l'objet du chapitre 2. Deux types de réseaux de Si dopé avaient été dimensionnés (Marquier *et al.* 2004) pour concevoir une source quasi-monochromatique et directionnelle, et une autre quasi-monochromatique et isotrope. Nous proposons une étude quantitative de l'amplification du flux total émis par ces réseaux (Laroche *et al.* 2005). Nous comparons les performances de ces structures avec celles d'un système anti-réfléchissant : l'écran de Salisbury.

# Chapitre 1

## Emission thermique cohérente par excitation de plasmons de surface sur un réseau de tungstène

### Table des matières

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>8</b>
<b>1.2</b>	<b>Conception et réalisation d'une source thermique de tungstène directionnelle</b> . . . . .	<b>9</b>
1.2.1	Mécanisme d'émission thermique cohérente . . . . .	9
1.2.2	Cas du tungstène . . . . .	9
1.2.3	Dimensionnement numérique . . . . .	10
1.2.4	Réalisation et mesures d'émissivité . . . . .	11
<b>1.3</b>	<b>Etude quantitative de la cohérence spatiale et directivité</b> . . . . .	<b>13</b>
1.3.1	Lien entre la directivité et la cohérence spatiale . . . . .	13
1.3.2	Longueur de cohérence spatiale du réseau de tungstène . . . . .	15
<b>1.4</b>	<b>Origine microscopique de la cohérence en champ proche : le rôle des plasmons de surface</b> . . . . .	<b>16</b>
1.4.1	Cohérence spatiale en champ proche d'une interface plane de tungstène . . . . .	17
1.4.2	Présence d'ondes de surface à la résonance . . . . .	18
<b>1.5</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>21</b>

---

## 1.1 Introduction

Une des propriétés très utile du rayonnement laser est sa directivité. Cette directivité est la manifestation de la cohérence spatiale de la source. Il a été montré (Wolf et Collett 1978) que l'on pouvait aussi obtenir une émission directionnelle à partir de sources partiellement cohérentes. Ces prédictions ont été vérifiées expérimentalement (De Santis *et al.* 1979; Deschamps *et al.* 1983).

Les sources thermiques ont été souvent considérées comme l'exemple typique de sources incohérentes. De récents travaux théoriques et expérimentaux ont montré qu'une telle affirmation est inexacte. Sur des matériaux supportant des ondes de surface (phonon-polaritons sur les cristaux polaires, plasmon-polaritons sur les métaux ou les semiconducteurs dopés), il a été montré que le rayonnement thermique émis présente une grande cohérence spatiale en champ proche (Carminati et Greffet 1999; Henkel *et al.* 2000). Lorsque l'on grave un réseau à la surface de tels matériaux, on a pu observer de l'émission très directionnelle, signature de la cohérence spatiale, sur du SiC (Greffet *et al.* 2002; Marquier *et al.* 2004), de l'or (Kreiter *et al.* 1999) ou du tungstène (Heinzel *et al.* 2000). Ainsi, il a été montré que l'émission thermique d'un réseau de SiC présente des lobes d'émission d'ouverture angulaire  $\Delta\theta = 52$  mrad (Carminati et Greffet 1999; Greffet *et al.* 2002; Marquier *et al.* 2004). Très récemment, de l'émission thermique par plasmons de surface sur l'or a été observée avec une directivité de  $\Delta\theta = 87$  mrad (Kreiter *et al.* 1999), d'autres expériences ont aussi été faites sur du tungstène (Heinzel *et al.* 2000; Laroche *et al.* 2005).

D'autres systèmes peuvent générer de l'émission thermique directionnelle. Ainsi, Hesketh *et al.* (Hesketh *et al.* 1988) ont montré qu'une source thermique de silicium pouvait émettre de façon directionnelle, lorsque des modes de cavité peuvent être excités à sa surface. Ce même mécanisme a été observé sur des surfaces microstructurées de tungstène (Sai et Yugami 2004). Plus récemment, des multicouches (Kollyukh *et al.* 2003; Liptuga 2003) et des films minces (Ben-Abdallah 2004) ont été étudiés pour leur comportement d'"antenne thermique". Le diagramme d'émission de ces systèmes comportaient plusieurs lobes dont les plus étroits avait une largeur à mi-hauteur de, respectivement, 138 mrad et 69 mrad. De l'amplification d'émission thermique a aussi pu être observée sur des cristaux photoniques en tungstène (Lin *et al.* 2003b).

Dans ce chapitre, nous montrons qu'il est possible de concevoir et de réaliser une source thermique de tungstène pouvant émettre avec une directivité exceptionnelle. Une directivité

de 15 mrad a été mesuré (Laroche *et al.* 2005), elle est comparable à celle du laser CO<sub>2</sub> (qui est typiquement de 7 mrad). Cette directivité est la signature de la grande cohérence spatiale du champ proche de la surface, dont l'origine est l'excitation de plasmon-polaritons de surface existant dans le proche infrarouge sur le tungstène.

## 1.2 Conception et réalisation d'une source thermique de tungstène directionnelle

### 1.2.1 Mécanisme d'émission thermique cohérente

Depuis les travaux de Wood (Wood 1902), on sait que l'on peut modifier les propriétés d'absorption (pour une longueur d'onde et une incidence donnée) des réseaux métalliques grâce au couplage entre une onde propagative et une onde de surface. Puis, Maystre *et al.* (Maystre et Hutley 1976) ont montré que l'on pouvait avoir de l'absorption totale directionnelle dans le visible par un réseau sinusoïdal d'or très peu rugueux. La longueur d'onde et l'angle d'incidence sont liés à la relation de dispersion de l'onde de surface par :  $\frac{\omega}{c} \sin \theta = k_{sp} + p \frac{2\pi}{a}$  où  $k_{sp}$  est le vecteur d'onde du plasmon de surface donnée par  $k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}}$ , avec  $\varepsilon$  est la constante diélectrique du matériau (voir annexe A).

Or, d'après la loi de Kirchhoff, l'absorption pour la longueur d'onde  $\lambda$  et l'angle d'incidence  $\theta$ ,  $\alpha(\lambda, \theta)$  est égale à l'émission spectrale et directionnelle  $\varepsilon(\lambda, \theta)$ . Connu pour les interfaces planes (Mezonnnette et Lépine 1999), ce résultat a été généralisé pour d'autres états de surface (Greffet et Nieto-Vesperinas 1998). On s'attend donc à observer un phénomène similaire en émission thermique.

### 1.2.2 Cas du tungstène

Ainsi, nous nous intéressons aux propriétés d'émission thermique d'un réseau de tungstène dans le proche infrarouge dans la bande 3 – 5  $\mu\text{m}$  en polarisation p (champ magnétique parallèle aux lignes du réseau, aussi appelé TM). En effet, des ondes de surface existent sur le tungstène dans cette gamme de longueurs d'onde. Plus précisément, nous cherchons à calculer l'émissivité spectrale et directionnelle de la structure, qui est le rapport entre la luminance de la source dans une direction considérée et de celle du corps noir à la même température. La fréquence plasma n'existant pas sur le tungstène, la relation de dispersion de l'onde de surface sur l'interface plane est linéaire et proche de la droite de lumière (voir Annexe A). Les réseaux étudiés sont de

faible amplitude, on considérera donc que cette relation de dispersion reste valable. Le couplage des ondes de surface par le réseau ne se fera que pour un couple (fréquence, angle d'émission) donnée (voir Annexe A) : on s'attend donc à observer de l'émission directionnelle sur le réseau de tungstène.

### 1.2.3 Dimensionnement numérique

La méthode rigoureuse des ondes couplées (RCWA) permet de calculer les propriétés radiatives d'une structure périodique (Chateau et Hugonin 1994; Lalanne et Morris 1996; Li 1996). Le code que nous avons développé dans notre équipe, permet de calculer les facteurs de réflexion, transmission et donc d'absorption d'un système à une direction de périodicité (réseau 1D) lorsque celui-ci est éclairé par une onde plane monochromatique. Il permet en outre de calculer le champ électromagnétique dans la structure. Une description plus détaillée de la méthode numérique utilisée se trouve dans la thèse de F. Marquier (Marquier 2004). Ce calcul numérique nous donne l'absorption  $\alpha(\lambda, \theta)$  de la structure pour une longueur d'onde  $\lambda$  donnée et un angle d'incidence  $\theta$  (angle que fait le vecteur d'onde incident avec la normale à la surface) et donc l'émission de la structure pour l'angle d'émission  $\theta$ .

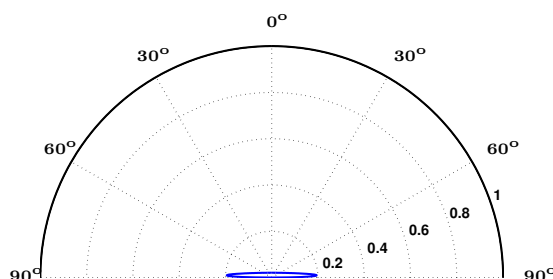


Figure 1.1: Emission en polarisation p d'une surface plane de tungstène dans le proche infrarouge pour les longueurs d'ondes  $\lambda = 4,09 \mu m$  et  $\lambda = 4,53 \mu m$  (les deux courbes sont superposées).

La figure 1.1 montre le spectre angulaire de l'émissivité en polarisation p d'une surface plane de tungstène dans le proche infrarouge. On peut observer que l'émissivité est très faible en dessous de 0,1, sauf à l'incidence de Brewster où elle atteint 0,2. L'angle de Brewster correspond en effet à un zéro complexe de réflectivité donc un maximum d'émissivité. Lorsque l'on modifie très peu cet état de surface en gravant un réseau lamellaire, on change très fortement l'émission

thermique du tungstène. C'est ce que nous montre la figure 1.2(a) qui représente le spectre angulaire d'émission en polarisation p d'un réseau de tungstène pour deux longueurs d'onde appartenant au proche infrarouge  $\lambda = 4,09 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 4,53 \mu\text{m}$ .

Nous avons d'abord fixé la période  $a = 3 \mu\text{m}$ , de sorte qu'il existe un angle d'émission  $\theta$  et une longueur d'onde  $\lambda$  appartenant au proche infrarouge qui correspondent à un point de la relation de dispersion de l'onde de surface donnée par  $\frac{\omega}{c} \sin \theta = k_{sp} + p \frac{2\pi}{a}$ . Les paramètres du réseau, c'est-à-dire le facteur de remplissage  $f = 0,5$  et la hauteur  $h = 0,125 \mu\text{m}$  ont été optimisés numériquement pour atteindre une émissivité maximale dans les lobes d'émission.

En comparant la figure 1.2(a) avec la figure 1.1, on peut voir apparaître des lobes très étroits d'émission, dont l'angle change avec la longueur d'onde. L'émission est ainsi amplifiée d'un facteur 10 par rapport à la surface plane. Par exemple, l'émissivité pour  $\lambda = 4,53 \mu\text{m}$  et  $\theta = 30,5^\circ$  est supérieure à 0,9 alors qu'elle était inférieure à 0,1 pour la surface plane. Nous pouvons aussi remarquer la directivité exceptionnelle de ses lobes d'émission. Nous utiliserons la largeur totale à mi-hauteur (en anglais FWHM : full width at half maximum) pour la caractériser. Ainsi, à  $\lambda = 4,53 \mu\text{m}$ , l'ouverture angulaire de l'émission est de  $\Delta\theta = 2,4 \text{ mrad}$ . Cette directivité est comparable à celle d'un laser Hélium-Néon (typiquement de 2 mrad à  $\lambda = 3,4 \mu\text{m}$ ).

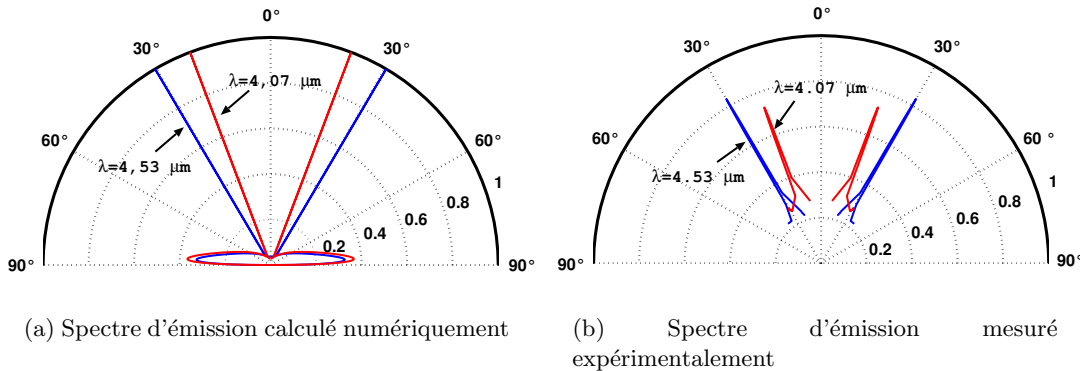


Figure 1.2: Spectre angulaire d'émission d'un réseau lamellaire de tungstène (période  $a = 3 \mu\text{m}$ , facteur de remplissage  $f = 0,5$  et hauteur  $h = 0,125 \mu\text{m}$ ) en polarisation p. (a) : calcul, (b) : mesures.

#### 1.2.4 Réalisation et mesures d'émissivité

Le réseau tel que nous l'avons dimensionné a été fabriqué au LPN (Marcoussis) par S. Collin, N. Bardou et J.-L. Pelouard. La figure 1.3 est une image au microscope électronique à balayage (MEB) du réseau de tungstène dont les propriétés d'émission ont été mesurées.

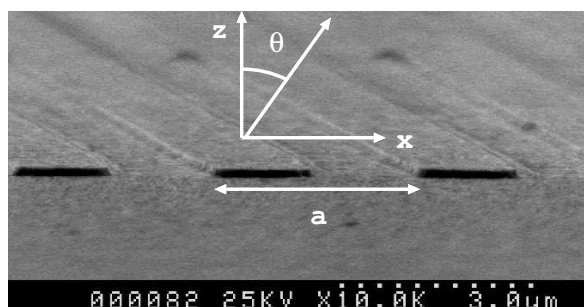


Figure 1.3: Image au microscope électronique à balayage du réseau de tungstène. Ses paramètres sont : période  $a = 3 \mu\text{m}$ , facteur de remplissage  $f = 0,5$  et de hauteur  $h = 0,125 \mu\text{m}$ .

La mesure des spectres en émission de cet échantillon a été réalisée au laboratoire par C. Arnold et F. Marquier selon le même protocole expérimental que celui détaillé dans (Marquier *et al.* 2004; Marquier 2004). Il s'agit d'un montage optique réalisant l'image de l'échantillon sur un spectromètre à transformée de Fourier. Cette expérience est résolue à la fois angulairement et spectralement, la résolution angulaire étant de  $3 \cdot 10^{-4}$  sr et la résolution spectrale de  $4 \text{ cm}^{-1}$ . L'échantillon a été chauffé à 600 K. Son spectre d'émission est donnée sur la figure 1.2(b).

Les résultats expérimentaux (Fig.1.2(b)) concordent bien avec les prédictions numériques. On observe en effet une grande directivité de l'émission thermique. Pour les deux longueurs d'onde considérées, deux lobes d'émission apparaissent à des angles proches de ceux prévus numériquement. Ainsi, pour  $\lambda = 4,53 \mu\text{m}$ , le pic d'émission apparaît à  $\theta = 30^\circ$ . L'ouverture angulaire des lobes d'émission est ici de  $\Delta\theta = 15,7 \text{ mrad}$ , qui est comparable à la directivité du laser  $\text{CO}_2$  (typiquement de 7 mrad).

Une des raisons expliquant les différences observées entre les calculs et les mesures est la différence de température. Les données de constante diélectrique n'existent qu'à 300 K alors que l'échantillon a été chauffée à 600 K pour l'expérience, entraînant ainsi une augmentation des pertes dans le tungstène (et donc une modification de sa constante diélectrique). Cet phénomène avait pu être pris en compte pour le SiC (sous forme d'une correction du modèle de Lorentz de sa constante diélectrique) (Marquier *et al.* 2004), mais pour le tungstène, cela n'a pas été possible car il n'existe pas de modèle simple pour sa constante diélectrique.

Ces lobes étroits d'émission sont la signature d'une grande cohérence spatiale. Dans la section suivante, nous allons voir quel est le rapport entre l'ouverture angulaire des pics et la longueur de cohérence spatiale.

## 1.3 Etude quantitative de la cohérence spatiale et directivité

Lorsqu'une source est partiellement cohérente spatialement, les rayonnements émis par ses différents points peuvent interférer tant que la distance les séparant est inférieure à la longueur de cohérence spatiale. Des lobes d'émission apparaissent autour des directions pour lesquelles les interférences sont constructives. Il existe donc une relation entre l'ouverture angulaire du lobe d'émission et la longueur de cohérence spatiale de la source. Nous allons préciser cette relation quantitativement dans ce paragraphe.

### 1.3.1 Lien entre la directivité et la cohérence spatiale

Notre étude porte sur la polarisation p. Nous considérons une onde dont le vecteur d'onde est contenu dans le plan (xOz). Nous allons donc travailler avec le champ magnétique qui est une grandeur scalaire  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = H_y(\mathbf{r}, t) \mathbf{e}_y$ ,  $\mathbf{e}_y$  étant parallèle aux lignes du réseau.

Le champ émis par une source thermique est un champ fluctuant. Il est modélisé par un processus aléatoire qui est supposé stationnaire, c'est-à-dire que ses fluctuations gardent la même densité de probabilité dans le temps.

Pour mesurer le degré de cohérence spatiale du champ, nous définissons la fonction de corrélation du champ entre deux points de la source situés à la surface (donc à une altitude  $z = 0$ ) de la source :  $\langle H_y(\mathbf{r}_1, t) H_y(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle$ . On définit la densité spectrale de puissance  $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$  par (Mandel et Wolf 1995; Goodman 1985) :

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle H_y(\mathbf{r}_1, t) H_y(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (1.1)$$

Et on a la relation (Mandel et Wolf 1995) :

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \delta(\omega - \omega') = \langle \tilde{H}_y(\mathbf{r}_1, \omega), \tilde{H}_y^*(\mathbf{r}_2, \omega') \rangle, \quad (1.2)$$

où  $\tilde{H}_y(\mathbf{r}_1, \omega)$  est la transformée de Fourier temporelle de  $H_y(\mathbf{r}_1, t)$  et \* désigne le complexe conjugué. Cette relation montre que  $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$  est une mesure de la corrélation du champ entre deux points  $\mathbf{r}_1$  et  $\mathbf{r}_2$  à une fréquence  $\omega$  donnée. La longueur de cohérence spatiale de la source est donc naturellement donnée par la longueur de décroissance de cette fonction.

D'après (Mandel et Wolf 1995), on peut montrer qu'il existe une relation entre la luminance  $L(\mathbf{k}, \omega)$  à la fréquence  $\omega$  et dans une direction  $\mathbf{k} = (k_{//}, \gamma)$ , où  $k_{//}$  est la projection du vecteur d'onde sur le plan de la source (c'est un scalaire car le problème que nous étudions est 2D),



$\gamma$  sa composante normale à l'interface, observée en champ lointain et la densité spectrale de puissance dans le plan de la source (supposée quasi-homogène) :

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \propto \int L(\mathbf{k}, \omega) \exp [i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)] dk_{//}, \quad (1.3)$$

où  $k_{//}$  s'écrit en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  :  $k_{//} = \omega/c \sin \theta$ . Le problème étant 2D, on a aussi :  $\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = k_{//} \rho$  où  $\rho = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$  et  $L(\mathbf{k}, \omega) = L(k_{//}, \omega)$ . On sait que la luminance est liée à l'émissivité par la relation :  $L(k_{//}, \omega) = \varepsilon(k_{//}, \omega) L_T^0(\omega)$ , où  $L_T^0(\omega)$  est la luminance du corps noir à la température d'équilibre T. L'équation 1.3 devient :

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \propto \int \varepsilon(\mathbf{k}, \omega) \exp [ik_{//} \rho] dk_{//}. \quad (1.4)$$

Il existe donc une relation de transformée de Fourier spatiale entre le degré de cohérence spatiale de la source à sa surface et l'émissivité de celle-ci en champ lointain.

Au voisinage de la résonance d'émission, une théorie phénoménologique (Petit 1980; Maystre et Nevière 1977) permet de retrouver l'allure du facteur de réflexion  $r(k_{//})$  en amplitude dont on peut déduire l'émissivité  $\varepsilon(k_{//}) = 1 - |r(k_{//})|^2$ . Cette théorie est aussi utilisée pour caractériser le facteur de transmission dans le chapitre 7. Une résonance est ainsi caractérisée par un couple *a priori* complexe (pôle, zéro) =  $(k_{//}^p, k_{//}^z)$ , et le facteur de réflexion s'écrit :

$$r(k_{//}) = r^0(k_{//}) \frac{k_{//} - k_{//}^z}{k_{//} - k_{//}^p}, \quad (1.5)$$

où  $r^0(k_{//})$  est le facteur de réflexion de l'interface plane.

L'émissivité dans un direction  $\theta$  correspondant à la composante  $k_{//}$  est donc :

$$\varepsilon(k_{//}) = 1 - |r^0(k_{//})|^2 \left| \frac{k_{//} - k_{//}^z}{k_{//} - k_{//}^p} \right|^2. \quad (1.6)$$

Si l'on pose  $k_{//}^p = k_{//}^{p'} + ik_{//}^{p''}$ , l'émissivité a donc un profil lorentzien centré en  $k_{//}^{p'}$  et de demi-largeur à mi-hauteur  $k_{//}^{p''}$ . La densité spectrale de puissance est la transformée de Fourier de cette lorentzienne, on peut montrer qu'elle s'écrit à partir de (1.4) :

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \propto 2\pi\delta(\rho) + Ae^{ik_{//}^{p'}\rho} e^{-k_{//}^{p''}\rho}. \quad (1.7)$$

La corrélation spatiale du champ est donc due à une exponentielle de la forme  $\exp(ik_{//}^p)$ . Sa longueur de décroissance est donc donnée par  $1/k_{//}^{p''}$ . Ainsi, la longueur de cohérence spatiale

est :

$$L_{coh} = \frac{1}{k_{//}^{p''}}.$$

D'après (1.6),  $\varepsilon(k_{//})$  s'écrit :

$$\varepsilon(k_{//}) \propto 1 + \left| \frac{B}{k_{//} - k_{//}^{p'} + ik_{//}^{p''}} \right|^2. \quad (1.8)$$

Relions maintenant  $k_{//}^{p''}$  à la largeur à mi-hauteur  $\Delta\theta$ . L'émissivité du lobe d'émission s'écrit en fonction de  $\theta$  :

$$\varepsilon(\theta) \propto 1 + \left| \frac{C}{\theta - \theta_0 + \Delta\theta/2} \right|^2. \quad (1.9)$$

En remplaçant dans (1.8),  $k_{//}$  par  $\omega/c \sin \theta$  et  $k_{//}^{p'} = \omega/c \sin \theta_0$ , et par identification avec (1.9), on obtient :

$$\frac{\Delta\theta}{2} = \frac{k_{//}^{p''}}{\omega/c \cos \theta_0}.$$

Ainsi, la longueur de cohérence est donnée par :

$$L_{coh} = \frac{\lambda}{\pi \Delta\theta \cos \theta_0} \quad (1.10)$$

Nous avons obtenu la relation entre l'ouverture angulaire et la longueur de cohérence spatiale. Ainsi, plus la directivité est grande, plus la source est cohérente spatialement. Une telle source thermique peut être vue comme une antenne d'étendue spatiale égale à la longueur de cohérence spatiale. La relation  $\Delta\theta \propto \lambda/L$  où  $L = L_{coh}$  n'est rien d'autre qu'une relation de diffraction qui relie la taille "effective" d'une antenne à sa directivité.

### 1.3.2 Longueur de cohérence spatiale du réseau de tungstène

Comme nous venons de le montrer, l'ouverture angulaire des lobes d'émission nous permet de connaître la longueur de cohérence spatiale de la source thermique de tungstène. Les figures 1.4(a) et 1.4(b) donnent l'allure des lobes d'émission au voisinage de la résonance.

Par le calcul numérique du réseau de tungstène à 300 K, on trouve une ouverture angulaire de  $\Delta\theta = 2,4$  mrad, et donc une longueur de cohérence de  $L_{coh} = 154\lambda = 0,7$  mm. Les mesures nous donnent une ouverture angulaire de  $\Delta\theta = 15,7$  mrad, soit donc une longueur de cohérence de  $L_{coh} = 23,4\lambda = 106 \mu\text{m}$ .

Cette différence entre théorie et expérience est due à la différence de température donc à la différence de constante diélectrique du tungstène entre 300 et 600 K. En effet, à température

plus élevée, les pertes par absorption augmentent et donc la longueur de cohérence décroît. Cette différence est aussi due à l'oxydation de la surface qui peut à la fois modifier la constante diélectrique et créer de la rugosité donc introduire des pertes radiatives.

Néanmoins, cette longueur de cohérence est très grande et paraît *a priori* étonnante étant donné les fortes pertes que présente le tungstène dans le proche infrarouge. Nous montrerons dans la section suivante ce qui explique cet apparent paradoxe (voir figure 1.8).

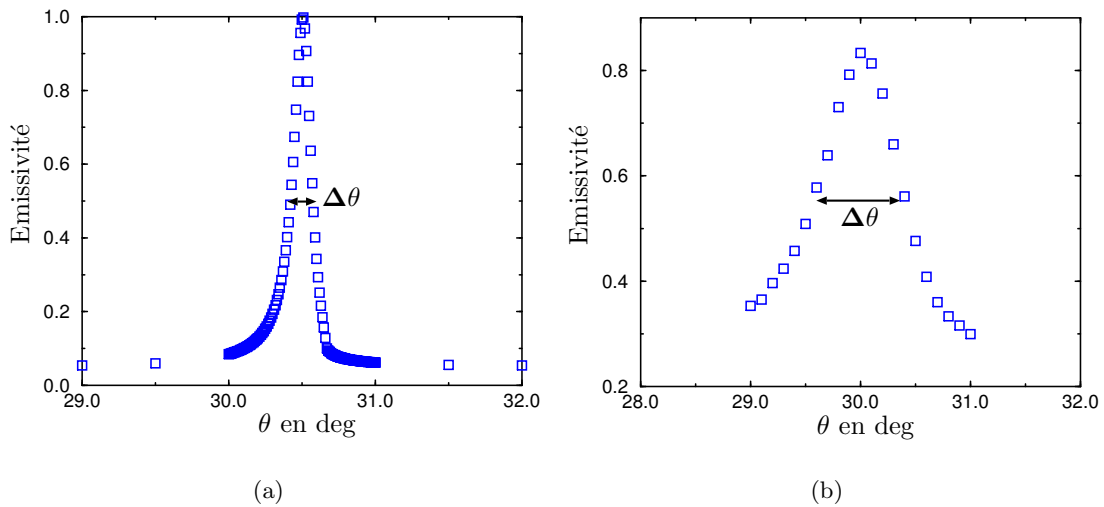


Figure 1.4: (a) : Zoom du spectre angulaire d'émission autour du pic d'émission à  $\lambda = 4,53 \mu m$ , calcul numérique. (b) : Zoom du spectre angulaire d'émission autour du pic d'émission mesuré à  $\lambda = 4,53 \mu m$ .

## 1.4 Origine microscopique de la cohérence en champ proche : le rôle des plasmons de surface

Comme il a été montré pour les réseaux de SiC (Greffet *et al.* 2002; Marquier *et al.* 2004), la cohérence spatiale de cette source est liée à l'excitation résonante d'ondes de surface (plasmon-polaritons de surface dans le cas d'un métal comme le tungstène). Nous rappelons brièvement le mécanisme d'émission thermique cohérente. Habituellement, les différents points d'une source thermique émettent des champs qui n'ont aucune relation de phase entre eux et donc qui ne peuvent pas interférer. Ceci n'est plus vrai lorsque des ondes de surface peuvent être excitées à la surface du matériau. Les courants fluctuants dus à l'agitation thermique, excitent les ondes de surface qui ont une certaine extension latérale le long de la surface. Ainsi, proche de la surface, les champs sont spatialement corrélés sur une distance donnée par la longueur

de décroissance de l'onde de surface (aussi appelé longueur de propagation). Si maintenant l'on grave un réseau à la surface d'un tel matériau, les ondes de surface vont pouvoir se coupler avec des modes propagatifs et par là générer de l'émission directionnelle. L'amplification d'émission est le résultat d'un couplage efficace entre l'onde de surface et les ondes propagatives.

### 1.4.1 Cohérence spatiale en champ proche d'une interface plane de tungstène

Nous montrons ici que l'origine de la cohérence spatiale longue portée est l'excitation de plasmon-polaritons de surface. En effet, cette cohérence existe en champ proche sur une interface plane.

C'est ce que nous montre la figure 1.5 qui présente la densité spectrale de puissance de la composante  $z$  (perpendiculaire à la surface) du champ électrique (défini de la même façon qu'en (1.2)) au dessus d'une surface plane de tungstène (à une altitude  $z$ ) en fonction de leur séparation latérale,  $W_{zz}(\rho, \omega)$  avec  $\rho = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ .

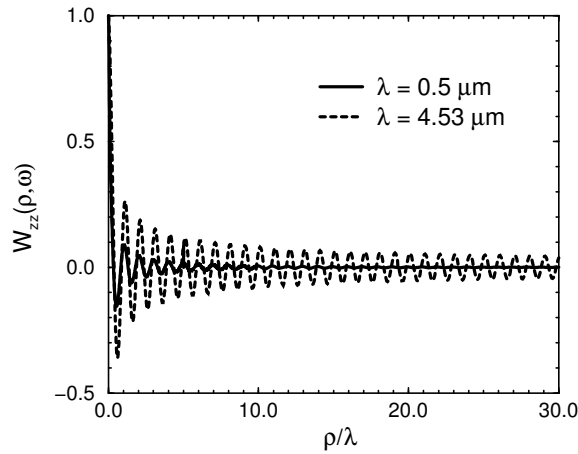


Figure 1.5: Fonction d'autocorrélation du champ à une altitude  $z = 0,05\lambda$  au dessus d'une interface plane de tungstène en fonction de  $\rho/\lambda$  qui est la séparation latérale normalisée entre deux points. Le calcul a été fait à deux longueurs d'ondes à  $\lambda = 0,5 \mu m$  où il n'y a pas de plasmons et à  $\lambda = 4,53 \mu m$  où un plasmon existe.

La décroissance de l'enveloppe de cette fonction d'autocorrélation nous donne directement accès à la longueur de cohérence spatiale de la source (qui est aussi égale à la longueur de propagation du plasmon polariton de surface). Ainsi, en champ proche de la surface, à une altitude  $z = 0,05\lambda$ , on observe qu'au delà de  $30\lambda$ , le champ à  $\lambda = 4,53 \mu m$  est toujours fortement corrélé. Le calcul nous donne une longueur de cohérence de  $622 \lambda$  pour une interface plane de

tungstène. Ce n'est donc pas le réseau qui est à l'origine de la cohérence spatiale, elle existe en champ proche sur l'interface plane, le réseau ne sert qu'à diffracter ces ondes de surface. On observe néanmoins une grande différence entre la longueur de cohérence du réseau ( $154\lambda$ ) et celle de l'interface plane ( $622\lambda$ ) donnée par les simulations numériques. Ceci s'explique par le fait que le réseau introduit des pertes radiatives. Ainsi,  $622\lambda$  est la longueur de cohérence du vrai mode de surface alors que  $154\lambda$  est la longueur de propagation du mode à fuites. On pourrait augmenter la longueur de cohérence du mode à fuite en diminuant la hauteur du réseau, réduisant ainsi l'efficacité du couplage avec les ondes propagatives, et donc l'émissivité du pic d'émission.

### 1.4.2 Présence d'ondes de surface à la résonance

Dans cette section, nous montrons que l'émission exaltée correspond bien à l'excitation résonante d'ondes de surface à l'interface entre le vide et le réseau de tungstène.

L'outil numérique dont nous disposons permet de faire l'analyse en absorption lorsque le réseau est éclairé par une onde plane. D'après la loi de Kirchhoff, nous savons que c'est le même mode de surface qui est responsable de l'absorption totale d'une onde incidente avec l'angle  $\theta$ , et de l'émission directionnelle dans la direction d'observation  $\theta$ . Nous allons donc raisonner sur l'absorption.

Au-dessus du réseau (structure périodique de période  $a$ ) dans le vide, le champ réfléchi peut s'écrire sous la forme d'une décomposition de Rayleigh selon :

$$E_r(x, z) = \sum_n E_n e^{i(k_{//} + n\frac{2\pi}{a})x} e^{i\gamma_n z} \quad (1.11)$$

où  $k_{//}$  est le vecteur d'onde incident dans la direction  $x$  et  $\gamma_n$  est sa composante suivant  $z$  telle que  $\gamma_n^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - (k_{//} + n\frac{2\pi}{a})^2$  avec  $Im(\gamma_n) > 0$ .

Dans le domaine du plan  $(k_{//}, \omega)$  où se trouvent les pics d'absorption (coincidunt exactement avec les pics d'émission), seul l'ordre 0 est propagatif, les autres ordres étant évanescents. Ainsi la figure 1.6 représente l'amplitude des ordres -1, +1, 0 (c'est-à-dire  $E_{-1}, E_{+1}, E_0$ ) de la décomposition de Rayleigh au voisinage de l'angle d'absorption à la longueur d'onde  $\lambda = 4,53\mu m$ .

On peut voir que le pic d'absorption (l'ordre 0 en réflexion est proche de 0) à  $\theta = 30,5^\circ$  correspond à l'amplification résonante de l'ordre -1. En effet, l'amplitude de l'ordre 0 incident est de 1, celui de l'ordre -1 est d'environ 8.

A la résonance d'absorption, le champ réfléchi a donc une structure d'onde de fuite avec

un ordre 0 propagatif, et un ordre -1 évanescent qui domine tous les autres.

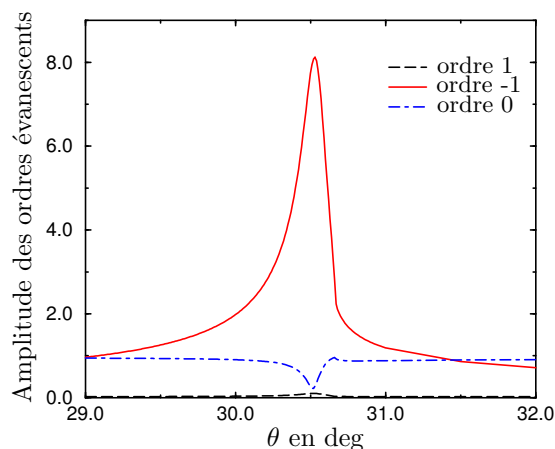


Figure 1.6: Amplitude des ordres de la décomposition de Rayleigh en fonction de l'angle d'absorption à  $\lambda = 4,53 \mu m$ . Excitation résonante de l'ordre -1 qui correspond à l'onde de surface.

D'après l'équation (1.5), la traversée de la résonance s'accompagne d'un déphasage du facteur de réflexion lorsque son numérateur ( $k_{//} - k_{//}'$ ) change de signe. Ce déphasage du facteur de réflexion est exactement de  $\pi$  si le zéro est sur l'axe réel ( $k_{//}'' = 0$ ) sinon il est inférieur à  $\pi$ . C'est ce que nous observons sur la figure 1.7. Ainsi, le déphasage est de 1,5 rad, c'est-à-dire environ  $\pi/2$ . Ce déphasage est une autre signature de la traversée d'une résonance correspondant au lobe d'absorption.

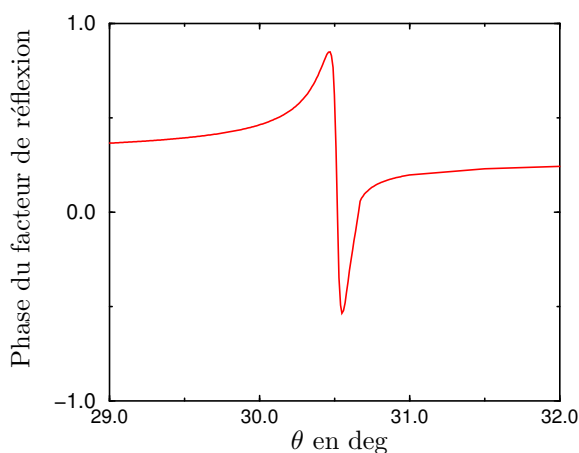


Figure 1.7: Déphasage du facteur de réflexion au passage de la résonance.

Enfin, une autre façon de connaître la structure du champ à la résonance, est de calculer le champ au voisinage de l'interface sur une période du réseau à la longueur d'onde et à l'angle d'incidence correspondant au pic d'absorption. La figure 1.8 donne une cartographie de l'intensité du champ total (en échelle logarithmique) sur une période du réseau et sur une distance d'environ  $\lambda$  suivant l'axe  $z$  perpendiculaire à l'interface. Les couleurs sombres correspondent à une très faible intensité du champ ( $< 10^{-5}$ ) et ainsi correspondent au tungstène. Les couleurs claires sont des zones d'intensité élevées ( $> 10^2$ ).

On observe que tout le champ est situé dans le vide à l'extérieur du matériau. De plus, on observe que le champ est amplifié au dessus du réseau d'environ 2 ordres de grandeur (l'amplitude du champ incident est de 1). On observe aussi que la décroissance du champ perpendiculairement à la surface n'est pas visible, étant entièrement situé dans le vide, le champ a aussi une décroissance très lente suivant  $z$ . Une coupe nous montrerait que cette décroissance est tout de même exponentielle mais avec une distance d'atténuation très faible suivant  $z$ . Ceci explique l'apparent "paradoxe" soulevé dans la section 1.3.2. Malgré les fortes pertes dans le tungstène, on a vu que le plasmon de surface a une grande longueur de propagation (égale à la longueur de cohérence spatiale de la source). En effet, d'après la figure 1.8, il ne pénètre quasiment pas dans le métal et est presque tout entier dans l'air : il n'est donc pas limité par les pertes dans le tungstène.

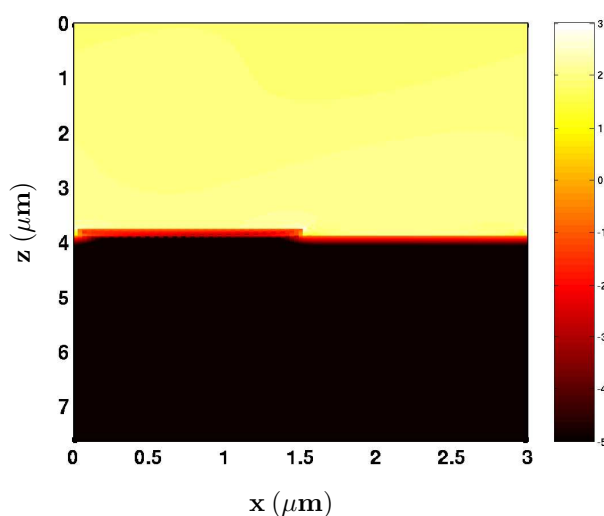


Figure 1.8: Cartographie de champ proche à la résonance plasmon. Les couleurs claires indiquent une intensité élevée, les couleurs sombres une intensité faible : le champ est exalté (de 3 ordres de grandeur) et est presque tout entier situé dans le vide.

Tous ces arguments nous montrent que la directivité de la source thermique de tungstène est bien due à l'excitation résonante de plasmon-polaritons de surface.

## 1.5 Conclusion

Nous avons montré, qu'en prenant le type même de la source thermique incohérente : le tungstène, on pouvait dimensionner une source avec une directivité exceptionnelle de  $\Delta\theta = 15,7\text{mrad}$ , comparable à celle d'un laser  $\text{CO}_2$ . Cette source de tungstène est un réseau lamellaire gravé sur du tungstène massif. Les paramètres du réseau ont été optimisés numériquement pour atteindre le maximum d'émission dans les lobes. Ce réseau a ensuite été fabriqué au LPN. Ses propriétés d'émission ont été mesurées par un montage optique résolu à la fois spectralement et angulairement. On a pu montrer un bon accord entre l'expérience et la théorie, notamment sur la position angulaire des lobes d'émission à une longueur d'onde donnée. Nous avons ensuite relié la directivité de ces sources thermiques à leur cohérence spatiale. Puis, nous avons déterminé la longueur de cohérence spatiale du réseau, qui atteint  $23,4\lambda$  d'après les mesures. Nous n'avons pas pu obtenir un accord quantitatif entre théorie et expérience pour le tungstène car il ne possède pas de modèle simple pour décrire sa constante diélectrique. Nous avons enfin montré que la cohérence spatiale de cette source thermique était due à l'excitation de plasmon-polaritons de surface présents sur le tungstène dans l'infrarouge.

Ces sources sont bi-dimensionnelles, toutes les propriétés que l'on a montrées sont variables dans un plan perpendiculaire aux lignes du réseau. L'utilisation d'un réseau croisé bi-dimensionnel à la place d'un réseau lamellaire, devrait conduire à un faisceau très directionnel.





## Chapitre 2

# Refroidissement radiatif du silicium dopé

### Table des matières

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>24</b>
<b>2.2</b>	<b>L'écran de Salisbury</b>	<b>25</b>
<b>2.3</b>	<b>Réseaux de Si dopé</b>	<b>26</b>
<b>2.4</b>	<b>Comparaison des systèmes</b>	<b>26</b>
2.4.1	Spectres	26
2.4.2	Émissivité hémisphérique	29
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>30</b>

---

## 2.1 Introduction

L'idée que nous allons développer dans ce chapitre est simple : un système qui a une émissivité importante perd de l'énergie par rayonnement. Cette énergie perdue par rayonnement contribue au refroidissement du matériau. On peut donc envisager de refroidir certains systèmes en augmentant leur émissivité (Granqvist 1981). Les semiconducteurs, et particulièrement le silicium, sont des matériaux privilégiés dans le développement des technologies électroniques. Or l'échauffement des composants est un facteur limitant les performances des systèmes intégrés. Augmenter l'émissivité pour arriver à refroidir ces composants est une voie de recherche porteuse.

Une étude précédente a montré que le silicium (Si) dopé microstructuré présentait des pics d'émissivité dans l'infrarouge en polarisation p (Marquier *et al.* 2004). Le mécanisme responsable de cette augmentation de l'émission est similaire à celui décrit précédemment pour le tungstène et réside en l'excitation de plasmon-polaritons de surface. Cependant il existe une différence : pour le silicium dopé, la fréquence plasma existe et peut être modulée en fonction du dopage (Marquier *et al.* 2004). Ainsi, suivant les paramètres du réseau, deux types de source ont pu être dimensionnés : une source directionnelle dont le maximum est à une longueur d'onde qui change avec l'angle d'observation et une source isotrope et quasi-monochromatique à la fréquence du plasmon de surface  $\omega_p/\sqrt{2}$  (voir annexe A).

Ces travaux, puisqu'ils ont montré que l'on pouvait augmenter l'émissivité du Si dopé dans l'infrarouge sont intéressants dans la perspective du refroidissement radiatif (Laroche *et al.* 2005). En comparaison, nous étudierons un système différent : l'écran de Salisbury, système interférentiel combiné à de l'absorption par un film mince métallique. Connue comme système absorbeur large-bande dans les microondes, il est aussi utilisé dans l'infrarouge pour des applications axées sur la détection - détecteurs thermiques et pyroélectriques (Bauer 1992; Parsons et Pedder 1987; Monzon et Sanchez 1994) - et les cellules photovoltaïques (Chaudhuri *et al.* 1997; Granqvist 2003). Or, d'après la loi de Kirchhoff, un bon absorbeur sera aussi un bon émetteur. L'écran de Salisbury est donc un système qui a une émissivité importante sur une grande plage de longueur d'onde d'où son intérêt dans l'étude qui va suivre.

Dans le but de comparer tous ces systèmes nous ferons tous les calculs avec du silicium dopé  $p$  et une concentration en porteurs de charge de  $N = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

## 2.2 L'écran de Salisbury

Le principe de ce système est très simple, un schéma en est proposé sur la figure 2.1. On dispose d'un substrat réflecteur sur lequel on a déposé une couche transparente d'épaisseur  $d$  puis une très fine couche absorbante d'épaisseur  $e$ . Le champ réfléchi par le substrat et le champ incident interfèrent, créant des minima et maxima d'intensité. On place la couche absorbante au niveau de la première frange brillante au dessus du réflecteur. Une grande partie du flux réfléchi est ainsi absorbée. On montre que l'on peut optimiser l'épaisseur du film pour que l'absorption du système atteigne 100% (Bauer 1992) en incidence normale, de sorte que l'on crée un système anti-réfléchissant.

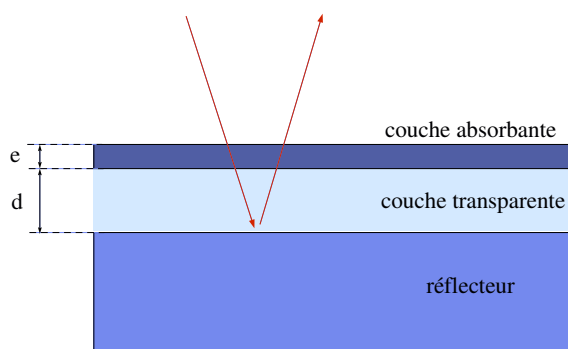


Figure 2.1: Principe de l'écran de Salisbury

Il est donc possible d'optimiser ce système pour avoir 100% d'émission en incidence normale (pour les deux polarisation  $s$  et  $p$  égales pour cette incidence) d'après la seconde loi de Kirchhoff. Nous avons travaillé sur un système composé, pour le réflecteur comme pour le film absorbant, de silicium dopé  $p$  avec une concentration en trous  $N = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Le milieu transparent a un indice optique  $n = 1,5$  (par exemple le  $\text{ThF}_4$  dont l'indice est proche de 1,5 dans le domaine de longueur d'onde considéré). Nous avons optimisé le système pour avoir un maximum d'émission (ou d'absorption) en polarisation  $s$ , à la longueur d'onde  $\lambda_m = 7,8 \mu\text{m}$ , qui correspond au maximum de la fonction de Planck pour une température de  $100^\circ\text{C}$ . On trouve alors les paramètres suivants : épaisseur du film  $e = 36,7 \text{ nm}$  et distance du film au réflecteur (épaisseur du film transparent)  $d = 1,68 \mu\text{m}$ .

## 2.3 Réseaux de Si dopé

Les réseaux considérés sont des réseaux lamellaires dont la géométrie est donnée sur la figure 2.2. Les réseaux ont été dimensionnés pour avoir un maximum d'émission atteignant 100% (Marquier *et al.* 2004). La source directionnelle a pour paramètres : période  $a = 6,3 \mu\text{m}$ , facteur de remplissage  $F = 0.4$ , et hauteur  $h = 0,6 \mu\text{m}$ . La source isotrope est un réseau de période plus petite (voir annexe A), période  $a = 2,5 \mu\text{m}$ , facteur de remplissage  $F = 0.8$ , et hauteur  $h = 0,6 \mu\text{m}$ .

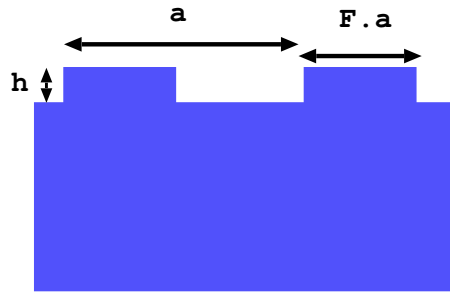


Figure 2.2: Géométrie des réseaux lamellaires de Si dopé définis par les paramètres : période  $a$ , facteur de remplissage  $F$ , et hauteur  $h$ .

## 2.4 Comparaison des systèmes

### 2.4.1 Spectres

Nous voulons ici avoir une idée globale du comportement en émissivité des systèmes étudiés, réseaux ou écran de Salisbury. Pour cela nous ne pouvons pas nous contenter de calculer un spectre pour un angle d'incidence donné. Nous allons déterminer le flux hémisphérique total émis par la surface donné par :

$$\phi^e(T) = \int_{\text{demi-espace}} \int_0^\infty \varepsilon(\theta, \varphi, \lambda) \cos \theta L_\lambda^0(T) d\Omega d\lambda \quad (2.1)$$

où  $d\Omega$  est l'angle solide élémentaire centré sur la direction  $(\theta, \varphi)$  avec  $\theta$  l'angle d'incidence et  $\varphi$  l'angle azimuthal,  $L_\lambda^0(T)$  est la luminance du corps noir à la longueur d'onde  $\lambda$  et à la température  $T$ . Comme nous étudions ici un problème 2D, l'émissivité ne dépend que de l'angle  $\theta$ . Nous avons donc choisi de représenter l'émissivité de ces systèmes dans un plan  $(\lambda, \theta)$ . Il suffit donc de prendre une coupe selon une droite horizontale pour avoir un spectre pour une direction d'observation, une coupe par rapport à une droite verticale nous donnera un diagramme angulaire

à une longueur d'onde donnée. Les calculs ont été faits par la méthode RCWA (la même que celle utilisée que dans le chapitre 1) dans toutes les directions d'observation ( $\theta$  variant entre 0 et  $90^\circ$ ) et couvrant au moins le domaine de longueur d'onde classique d'intégration de la fonction de Planck  $[\lambda_m/2, 5\lambda_m]$ , où  $\lambda_m = 7,8 \mu\text{m}$ . À titre de comparaison entre les systèmes, nous avons représenté sur la figure 2.3 l'émissivité en polarisation  $p$  d'une interface plane de Si dopé.

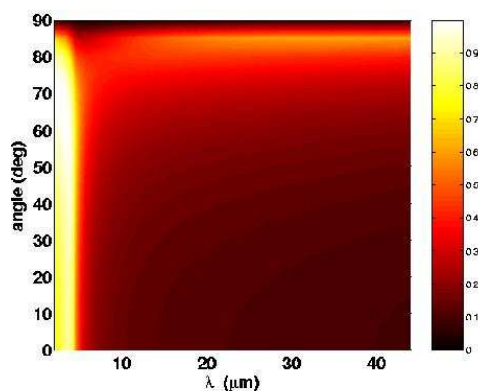


Figure 2.3: Valeurs de l'émissivité pour une interface plane séparant l'air du Si dopé, représentées dans un plan  $(\theta, \lambda)$ . Les zones brillantes correspondent à des émissivités plus élevées, comme indiqué sur l'échelle de couleur.

Sur la figure 2.4, nous représentons les émissivités des deux types de réseaux dimensionnés dans Marquier *et al.* (2004) : (a) source directionnelle et (b) la source quasi-isotrope.

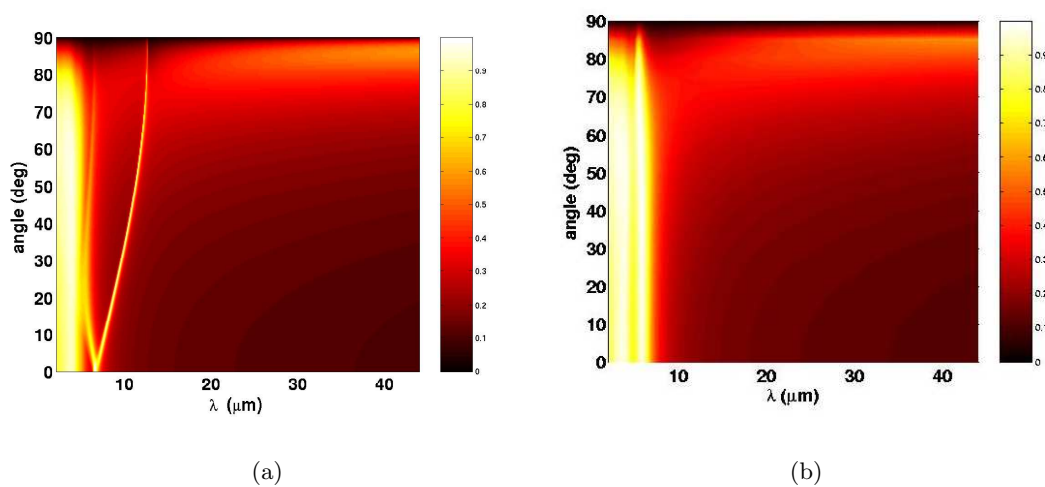


Figure 2.4: Valeurs de l'émissivité pour la source quasi-monochromatique et directionnelle (a) et pour la source quasi-monochromatique et isotrope (b), représentées dans un plan  $(\theta, \lambda)$ .

Superposée aux valeurs de l'émissivité pour l'interface plane, on retrouve sur la figure 2.4(a) une fine ligne lumineuse qui correspond au pic d'émissivité qui se déplace en longueur d'onde lorsque la direction d'observation varie. En regardant plus finement les longueurs d'ondes plus faibles, en dessous de  $7 \mu\text{m}$  environ, on distingue aussi une seconde série de pics dont la position en longueur d'onde varie beaucoup moins : il s'agit en fait des résonances dues à la branche asymptotique de la relation de dispersion des plasmons polaritons de surface (voir Annexe A). La figure 2.4(b) juxtaposée ne montre que cette résonance, on peut aussi constater que le pic est plus large spectralement.

Nous avons aussi représenté les valeurs de l'émissivité pour l'écran de Salisbury (Figure 2.5). Contrairement au cas des réseaux, pour lesquels les modifications des propriétés radiatives du Si dopé ne sont importantes que pour la polarisation  $p$ , l'écran de Salisbury a un comportement absorbant et donc émissif dans les deux polarisations  $s$  et  $p$ . Nous avons donc représenté l'émissivité dans ces deux cas.

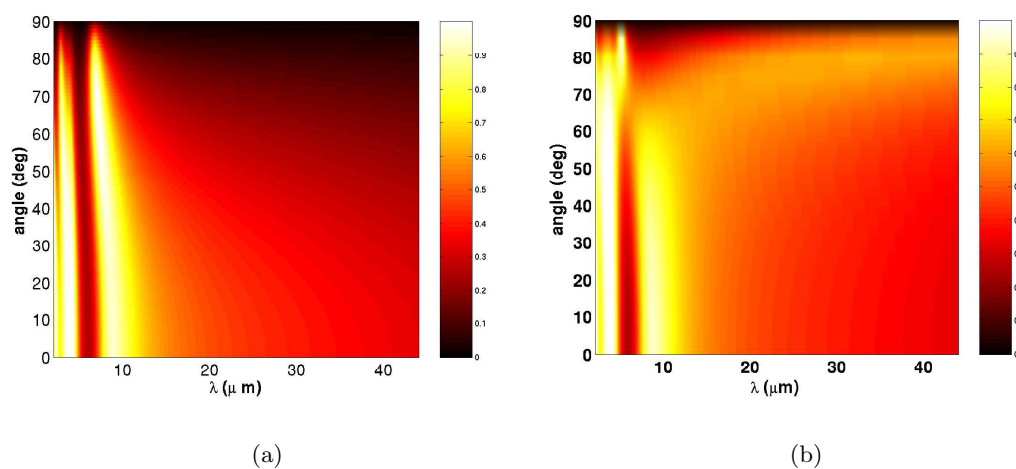


Figure 2.5: Valeurs de l'émissivité pour l'écran de Salisbury en polarisation  $s$  (a) et en polarisation  $p$  (b), représentées dans un plan  $(\theta, \lambda)$ .

On peut constater que l'émissivité de ce système prend des valeurs importantes sur de grandes bandes de longueurs d'onde et dépend relativement peu de l'angle d'observation. Au vu de ces résultats, on peut s'attendre à ce que ce système soit plus performant sur un refroidissement global de la structure que les structures en réseau. Il faut à présent réaliser une étude quantitative et tenter de retrouver cette conclusion.

### 2.4.2 Émissivité hémisphérique

Les représentations des valeurs de l'émissivité dans un plan  $(\lambda, \theta)$  nous ont permis de caractériser l'émission dans une direction et pour une longueur d'onde donnée. Pour pouvoir comparer les performances de ces systèmes en terme de refroidissement, nous allons utiliser l'émissivité hémisphérique totale, ne dépendant que de la température  $T$  et notée  $\varepsilon(T)$  de chaque système. Pour simplifier, nous allons intégrer dans toutes les directions (le demi-espace au dessus du système) et pour toutes les longueurs d'onde (ce qui revient à intégrer dans la pratique entre  $\lambda_m/2$  et  $5\lambda_m$ ) les valeurs d'émissivité que nous avons calculées précédemment - il s'agit en fait de l'émissivité directionnelle et monochromatique  $\varepsilon(\theta, \lambda)$ . On peut finalement écrire :

$$\varepsilon(T) = \frac{1}{\sigma T^4} \int_{\text{demi-espace}} \int_0^\infty \varepsilon(\theta, \lambda) \cos \theta L_\lambda^0(T) d\Omega d\lambda \quad (2.2)$$

où  $d\Omega$  est l'angle solide élémentaire centré sur la direction  $\theta$ ,  $L_\lambda^0(T)$  est la luminance du corps noir à la longueur d'onde  $\lambda$  et à la température  $T$ , et  $\sigma$  est la constante de Stefan. Le terme  $\sigma T^4$  est l'émission intégrée du corps noir à la température  $T$  : le calcul revient donc simplement à faire le rapport de l'émission intégrée d'une structure et de celle du corps noir à la même température.

Dans le cas des réseaux, nous avons calculé l'émissivité directionnelle et monochromatique dans un plan perpendiculaire aux traits du réseau, on ne sait pas ce que ce type de source émet dans les directions de l'espace qui ne sont pas dans ce plan. Nous allons donc considérer dans un premier temps que l'émissivité ne dépend pas de l'angle azimuthal  $\varphi$  en coordonnées sphériques, c'est-à-dire que l'émissivité a une symétrie de révolution autour de l'axe normal à la surface. Nous nous ramenons donc au cas classique de travail où  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ . Nous pouvons alors comparer les valeurs de l'émissivité hémisphérique totale pour les différents systèmes dans le tableau 2.1. Les calculs ont été réalisés pour une température  $T = 100^\circ\text{C}$ .

polarisation $p$				polarisation $s$	
interface plane	source directionnelle	source isotrope	écran de Salisbury	interface plane	écran de Salisbury
0.240	0.290	0.376	0.583	0.114	0.488

Tableau 2.1: Émissivité hémisphérique totale à  $T = 100^\circ\text{C}$

Nous voyons que la source isotrope émet plus que la source directionnelle, ce à quoi nous pouvions nous attendre puisque pour la source isotrope les pics d'émission sont beaucoup plus



large que pour la source directionnelle. Ces deux sources émettent plus qu'une simple interface plane, pour la source isotrope l'augmentation est de plus de 55% par rapport à l'interface plane. Toutefois c'est avec l'écran de Salisbury que les résultats sont les plus impressionnants puisque l'émissivité globale est multipliée par 2,4 dans le cas de la polarisation  $p$ , et par plus de 4 dans le cas de la polarisation  $s$ , soit respectivement 140 et 330% d'augmentation. Le fait que l'écran de Salisbury émette sur une très large bande de longueur d'onde et de manière quasi-isotrope est déterminant dans ce type d'applications. Ce système est donc très bien adapté au refroidissement par rayonnement. L'intérêt des réseaux réside quant à lui dans leur sélectivité spectrale et/ou directionnelle. Remarquons que l'approximation sur l'émission du réseau (l'émissivité ne varie pas avec  $\varphi$ ) nous donne *a priori* une majoration de l'émissivité hémisphérique totale (on peut imaginer que le pic d'émissivité diminue avec  $\varphi$  lorsque l'on s'éloigne du plan perpendiculaire aux traits puisque l'on s'éloigne de la configuration optimale que nous avons calculé précédemment). Nous montrons ici que ce type de système est peu performant dans l'application au refroidissement par rayonnement, il est donc inutile d'aller plus loin, et de calculer de manière plus quantitative l'émissivité hémisphérique globale des réseaux.

## 2.5 Conclusion

La modification des propriétés d'émission des matériaux par excitation d'ondes de surface avait déjà été démontrée. Il était connu qu'on pouvait ainsi amplifier l'émission de façon directionnelle ou isotrope, suivant la nature du matériau et les paramètres du réseau. Nous avons étudié dans quelle mesure cette amplification de l'émission dans le cas du silicium dopé peut permettre le refroidissement de celui-ci par rayonnement. Nous avons ainsi montré que la structuration en réseau du Si dopé permettait d'augmenter son émissivité hémisphérique d'un maximum 55% (atteint par la source isotrope) par rapport à la surface plane. Nous avons ensuite comparé les performances de ces réseaux avec celles de l'écran de Salisbury, système interférentiel caractérisé par une absorption (donc une émission) large bande. C'est avec l'écran de Salisbury qu'on atteint l'augmentation la plus significative de l'émissivité hémisphérique par rapport à l'interface plane : 140% en polarisation  $p$  et près de 330% en polarisation  $s$ .

En outre, l'écran de Salisbury, tel que nous l'avons dimensionné, pourrait trouver une application dans le refroidissement des satellites (Brogren *et al.* 2000; Karmhag et Ribbing 1999). En effet, la seule voie de refroidissement de ces objets dans l'espace est effectivement

---

la voie radiative, puisqu'il n'y a ni conduction ni convection. Or, dans notre étude, l'écran de Salisbury absorbe peu dans le visible, et possède une émissivité élevée dans l'infrarouge autour de  $10\ \mu\text{m}$ , ce qui pourrait permettre de refroidir les composants électroniques qui chauffent entre 300 et 400 K.



# Conclusion et perspectives

Dans cette partie, nous avons montré que la modification des propriétés radiatives des matériaux sur lesquels il est possible d'exciter des ondes de surface peut avoir plusieurs applications.

Tout d'abord, dans le chapitre 1, nous avons montré que l'on pouvait générer de l'émission thermique très directionnelle par excitation de plasmon-polaritons sur le tungstène dans le proche infrarouge. Nous avons conçu et réalisé un réseau avec une directivité exceptionnelle de largeur angulaire  $\Delta\theta = 15,7$  mrad, comparable à celle d'un laser CO<sub>2</sub>. Cette directivité est la signature d'une grande cohérence spatiale, nous avons ainsi mis en évidence une longueur de cohérence de  $23,4\lambda$  à  $\lambda = 4,53 \mu\text{m}$ . Le rôle de l'excitation résonante de plasmon-polaritons de surface dans le mécanisme d'émission directionnelle a clairement été démontré. La source que nous avons dimensionnée est 2D (les propriétés de directivité sont valables dans un plan perpendiculaire aux lignes du réseau). La gravure d'un réseau bidimensionnel pourrait permettre la conception d'une source thermique générant un faisceau très directif. Ce type de sources permet d'amplifier l'émission dans le proche infrarouge dans une bande d'absorption de l'eau liquide ( $[3 - 5 \mu\text{m}]$ ). Ce travail pourrait trouver des applications dans le séchage.

Dans le chapitre 2, nous avons étudié la possibilité d'obtenir du refroidissement radiatif en utilisant les propriétés d'émission thermique cohérente des réseaux de Si dopé. Nous avons montré que le flux émis par ces réseaux était jusqu'à 55% supérieur à celui d'une surface plane. Nous avons comparé les performances de ces réseaux avec celle d'un écran de Salisbury, système interférentiel anti-réfléchissant. C'est ce système émetteur large bande qui possède les meilleures caractéristiques puisqu'il permet d'augmenter le flux émis de près de 600% par rapport à une interface plane en polarisation s. Nous avons aussi montré que cette structure telle que nous l'avons dimensionnée présente une faible absorption dans le visible et une forte émission dans l'infrarouge, ce qui pourrait trouver des applications, par exemple, dans le refroidissement des satellites (Brogren *et al.* 2000; Karmhag et Ribbing 1999).



Deuxième partie

Thermophotovoltaïque en champ  
proche



# Introduction

Une cellule thermophotovoltaïque (TPV), comme une cellule photovoltaïque, convertit le rayonnement électromagnétique en électricité. Elle est constituée d'une jonction de deux semi-conducteurs dopés n et p. Les photons du rayonnement incident sur la cellule sont absorbés si leur énergie est supérieure à l'énergie de gap du matériau et créent des porteurs de charges électriques. Ces paires électron-trou "photogénérées" sont ensuite séparées par le champ électrique qui existe dans la jonction, créant ainsi un courant appelé photocourant. Il se crée alors aussi une différence de potentiel aux bornes de la cellule, cette tension dépend de la charge externe que l'on met à ses bornes. Si la résistance est infinie, c'est la tension en circuit ouvert qui est récupérée aux bornes de la cellule, si la résistance est nulle c'est le courant en court-circuit qui est délivré au circuit externe. Entre ces deux extrêmes, il existe un point de fonctionnement qui maximise la puissance électrique fournie à la charge externe. Un schéma d'un dispositif thermophotovoltaïque est donné en Fig. I.

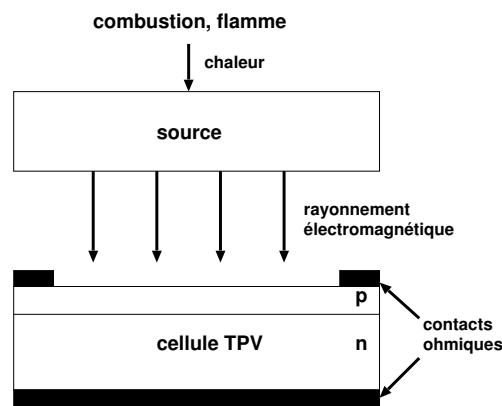


Fig. I : Vue globale d'un dispositif thermophotovoltaïque.

La différence entre les cellules photovoltaïques (solaires) et les cellules thermophotovoltaïques est le rayonnement incident qu'elles doivent convertir. Une cellule solaire reçoit le rayonnement du soleil qui est celui d'un corps noir dont la température de surface est  $T_S = 6000\text{K}$  vu sous un angle solide de  $\omega_s = 7.10^{-5}sr$ . Une cellule thermophotovoltaïque, quant à elle, reçoit un rayonne-



ment d'une surface qui est à une température bien inférieure, typiquement entre 1500 et 2000 K et vu sous un angle de  $2\pi$  sr dans le cas de deux matériaux plans semi-infinis mis en regard. Aussi bien les spectres des rayonnements incidents que la valeur des puissances incidentes sur ces cellules sont très différents. En effet, le soleil émet principalement dans le domaine visible (90% de la puissance radiative entre  $0,25 \mu\text{m}$  et  $4 \mu\text{m}$ ). Les semiconducteurs utilisés dans les cellules solaires ont donc des gaps correspondant aux longueurs visibles, typiquement de l'ordre de 1 eV comme le silicium. Le rayonnement incident provenant d'un corps chauffé à  $T_{TPV} = 2000$  K est plutôt dans l'infrarouge (entre  $0,75 \mu\text{m}$  et  $12 \mu\text{m}$ ), les cellules thermophotovoltaïques utilisent alors des semiconducteurs à gap plus petit comme le GaSb qui a un gap de 0,7 eV (correspondant à la longueur d'onde de  $1,7 \mu\text{m}$ ). Enfin, pour de simples raisons géométriques, on peut voir que la puissance incidente sur une cellule thermophotovoltaïque est bien supérieure à celle sur une cellule solaire. En effet, le rapport des puissances reçues est de  $2\pi T_{TPV}^4 / (\omega_s T_S^4) \sim 350$  (pour  $T_{TPV} = 1500$  K. La puissance incidente sur une cellule solaire étant d'environ  $0,1 \text{ W/cm}^2$ , celle sur une cellule thermophotovoltaïque est typiquement de  $10 \text{ W/cm}^2$ . Ainsi la puissance extraite d'une cellule TPV est *a priori* bien plus grande que celle qu'on pourrait attendre d'une cellule photovoltaïque.

Les rendements de ces systèmes restent très faibles (inférieurs à 15% alors que les cellules solaires peuvent avoir une efficacité de 30%) (Coutts 1999; Coutts 2001). La principale limite est l'inadéquation entre le spectre d'émission de la source et le spectre d'absorption de la jonction de semiconducteurs. En effet, seuls les photons d'énergie supérieure à l'énergie du gap contribuent à la génération de courant. Les photons de longueur d'onde plus grande ne créent pas de paire électron-trou mais peuvent être absorbés par les porteurs de charge libres entraînant ainsi le chauffage de la jonction. De plus, le surplus d'énergie des photons incidents à courte longueur d'onde par rapport à l'énergie de gap est elle aussi perdue et dissipée sous forme de chauffage dans la cellule. L'idéal (en champ lointain) serait d'avoir une source émettant sélectivement à une énergie légèrement supérieure à l'énergie de gap.

Diverses solutions ont été imaginées pour s'approcher de ce cas idéal. La première possibilité est de travailler sur les propriétés d'émission des sources. Ainsi, les propriétés d'émission des terres rares ont été étudiées. L'ytterbium et l'erbium émettent à des énergies correspondant au gap du silicium (1 eV) et du germanium (0,66 eV) mais ils sont loin d'être idéaux car leur émissivité est également élevée pour des photons de longueurs d'ondes supérieures à  $3 - 4 \mu\text{m}$

---

(Coutts 1999; Coutts 2001). On pourra aussi se reporter à l'article de Licciulli (Licciulli *et al.* 2003) qui offre une revue des émetteurs sélectifs existants. Plus récemment, diverses solutions ont été étudiées pour modifier les propriétés radiatives de matériaux déjà existants et concevoir des sources à spectre sélectif, ou tout du moins avec de fortes émissivités dans les longueurs d'onde infrarouges correspondant aux énergies de gap des cellules TPV. Sai et ses collègues (Sai *et al.* 2003; Sai et Yugami 2004) ont étudié une source en tungstène microstructuré. L'excitation de modes de cavité permet d'amplifier l'émission du tungstène dans l'infrarouge et présente un spectre assez sélectif. On peut aussi citer les travaux de (Pralle *et al.* 2002) qui propose l'utilisation de cristaux photoniques métalliques (qui est en fait une surface métallique microstructurée) pour avoir une émission sélective.

L'utilisation de cristaux photoniques 1D, 2D ou 3D a aussi été envisagée. Le groupe de Fleming (Fleming *et al.* 2002) a montré qu'un cristal photonique 3D en tungstène possédait un pic d'absorption en bordure du gap du cristal et pouvait donc présenter un intérêt pour sa sélectivité spectrale. Les propriétés d'émission thermique de multicouches (cristaux photoniques 1D) ont aussi été étudiées (Narayanaswamy et Chen 2004). L'utilité d'un cristal photonique avec un gap n'a pourtant pas été clairement démontrée, cela s'inscrit plutôt dans la modification des propriétés des matériaux nanostructurés.

Une autre possibilité est de placer un filtre entre la source et la cellule, le filtre idéal ne laissant passer que les longueurs d'onde correspondant à l'énergie de gap. Une revue des solutions existantes est faite dans (Coutts 1999). Les systèmes envisagés sont principalement des multicouches antireflet. Des travaux plus récents sur l'utilisation de cristaux photoniques 1D (qui sont en fait des multicouches) placés à la surface de la cellule thermophotovoltaïque ont été publiés (Celanovic *et al.* 2004; Celanovic *et al.* 2005). Une autre solution est de modifier la surface de la cellule TPV pour en augmenter l'absorption dans la région du spectre voulue. Très récemment, l'idée de placer des nanoparticules d'or à la surface d'une jonction de silicium a été proposée (Schaadt *et al.* 2005). L'amplification d'absorption due à la résonance plasmon de ces particules permet d'augmenter le photocourant créé grâce à l'amplification locale du champ au voisinage des particules.

Intéressons-nous maintenant à la physique des cellules thermophotovoltaïques. D'un point de vue théorique, étant donné une source qui émet un rayonnement de corps noir, la question est de savoir quel rendement maximum on peut attendre d'une cellule avec une énergie de gap

donnée. Autrement dit : quelle est la limite thermodynamique du rendement d'un tel système ? Cette limite est donnée par l'étude de Shockley (Shockley et Queisser 1961) puis reprise dans (Henry 1980).

Pour tous ces systèmes pour lesquels la source éclaire la cellule TPV en champ lointain, le rendement possède une autre limite théorique due au fait que le spectre incident est donné par la loi de Planck. Depuis quelques temps, on sait que la puissance radiative échangée entre deux corps placés en champ proche est amplifiée (typiquement d'un ordre de grandeur si l'on considère une source en tungstène éclairant une cellule TPV en GaSb). Un modèle rigoureux peut être trouvé dans (Mulet 2003; Joulain *et al.* 2005; Mulet *et al.* 2002). Lorsque la distance entre les deux matériaux devient comparable à la longueur de décroissance des ondes évanescentes de chaque interface, celles-ci vont se coupler et intervenir dans le flux radiatif échangé. Un autre point de vue consiste à dire que les termes de couplage dipôle-dipôle en champ proche (via les termes en  $1/r^3$  du rayonnement dipolaire) entre les moments dipolaires fluctuants dus à l'agitation thermique dans chacun des deux matériaux vont maintenant contribuer à la puissance radiative, et permettre une amplification de celle-ci. Ce phénomène d'amplification a tout de suite suscité l'intérêt pour d'éventuelles applications au thermophotovoltaïque en vue d'augmenter le photocourant. Un modèle prenant en compte l'augmentation du flux radiatif dans le rendement d'une cellule thermophotovoltaïque a été proposé par (Whale 1997; Whale et Cravalho 2002). Nous verrons que ce modèle n'est pas complet et que certains effets dus au champ proche n'ont pas été pris en compte. En effet, outre l'augmentation du flux, le spectre incident sur la cellule TPV est profondément modifié en champ proche. En particulier, si les matériaux possèdent des ondes de surface (plasmon-polaritons pour les métaux ou phonon-polaritons pour les cristaux polaires), la puissance radiative échangée en champ proche peut devenir quasi-monochromatique (Mulet *et al.* 2002), ce qui permet d'envisager une amélioration du rendement de conversion (Greffet *et al.* 2002; Narayanaswamy et Chen 2003). Récemment, le groupe de Gang Chen (Narayanaswamy et Chen 2003) a étudié l'influence de ces modes de surface sur la puissance absorbée par une cellule TPV en champ proche. Les premiers résultats expérimentaux sur l'augmentation du photocourant lorsque une source est placée en champ proche d'une cellule TPV ont été publiés en 2001 (DiMatteo *et al.* 2001).

Ainsi, il n'existe pas de modèle complet et rigoureux portant sur un système thermophotovoltaïque éclairé en champ proche. Nous nous proposons, dans cette partie, de réaliser une étude

complète des effets champ proche sur le fonctionnement d'une cellule thermophotovoltaïque. Ce modèle prend en compte le cas d'une source réelle placée ainsi que tous les paramètres physiques du convertisseur. Notre étude porte sur l'effet du champ proche sur le flux radiatif échangé mais aussi, sur la modification du temps de recombinaison radiative des paires électron-trou, effet qui n'avait pas été pris en compte dans les travaux précédents. Nous calculons ensuite la puissance électrique extraite et le rendement du convertisseur en fonction de la nature de la source et de la distance source-cellule.

Le premier chapitre porte sur la physique du transport de charges dans les semiconducteurs. Dans le chapitre suivant, nous calculons de façon rigoureuse la puissance radiative échangée en champ proche par une approche électromagnétique. Le troisième chapitre analyse la modification de la durée de vie des paires électron-trou et son influence sur les paramètres du convertisseur TPV. Le dernier chapitre donne les premiers résultats de la puissance électrique délivrée et du rendement d'une cellule thermophotovoltaïque éclairée en champ proche.



## Chapitre 3

# Introduction à la physique des cellules thermophotovoltaïques

### Table des matières

---

<b>3.1</b>	<b>Mécanismes de transport dans les semiconducteurs . . . . .</b>	<b>44</b>
<b>3.2</b>	<b>Jonction p-n en obscurité . . . . .</b>	<b>47</b>
3.2.1	Jonction à l'équilibre . . . . .	47
3.2.2	Jonction hors-équilibre (sous tension) . . . . .	49
<b>3.3</b>	<b>Jonction sous éclairement . . . . .</b>	<b>52</b>
<b>3.4</b>	<b>Jonction éclairée par une source en champ proche . . . . .</b>	<b>54</b>

---

En vue d'identifier les paramètres clés jouant un rôle dans l'efficacité des cellules thermophotovoltaïques, il est important de bien comprendre la physique du transport des porteurs de charges dans une jonction p-n (Ashcroft et Mermin 1976; Kittel 1996; Rosencher et Vinter 2002).

### 3.1 Mécanismes de transport dans les semiconducteurs

Tout d'abord, écrivons les équations qui régissent les phénomènes de transport dans les semiconducteurs où l'on prend en compte les phénomènes de diffusion dus aux gradients de concentration de porteurs et de dérive dus au champ électrique.

Les équations de continuité qui régissent les variations des densités de porteurs dans les semiconducteurs s'écrivent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \left( \frac{dn}{dt} \right)_{g-r} + \int_{h\nu > E_g} \frac{P_{abs}(h\nu)}{h\nu} dh\nu - \frac{\partial J_e}{\partial z}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \left( \frac{dp}{dt} \right)_{g-r} + \int_{h\nu > E_g} \frac{P_{abs}(h\nu)}{h\nu} dh\nu - \frac{\partial J_h}{\partial z}, \quad (3.2)$$

où  $n$  et  $p$  sont respectivement les densités d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence,  $J_e$  et  $J_h$  les courants particuliers d'électrons et de trous dans le semiconducteur,  $E_g$  l'énergie de gap du semiconducteur, et  $z$  la variable d'espace du système supposé unidimensionnel.

Le terme  $\left( \frac{dn}{dt} \right)_{g-r}$  prend en compte les effets de génération et de recombinaison des électrons (resp. des trous) dus à l'agitation thermique dans le semiconducteur (qui est supposé être à une température  $T$ ). En effet, un électron de la bande de valence peut, par excitation thermique, passer dans la bande de conduction créant ainsi une paire électron-trou. De plus, un électron de la bande de conduction peut se recombiner avec un trou de la bande de valence, entraînant la disparition d'un porteur de chaque type. Il est important de remarquer que ce terme permet de restaurer l'équilibre lorsque la densité de porteurs excède sa valeur d'équilibre. L'approximation du temps de relaxation est souvent utilisée pour décrire ce mécanisme :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{g-r} = -\frac{n - n_{eq}}{\tau_e}, \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{g-r} = -\frac{p - p_{eq}}{\tau_h}, \quad (3.4)$$

où  $n_{eq}$  et  $p_{eq}$  sont les densités de populations d'électrons et de trous quand le semiconducteur est à l'équilibre thermodynamique à la température  $T$ .

Enfin, le terme  $\frac{P_{abs}(h\nu)}{h\nu}$  est un terme source provenant d'un flux de photons incidents lorsque le semiconducteur est éclairé (au sens où le rayonnement qu'il reçoit est différent du rayonnement d'équilibre à la température  $T$  qui est pris en compte dans le terme  $(dn/dt)_{g-r}$ ). Seuls les photons d'énergie  $h\nu > E_g$  sont absorbés et créent chacun un électron et un trou.

Pour modéliser les densités de courant, on utilise les relations constitutives suivantes :

$$J_e = -\mu_e n E - D_e \frac{dn}{dz}, \quad (3.5)$$

$$J_h = \mu_h p E - D_h \frac{dp}{dz}. \quad (3.6)$$

Les courants particuliers  $J_e$  et  $J_h$  ont deux composantes. Le premier terme correspond au courant de dérive dû au champ électrique  $E$  qui règne dans le semiconducteur, les mobilités  $\mu_e$  et  $\mu_h$  sont ici positives. Le deuxième terme correspond au courant de diffusion dû aux gradients de concentration, les coefficients de diffusion  $D_e$  et  $D_h$  sont ici positifs. Ces derniers sont reliés aux mobilités par les relations d'Einstein :

$$\mu_e = \frac{eD_e}{k_B T},$$

et

$$\mu_h = \frac{eD_h}{k_B T}.$$

Le champ électrique dans le semiconducteur vérifie la loi de Poisson :

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

où  $\rho$  est la densité de charges et  $\varepsilon$  la permittivité du milieu ( $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ ).



Enfin, les populations d'électrons et de trous suivent une loi de statistique de Fermi-Dirac, aussi bien à l'équilibre que hors équilibre, grâce à la notion de quasi-niveaux de Fermi :

$$n(z) = \int_{E_c(z)}^{\infty} g_c(h\nu) \frac{1}{1 + e^{-\frac{h\nu - E_{F_c}}{k_B T}}} d h\nu, \quad (3.7)$$

$$p(z) = \int_{-\infty}^{E_v(z)} g_v(h\nu) \frac{1}{1 + e^{-\frac{h\nu - E_{F_v}}{k_B T}}} d h\nu, \quad (3.8)$$

où  $E_c(z)$  et  $E_v(z)$  sont respectivement les niveaux d'énergie du bas de la bande de conduction et du haut de la bande de valence.  $g_c(h\nu)$  et  $g_v(h\nu)$  sont, respectivement, les densités d'états des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence. On peut en effet définir la notion de quasi-niveau de Fermi car le temps de recombinaison des paires électron-trou est de l'ordre de la ns, donc bien supérieur au temps de collision électron-électron (ou trou-trou) qui assure l'équilibre entre électrons (ou de trous) qui est de l'ordre de la ps.

Dans l'approximation des bandes paraboliques, elles prennent la forme :

$$g_c(h\nu) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} (h\nu - E_c(z))^{1/2}, \quad (3.9)$$

$$g_v(h\nu) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v(z) - h\nu)^{1/2}, \quad (3.10)$$

où  $m_c$  (resp.  $m_v$ ) est la masse effective des électrons dans la bande de conduction (resp. des trous dans la bande de valence). On peut ainsi écrire les densités d'électrons et de trous comme :

$$n(z) = N_c F_{\frac{1}{2}} \left( -\frac{E_c(z) - E_{F_c}}{k_B T} \right), \quad (3.11)$$

$$p(z) = N_v F_{\frac{1}{2}} \left( -\frac{E_{F_v} - E_v(z)}{k_B T} \right), \quad (3.12)$$

où  $N_c$  et  $N_v$  sont respectivement les densités effectives d'états de la bande de conduction et de la bande de valence, données par :

$$N_c = \frac{1}{4} \left( \frac{2m_c k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \quad (3.13)$$

$$N_v = \frac{1}{4} \left( \frac{2m_v k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2}, \quad (3.14)$$

et  $F_{\frac{1}{2}}$  est l'intégrale de Fermi définie par :

$$F_{\frac{1}{2}}(u) = \frac{1}{\Gamma(3/2)} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{1 + \exp(x - u)} dx.$$

Dans le cas d'un semiconducteur non dégénéré, la statistique de Fermi-Dirac peut être approchée par une statistique de Maxwell-Boltzmann et les équations (3.11), (3.12) deviennent :

$$n(z) = N_c \exp\left(-\frac{E_c(z) - E_{F_c}}{k_B T}\right), \quad (3.15)$$

$$p(z) = N_v \exp\left(-\frac{E_{F_v} - E_v(z)}{k_B T}\right), \quad (3.16)$$

A l'équilibre thermodynamique, les populations d'électrons et de trous dans le semiconducteur ont le même niveau de Fermi,  $E_{F_c} = E_{F_v} = E_F$ . Ce niveau de Fermi dépend du dopage du semiconducteur. Ainsi un semiconducteur dopé n, c'est-à-dire avec des donneurs d'électrons, aura un niveau de Fermi proche de la bande de conduction, un semiconducteur dopé p aura un niveau de Fermi proche de la bande de valence.

Lorsque le semiconducteur n'est pas à l'équilibre à cause de l'application d'un champ électrique ou de l'éclairement de la structure, les quasi niveaux de Fermi permettent de décrire les populations d'électrons et de trous qui ne sont pas à l'équilibre ni entre elles ni même avec le cristal.

Avant de résoudre ce système d'équations, nous allons voir qu'il est possible de comprendre comment fonctionne le transport des porteurs de charge dans un semiconducteur inhomogène à la base de beaucoup de composants en microélectronique : la jonction p-n.

## 3.2 Jonction p-n en obscurité

Dans cette section nous montrons comment trouver la caractéristique intensité-tension d'une jonction p-n en obscurité (c'est-à-dire lorsque  $P_{abs}(h\nu)/h\nu = 0$ ). Nous allons voir que cette caractéristique est celle d'une diode.

### 3.2.1 Jonction à l'équilibre

Une jonction p-n est composée d'un semiconducteur dopé p mis en contact avec un semiconducteur dopé n. Dans la suite nous étudierons le cas d'une jonction abrupte, c'est-à-dire pour laquelle le dopage change sur une très courte distance. Le semiconducteur dopé n est caractérisé par une concentration de donneurs  $N_D$ , le semiconducteur dopé p par une concentration d'ac-

cepteurs  $N_A$ . La jonction abrupte sépare la région  $z < 0$  dopée n de la région  $z > 0$  dopée p. La mise en contact de ces deux semiconducteurs caractérisés par deux niveaux de Fermi différents (Fig.3.2.1) est une vue de l'esprit.

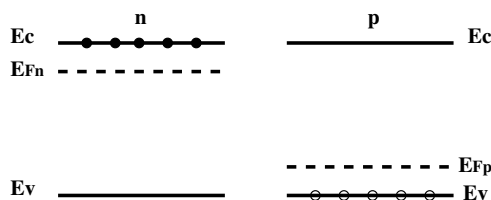


Figure 3.1: Semiconducteurs dopés avant mise en contact.

En effet, lors de la mise en contact, les électrons de la zone n diffusent vers la zone p et les trous de la zone p diffusent vers la zone n du fait du gradient de concentration entre les deux zones. Il se crée alors une barrière de potentiel électrostatique qui vient contrecarrer exactement la différence de potentiel chimique. A l'équilibre, le niveau de Fermi est constant dans la jonction et la barrière de potentiel interne est égale à la différence entre les niveaux de Fermi avant mise en contact :  $V_b = E_{Fn} - E_{Fp}$ .

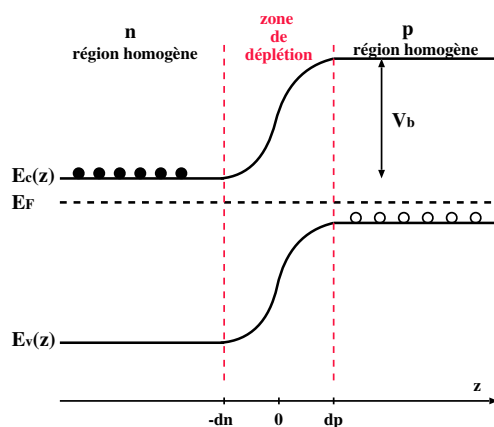


Figure 3.2: Jonction p-n à l'équilibre.

On s'intéresse d'abord au cas d'une jonction à l'équilibre thermodynamique à la température  $T$ . Il faut alors distinguer deux régions dans ce semiconducteur inhomogène (Fig.3.2.1) :

- la région centrale appelée zone de déplétion qui s'est vidée de ses porteurs du fait de la diffusion lors de la mise en contact. Elle est donc le siège d'un champ électrique très intense ainsi que de forts gradients de concentration.

- les régions homogènes n et p, loin de la jonction, dans lesquelles les populations d'électrons

et de trous sont à l'équilibre thermodynamique entre elles. Les gradients de concentration, le champ électrique et la charge d'espace  $y$  sont très faibles.

Du côté n, le niveau de Fermi étant proche de la bande de conduction, la densité d'électrons est proche de la densité de donneurs  $N_D$ . De même la densité de trous est voisine de  $N_A$  du côté p. La zone n (resp. zone p) est donc un réservoir d'électrons (resp. de trous) retenu par la barrière de potentiel  $V_b$ . On a l'habitude d'introduire une classification des porteurs en deux catégories, porteurs majoritaires (électrons dans la zone n et trous dans la zone p) et porteurs minoritaires (électrons dans la zone p et trous dans la zone n).

Les poids relatif des courants dans la jonction sont tels que :

- dans la zone de déplétion, à la fois les courants de dérive et de diffusion des électrons et des trous sont importants,

- dans les régions homogènes, seul domine le courant de dérive des porteurs majoritaires.

A l'équilibre thermodynamique, aucun courant d'électrons ni de trous ne traverse la jonction. C'est-à-dire que le courant d'électrons (resp. de trous) minoritaires de p vers n (resp. de n vers p) compense exactement le courant des électrons (resp. de trous) majoritaires de n vers p (resp. de p vers n).

### 3.2.2 Jonction hors-équilibre (sous tension)

Etudions maintenant une jonction lorsqu'un potentiel externe  $V$  est appliqué aux bornes de celle-ci. Cette tension externe modifie la hauteur de la barrière de potentiel et un courant non nul aussi bien d'électrons que de trous traverse maintenant la jonction. Ainsi, aux bornes de la zone de déplétion, les concentrations de porteurs diffèrent de leur valeur d'équilibre.

Dans une jonction p-n hors-équilibre, il faut maintenant distinguer trois régions (figure 3.3) :

- la zone de déplétion qui est toujours le siège de forts gradients de concentration et d'un champ électrique intense. Sa largeur dépend cependant de la tension appliquée.

- Les régions homogènes très loin de la zone de déplétion où les électrons et les trous sont à l'équilibre thermodynamique.

- Les régions de diffusion. Ces régions sont situées de part et d'autre de la zone de déplétion, entre celle-ci et les régions homogènes. Le champ électrique et la charge d'espace  $y$  sont faibles mais les gradients de concentration restent importants. En effet, l'application d'une tension

aux bornes de la jonction induit un excès (ou un déficit) de porteurs par rapport aux valeurs d'équilibre aux bornes de la zone de déplétion. La longueur de diffusion est la distance qu'il faut pour que la densité de porteurs relaxe vers sa valeur d'équilibre.

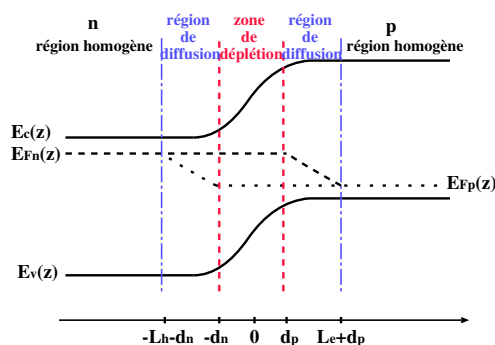


Figure 3.3: Schéma des différentes régions dans une jonction hors-équilibre.

Des considérations simples permettent de trouver la caractéristique intensité-tension d'une diode en obscurité. Considérons le courant d'électrons, il a deux composantes :

- courant d'électrons majoritaires qui vont de n vers p et qui ont une énergie supérieure à la barrière de potentiel. Ce courant est aussi appelé courant de recombinaison, noté  $J_e^{rec}$  car l'électron arrivant du côté p va certainement se recombiner avec un des trous largement majoritaires dans cette région. Ce courant dépend fortement de la hauteur de la barrière, modifiée par l'application de la tension externe  $V$ . Il est proportionnel au nombre d'électrons ayant une énergie supérieure à  $V_b - V$ . Dans l'hypothèse d'un semiconducteur non dégénéré (niveau de Fermi dans le gap), la densité d'électrons peut être décrite par une statistique de Maxwell-Boltzmann (cf équations (3.15) et (3.16) et ainsi ce courant d'électrons sera proportionnel à  $\exp[-e(V_b - V)/k_B T]$ .

- Courant d'électrons minoritaires de la zone p qui diffusent jusqu'à la jonction et qui sont alors immédiatement balayés vers la zone n par le champ électrique. Ce courant, appelé courant de génération et noté  $J_e^{gen}$  ne dépend pas de la hauteur de la barrière de potentiel.

L'égalité de ces courants à  $V = 0$  permet de décrire la caractéristique intensité-tension de la diode. Nous avons en effet :

$$J_e^{rec}(V = 0) = J_e^{gen}$$

donc

$$J_e^{rec} = J_e^{gen} e^{eV/k_B T}$$

Le courant total d'électrons allant de n vers p est donc la différence entre les deux courants d'électrons majoritaires et minoritaires :

$$J_e = J_e^{gen} (e^{eV/k_B T} - 1)$$

Le courant de trous de p vers n s'écrit de la même façon. La somme des deux conduit à la caractéristique intensité-tension d'une diode :

$$I = I_o (e^{eV/k_B T} - 1)$$

où  $I_o$  est appelé le courant de saturation, courant d'obscurité de la diode ou encore courant de génération. En effet, lorsque  $V \ll -kT$ ,  $I \rightarrow -I_o$ , le courant sature donc vers une valeur fixe en l'absence d'éclairement, c'est pourquoi on l'appelle indifféremment courant de saturation ou courant d'obscurité. Si l'on s'intéresse au phénomène physique à l'origine de ce courant, on s'aperçoit qu'il est lié à l'excitation thermique (on parle de génération) des porteurs minoritaires. On parle donc également de courant de génération. La diode est polarisée en direct et donc passante lorsque la tension  $V$  à ses bornes est positive, c'est-à-dire lorsqu'elle diminue la barrière de potentiel. Cela signifie que la borne + est relié au côté p et la borne - au côté n. On a alors un courant positif de p vers n dans la jonction. La figure 3.4 donne l'allure de la caractéristique de la diode en obscurité avec les conventions de courant-tension associées.

Il est utile ici de remarquer que le courant de saturation  $I_o$  et donc le caractère redresseur de la diode dépend du temps de recombinaison des paires électron-trou. En effet, ce courant de génération vient de la diffusion des porteurs minoritaires jusqu'à la zone de déplétion. On supposera dans notre étude que les dimensions de la cellule TPV, de part et d'autre de la jonction, sont égales (ou supérieures) aux longueurs de diffusion des trous et des électrons. Etudions par exemple le courant de génération de trous. Du côté n où ils sont minoritaires, les trous sont générés par excitation thermique à un taux  $p_{eq}/\tau_h$  (cf eq.(3.3)). Ils participeront au courant de génération si ils atteignent la zone de déplétion avant de se recombiner, autrement dit, s'ils sont générés à une distance inférieure à la longueur de diffusion  $L_h$ . Ainsi le courant de trous par unité de surface qui va entrer dans la zone de déplétion sera proportionnel à  $L_h p_{eq}/\tau_h = p_{eq} D_h / L_h$  où  $L_h = \sqrt{D_h \tau_h}$ . Le courant de génération de trous s'écrit donc :

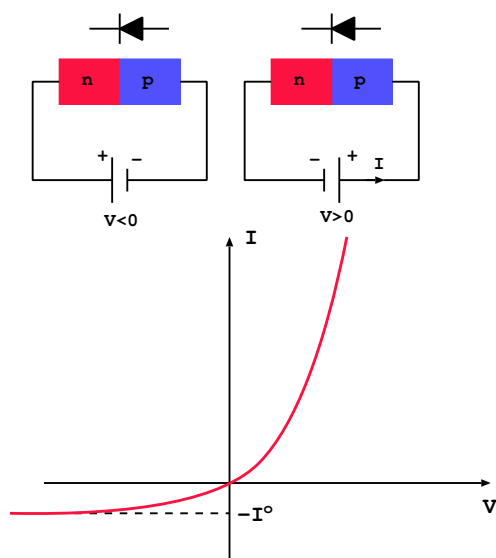


Figure 3.4: Caractéristique intensité-tension de la jonction p-n en obscurité

$$J_h \propto p_{eq} \sqrt{D_h} / \sqrt{\tau_h}.$$

Lorsque le temps de recombinaison diminue, le courant de génération augmente (suivant  $1/\sqrt{\tau_h}$ ). Il en va de même pour le courant de génération d'électrons, si l'on suppose de plus que les temps de recombinaison sont égaux pour les électrons et les trous, au final, le courant de saturation varie comme :

$$I_o \propto \frac{1}{\sqrt{\tau}}. \quad (3.17)$$

### 3.3 Jonction sous éclaircissement

Considérons maintenant une jonction p-n sous éclaircissement avec une source en champ lointain (soleil, flamme, source ...). Le terme  $P_{abs}(h\nu)/h\nu$  est maintenant non nul. Des photons incidents sont absorbés dans la jonction en créant des paires électrons-trous. Suivant la région où elles sont créées, les paires électron-trou vont plus ou moins contribuer au courant. Ainsi, (cf Fig.3.3) :

- dans les régions homogènes : l'absorption de photons y est la moins probable car il y a très peu d'états disponibles dans la bande de conduction pour les électrons dans la zone n (resp. dans la bande de valence pour les trous dans la zone p). De plus, si un photon est absorbé, la paire électron-trou créée va se recombiner car elle a été générée à une distance supérieure à la longueur de diffusion.

- Dans les région de diffusion : certaines paires électron-trou vont contribuer au courant si elles arrivent à diffuser jusqu'à la jonction sans se recombiner.

-Dans la zone de déplétion : toutes les paires électron-trou générées dans cette zone sont immédiatement séparées par le champ électrique et participent donc au courant. Les trous sont balayés vers le coté p et les électrons vers le coté n.

Le courant résultant de l'absorption de ces photons et qui est finalement récupéré est appelé photocourant. C'est un courant négatif (trous de n vers p et électrons de p vers n) qui s'ajoute à la caractéristique intensité-tension de la diode en obscurité :

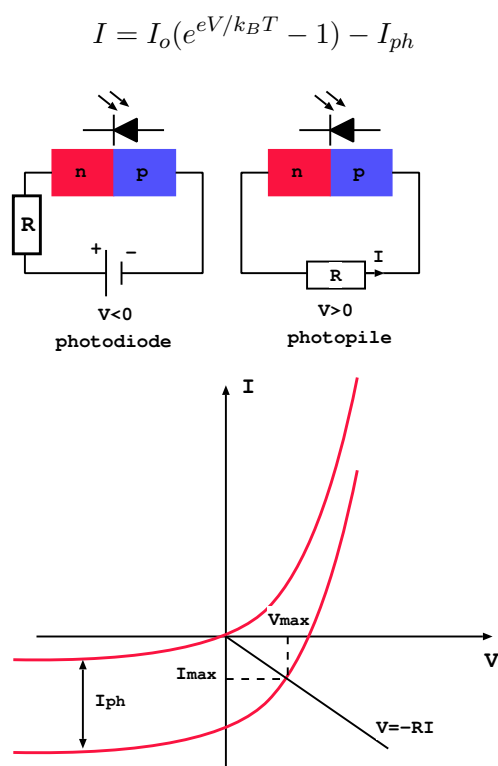


Figure 3.5: Caractéristique intensité-tension de la jonction p-n sous éclairement

Ces cellules peuvent être utilisées en photodétecteur lorsque qu'on les polarise en inverse. L'éclairage change alors l'intensité du courant mesuré.

En série avec une résistance elle se comporte comme une photopile et c'est ce comportement qui va nous intéresser. La puissance extraite de la diode éclairée en fonctionnement photopile dépend de la résistance de la charge qui est placée aux bornes de celle-ci. Comme on le voit sur la figure 3.5, il existe un optimum de puissance électrique pour une certaine valeur de la résistance (point  $(I_{max}, V_{max})$  sur la courbe). Et c'est alors que le rendement est maximal. Ce



point se trouve quelquepart entre l'intensité de court circuit ( $I_{sc} = I_{ph}, V = 0$ ) et la tension en circuit ouvert ( $I = 0, V = V_{oc}$ ), qui s'exprime sous la forme :

$$V_{oc} \simeq \frac{k_B T}{e} \log \frac{I_{ph}}{I_o}. \quad (3.18)$$

La puissance électrique maximale sera donc proportionnelle au produit de ces deux valeurs, le coefficient de proportionnalité étant appelé "fill factor" (facteur de remplissage), noté FF :

$$P_{el} = I_{max} V_{max} = FF I_{ph} V_{oc}.$$

On peut remarquer ici l'influence négative qu'a un fort courant de saturation sur les performances de la cellule thermophotovoltaïque. En effet, la tension en circuit ouvert  $V_{oc}$  (et donc de la même façon la tension correspondant au rendement maximal) dépend à la fois du photocourant et du courant de saturation de la diode. Plus le courant de saturation est important et plus la tension en circuit ouvert sera petite (eq. (3.18)) et donc plus la puissance électrique extraite sera faible.

### 3.4 Jonction éclairée par une source en champ proche

Considérons maintenant un système où une source éclaire en champ proche une jonction. On considère que l'on est en champ proche quand l'amplitude des ondes évanescentes générées par la source est grande au niveau du convertisseur (jonction p-n) et qu'ainsi elles participent au transfert radiatif entre la source et la cellule thermophotovoltaïque. Cela revient à dire que la distance entre la source et la cellule est inférieure à  $\lambda_g/10$  où  $\lambda_g = hc/E_g$ .

Utilisons (3.3) et (3.4) dans les équations (3.1) et (3.2), l'équation de continuité des courants s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_{eq}}{\tau_e} + \int_{h\nu > E_g} \frac{P_{abs}(h\nu)}{h\nu} dh\nu - \frac{\partial J_e}{\partial z} \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_{eq}}{\tau_h} + \int_{h\nu > E_g} \frac{P_{abs}(h\nu)}{h\nu} dh\nu - \frac{\partial J_h}{\partial z} \quad (3.20)$$

L'effet de champ proche le plus évident porte sur le terme  $P_{abs}(h\nu)/h\nu$ . Le flux radiatif entre deux plans placés en champ proche peut en effet augmenter de plusieurs ordres de grandeur grâce à la contribution des ondes évanescentes. On peut anticiper l'effet positif que cette augmentation de la puissance radiative échangée et donc du photocourant aura sur la puissance

délivrée par le convertisseur. De surcroît, le flux échangé en champ proche a une répartition spectrale très différente de ce qu'elle est en champ lointain. On peut donc espérer un spectre mieux adapté au spectre d'absorption de la cellule et ainsi un meilleur rendement.

Le chapitre suivant analyse et quantifie le flux radiatif échangée entre une source et une cellule TPV en fonction de la distance les séparant. Nous nous servons du modèle développé dans (Mulet 2003) pour les calculs du chapitre 4.

Approcher la source en champ proche de la jonction p-n entraîne aussi une augmentation de la densité d'états électromagnétique dans la jonction (Joulain *et al.* 2003). Le couplage entre les paires électron-trou et le rayonnement électromagnétique sera donc différent. Comme l'avait montré Drexhage (Drexhage 1970), le temps d'émission spontanée diminue lorsque la densité locale d'états augmente. Ainsi, le taux d'émission spontanée, correspondant à la recombinaison des paires électron-trou et donc les temps de recombinaison radiative des électrons  $\tau_e$  et des trous  $\tau_h$  seront modifiés. Les remarques faites plus haut nous permettent d'anticiper l'effet négatif que cela pourrait avoir sur le rendement car une diminution de la durée de vie radiative entraîne une augmentation du courant de saturation et donc une baisse de la tension en circuit ouvert, donc une baisse de la puissance convertie. La modification de la durée de vie radiative des paires électron-trou en fonction de la profondeur dans la cellule thermophotovoltaïque sera étudiée dans le chapitre 5.



# Chapitre 4

## Calcul du flux radiatif en champ proche

### Table des matières

---

<b>4.1</b>	<b>Calcul du flux radiatif et du photocourant en champ proche . . . .</b>	<b>58</b>
4.1.1	Introduction . . . . .	58
4.1.2	Calcul du champ électromagnétique . . . . .	60
4.1.3	Calcul du flux radiatif et du photocourant . . . . .	62
<b>4.2</b>	<b>Résultats avec une source réelle en tungstène . . . . .</b>	<b>65</b>
4.2.1	Etude spectrale du flux radiatif échangé . . . . .	67
4.2.2	Influence de la distance sur le photocourant . . . . .	69
<b>4.3</b>	<b>Résultats avec une source quasi-monochromatique (modèle de Drude fictif) . . . . .</b>	<b>71</b>
4.3.1	Etude spectrale du flux radiatif échangé . . . . .	71
4.3.2	Influence de la distance sur le photocourant . . . . .	77
<b>4.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>78</b>

---

## 4.1 Calcul du flux radiatif et du photocourant en champ proche

### 4.1.1 Introduction

Nous calculons dans ce chapitre le flux radiatif échangé entre une source plane et une cellule TPV en fonction de la distance les séparant. Le calcul de la contribution de chaque fréquence au flux radiatif nous permet de calculer le flux net de "photons" reçu par la cellule TPV et donc le photocourant créé.

Le système étudié consiste en deux milieux semi-infinis séparés d'une distance  $d$  (par un milieu 3, ici de l'air ou du vide) et ayant des interfaces planes (voir figure 4.1). L'un est la source (milieu 1) à la température  $T_1$  et de constante diélectrique  $\varepsilon_1(\omega)$  et l'autre est la cellule thermophotovoltaïque (milieu 2) à la température  $T_2$  et de constante diélectrique  $\varepsilon_2(\omega)$ . Nous nous placerons en régime stationnaire, et nous supposons que les températures  $T_1$  et  $T_2$  sont constantes et homogènes. Un calcul de l'ordre de grandeur du gradient thermique dans chacun des milieux nous permet de justifier cette hypothèse d'homogénéité de la température. En effet, l'épaisseur du milieu qui contribue à l'échange thermique est donnée par l'épaisseur de peau (au delà de cette profondeur, les champs rayonnés par le matériau n'atteignent pas la surface). Si le gradient de température est négligeable sur cette échelle de longueur, alors on pourra supposer qu'il l'est dans tout le matériau donc que la température est bien homogène.

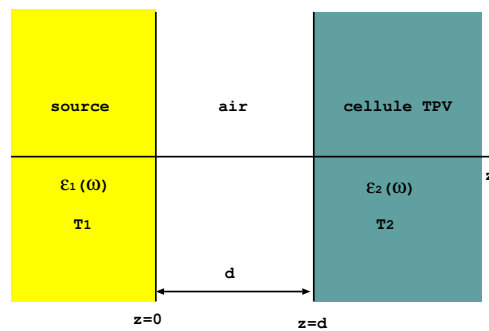


Figure 4.1: Géométrie du système

Comme nous le verrons dans la section suivante, l'ordre de grandeur du flux radiatif échangé entre une source en tungstène à 2000 K et une cellule TPV en GaSb à 300 K est typiquement de  $10^6 \text{ W.m}^{-2}$  en champ proche. Ceci correspond à un gradient de température d'environ  $\partial T/\partial z \simeq 10^6 \text{ K/m}$  à la surface de chacun des deux milieux (en prenant une conductivité thermique de  $1 \text{ W/m.K}$ ). Voyons quelle différence de température ce flux impose sur une distance

égale à l'épaisseur de peau du milieu. Cette profondeur de peau pour le tungstène (à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  correspondant au maximum de la luminance d'équilibre à 2000 K), est de 100 nm, ce qui fait une différence de température inférieure à 1 K. De même, pour le GaSb, à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , l'épaisseur de peau est de l'ordre du micron, ce qui fait un gradient de température inférieur au Kelvin sur une distance de l'ordre de l'épaisseur de peau. L'hypothèse d'homogénéité de la température dans les deux milieux considérés est donc bien valable.

Le calcul du flux radiatif peut se faire suivant deux approches. La première approche, phénoménologique, est la radiométrie. Elle est basée sur le concept de luminance et de rayons lumineux. La puissance radiative échangée entre deux milieux est exprimée en fonction de la luminance d'équilibre (prise à la température des matériaux), de l'émissivité, et de la réflectivité de chacun des matériaux, comme la somme incohérente des flux issus des réflexions multiples sur chacun des matériaux. Elle s'écrit :

$$P_R^{rad}(T_1, T_2, \omega) = \int_0^{2\pi} \cos \theta d\Omega \frac{\varepsilon'_{1\omega} \varepsilon'_{2\omega}}{1 - \rho'_{1\omega} \rho'_{2\omega}} (L_\omega^0(T_1) - L_\omega^0(T_2)),$$

où  $\varepsilon'_{1\omega}$  et  $\varepsilon'_{2\omega}$  sont les émissivités monochromatiques directionnelles des milieux 1 et 2,  $\rho'_{1\omega}$  et  $\rho'_{2\omega}$  les réflectivités spéculaires monochromatiques, et  $L_\omega^0(T)$  est la luminance d'équilibre à la température T donnée par :

$$L_\omega^0(T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3 c^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}.$$

Cette approche est mise en défaut lorsque la distance séparant les deux matériaux devient comparable à la longueur d'onde, car elle ne prend pas en compte le caractère ondulatoire du rayonnement thermique (phénomènes d'interférences, rôle des ondes évanescentes). La seconde approche, électromagnétique, est due à Rytov (Rytov *et al.* 1989). Elle est basée sur le calcul statistique des champs électromagnétiques rayonnés par les matériaux du fait de l'agitation thermique. Lorsque les deux matériaux sont en champ lointain, cette approche électromagnétique permet de retrouver l'expression radiométrique du flux en fonction des émissivités et de la luminance (Joulain *et al.* 2005). Contrairement à l'approche radiométrique, elle permet de prendre en compte les effets d'interférence et de champ proche lorsque la distance entre les deux matériaux diminue. C'est donc cette approche que nous allons utiliser pour le calcul du flux radiatif échangé entre la source et la cellule TPV.

Détaillons le mécanisme de rayonnement thermique. Tout matériau à une température  $T > 0$  K est le siège de courants fluctuants dus à l'agitation thermique. Ces courants fluctuants

rayonnent un champ électromagnétique. En moyenne, ces courants fluctuants et le champ qu'ils induisent sont nuls. Cependant, la moyenne quadratique de ces courants fluctuants et donc le vecteur de Poynting qui en dérive ne sont pas nuls. La puissance rayonnée n'est donc pas nulle, et correspond au flux d'émission thermique. Le rayonnement thermique est donc dû aux fluctuations du champ électromagnétique. Considérons en particulier le système que nous étudions : la source à la température  $T_1$  est le siège de courants fluctuants qui rayonnent un champ électromagnétique dans tout l'espace et donc en particulier dans la cellule TPV. Une partie de l'énergie de ce rayonnement thermique de la source est absorbée par la cellule. C'est la contribution de la source à l'échange thermique entre les deux matériaux. De même l'agitation thermique dans la cellule induit des courants fluctuants et donc un champ électromagnétique rayonné qui est dissipé dans la source. La différence de ces deux contributions nous donne la puissance radiative échangée entre les deux matériaux.

En champ lointain, la puissance radiative échangée dépend des paramètres d'émissivité et de réflectivité de chacun des matériaux. Le mécanisme du transfert d'énergie se fait par absorption et émission de photons dans chaque milieu. Ce sont les ondes propagatives (ou le terme en  $1/r$ ) rayonnées par les dipôles fluctuants du milieu 1, puis absorbées dans le milieu 2 qui sont responsables du transfert d'énergie. Que devient cette puissance radiative échangée lorsque les deux milieux sont en champ proche ? Lorsque les deux milieux se rapprochent, les contributions en  $1/r^2$  et  $1/r^3$  du champ rayonné par les différents dipôles fluctuants deviennent prépondérantes. L'image d'émission/absorption de photons n'a plus de sens. Le transfert d'énergie se fait de façon non radiative par couplage dipôle-dipôle, essentiellement via les termes quasi-statiques en  $1/r^3$ . Une autre façon de le voir, est de dire qu'en champ proche ce sont les ondes évanescentes qui dominent le transfert d'énergie. L'énergie est transférée par effet tunnel d'un milieu à l'autre (Mulet *et al.* 2002). Le point essentiel pour notre application est que le flux peut augmenter de plusieurs ordres de grandeur.

#### 4.1.2 Calcul du champ électromagnétique

Formalisons maintenant cette approche électromagnétique de la puissance radiative échangée entre deux matériaux caractérisés par leur constante diélectrique  $\varepsilon_1(\omega)$ ,  $\varepsilon_2(\omega)$  et leur température  $T_1$ ,  $T_2$ . On reprend ici l'approche développée dans (Mulet *et al.* 2002; Mulet 2003; Joulain *et al.* 2005). Ces milieux sont supposés non magnétiques, linéaires et isotropes. Leurs constantes

diélectriques sont supposées locales, c'est-à-dire que la polarisation du milieu est proportionnelle au champ électromagnétique au même point et ne dépend pas du champ aux autres points. On supposera en outre que ces milieux sont à l'équilibre thermodynamique local (ETL), c'est-à-dire qu'en tout point on peut définir une température  $T$ .

Pour exprimer le champ électromagnétique rayonné par un ensemble de courants (ici fluctuants dus à l'agitation thermique), on utilise le formalisme du tenseur de Green. Le tenseur de Green relie le champ rayonné en  $\mathbf{r}$  à un élément de courant situé en  $\mathbf{r}'$ . Ainsi, nous pouvons écrire le champ électrique  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$  et magnétique  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$  rayonné au point  $\mathbf{r}$  et à la fréquence  $\omega$  par l'ensemble des courants fluctuants de densité volumique  $\mathbf{j}^f(\mathbf{r}', \omega)$ , sous la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = (i\omega\mu_0) \int_V \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{j}^f(\mathbf{r}', \omega) d^3\mathbf{r}', \quad (4.1)$$

et

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = \int_V \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{j}^f(\mathbf{r}', \omega) d^3\mathbf{r}', \quad (4.2)$$

où  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  et  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  sont les tenseurs de Green dans la géométrie considérée respectivement, pour le champ électrique et le champ magnétique. Le volume  $V$  d'intégration est le volume contenant les sources (milieu semi-infini 1 ou 2).

Le tenseur de Green électrique est la solution de l'équation de Helmholtz pour une source ponctuelle dans la géométrie considérée :

$$\mathbf{rot}_r \mathbf{rot}_r \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_0^2 \varepsilon(\mathbf{r}) \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

où  $\varepsilon(\mathbf{r})$  est la constante diélectrique du milieu considéré, pour notre système :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_1(\omega) & \text{si } -\infty < z < 0, \\ \varepsilon &= 1 & \text{si } 0 < z < d, \\ \varepsilon &= \varepsilon_2(\omega) & \text{si } d < z < \infty. \end{aligned}$$

Ensuite, le tenseur  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  se déduit de  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  grâce aux équations de Maxwell suivant :

$$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \mathbf{rot}_r \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega),$$

dans le cas d'un milieu non magnétique.

On ne détaillera pas ici le calcul du tenseur de Green pour ce système à deux interfaces, le calcul complet se trouvant dans les références (Mulet 2003; Joulain *et al.* 2005; Mulet *et al.*



2002; Sipe 1987). Le tenseur de Green pour le champ électrique reliant la source du milieu 1 au champ dans le milieu 2 est :

$$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{i}{8\pi^2 \gamma_1} \int (\hat{\mathbf{s}} t_{12}^s \hat{\mathbf{s}} + \hat{\mathbf{p}}_2^+ t_{12}^p \hat{\mathbf{p}}_1^+) \exp[i(\gamma_2(z-d) - \gamma_1 z')] \exp[i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}')] d^2\mathbf{K}, \quad (4.3)$$

où  $\mathbf{r} = (\mathbf{R}, z)$ ,  $\mathbf{k}_i = (\mathbf{K}, \gamma_i)$  avec  $k_i = \sqrt{\varepsilon_i \omega / c}$  et  $\gamma_i = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_i - |\mathbf{K}|^2}$  défini avec  $Re(\gamma_i) \geq 0$  et  $Im(\gamma_i) \geq 0$ .  $\hat{\mathbf{s}}$  et  $\hat{\mathbf{p}}^+$  sont les vecteurs unitaires des polarisations s et p, respectivement, définis par  $\hat{\mathbf{s}} = \hat{\mathbf{K}} \times \hat{\mathbf{z}}$  et  $\hat{\mathbf{p}}_i^+ = (|\mathbf{K}| \hat{\mathbf{z}} - \gamma_i \hat{\mathbf{K}}) / k_i$ . Les coefficients  $t_{12}^s$  et  $t_{12}^p$  sont les coefficients de transmission en amplitude du milieu 1 vers le milieu 2, respectivement, pour les polarisations s et p. Ils s'écrivent en fonction des facteurs de Fresnel de chaque interface :

$$t_{12}^{s,p} = \frac{t_{13}^{s,p} t_{32}^{s,p} \exp(i\gamma_3 d)}{1 - r_{31}^{s,p} r_{32}^{s,p} \exp(2i\gamma_3 d)}.$$

### 4.1.3 Calcul du flux radiatif et du photocourant

Dans la section précédente, nous avons vu comment faire un calcul statistique des champs rayonnés par les courants fluctuants dans chacun des milieux et dans la géométrie du système. Pour calculer le flux radiatif échangé, il faut calculer le flux du vecteur de Poynting, grandeur quadratique qui fait intervenir les corrélations des courants fluctuants. La connaissance des propriétés statistiques de ces courants dus à l'agitation thermique nous est donnée par le théorème de fluctuation-dissipation (Agarwal 1975). En toute rigueur, il faut faire un calcul quantique faisant intervenir les opérateurs quantiques associés aux champs. Il est possible de retrouver les expressions correctes à partir d'un calcul des fonctions de corrélation correspondant aux champs classiques (Joulain *et al.* 2005). Pour cela, il faut utiliser l'expression symétrisée du théorème de fluctuation-dissipation, et suivre la démarche suivante : (1) on restreint le spectre aux fréquences positives, (2) on multiplie le spectre par deux (donc les expressions quadratiques par quatre), (3) on enlève la contribution des fluctuations du vide, (4) on prend la partie réelle de la transformée de Fourier.

On définit ainsi le vecteur de Poynting au point  $\mathbf{r}$  et à la fréquence  $\omega$  en fonction des champs électrique  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$  et magnétique  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$  :

$$\langle \mathbf{\Pi}(\mathbf{r}, \omega) \rangle = 2 \langle Re [\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \times \mathbf{H}^*(\mathbf{r}, \omega)] \rangle, \quad (4.4)$$

où le symbole  $\langle \dots \rangle$  décrit une moyenne statistique sur l'ensemble des réalisations du système.

Pour calculer le flux radiatif à la fréquence  $\omega$  émis par la source et absorbé dans la cellule TPV, nous calculons le flux du vecteur de Poynting du champ émis par la distribution de courants fluctuants de la source (qui est à la température  $T_1$ ), à travers une surface (de normale  $z$ ) située dans la cellule TPV (en  $z = d^+$  juste après l'interface avec le milieu 3). Il est noté  $\langle \Pi_z(d^+, \omega, T_1) \rangle$ . On calcule de la même façon le flux radiatif émis par la cellule TPV (qui est à la température  $T_2$ ) et absorbé par la source en calculant le flux du vecteur de Poynting dans la source à l'interface air-source noté  $\langle \Pi_z(0^-, \omega, T_2) \rangle$ . La différence des deux flux nous donne la puissance radiative échangée  $P_R(T_1, T_2, \omega)$  entre la source et la cellule TPV. Elle s'écrit donc :

$$P_R(T_1, T_2, \omega) = \langle \Pi_z(d^+, \omega, T_1) \rangle - \langle \Pi_z(0^-, \omega, T_2) \rangle.$$

On peut écrire la forme développée du vecteur de Poynting en fonction des composantes suivant  $x$  et  $y$  du champ électromagnétique :

$$\langle \Pi_z(\mathbf{r}, \omega) \rangle = 2 \operatorname{Re} \left\{ \langle [E_x H_y^* - H_x^* E_y](\mathbf{r}, \omega) \rangle \right\} \quad (4.5)$$

Considérons par exemple le flux du milieu 1 vers le milieu 2 (de la source vers la cellule TPV). Les différentes composantes de  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  peuvent être exprimées grâce aux équations (4.1) et (4.2) :

$$\begin{aligned} \langle E_x H_y^* \rangle &= \left\langle \left( i\omega\mu_0 \int_V G_{12x\alpha}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) j_{f\alpha}(\mathbf{r}', \omega) d^3\mathbf{r}' \right) \right. \\ &\quad \left. \times \left( \int_V G_{12y\beta}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega) j_{f\beta}(\mathbf{r}'', \omega) d^3\mathbf{r}'' \right)^* \right\rangle \\ &= i\omega\mu_0 \int_V \int_V G_{12x\alpha}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{12y\beta}^{H*}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega) \langle j_{f\alpha}(\mathbf{r}', \omega) j_{f\beta}^*(\mathbf{r}'', \omega) \rangle d^3\mathbf{r}' d^3\mathbf{r}'' \quad (4.6) \end{aligned}$$

où une somme implicite est réalisée sur les indices répétés  $\alpha, \beta = x, y, z$ . Les tenseurs  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{12}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  et  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{12}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  relient respectivement le champ électrique et le champ magnétique au point d'observation  $\mathbf{r}$  dans le milieu 2 à une source au point d'émission  $\mathbf{r}'$  dans le milieu 1 et à la fréquence  $\omega$ .

En utilisant le théorème de fluctuation-dissipation (Agarwal 1975) pour les courants fluctuants existant dans le milieu 1 (supposé à l'équilibre thermodynamique local à la température

$T_1$ ), nous pouvons écrire :

$$\left\langle j_{f\alpha}(\mathbf{r}', \omega) j_{f\beta}^*(\mathbf{r}'', \omega) \right\rangle = \frac{\omega \varepsilon_0}{\pi} \varepsilon_1''(\omega) \Theta(\omega, T_1) \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'') \quad (4.7)$$

où  $\Theta(\omega, T_1) = \hbar\omega / [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]$  est l'énergie moyenne d'un oscillateur quantique à la pulsation  $\omega$  et à l'équilibre thermique à la température  $T_1$  et  $\varepsilon_1''$  est la partie imaginaire de la constante diélectrique.

Ainsi, nous pouvons donner l'expression du flux de vecteur de Poynting :

$$\begin{aligned} \langle \Pi_z(\mathbf{r}, \omega) \rangle &= i\omega\mu_0 \times \frac{\omega \varepsilon_0}{\pi} \varepsilon_1''(\omega) \Theta(\omega, T_1) \\ &\int_V \left( G_{12x\alpha}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{12y\alpha}^{H*}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) - G_{12x\alpha}^{H*}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{12y\alpha}^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \right) d^3\mathbf{r}'. \end{aligned} \quad (4.8)$$

En utilisant l'équation ci-dessus, en y injectant l'expression du tenseur de Green donnée par (4.3) (le tenseur  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^H$  se déduisant de  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}^E$  par dérivation spatiale) et en intégrant sur le volume du milieu 1 (s'étendant de  $z = -\infty$  à  $z = 0$ ), la puissance radiative échangée entre les deux milieux à la fréquence  $\omega$  s'écrit alors ((Mulet 2003; Joulain *et al.* 2005)) :

$$\begin{aligned} P_R(T_1, T_2, \omega) &= \pi (L_\omega^0(T_1) - L_\omega^0(T_2)) \\ &\left\{ \int_0^{k_0} \frac{K dK}{k_0^2} \left[ \frac{(1 - |r_{31}^s|^2)(1 - |r_{32}^s|^2)}{|1 - r_{31}^s r_{32}^s e^{2i\gamma_3 d}|^2} + \frac{(1 - |r_{31}^p|^2)(1 - |r_{32}^p|^2)}{|1 - r_{31}^p r_{32}^p e^{2i\gamma_3 d}|^2} \right] \right. \\ &\left. + \int_{k_0}^\infty \frac{K dK}{k_0^2} \left[ \frac{4 \operatorname{Im}(r_{31}^s) \operatorname{Im}(r_{32}^s)}{|1 - r_{31}^s r_{32}^s e^{-2\gamma_3'' d}|^2} + \frac{4 \operatorname{Im}(r_{31}^p) \operatorname{Im}(r_{32}^p)}{|1 - r_{31}^p r_{32}^p e^{-2\gamma_3'' d}|^2} \right] e^{-2\gamma_3'' d} \right\}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

où  $L_\omega^0(T)$  est la luminance d'équilibre définie par  $\pi L_\omega^0(T) = k_0^2 \Theta(\omega, T) / 4\pi^2$ ,  $k_0 = \omega/c$  le module du vecteur d'onde dans le vide. La variable d'intégration  $K$  est le module du vecteur d'onde parallèlement aux interfaces. On a séparé dans l'intégration sur tous les vecteurs d'ondes possibles, la contribution des ondes propagatives correspondant à  $K < k_0$ , et la contribution des ondes évanescentes correspondant à  $K > k_0$ . On voit aussi clairement apparaître la contribution des deux polarisations s et p, par l'intermédiaire des différents facteurs de réflexion de Fresnel.

La puissance radiative totale s'obtient par intégration sur tout le spectre des fréquences positives :

$$P_R(T_1, T_2) = \int_0^\infty d\omega P_R(T_1, T_2, \omega).$$

Nous savons maintenant calculer la puissance radiative échangée entre une source thermique de rayonnement et une cellule TPV en fonction de la distance  $d$  les séparant, et pour

toutes les fréquences  $\omega > 0$ . On peut donc aussi calculer le flux net de photons reçu par la cellule TPV  $\Phi_{ph}(T_1, T_2, \omega)$ , ainsi que le nombre de paires électron-trou  $\Phi_{e^{-}trous}(T_1, T_2)$  créées qui est le flux net de photons d'énergie  $\hbar\omega > E_g$  avec  $E_g$ , l'énergie du gap :

$$\Phi_{ph}(T_1, T_2, \omega) = \frac{P_R(T_1, T_2, \omega)}{\hbar\omega}$$

et

$$\Phi_{e^{-}trous}(T_1, T_2) = \int_{E_g}^{\infty} d\omega \frac{P_R(T_1, T_2, \omega)}{\hbar\omega}.$$

Le photocourant généré est alors :

$$I_{ph} = e \int_{E_g}^{\infty} d\omega \frac{P_R(T_1, T_2, \omega)}{\hbar\omega}.$$

On suppose ici implicitement que tout photon reçu par la cellule TPV et d'énergie suffisante crée une paire électron-trou qui participe au courant. Nous allons maintenant illustrer l'effet du transfert radiatif en champ proche sur un système constitué d'une source réelle en tungstène à 2000 K éclairant une cellule TPV de GaSb à 300 K. En vue d'étudier l'influence du choix de la source, nous nous intéresserons ensuite au cas d'une source quasi-monochromatique en champ proche dont les propriétés optiques sont décrites par un modèle de Drude.

## 4.2 Résultats avec une source réelle en tungstène

Whale (Whale 1997) a été le premier à proposer un modèle visant à décrire les effets du champ proche sur le fonctionnement des cellules TPV. L'originalité de notre approche par rapport à celle de Whale est de considérer une source réelle. En effet, la source utilisée par Whale est un corps noir qu'il définit comme ayant une constante diélectrique  $\varepsilon = 1 + i * \delta$  où  $\delta \ll 1$ . Une source modélisée ainsi se comporte comme un corps noir en champ lointain (émissivité de 1), mais l'on peut se poser la question de la pertinence de ce modèle de source en champ proche. En effet, un corps noir est un corps qui absorbe tous les photons et ne réfléchit rien. Cette notion, comme nous l'avons souligné dans l'introduction, n'est plus valable en champ proche puisque le transfert s'y fait par couplage non radiatif dipôle-dipôle. De plus, en champ proche, la puissance radiative échangée est d'autant plus grande que la densité d'états à la surface des matériaux est grande (Joulain *et al.* 2005). Or, cette densité d'états dépend beaucoup de l'existence d'ondes de surface et aussi de la valeur de la constante diélectrique  $\varepsilon(\omega)$  ((Joulain *et al.* 2003)). Enfin, le modèle utilisé par Whale pour la source n'induit aucune modification de la densité d'états en

champ proche par rapport à celle du vide (la constante diélectrique utilisée étant très proche de 1). Ce n'est donc pas *a priori* un bon modèle pour observer les effets du champ proche sur le fonctionnement d'un dispositif TPV.

La figure 4.2 représente la densité d'états locale électromagnétique au voisinage d'une surface plane calculée suivant (Joulain *et al.* 2003). On voit bien que pour le tungstène, la densité d'états électromagnétiques est supérieure à celle du corps noir de plusieurs ordres de grandeur (qui se confond avec celle du vide). Il apparaît clairement que l'on ne peut pas se contenter du modèle utilisé par Whale. Le tungstène ou tout autre matériau portant des ondes de surface apparaît donc comme un choix plus judicieux en vue de mettre en évidence des effets de champ proche.

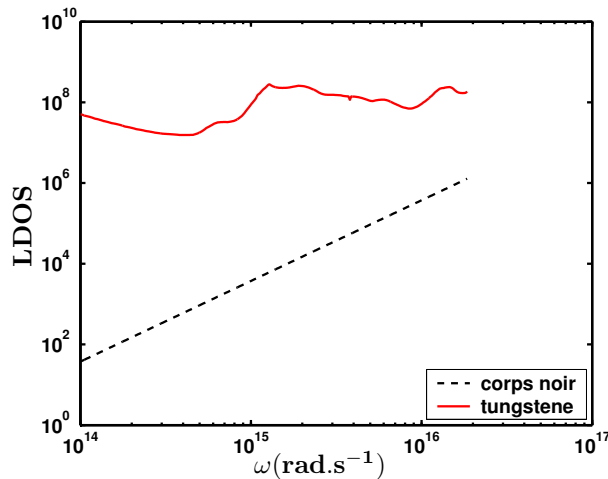


Figure 4.2: Densité locale d'états électromagnétique à  $d = 30\text{nm}$  d'une surface plane, en fonction de la fréquence.

Les constantes diélectriques des matériaux ont été prises à 300 K, pour le tungstène dans (Palik 1985) et pour le GaSb dans (Forouhi et Bloomer 1988; Adachi 1989) (les données de la constante diélectrique du tungstène à d'autres températures n'étant pas disponible dans la littérature). La longueur d'onde qui nous servira de référence est celle correspondant au maximum de la luminance d'équilibre à la température  $T = 2000\text{ K}$  c'est-à-dire  $\lambda = 1,5\ \mu\text{m}$ . La cellule TPV est en GaSb, son énergie de gap,  $E_g = 0,7\text{ eV}$  correspond à la fréquence  $\omega = 1,06 \cdot 10^{15}\text{ rad.s}^{-1}$  ( $\lambda = 1,77\ \mu\text{m}$ ).

### 4.2.1 Etude spectrale du flux radiatif échangé

Tout d'abord, voyons quel est l'effet de la distance source-cellule TPV sur le flux radiatif échangé. Les figures 4.3 à 4.6 représentent le flux radiatif monochromatique échangé en  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$  en fonction de la fréquence  $\omega$  exprimée en  $\text{rad.s}^{-1}$ .

En champ proche, typiquement pour des distances inférieures à la longueur d'onde caractéristique (figures 4.3 et 4.4), on remarque que le transfert de puissance radiative se fait principalement par les ondes évanescentes. La contribution des ondes évanescentes domine d'un ordre de grandeur la contribution des ondes propagatives. Le transfert radiatif se fait donc dans ce cas-là principalement par couplage non radiatif dipôle-dipôle entre les éléments de courants des deux milieux. Le pic de puissance radiative correspond à la zone en bord de gap du GaSb ( $\omega > 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ ) où l'absorption est forte.

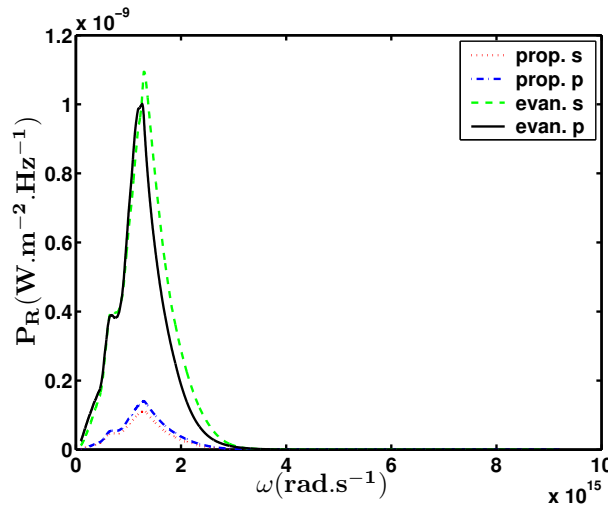


Figure 4.3: Puissance radiative échangée pour une distance  $d = 30\text{nm}$  séparant une source plane de W d'une cellule TPV plane de GaSb, en fonction de la fréquence. On a séparé la contribution des ondes propagatives, évanescentes et des deux polarisations s et p.

Ce mécanisme de transfert change à mesure que l'on augmente la distance séparant la source de la cellule TPV, les ondes évanescentes contribuant de moins en moins au transfert. Lorsque la distance est de l'ordre de la longueur d'onde caractéristique (autour de  $d = 1 \mu\text{m}$ , voir fig. 4.5), le poids des différentes contributions est complètement différent. On voit en effet que la puissance échangée par les ondes propagatives est du même ordre de grandeur que celle échangée par les ondes évanescentes. On peut aussi remarquer la prédominance des ondes polarisées p (évanescents aussi bien que propagatives). Ce sont des phénomènes d'interférences qui

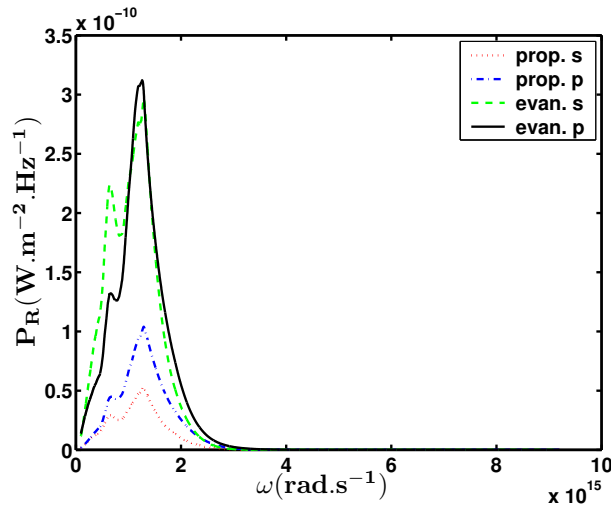


Figure 4.4: Mème calcul que sur la fig. 4.3 pour une distance  $d = 100$  nm.

expliquent la singularité de cette figure par rapport au comportement en champ lointain où ce sont uniquement les ondes propagatives qui participent au transfert d'énergie et en champ proche où ce sont les ondes évanescentes. Ce comportement rappelle celui d'une cavité de Fabry-Pérot, en effet, à la fois le tungstène et le GaSb sont très réfléchissants dans l'infrarouge, le tungstène à cause de son caractère métallique ( $Re(\epsilon) < 0$ ) et le GaSb à cause de son fort indice par rapport à celui du vide.

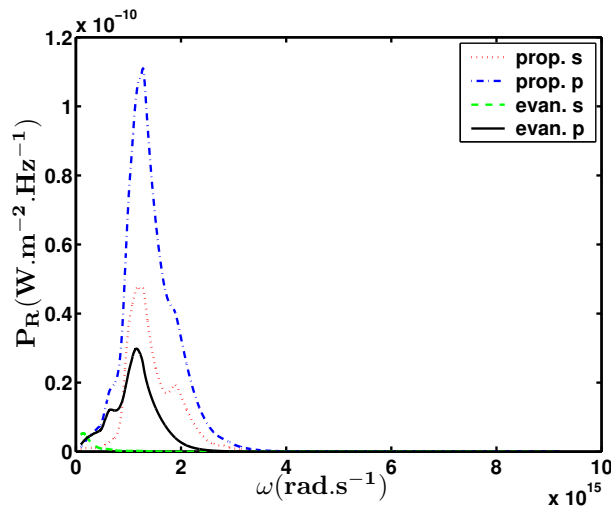


Figure 4.5: Mème calcul que sur la fig. 4.3 pour une distance  $d = 1$   $\mu$ m.

Enfin, lorsque  $d \geq 10$   $\mu$ m (figure 4.6), les ondes évanescentes ne contribuent presque plus au transfert radiatif. L'échange de puissance se fait uniquement par les ondes propagatives,

autrement dit par émission/absorption de photons.

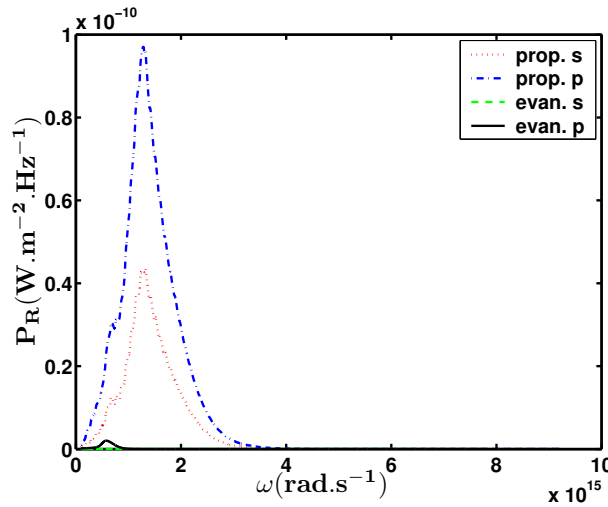


Figure 4.6: Même calcul que sur la fig. 4.3 pour une distance  $d = 10 \mu\text{m}$ .

On peut d'ores et déjà remarquer qu'entre les flux radiatifs en champ lointain et en champ proche, on a gagné un ordre de grandeur (le pic de puissance radiative passe de  $10^{-10} \text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$  en champ lointain à  $10^{-9} \text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$  en champ proche). A partir de ces figures, on peut calculer le nombre de photons absorbés. Il suffit de diviser chaque courbe point par point par  $\hbar\omega$ . Ensuite on peut en déduire le nombre de paires électron-trou créées par unité de surface.

Pour quantifier l'effet du champ proche sur le rendement de la cellule TPV, il est intéressant de calculer d'une part la puissance radiative totale échangée, et d'autre part le photocourant généré en fonction de la distance séparant la source en tungstène de la cellule TPV.

#### 4.2.2 Influence de la distance sur le photocourant

La figure 4.7 représente la puissance radiative totale (intégrée sur tout le spectre) échangée en fonction de la distance. Comme nous l'avons souligné auparavant, la puissance radiative totale échangée a gagné un ordre de grandeur (multipliée par 50) entre l'éclairement en champ lointain ( $d = 10 \mu\text{m}$ ) où elle vaut  $1,3.10^5 \text{W.m}^{-2}$  et l'éclairement en champ proche ( $d = 5 \text{nm}$ ) où elle vaut  $5,3.10^6 \text{W.m}^{-2}$ .

La figure 4.8 représente le photocourant généré en fonction de la distance. Par rapport à un éclairement en champ lointain, on voit que l'on a aussi gagné un ordre de grandeur sur le courant photogénéré pour la même source. En effet, il passe de  $1,05.10^5 \text{A.m}^{-2}$  en champ lointain ( $d = 10 \mu\text{m}$ ) à  $4.10^6 \text{A.m}^{-2}$  en champ proche ( $d = 5 \text{nm}$ ).



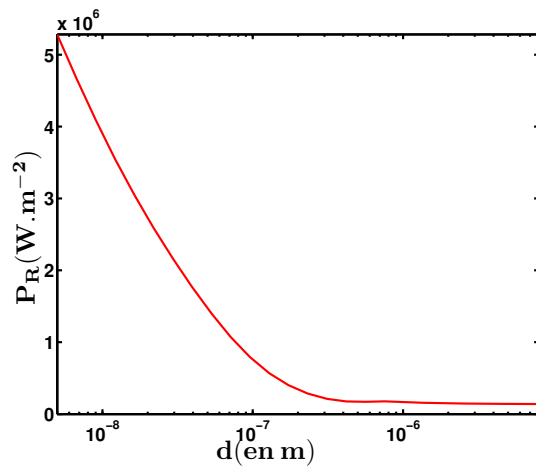


Figure 4.7: Puissance radiative totale échangée entre la source de tungstène à 2000 K et la cellule de GaSb à 300 K, en fonction de la distance les séparant.

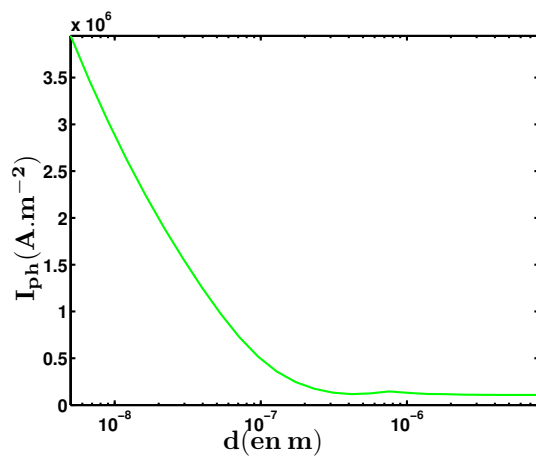


Figure 4.8: Photocourant généré dans la cellule de GaSb en fonction de la distance source-cellule TPV.

## 4.3 Résultats avec une source quasi-monochromatique (modèle de Drude fictif)

### 4.3.1 Etude spectrale du flux radiatif échangé

Dans cette section, nous nous intéressons à l'influence du choix de la source sur la puissance radiative échangée. Dans l'introduction de cette partie, nous avons vu qu'une des solutions envisagées pour augmenter le rendement des convertisseurs thermophotovoltaïques en champ lointain est d'utiliser une source monochromatique de fréquence légèrement supérieure à la fréquence du gap. Nous allons voir dans quelle mesure cela peut être fait en champ proche.

La densité locale d'états au voisinage d'une surface plane s'écrit en champ proche (Joulain *et al.* 2003) :

$$\text{LDOS}(\omega) \propto \frac{\varepsilon''(\omega)}{|\varepsilon(\omega) + 1|^2} \frac{1}{z^3}.$$

où  $z$  est la distance à la surface et  $\varepsilon''$  la partie imaginaire de la constante diélectrique. Donc, pour une fréquence correspondant  $\varepsilon(\omega_{res}) = -1$ , on a un pic monochromatique dans la densité locale d'états dans le vide au dessus d'une surface plane d'un matériau de constante diélectrique  $\varepsilon(\omega)$ .

Cette résonance s'explique par la présence d'ondes de surface. Ces ondes sont des ondes évanescentes et n'existent qu'en polarisation p (voir annexe A). Leur relation de dispersion à l'interface entre du vide et un matériau de constante diélectrique  $\varepsilon(\omega)$  s'écrit (Raether 1988; Joulain *et al.* 2005) :

$$K = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega)}{1 + \varepsilon(\omega)}}.$$

La figure 7.8 représente la relation de dispersion d'une onde de surface. La condition de résonance est ici aussi  $Re(\varepsilon(\omega)) = -1$ . En effet, à la fréquence telle que  $Re(\varepsilon(\omega)) = -1$ , la relation de dispersion de l'onde de surface est plate, ce qui correspond à un très grand nombre de  $K$  possibles, donc à une très grande densité d'états (donnée par l'inverse de la dérivée de cette relation de dispersion  $K(\omega)$ ). Plus généralement, à toute relation de dispersion plate correspond une grande densité d'états à la fréquence du plateau. De plus, la relation de dispersion de l'onde de surface est toute entière située en dessous de la droite de lumière donc correspond à des modes non radiatifs. Leur contribution à la densité locale d'états n'est donc effective qu'en champ proche. Ici, c'est bien l'asymptote de la relation de dispersion des ondes de surface qui est à l'origine du pic monochromatique dans la densité d'états en champ proche (voir figure 4.10).

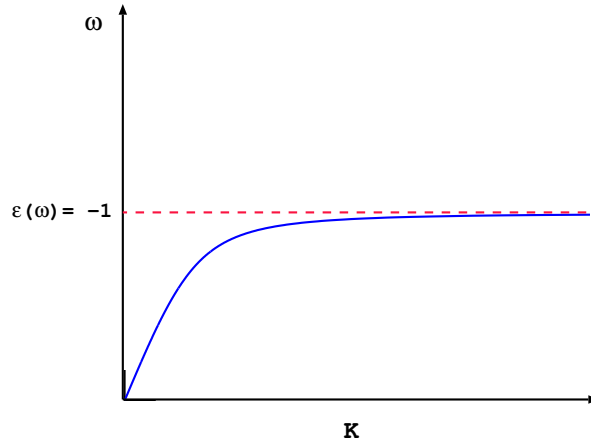


Figure 4.9: Relation de dispersion d'une onde de surface.  $K$  est le vecteur d'onde parallèlement à l'interface.

Les ondes de surface existent notamment sur des matériaux comportant des électrons libres. Les ondes de surface associées sont alors des plasmon-polaritons de surface. Un modèle de constante diélectrique pour un tel matériau est un modèle de Drude :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\Gamma\omega)},$$

où  $\omega_p$  est la fréquence plasma et  $\Gamma$  le terme de pertes. La condition de résonance de l'onde de surface  $Re(\varepsilon(\omega)) = -1$  équivaut alors à  $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$  si  $\Gamma = 0$ . La figure 4.10 représente la densité locale d'états à une distance  $z = 10$  nm de l'interface entre un tel matériau et du vide. On voit bien le pic qui correspond à la fréquence de résonance des ondes de surface.

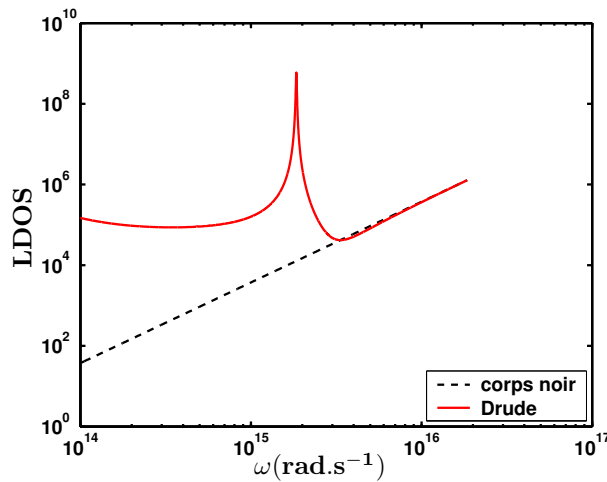


Figure 4.10: Densité locale d'états électromagnétique à  $d = 10$  nm dans le vide d'une surface plane d'un matériau de constante diélectrique donnée par un modèle de Drude.

Il a récemment été montré qu'entre deux milieux portant des ondes de surface on pouvait avoir un transfert quasi-monochromatique à la fréquence de résonance des ondes de surface (Mullet *et al.* 2002). L'idée était donc d'utiliser ce transfert monochromatique en mettant maintenant une cellule TPV en GaSb en face d'un milieu portant des ondes de surface (pour les métaux plasmons-polaritons de surface) et présentant une fréquence de résonance supérieure à l'énergie de gap (dans l'infrarouge pour le GaSb). Or, une telle source n'existe pas en réalité car on ne peut pas trouver de métal ayant une fréquence plasma dans l'infrarouge (les métaux réels ont une fréquence plasma dans l'UV). On peut juste ici faire la remarque que le tungstène bien qu'il porte des plasmons de surface dans l'infrarouge, ne possède pas de résonance plasmon dans l'UV comme de nombreux métaux (voir annexe A).

Nous n'aborderons pas dans ce travail le problème de la réalisation de cette source. Des pistes existent telles que la réalisation des métamatériaux (Pendry *et al.* 1996; Pendry *et al.* 2005) ou l'utilisation des plasmons associés aux électrons libres de semiconducteurs dopés (Marquier *et al.* 2004). Une autre idée serait d'utiliser les travaux portant sur les modes de cavité pouvant exister sur des surfaces microstructurées. Les travaux d'Hesketh *et al.* (Hesketh *et al.* 1986; Hesketh *et al.* 1988; Hesketh *et al.* 1988b; Hesketh *et al.* 1988a; Wang et Zemel 1991; Wang et Zemel 1992) sur du silicium microstructuré et ceux de Maradudin et Wirgin (Wirgin et Maradudin 1985a; Wirgin et Maradudin 1985b) sur des réseaux métalliques ont été les premiers à mettre en évidence des pics dans les spectres d'émission dus à l'excitation de modes "géométriques" de cavité. Très récemment, d'autres études ont porté sur des réseaux lamellaires métalliques profonds et très étroits démontrant l'existence d'autres types de modes de cavité uniquement en polarisation p (Sobnack *et al.* 1998; Tan *et al.* 1999; Hooper et Sambles 2002; Lopez-Rios *et al.* 1998; Garcia-Vidal *et al.* 1999). Il a été démontré que ces modes sont reliés à un couplage des plasmon-polaritons de surface présents sur les parois verticales des fentes métalliques du réseau avec des modes de type Fabry-Pérot. Leur relation de dispersion présente des zones avec une très grande densité de modes à une fréquence donnée (Tan *et al.* 1999; Garcia-Vidal *et al.* 1999). Ceci est vrai aussi bien pour des modes radiatifs que pour des modes non radiatifs. Ainsi, ces structures pourraient fournir des sources quasi-monochromatiques (Maruyama *et al.* 2001; Sai *et al.* 2001) en champ lointain ainsi qu'en champ proche.

La source "quasi-monochromatique" en champ proche que nous avons choisi d'étudier est donc une source fictive dont la constante diélectrique suit un modèle de Drude avec une fréquence

plasma supérieure au gap du GaSb,  $\omega_p = 1.72 \text{ eV}$  ( $2,6 \cdot 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ ) et des pertes modélisées par  $\Gamma = 2,0 \cdot 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$ . La relation de dispersion de l'onde de surface à l'interface entre cette source et le vide a une asymptote autour de  $\omega_p/\sqrt{2} = 1,85 \cdot 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ , qui est bien supérieure au gap (la fréquence correspondant au gap étant d'environ  $10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ ). Ces paramètres n'ont pas été choisis au hasard, ils maximisent le rendement du système thermophotovoltaïque que nous étudierons dans le chapitre 6.

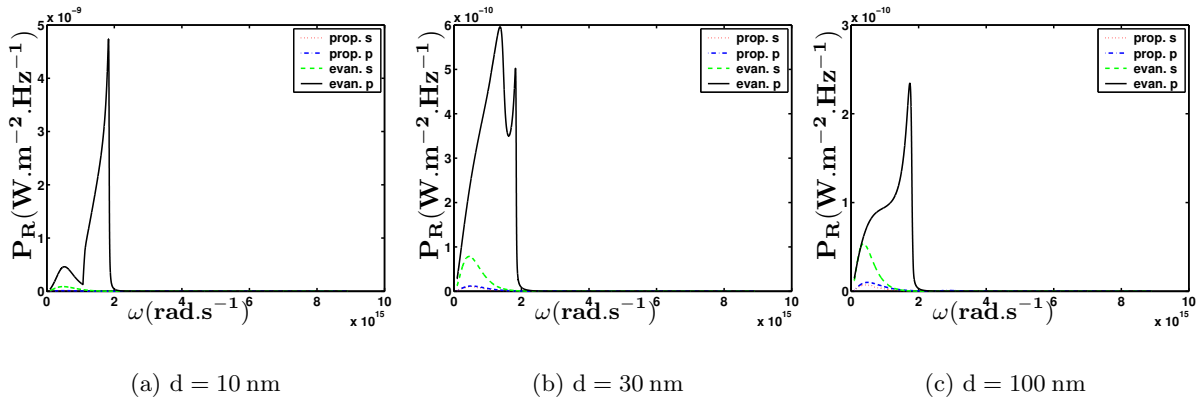


Figure 4.11: Puissance radiative échangée en fonction de la fréquence pour des distances  $d = 10 \text{ nm}$ ,  $d = 30 \text{ nm}$ ,  $d = 100 \text{ nm}$  entre la cellule TPV de GaSb et la source fictive décrite par le modèle de Drude.

Etudions maintenant les spectres des puissances radiatives échangées entre cette source et la cellule TPV (voir figure 4.11) en fonction de la distance les séparant. Premièrement, on peut remarquer que c'est la contribution des ondes évanescentes de polarisation p qui domine, ce sont donc bien les ondes de surface qui dominent le mécanisme de transfert radiatif. En effet, les ondes de surface sont des ondes évanescentes et n'existent qu'en polarisation p (Raether 1988). La source est en champ proche de la cellule TPV et pourtant la puissance radiative échangée n'est pas monochromatique comme nous l'attendions au vu de la densité d'états au-dessus de la source. Néanmoins, le pic correspondant à la fréquence de résonance du plasmons de surface est bien présent à  $\omega = 1,85 \cdot 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ , mais un second pic à une fréquence inférieure à la résonance plasmon est apparu et il semblerait que sa contribution dans le transfert radiatif en champ proche soit essentielle. La relation de dispersion de l'onde de surface en présence de la cellule en GaSb nous permet de comprendre l'origine de ces deux pics.

En effet, la figure 4.12 représente la valeur de la contribution des ondes évanescentes en polarisation p dans la puissance radiative échangée (intégrande de  $P_R(T_1, T_2, \omega)$ ) dans un plan

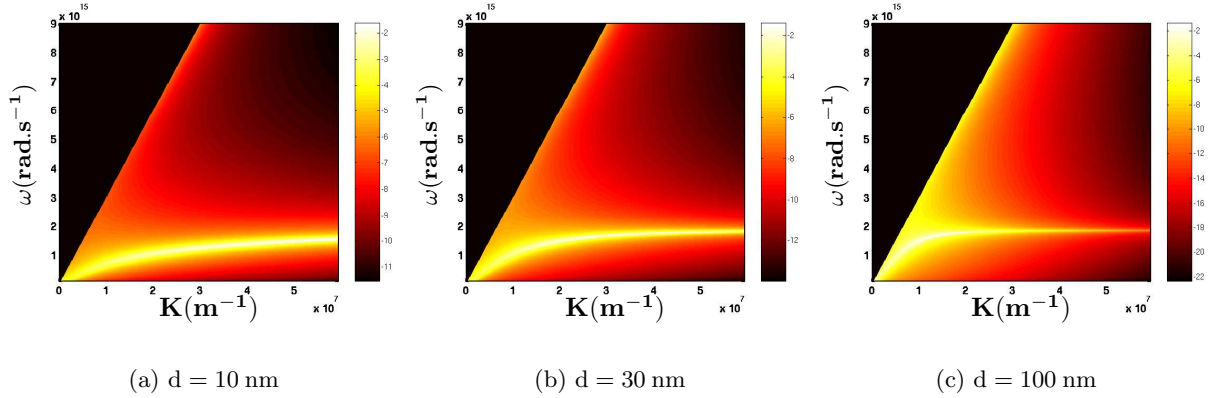


Figure 4.12: Contribution des ondes évanescentes en polarisation p dans l'intégrande  $P_R(T_1, T_2, \omega)$  dans le plan  $(K, \omega)$ , où  $\omega$  est la pulsation et  $K$  est le vecteur d'onde parallèle à l'interface pour différentes distances  $d$  séparant les deux interfaces :  $d = 10 \text{ nm}$ ,  $30 \text{ nm}$ , ou  $100 \text{ nm}$ .

$(K, \omega)$ . On y voit clairement le lieu des maxima qui correspond à la relation de dispersion de l'onde de surface. La droite  $\omega = cK$  que l'on voit sur ces figures (frontière avec une zone noire uniforme) est la droite de lumière. On représente ici la zone non radiative  $\omega < cK$  et donc bien le transfert dû aux ondes évanescentes. Dans chacune des trois relations de dispersion, correspondant à des distances source-cellule TPV respectivement de 10, 30 et 100 nm, on observe l'asymptote autour de la fréquence  $\omega_p/\sqrt{2}$ , responsable du pic de puissance radiative à cette même fréquence. Pour des fréquences inférieures à  $\omega_p/\sqrt{2}$ , c'est l'autre partie du plasmon de surface qui contribue au transfert radiatif (celle correspondant à la partie linéaire de pente positive de la relation de dispersion). La valeur de l'intégrande est aussi importante dans cette région du plan  $(K, \omega)$ . On peut voir que suivant la distance source-cellule, et donc suivant l'intensité de l'interaction entre le mode de surface et le GaSb, la relation de dispersion s'élargit. Plus la distance entre les deux milieux est faible plus le mode de surface a des pertes dues à l'absorption du GaSb, et donc plus la relation de dispersion s'élargit. Le deuxième pic dans le spectre de la puissance radiative correspond donc à la contribution de la partie linéaire de la relation de dispersion. Le poids relatif de chacune des deux contributions n'est pas visible directement sur ces courbes, il dépend du ratio entre l'aire délimité par le pic de la relation de dispersion sur la partie linéaire et la contribution de l'asymptote. Ainsi, à  $d=10 \text{ nm}$ , c'est la contribution de l'asymptote qui domine alors qu'à  $d = 30 \text{ nm}$ , c'est la contribution de la partie linéaire qui domine.

La source perd donc son caractère monochromatique à cause de la présence du GaSb qui introduit des pertes. On peut dire qu'en champ proche, le spectre d'une source n'est plus une propriété intrinsèque car il est modifié par son environnement. Une modélisation complète du système est donc nécessaire.

Enfin, on retrouve sur la figure 4.13, (a) les phénomènes d'interférences qui modifient le poids des différentes contributions dans le transfert radiatif lorsque la distance est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde ( $d = 1 \mu\text{m}$ ), et (b) le comportement en champ lointain lorsque la distance devient supérieure à la longueur d'onde caractéristique ( $d = 10 \mu\text{m}$ ).

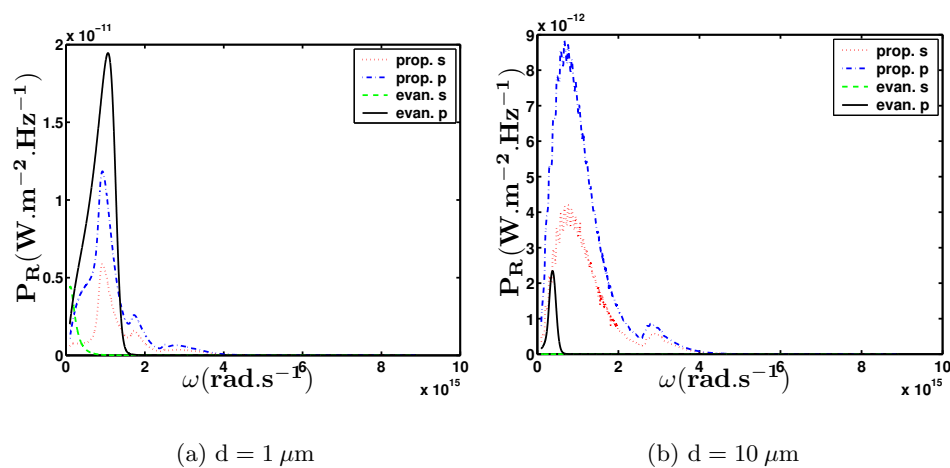


Figure 4.13: Même calcul que sur la figure 4.11 pour  $d = 1 \mu\text{m}$  et  $d = 10 \mu\text{m}$ .

### 4.3.2 Influence de la distance sur le photocourant

Étudions maintenant les grandeurs influant sur le rendement des cellules TPV : la puissance radiative échangée intégrée sur tout le spectre, ainsi que le photocourant généré. La figure 4.14 représente la puissance radiative totale échangée en fonction de la distance séparant la source de la cellule TPV. On peut voir que la puissance radiative échangée en champ proche est de plusieurs ordres de grandeur (400 fois environ) plus grande qu'en champ lointain. Elle passe en effet de  $1,7 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2}$  en champ lointain ( $d = 10 \mu\text{m}$ ) à  $7 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-2}$  en champ lointain ( $d = 5 \text{ nm}$ ).

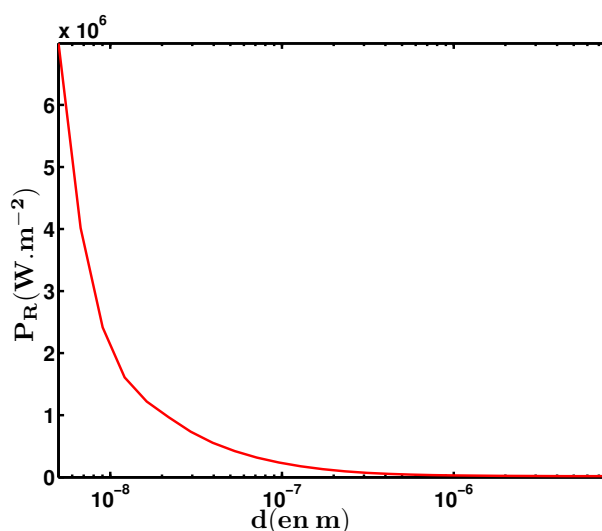


Figure 4.14: Puissance radiative totale échangée entre la source fictive décrite par le modèle de Drude à 2000 K et la cellule de GaSb à 300 K.

La figure 4.15 représente le photocourant généré en fonction de la distance. Par rapport à un éclairage en champ lointain, on voit que l'on a aussi gagné plusieurs ordres de grandeur sur le courant photogénéré. De  $6,5 \cdot 10^3 \text{ A.m}^{-2}$  en champ lointain ( $d = 10 \mu\text{m}$ ), il est égal à  $6,5 \cdot 10^6 \text{ A.m}^{-2}$  pour  $d = 5 \text{ nm}$ .

Il faut néanmoins nuancer ce résultat car une source modélisée par un modèle de Drude est très peu émissive en champ lointain, ce qui explique les très faibles valeurs observées pour la puissance radiative et le photocourant pour une distance de  $10 \mu\text{m}$ . En champ lointain, si la source est un corps noir à 2000 K, la puissance radiative échangée est de d'environ  $10^5 \text{ W.m}^{-2}$ , et le photocourant de l'ordre de  $10^5 \text{ A.m}^{-2}$ . Donc la source fictive modélisée par un modèle de Drude, et placée en champ proche d'une cellule TPV permet de gagner au moins un ordre de grandeur sur ces deux paramètres.



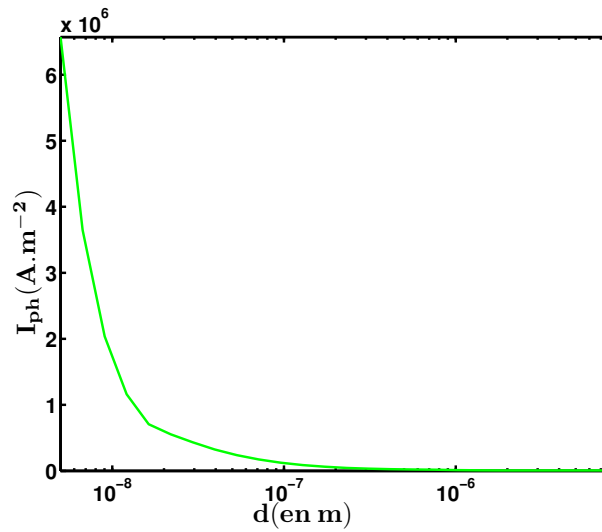


Figure 4.15: Photocourant généré dans la cellule de GaSb en fonction de la distance source-cellule TPV.

#### 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé une approche électromagnétique pour calculer le flux radiatif échangé entre une source et une cellule TPV, qu'elles soient en champ lointain ou en champ proche l'une de l'autre. Cette approche a permis de calculer les spectres de puissance radiative dans le cas d'une source réelle de tungstène, puis nous en avons déduit la puissance radiative totale échangée ainsi que le photocourant généré en fonction de la distance source-cellule TPV. On a montré que l'on pouvait gagner sur chacune de ces quantités au moins un ordre de grandeur.

Nous avons ensuite étudié une source quasi-monochromatique modélisée par un modèle de Drude. Là encore, l'effet du champ proche sur le convertisseur TPV a permis d'augmenter de plusieurs ordres de grandeur la puissance radiative échangée et le photocourant. Par rapport à un corps noir en champ lointain, la source quasi-monochromatique augmente d'un ordre de grandeur ces deux paramètres de la cellule TPV.

Dans le chapitre 3, nous avons vu que la puissance maximale extraite de la source dépend du photocourant. L'augmentation de ce photocourant est donc favorable à l'amélioration de la puissance extraite de ces convertisseurs thermophotovoltaïques. Cependant, nous ne pouvons pas encore conclure car il nous manque l'expression de la tension en circuit ouvert. Cette tension en circuit ouvert dépend du courant d'obscurité. Comme nous l'avons déjà remarqué, l'effet de

---

champ proche est négatif sur le courant d'obscurité, car celui-ci augmente du fait diminution du temps de recombinaison radiative des paires électron-trou. Le chapitre suivant quantifie l'effet du champ proche sur le temps de recombinaison radiative des paires électron-trou.



## Chapitre 5

# Modification de la durée de vie radiative en champ proche

### Table des matières

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>82</b>
<b>5.2</b>	<b>Durée de vie radiative dans un milieu d'indice <math>n</math> réel</b>	<b>83</b>
5.2.1	Durée de vie radiative dans le vide	83
5.2.2	Durée de vie radiative dans un milieu d'indice $n$ réel	85
<b>5.3</b>	<b>Durée de vie radiative en présence de la source</b>	<b>86</b>
<b>5.4</b>	<b>Modification de la durée de vie avec la source de tungstène</b>	<b>88</b>
<b>5.5</b>	<b>Modification de la durée de vie avec la source quasi-monochromatique</b>	<b>89</b>
<b>5.6</b>	<b>Influence de l'effet du champ proche sur le courant de saturation</b>	<b>92</b>
<b>5.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>93</b>

---

## 5.1 Introduction

Dans le chapitre 3, nous avons vu que la puissance maximale extraite d'un convertisseur TPV est proportionnelle à la tension en circuit ouvert. Or, cette tension en circuit ouvert (voir équation 3.18) dépend du courant de saturation  $I_o$  comme :

$$V_{oc} \simeq \frac{k_B T}{e} \log \frac{I_{ph}}{I_o}.$$

D'après l'équation (3.17), le courant de saturation dépend du temps de recombinaison radiative  $\tau$  des paires électron-trou et varie en  $1/\sqrt{\tau}$ . Si la présence de la source modifie la durée de vie radiative, et augmente le courant de saturation (donc diminue la tension en circuit ouvert), les effets seront négatifs sur la puissance électrique extraite et le rendement. Ce chapitre étudie ce problème en s'appuyant sur l'approche utilisée pour la fluorescence de molécules uniques. On sait en effet calculer la modification du taux de fluorescence en champ proche (Thomas *et al.* 2004; Joulain *et al.* 2003).

La durée de vie radiative d'une paire électron-trou est celle d'un système à deux niveaux en interaction avec un champ électromagnétique. Or, on sait que la durée de vie radiative (Wylie et Sipe 1984; Chance *et al.* 1978), qui est égale à l'inverse du taux d'émission spontanée n'est pas une propriété intrinsèque mais dépend de l'environnement dans lequel le système se trouve. Les expériences de Drexhage (Drexhage 1970) ont montré ce phénomène en étudiant la durée de vie des ions  $Eu^{3+}$  en fonction de la distance les séparant d'un miroir d'argent. Ils ont vu une oscillation du taux d'émission spontanée des ions en fonction de la distance, ce qui reflète les interférences entre le champ rayonné par l'ion et le champ réfléchi par le miroir. Très proche de la surface, la durée de vie chute à cause d'un transfert non-radiatif entre les ions et les électrons du métal (voir figure 5.1).

Le bon accord expérience-théorie observé sur la figure montre que la modification de la durée de vie radiative d'un système quantique à deux niveaux due à l'environnement est égale à la modification de la durée de vie d'un dipôle classique oscillant à une fréquence égale à la fréquence de transition entre les deux niveaux.

Afin d'étudier la durée de vie radiative, nous remplacerons donc la paire électron-trou par un dipôle oscillant à une fréquence  $\omega_0$ , égale à la fréquence de transition entre les deux niveaux. Sa durée de vie radiative correspond à l'inverse du coefficient d'amortissement ( $\Gamma$ ) de ce dipôle (qui est aussi le taux d'émission spontanée ou taux de recombinaison radiative). Nous ferons

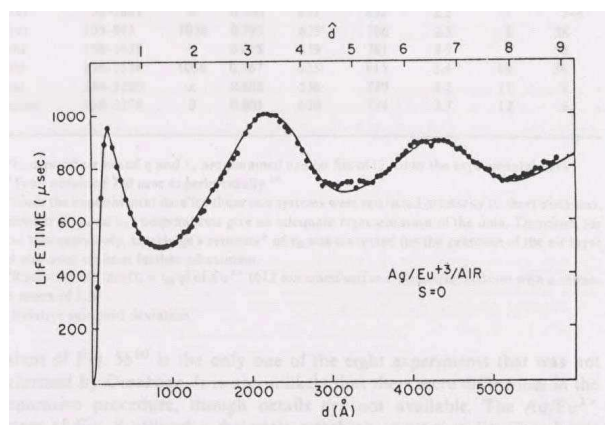


Figure 5.1: Durée de vie radiative des ions  $Eu^{3+}$  en fonction de la distance à un miroir d'argent. Les points sont issus des expériences de Drexhage (Drexhage 1970), la courbe continue est le calcul fait par Chance et al (Chance *et al.* 1978).

d'abord le calcul classique de la durée de vie radiative du dipôle dans le vide puis dans un milieu d'indice  $n$  réel. Enfin, nous étudierons le cas d'un dipôle dans l'environnement correspondant au système TPV en présence de la source en champ proche (système à deux interfaces). Nous donnerons ensuite les résultats que nous avons obtenus avec une source en tungstène ou avec une source ayant une constante diélectrique donnée par le modèle de Drude défini au chapitre précédent (on l'appellera aussi "source quasi-monochromatique").

## 5.2 Durée de vie radiative dans un milieu d'indice $n$ réel

Nous allons tout d'abord déterminer le coefficient d'amortissement d'un dipôle dans le vide puis nous verrons comment il est modifié si le dipôle se trouve dans un milieu diélectrique que nous supposons non absorbant.

### 5.2.1 Durée de vie radiative dans le vide

Le dipôle  $\mathbf{p}$  que nous allons étudier est une particule de charge  $q$  et de masse  $m$ , se trouvant en moyenne à la position  $\mathbf{r}$ , et oscillant à une fréquence  $\omega_0$  avec une amplitude  $\mathbf{r}_0$ . On peut ainsi écrire le moment dipolaire en régime monochromatique comme :

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 e^{-i\omega_0 t},$$

avec  $\mathbf{p}_0 = q \mathbf{r}_0$ .

L'énergie moyenne emmagasinée par ce dipôle est l'énergie moyenne d'un oscillateur har-

monique donnée par :

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}m\omega_0^2|\mathbf{r}_0|^2 = \frac{1}{2}m\omega_0^2\frac{|\mathbf{p}_0|^2}{q^2}. \quad (5.1)$$

D'autre part, la puissance totale rayonnée dans le vide par un dipôle oscillant à la fréquence  $\omega_0$  est égale à :

$$\mathcal{P} = \frac{\omega_0^4|\mathbf{p}_0|^2}{12\pi\epsilon_0c^3}. \quad (5.2)$$

Ecrire la conservation de l'énergie revient à écrire :

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\mathcal{P}.$$

En utilisant (5.1) et (5.2), on en déduit :

$$\frac{d|\mathbf{p}_0|^2}{dt} = -\Gamma_0|\mathbf{p}_0|^2,$$

où  $\Gamma_0$  est le coefficient d'amortissement d'un dipôle dans le vide. Soit donc :

$$\Gamma_0 = \frac{q^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0mc^3}.$$

On a ici simplement écrit que le dipôle perd de l'énergie en rayonnant.

Une autre approche consiste à faire un bilan des forces sur le dipôle : dans le vide le dipôle n'est soumis qu'à son propre champ (outre la force de rappel harmonique à l'origine de l'oscillation du dipôle). Ce bilan des forces s'exerçant sur un dipôle oscillant s'écrit :

$$\ddot{\mathbf{p}} + \omega_0^2\mathbf{p} = \frac{q^2}{m}\mathbf{E}, \quad (5.3)$$

avec

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = (\omega^2\mu_0) \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}),$$

où  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_0$  est le tenseur de Green dans le vide. On cherche une solution sous la forme :  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0e^{-i\Omega t}$ , avec  $\Omega = \omega_0 + \Delta\omega - i\Gamma_0/2$ , où  $\omega_0$  est la fréquence propre du dipôle,  $\Delta\omega$  le décalage en fréquence et  $\Gamma_0$  le coefficient d'amortissement du dipôle. En remplaçant  $\mathbf{p}$  dans (5.3), on trouve :

$$\Omega^2 - \omega_0^2 + \frac{q^2\Omega^2\mu_0}{m} \mathbf{u} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \Omega) \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (5.4)$$

où  $\mathbf{p}_0 = p_0\mathbf{u}$ . En prenant la partie imaginaire de (5.4) et en supposant  $\Omega = \omega_0$  sauf dans le terme donnant directement l'amortissement, on obtient l'expression du coefficient d'amortissement dans le vide :

$$\Gamma_0 = \frac{q^2 \omega_0 \mu_0}{m} \text{Im} \left[ \mathbf{u} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0) \cdot \mathbf{u} \right]. \quad (5.5)$$

On sait en outre que (Thomas 2004) :

$$\lim_{\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}} \text{Im} \left[ \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_0(\mathbf{r}', \mathbf{r}, \omega) \right] = \frac{\omega \mathbf{I}}{6\pi c}, \quad (5.6)$$

où  $\mathbf{I}$  est le tenseur identité. En insérant (5.6) dans (5.5), on retrouve bien la même expression pour  $\Gamma_0$ , à savoir :

$$\Gamma_0 = \frac{q^2 \omega_0^2}{6\pi \varepsilon_0 m c^3}.$$

Cette définition du coefficient d'amortissement est valable dans le vide. Que devient-elle lorsque le dipôle est dans un milieu d'indice n réel ?

### 5.2.2 Durée de vie radiative dans un milieu d'indice n réel

Si l'on place maintenant le dipôle dans un milieu matériel d'indice n, le champ rayonné par le dipôle sur lui-même doit prendre en compte des effets dus à la correction de champ local. De plus, la définition de la durée de vie d'un dipôle placé dans un milieu matériel non dispersif et non absorbant d'indice n n'est pas triviale. De nombreux travaux portent sur ce sujet qui est toujours d'actualité (voir par exemple Scheel *et al.* 1999). Une première approche consiste à faire le calcul de la puissance rayonnée par un dipôle placé dans un milieu d'indice n réel. Pour cela, il suffit de changer les paramètres suivant :

$$\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_0 \varepsilon_r$$

$$c \rightarrow \frac{c}{n}$$

où  $\varepsilon_r = n^2$ .

On trouve ainsi :

$$\mathcal{P} = n \frac{\omega_0^4 |\mathbf{p}_0|^2}{12\pi \varepsilon_0 c^3}.$$

L'énergie emmagasinée par l'oscillateur harmonique étant la même, on obtient le taux d'émission spontanée  $\Gamma_n$  dans un milieu d'indice n :

$$\Gamma_n = n \Gamma_0.$$



On a ici implicitement supposé que l'on pouvait définir de la même façon un moment dipolaire dans le vide et dans un milieu matériel. On oublie ici que cette définition n'est pas évidente notamment à cause du fait que l'on a considéré le milieu matériel de façon macroscopique. En fait, si l'on place un dipôle microscopique dans un milieu matériel, on ne peut plus considérer le milieu matériel comme un continuum de constante diélectrique  $\epsilon_r$ . Il faut considérer les interactions du dipôle au niveau microscopique avec les atomes voisins. Ceci revient à prendre en compte les corrections de champ local.

Dans les modèles prenant en compte le champ local, on écrit en général (Scheel *et al.* 1999) :

$$\Gamma_n = n \xi \Gamma_0$$

où  $\xi$  est le terme dû à la correction de champ local. Dans la suite, nous négligerons ce terme pour deux raisons. D'une part, sa valeur dépend du modèle que l'on choisit. D'autre part, dans un milieu à fort indice, les différents modèles pour  $\xi$  lui attribuent toujours des valeurs supérieures à 1 et donc le négliger revient à minimiser le  $\Gamma_n$ . Or, pour calculer la modification due à l'environnement, le taux d'émission spontanée en présence de l'environnement sera normalisé par  $\Gamma_n$ . En prenant ainsi  $\xi = 1$ , on maximisera le ratio des taux d'émission spontanée en présence ou non de la source, et donc on aura le cas le plus défavorable (plus le taux d'émission est grand plus la durée de vie radiative est petite et plus le courant d'obscurité sera grand).

### 5.3 Durée de vie radiative en présence de la source

Plaçons maintenant le dipôle dans la cellule de GaSb de constante diélectrique  $\epsilon_2(\omega)$  (milieu dispersif et absorbant) éclairée en champ proche par une source de constante diélectrique  $\epsilon_1(\omega)$ . La géométrie du système étudié est rappelé sur la figure 5.2.

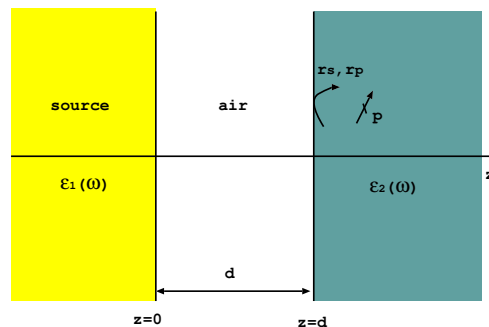


Figure 5.2: Dipôle placé dans le GaSb en présence d'une source située à une distance  $d$ .

Le dipôle subit alors les forces dues au champ rayonné par le dipôle sur lui-même directement ainsi que le champ réfléchi par l'environnement (ici un système à deux interfaces GaSb-air et air-source). On écrit le bilan des forces s'exerçant sur un dipôle oscillant dans ce système :

$$\ddot{\mathbf{p}} + \omega_0^2 \mathbf{p} = \frac{q^2}{m} \mathbf{E}, \quad (5.7)$$

avec

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = (\omega^2 \mu_0) (\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_n + \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{env})(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) \mathbf{p}(\mathbf{r}),$$

où  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_n$  est le tenseur de Green dû au rayonnement du dipôle dans un milieu d'indice  $n = \sqrt{\varepsilon}$  et  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{env}$  est le tenseur de Green dû à la réflexion sur l'environnement du champ rayonné par le dipôle. On cherche une solution sous la forme :  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 e^{-i\Omega t}$ , avec  $\Omega = \omega_0 + \Delta\omega - i\Gamma/2$ , où  $\omega_0$  est la fréquence propre du dipôle,  $\Delta\omega$  le décalage en fréquence et  $\Gamma$  le coefficient d'amortissement du dipôle en présence de l'environnement. En remplaçant  $\mathbf{p}$  dans (5.7), on trouve :

$$\Omega^2 - \omega_0^2 + \frac{q^2 \Omega^2 \mu_0}{m} \mathbf{u} \cdot (\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_n + \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{env})(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \Omega) \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (5.8)$$

où  $\mathbf{u}$  est l'orientation du dipôle. En prenant la partie imaginaire de (5.8) et en supposant comme précédemment, que  $\Omega = \omega_0$  sauf dans le terme d'amortissement, on obtient l'expression du coefficient d'amortissement dans la structure complète :

$$\Gamma = \frac{q^2 \omega_0 \mu_0}{m} \text{Im} \left[ \mathbf{u} \cdot (\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_n + \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{env})(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0) \cdot \mathbf{u} \right].$$

Pour trouver la modification de durée de vie radiative, il nous faut maintenant normaliser  $\Gamma$  par le taux d'émission spontanée dans le GaSb massif, que l'on ne connaît pas a priori. On va alors supposer que l'on peut approcher la valeur de ce taux d'émission spontanée dans le GaSb (milieu dispersif et absorbant), par le taux d'émission spontanée dans un milieu d'indice  $n$  réel, en prenant  $n = \text{Re}(\sqrt{\varepsilon_2(\omega_0)})$

Le tenseur de Green dû à l'environnement  $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{env}$  est calculé avec les facteurs de Fresnel complexes (et donc avec la valeur de la constante diélectrique  $\varepsilon_2(\omega_0)$ ). Le coefficient d'amortissement peut donc s'écrire :

$$\Gamma = \Gamma_n + \frac{q^2 \omega_0 \mu_0}{m} \text{Im} \left[ \mathbf{u} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{env}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0) \cdot \mathbf{u} \right].$$

Et donc si l'on normalise  $\Gamma$  par  $\Gamma_n = n\Gamma_0$ , on trouve :

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_n} = 1 + \frac{6\pi}{n\omega_0/c} \text{Im} \left[ \mathbf{u} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{G}}_{env}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0) \cdot \mathbf{u} \right].$$

L'orientation du dipôle  $\mathbf{u}$  n'est pas a priori connue, on va donc prendre une moyenne sur les trois orientations possibles du dipôle, soit donc :

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_n} = 1 + \frac{2\pi}{n\omega_0/c} \text{Im} \left[ \text{Tr}(\mathbf{G}_{env}^{\leftrightarrow E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)) \right].$$

Le tenseur de Green dû à l'environnement  $\mathbf{G}_{env}^{\leftrightarrow E}$  est celui en réflexion sur l'interface GaSb-air compte-tenu de la présence de la source à une distance  $d$  (voir figure 5.2). Il s'écrit en fonction des facteurs de réflexion à l'interface,  $r_s$  et  $r_p$  respectivement pour les polarisations  $s$  et  $p$ . Ces facteurs de réflexion sont donnés par :

$$r^s = \frac{r_{23}^s + r_{31}^s \exp(i\gamma_3 d)}{1 - r_{31}^s r_{32}^s \exp(2i\gamma_3 d)} \quad (5.9)$$

$$r^p = \frac{r_{23}^p + r_{31}^p \exp(i\gamma_3 d)}{1 - r_{31}^p r_{32}^p \exp(2i\gamma_3 d)} \quad (5.10)$$

où les  $r_{ij}^{s,p}$  sont les facteurs de Fresnel en réflexion entre le milieu  $i$  et le milieu  $j$ , respectivement, pour la polarisation  $s$  ou  $p$ .  $\gamma_3 = \sqrt{k_0^2 - |\mathbf{K}|^2}$  est la composante transverse à l'interface du vecteur d'onde dans le vide.

Le tenseur de Green en réflexion est alors (Sipe 1987) :

$$\mathbf{G}_{env}^{\leftrightarrow E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) = \frac{i}{8\pi^2 \gamma_1} \int (\hat{\mathbf{s}} r^s \hat{\mathbf{s}} + \hat{\mathbf{p}}_2^- r^p \hat{\mathbf{p}}_2^+) \exp(2i\gamma_2 |z|) d^2 \mathbf{K}$$

où  $\gamma_i = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_i - |\mathbf{K}|^2}$  défini avec  $\text{Re}(\gamma_i) \geq 0$  et  $\text{Im}(\gamma_i) \geq 0$ .  $\hat{\mathbf{s}}$  et  $\hat{\mathbf{p}}$  sont les vecteurs unitaires des polarisations  $s$  et  $p$ , respectivement, définis par  $\hat{\mathbf{s}} = \hat{\mathbf{K}} \times \hat{\mathbf{z}}$  et  $\hat{\mathbf{p}}_i^\pm = (|\mathbf{K}| \hat{\mathbf{z}} \mp \gamma_i \hat{\mathbf{K}}) / k_i$ .

On peut maintenant calculer la modification du taux de recombinaison radiative des paires électron-trou dans le semiconducteur en présence de la source en champ proche. Nous étudierons d'abord le cas d'une source en tungstène puis le cas de la source modélisée par le modèle de Drude décrit dans le chapitre 4.

## 5.4 Modification de la durée de vie avec la source de tungstène

Prenons tout d'abord le cas d'une source en tungstène. Comme nous l'avons remarqué dans le chapitre 4, le tungstène n'a pas de fréquence de résonance. Nous avons choisi de représenter la modification du taux de recombinaison radiative à la fréquence correspondant au maximum de la courbe de Planck à 2000 K (à  $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire  $\omega = 1,257 \cdot 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ ). La figure

5.3 représente la modification du taux de recombinaison radiative des paires électron-trou en fonction de la profondeur dans le milieu (prise à 0 à l'interface vide-GaSb) avec ou sans la source en tungstène (c'est-à-dire en prenant juste en compte la réflexion à l'interface GaSb-air).

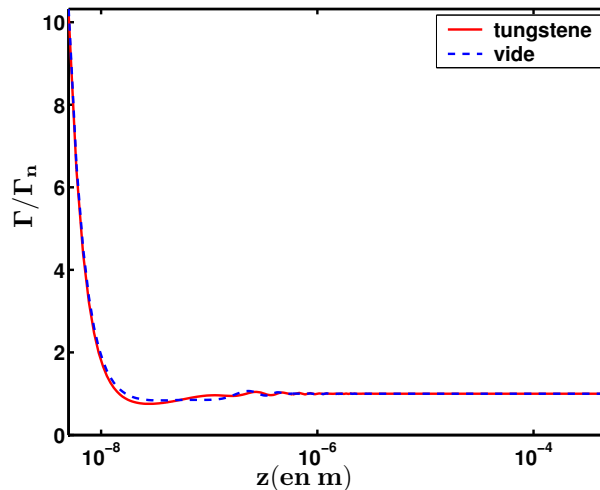


Figure 5.3: Modification du taux de recombinaison des paires électron-trou en fonction de la profondeur  $z$  dans la cellule TPV avec source en tungstène située à  $d = 30$  nm à  $\omega = 1,257 \cdot 10^{15}$  rad.s $^{-1}$  (maximum de la courbe de Planck à 2000 K) . La courbe en pointillés représente le cas sans source.

Ces deux courbes sont presque superposées. Ici, en l'absence de résonance, ce qui pilote la durée de vie des paires électron-trou est uniquement la réflexion à l'interface GaSb-vide. Rapprocher la source de tungstène ne produit pas d'effets significatifs sur le temps de recombinaison radiative.

## 5.5 Modification de la durée de vie avec la source quasi-monochromatique

Intéressons-nous maintenant à la source quasi-monochromatique définie au chapitre 4. Cette source présente une résonance due aux plasmons de surface. Cette fréquence est légèrement décalée par rapport à  $\omega_p/\sqrt{2} = 1,85 \cdot 10^{15}$  rad.s $^{-1}$ , à cause de la présence du GaSb. Pour déterminer la fréquence où la modification de la durée de vie radiative est la plus importante, nous avons fait un spectre pour une profondeur donnée, à 5 nm de la surface (voir figure 5.4). Nous trouvons un maximum à  $\omega = 1,808 \cdot 10^{15}$  rad.s $^{-1}$ . On s'attendait à voir un pic très fin proche de la fréquence de résonance de l'interface seule. En fait la présence de l'interface avec le GaSb dégrade énormément la résonance, pour ne laisser qu'un pic très large, et une modification

de la durée de vie importante lorsque le matériau a un caractère métallique ( $\omega \leq \omega_p$ ).

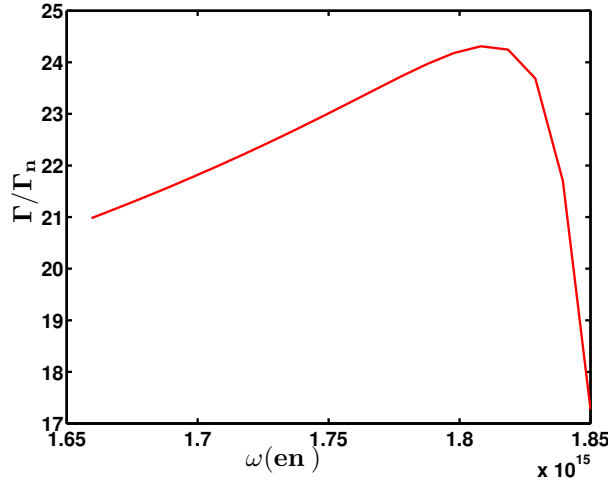


Figure 5.4: Modification du taux de recombinaison des paires électron-trou en fonction de la fréquence dans la cellule TPV (à 5 nm de la surface) avec la source quasi-monochromatique située à  $d = 10$  nm.

Voyons maintenant la modification du taux de recombinaison radiative à cette fréquence de résonance en fonction de la profondeur dans le milieu lorsque la source est située à 10 nm (figure 5.5). On peut voir que la résonance induit une forte modification du taux de recombinaison radiative que l'on ne peut plus imputer à la réflexion à l'interface air-GaSb. Cependant, on peut voir que cette modification n'est significative que sur une épaisseur de 40 nm par rapport à l'interface. Par rapport au cas en champ lointain (ou cas sans source), la durée de vie radiative des paires électron-trou est au plus divisée par 2 (le taux de recombinaison radiative étant multipliée par 2).

Pour comparer l'effet dû à la résonance de celui hors résonance, nous donnons les résultats obtenus à la fréquence correspondant au maximum de la courbe de Planck à 2000K ( $\omega = 1,257 \cdot 10^{15}$  rad.s $^{-1}$ ), lorsque la source est située à 10 nm (figure 5.6) ou à 30 nm (figure 5.7). On peut d'abord observer que la modification de la durée de vie est plus importante si la source est plus proche, elle est de 14 à  $z = 5$  nm quand la distance source-cellule TPV est de 10 nm contre 10 à  $z = 5$  nm quand la distance source-cellule TPV est de 30 nm. On peut de plus remarquer que lorsque la source est à une distance de 30 nm, la modification de la durée de vie n'est plus pilotée que par la réflexion à l'interface GaSb-air (les courbes avec ou sans source se superposent sur la figure 5.7).

Comme à la fréquence de résonance, on peut remarquer sur la figure 5.6 que la modification

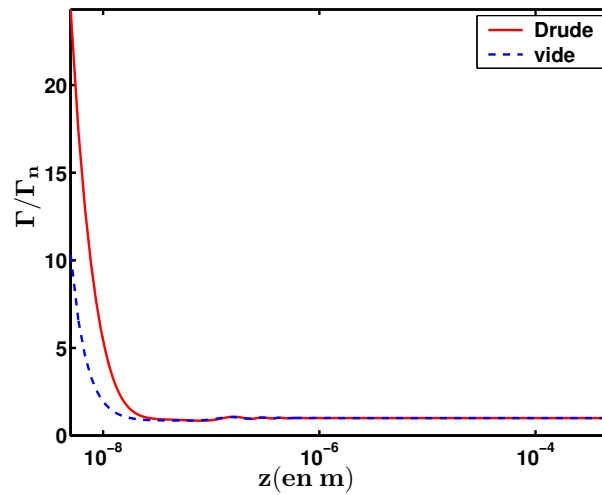


Figure 5.5: Modification du taux de recombinaison des paires électron-trou en fonction de la profondeur  $z$  dans la cellule TPV avec la source située à  $d = 10$  nm à la résonance  $\omega = 1,808.10^{15}$  rad.s $^{-1}$ . La courbe en pointillés représente le cas sans source.

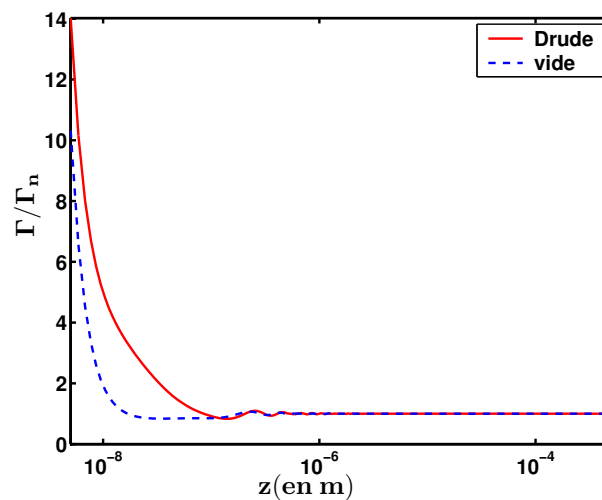


Figure 5.6: Modification du taux de recombinaison des paires électron-trou en fonction de la profondeur  $z$  dans la cellule TPV avec la source située à  $d = 10$  nm hors résonance à  $\omega = 1,257.10^{15}$  rad.s $^{-1}$  (maximum de la courbe de Planck à 2000 K) .

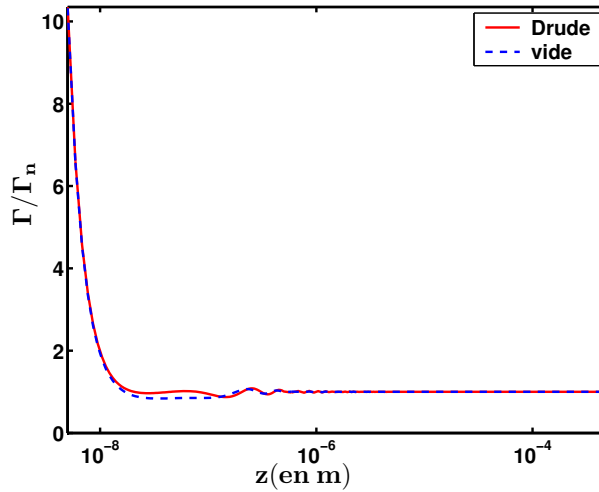


Figure 5.7: Modification du taux de recombinaison des paires électron-trou en fonction de la profondeur  $z$  dans la cellule TPV avec la source située à  $d = 30$  nm hors résonance à  $\omega = 1,257.10^{15}$  rad.s $^{-1}$  (maximum de la courbe de Planck à 2000 K) .

de la durée de vie radiative n'est importante que sur quelques dizaines de nm par rapport à la surface (ici près de 100 nm).

## 5.6 Influence de l'effet du champ proche sur le courant de saturation

Cette étude nous a permis d'avoir l'ordre de grandeur de la modification de  $\Gamma$  (et donc de  $\tau = 1/\Gamma$ ), et de l'épaisseur sur laquelle elle se produit. Nous avons vu que lorsque la source n'a pas de fréquence de résonance due aux ondes de surface où qu'elle est située à plus d'une dizaine de nm de la cellule TPV, son influence était négligeable sur la modification de la durée de vie radiative des paires électron-trou. Nous avons vu en effet qu'alors ce qui pilotait la durée de vie était uniquement la réflexion à l'interface GaSb-air.

Lorsque la source présente une fréquence de résonance et qu'elle se situe suffisamment près de la cellule pour dominer la modification de la durée de vie, nous devons nous poser la question suivante : cet effet doit-il être pris en compte ?

La modification de la durée de vie radiative est au plus d'un facteur 2 sur une longueur d'au plus 100 nm. Calculons le temps de séjour d'un électron dans cette épaisseur de 100 nm. Le coefficient de diffusion de l'électron étant de  $D = 10^3$  cm $^2$ /s, le temps de séjour dans la zone où la durée de vie est modifiée est de  $\tau = l^2/D$ , donc est de l'ordre de  $10^{-13}$  s. Ce temps est plusieurs ordres de grandeur en dessous du temps de recombinaison radiative (typiquement de

l'ordre de la ns), les électrons traversent donc cette épaisseur sans se recombiner. On peut donc négliger la modification de la durée de vie radiative due aux effets de champ proche.

## 5.7 Conclusion

Dans cette section nous avons pris en compte les effets du champ proche sur le taux de recombinaison radiative. Nous avons modélisé cette modification grâce à un calcul de durée de vie basé sur le calcul de la trace du tenseur de Green du système à deux interfaces. Ce calcul prend en compte les propriétés du matériau ainsi que la géométrie du système. Il prend notamment en compte la contribution à la densité d'états des ondes de surface (Joulain *et al.* 2003).

Nous avons vu que les effets de champ proche sont négligeables dans le cas des sources sans fréquence de résonance (comme le tungstène). Même dans le cas de la source quasi-monochromatique, nous avons montré que l'effet de la source sur le temps de recombinaison radiative des paires électron-trou est assez faible pour être négligé. Une modélisation simple du temps de recombinaison radiative est donc suffisante. Nous prendrons dans la suite les valeurs trouvées expérimentalement dans une géométrie sans interface et sans source pour le temps de recombinaison radiative dont dérive le courant d'obscurité. Amener une source en champ proche n'augmente pas le courant d'obscurité donc n'entraîne pas de chute de la tension en circuit ouvert, ce qui est favorable pour la puissance électrique extraite.

Nous avons maintenant tous les outils pour calculer la puissance électrique extraite et le rendement des cellules thermophotovoltaïques. C'est l'objet du chapitre suivant.





# Chapitre 6

## Etude du rendement et de la puissance extraite d'une cellule thermophotovoltaïque en champ proche

### Table des matières

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>96</b>
<b>6.2</b>	<b>Expression générale du rendement</b>	<b>96</b>
6.2.1	Définition du rendement d'une cellule TPV	96
6.2.2	Limite thermodynamique du rendement	98
6.2.3	Cas d'une source monochromatique	100
6.2.4	Cas d'une source en champ proche	101
<b>6.3</b>	<b>Calcul du courant de saturation</b>	<b>102</b>
<b>6.4</b>	<b>Rendement et puissance électrique extraite avec la source de tungstène</b>	<b>104</b>
6.4.1	Rendement	104
6.4.2	Puissance électrique extraite	106
<b>6.5</b>	<b>Rendement et puissance électrique extraite avec la source quasi-monochromatique</b>	<b>107</b>
6.5.1	Rendement	107
6.5.2	Puissance électrique extraite	108
<b>6.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>

---

## 6.1 Introduction

Les chapitres précédents nous ont permis de modéliser les effets du champ proche sur les paramètres des cellules thermophotovoltaïques. Nous avons d'abord vu la caractéristique intensité-tension d'une jonction éclairée en champ lointain, puis les termes qui étaient modifiés par la présence d'une source en champ proche de la jonction. Nous avons montré comment calculer la puissance radiative échangée dans le cadre d'une approche électromagnétique, puis le photocourant généré en supposant que toute la puissance absorbée dans la cellule est convertie en paires électron-trou. Nous avons aussi montré que l'effet du champ proche sur le temps de recombinaison radiative des paires électron-trou est négligeable. Nous prendrons donc des données expérimentales pour déterminer la durée de vie des paires électron-trou et on en déduira le courant de saturation de la cellule TPV (Rosencher et Vinter 2002; Dutta *et al.* 1997). De toute cette étude sur les effets de champ proche nous pouvons déduire que la caractéristique intensité-tension d'une cellule TPV éclairée en champ proche est la même qu'en champ lointain à l'exception du terme de photocourant, c'est-à-dire :

$$I = I_o(e^{eV/k_B T} - 1) - I_{ph}.$$

Maintenant que tous les paramètres des cellules TPV peuvent être calculés, nous allons voir comment définir le rendement de ces convertisseurs et nous allons comparer les résultats obtenus pour le rendement et la puissance électrique extraite avec une source en tungstène et une source quasi-monochromatique placées en champ proche.

## 6.2 Expression générale du rendement

### 6.2.1 Définition du rendement d'une cellule TPV

Nous savons que la puissance électrique maximale que l'on peut extraire de la diode est fonction du courant de court-circuit  $I_{sc}$  qui est égal au photocourant (car quand  $V = 0$ ,  $I_{sc} \simeq I_{ph}$ , car  $I_o$  est négligeable devant  $I_{ph}$ ), et de la tension en circuit ouvert,  $V_{oc}$  qui vaut :

$$V_{oc} = \frac{k_B T}{e} \log \frac{I_{ph}}{I_o}.$$

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, la puissance électrique maximale que l'on peut extraire d'une cellule TPV (voir figure 6.1) s'écrit :

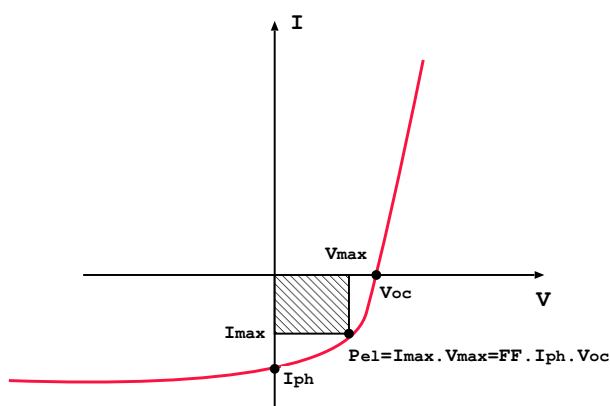


Figure 6.1: Caractéristique intensité-tension de la jonction p-n sous éclairement

$$P_{el} = I_{max} V_{max} = FF I_{ph} V_{oc}, \quad (6.1)$$

où FF est le facteur de remplissage ("fill factor").

Cette puissance maximale correspond au point  $(I_{max}, V_{max})$  tel que :

$$\frac{d(IV)}{dV} = 0.$$

La définition de FF est :

$$FF = \frac{I_{max} V_{max}}{I_{ph} V_{oc}},$$

soit donc, en fonction de  $I_o$  et  $I_{ph}$  :

$$FF = \left[1 - \frac{1}{\ln\left(\frac{I_{ph}}{I_o}\right)}\right] \left[1 - \frac{\ln\left(\ln\left(\frac{I_{ph}}{I_o}\right)\right)}{\ln\left(\frac{I_{ph}}{I_o}\right)}\right].$$

On définit le rendement d'une cellule thermophotovoltaïque par le rapport entre la puissance électrique maximale extraite et la puissance radiative reçue par la cellule :

$$\eta = \frac{P_{el}}{P_{rad}},$$

ou encore, en utilisant (6.1) :

$$\eta = \frac{FF V_{oc} I_{ph}}{P_{rad}}.$$

*Remarque : cette définition du rendement n'a de sens que si la puissance radiative  $P_{rad}$  échangée entre la source radiative et le capteur TPV est proche de la puissance injectée dans la*

source pour la maintenir à la température  $T_s$  voulue. Pour limiter les pertes  $P_{inj} - P_{rad}$ , une des solutions envisagées est le recyclage des photons (Coutts 1999). Le recyclage des photons est un système qui permet de renvoyer à la source les photons de fréquence inférieure à la fréquence de gap qui ne peuvent pas être absorbés par la cellule TPV.

Pour évaluer les rendements des systèmes TPV éclairés par un corps noir en champ lointain, Shockley et Queisser 1961 ont introduit la notion de limite thermodynamique du rendement.

### 6.2.2 Limite thermodynamique du rendement

Ce concept de limite thermodynamique a été introduit en 1961 par Shockley et Queisser (Shockley et Queisser 1961), en vue de déterminer une limite supérieure pour le rendement d'une cellule TPV éclairée par un corps noir en champ lointain dans le cas idéal où il n'y a pas de pertes par recombinaison radiative (la cellule étant à 0K cela revient à négliger l'émission spontanée de la diode). Depuis, de nombreux travaux ont repris cette notion (Henry 1980; Zenker *et al.* 2001a; Ruppel et Würfel 1980; Würfel 1982).

La cellule TPV reçoit un rayonnement de corps noir (voir figure 6.2), ici à  $T_s = 2000$  K et on fera les hypothèses suivantes :

- on néglige la température de la jonction (que l'on prend à 0 K).
- tous les photons d'énergie supérieure à  $E_g$  sont absorbés et créent une paire électron-trou à une tension  $V_g = \hbar\omega_g/e$ .

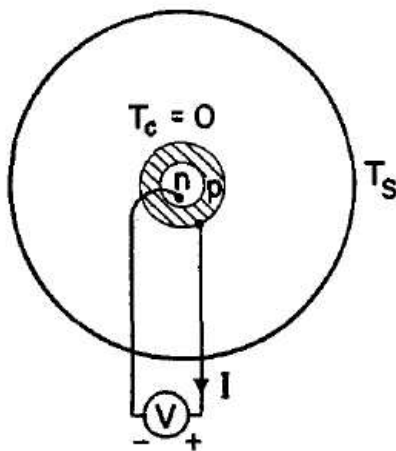


Figure 6.2: Géométrie de la cellule TPV supposée sphérique et éclairée par un rayonnement de corps noir à  $T_s$  (figure tirée de l'article de Shockley et Queisser 1961).

La géométrie de notre système est en fait analogue à celle de Shockley, étant donné que l'on considère deux matériaux plans semi-infinis dans les directions perpendiculaires aux interfaces, en regard l'un de l'autre. Tout le flux partant d'un milieu est reçu sur le milieu 2.

La tension est donc de  $V_g$ , le photocourant provient du flux émis par un corps noir à  $T_s$  et absorbé par la cellule TPV, soit donc :

$$I_{ph} = e \int_{\omega_g}^{\infty} \pi \frac{L_{\omega}^o(T_s)}{\hbar\omega} d\omega.$$

En posant  $x = k_B T / \hbar\omega$ , cela devient :

$$I_{ph} = e \frac{(k_B T_s)^3}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \int_{x_g}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx.$$

où  $x_g = k_B T_s / \hbar\omega_g$ . En utilisant les mêmes notations, la puissance radiative échangée dans ce système s'écrit :

$$P_{rad} = \int_{\omega_g}^{\infty} \pi L_{\omega}^o(T_s) d\omega = \frac{(k_B T_s)^4}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx.$$

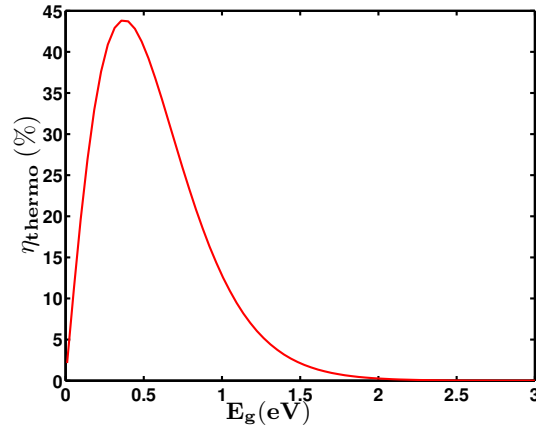


Figure 6.3: Limite thermodynamique du rendement pour une source à 2000 K en fonction de l'énergie de gap de la cellule TPV.

Le rendement de ce système, appelé limite thermodynamique du rendement s'écrit :

$$\eta_{thermo} = \frac{V_g I_{ph}}{P_{rad}}.$$

En fonction de  $x$ , il s'écrit :

$$\eta_{thermo} = \frac{x_g \int_{x_g}^{\infty} \frac{x^2}{(e^x - 1)} dx}{\int_0^{\infty} \frac{x^3}{(e^x - 1)} dx}. \quad (6.2)$$

Ce rendement est uniquement fonction de la température de la source et de l'énergie de gap du matériau constituant la cellule TPV. Ainsi, pour une source à une température de 2000 K, la figure 6.3 nous donne le rendement en fonction de l'énergie de gap. L'énergie de gap optimum serait d'environ 0,35 eV. Pour le GaSb ( $E_g = 0,7$  eV), on voit que la limite thermodynamique du rendement est de 29%.

### 6.2.3 Cas d'une source monochromatique

Dans le cas d'une source monochromatique, il faut remplacer  $L_\omega^o(T)$  par  $(P_0/\pi)\delta(\omega - \omega_0)$ . Si  $\omega_0 > \omega_g$ , le photocourant est alors égal à :

$$I_{ph} = \frac{eP_0}{\hbar\omega_0} \quad (6.3)$$

et la puissance radiative échangée est de :

$$P_{rad} = P_0 \quad (6.4)$$

En prenant  $V_{oc} \simeq V_g$ , on obtient le rendement pour une source monochromatique :

$$\eta_0 = \frac{V_g I_{ph}}{P_{rad}},$$

soit donc, en utilisant (6.3) et (6.4),

$$\eta_0 = \frac{\omega_g}{\omega_0}.$$

On voit que le rendement est maximal  $\eta_0 = 1$  lorsque  $\omega_0 = \omega_g$ . On peut ainsi identifier l'origine de la limite thermodynamique du rendement pour une source corps noir en champ lointain : elle est due d'une part aux photons non absorbés par la cellule TPV lorsque leur énergie est inférieure à  $E_g$ , et d'autre part aux photons d'énergie  $E > E_g$  dont le surplus d'énergie  $E - E_g$  est perdue par effet Joule dans la jonction.

C'est pourquoi des équipes s'intéressent à des sources monochromatiques ou à des filtres monochromatiques à placer entre la source et la cellule. Pourtant, ici aussi il faut prendre garde à cette définition du rendement. En effet, il faut que la puissance radiative échangée soit égale à la puissance injectée pour avoir un réel bénéfice sur le rendement du dispositif. Et comme nous l'avions remarqué précédemment, une solution envisagée est le recyclage de photons (Coutts 1999).

Pourtant, lorsque le rendement est maximal, la puissance absorbée est nulle et donc la puissance extraite de la cellule TPV est aussi nulle. En effet, le coefficient d'absorption d'un semiconducteur varie en  $\sqrt{\hbar\omega - E_g}$ . Pour avoir une puissance extraite non nulle il faut augmenter  $\omega_0$  au détriment du rendement.

Il y a donc un compromis à trouver entre l'optimisation du rendement et celle de la puissance électrique extraite.

#### 6.2.4 Cas d'une source en champ proche

La limite thermodynamique introduite par Shockley est une limite maximale si la source est un corps noir, et est située en champ lointain. Dans notre étude, les sources sont réelles (comme le tungstène) et la source se situe à une distance  $d$  de la cellule. En champ proche, le spectre incident sur la cellule TPV n'est plus celui d'un corps noir. Ainsi, la puissance radiative en champ proche peut avoir un spectre quasi-monochromatique si les matériaux ont des ondes de surface (par exemple phonon-polaritons sur des cristaux polaires, cf Fig.6.4 tirée de (Joulain *et al.* 2005)).

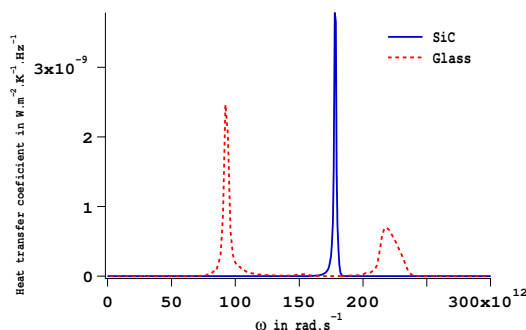


Figure 6.4: Spectre de la puissance radiative échangée pour une distance  $d = 10$  nm et à la température  $T = 300$  K pour deux matériaux supportant des phonon-polaritons de surface : le SiC et le verre.

Donc la limite thermodynamique ne s'applique pas aux sources en champ proche. Ainsi, en champ proche, cette limite pourrait être dépassée.

Nous abordons maintenant le calcul du rendement et de la puissance électrique maximale extraite des cellules TPV en champ proche. Le chapitre 4 a permis de calculer les deux paramètres  $I_{ph}$  et  $P_{rad}$  en fonction de la distance source-cellule. Pour le calcul de la tension en circuit ouvert  $V_{oc}$  et du facteur de remplissage  $FF$ , il manque la détermination du courant de saturation. La section suivante présente le calcul du courant de saturation. Contrairement à l'approche de



Shockley, nous prendrons aussi en compte les phénomènes de recombinaison non radiative.

### 6.3 Calcul du courant de saturation

Nous utiliserons une approche simplifiée pour calculer le courant de saturation d'une diode en obscurité. Un calcul détaillé se trouve dans (Ashcroft et Mermin 1976). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, le courant de génération de trous qui diffusent de la zone n à la zone de déplétion s'écrit :

$$J_h = \frac{p_{eq} L_h}{\tau_h},$$

où  $p_{eq}$  est la densité de trous à l'équilibre thermodynamique, et  $\tau_e$  est le temps de recombinaison des trous. De même, on peut calculer le courant de générations d'électrons qui diffusent de la zone p à la zone de déplétion :

$$J_e = \frac{n_{eq} L_e}{\tau_e},$$

où  $n_{eq}$  est la densité d'électrons à l'équilibre thermodynamique, et  $\tau_h$  est le temps de recombinaison des électrons.

A l'équilibre thermodynamique, les concentrations de porteurs minoritaires s'écrivent :

$$p_{eq} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

où  $N_D$  est la densité d'atomes donneurs de la zone n donc d'électrons car à la température  $T = 300$  K, tous les atomes sont ionisés. On a de même  $n_{eq} = n_i^2 / N_A$ .

En régime stationnaire, le courant d'électrons et celui des trous est uniforme, le courant de saturation est donc la somme de ces deux courants :

$$I_o = e \left( \frac{n_i^2 L_h}{N_D \tau_h} + \frac{n_i^2 L_e}{N_A \tau_e} \right) = e \left( \frac{n_i^2 D_h}{N_D L_h} + \frac{n_i^2 D_e}{N_A L_e} \right).$$

On supposera  $\tau_h = \tau_e = \tau$ . On a aussi implicitement supposé ici que ce sont bien les longueurs de diffusion qui déterminent le courant d'obscurité donc que les dimensions de la cellule TPV sont telles que de part et d'autre de la jonction, les distances sont égales ou supérieures aux longueurs de diffusion  $L_e$  et  $L_h$ . Si l'épaisseur de la cellule entre la surface et la jonction est inférieure à la longueur de diffusion, ce sont les distances  $d_e$  et  $d_h$  qui entreront en jeu dans la

détermination du courant d'obscurité suivant :

$$I_o = e \left( \frac{n_i^2 D_h}{N_D d_h} + \frac{n_i^2 D_e}{N_A d_e} \right).$$

Ce cas ne sera pas étudié dans notre travail. Les valeurs des paramètres du GaSb ont été pris dans (Rosencher et Vinter 2002). On prendra une jonction en GaSb dopée symétriquement ( $N_A = N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). La concentration intrinsèque de porteurs est  $n_i = 4,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Reste à déterminer le temps de recombinaison des porteurs. Plusieurs mécanismes entrent en jeu :

- la recombinaison radiative, qui traduit l'interaction des paires électron-trou avec le champ électromagnétique,
- les recombinaisons non radiatives comme la recombinaison Shockley-Read-Hall ou la recombinaison Auger.

La recombinaison Shockley-Read-Hall est due aux impuretés. Un électron est capturé sur une impureté puis il se recombine avec un trou sans émission de photons. La recombinaison Auger est due à l'interaction électron-électron, dans laquelle un électron se recombine avec un trou en cédant son énergie sous forme d'énergie cinétique à un autre électron.

On détermine alors le temps de recombinaison total  $\tau$ , tel que :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Au}}.$$

Le calcul du temps de recombinaison radiative d'une paire électron-trou dans du GaSb dopé à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  donne  $\tau_{rad} = 40 \text{ ns}$ . Dans (Martin et Algora 2004), le temps de recombinaison Shockley-Read-Hall est typiquement de l'ordre de  $\tau_{SRH} = 10 \text{ ns}$  et le temps de recombinaison Auger pour le dopage que l'on considère est de  $\tau_{Au} = 20 \mu\text{s}$ . Le temps de recombinaison est donc principalement déterminé par le mécanisme de recombinaison sur impuretés, au final, le temps de recombinaison totale des paires électron-trou est de :

$$\tau = 8 \text{ ns}.$$

Les coefficients de diffusion des électrons et des trous dans le GaSb à  $T = 300\text{K}$  (Rosencher et Vinter 2002) sont respectivement de  $D_e = 129 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  et  $D_h = 39 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . La longueur de diffusion des électrons est de  $L_e = 10 \mu\text{m}$  et celle des trous est  $L_h = 6 \mu\text{m}$ .

Le courant de saturation d'une jonction de GaSb en obscurité, est donc de :

$$I_o = 6.10^{-2} \text{ A.m}^{-2}.$$

Nous pouvons maintenant calculer le rendement des cellules TPV éclairées en champ proche, ainsi que la puissance électrique extraite.

## 6.4 Rendement et puissance électrique extraite avec la source de tungstène

### 6.4.1 Rendement

Nous disposons maintenant d'un modèle complet permettant de calculer le rendement d'une cellule thermophotovoltaïque éclairée en champ proche. Cette section présente les résultats que nous avons obtenus lorsque la source est en tungstène à 2000 K et que la cellule TPV est en GaSb à 300 K. Rappelons l'expression du rendement :

$$\eta = \frac{FF V_{oc} I_{ph}}{P_{rad}}.$$

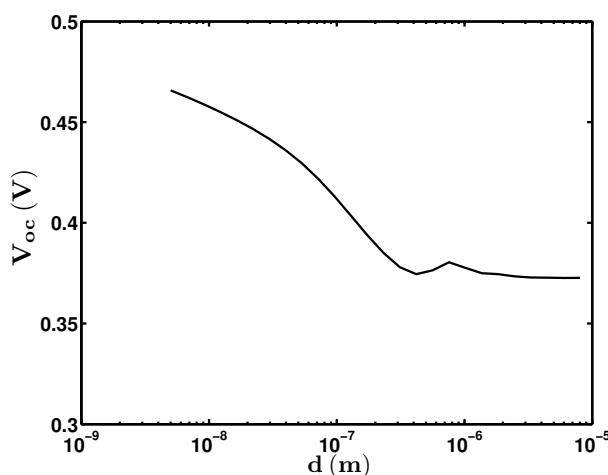


Figure 6.5: Tension en circuit ouvert en fonction de la distance source-cellule TPV.

Le chapitre 4 présentait le comportement de la puissance radiative  $P_{rad}$  (figure 4.7), et celui du photocourant  $I_{ph}$  (figure 4.8) en fonction de la distance  $d$  séparant la source de la cellule TPV. Les figures 6.5 et 6.6 présentent respectivement la tension en circuit ouvert  $V_{oc}$  et le facteur de remplissage  $FF$  de la cellule TPV en fonction de la distance  $d$  séparant la cellule de la source. Ces deux paramètres sont fonction du rapport  $I_{ph}/I_o$ . On voit sur ces figures que l'augmentation

du photocourant en fonction de la distance (voir figure 4.8) entraîne l'augmentation de la tension en circuit ouvert et celle du facteur de remplissage.

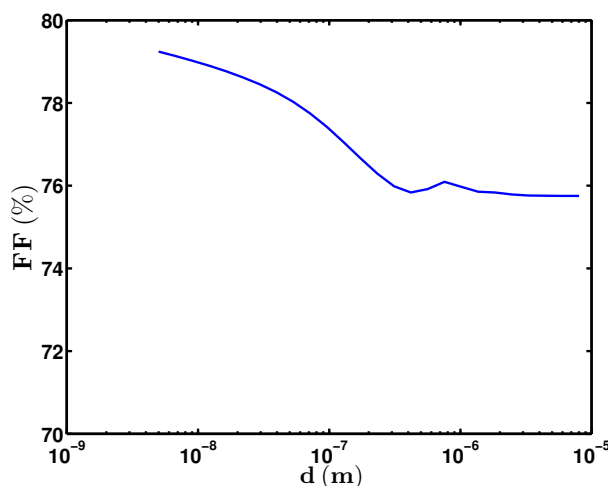


Figure 6.6: "Fill factor" en fonction de la distance source-cellule TPV.

La figure 6.7 représente le rendement de la cellule TPV en fonction de la distance source-cellule. On voit que l'on passe de 21 % en champ lointain à 27 % en champ proche. Nous n'avons pas ici dépassé la limite thermodynamique (29%) du rendement. Cette légère augmentation du rendement n'est pas monotone, on a même un pic pour une distance d'environ  $1 \mu\text{m}$ . Ce pic correspond au comportement singulier que nous avons remarqué dans le chapitre 4, lorsque la distance devient du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. C'est le phénomène d'interférences qui est à l'origine de ce pic.

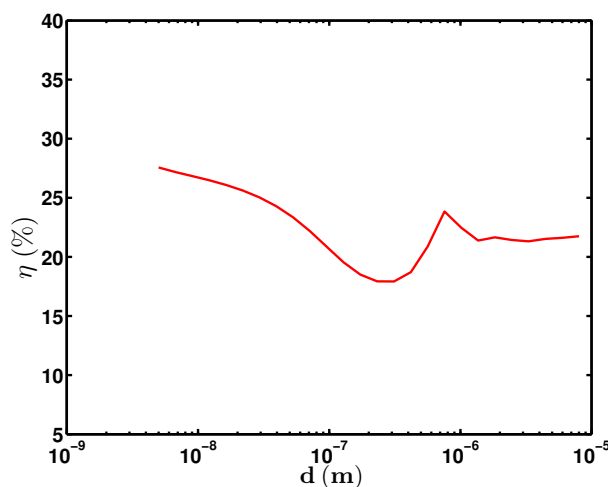


Figure 6.7: Rendement d'une cellule de GaSb éclairée par une source de tungstène à 2000 K placée à une distance d.

La légère augmentation du rendement n'est pas simple à interpréter, en effet, l'effet du champ proche sur la cellule TPV entraîne à la fois l'augmentation du courant d'éclairement (au numérateur du rendement) et celle de la puissance radiative échangée (au dénominateur du rendement). On peut supposer que le spectre en champ proche est plus concentré autour de la fréquence correspondant à l'énergie de gap, qu'il ne l'est en champ lointain, favorisant ainsi le rendement.

### 6.4.2 Puissance électrique extraite

Intéressons-nous maintenant à la puissance électrique maximale que l'on peut extraire de ce dispositif TPV. Rappelons son expression (6.1) :

$$P_{el} = FF I_{ph} V_{oc}.$$

La figure 6.8 représente la puissance électrique extraite en fonction de la distance source-cellule.

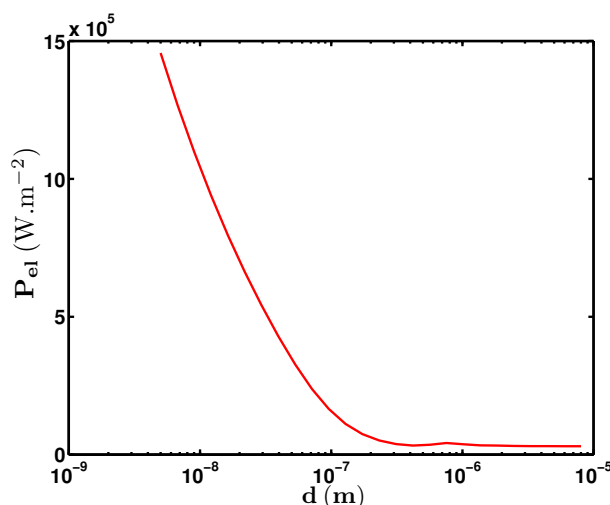


Figure 6.8: Puissance électrique extraite d'une cellule de GaSb éclairée par une source de tungstène à 2000 K placée à une distance  $d$ .

La puissance électrique extraite est de  $3 \cdot 10^4 W \cdot m^{-2}$  en champ lointain ( $d = 10 \mu m$ ) elle atteint  $1,45 \cdot 10^6 W \cdot m^{-2}$  en champ proche ( $d = 5 nm$ ), soit donc 50 fois sa valeur en champ lointain.

On peut aussi comparer ce résultats avec ceux obtenus avec une source de corps noir en champ lointain dont le rendement est de 13% et la puissance électrique extraite de  $7 \cdot 10^4 W \cdot m^{-2}$ . La source de tungstène placée en champ proche permet donc l'augmentation du rendement de

50%, tandis que la puissance électrique extraite est multipliée par 20.

## 6.5 Rendement et puissance électrique extraite avec la source quasi-monochromatique

### 6.5.1 Rendement

Voyons maintenant comment se comporte le rendement en fonction de la distance lorsque la source est quasi-monochromatique en champ proche. Cette source quasi-monochromatique est donnée par le modèle de Drude défini dans le chapitre 4 avec les paramètres suivants :  $\omega_p = 1.72 \text{ eV}$  ( $1,85 \cdot 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ ) et des pertes modélisées par  $\Gamma = 2,0 \cdot 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$ .

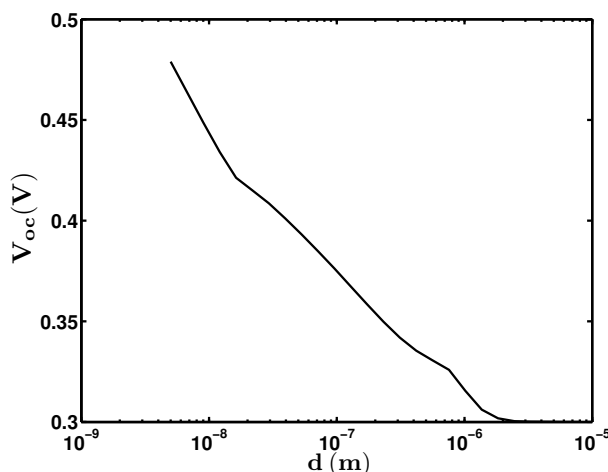


Figure 6.9: Tension en circuit ouvert en fonction de la distance source-cellule TPV lorsque la source est quasi-monochromatique.

Intéressons-nous tout d'abord à la tension en circuit ouvert (figure 6.9) et au facteur de remplissage (figure 6.10), en fonction de la distance ( $d$ ) source-cellule TPV. La tension en circuit ouvert de même que le facteur de remplissage augmente avec le courant d'éclairement au fur et à mesure que la distance source-cellule décroît. Le gain sur la tension en circuit ouvert est comparable à celui avec la source de tungstène (dans les deux cas, on passe de 0,3 V en champ lointain à 0,5 V en champ proche).

L'augmentation du rendement est très importante pour cette source quasi-monochromatique, il passe de moins de 10% en champ lointain à plus de 35% en champ proche (à 5 nm de la surface). Le très grand rendement en champ proche s'explique par le caractère monochromatique de la source où la majorité du flux radiatif échangé entre la source et la cellule TPV se fait à une fréquence proche de l'énergie de gap. Ce système thermophotovoltaïque en champ proche

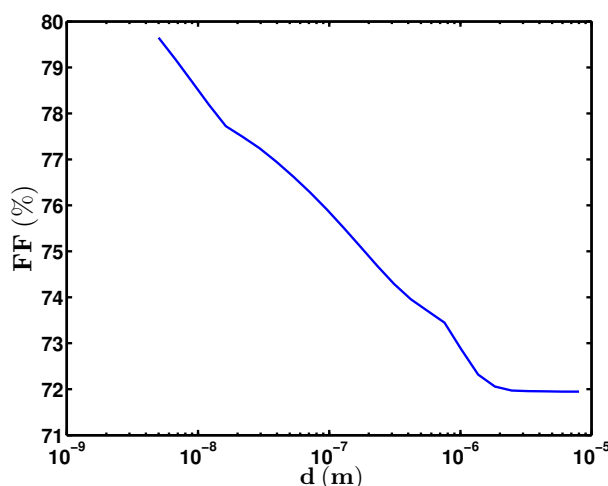


Figure 6.10: "Fill factor" en fonction de la distance source-cellule TPV.

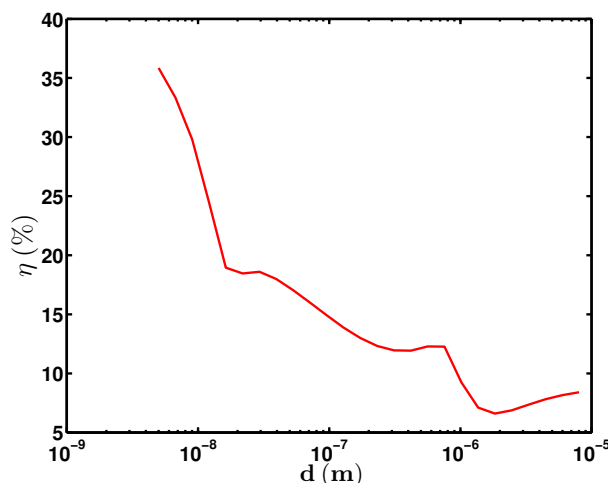


Figure 6.11: Rendement d'une cellule de GaSb éclairée par la source quasi-monochromatique à 2000 K placée à une distance d.

permet en outre de dépasser la limite thermodynamique (pour un corps noir en champ lointain) du rendement (29%).

### 6.5.2 Puissance électrique extraite

La figure 6.12 présente la puissance électrique extraite en fonction de la distance pour la source quasi-monochromatique suivant l'équation (6.1).

Là encore, la puissance électrique extraite passe de  $1,4 \cdot 10^3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  en champ lointain ( $d = 10 \mu\text{m}$ ) à  $2,5 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  en champ proche ( $d = 5 \text{ nm}$ ), soit donc 3000 fois sa valeur en champ lointain.

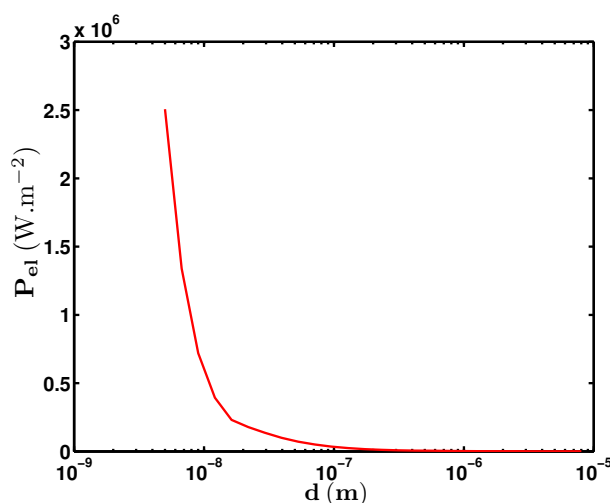


Figure 6.12: Puissance électrique extraite d'une cellule de GaSb éclairée par une source fictive modélisée par un modèle de Drude à 2000 K placée à une distance  $d$ .

Pour la source monochromatique, l'effet du champ proche est favorable à la fois sur le rendement et sur la puissance électrique extraite. Il faut cependant nuancer ce gain car en champ lointain, une telle source métallique est très peu émissive. Il est plus parlant de comparer ces résultats avec ceux obtenus pour un corps noir en champ lointain pour lequel le rendement est de 13% et la puissance électrique de  $7.10^4 \text{ W.m}^{-2}$ . Cette source quasi-monochromatique en champ proche permet de presque tripler le rendement et de multiplier par 35 la puissance électrique extraite.

## 6.6 Conclusion

Après avoir donné la définition du rendement d'une cellule thermophotovoltaïque, nous avons calculé une "limite thermodynamique" du rendement, qui est de 29% pour une cellule TPV d'énergie de gap 0,7 eV éclairée par un corps noir en champ lointain. Nous avons aussi vu qu'une source monochromatique en champ lointain maximise le rendement mais au détriment de la puissance électrique extraite. Il existe donc un compromis à trouver.

A l'aide des données expérimentales, nous avons déterminé la valeur du courant de saturation, dernier paramètre entrant en jeu dans le calcul du rendement. Nous avons ensuite calculé le rendement pour deux sources en fonction de la distance les séparant. Puis nous l'avons comparé avec la limite thermodynamique. Pour la source de tungstène, le rendement augmente de 25% en champ proche par rapport à sa valeur en champ lointain mais reste toujours en-dessous de



cette limite. Pour la source quasi-monochromatique, l'augmentation du rendement est significative et en champ proche sa valeur (35%) dépasse la limite thermodynamique. Ce gain est dû au caractère quasi-monochromatique de la source qui tend à maximiser le rendement.

Nous avons aussi montré que la puissance électrique extraite pour les dispositifs en champ proche était multipliée par 20 dans le cas du tungstène et par 35 dans le cas d'une source quasi-monochromatique par rapport à sa valeur en champ lointain.

# Conclusion et perspectives

Cette partie a présenté les résultats du premier modèle complet à notre connaissance permettant de calculer le rendement et la puissance électrique maximale extraite des cellules thermophotovoltaïques éclairées en champ proche.

Dans le chapitre 3, nous avons introduit les notions physiques nécessaires à la modélisation du transport de porteurs de charge dans une jonction p-n. Nous avons aussi mis en avant les paramètres des cellules TPV qui sont *a priori* modifiés en champ proche : la puissance radiative échangée, et le temps de recombinaison radiative des paires électron-trou. Nous avons aussi identifié les effets positifs ou négatifs que chacun des termes pourraient avoir sur les performances du convertisseur TPV. Ainsi, l'augmentation de la puissance radiative qui entraîne celle du photocourant généré, produit un effet positif sur le courant de court-circuit et sur la tension en circuit ouvert alors que la diminution de la durée de vie radiative des paires électron-trou, responsable de l'augmentation du courant de saturation, produit un effet négatif sur la tension en circuit ouvert donc sur la puissance électrique extraite.

Nous avons ensuite présenté, dans le chapitre 4 l'influence du champ proche sur le flux radiatif échangé entre la source et la cellule TPV, ainsi que sur le photocourant généré. Nous avons montré qu'aussi bien pour une source de tungstène que pour une source quasi-monochromatique, ces deux paramètres augmentent d'au moins un ordre de grandeur lorsque l'on passe du champ lointain au champ proche. Nous avons aussi remarqué que le spectre d'une source en champ proche n'est plus une propriété intrinsèque. La présence de la cellule TPV en champ proche de la source détériore son caractère monochromatique ce qui a un effet négatif sur le rendement.

Dans le chapitre 5, nous avons déterminé la modification de la durée de vie radiative des paires électron-trou en fonction du type de source et de la distance source-cellule TPV. Pour ce calcul, on s'est appuyé sur les approches utilisées pour l'étude des durées de vie des molécules uniques. Nous avons montré que si la source ne présente pas de fréquence de résonance due aux ondes de surface, ou que si elle est à plus de quelques dizaines de nm de la cellule TPV, son

influence sur la modification de la durée de vie radiative est négligeable. La modification de la durée de vie n'est alors pilotée que par la réflexion à l'interface GaSb-air. Dans le cas de la source quasi-monochromatique, à la fréquence de résonance, nous avons montré que l'on peut négliger cet effet. Il s'en suit que l'on ne s'attend pas à une augmentation du courant d'obscurité qui aurait pu conduire à une dégradation des performances.

Enfin, le chapitre 6 a intégré tous les résultats que nous avons obtenus dans les chapitres 3 à 5 et a permis de déterminer le rendement et la puissance électrique extraite des cellules TPV en fonction de la distance source-cellule TPV pour les deux sources, en tungstène et quasi-monochromatique. Nous avons quantifié l'augmentation du rendement lorsque la source s'approche de la cellule TPV. On a ainsi observé une légère augmentation du rendement dans le cas du tungstène (de 21% en champ lointain à 27% en champ proche) alors que cette augmentation est très nette pour la source quasi-monochromatique (de 10% en champ lointain à 35% en champ proche). Cependant, comme nous l'avions aussi souligné dans le chapitre 4, les résultats obtenus en champ proche pour les deux sources sont très proches alors que l'on s'attendait à un effet plus remarquable dans le cas de la source quasi-monochromatique. Ceci est dû au fait que la présence du GaSb modifie le spectre de la source qui n'est plus aussi monochromatique. Nous avons aussi montré que pour les deux sources en champ proche, on avait un gain très important sur la puissance électrique extraite du convertisseur. Par rapport à une source corps noir en champ lointain, une source tungstène en champ proche multiplie par 20 cette puissance, une source quasi-monochromatique la multiplie par 35.

Cette étude a donc introduit tous les outils pour quantifier l'effet du champ proche sur le rendement d'une cellule thermophotovoltaïque. Il resterait donc à trouver "la source idéale". En champ proche, toute la difficulté réside dans le fait que cette source "idéale" dépend de son environnement, autrement dit dépend de la cellule TPV qu'on place en champ proche de celle-ci.

Troisième partie

**Modification des propriétés  
radiatives des cristaux photoniques  
par ondes de surface**



# Introduction

Un cristal photonique est un arrangement périodique 1D, 2D ou 3D, de matériaux diélectriques avec un fort contraste d'indice. Il est l'analogie photonique des cristaux semiconducteurs. De même que les semiconducteurs présentent des bandes d'énergie interdites pour les électrons, les cristaux photoniques présentent des bandes interdites (ou gaps) pour certaines plages de fréquences (analogie de l'énergie), résultant d'interférences destructives dans le cristal. Depuis les travaux de Yablonovitch (Yablonovitch 1987), ces "métamatériaux" ont suscité un grand intérêt. On peut citer quelques unes des applications de ces cristaux photoniques comme le guidage, le piégeage de la lumière, la modification de l'émission spontanée de molécules se trouvant dans une microcavité faite dans un cristal photonique (Lourtioz 2003).

Récemment, ils ont aussi été utilisés pour modifier l'émission thermique des matériaux. Les travaux de Lin sur des cristaux photoniques 3D de tungstène (Lin *et al.* 2000) et de Gang Chen sur des cristaux photoniques 1D (Narayanaswamy et Chen 2004) ont pour objectif de concevoir des émetteurs sélectifs pour la conversion thermophotovoltaïque comme nous l'avons mentionné dans la partie précédente. Toutefois, ces travaux ne démontrent pas que les propriétés d'émission reposent sur un réel comportement de type cristal photonique. En particulier, le rôle du gap dans la modification des propriétés radiatives de ces matériaux n'est pas mis en évidence. Des travaux ont aussi porté sur l'augmentation de l'efficacité des sources de rayonnement par les cristaux photoniques (Lin *et al.* 2003b). Ils ont montré qu'un cristal photonique de tungstène pouvait émettre de façon sélective autour de  $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$  avec un rapport de conversion de 22% entre la puissance électrique fournie pour chauffer le matériau et la puissance radiative émise autour de cette longueur d'onde.

Par analogie avec l'existence de fonctions d'ondes électroniques (d'énergie située dans le gap du semiconducteur) localisées à la surface des semiconducteurs (Shockley 1939), des études ont porté sur les ondes de surface sur les cristaux photoniques, leurs conditions d'existence et sur leur observation. Ces ondes de surface sont des modes confinés aux interfaces air-cristal

photonique pour des longueurs d'onde appartenant à la bande interdite du cristal. L'équipe de Joannopoulos du MIT (Meade *et al.* 1991) a été la première à montrer théoriquement l'existence de modes de surface à l'interface entre un cristal photonique et l'air. Ils ont aussi montré que les propriétés de ces modes de surface dépendent de la terminaison du cristal photonique. D'autres études théoriques ont suivi (Etchegoin et Phillips 1996; Ramos-Mendieta et Halevi 1996; Elson et Tran 1996; Ramos-Mendieta et Halevi 1999; Qiu et He 2002; Gaspar-Armenta *et al.* 2003). L'étude de Etchegoin et Phillips a montré l'existence des ondes de surface par analogie avec la physique du solide et les ondes électroniques de surface sur les semiconducteurs. L'équipe de Halevi (Ramos-Mendieta et Halevi 1996) a étudié un réseau 2D de cylindres diélectriques et montré que les ondes de surface peuvent exister même dans des gaps incomplets mais que leur existence dépend fortement de la troncature du cristal photonique. Utilisant différentes méthodes numériques, d'autres travaux (Elson et Tran 1996; Ramos-Mendieta et Halevi 1999; Qiu et He 2002) ont confirmé l'existence des ondes de surface et leur dépendance à la position de l'interface et à la géométrie du motif du cristal. Enfin, le couplage entre des ondes de surfaces à travers un film fini d'un cristal photonique 1D ou 2D a été étudié (Elson et Tran 1996; Gaspar-Armenta *et al.* 2003). Deux équipes ont observé expérimentalement ces modes de surface (Robertson *et al.* 1993; Vlasov *et al.* 2004).

Ces ondes de surface ont d'abord été considérées comme des effets parasites car responsable de pertes par rayonnement dans le cas d'ondes à fuite, ou par absorption si le matériau a des pertes (par exemple dans l'application du guidage). Mais, avec le développement de la plasmonique, on sait que les ondes de surface peuvent aussi permettre de créer de nouveaux effets. Ainsi, Moreno *et al.* ont montré que les ondes de surface type plasmons sur un métal excitées de part et d'autre de l'ouverture d'un guide sublongueur d'onde conduisent à de l'émission directionnelle (Martin-Moreno *et al.* 2003). Ce phénomène avait été observé expérimentalement par (Lezec *et al.* 2002). L'équipe de Sandoghdar (Kramper *et al.* 2004) a montré expérimentalement que le même phénomène pouvait être observé avec les ondes de surface sur les cristaux photoniques. Deux études théoriques ont complété ces travaux (Moreno *et al.* 2004; Morrison et Kivshar 2005). L'équipe de Garcia-Vidal (Moreno *et al.* 2004) et la notre (Laroche *et al.* 2005) ont proposé l'idée de généraliser l'utilisation des ondes de surface à certaines applications connues en plasmonique. Les ondes de surface de cristaux photoniques présentent deux avantages : d'une part, il est possible d'éviter les pertes par absorption, d'autre part, on peut contrôler par la

géométrie du cristal, la gamme de fréquences où existe l'onde de surface. Ces caractéristiques offrent de nouveaux degrés de liberté par rapport aux plasmons.

Dans cette partie, nous explorons deux nouvelles propriétés des ondes de surface sur cristaux photoniques développées par analogie avec des effets connus en plasmonique. La première, traitée dans le chapitre 7, est la transmission résonante à travers un film opaque (Ebbesen *et al.* 1998). La seconde, traitée dans le chapitre 8, est l'émission thermique cohérente (Greffet *et al.* 2002).





## Chapitre 7

# Transmission résonante à travers un film de cristal photonique par couplage d'ondes de surface

### Table des matières

---

<b>7.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>120</b>
<b>7.2</b>	<b>Caractéristiques du cristal photonique étudié</b>	<b>120</b>
7.2.1	Géométrie du système	121
7.2.2	Structure de bandes du cristal infini	121
<b>7.3</b>	<b>Transmission à travers un film fini de cristal photonique en fonction de la terminaison</b>	<b>122</b>
7.3.1	Film fini sans troncature	122
7.3.2	Film fini avec troncature	123
<b>7.4</b>	<b>Présence d'ondes de surfaces à la résonance de transmission</b>	<b>124</b>
7.4.1	Résonance des ordres évanescents	124
7.4.2	Structure de l'intensité du champ à la résonance	126
7.4.3	Relation de dispersion des ondes de surface	127
<b>7.5</b>	<b>Origine des deux pics de résonance de transmission : couplage des ondes de surface</b>	<b>127</b>
7.5.1	Approche phénoménologique de la résonance	127
7.5.2	Couplage en fonction de l'épaisseur du film	130
<b>7.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>131</b>

---

## 7.1 Introduction

L'expérience d'Ebbesen (Ebbesen *et al.* 1998) a montré qu'en gravant un réseau de trous sub-longueur d'onde dans un film métallique, ce film métallique opaque peut devenir partiellement transparent à certaines longueurs d'onde. Ce phénomène correspond à une résonance de la structure qui donne une transmission importante. Depuis, de nombreuses équipes ont essayé de comprendre comment elle se construit à partir des différentes résonances des composants de la structure : modes de cavité, plasmon-polaritons de surface, ou résonances géométriques (Porto *et al.* 1999; Martin-Moreno *et al.* 2001; Popov *et al.* 2000; Baida et Van Labeke 2002; Cao et Lalanne 2002; Lalanne *et al.* 2003; Krishnan *et al.* 2001; Marquier *et al.* 2005). La périodicité du réseau permet en effet le couplage entre l'onde incidente et les ondes de surface (ou les modes de cavité), qui par couplage entre les deux interfaces permettent dans certaines conditions d'avoir une transmission résonante. Ce phénomène de transmission résonante a aussi été observé à travers des films métalliques de quelques dizaines de nm d'épaisseur sans trous (Hooper et Sambles 2003; Darmanyan et Zayats 2003; Gérard *et al.* 2004; Seidel *et al.* 2004; Dykhne *et al.* 2003). Ces films métalliques présentent à leurs interfaces, soit un réseau, soit de la rugosité, si bien qu'une onde plane incidente peut exciter les plasmon-polaritons de surface qui, par couplage de part et d'autre du film, entraînent des pics de transmission. Ce phénomène a été utilisé récemment pour démontrer un transfert d'énergie entre molécules fluorescentes à travers un film métallique grâce à l'excitation d'ondes de surface (Andrew et Barnes 2004; Stefani *et al.* 2004). L'intervention des ondes de surface permet de contrôler ce transfert d'énergie sur une distance bien supérieure à celle d'un couplage direct dipôle-dipôle de type Förster.

Un film de cristal photonique, pour une longueur d'onde appartenant à la bande interdite présente de nombreuses similitudes avec un film métallique : il est opaque, et, suivant la terminaison du cristal, il peut supporter des ondes de surface. L'objectif de ce chapitre est de montrer que l'on peut observer de la transmission résonante à travers un film de cristal photonique, pour une longueur d'onde dans le gap, grâce au couplage des ondes de surface présentes aux interfaces.

## 7.2 Caractéristiques du cristal photonique étudié

Dans le proche infrarouge, pour des longueurs d'onde supérieures à  $0,9 \mu\text{m}$ , le silicium est transparent et présente un fort indice ( $n = 3,5$ ). Un cristal photonique composé de silicium et d'air présente ainsi un contraste d'indice assez fort pour donner lieu à des bandes interdites.

### 7.2.1 Géométrie du système

Le système étudié se compose de tiges infiniment longues de silicium de section carrée, disposées en damier dans une matrice d'air (voir figure 7.1). Le film se compose de couches d'épaisseur  $h = 0,6075 \mu\text{m}$  suivant  $z$  et est périodique suivant la direction  $x$  de période  $a = 1,215 \mu\text{m}$  avec un facteur de remplissage de  $F = 0,5$ .

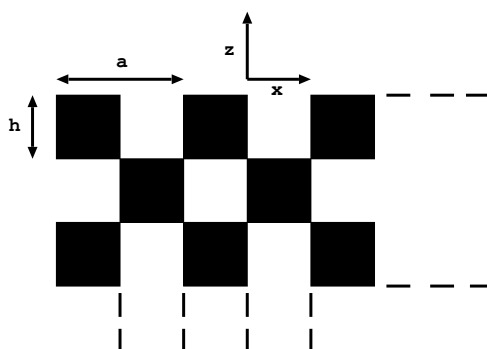


Figure 7.1: Géométrie du système : tiges de silicium à section carrée de côté  $h = 0.6075 \mu\text{m}$  disposées périodiquement en damier (période :  $a = 1,215 \mu\text{m}$ , coefficient de remplissage :  $F = 0,5$ ).

### 7.2.2 Structure de bandes du cristal infini

La structure de bandes du cristal infini (suivant  $z$ ) a été calculée par une méthode standard (Plihal *et al.* 1991; Plihal et Maradudin 1991). Pour ce calcul, nous avons supposé que le silicium avait une constante diélectrique réelle et constante  $\epsilon_{Si} = 12$  sur la plage de longueurs d'onde considérées (entre  $1 \mu\text{m}$  et  $2 \mu\text{m}$ ). Cette étude porte sur la polarisation TM (ou p), c'est-à-dire que le champ magnétique est parallèle à l'axe des tiges (donc que le champ électrique est dans le plan  $(x, z)$ ).

La figure 7.2 représente la structure de bandes du cristal : en abscisses, le contour de la zone de Brillouin réduite ( $\Gamma XM$ ), en ordonnées la fréquence réduite (i.e.  $a/\lambda = a\omega/2\pi c$ ). Nous considérerons uniquement les ondes en incidence normale sur le film donc la branche  $\Gamma M$ . Le domaine de fréquence étudié correspond au gap signalé par un hachurage entre  $1,5 \mu\text{m}$  et  $1,8 \mu\text{m}$ .

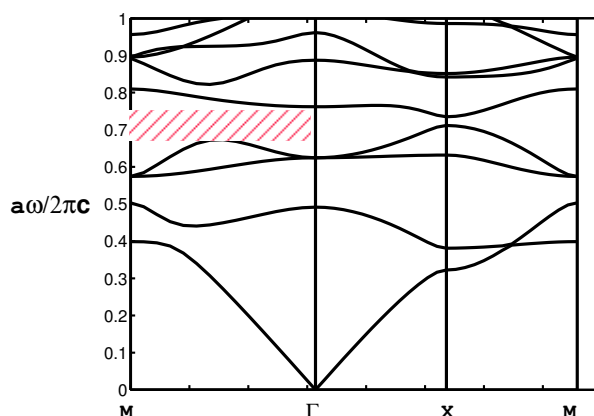


Figure 7.2: Structure de bandes du cristal infini de silicium (constante diélectrique  $\epsilon_{Si} = 12$ ) en polarisation p.

## 7.3 Transmission à travers un film fini de cristal photonique en fonction de la terminaison

### 7.3.1 Film fini sans troncature

Nous considérons maintenant un film fini de quelques couches de cristal photonique. On calcule les spectres en transmission avec une méthode numérique rigoureuse. On utilise une méthode numérique 2D développée pour l'optique diffractive, adaptée aux structures périodiques multicouches. Cette méthode est basée sur l'analyse des modes couplés (RCWA) (Chateau et Hugonin 1994), dont une formulation modifiée permet de prendre en compte les règles de factorisation (Lalanne et Morris 1996; Li 1996). C'est la méthode que nous avons implémentée pour ces calculs.

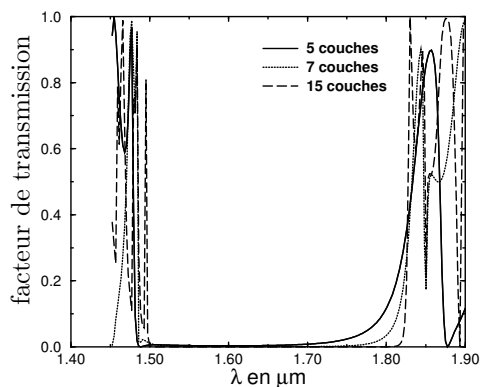


Figure 7.3: Spectre en transmission pour un cristal photonique non tronqué. Le gap apparaît entre 1,5  $\mu\text{m}$  et 1,8  $\mu\text{m}$  à partir de 5 couches d'épaisseur.

Les spectres en transmission sont calculés lorsque le film (d'épaisseur variable de 5 à 9 couches) est éclairé par une onde plane monochromatique en incidence normale et en polarisation p et sont représentés sur la figure 7.3. La bande interdite commence à apparaître pour un film de 5 couches lorsque la transmission chute en dessous de  $5 \cdot 10^{-3}$ . Dans le cas d'un cristal photonique de 7 couches, la transmission pour des fréquences dans le gap est inférieure à  $10^{-4}$  entre  $1,5 \mu\text{m}$  et  $1,8 \mu\text{m}$ . Pour des fréquences appartenant au gap, le film de cristal photonique se comporte comme un miroir parfait. C'est ce que nous montre la figure 7.4 qui représente l'intensité du champ en échelle logarithmique sur une période du cristal photonique pour une longueur d'onde dans le gap. Le cristal ici a 7 couches et le champ incident vient du bas de l'image. Il est totalement réfléchi et nous voyons les franges d'interférences entre le champ incident et le champ réfléchi. Le niveau de transmission est, d'après l'échelle logarithmique d'environ  $10^{-4}$ .

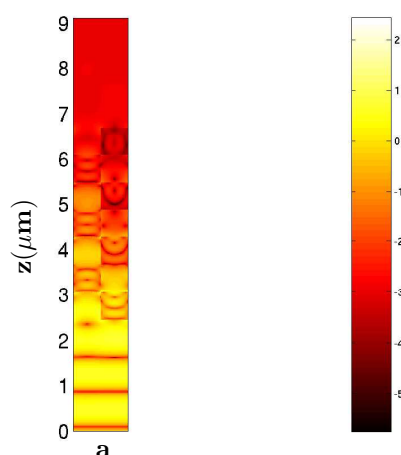


Figure 7.4: Cartographie de l'intensité du champ à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  représentée sur une période du cristal photonique non tronqué (échelle logarithmique). Le champ incident vient du bas et est entièrement réfléchi par le film.

Dans la suite, nous étudierons la transmission, en incidence normale et en polarisation p, d'un film de 7 couches, pour des longueurs d'onde comprises dans le gap autour de  $1,55 \mu\text{m}$ .

### 7.3.2 Film fini avec troncature

Nous étudions maintenant la transmission à travers un film tronqué, c'est-à-dire que la première couche (face d'entrée) et la dernière couche (face de sortie) sont tronquées et ont une hauteur différente (ici  $h = 0,2066 \mu\text{m}$ ).

La figure 7.5 représente le facteur de transmission en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'un cristal tronqué (pointillés) et non tronqué (ligne pleine). Un pic de transmission de

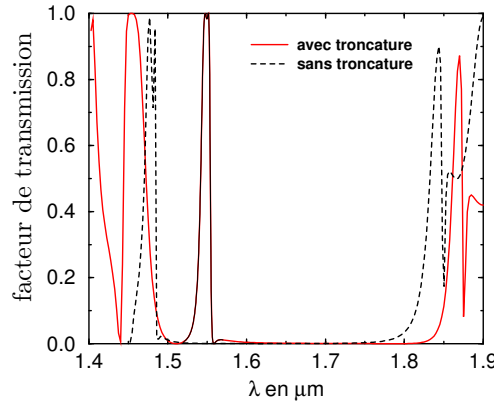


Figure 7.5: Spectre en transmission pour un cristal photonique tronqué en incidence normale et en polarisation p. Un pic de 100% de transmission apparaît autour de  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

100% apparaît dans le gap autour de  $1,55 \mu\text{m}$  dans le cas du cristal photonique tronqué.

Nous allons essayer de comprendre le mécanisme responsable de cette résonance de transmission.

## 7.4 Présence d'ondes de surfaces à la résonance de transmission

Dans cette section, nous allons justifier le rôle des ondes de surface de trois manières : en étudiant les résonances d'amplitude des ordres évanescents, en représentant l'intensité du champ sur une période du cristal photonique à la résonance et enfin en suivant la relation de dispersion de ces ondes de surface.

### 7.4.1 Résonance des ordres évanescents

Un cristal photonique est un milieu périodique dans la direction  $x$ . On peut ainsi écrire la structure du champ transmis (de même que le champ réfléchi) en faisant un développement de Rayleigh sur les ordres diffractés par le cristal. On peut écrire :

$$E_t(x, z) = \sum_n E_n e^{i(k_{//} + n\frac{2\pi}{a})x} e^{i\gamma_n z} \quad (7.1)$$

où  $k_{//}$  est le vecteur d'onde incident dans la direction  $x$  et  $\gamma_n$  est sa composante suivant  $z$  telle que  $\gamma_n^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - (k_{//} + n\frac{2\pi}{a})^2$  avec  $Im(\gamma_n) < 0$ . C'est une onde de Bloch de la forme  $E_t(x, z) = e^{ik_{//}x} u_{k_{//}}(x, z)$  où  $u_{k_{//}}(x, z) = \sum_n E_n e^{in\frac{2\pi}{a}x} e^{i\gamma_n z}$  est une fonction de  $x$  périodique de période  $a$ . Comme la période est inférieure à la longueur d'onde, parmi tous les ordres de cette

somme, seul l'ordre 0 est propagatif suivant  $z$  et les autres sont évanescents dans le domaine  $(k_{//}, \omega)$  étudié.

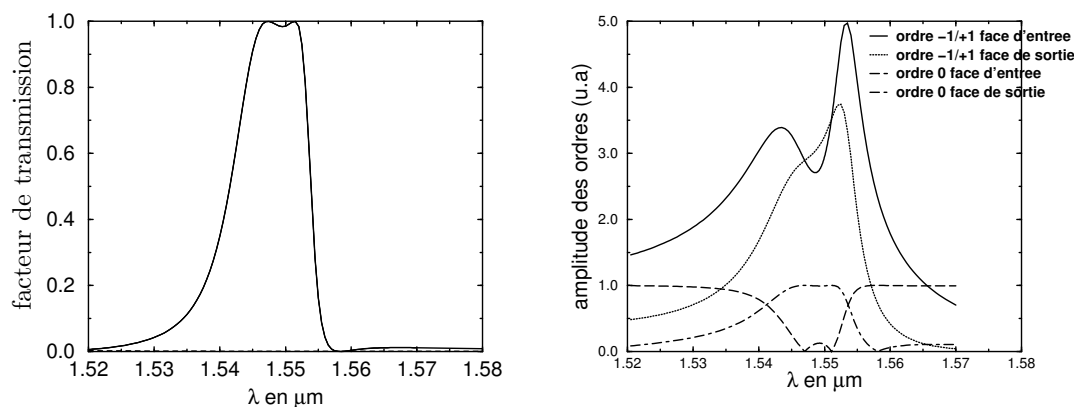


Figure 7.6: Facteur de transmission et amplitude des ordres de la décomposition de Rayleigh au voisinage de la résonance.

Nous avons tracé (figure 7.6) au voisinage de la résonance, en fonction de la longueur d'onde, d'une part le facteur de transmission et d'autre part les amplitudes des ordres évanescents 0, -1 et +1 (égaux en incidence normale), sur la face d'entrée et sur la face de sortie du cristal. L'amplitude de l'onde incidente est de 1. On peut remarquer qu'aux deux pics de résonance de transmission correspondent une résonance d'amplitude (cinq fois l'amplitude de l'onde incidente) des ordres évanescents -1 et +1 de part et d'autre du film. Les autres ordres ne présentent pas une telle amplification.

Le champ proche à la résonance est donc dominé par les ordres évanescents -1/+1. Ainsi, on voit que le champ transmis a une structure d'onde de fuite avec un ordre 0 propagatif et un ordre -1 (ou +1) résonant évanescent que nous qualifierons abusivement d'onde de surface. Dans le cas de la transmission résonante à travers un film métallique, les ondes de surface sont couplées à une onde incidente par un réseau coupleur gravé de part et d'autre du film. Ici, le film de cristal photonique n'a pas besoin d'un réseau coupleur supplémentaire, la périodicité du cristal joue ce rôle.

Afin de visualiser ces ondes de surface, nous allons tracer le champ à la résonance près des interfaces du film de cristal photonique.



### 7.4.2 Structure de l'intensité du champ à la résonance

Nous avons calculé la structure du champ par la méthode RCWA sur une période de cristal photonique à une des longueurs d'onde correspondant au pic de transmission ( $\lambda = 1,552 \mu\text{m}$ ). La figure 7.7(a) représente, en échelle logarithmique, l'intensité du champ sur une période de cristal photonique. Les couleurs sombres (orange) correspondent à une très faible intensité tandis que les couleurs claires (jaune) correspondent à une très forte intensité (l'intensité du champ incident étant de 1). On peut voir une amplification de champ aux deux interfaces du cristal ainsi qu'un confinement du champ près de celles-ci.

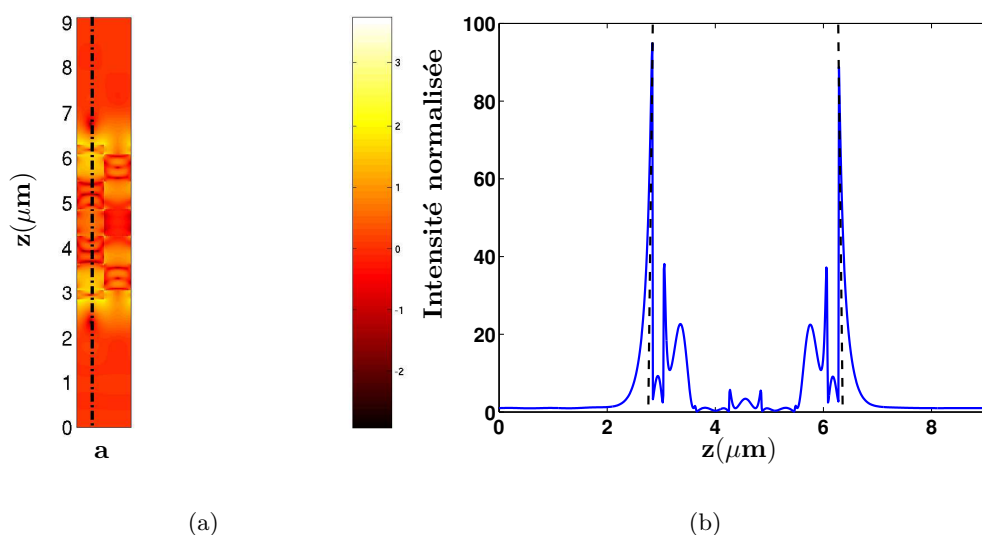


Figure 7.7: (a) : Cartographie de l'intensité du champ (en échelle logarithmique) à la fréquence de résonance de transmission. Le champ incident vient du bas et le cristal est situé entre les cotes  $z = 2,84 \mu\text{m}$  et  $z = 6,28 \mu\text{m}$ . (b) : Coupe le long d'un axe perpendiculaire à l'interface. Les pointillés indiquent la position des interfaces du film.

Une coupe (figure 7.7(b)) le long de l'axe  $z$  (représenté par la ligne en pointillés sur le figure 7.7(a)) montre la décroissance exponentielle du champ dans le vide de part et d'autre du film ainsi qu'une amplification de l'intensité de champ de 100. On voit donc nettement qu'à la résonance, le champ a une structure d'ondes de surface aux interfaces du film de cristal photonique.

La résonance de transmission coïncide donc bien avec l'excitation résonante d'ondes de surface aux deux interfaces air-cristal photonique.

### 7.4.3 Relation de dispersion des ondes de surface

La figure 7.8(a) représente le facteur de transmission dans le plan  $(\omega, k_{//})$  dans la première zone de Brillouin. Pour  $\omega$  compris entre 5600 et 6750  $\text{cm}^{-1}$ , la transmission est inférieure à  $10^{-4}$  puisque ces fréquences se trouvent dans la bande interdite sauf le long de certaines courbes brillantes correspondant à des niveaux de transmission supérieurs à 50%. La figure 7.8(b) donne l'amplitude de l'ordre évanescent -1 sur l'interface de sortie du cristal photonique. On ne représente ici que le domaine de la zone de Brillouin où l'ordre -1 est évanescent.

Sur cette figure, on voit que les maxima de transmission coïncident exactement avec l'amplification résonante de l'ordre -1. En suivant les maxima de transmission, on suit donc la relation de dispersion des ondes de surface.

Dans cette section, nous avons montré que la résonance de transmission était due à l'excitation d'ondes de surface aux interfaces du film de cristal photonique.

## 7.5 Origine des deux pics de résonance de transmission : couplage des ondes de surface

L'utilisation d'une théorie phénoménologique donnant la position des résonances de transmission et de réflexion sur des réseaux (Petit 1980; Maystre et Nevière 1977) va nous permettre de retrouver l'allure du facteur de transmission, et d'obtenir d'autres signatures caractéristiques des résonances.

### 7.5.1 Approche phénoménologique de la résonance

Le phénomène de résonance consiste en l'excitation de modes propres du système. Un mode propre est une solution des équations de Maxwell sans terme excitateur. Les paramètres de la résonance sont donc les pôles des facteurs de réflexion et de transmission du système. Pour que les facteurs de réflexion et de transmission restent finis au voisinage de la résonance, à chaque pôle doit correspondre un zéro de partie réelle proche de celle du pôle.

Ainsi, les facteurs de réflexion et de transmission s'écrivent, en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$R(\alpha, \lambda) = r(\alpha, \lambda) \frac{\lambda - \lambda_r^z}{\lambda - \lambda^p}, \quad T(\alpha, \lambda) = t(\alpha, \lambda) \frac{\lambda - \lambda_t^z}{\lambda - \lambda^p},$$

où  $\alpha = \sin(\theta)$  et  $\theta$  est l'angle d'incidence et  $r(\alpha, \lambda)$  et  $t(\alpha, \lambda)$  sont les facteurs de réflexion et de transmission du cristal non tronqué (analogue de la surface plane si l'on étudie un réseau

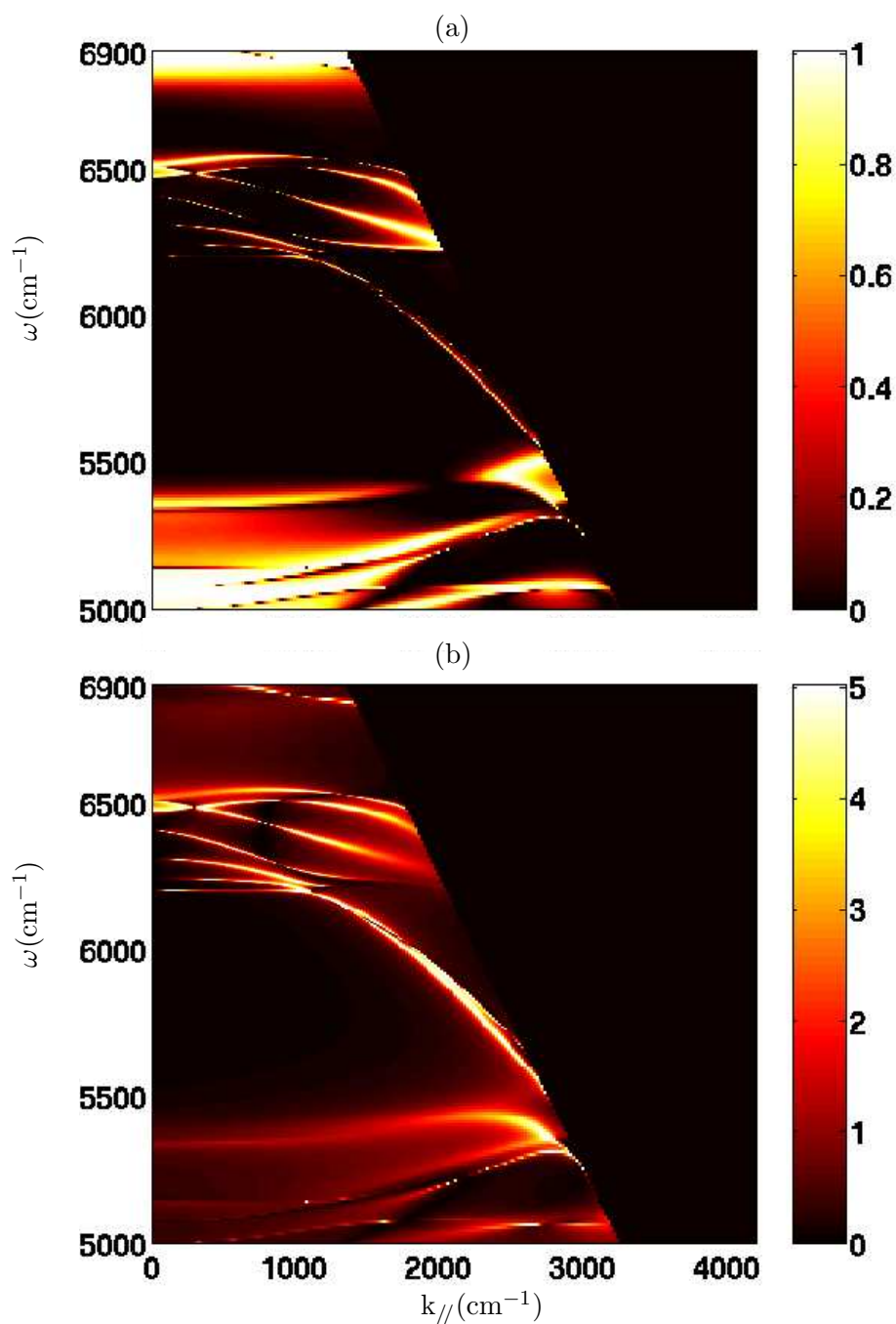


Figure 7.8: (a) : Facteur de transmission en fonction de la pulsation  $\omega$  et du vecteur d'onde parallèle  $k_{//} = \frac{\omega}{c} \sin(\theta)$  où  $\theta$  l'angle d'incidence. On voit que des pics de transmission apparaissent dans le gap entre 5600 and 6750  $\text{cm}^{-1}$ . (b) : Amplitude de l'ordre -1 de la décomposition de Rayleigh sur la face de sortie du film. (L'amplitude de l'onde incidente est égale à 1).

métallique et les anomalies de plasmons). On peut écrire de la même façon l'amplitude de chacun des ordres (et notamment de l'ordre 0 en réflexion et en transmission).

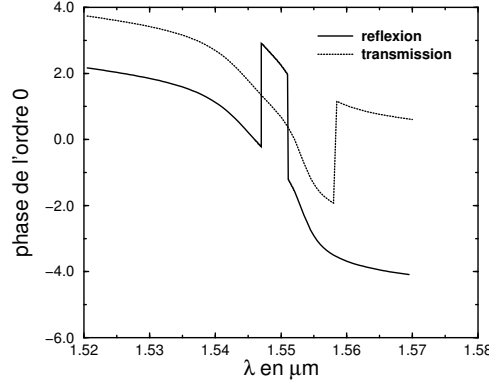


Figure 7.9: Phase de l'ordre 0 en réflexion et en transmission.

Ainsi, si le pôle  $\lambda^p$  est proche de l'axe réel et que le zéro ( $\lambda_r^z$  en réflexion ou  $\lambda_t^z$  en transmission) est réel, la traversée de la résonance s'accompagne d'un changement de phase de  $\pi$  des facteurs de réflexion et de transmission. Autour de  $1.55 \mu m$ , la figure 7.10 montre que le facteur de transmission a deux zéros réels de réflexion ( donc 100% de transmission) et un seul zéro réel de transmission (proche de  $\lambda = 1.558 \mu m$ ). Ainsi, le facteur de réflexion de la figure 7.9 présente deux déphasages de  $\pi$  alors que le facteur de transmission n'en présente qu'un.

Ici, on voit que le pic de transmission est formé par deux modes qui résultent du couplage des deux ondes de surface, donc de deux couples (pôle,zéro) =  $(\lambda^z, \lambda^p)$ . Ainsi, le facteur de transmission s'écrit sous la forme :

$$T(\alpha, \lambda) = t(\alpha, \lambda) \frac{\lambda - \lambda_t^{z1}}{\lambda - \lambda^{p1}} \frac{\lambda - \lambda_t^{z2}}{\lambda - \lambda^{p2}}$$

En utilisant un algorithme de minimisation, on trouve les valeurs suivantes permettant de retrouver l'allure de la courbe :

$$t(\alpha, \lambda) = 2,55 \cdot 10^{-3}$$

$$\lambda_t^{z1} = 1,513 + 0,05 i \quad \lambda^{p1} = 1,545 + 5,35 \cdot 10^{-3} i$$

$$\lambda_t^{z2} = 1,559 \quad \lambda^{p2} = 1,543 + 2,45 \cdot 10^{-3} i$$

Par une approche phénoménologique simple, nous sommes donc capable de retrouver l'allure du facteur de transmission au voisinage de la résonance.

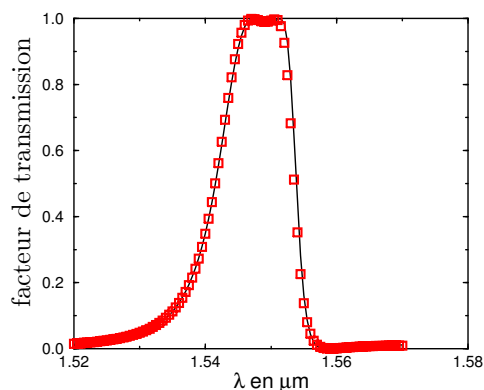


Figure 7.10: Approche phénoménologique du facteur de transmission au voisinage de la résonance. Les carrés sont issus de la formule phénoménologique du facteur de transmission. La courbe continue est le calcul complet.

### 7.5.2 Couplage en fonction de l'épaisseur du film

La transmission résonante est due au couplage des ondes de surface présentes aux deux interfaces du cristal photonique lorsque l'épaisseur du film est telle que les deux modes de surface commencent à se chevaucher. L'allure de la résonance de transmission va donc varier en fonction de l'épaisseur du film qui change l'intensité du couplage entre les modes de surface. La figure 7.11 représente le spectre en transmission autour de la résonance en fonction de l'épaisseur du film de cristal photonique.

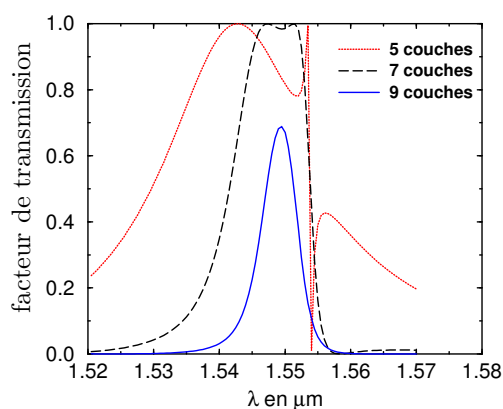


Figure 7.11: Transmission en fonction de l'épaisseur du film donc de l'intensité de couplage.

Nous pouvons observer que plus l'épaisseur du film est petite, plus les fréquences des deux nouveaux modes sont distinctes. En effet, le couplage et donc la levée de dégénérescence sont de

plus en plus forts à mesure que l'épaisseur diminue. Puis, à mesure que l'épaisseur du film croît, les deux fréquences de résonance se rapprochent pour tendre vers le mode de l'interface unique.

Dans le cas d'un couplage fort (5 couches), les deux résonances ont des fréquences très distinctes. La première, à  $\lambda = 1,542 \mu\text{m}$  est très large tandis que la seconde, à  $\lambda = 1,553 \mu\text{m}$  est très aigüe. Les figures 7.12(a) et 7.12(b) représente l'intensité du champ (sur la même échelle logarithmique) sur un période du film de 5 couches de cristal photonique aux deux résonances. On peut observer dans les deux cas un confinement important du champ aux voisinages des interfaces. A la résonance aigüe, le champ est 1000 fois plus intense qu'à la résonance large ce qui est une signature d'un facteur de qualité très grand.

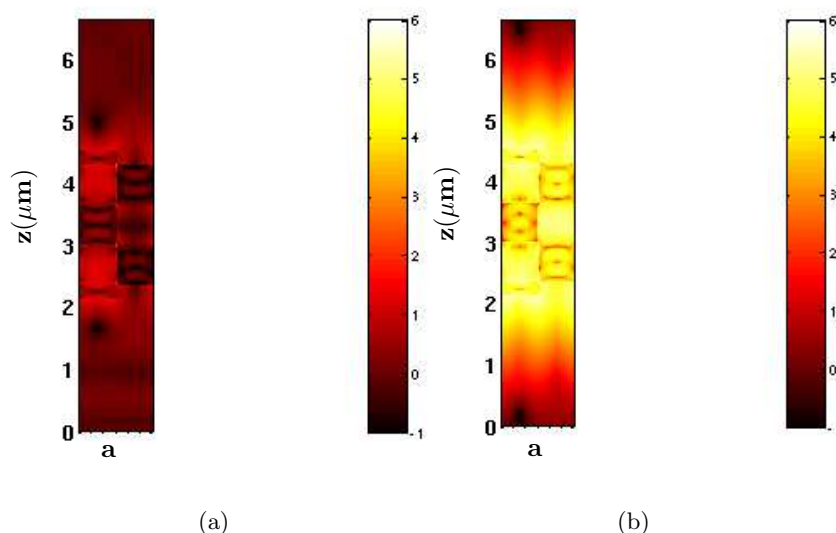


Figure 7.12: Cartographie de l'intensité  $|\mathbf{E}|^2$  du champ (avec  $|\mathbf{E}_{\text{inc}}|^2 = 1$ ) pour un cristal photonique de 5 couches, (a) : à la résonance large et (b) : à la résonance aigüe.

## 7.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que l'on pouvait utiliser les ondes de surface sur les cristaux photoniques de la même façon que l'on utilise les plasmons sur les métaux pour le phénomène de transmission résonante. On a donc montré qu'à travers un film de cristal photonique et pour une longueur d'onde dans le gap, on pouvait avoir une transmission résonante de 100%. Nous avons expliqué le mécanisme responsable de cette transmission en montrant qu'elle était due au couplage d'ondes de surface de part et d'autre du film. Grâce à une approche phénoménologique simple, nous avons pu retrouver l'allure de la courbe de transmission et

trouver les déphasages des facteurs de transmission et de réflexion correspondant à la traversée de la résonance. Le cristal photonique présente l'avantage de permettre de moduler la fréquence de résonance en fonction des paramètres du réseau et de présenter moins de pertes qu'un métal.

Si maintenant on considère un cristal photonique avec pertes, le cristal va pouvoir absorber le rayonnement et donc d'après la loi de Kirchhoff, émettre du rayonnement. Du fait de l'existence de modes de surface se propageant le long du cristal photonique, on s'attend à observer de l'émission thermique cohérente comme pour le cas des réseaux avec plasmons de surface ou phonon-polaritons de surface. Nous étudions cette question dans le chapitre suivant.

## Chapitre 8

# Emission thermique cohérente par excitation d'ondes de surface sur un film de cristal photonique

### Table des matières

---

<b>8.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>134</b>
<b>8.2</b>	<b>Caractéristiques du cristal photonique, étude du gap</b>	<b>134</b>
<b>8.3</b>	<b>Modification de l'émissivité par le cristal photonique</b>	<b>136</b>
<b>8.4</b>	<b>Emission thermique cohérente et rôle des ondes de surface</b>	<b>138</b>
8.4.1	Résonance d'émission et des ordres évanescents	138
8.4.2	Saut de phase à la traversée de la résonance	139
8.4.3	Présence d'ondes de surface à la résonance	141
8.4.4	Relation de dispersion	141
<b>8.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>143</b>

---



## 8.1 Introduction

Les cristaux photoniques permettent de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques. Lorsque ceux-ci sont formés avec des matériaux diélectriques comportant des pertes, ils peuvent être utilisés pour modifier l'émission thermique des matériaux. Des travaux ont été réalisés sur des cristaux photoniques 1D (Narayanaswamy et Chen 2004; Enoch *et al.* 2005; Lee *et al.* 2005) et ont montré que l'on pouvait contrôler le spectre d'émission de ces structures multicouches. Des études ont aussi porté sur les propriétés d'émission des cristaux photoniques 3D de tungstène (Lin *et al.* 2000; Fleming *et al.* 2002; Lin *et al.* 2003a).

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que l'on pouvait observer de la transmission résonante à travers un film de cristal photonique sans pertes grâce au couplage d'ondes de surface. Nous allons maintenant étudier le cas d'un cristal photonique avec pertes et montrer que l'on peut obtenir de l'émission thermique cohérente par excitation d'ondes de surface.

## 8.2 Caractéristiques du cristal photonique, étude du gap

Le matériau utilisé ici est du germanium (Ge). Autour de la longueur d'onde étudiée ( $\lambda = 1,55 \mu m$ ), la partie réelle de son indice est élevée ( $n = 4.275$ ) et sa partie imaginaire est faible ( $\kappa = 5,67 \cdot 10^{-3}$ ).

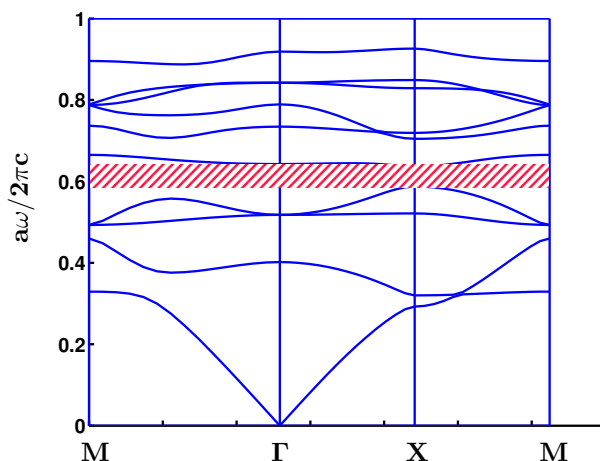


Figure 8.1: Structure de bandes du cristal photonique infini de Ge, en polarisation TM. Le gap dans lequel on travaille est hachuré.

Nous avons tracé la structure de bandes du cristal photonique infini de Ge (figure 8.1), qui est composé de tiges à section carrée disposées en damier suivant la même géométrie que

le chapitre précédent (figure 7.1) mais avec des paramètres différents. La période du cristal est  $a = 0,95 \mu\text{m}$ , la section des tiges  $h = 0,475 \mu\text{m}$  et le coefficient de remplissage de  $F = 0,5$ . Pour ce calcul, fait avec la même méthode que précédemment, nous avons pris pour la constante diélectrique, sa valeur à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et sans pertes, c'est-à-dire  $\epsilon_{Ge} = 18,27$  et nous avons considéré uniquement la polarisation TM.

Une bande interdite apparaît entre les fréquences réduites  $a/\lambda = 0,59$  (i.e.  $\lambda = 1,60 \mu\text{m}$ ) et  $a/\lambda = 0,62$  (i.e.  $\lambda = 1,53 \mu\text{m}$ ). Elle est hachurée sur la structure de bande (Fig. 8.1).

Pour voir apparaître le gap dans le cas d'un film de cristal photonique fini, nous avons tracé le spectre en transmission, lorsqu'une onde plane en polarisation TM est incidente sur le film avec un angle d'incidence  $\theta$ . Pour la constante diélectrique, on a pris les valeurs expérimentales (Palik 1985) pour la partie réelle de la constante diélectrique et nous avons supposé des pertes nulles. La figure 8.2 représente la facteur de transmission à travers un film fini de 9 couches de cristal photonique pour deux angles d'incidence  $\theta = 30^\circ$  et  $\theta = 70^\circ$ .

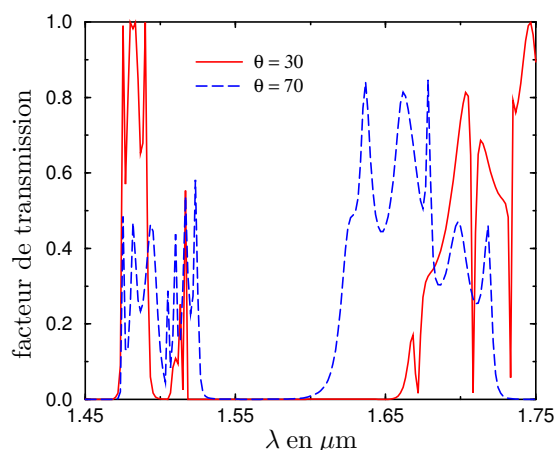


Figure 8.2: Facteur de transmission pour différents angles d'incidences  $\theta$  pour le cristal photonique non tronqué sans pertes. Le gap se situe entre  $1,53 \mu\text{m}$  (fréquence réduite 0,62) et  $1,60 \mu\text{m}$  (fréquence réduite 0,59).

La bande interdite apparaît autour de  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , entre  $\lambda = 1,53 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,60 \mu\text{m}$ , lorsque la valeur du facteur de transmission devient inférieure à  $10^{-4}$ .

Regardons maintenant comment varie le spectre de transmission et celui d'émission lorsque l'on refait le calcul avec la valeur expérimentale de la constante diélectrique du Ge. La figure 8.3 présente les spectres des facteurs d'émission et de transmission pour l'angle d'incidence  $\theta = 30^\circ$ . Entre  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,65 \mu\text{m}$ , les pertes dans le Ge ne sont pas très importantes (la partie

imaginaire de l'indice est inférieure à  $5 \cdot 10^{-3}$ ), et le gap n'est pas très perturbé par rapport au calcul sans pertes. Il est caractérisé par un facteur de transmission très faible (inférieur à  $10^{-4}$ ), ainsi qu'une émissivité très faible (inférieure à 0,05). En dessous de  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , les pertes augmentent dans le Ge (ces hautes fréquences se situent au dessus du gap électronique du semiconducteur) et le gap est perturbé. Le faible niveau de transmission n'est plus dû à un comportement de type cristal photonique avec une réflectivité forte mais simplement à une forte absorptivité.

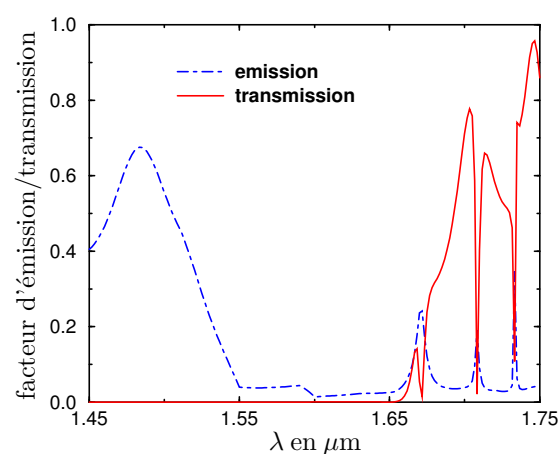


Figure 8.3: Spectre des facteurs de transmission et émission lorsque l'on fait le calcul avec la constante diélectrique avec pertes pour l'angle d'incidence de  $30^\circ$ .

Des pics d'émission apparaissent en dehors du gap. Ces pics correspondent à des résonances de type Fabry-Pérot des ondes de Bloch. Pour les cristaux photoniques sans absorption, ces résonances sont responsables de pics de transmission (Sentenac *et al.* 1997). Lorsqu'il y a de faibles pertes dans le matériau, l'augmentation du champ dans le film de cristal photonique due à la résonance conduit à un pic d'absorption de la structure.

### 8.3 Modification de l'émissivité par le cristal photonique

Nous allons maintenant voir comment on peut contrôler l'émission d'un film de germanium grâce à l'utilisation du cristal photonique.

Un spectre d'émissivité est représenté sur la figure 8.4 pour l'angle d'incidence  $\theta = 33,8^\circ$  pour trois systèmes de Ge. Le premier est celui d'un film homogène (---) d'épaisseur  $8,5 \mu\text{m}$ . Puis, nous considérons le spectre d'émission d'un film de 9 couches du cristal photonique de Ge

dont les caractéristiques ont été détaillées précédemment. Le film sans troncature (- -) possède sur la face d'entrée une couche identique à celle du reste du cristal ( $h = 0,475 \mu\text{m}$ ), le film avec troncature (-) a une première couche modifiée ( $h = 0,1635 \mu\text{m}$ ).

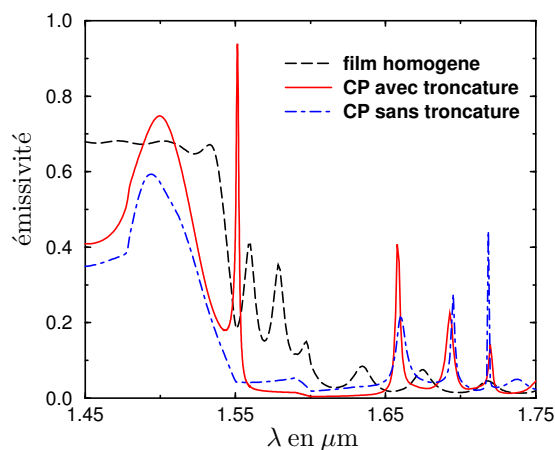


Figure 8.4: Spectre d'émissivité d'un film homogène d'épaisseur  $e = 8,5 \mu\text{m}$ , d'un film de cristal photonique de Ge de 9 couches avec et sans troncature pour un angle d'incidence de  $33,8^\circ$ .

Nous pouvons voir que l'émissivité du film est importante pour des longueurs d'onde inférieures à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , ce qui est dû aux pertes dans le matériau. Entre  $\lambda = 1,45 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , plusieurs pics apparaissent, ce qui s'explique par un comportement de Fabry-Pérot du film homogène de Ge. Ces pics d'émissivité disparaissent dans le gap lorsque l'on considère le film de cristal photonique. Ainsi, en augmentant la réflectivité grâce à la structure en cristal photonique, l'émissivité diminue et devient inférieure à 0,05 pour les longueurs d'onde du gap (entre  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,65 \mu\text{m}$ ).

Ensuite, l'existence d'une troncature de la couche d'entrée du cristal photonique fait apparaître un pic d'émissivité (supérieur à 0,95) dans le gap.

La figure 8.5 représente dans un plan  $(\omega, k_{//})$ , où  $k_{//}$  est le vecteur d'onde parallèle à l'interface et  $\omega$  la fréquence de l'onde incidente, l'émissivité des trois systèmes décrits précédemment. Les couleurs claires correspondent à un niveau d'émissivité fort tandis que les couleurs sombres correspondent à un niveau d'émissivité faible. La longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$  correspond à la fréquence  $\omega = 6452 \text{ cm}^{-1}$ . Pour des fréquences supérieures à cette valeur, l'émissivité est élevée du fait des pertes dans le Ge. On peut observer la modification de l'émission due au cristal photonique lorsque l'émissivité devient inférieure à 0,05 entre les fréquences  $\omega = 6100 \text{ cm}^{-1}$

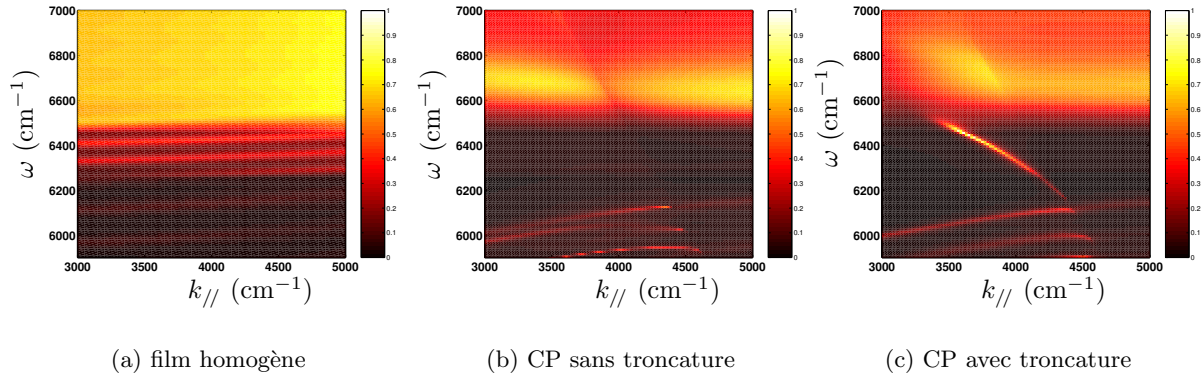


Figure 8.5: Emissivité du Ge en fonction du vecteur d'onde parallèle à l'interface  $k_{//}$  et de la fréquence  $\omega$  de l'onde incidente suivant trois géométries : (a) le film homogène, (b) le cristal photonique (CP) non tronqué et (c) le cristal photonique (CP) tronqué.

(1,64  $\mu\text{m}$ ) et  $\omega = 6452 \text{ cm}^{-1}$  (1,54  $\mu\text{m}$ ) qui correspondent au gap. Enfin, on peut suivre le pic d'émission (supérieure à 0,5) du cristal photonique tronqué qui apparaît dans le gap sur la figure 8.5(c). On peut voir que la fréquence de résonance change en fonction de  $k_{//}$  donc de l'angle d'émission : l'émission thermique est directionnelle pour chaque fréquence.

Cette émission thermique cohérente est due à l'excitation des ondes de surface à l'interface entre le film de cristal photonique et l'air. C'est ce que nous allons mettre en évidence dans la section suivante.

## 8.4 Emission thermique cohérente et rôle des ondes de surface

### 8.4.1 Résonance d'émission et des ordres évanescents

En vue de caractériser la directivité de l'émission thermique, nous avons tracé sur la figure 8.6 le spectre angulaire d'émission du cristal photonique tronqué à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Le pic apparaît à  $\theta = 33,8^\circ$  et a une largeur à mi hauteur de  $\Delta\theta = 0,58^\circ$ , c'est-à-dire 10 mrad. Cette directivité est comparable à celle du laser  $\text{CO}_2$ , qui est d'environ 7 mrad. La largeur angulaire du pic d'émission est directement liée à la longueur de cohérence spatiale de la source thermique (qui est égale à la longueur de propagation de l'onde de surface) par  $L_{coh} = \lambda/(\pi\Delta\theta \cos\theta)$  (voir eq. (1.10)) (Joulain *et al.* 2005; Marquier *et al.* 2004). Plus l'émission est directionnelle, plus la longueur de cohérence est grande. Ici, la longueur de cohérence spatiale est de  $38,3 \lambda$ , soit donc 60  $\mu\text{m}$ .

Le code numérique basé sur la méthode RCWA permet de faire les calculs en absorption.

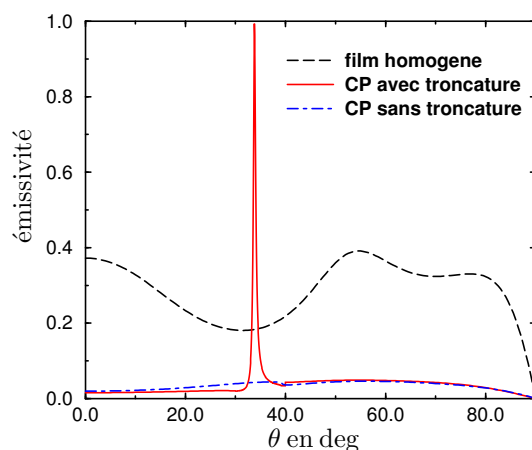


Figure 8.6: Spectre angulaire à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  pour le film homogène, le cristal photonique (CP) avec et sans troncature. A la résonance d'émission, la largeur angulaire du pic est  $\Delta\theta = 0,58^\circ$ .

Or, nous savons d'après la loi de Kirchhoff que l'absorption est égale à l'émission. C'est-à-dire qu'un pic d'absorption totale pour une certaine fréquence et un angle d'incidence se traduit en émission par un lobe directionnel avec une émissivité de 1 au même angle et pour la même fréquence. En vue de caractériser les ondes de surface qui sont excitées à la résonance, nous allons raisonner en absorption lorsque le film de cristal photonique est éclairé par une onde plane.

Le champ réfléchi dans le vide au dessus du film de cristal photonique s'écrit avec un développement de Rayleigh suivant la même expression que (7.1). Dans la plage de longueur d'onde étudiée, seul l'ordre 0 est propagatif et les autres ordres sont évanescents. La figure 8.7 trace l'amplitude des ordres évanescents de la décomposition de Rayleigh du champ au dessus du cristal. La résonance d'émission à  $\theta = 33,8^\circ$  correspond à l'exaltation de l'ordre évanescent -1 qui a une amplitude 10 fois plus grande que l'amplitude de l'onde incidente (qui est égale à 1).

De même que dans le cas de la transmission résonante par couplage d'ondes de surface, à la résonance d'absorption, le champ a une structure d'onde de fuite avec un ordre 0 propagatif et un ordre résonant évanescent qui correspond à l'onde de surface.

#### 8.4.2 Saut de phase à la traversée de la résonance

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, toute résonance peut être décrite par un couple (pôle,zéro) =  $(\theta^z, \theta^p)$  (Petit 1980; Maystre et Nevière 1977). Suivant la valeur de

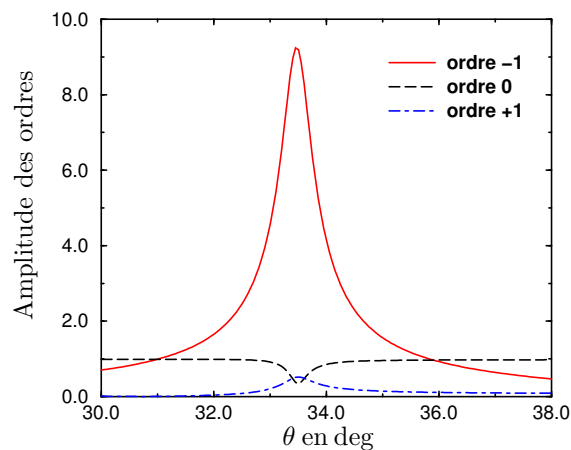


Figure 8.7: Amplitude des ordres évanescents de la décomposition de Rayleigh en fonction de l'angle d'incidence sur un film de cristal photonique tronqué. L'amplitude de l'onde incidente est de 1.

chacun, la traversée de la résonance s'accompagne d'un saut de phase au plus égal à  $\pi$ . Ici (figure 8.8), nous avons tracé la phase du facteur de réflexion au voisinage de la résonance, en fonction de l'angle d'incidence. Le saut de phase à la résonance est de  $\Delta\phi = 0,613$  rad. Ce résultat n'est pas surprenant car le pic d'absorption à la résonance est inférieur à 1 de sorte que le zéro du facteur de réflexion n'est pas réel, et donc le déphasage est inférieur à  $\pi$ .

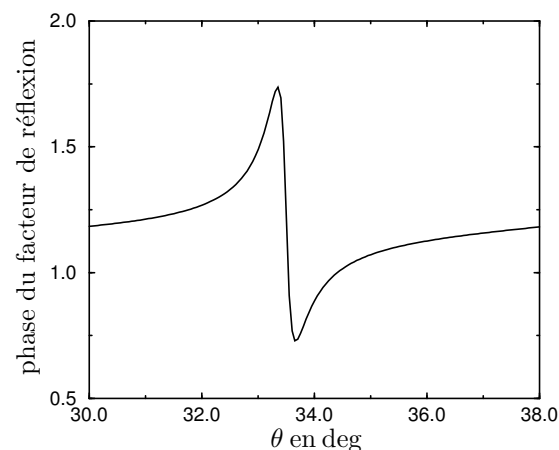


Figure 8.8: Saut de phase à la résonance.

On peut également mentionner que le déphasage à la résonance entraînerait un effet de Goos-Hänchen spatial (décalage latéral) de la partie réfléchi d'un faisceau éclairant le système.

Ce décalage est donné par (Greffet et Baylard 1992; Nasalski *et al.* 1988) :

$$\Delta x = -\frac{\partial \phi}{\partial k_{//}}$$

avec  $k_{//} = \omega/c \sin \theta$ . En fonction de l'angle  $\theta$ , ceci donne :

$$\Delta x = -\frac{\lambda}{2\pi \cos \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}$$

La pente du déphasage à la résonance nous donne la valeur du décalage du faisceau, on trouve à partir des données de la figure 8.8 :

$$\Delta x = 69\lambda.$$

A la résonance, on observe un très grand (par rapport à la longueur d'onde) décalage latéral du faisceau. Néanmoins, on pourrait montrer que ce décalage est toujours inférieur à la taille du faisceau.

### 8.4.3 Présence d'ondes de surface à la résonance

En vue de connaître la structure du champ à la résonance d'absorption ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ,  $\theta = 33,8^\circ$ ), on représente l'intensité du champ total (en échelle logarithmique) sur une période du cristal photonique tronqué. Le champ incident vient des  $z < 0$  et a une amplitude de 1.

On peut voir que le champ est très intense (couleur claire), et est confiné proche de l'interface tronquée du cristal photonique. Une coupe suivant la ligne --- nous donne l'intensité du champ perpendiculairement à l'interface (figure 8.9(b)). On voit bien l'amplification du champ à l'interface (l'intensité est multipliée par 180), ainsi que la décroissance exponentielle du champ dans le vide.

A la résonance d'absorption, la structure du champ est donc bien celle d'une onde de surface.

Le mécanisme d'émission thermique cohérente est donc bien la conséquence de l'excitation des ondes de surface. Il est très semblable à celui démontré auparavant avec des phonon-polaritons ou plasmon-polaritons (Greffet *et al.* 2002).

### 8.4.4 Relation de dispersion

Pour caractériser la relation de dispersion des ondes de surface, nous avons représenté dans un plan  $(\omega, k_{//})$ , d'une part, l'absorption (égale à l'émission) du film de cristal photonique tronqué, et d'autre part l'amplitude de l'ordre évanescent de la décomposition de Rayleigh du



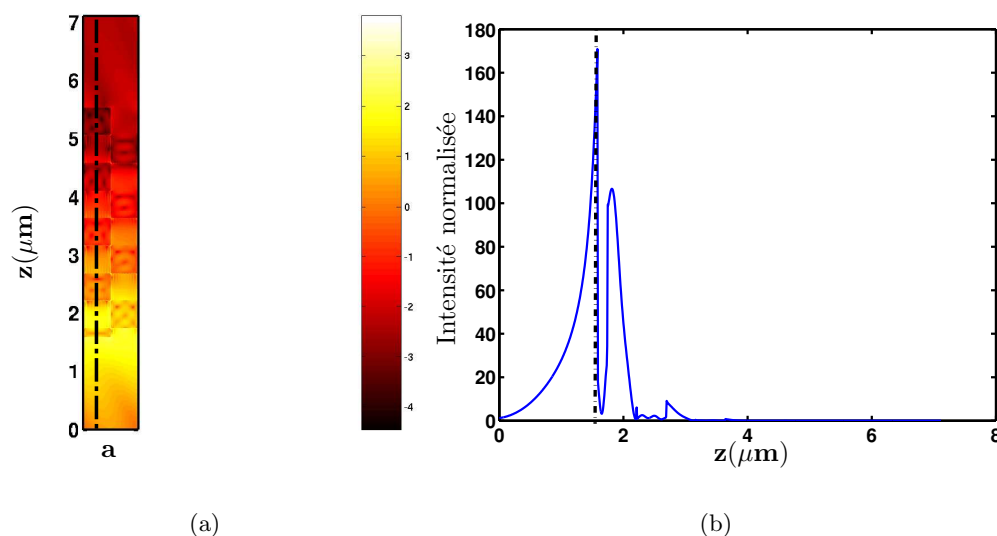


Figure 8.9: (a) : Cartographie de l'intensité du champ à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  représentée sur une période du cristal photonique tronqué (échelle logarithmique). (b) : Coupe le long de l'axe perpendiculaire (indiquée en pointillés sur 8.9(a)) à l'interface de l'intensité du champ à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  représentée sur une période du cristal photonique tronqué (échelle logarithmique). L'interface est indiquée par les pointillés.

champ réfléchi à l'interface du cristal (figure 8.10) lorsque le film est éclairé par une onde plane. Nous voyons que la courbe décrivant les maxima d'absorption (absorption supérieure à 0.5), suit celle décrivant l'exaltation de l'ordre évanescent -1 dont l'amplitude est supérieure à 10 fois celle de l'onde incidente.

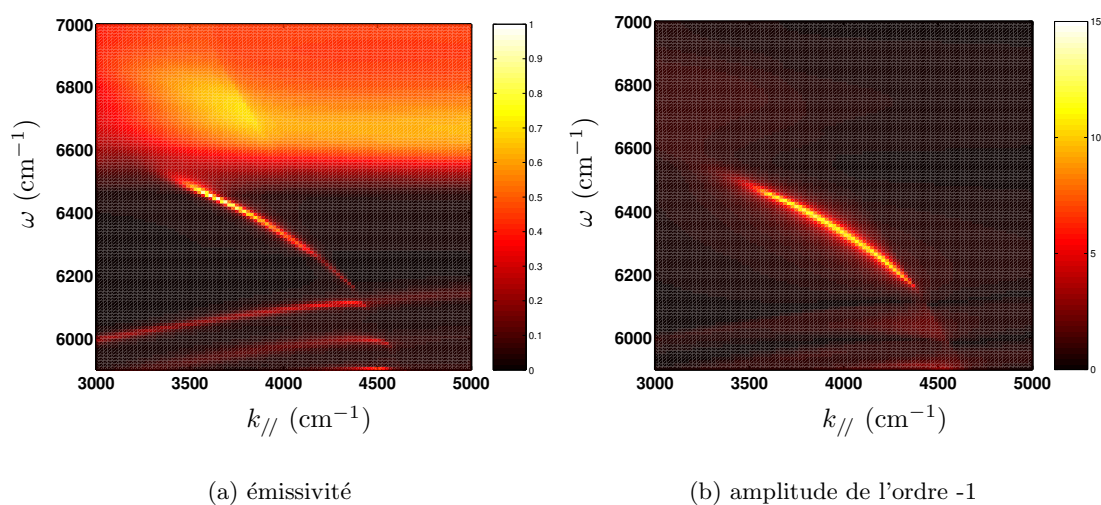


Figure 8.10: Relation de dispersion des ondes de surface sur le cristal photonique. Représentation dans le plan  $(\omega, k_{//})$  de (a) l'absorptivité et (b) l'amplitude de l'ordre -1 de la décomposition de Rayleigh du champ réfléchi.

Ces courbes décrivent donc bien la relation de dispersion de l'onde de surface responsable de la résonance d'absorption, donc d'émission du cristal photonique.

## 8.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que les ondes de surface sur les cristaux photoniques permettent d'observer de l'émission thermique cohérente.

Nous avons montré tout d'abord comment le gap du cristal photonique permet de contrôler l'émissivité en la diminuant fortement pour les longueurs d'onde appartenant au gap. Nous avons ensuite montré qu'en changeant la terminaison d'un film fini de cristal photonique on pouvait obtenir un pic d'émission monochromatique et directionnelle. Cette émission thermique cohérente est due à l'excitation des ondes de surface présentes à l'interface tronquée du cristal. Nous avons en effet observé l'amplification résonante de l'ordre -1 évanescent, ainsi qu'un saut de phase du facteur de réflexion. Nous avons aussi montré que la structure du champ à la résonance était celle d'une onde de surface à l'interface d'entrée du film de cristal photonique. Enfin, nous avons tracé la relation de dispersion de ces ondes de surface, qui est en fait le lieu des maxima d'émission.

On a montré que l'on peut contrôler l'émission du matériau en le structurant en cristal photonique. On peut ainsi diminuer ou au contraire amplifier l'émission du cristal suivant la terminaison, et la rendre directionnelle grâce à l'excitation d'ondes de surface.

L'analogie avec la plasmonique fonctionne ici aussi très bien avec l'avantage de pouvoir contrôler la fréquence de la résonance.



# Conclusion et perspectives

Dans cette partie, nous avons montré que l'on pouvait utiliser les ondes de surface sur les cristaux photoniques de la même façon qu'en plasmonique. Un des avantages des cristaux photoniques est que la fréquence correspondant à l'excitation résonante des ondes de surface peut être modulée en fonction des paramètres du cristal. Les matériaux utilisés étant des diélectriques, ils ont aussi moins de pertes par absorption que les métaux.

Nous avons ainsi montré dans le chapitre 7, que l'on pouvait obtenir de la transmission résonante à travers un film de cristal photonique de silicium (d'épaisseur  $3,44 \mu\text{m}$ ), pour une longueur d'onde appartenant à la bande interdite ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ). Nous avons démontré que le pic de transmission était dû au couplage d'ondes de surface présentes de part et d'autre du film de cristal photonique.

Dans le chapitre 8, nous avons montré qu'un film de cristal photonique de Ge peut générer de l'émission thermique cohérente dans le proche infrarouge pour une longueur d'onde appartenant au gap ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ). Nous avons démontré le rôle des ondes de surface présentes à l'interface air-cristal photonique dans le mécanisme d'émission. Ces ondes de surface sont en fait des ondes à fuites puisqu'elles se couplent avec des ondes propagatives. Leur relation de dispersion peut être modifiée en faisant varier les paramètres du cristal. Cette structure se comporte donc comme une antenne infrarouge accordable, émettant de façon directionnelle et quasi-monochromatique.

L'amplification du champ due à la présence d'ondes de surface à la surface de ces cristaux photoniques pourrait trouver des applications dans l'amplification du signal de fluorescence de molécules uniques. Ainsi, on pourrait faire du transfert d'énergie entre molécules fluorescentes à travers un film de cristal photonique comme cela a été fait avec un film métallique (Andrew et Barnes 2004; Stefani *et al.* 2004). L'avantage par rapport aux travaux de Barnes *et al.* et Stefani *et al.* est que le film de cristal photonique pourrait être plus épais que le film métallique car il présente beaucoup moins de pertes par absorption. Des surfaces métalliques microstructurées

---

ou des nanoantennes (Rigneault *et al.* 2005; Greffet 2005; Mühlischlegel *et al.* 2005), qui créent une amplification locale de champ ont été utilisées pour amplifier le signal de fluorescence. On pourrait penser pour cette application au film de cristal photonique de Ge. En effet, il offre la possibilité de créer une amplification locale de champ accordable en fréquence avec un matériau présentant moins de pertes que les structures métalliques.

# Conclusion Générale

Dans ce manuscrit, nous avons montré comment contrôler et modifier les propriétés radiatives des matériaux. Nous nous sommes intéressée à l'impact des phénomènes d'amplification d'émission thermique et de transfert thermique exalté en champ proche respectivement sur la thermique des composants et sur les performances des dispositifs thermophotovoltaïques.

La première partie a montré que l'on pouvait exploiter le phénomène d'émission thermique cohérente dans deux perspectives différentes. La première, étudiée dans le chapitre 1, a ainsi montré que l'on pouvait concevoir et réaliser une source thermique proche infrarouge avec une directivité exceptionnelle de  $\Delta\theta = 15,7$  mrad, comparable à celle d'un laser  $\text{CO}_2$  (Laroche *et al.* 2005). Comme pour le laser, la directivité est la signature d'une grande cohérence spatiale de la source. Nous avons montré le rôle des plasmon-polaritons de surface dans cette cohérence spatiale. L'augmentation de l'émission dans le proche infrarouge, correspond à une bande d'absorption de l'eau et pourrait donc trouver des applications dans le séchage. La seconde (chapitre 2) a démontré que l'amplification de l'émission thermique par plasmons de surface sur du Si dopé pouvait être utilisée pour le refroidissement radiatif de réseaux. On a ainsi montré qu'un réseau lamellaire de Si dopé émettait jusqu'à 55% de plus qu'une interface plane de Si dopé. Ces performances ont ensuite été comparées avec celle d'un système combinant interférences et absorption : l'écran de Salisbury. Ce dernier, émetteur large bande, a montré les meilleures caractéristiques puisque le flux émis par ce système est jusqu'à 600% supérieur à celui de l'interface plane (Laroche *et al.* 2005). En outre, l'écran de Salisbury présente en plus d'une forte émission dans l'infrarouge, une faible absorption dans le visible, ce qui ferait de lui un bon candidat pour le refroidissement des satellites (Brogren *et al.* 2000; Karmhag et Ribbing 1999).

La seconde partie a présenté un modèle complet et rigoureux des performances d'une cellule TPV de GaSb éclairée en champ proche par une source. Le chapitre 3 donne les éléments physiques indispensables à la modélisation du fonctionnement d'un convertisseur TPV. Il a aussi permis d'identifier les termes modifiés par la présence en champ proche de la source. Ainsi,

le chapitre 4 a montré l'amplification du transfert radiatif ainsi que du photocourant généré lorsque la source est placée en champ proche de la cellule TPV. On a obtenu une augmentation de ces deux paramètres d'au moins un ordre de grandeur, aussi bien lorsque la source est en tungstène que lorsqu'elle est quasi-monochromatique. Nous nous sommes aussi rendu compte que le spectre d'une source en champ proche n'est plus une propriété intrinsèque mais dépend des caractéristiques de la cellule TPV. Ainsi, le caractère quasi-monochromatique d'une source dans le vide est détérioré par la présence de la cellule de GaSb, ce qui a un effet négatif sur le rendement. Le chapitre 5 a montré que l'on pouvait modéliser la modification de la durée de vie des paires électron-trou en s'appuyant sur l'approche utilisée pour l'étude de la durée de vie des molécules uniques. Nous avons montré que la présence de la source sur la durée de vie radiative des paires électron-trou peut être négligée lorsqu'elle ne présente pas de fréquence de résonance due aux ondes de surface ou lorsqu'elle est placée à plus d'une dizaine de nm de la cellule. La durée de vie n'est alors pilotée que par la réflexion à l'interface GaSb-air. Même dans le cas où la source présente une fréquence de résonance, nous avons montré que l'on pouvait négliger l'effet du champ proche sur la durée de vie. Enfin, le chapitre 6 a permis d'obtenir les caractéristiques d'une cellule TPV éclairée en champ proche telles que le rendement et la puissance électrique extraite de la cellule pour deux types de sources, la source "quasi-monochromatique" et la source en tungstène. Nous avons ainsi montré que le rendement pour une cellule éclairée par source de tungstène passe de 21% en champ lointain à 27% en champ proche alors que si elle est éclairée par la source "quasi-monochromatique", il passe de 10% en champ lointain à 35% en champ proche. Ainsi, en champ proche, les résultats de la source "quasi-monochromatique" sont comparables à ceux de la source en tungstène alors qu'on s'attendait à de meilleures performances. Ceci est dû au fait que la présence du GaSb modifie le spectre de la source qui n'est plus aussi monochromatique. Par contre, le gain sur la puissance électrique extraite est très important. Par rapport à une source corps noir en champ lointain, une source tungstène placée en champ proche multiplie par 20 cette puissance, une source quasi-monochromatique la multiplie par 35.

Enfin la dernière partie a exploré la possibilité de contrôler les propriétés d'émission et de transmission des cristaux photoniques en utilisant les ondes de surface comme cela a été fait sur les métaux en plasmonique. L'avantage d'utiliser les cristaux photoniques est que la fréquence d'excitation des ondes de surface peut être modulée en fonction des paramètres du réseau et que les matériaux utilisés sont des diélectriques présentant peu de pertes par rapport aux métaux. Le

---

chapitre 7 a montré ainsi qu'un film de cristal photonique de Si peut présenter de la transmission résonante pour une longueur d'onde infrarouge appartenant au gap ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ). Nous avons montré que cette transmission est due au couplage d'ondes à fuites présentes de part et d'autre du film de cristal photonique (Laroche *et al.* 2005). Le chapitre 8 a montré qu'un film de cristal photonique de Ge pouvait générer de l'émission thermique cohérente pour une longueur d'onde appartenant au gap ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ). Le rôle des ondes de surface présentes à l'interface air-cristal photonique dans le mécanisme d'émission thermique cohérente a été démontré. Ces structures en cristaux photoniques présentent de l'amplification de champ à leurs interfaces. Ceci pourrait trouver des applications dans l'amplification du signal de fluorescence de molécules uniques (Andrew et Barnes 2004; Stefani *et al.* 2004; Rigneault *et al.* 2005).

Au-delà des résultats que nous avons présentés dans ce manuscrit, nous avons mis au point une méthode pour caractériser les résonances dues aux ondes de surface. Dans chacune des études (chapitre 1, 7 et 8), nous avons procédé de la même façon. Tout d'abord, nous avons mis en évidence le phénomène de résonance sur les facteurs de transmission ou d'émission. Puis, en nous appuyant sur la théorie phénoménologique de Maystre (Petit 1980; Maystre et Nevière 1977), nous avons pu soit retrouver le profil des facteurs de réflexion et de transmission à la résonance, soit en déduire un déphasage à la résonance sur les facteurs de réflexion et/ou de transmission. La méthode RCWA (Chateau et Hugonin 1994; Lalanne et Morris 1996; Li 1996) nous a permis de calculer l'amplitude de tous les ordres de la décomposition de Rayleigh et ainsi de mettre en évidence quel était l'ordre évanescent exalté correspondant à l'onde de surface. Elle nous a aussi permis de calculer le champ électromagnétique à la résonance, mettant ainsi en évidence le confinement et l'amplification du champ proche des interfaces ainsi que la décroissance exponentielle du champ dans le vide.





## Annexe A

# Introduction à la physique des polaritons de surface

Les polaritons de surface sont des ondes de surface qui existent à l'interface entre un métal ou un cristal polaire et un diélectrique. Le polariton résulte d'un couplage entre une onde électromagnétique et un plasmon (dans le cas d'un métal) ou un phonon optique (dans le cas d'un cristal polaire). Ce sont des modes propres du système caractérisés par un champ électromagnétique maximum à la surface, évanescents selon l'axe perpendiculaire à l'interface et se propageant le long de l'interface. Dans un premier temps, nous verrons avec les équations de Maxwell quelles sont les conditions d'existence de ces ondes de surface. Puis nous étudierons leur relation de dispersion sur une interface plane. Enfin, nous verrons les conséquences de la modification de la surface par un réseau sur la relation de dispersion des ondes de surface. Ceci permettra en particulier de prédire les propriétés essentielles de l'émission thermique d'un tel réseau.

### A.1 Conditions d'existence d'ondes de surface.

Les équations de Maxwell nous permettent de déterminer les caractéristiques analytiques des ondes de surface. Il est ainsi possible de montrer que les ondes de surface apparaissent en polarisation  $p$  (elles peuvent apparaître en polarisation  $s$  dans le cas de matériaux magnétiques), et de calculer leur relation de dispersion pour une interface plane. Nous nous attacherons essentiellement dans cette section à déterminer les conditions d'existence de ces ondes de surface ainsi que leurs caractéristiques.

Les ondes de surface sont des modes propres électromagnétiques de l'interface plane, qui sont évanescents dans une direction perpendiculaire à l'interface (confinement) et se propagent

le long de celle-ci. Il est possible de déterminer les modes propres d'une structure donnée en utilisant le formalisme de matrice  $S$  reliant les ondes entrantes de chaque côté de la structure ( $I_1$  et  $I_2$ ) aux ondes sortantes ( $O_1$  et  $O_2$ ). On écrit :

$$\begin{pmatrix} O_1 \\ O_2 \end{pmatrix} = ( S ) \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Par définition, un mode propre de la structure est un champ électromagnétique qui peut exister sans excitation extérieure. Pour déterminer les modes propres, on cherche à avoir  $O_1$  et/ou  $O_2$  non nuls avec  $I_1$  et  $I_2$  tendant vers 0. Il faut donc chercher les pôles de la matrice  $S$ .

Considérons maintenant le système de la figure A.1, qui est une interface plane séparant deux milieux 1 et 2 (supposés non magnétiques). Une onde incidente plane de vecteur d'onde  $\mathbf{k}_i$  éclaire la structure. Nous avons représenté le système en polarisation  $p$ , qui est la polarisation qui nous intéresse dans la suite.

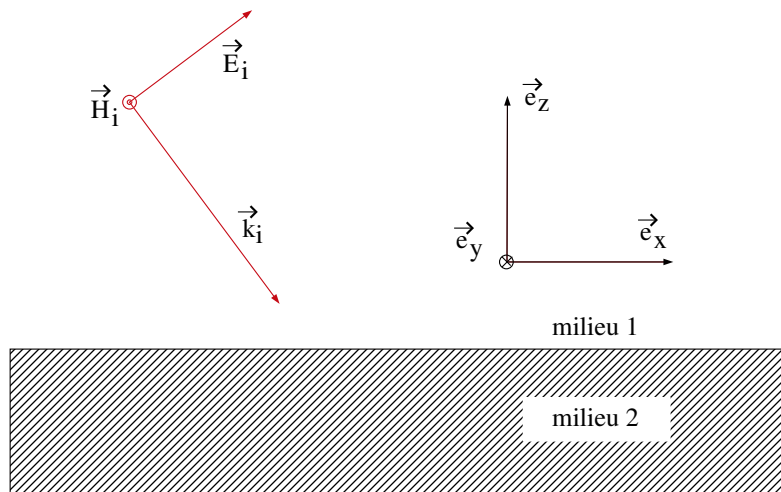


Figure A.1: Recherche des modes propres d'une interface plane. Cas de la polarisation  $p$ .

On note  $\epsilon_j$  la permittivité du milieu  $j$ . Les indices  $i$ ,  $r$  et  $t$  correspondent respectivement aux champs incident, réfléchi et transmis. Dans le cas de polarisation  $p$ , le champ magnétique  $\mathbf{H}$  est une grandeur scalaire, c'est-à-dire qu'il ne se projette que sur l'axe  $Oy$  : c'est donc avec ce champ que nous allons travailler dans la suite. Il est possible d'exprimer  $H_r$  et  $H_t$  (ondes sortantes du système) en fonction de  $H_i$  (seule onde entrante du système). En utilisant les

facteurs de réflexion  $r$  et de transmission  $t$  de l'interface, il vient :

$$H_r = rH_i \quad (\text{A.2})$$

$$H_t = tH_i. \quad (\text{A.3})$$

Ces deux équations traduisent une relation entre les ondes sortantes et les ondes entrantes pour le système considéré (l'interface plane séparant les milieux 1 et 2). Un mode propre peut exister si les facteurs  $r$  et  $t$  admettent des pôles. L'existence d'une onde de surface est donc liée à l'apparition d'un pôle dans le facteur de réflexion de Fresnel (ou de transmission, ce qui reviendra au même comme nous allons le voir). Nous allons tout d'abord établir l'expression de ces facteurs.

Lorsque l'on se place en régime monochromatique et dans des milieux homogènes, le champ total vérifie l'équation de Helmholtz, qui s'écrit, dans le milieu 1 :

$$\Delta \mathbf{E} + \epsilon_1 \mu_0 \omega^2 \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (\text{A.4})$$

$$\Delta \mathbf{H} + \epsilon_1 \mu_0 \omega^2 \mathbf{H} = \mathbf{0} \quad (\text{A.5})$$

et dans le milieu 2 :

$$\Delta \mathbf{E} + \epsilon_2 \mu_0 \omega^2 \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (\text{A.6})$$

$$\Delta \mathbf{H} + \epsilon_2 \mu_0 \omega^2 \mathbf{H} = \mathbf{0}. \quad (\text{A.7})$$

Nous avons vu que dans le cas de polarisation  $p$ , le vecteur champ magnétique  $\mathbf{H}$  n'a qu'une composante selon l'axe  $Oy$ . On peut donc obtenir des équations scalaires en projetant sur cet axe, et obtenir les solutions suivantes :

$$H_1 = \overbrace{A_1 e^{ik_{\parallel}x} e^{-i\gamma_1 z}}^{\text{onde incidente}} + \overbrace{B_1 e^{ik_{\parallel}x} e^{+i\gamma_1 z}}^{\text{onde réfléchie}} \quad (\text{A.8})$$

$$H_2 = \overbrace{A_2 e^{ik_{\parallel}x} e^{-i\gamma_2 z}}^{\text{onde transmise}}. \quad (\text{A.9})$$

Les vecteurs d'onde peuvent se décomposer sur les axes  $Ox$  et  $Oz$ . On écrit :

$$\mathbf{k} = k_{\parallel} \mathbf{e}_x + \gamma \mathbf{e}_z. \quad (\text{A.10})$$

On a donc :

$$\frac{\epsilon_j \omega^2}{\epsilon_0 c^2} = k_{\parallel}^2 + \gamma_j^2, \text{ avec } \text{Re}(\gamma_j) > 0 \text{ et } \text{Im}(\gamma_j) > 0. \quad (\text{A.11})$$

En écrivant les conditions de continuité pour  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{E}$  (composantes parallèles à l'interface continues), on retrouve facilement les facteurs de réflexion et de transmission de Fresnel (pour  $\mathbf{H}$ ) dans le cas de polarisation  $p$  :

$$r_p = \frac{B_1}{A_1} = \frac{\epsilon_2 \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2}{\epsilon_2 \gamma_1 + \epsilon_1 \gamma_2} \quad (\text{A.12})$$

$$t_p = \frac{A_2}{A_1} = \frac{2\epsilon_2 \gamma_1}{\epsilon_2 \gamma_1 + \epsilon_1 \gamma_2}. \quad (\text{A.13})$$

Le même raisonnement pourrait être tenu dans le cas de polarisation  $s$ , en intervertissant  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{E}$  sur la figure A.1. On aurait alors les deux facteurs de réflexion et de transmission (pour  $\mathbf{E}$ ) suivant :

$$r_s = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (\text{A.14})$$

$$t_s = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2}. \quad (\text{A.15})$$

Notons que dans chaque cas de polarisation le dénominateur du facteur de réflexion est le même que pour le facteur de transmission.  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  étant de même signe par définition, force est de constater que le facteur de réflexion de Fresnel dans le cas de polarisation  $s$  n'admet pas de pôles. Cela signifie en d'autres termes que les ondes de surface ne peuvent pas exister dans cette direction de polarisation. Il en va autrement des facteurs de réflexion et de transmission dans le cas  $p$ . On sait effectivement que la permittivité  $\epsilon$  du milieu peut varier avec la longueur d'onde du champ électromagnétique. Il semble donc possible de trouver des matériaux pour lesquels le dénominateur de ce facteur de réflexion s'annule. Les modes résonants de l'interface plane n'apparaissent donc que dans des conditions précises et en particulier en polarisation  $p$ .

Une onde de surface est de la forme :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{ik_{//}x} e^{i\gamma z} e^{-i\omega t} \quad (\text{A.16})$$

où  $\gamma$  est imaginaire pur (l'onde de surface est évanescence, c'est-à-dire décroît exponentiellement suivant l'axe  $Oz$ ) et  $k_{//}$  complexe, ce qui traduit à la fois un effet de propagation le long de l'interface (partie réelle) et un effet d'atténuation (partie imaginaire). Cette onde possède une relation de dispersion, facile à mettre en évidence analytiquement dans le cas d'une interface plane.

En reprenant les équations de Helmholtz (A.4-A.7) et en cherchant des solutions sous la

forme (A.16), il vient :

$$-(k_{\parallel}^2 + \gamma_1^2) + \epsilon_1 \mu_0 \omega^2 = 0 \quad (\text{A.17})$$

$$-(k_{\parallel}^2 + \gamma_2^2) + \epsilon_2 \mu_0 \omega^2 = 0. \quad (\text{A.18})$$

La condition d'obtention d'un pôle du facteur de réflexion de Fresnel s'écrit :

$$\epsilon_2 \gamma_1 + \epsilon_1 \gamma_2 = 0. \quad (\text{A.19})$$

On en déduit  $\gamma_2$  en fonction de  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  et  $\gamma_1$  :

$$\gamma_2^2 = \frac{\epsilon_2^2 \gamma_1^2}{\epsilon_1^2} \quad (\text{A.20})$$

En réinjectant cette expression dans l'équation (A.18), et en combinant avec l'équation (A.17), on peut éliminer  $\gamma$ , pour obtenir :

$$k_{\parallel}^2 \left(1 - \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1^2}\right) = \mu_0 \omega^2 \left(\epsilon_2 - \epsilon_1 \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1^2}\right). \quad (\text{A.21})$$

On obtient alors la relation de dispersion de l'onde de surface :

$$k_{\parallel}^2 = \mu_0 \omega^2 \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}. \quad (\text{A.22})$$

Si l'on se place maintenant dans le cas particulier d'une interface plane entre l'air ( $\epsilon_1 = \epsilon_0$ ) et un matériau quelconque ( $\epsilon_2 = \epsilon_0 \epsilon(\omega)$ ,  $\epsilon(\omega)$  étant la constante diélectrique du matériau), on trouve la relation de dispersion suivante :

$$k_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon(\omega) + 1}. \quad (\text{A.23})$$

À partir de cette relation de dispersion et de (A.19), on peut montrer qu'il existe des conditions sur la constante diélectrique  $\epsilon$  pour qu'il puisse y avoir des ondes de surface : il faut nécessairement  $Re(\epsilon) < -1$  (Raether 1988). Ceci constitue une condition supplémentaire à l'apparition de l'onde de surface : celle-ci n'existe dans le matériau que lorsque la partie réelle de sa permittivité est inférieure à -1. Ceci montre que les ondes de surface n'existent que sur les métaux, les cristaux polaires ou les semiconducteurs dopés, qui sont les seuls matériaux pour lesquels  $Re(\epsilon)$  peut être inférieure à -1 dans une certaine gamme de fréquence.

## A.2 Relation de dispersion d'un plasmon-polariton de surface

### A.2.1 Interface plane

Nous venons de montrer qu'une onde de surface peut exister sur une interface plane séparant de l'air d'un matériau caractérisé par une constante diélectrique  $\epsilon(\omega)$ , lorsque  $Re[\epsilon(\omega)] < -1$ . Pour avoir une idée du comportement des ondes de surface sur une interface plane, nous allons étudier la relation de dispersion (A.23) d'une onde de surface sur un métal. On parle alors de plasmon-polariton. Nous allons considérer un métal sans pertes, dont la constante diélectrique est décrite par le modèle de Drude :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (\text{A.24})$$

où  $\omega_p$  est la fréquence plasma du métal, c'est-à-dire la fréquence propre d'oscillation du gaz d'électrons libres.

Cette constante diélectrique est réelle. La condition d'existence des ondes de surface  $Re[\epsilon(\omega)] < -1$  se traduit en terme de fréquences par  $\omega < \omega_p/\sqrt{2}$ . On peut noter que cela correspond à des valeurs de  $k_{\parallel}^2$  supérieures à  $\omega^2/c^2$  : on retrouve  $\gamma$  imaginaire pur, c'est-à-dire que l'onde est évanescence dans la direction  $z$ . La relation de dispersion (A.23) devient :

$$k_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{2\omega^2 - \omega_p^2} = \frac{\omega^2}{2c^2} \frac{(\omega - \omega_p)(\omega + \omega_p)}{(\omega - \omega_p/\sqrt{2})(\omega + \omega_p/\sqrt{2})} \quad (\text{A.25})$$

Nous pouvons étudier le comportement de l'onde de surface lorsque l'on fait varier la fréquence. Si  $\omega \ll \omega_p$ , il vient  $k_{\parallel} = \omega/c$  : on retrouve la relation de dispersion d'un photon dans le vide. Si maintenant  $\omega \rightarrow \omega_p/\sqrt{2}$ , on a  $k_{\parallel} \rightarrow \infty$ , ce qui revient à avoir une asymptote dans la représentation de la relation de dispersion (voir figure A.2). On peut montrer que la fréquence  $\omega_p/\sqrt{2}$  est la fréquence de résonance du plasmon (oscillation collective du gaz d'électrons libres) à l'interface air/métal. L'onde de surface apparaît donc ici de manière analytique comme le couplage d'un plasmon et d'un photon : on retrouve la notion de *plasmon-polariton* de surface.

Dans le cas général, le problème est beaucoup moins simple puisque la constante diélectrique  $\epsilon(\omega)$  est souvent complexe : il n'y a pas dans ce cas de solutions avec  $\omega$  et  $k_{\parallel}$  réels. Cette relation de dispersion est toutefois caractéristique des ondes de surface de manière générale : une branche linéaire proche de la droite  $k_{\parallel} = \omega/c$  (due aux fortes valeurs de  $|\epsilon|$  caractéristiques de métaux dans l'infrarouge) et une branche asymptotique pour une fréquence  $\omega_{sup}$  qui dépend du matériau

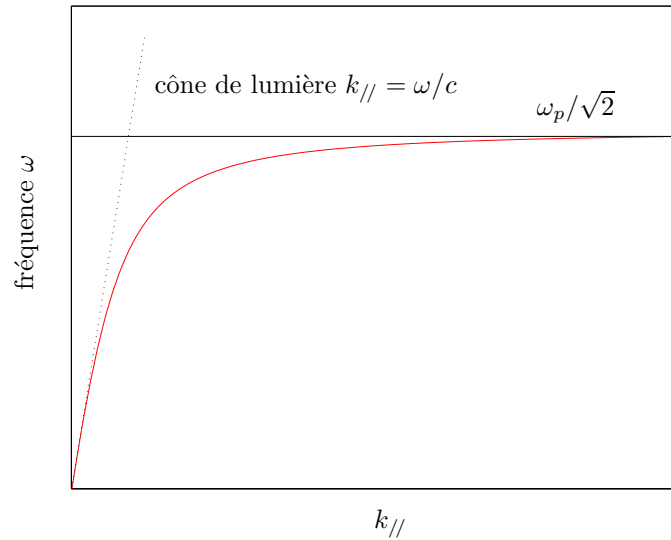


Figure A.2: Relation de dispersion d'un plasmon-polariton de surface sur une interface plane séparant l'air d'un métal sans pertes caractérisé par une fréquence plasma  $\omega_p$ .

(si cette fréquence existe, elle est dans l'ultraviolet pour les métaux).

On peut aussi remarquer ici que tous les matériaux ne peuvent pas être modélisés par un modèle de Drude dans les domaines visibles, proche IR et proche UV. Par exemple, celui-ci est valable dans le cas de l'or ou de l'argent alors qu'il ne l'est pas pour le tungstène. En effet, dans le cas de l'or ou de l'argent, les électrons de ces métaux peuvent être modélisés par un gaz d'électrons libres dont la fréquence plasma appartient typiquement à l'UV. Pour le tungstène, il en va autrement car le tungstène n'est plus un métal dans l'UV et ses électrons ne peuvent pas être modélisés par un gaz d'électrons libres. Ainsi, l'asymptote de la relation de dispersion n'existe pas pour le tungstène, les plasmon-polaritons à sa surface ne correspondent qu'à la partie linéaire de la relation de dispersion.

## A.2.2 Relation de dispersion en présence d'un réseau.

### A.2.2.1 Principe du couplage radiatif

Nous venons de voir que sous certaines conditions, il pouvait exister des ondes de surface évanescentes se propageant le long d'une interface séparant deux milieux. Ces ondes électromagnétiques associées à un plasmon ne sont pas radiatives, car elles ont un vecteur d'onde  $k_{//} > \omega/c$  (elles sont situées hors du cône de lumière). Inversement, on ne peut pas non plus venir exciter un plasmon avec une onde électromagnétique incidente plane propagative avec un angle d'incidence  $\theta_i$  (dont le vecteur d'onde incident  $k_{//} = \omega/c \sin \theta_i < \omega/c$ ).



Une façon de coupler les ondes de surfaces évanescentes avec des ondes propagatives est d'utiliser un réseau (Figure A.2.2.1).

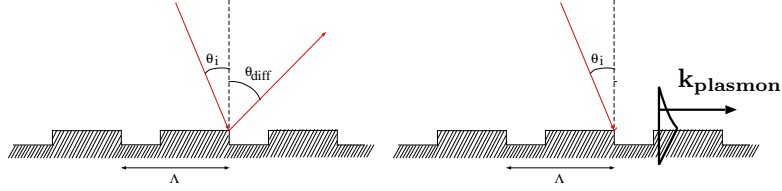


Figure A.3: Réseau de période  $\Lambda$  gravé à la surface d'un métal.

La formule des réseaux est simple :

$$k_0 \sin \theta_{diff} = k_0 \sin \theta_i + p \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{où} \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (\text{A.26})$$

où  $\theta_i$  est l'angle d'incidence et  $\theta_{diff}$  l'angle d'un ordre diffracté.  $p$  est un entier relatif, c'est l'ordre de diffraction. En d'autres termes, lorsque l'on a une structure périodique, de période  $\Lambda$ , les vecteurs d'onde sont égaux modulo  $2\pi/\Lambda$  : c'est une conséquence du théorème de Bloch.

Soit  $k_{plasmon}$  le vecteur d'onde correspondant au plasmon de surface, et  $k_x^i$  la composante parallèle à l'interface du vecteur d'onde incident, on peut *a priori* trouver un ordre  $p$  tel que :

$$k_{plasmon}(\omega) = k_x^i + p \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (\text{A.27})$$

c'est-à-dire que l'on peut venir exciter un plasmon de surface avec une onde électromagnétique incidente plane. Suivant les paramètres du réseau (hauteur et facteur de remplissage), on peut observer un phénomène d'absorption totale (Maystre et Hutley 1976; Petit 1980; Raether 1988) : pour une fréquence  $\omega$  donnée, on peut trouver un angle d'incidence  $\theta_i$  de l'onde plane tel que l'on remplit la condition (A.27) avec  $k_x^i = \omega/c \sin \theta_i$ , et tel que l'énergie de l'onde plane passe intégralement dans l'onde de surface puis soit absorbée par le matériau.

Inversement, on peut aussi trouver un ordre  $q$  tel que :

$$k_x^{diff} = k_{plasmon}(\omega) + q \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (\text{A.28})$$

avec  $k_x^{diff}$  plus petit que le vecteur d'onde dans le vide  $k_0 = \omega/c$ . On peut donc écrire sous la forme  $k_x^{diff} = k_0 \sin \theta$  qui correspond à un ordre propagatif diffracté par le réseau. C'est-à-dire que si l'on arrive à exciter une onde de surface (par exemple en chauffant le matériau), on peut coupler celle-ci avec un mode radiatif dans la direction  $\theta$  : on peut désormais observer les effets de l'onde de surface en champ lointain.

Notons qu'il est aussi possible d'exciter une onde de surface à l'aide d'un prisme, placé au dessus de l'interface plane (Raether 1988). On se sert de la réflexion totale interne à l'interface verre/air. Dans le verre d'indice  $n$ , le vecteur d'onde projeté sur l'axe des  $x$  est de la forme  $k_x = n k_0 \sin \theta$ .  $k_x$  peut être plus grand que  $k_0$  puisque l'indice du verre est plus grand que 1. On crée ainsi dans l'air une onde évanescente, dont le vecteur d'onde projeté sur  $x$  est plus grand que  $k_0$ . Celui-ci est donc susceptible de se coupler directement avec le vecteur d'onde  $k_{\parallel}$  de l'onde de surface.

### A.2.2.2 Conséquences sur la relation de dispersion

On suppose que la présence du réseau ne modifie pas la forme de la relation de dispersion obtenue sur la figure A.2, c'est-à-dire que la hauteur du réseau est suffisamment petite devant la longueur d'onde pour que l'on puisse considérer la déformation de la surface comme une faible perturbation de l'interface plane. La loi des réseaux avec un plasmon polariton de surface (A.27) peut se traduire graphiquement en décalant la courbe  $\omega = f(k_{\parallel})$  d'un multiple de  $2\pi/\Lambda$  (Figure A.4).

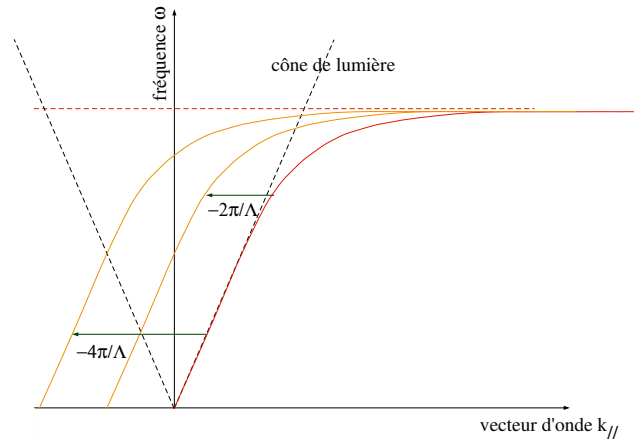


Figure A.4: Relation de dispersion d'une onde de surface décalée de multiples de  $2\pi/\Lambda$ .

De plus, la relation de dispersion est symétrique par rapport à  $k_{\parallel} = 0$ . Effectivement on ne change rien à l'équation (A.23) si l'on remplace  $k_{\parallel}$  par  $-k_{\parallel}$ . On obtient alors la figure A.5 pour la relation de dispersion des ondes de surface en présence d'un réseau.

De par les opérations de symétrie et de translations que nous avons réalisées, on peut

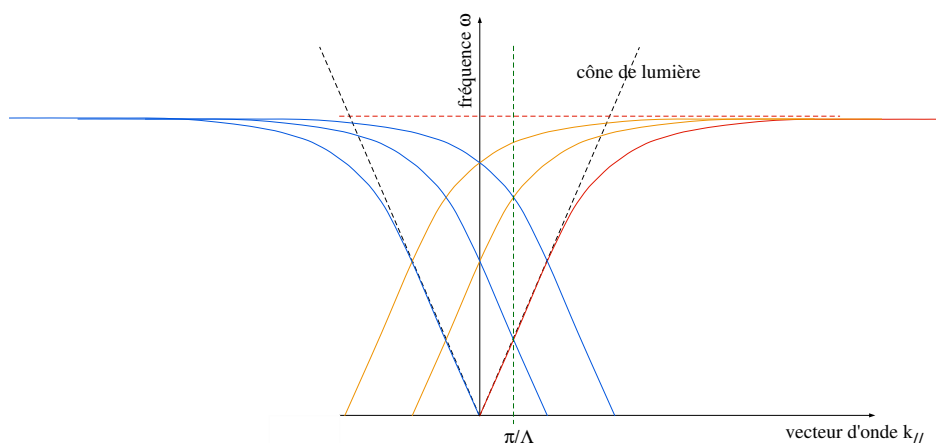


Figure A.5: Relation de dispersion d'une onde de surface décalée de multiples de  $2\pi/\Lambda$  et symétrisée par rapport à la droite  $k_{//} = 0$ .

constater que la relation de dispersion est entièrement représentée entre  $k_{//} = 0$  et  $k_{//} = \pi/\Lambda$  qui est la première zone de Brillouin restreinte. On résume donc la relation de dispersion d'une onde de surface sur un réseau à la représentation de la figure A.6.

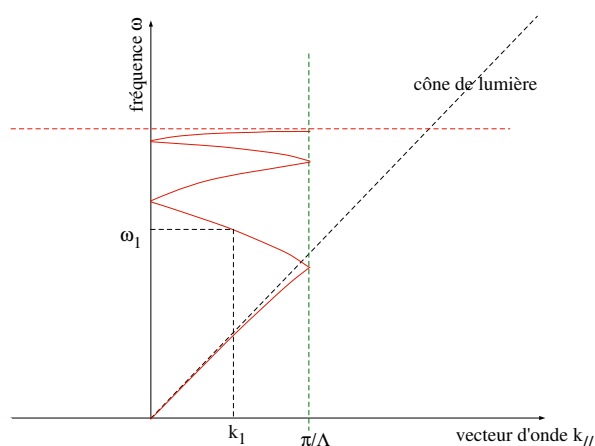


Figure A.6: Relation de dispersion d'une onde de surface repliée dans la première zone de Brillouin restreinte pour un réseau de période  $\Lambda$ .

On constate que l'on peut ramener des branches de la relation de dispersion dans le cône de lumière. Cela signifie que l'on peut coupler ces branches avec une onde propagative grâce au réseau. Un faisceau incident (nécessairement dans le cône de lumière) peut donc venir

exciter ces portions de branches de l'onde de surface : il suffit de bien choisir  $\omega_1$  et l'angle  $\theta_i$  tel que  $k_i^x = \omega_1/c \sin \theta_i = k_1$ . Pour ce couple  $(\omega_1, \theta_1)$ , l'onde incidente sera absorbée. Le niveau d'absorption dépend des paramètres du réseau (Maystre et Hutley 1976).

De même, si un plasmon oscille à la fréquence  $\omega_1$ , il sera diffracté par le réseau dans une direction  $\theta_{diff}$  telle que  $k_1 = \omega_1/c \sin \theta_{diff}$ .

### A.2.2.3 Conséquences sur l'émission thermique d'un réseau

Intéressons-nous maintenant à l'émission thermique d'un réseau métallique. Dans le proche infrarouge, les métaux supportent des plasmon-polaritons de surface.

D'après ce que nous venons de voir, le repliement de la relation de dispersion de l'onde de surface dans le cône de lumière (qui est maintenant une onde de fuite), permet un couplage entre ces modes de surface et une onde propagative. Ainsi, lorsque l'on considère l'émission thermique d'un matériau, les courants fluctuants dus à l'agitation thermique vont exciter les ondes de surface, qui vont se coupler à une onde propagative entraînant un pic d'émission.

Si la partie repliée de la relation de dispersion correspond à la partie linéaire, à une fréquence donnée correspond un angle d'observation donné. Ainsi, à fréquence fixée, on observera un pic directionnel d'émission. Le maximum du pic sera déterminé par la force de couplage entre l'onde de surface et l'onde propagative qui dépend des paramètres du réseau. C'est ce type d'émission thermique que nous pouvons observer avec le tungstène (Laroche *et al.* 2005) car dans ce cas seule la partie linéaire existe. En effet, pour les fréquences approchant l'UV, il y a des transitions interbandes dans le tungstène. Le modèle de Drude qui ne décrit que les transitions intrabandes, n'est donc pas valable pour ce métal et la fréquence plasma n'existe pas.

Pour observer une émission isotrope, il faut choisir un matériau ayant une fréquence plasma et replier la partie asymptotique de la relation de dispersion. Pour cela, il suffit d'avoir une grande zone de Brillouin, c'est-à-dire une période de réseau petite. L'émission isotrope s'observe alors à la fréquence du plasmon de surface ( $\omega_p/\sqrt{2}$ ). C'est ce qui a été montré avec du silicium (Si) dopé (Marquier *et al.* 2004).



# Références

- Adachi S. (1989). Optical dispersion relation for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, Al<sub>x</sub>Ga(1-x)As, and In(1-x)Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P(1-y). *Journal of Applied Physics* 66, 6030–6040.
- Agarwal G. (1975). Quantum electrodynamics in the presence of dielectrics and conductors. *Physical Review A* 11, 230.
- Andrew P. et Barnes W. (2004). Energy transfer across a metal film mediated by surface plasmon polaritons. *Science* 306, 1002–1005.
- Ashcroft N. et Mermin N. D. (1976). *Solid State Physics*. International Edition, Saunders, Philadelphia.
- Baida F. et Van Labeke D. (2002). Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films. *Optics communications* 209, 17–22.
- Baldasaro P. F., Raynolds J. E., Charache G. W., DePoy D. M., Ballinger C. T. et Donovan T. (2001). Thermodynamic analysis of thermophotovoltaic efficiency and power density tradeoffs. *Journal of Applied Physics* 89, 3319–3327.
- Bauer S. (1992). Optical properties of a metal film and its application as an infrared absorber and as a beam splitter. *American Journal of Physics* 60, 257–261.
- Ben-Abdallah P. (2004). Thermal antenna behavior for thin-film structures. *Journal of the Optical Society of America A* 21, 1368–1371.
- Brogren M., Harding G., Karmhag R., Ribbing C., Niklasson G. et Stenmark L. (2000). Titanium-aluminium-nitride coatings for satellite temperature control. *Thin Solid Films* 370, 268–277.
- Cao Q. et Lalanne P. (2002). Negative Role of Surface Plasmons in the Transmission of Metallic Gratings with Very Narrow Slits. *Physical Review Letters* 88(057403).
- Carminati R. et Greffet J.-J. (1999). Near-Field Effects in Spatial Coherence of Thermal sources. *Physical Review Letters* 82, 1660–1663.

- Celanovic I., O'Sullivan F., Ilak M., Kassakian J. et Perreault D. (2004). Design and optimization of one-dimensional photonic crystals for thermophotovoltaic applications. *Optics Letters* 29, 863–865.
- Celanovic I., O'Sullivan F., Jovanovic N., Kassakian J., Akiyama S. et Wada K. (2005). Optical characteristics of one-dimensional Si / SiO<sub>2</sub> photonic crystals for thermophotovoltaic applications. *Journal of Applied Physics* 97(033529).
- Chance R., Prock A. et Silbey R. (1978). Molecular fluorescence and energy transfer near interfaces. *Advanced Chemical Physics* 37, 1–65.
- Chateau N. et Hugonin J.-P. (1994). Algorithm for the rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction. *Journal of the Optical Society of America A* 11, 1321–1331.
- Chaudhuri S., Bhattacharyya D., Maity A. et Pal A. (1997). Surface coatings for Solar Application. *Materials Science Forum* 246, 181–206.
- Coutts T. (1999). A review of progress in thermophotovoltaic generation of electricity. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 3, 77–184.
- Coutts T. (2001). A overview of thermophotovoltaic generation of electricity. *Solar Energy Materials And Solar Cells* 3, 77–184.
- Darmanyan S. et Zayats A. (2003). Light tunneling via resonant surface plasmon polariton states and the enhanced transmission of periodically nanostructured metal films : An analytical study. *Physical Review B* 67(035424).
- De Santis P., Gori F., Guattari G. et Palma C. (1979). An example of a Collett-Wolf source. *Optics Communications* 29, 256–260.
- Deschamps J., Courjon D. et Bulabois J. (1983). Gaussian Schell-model sources : an example and some perspectives. *Journal of the Optical Society of America A* 73, 256–261.
- DiMatteo R., Greiff P., Finberg S. L., Young-Waithe K. A., Choy H. K. H., Masaki M. M. et Fonstad C. G. (2001). Enhanced photogeneration of carriers in a semiconductor via coupling across a nonisothermal nanoscale vacuum gap. *Applied Physics Letters* 79, 1894–1896.
- Drexhage K. H. (1970). Influence of a dielectric interface on fluorescence decay time. *Journal of Luminescence* 1, 693–701.
- Dutta P., Bhat H. et Kumar V. (1997). The physics and technology of gallium antimonide : An emerging optoelectronic material. *Journal of Applied Physics* 81, 5821–5870.

- Dykhne A., Sarychev A. et Shalaev V. (2003). Resonant transmittance through metal films with fabricated and light-induced modulation. *Physical Review B* 67(195402).
- Ebbesen T., Lezec H., Ghaemi H., Thio T. et Wolff P. (1998). Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature* 391, 667–669.
- Elson J. et Tran P. (1996). Coupled-mode calculation with the R-matrix propagator for the dispersion of surface waves on a truncated photonic crystal. *Physical Review B* 54, 1711–1715.
- Enoch S., Simon J.-J., Escoubas L., Elalmy Z., Lemarquis F., Torchio P. et Albrand G. (2005). Simple layer-by-layer photonic crystal for the control of thermal emission. *Applied Physics Letters* 86(261101).
- Etchegoin P. et Phillips R. (1996). Photon focusing, internal diffraction, and surface states in periodic dielectric structures. *Physical Review B* 53, 12674–12683.
- Fehrembach A.-L., Maystre D. et Sentenac A. (2002). Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings. *Journal of Optical Society of America A* 19, 1136–1144.
- Fehrembach A.-L. et Sentenac A. (2003). Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications. *Journal of Optical Society of America A* 20, 481–488.
- Fleming J., Lin S., El-Kady I., Biswas R. et Ho K. (2002). All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared bandgap. *Nature* 417, 52–55.
- Forouhi A. et Bloomer I. (1988). Optical properties of crystalline semiconductors and dielectrics. *Physical Review B* 38, 1865–1874.
- Garcia-Vidal F., Sanchez-Dehesa J., Dechelette A., Bustarret E., Lopez-Rios T., Fournier T. et Pannetier B. (1999). Localized Surface Plasmons in Lamellar Metallic Gratings. *Journal of Lightwave Technology* 17, 2191–2195.
- Gaspar-Armenta J., Villa F. et Lopez-Rios T. (2003). Surface waves in finite one-dimensional photonic crystals : mode coupling. *Optics Communications* 216, 379–384.
- Ghmari F., Ghbara T., Laroche M., Carminati R. et Greffet J.-J. (2004). Influence of micro-roughness on emissivity. *Journal of Applied Physics* 96, 2656–2664.
- Goodman J. (1985). *Statistical Optics*. John Wiley & Sons, Inc.
- Granqvist C. (1981). Radiative heating and cooling with spectrally selective surfaces. *Applied Optics* 20, 2606–2615.



- Granqvist C. (2003). Solar Energy Materials. *Advanced Materials* 15, 1789–1803.
- Greffet J.-J. (2005). Nanoantennas for Light Emission. *Science* 308, 1561–1563.
- Greffet J.-J. et Baylard C. (1992). Non specular astigmatic reflection of a 3D gaussian beam on an interface. *Optics Communications* 93, 271–276.
- Greffet J.-J., Carminati R., Joulain K., Mulet J.-P., Mainguy S. et Chen Y. (2002). Coherent emission of light by thermal sources. *Nature* 416, 61–64.
- Greffet J.-J. et Nieto-Vesperinas M. (1998). Field theory for generalized bidirectional reflectivity : derivation of Helmholtz’s reciprocity principle and Kirchhoff’s law. *Journal of the Optical Society of America* 15, 2735–2744.
- Gérard D., Salomon L., de Fornel F. et Zayats A. (2004). Ridge-enhanced optical transmission through a continuous metal film. *Physical Review B* 69(113405).
- Hava S. et Auslender M. (2000). Design and analysis of low-reflection grating microstructures for a solar energy absorber. *Solar Energy Materials And Solar Cells* 61, 143–151.
- Heinzel A., Boerner V., Gombert A., Bläsi B., Wittwer V. et Luther J. (2000). Radiation filters and emitters for the NIR based on periodically structured metal surfaces. *Journal of the Modern Optics* 47, 2399–2419.
- Henkel C., Joulain K., Carminati R. et Greffet J.-J. (2000). Spatial coherence of thermal near fields. *Optics Communications* 186, 57–67.
- Henry C. (1980). Limiting efficiencies of ideal single and multiple energy gap terrestrial solar cells. *Journal of Applied Physics* 51, 4494–4500.
- Hesketh P., Gehart B. et Zemel J. (1988). Measurements of the Spectral Directional Emission from Microgrooved Silicon Surfaces. *Journal of Heat Transfer* 110, 680–686.
- Hesketh P., Zemel J. et Gehart B. (1986). Organ pipe radiant modes of periodic micromachined silicon surfaces. *Nature* 324, 549–551.
- Hesketh P., Zemel J. et Gehart B. (1988a). Polarized spectral emittance from periodic micromachined surfaces. I. Doped silicon : Angular variation. *Physical Review B* 37, 10803–10813.
- Hesketh P., Zemel J. et Gehart B. (1988b). Polarized spectral emittance from periodic micromachined surfaces. I. Doped silicon : The normal direction. *Physical Review B* 37, 10795–10802.

- Hooper I. et Sambles J. (2002). Surface plasmon polaritons on narrow-ridged short-pitch metal gratings. *Physical Review B* 66(205408).
- Hooper I. et Sambles J. (2003). Surface plasmon polaritons on thin-slab metal gratings. *Physical Review B* 67(235404).
- Joulain K., Carminati R., Mulet J.-P. et Greffet J.-J. (2003). Definition and measurement of the local density of electromagnetic states close to an interface. *Physical Review B* 68(245405).
- Joulain K., Mulet J.-P., Marquier F., Carminati R. et Greffet J.-J. (2005). Surface electromagnetic waves thermally excited : Radiative heat transfer, coherence properties and Casimir forces revisited in the near field. *Surface Science Reports* 57, 59–112.
- Karmhag R. et Ribbing C. (1999). TiN-alloy for temperature control of space vessels. *Applied Optics* 38, 674–678.
- Kittel C. (1996). *Introduction to Solid State Physics*. 7 th. edition, Wiley, New York.
- Kollyukh O., Liptuga A., Morozhenko V. et Pipa V. (2003). Thermal radiation of plane-parallel semitransparent layers. *Optics Communications* 225, 349–352.
- Kramper P., Agio M., Soukoulis C., Birner A., Muller F., Wehrspohn R., Gosele U. et Sandoghdar V. (2004). Highly directional emission from photonic crystal waveguides of sub-wavelength width. *Physical Review Letters* 92(113903).
- Kreiter M., Oster J., Sambles R., Herminghaus S., Mittler-Neher S. et Knoll W. (1999). Thermally induced emission of light from a metallic diffraction grating, mediated by surface plasmons. *Optics Communications* 168, 117–122.
- Krishnan A., Thio T., Kim T., Lezec H., Ebbesen T., Wolff P., Pendry J., Martin-Moreno L. et Garcia-Vidal F. (2001). Evanescently coupled resonance in surface plasmon enhanced transmission. *Optics communications* 200, 1–7.
- Lalanne P. et Morris J. (1996). Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization. *Journal of the Optical Society of America A* 13, 779–784.
- Lalanne P., Sauvan C., Hugonin J. P., Rodier J. C. et Chavel P. (2003). Perturbative approach for surface plasmon effects on flat interfaces periodically corrugated by subwavelength apertures. *Physical Review B* 68(125404).
- Laroche M., Arnold C., Marquier F., Carminati R., Greffet J.-J., Collin S., Bardou N. et Pelouard J.-L. (2005). Highly directional radiation generated by a tungsten thermal source.

- Optics Letters* 30, 2623–2625.
- Laroche M., Carminati R. et Greffet J.-J. (2005). Resonant optical transmission through a photonic crystal in the forbidden gap. *Physical Review B* 71(155113).
- Laroche M., Marquier F., Carminati R. et Greffet J.-J. (2005). Tailoring silicon radiative properties. *Optics Communications* 250, 316–320.
- Lee B., Fu C. et Zhang Z. (2005). Coherent thermal emission from one-dimensional photonic crystals. *Applied Physics Letters* 87(071904).
- Lezec H., Degiron A., Devaux E., Linke R., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F. et Ebbesen T. (2002). Beaming Light from a Subwavelength Aperture. *Science* 297, 820–822.
- Li L. (1996). Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. *Journal of the Optical Society of America A* 13, 1870–1876.
- Licciulli A., Diso D., Torsello G., Tundo S., Maffezzoli A., Lomascolo M. et Mazzer M. (2003). The challenge of high-performance selective emitters for thermophotovoltaic applications. *Semiconductor Science and Technology* 18, S174–S183.
- Lin L.-L. et Li Z.-Y. (2004). Sensitivity to termination morphology of light coupling in photonic-crystal waveguides. *Physical Review B* 69(193103).
- Lin S., Fleming J., Chow E., Bur J., Choi K. et Goldberg A. (2000). Enhancement and suppression of thermal emission by a three-dimensional photonic crystal. *Physical Review B* 62, R2243–R2246.
- Lin S., Fleming J. et El-Khady I. (2003a). Experimental observation of photonic-crystal emission near a photonic band edge. *Applied Physics Letters* 83, 593–595.
- Lin S., Fleming J. et El-Khady I. (2003b). Highly efficient light emission at  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  by a three-dimensional tungsten photonic crystal. *Optics Letters* 28, 1683–1685.
- Liptuga A. a. (2003). Thermal radiation of semitransparent plane-parallel objects. *Infrared Physics and Technology* 44, 85–89.
- Lopez-Rios T., Mendoza D., Garcia-Vidal F., Sanchez-Dehesa J. et Pannetier B. (1998). Surface Shape Resonances in Lamellar Gratings. *Physical Review Letters* 81, 665–668.
- Lourtioz J.-M. (2003). *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*. Hermès-Sciences, Paris.
- Mandel L. et Wolf E. (1995). *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press, Cambridge.

- Marquier F. (2004). *Interaction des ondes de surface avec des microstructures périodiques. Emission thermique cohérente et transmission résonante*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris.
- Marquier F., Greffet J.-J., Collin S., Pardo F. et Pelouard J.-L. (2005). Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes. *Optics Express* 13, 70–76.
- Marquier F., Joulain K., Carminati R., Mulet J.-P. et Greffet J.-J. (2004). Engineering infrared emission properties of silicon in the near field and the far field. *Optics Communications* 237, 379–388.
- Marquier F., Joulain K., Mulet J.-P., Carminati R., Greffet J.-J. et Chen Y. (2004). Coherent spontaneous emission of light by thermal sources. *Physical Review B* 69(155412).
- Martin D. et Algora C. (2004). Temperature-dependent GaSb material parameters for reliable thermophotovoltaic cell modeling. *Semiconductor Science and Technology* 19, 1040–1052.
- Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F., Lezec H., Degiron A. et Ebbesen T. (2003). Theory of Highly Directional Emission from a Single Subwavelength Aperture Surrounded by Surface Corrugations. *Physical Review Letters* 90(167401).
- Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F., Lezec H., Pellerin K., Pendry J. et Ebbesen T. (2001). Theory of Extraordinary Optical Transmission through Subwavelength Hole Arrays. *Physical Review Letters* 86, 1114–1117.
- Maruyama S., Kashiwa T., Yugami H. et Esashi M. (2001). Thermal radiation from two-dimensionally confined modes in microcavities. *Applied Physics Letters* 79, 1393–1395.
- Mauk M. et Andreev V. (2003). GaSb-related materials for TPV cells. *Semiconductor Science and Technology* 18, S191–S201.
- Maystre D. et Hutley M. (1976). The total absorption of light by a diffraction grating. *Optics Communications* 19, 431–436.
- Maystre D. et Nevère M. (1977). Quantitative theoretical study of the plasmon anomalies of diffraction gratings. *Journal of Optics* 8, 165–174.
- Meade R., Brommer K., Rappe A. et Joannopoulos J. (1991). Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal. *Physical Review B* 44, 10961–10964.
- Meyzonnette J.-L. et Lépine T. (1999). *Bases de radiométrie optique*. Cépaduès éditions, Paris.
- Monzon J. et Sanchez L. (1994). Optical performance of absorber structures for thermal

- detectors. *Applied Optics* 33, 5137–5141.
- Moreno E., Garcia-Vidal F. et Martin-Moreno L. (2004). Enhanced Transmission and beaming of light via photonic crystal surface modes. *Physical Review B* 69(121402).
- Morrison S. et Kivshar Y. (2005). Engineering of directional emission from photonic-crystal waveguides. *Applied Physics Letters* 86(081110).
- Mulet J. (2003). *Modélisation du rayonnement thermique par une approche électromagnétique. Rôle des ondes de surface dans le transfert d'énergie aux courtes échelles et dans les forces de Casimir*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI, UFR scientifique d'Orsay.
- Mulet J.-P., Joulain K., Carminati R. et Greffet J.-J. (2002). Enhanced radiative heat transfer at nanometric distances. *Microscale Thermophysical Engineering* 6, 209–222.
- Mühlschlegel P., Eisler H.-J., Martin O. J. F., Hecht B. et Pohl D. W. (2005). Resonant Optical Antennas. *Science* 308, 1607–1609.
- Narayanaswamy A. et Chen G. (2003). Surface modes for near field thermophotovoltaics. *Applied Physics Letters* 82, 3544–3546.
- Narayanaswamy A. et Chen G. (2004). Thermal emission control with one-dimensional metallodielectric photonic crystal. *Physical Review B* 70(125101).
- Nasalski W., Tamir T. et Lin L. (1988). Displacement of the intensity peak in narrow beams reflected at a dielectric interface. *Journal of Optical Society of America A* 5, 132–139.
- Olivier S., Weisbuch C. et Benisty H. (2003). Compact and fault-tolerant photonic crystal add drop filter. *Optics Letters* 28, 2246–2248.
- Palik E. (1985). *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, Inc.
- Parsons A. et Pedder D. (1987). Thin-film infrared absorber structures for advanced thermal detectors. *Journal of Vacuum Science and Technology* 6, 1686–1689.
- Pendry J., Holden A., Stewart W. et Youngs I. (1996). Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures. *Physical Review Letters* 76, 4773–4476.
- Pendry J. B., Martin-Moreno L. et Garcia-Vidal F. (2005). Mimicking Surface Plasmons with Structured Surfaces. *Science* 305, 847–848.
- Petit R. (1980). *Electromagnetic theory of gratings*. Springer-Verlag, Berlin.
- Plihal M. et Maradudin A. A. (1991). Photonic band structure of two-dimensional systems : The triangular lattice. *Physical Review B* 44, 8565–8571.

- Plihal M., Shambrook A., Maradudin A. A. et Sheng P. (1991). Two-dimensional photonic band structures. *Optics Communications* 80, 199–204.
- Popov E., Neviere M., Enoch S. et Reinisch R. (2000). Theory of light transmission through subwavelength periodic hole arrays. *Physical Review B* 62, 16100–16108.
- Porto J., Garcia-Vidal F. et Pendry J. (1999). Transmission Resonances on Metallic Gratings with Very Narrow Slits. *Physical Review Letters* 83, 2845–2848.
- Pralle M. U., Moelders N., McNeal M. P., Puscasu I., Greenwald A. C., Daly J. T., Johnson, E. A. George T., Choi D. S., El-Kady I. et Biswas R. (2002). Photonic crystal enhanced narrow-band infrared emitters. *Applied Physics Letters* 81, 4685–4687.
- Qiu M. et He S. (2002). Surface modes in two-dimensional dielectric and metallic photonic band gap structures : a FDTD study. *Physics Letters A* 282, 85–91.
- Raether H. (1988). *Surface Plasmons*, Volume 3. Springer-Verlag, Berlin.
- Ramos-Mendieta F. et Halevi P. (1996). Surface modes in a 2D array of square dielectric cylinders. *Solid State Communications* 100, 311–314.
- Ramos-Mendieta F. et Halevi P. (1999). Surface electromagnetic waves in two-dimensional photonic crystals : Effect of the position of the surface plane. *Physical Review B* 59, 15112–15120.
- Rigneault H., Capoulade J., Dintinger J., Wenger J., Bonod N., Popov E., Ebbesen T. W. et Lenne P.-F. (2005). Enhancement of single molecule fluorescence detection in subwavelength apertures. *Physical Review Letters* 95(117401).
- Robertson W., Arjavalingam G., Meade R., Brommer K., Rappe A. et Joannopoulos J. (1993). Observation of surface photons on periodic dielectric arrays. *Optics Letters* 18, 528–530.
- Rosencher E. et Vinter B. (2002). *Optoélectronique*. Dunod, Paris.
- Ruppel W. et Würfel P. (1980). Upper limit for the conversion of Solar Energy. *IEEE Transactions on Electron Devices* 27, 877–885.
- Rytov S., Kravtsov Y. et Tatarskii V. (1989). *Principles of Statistical Radiophysics*, Volume 3. Springer-Verlag, Berlin.
- Sai H., Kanamori Y. et Yugami H. (2003). High-temperature resistive surface grating for spectral control of thermal radiation. *Applied Physics Letters* 82, 1685–1687.
- Sai H. et Yugami H. (2004). Thermophotovoltaic generation with selective radiators based on

- tungsten surface gratings. *Applied Physics Letters* 85, 3399–3401.
- Sai H., Yugami H., Akiyama Y., Kanamori Y. et Hane K. (2001). Spectral control of thermal emission by periodic microstructured surfaces in the near-infrared region. *Journal of the Optical Society of America A* 18, 1471–11476.
- Sai H., Yugami H., Kanamori Y. et Hane K. (2003). Solar selective absorbers based on two-dimensional surface gratings with submicron periods for high-temperature photothermal conversion. *Solar Energy Materials And Solar Cells* 79, 35–49.
- Salisbury W. (1952). *US Patent* (2599944).
- Sarid D. (1981). Long-Range Surface-Plasma Waves on Very Thin Metal Films. *Physical Review Letters* 47, 1927–1930.
- Schaadt D. M., Feng B. et Yu E. (2005). Enhanced semiconductor absorption via surface plasmon excitation in metal nanoparticles. *Applied Physics Letters* 86(063106).
- Scheel S., Knöll L. et Welsch D.-G. (1999). Spontaneous decay of an excited atom in an absorbing dielectric. *Physical Review A* 60, 4094–4104.
- Seidel J., Baida F., Bischoff L., Guizal B., Grafstrom S., Van Labeke D. et Eng L. (2004). Coupling between surface plasmon modes on metal films. *Physical Review B* 69(121405(R)).
- Sentenac A., Greffet J.-J. et Pincemin F. (1997). Structure of the electromagnetic field in a slab of photonic crystal. *Journal of Optical Society of America B* 14, 339–347.
- Shockley W. (1939). On the Surface States Associated with a Periodic Potential. *Physical Review* 56, 317–323.
- Shockley W. et Queisser H. (1961). Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells. *Journal of Applied Physics* 32, 510–519.
- Sigalas M., Soukoulis C., Chan C. et Ho K. (1994). Electromagnetic-wave propagation through dispersive and absorptive photonic-band-gap materials. *Physical Review B* 49, 11080–11087.
- Sipe J. E. (1987). New Green-function formalism for surface optics. *Journal of the Optical Society of America B* 4, 481.
- Sobnack M., Tan W., Wanstall N., Preist T. et Sambles J. (1998). Stationary Surface Plasmons on a Zero-Order Metal Grating. *Physical Review Letters* 80, 5667–5670.
- Stefani F., Vasilev K., Bocchio N., Stoyanova N. et Kreiter M. (2004). Surface-plasmon-

- mediated single molecule fluorescence through a thin metallic film. *Science* 306, 1002–1005.
- Tan W., Preist T., Sambles J. et Wanstall N. (1999). Flat surface-plasmon polariton bands and resonant optical absorption on short-pitch metal gratings. *Physical Review B* 59, 12661–12666.
- Thomas M. (2004). *Fluorescence d’une molécule unique au voisinage d’une nanostructure métallique et étude de systèmes résonants pour la plasmonique dans le domaine visible et infrarouge*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI, UFR scientifique d’Orsay.
- Thomas M., Greffet J.-J. et Carminati R. (2004). Single-molecule spontaneous emission close to absorbing nanostructures. *Applied Physics Letters* 85, 3863–3865.
- Vlasov Y., Moll N. et McNab S. (2004). Observation of surface states in a truncated photonic crystal slab. *Optics Letters* 29, 2175–2177.
- Wang T. et Zemel J. (1991). Polarized spectral emittance from periodic micromachined surfaces. I. Undoped silicon : The normal direction in shallow lamellar gratings. *Infrared Physics* 32, 477–488.
- Wang T. et Zemel J. (1992). Polarized spectral emittance from periodic micromachined surfaces. I. Undoped silicon : Normal direction in deep lamellar gratings. *Applied Optics* 31, 732–736.
- Whale M. (1997). *A Fluctuational Electrodynamical Analysis of Microscale Radiative Transfer and the design of Microscale Thermophotovoltaic devices*. Thèse de Doctorat, Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology.
- Whale M. et Cravalho E. G. (2002). Modeling and Performance of Microscale Thermophotovoltaic Energy Conversion Devices. *IEEE Transactions on Energy Conversion* 17, 130–142.
- Wirgin A. et Maradudin A. (1985a). Resonant electric field enhancement in the vicinity of a bare metallic grating exposed to S-polarized light. *Surface Science* 162, 980–984.
- Wirgin A. et Maradudin A. (1985b). Resonant enhancement of the electric field in the grooves of bare metallic gratings exposed to S-polarized light. *Physical Review B* 31, 5573–5576.
- Wolf E. et Collett E. (1978). Partially coherent sources which produce the same far-field intensity distribution as a laser. *Optics Communications* 25, 293–296.
- Wood R. (1902). On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philosophical Magazine* 4, 396–402.



- 
- Wylie J. M. et Sipe J. E. (1984). Quantum electrodynamics near an interface. *Physical Review A* 30, 1185–1193.
- Würfel P. (1982). The chemical potential of radiation. *Journal of Physics C* 15, 3967–3985.
- Yablonovitch E. (1987). Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. *Physical Review Letters* 58, 2059–2062.
- Zenker M., Heinzl A., Stollwerck G., Ferber J. et Luther J. (2001a). Efficiency and Power Density Potential of Combustion-Driven Thermophotovoltaic Systems using GaSb Photovoltaic cells. *IEEE Transactions on Electron Devices* 48, 367–376.
- Zenker M., Heinzl A., Stollwerck G., Ferber J. et Luther J. (2001b). Efficiency and Power Density Potential of Combustion-Driven Thermophotovoltaic Systems Using GaSb Photovoltaic Cells. *IEEE Transactions on Electron Devices* 48, 367–376.

## Résumé

La présence d'ondes de surface sur certains matériaux (métaux, semiconducteurs dopés, cristaux polaires, cristaux photoniques) modifie leurs propriétés radiatives.

La 1ère partie de cette thèse est consacrée au phénomène d'émission thermique cohérente et amplifiée par plasmon-polaritons de surface. Nous avons tout d'abord conçu et réalisé une source thermique de tungstène avec une directivité exceptionnelle dans le proche infrarouge. Nous avons ensuite étudié le refroidissement radiatif du silicium dopé grâce à l'amplification d'émission thermique par plasmons de surface. Nous avons comparé les performances de ces sources cohérentes avec celles d'un système anti-réfléchissant : l'écran de Salisbury.

Dans la 2ème partie, nous étudions l'impact du transfert radiatif en champ proche sur la conversion thermophotovoltaïque (TPV). L'excitation d'ondes de surface sur la source éclairant la cellule TPV engendre un transfert radiatif amplifié et quasi-monochromatique. Nous présentons un modèle quantitatif permettant de calculer le photocourant et le rendement. Nous montrons que l'on peut obtenir une augmentation significative de la puissance électrique extraite et du rendement d'un dispositif TPV éclairé en champ proche.

La 3ème partie porte sur les propriétés radiatives des cristaux photoniques induites par ondes de surface. Deux phénomènes connus en plasmonique ont pu être obtenus : la transmission résonante à travers un film opaque et l'émission thermique cohérente. Un avantage des cristaux photoniques est la possibilité de modifier la fréquence d'excitation des ondes de surface en faisant varier les paramètres du cristal.

## Abstract

The existence of surface waves on materials like metals, doped semiconductors, polar materials or photonic crystals modifies their radiative properties.

The 1st part of this thesis deals with the coherent and amplified thermal emission by surface plasmon-polaritons. We have designed and fabricated a highly directional tungsten thermal source in the near infrared. We have also studied the radiative cooling of doped silicon thanks to the amplified thermal emission by surface plasmons. We have compared the efficiencies of those coherent sources with the one of an anti-reflective system : the Salisbury screen.

In the 2nd part, we study the impact of the near-field radiative transfer on thermophotovoltaic (TPV) energy conversion. The resonant excitation of surface waves on the thermal source illuminating the TPV cell generates an amplified and quasi-monochromatic radiative transfer. We propose a quantitative model of the calculation of the photogeneration current and the efficiency. We show a significant enhancement of both the efficiency and the output electric power of a near-field TPV converter.

The 3rd part is dedicated to the radiative properties of photonic crystals induced by surface waves. Two phenomena known in plasmonics have been obtained : the resonant transmission through an opaque film and the coherent thermal emission. A key advantage of photonic crystals is that the resonant frequency can be modified by changing the lattice parameters.