



HAL
open science

Interaction des ondes de surface avec des microstructures périodiques. Émission thermique cohérente et transmission résonante

François Marquier

► **To cite this version:**

François Marquier. Interaction des ondes de surface avec des microstructures périodiques. Émission thermique cohérente et transmission résonante. Physique [physics]. Ecole Centrale Paris, 2004. Français. NNT: . tel-00010113

HAL Id: tel-00010113

<https://theses.hal.science/tel-00010113>

Submitted on 12 Sep 2005

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

François MARQUIER

pour l'obtention du

GRADE de DOCTEUR

Formation doctorale : Physique-Énergétique

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

Interaction des ondes de surface avec des microstructures périodiques. Émission thermique cohérente et transmission résonante.

Soutenue le 22 octobre 2004

Composition du jury : MM. Greffet J.-J.
Joulain K.
Lalanne P. Rapporteur
Lourtioz J.-M. Président
Roch J.-F.
Van Labeke D. Rapporteur

-

À Soisick
À mes parents

Remerciements

Je remercie Monsieur Nasser Darabiha, directeur du laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion (EM2C) du CNRS et de l'École Centrale Paris, de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie Monsieur Jean-Michel Lourtioz, directeur de l'Institut d'Électronique Fondamentale à Orsay, d'avoir accepté de présider le jury.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Messieurs Philippe Lalanne et Daniel Van Labeke, qui ont bien voulu être rapporteurs de cette thèse, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je remercie également Monsieur Jean-François Roch de m'avoir fait l'honneur d'être membre du jury.

Le travail de ces trois années de thèse s'est effectué au sein du groupe "nanostructures et nanothermique" du laboratoire EM2C. Je tiens vivement à remercier Jean-Jacques Grefet, Karl Joulain et Rémi Carminati qui ont assuré de plus ou moins loin (géographiquement !) un encadrement remarquable de cette thèse. Plus particulièrement, je ne remercierai jamais assez Jean-Jacques pour l'ouverture scientifique qu'il a tenté de m'apporter : sa rigueur, sa pédagogie et surtout son approche des problèmes me serviront d'exemple pour longtemps. Un grand merci à Karl, dont la bonne humeur a ensoleillé ma première année de thèse, sa curiosité scientifique est un modèle pour moi. Je remercie aussi Rémi qui, bien que n'étant pas officiellement attaché à la direction de cette thèse, a su répondre à mes questions avec patience et pédagogie. Je le remercie plus particulièrement d'avoir prêté une oreille attentive, et je l'espère amicale, à des problèmes divers et variés.

Je tiens à remercier Yong Chen, à l'époque au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN), pour s'être impliqué dans le sujet de l'émission thermique sur les réseaux de SiC. Du même laboratoire, je ne saurai oublier Stéphane Collin, Fabrice Pardo et Jean-Luc Pelouard qui ont été très présents sur la fin de ma thèse, et qui ont contribué à une part non négligeable de ce manuscrit, ainsi qu'aux futurs développements que nous comptons apporter au sujet de l'émission de rayonnement.

J'aimerais également remercier Jean-Philippe Mulet et Rachid Elaloufi pour le soutien

qu'ils m'ont apporté au début de cette thèse en informatique et qui n'ont jamais hésité à me consacrer du temps pour me prodiguer des conseils utiles.

Merci à tous les thésards du laboratoire, en particulier ceux de la salle info, qui ont contribué à l'ambiance détendue et amicale qui régnait dans les lieux.

Je voudrais enfin adresser mes remerciements à tout le personnel du laboratoire, en particulier et en vrac : Erika et Yannick, pour leur gentillesse et leur rapidité à fabriquer les pièces que je descendais parfois leur demander, Karine, pour sa bonne humeur communicative lors des pauses café et pour son exceptionnelle efficacité administrative. Un grand merci aussi à Christian, pour son aide dans les montages et démontages que nous avons pu faire.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes qui m'ont été proches durant ces trois dernières années. Ma femme, Soisick, qui m'a guidé vers la thèse, puis qui m'a soutenu tout ce temps dans les moments plus difficiles. La période de rédaction du manuscrit n'a pas été dure que pour moi, je rends hommage à sa patience et à tout l'amour qu'elle m'a apporté. Mes parents évidemment, ma mère, pour son esprit cartésien, dont j'espère avoir un peu hérité, qui m'a encouragé dans la voie scientifique, et qui doit être contente que je sois quand même devenu docteur, mon père aussi, humaniste et droit, modèle que je tente encore de suivre. De manière générale, je remercie ma famille. Mes pensées vont vers mon beau-père, Gérard, qui aurait bien aimé voir ça et tant d'autres choses.

Mes amis ne sont pas en reste. Ils ont suivi avec intérêt l'évolution de mon travail. Merci à eux d'avoir supporté les explications dont je les assénais parfois (mais uniquement quand ils le demandaient, ou presque...). Parmi eux, je tiens particulièrement à remercier Sandra et Nicolas, modèles de dynamisme et professeurs occasionnels de valse, ainsi que Jennifer, pianiste et musicienne avec qui j'ai tant de plaisir à jouer. Marie, en souvenir de notre enfance. Marine et Marjorie, au laboratoire, grâce auxquelles, entre autres, je suis maintenant meilleur au scrabble. Tous, cités ou non, ont eu une influence sur cette thèse, elle est aussi la leur.

Table des matières

I	INTRODUCTION	1
1	Ondes de surface	5
1.1	Résonance de la matière : point de vue microscopique	6
1.1.1	Plasmon-polaritons	6
1.1.2	Phonon-polaritons	10
1.2	Résonance de surface : les équations de Maxwell	11
1.2.1	Première approche	11
1.2.2	Mode propre de l'interface	13
1.2.3	Représentation de la relation de dispersion	18
1.3	Couplage radiatif	19
1.3.1	Principe	19
1.3.2	Interprétation graphique	21
2	Diffraction par une structure périodique	25
2.1	Calcul des propriétés radiatives d'une structure périodique : Principe du calcul numérique	26
2.1.1	Configuration	26
2.1.2	Décomposition de Fourier du champ électromagnétique	27
2.1.3	Application de la décomposition aux équations de Maxwell	28
2.1.4	Propagation dans une couche de la structure	30
2.1.5	Lien entre les ondes entrantes et sortantes aux coefficients de Fourier du champ électromagnétique	31
2.2	Algorithme des ondes couplées	33
2.3	Calcul du champ électromagnétique dans la structure	35
2.4	Réseaux à deux dimensions de périodicité	36
2.5	Obtention de l'émissivité : loi de Kirchhoff	40
II	ÉMISSION THERMIQUE COHÉRENTE	43
3	Conception et Réalisation d'un montage de mesure de l'émissivité directionnelle	49
3.1	Système optique	50

3.1.1	Cahier des charges	50
3.1.2	Dispositif	53
3.1.3	Notations	54
3.1.4	Conditions sur le grandissement	55
3.1.5	Conditions sur la détection	56
3.1.6	Condition sur le flux	56
3.1.7	Excitation des ondes de surface	58
3.2	Mesure et traitement	59
3.2.1	Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier	59
3.2.2	Problèmes liés à l'émission thermique de l'environnement	61
3.2.3	Obtention de l'émissivité	62
3.2.4	Détermination exacte de la température	63
3.2.5	Validation	64
4	Émission thermique de réseaux de SiC	69
4.1	Interface plane SiC/air	70
4.1.1	Indice du SiC	70
4.1.2	Relation de dispersion	71
4.1.3	Réflexivité et émissivité de l'interface plane	75
4.2	Émission directionnelle et quasi-monochromatique	76
4.2.1	Caractéristiques du réseau	76
4.2.2	Étude spectrale	78
4.2.3	Émission d'antenne	80
4.2.4	Problème de température	81
4.3	Cohérence spatiale	84
4.3.1	Principe	84
4.3.2	Résultats	87
4.4	Émission isotrope et quasi-monochromatique	89
4.4.1	Caractéristiques du réseau	89
4.4.2	Obtention des spectres	90
5	Émission thermique de réseaux de Si dopé	93
5.1	Caractéristiques du silicium dopé	95
5.1.1	Modèle d'indice dépendant du dopage	95
5.1.2	Présence des plasmons de surface	96
5.1.3	Relation de dispersion suivant le dopage	97
5.2	Émission directionnelle et quasi-monochromatique	100
5.3	Émission isotrope et quasi-monochromatique	103
5.4	Refroidissement par rayonnement	107
5.4.1	Introduction	107

TABLE DES MATIÈRES

5.4.2	L'écran de Salisbury	108
5.4.3	Comparaison des systèmes	108
III TRANSMISSION RÉSONANTE		115
6	Transmission résonante par un réseau de fentes en argent	121
6.1	Configuration de l'étude	122
6.1.1	Contexte	122
6.1.2	Caractéristiques du réseau et spectres en transmission	123
6.2	Résonances de structure	126
6.2.1	Modes de surface	126
6.2.2	Modes de cavité	126
6.2.3	Modes couplés	127
6.3	Caractérisation de la transmission	130
6.3.1	Caractère du mode couplé	130
6.3.2	Résonance et largeur des pics	135
6.3.3	rendement radiatif : hauteur des pics	136
6.3.4	Lien entre la largeur et la hauteur des pics	139
7	Réseau de trous carrés en Ag	141
7.1	Étude d'un réseau à deux directions de périodicité	142
7.1.1	Configuration	142
7.1.2	Spectres et hauteur du pic de transmission	142
7.2	Influence de l'épaisseur sur la transmission	145
7.2.1	Dépendance en épaisseur	145
7.2.2	Rôle des pertes	146
7.3	Analyse modale	147
7.3.1	Analyse des modes du réseau	147
7.3.2	Recherche des modes d'un guide infini	149
7.3.3	Interprétation et perspectives	150
7.4	Bilan	154
8	Transmission résonante dans l'infrarouge	155
8.1	Réseau de fentes en SiC	157
8.1.1	Réseau étudié et spectre en transmission	157
8.1.2	Caractère résonant de la transmission	158
8.2	Transmission sans ondes de surface	163
8.2.1	Indice d'un matériau fictif	163
8.2.2	Comparaisons	164
8.3	Réseau de trous	167

IV CONCLUSION GÉNÉRALE	173
A Modes d'un guide métallique infini	179
Références	187

Première partie
INTRODUCTION

Introduction

Au début du vingtième siècle, Wood (1902) observe des anomalies dans les efficacités des ordres de diffraction de réseaux métalliques. Ces anomalies sont dues, on le saura plus tard, au couplage d'une onde propagative incidente avec une onde de surface, conduisant à un phénomène d'absorption résonante. C'est à la fin des années 50 que Ritchie (1957) découvre les ondes de surfaces. L'étude de celles-ci connaît alors un essor important pour finalement ralentir au milieu des années 80 (Raether 1988). Comme nous allons le voir dans le chapitre 1, ces ondes sont liées à des résonances du matériau. Dans les métaux par exemple, les électrons libres peuvent osciller de manière collective. Dans des cristaux contenant des atomes d'électronégativités différentes - matériaux polaires - il existe aussi des modes particuliers de vibration qui font osciller les charges portées par les atomes. Ces oscillations résonantes de densité de charge sont couplées à une onde électromagnétique appelée plasmon polariton ou phonon polariton suivant l'origine microscopique de cette onde : si l'on est dans un métal ou dans un matériau polaire respectivement. Une interface séparant le vide ou l'air d'un tel matériau possède elle aussi des résonance de ce type, pour lesquelles l'onde électromagnétique associée reste confinée à l'interface et se propage le long de celle-ci. Du fait de la résonance, le champ électromagnétique est donc exalté le long de la surface : cette onde est un plasmon polariton de surface ou un phonon polariton de surface.

Dans les années 90, l'introduction de la microscopie de champ proche va relancer le sujet. Grâce au SNOM (Scanning Near-Field Optical Microscopy), on peut maintenant observer les ondes de surface. L'évolution conjointe des techniques de fabrication et des méthodes numériques de calcul permet l'essor de nanostructures qui utilisent les propriétés de celles-ci. Ainsi, la grande longueur de propagation de ces ondes de surface (plusieurs longueurs d'onde) induit une cohérence du champ confiné sur l'interface (Henkel *et al.* 2000). La forte densité d'énergie que portent les ondes de surface (Shchegrov *et al.* 2000; Carminati et Greffet 1999) est aussi une conséquence très intéressante de l'existence de ces ondes de surface sur certains matériaux.

La nanostructuration de l'interface permet d'exploiter les propriétés de ces ondes dans des domaines tels que la microscopie de champ proche, l'émission de lumière, les guides

d'onde. On peut effectivement à l'aide de micro ou nanostructures coupler les ondes de surface à des ondes propagatives et inversement (Raether 1988). Il est ainsi possible de changer les propriétés radiatives des matériaux. Remonter à ces propriétés exige des outils numériques puissants fondés sur des algorithmes rigoureux. Nous exposerons donc dans le chapitre 2 la méthode d'analyse rigoureuse des ondes couplées dont nous nous sommes servis pour explorer les propriétés radiatives, (émissivité et transmittivité la plupart du temps) des structures périodiques que nous avons étudiées.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à l'étude numérique et expérimentale de l'émission thermique de rayonnement par des matériaux microstructurés. L'idée est d'exciter thermiquement des ondes de surface sur un matériau puis de les coupler par l'intermédiaire d'un réseau à des ondes propagatives, modifiant ainsi les propriétés d'émission de la surface plane (Hesketh *et al.* 1986; Greffet *et al.* 2002). Après avoir exposé dans le chapitre 3 le principe et la réalisation de la mesure d'émissivité de telles structures, nous aborderons les résultats obtenus sur des réseaux de carbure de silicium - matériau polaire supportant des phonons polaritons de surface - dans le chapitre 4. Le chapitre 5 sera consacré à l'étude de l'émission de structures de silicium dopé - supportant des plasmons polaritons de surface. Nous verrons qu'il est possible d'exploiter les propriétés de cohérence des ondes de surface pour créer des sources de rayonnement monochromatiques, directionnelles ou isotropes.

Un autre grand axe de cette thèse a porté sur le phénomène de transmission résonante, qui est objet de débats depuis l'expérience de Ebbesen *et al.* (1998) consistant à examiner la transmission de films minces (métalliques la plupart du temps) percés de fentes ou de trous de dimensions petites devant la longueur d'onde d'éclairement. On remarque qu'il peut apparaître des pics importants dans le spectre en transmission de telles structures. Les ondes de surface jouent-elles un rôle ou non dans cet effet ? Le chapitre 6 reprend une structure en argent classique et montre clairement quelles sont les causes de la transmission. Le chapitre 7 explore les propriétés de structures périodiques de trous, le dernier chapitre étant quant à lui consacré à des réseaux de SiC en transmission, montrant que des effets associés classiquement à des plasmons polaritons de surface sont aussi possibles avec des phonons polaritons de surface.

Chapitre 1

Ondes de surface

Table des matières

1.1	Résonance de la matière : point de vue microscopique	6
1.1.1	Plasmon-polaritons	6
1.1.2	Phonon-polaritons	10
1.2	Résonance de surface : les équations de Maxwell	11
1.2.1	Première approche	11
1.2.2	Mode propre de l'interface	13
1.2.3	Représentation de la relation de dispersion	18
1.3	Couplage radiatif	19
1.3.1	Principe	19
1.3.2	Interprétation graphique	21

1.1 Résonance de la matière : point de vue microscopique

Avant d'aborder les ondes de surface de manière analytique grâce aux équations de Maxwell, nous allons en donner une image physique. Nous verrons qu'il existe deux types d'onde de surface (Kittel 1972; Ashcroft et Mermin 1976), les *plasmons-polaritons* de surface, qui apparaissent dans les métaux, et les *phonons-polaritons* de surface, qui apparaissent dans les matériaux polaires. Nous ne nous intéresserons de plus qu'à des matériaux non magnétiques.

1.1.1 Plasmon-polaritons

Dans un métal, on peut considérer les électrons libres comme un plasma, c'est-à-dire un gaz d'électrons libres, d'une densité donnée. Il existe des modes optiques longitudinaux dans ce plasma qui sont des oscillations de la densité d'électrons, qui se propagent dans le métal avec un vecteur d'onde \mathbf{K} dirigé dans le même sens que les oscillations (modes longitudinaux). Ce type d'oscillation collective des électrons a une énergie quantifiée, et de la même manière que pour le quantum d'énergie du champ électromagnétique nous parlons de *photons*, nous parlerons dans ce cas de *plasmons*. Nous allons remonter aux principales caractéristiques microscopiques et analytiques des plasmons dans le volume de métal avant d'aborder leurs interactions avec une interface plane.

a Première approche

On appelle n le nombre d'électrons par unité de volume dans le métal. Nous allons dans un premier temps rappeler le modèle de Drude de la réponse du matériau à un champ électrique. On caractérise classiquement cette réponse par la constante diélectrique ϵ du matériau. Considérons un électron de masse m et de charge $-e$ dans le matériau, soumis à un champ électrique \mathbf{E} . On appelle \mathbf{r} le déplacement de l'électron. L'équation du mouvement en régime monochromatique, à la fréquence ω nous donne :

$$-m\omega^2 \mathbf{r} = -e \mathbf{E} \tag{1.1}$$

On peut de plus définir le vecteur polarisation \mathbf{P} de deux façons différentes :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= n(-e) \mathbf{r} && \text{d'une part,} \\ \mathbf{P} &= \epsilon_0(\epsilon - 1)\mathbf{E} && \text{d'autre part.} \end{aligned} \tag{1.2}$$

1.1 RÉSONANCE DE LA MATIÈRE : POINT DE VUE MICROSCOPIQUE

En injectant l'expression de \mathbf{r} obtenue en 1.1 et en combinant les équations 1.2, il vient l'expression classique de la constante diélectrique d'un métal sans pertes (modèle de Drude) :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.3)$$

où ω_p est la fréquence plasma caractérisant le matériau, elle s'exprime en fonction du nombre d'électrons par unité de volume n , la charge élémentaire e , la masse de l'électron m et la permittivité du vide ϵ_0 :

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \quad (1.4)$$

On définit les plasmons de volume comme une oscillation de la densité d'électrons ρ dans le métal. On peut par exemple imaginer exciter un plasmon à l'aide d'un champ électrique. Considérons pour cela un parallélépipède de taille finie dans le matériau : les régions de charges positives et négatives se superposent (Figure 1.1(a)). Quand ce système est soumis à un champ électrostatique, il y a un déplacement du nuage électronique (Figure 1.1(b)). Le nuage électronique s'est déplacé par rapport aux charges positives et si l'on coupe le champ électrostatique, il existe un champ électrique dans le métal. Ce champ électrique va mettre en mouvement les charges, initiant ainsi un mouvement d'oscillation. On peut donc associer une onde électromagnétique à l'oscillation de plasma : cette onde est un *plasmon-polariton*.

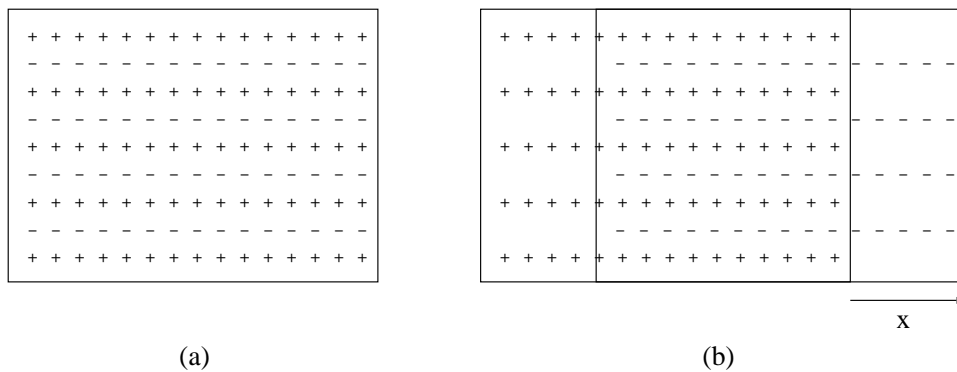


FIG. 1.1 – Métal à l'équilibre (a), et hors d'équilibre (b).

On montre aisément à l'aide du théorème de Gauss que les électrons du milieu sont soumis à une force $-ne^2 x/\epsilon_0$, de sorte qu'ils oscillent à la pulsation ω_p . Cette oscillation a lieu parallèlement au champ électrique : c'est donc une onde longitudinale.

On peut retrouver ce résultat de façon plus générale. Considérons pour cela une onde d'oscillation de la densité d'électrons, caractérisée par un vecteur d'onde \mathbf{k} et une fréquence ω . le mouvement des électrons par rapport aux charges positives fixes entraîne l'apparition d'un champ électrique \mathbf{E} , et donc d'une densité volumique de courant \mathbf{j} telle que $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ où σ est la conductivité du matériau. On a :

$$\operatorname{div} \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1.5)$$

que l'on peut encore écrire sous la forme suivante :

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} \sigma - i\omega \rho(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad (1.6)$$

On constate que seule la composante longitudinale du champ électrique, c'est-à-dire parallèle au vecteur d'onde \mathbf{k} , est couplée à la variation de la densité de charge. Un plasmon polariton est donc un mode optique *longitudinal*. Au niveau des équations de Maxwell, on a de plus :

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0 \quad \text{soit} \quad \epsilon(\omega) i\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.7)$$

Dans cette expression, le terme $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}$ est nécessairement non nul puisque l'on cherche une onde longitudinale. Le plasmon polariton est donc caractérisé par une fréquence ω donnée, que l'on déduit de :

$$\epsilon(\omega) = 0 \quad \text{soit} \quad \omega = \omega_p \quad (1.8)$$

b Modèle hydrodynamique

Une autre façon de percevoir la notion de plasmons est de considérer une onde acoustique dans un gaz d'électrons de densité n . Nous allons étudier rapidement une telle onde. On appelle $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ le vecteur champ de vitesse des électrons dans le matériau, $\rho_m = n m$ est la masse volumique du gaz, $\rho_e = n(-e)$, sa densité de charge. Le système constitué du gaz d'électrons est soumis à deux forces volumiques :

- la force électrique : $\rho_e \mathbf{E}$
- la force de pression des électrons $-\nabla P_e$, où $P_e = n k_B T$, k_B étant la constante de Boltzman et T la température du cristal métallique.

1.1 RÉSONANCE DE LA MATIÈRE : POINT DE VUE MICROSCOPIQUE

L'équation du mouvement s'écrit donc :

$$\rho_m \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla P_e + \rho_e \mathbf{E} \quad (1.9)$$

L'onde acoustique dans le gaz d'électrons libre est une variation de la densité d'électrons n . On écrit $n = n^0 + \delta n$, ce qui induit $\rho_e = \rho_e^0 + \delta \rho_e$ et $\rho_m = \rho_m^0 + \delta \rho_m$. L'équation 1.9 devient :

$$(\rho_m^0 + \delta \rho_m) \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla(n^0 + \delta n)k_B T + (\rho_e^0 + \delta \rho_e) \mathbf{E} \quad (1.10)$$

Nous savons d'autre part que :

$$\text{div}(\rho_m \mathbf{v}) + \frac{\partial \rho_m}{\partial t} = 0 \quad (1.11)$$

δn est un terme du premier ordre. l'équation de conservation de la masse 1.11 montre que \mathbf{v} est également un terme du premier ordre. En linéarisant 1.10, on obtient à l'ordre 1 :

$$n^0 m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -k_B T \nabla(\delta n) + n^0 (-e) \mathbf{E} \quad (1.12)$$

En combinant la divergence de l'équation 1.12 et la relation 1.11, il vient :

$$-m \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \delta n}{\partial t} = -k_B T \Delta \delta n - n^0 e \text{div} \mathbf{E} \quad (1.13)$$

Nous savons aussi par les équations de Maxwell que :

$$\text{div} \mathbf{E} = \frac{\rho^+ + \rho^-}{\epsilon_0} = \frac{\delta n(-e)}{\epsilon_0} \quad (1.14)$$

On peut alors écrire :

$$\Delta \delta n - \frac{m}{k_B T} \frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} = \frac{n^0 e^2}{\epsilon_0} \frac{1}{k_B T} \delta n \quad (1.15)$$

$$= \omega_p^2 \frac{m}{k_B T} \delta n \quad (1.16)$$

On constate que δn vérifie l'équation d'une onde de vitesse $\sqrt{k_B T/m}$. Si l'on appelle v_φ la vitesse de l'onde de densité électronique qui traverse le matériau, k son vecteur d'onde et ω sa fréquence, on peut reformuler l'équation 1.15 sous la forme suivante :

$$-k^2 + \frac{\omega^2}{v_\varphi^2} = \frac{\omega_p^2}{v_\varphi^2} \quad (1.17)$$

Nous avons donc l'expression de la relation de dispersion de l'onde acoustique qui se propage dans le gaz d'électrons :

$$\omega^2 = k^2 v_\varphi^2 + \omega_p^2 \quad (1.18)$$

Dans le domaine visible, k est de l'ordre de 10^8 m^{-1} , la vitesse acoustique des électrons est de l'ordre de 10^5 m.s^{-1} , et $\omega_p \approx 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$. Le terme $k^2 v_\varphi^2$ dû à la force de pression est donc négligeable devant le terme ω_p^2 qui provient des forces électriques, il vient donc $\omega \approx \omega_p$. Autrement dit, dans le domaine visible, une onde acoustique dans un gaz d'électrons est un plasmon. Le plasmon n'apparaît pas ici comme une simple singularité de la constante diélectrique, mais comme une résonance acoustique du gaz d'électron dans le métal. Notons qu'en réalité cette résonance est limitée par des pertes que nous n'avons pas incluses dans ce modèle.

1.1.2 Phonon-polaritons

Le *phonon* est un quantum d'énergie élastique. Dans un cristal polaire, les atomes ont des différences d'électronégativité : si les atomes sont soumis à des ondes de vibration, ils peuvent créer des dipôles oscillants et se coupler au champ électromagnétique. On peut alors parler de modes couplés ayant un aspect vibratoire (phonon) et un aspect électromagnétique (photon) et l'on parle de *phonon-polariton* de volume.

Les matériaux polaires se caractérisent par une constante diélectrique de la forme (Palik 1985) :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \frac{\omega^2 - \omega_L^2}{\omega^2 - \omega_T^2} \quad (1.19)$$

1.2 RÉSONANCE DE SURFACE : LES ÉQUATIONS DE MAXWELL

De même que pour le plasmon polariton, le phonon polariton de volume est un mode optique longitudinal, et la fréquence propre de l'oscillation des atomes du cristal est déterminée par $\epsilon(\omega) = 0$, c'est-à-dire ω_L dans le cas d'un matériau polaire. Un exemple d'une telle vibration est donné sur la figure 1.2 dans le cas d'un cristal diatomique (NaCl ou SiC par exemple).

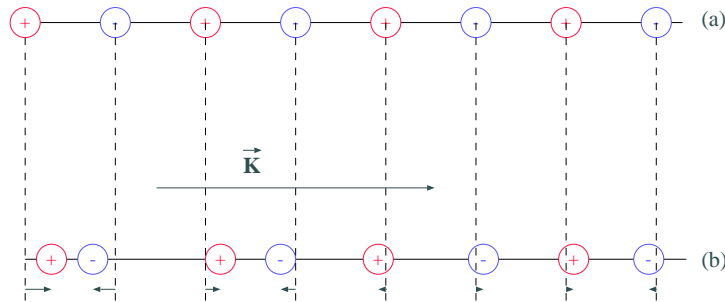


FIG. 1.2 – Principe d'un phonon polariton dans un cristal diatomique. Les atomes d'électronégativité plus forte, donc chargés négativement, sont symbolisés par le signe “-”. Le mode de vibration est caractérisé par le vecteur d'onde \mathbf{K} . En (a), on voit la chaîne diatomique à l'équilibre, en (b), le mode de vibration optique longitudinal.

Par analogie avec le plasmon polariton, le phonon polariton est donc un mode longitudinal de vibration du réseau cristallin couplé avec le champ électromagnétique. Dans les deux cas, nous avons une oscillation mécanique d'un système chargé, ce qui entraîne un champ électromagnétique. Dans le référentiel de l'onde mécanique, c'est un champ électrostatique.

1.2 Résonance de surface : les équations de Maxwell

1.2.1 Première approche

Lorsque l'on considère une interface séparant du vide d'un milieu ayant des ondes longitudinales, il apparaît des modes de surface qui se propagent parallèlement à l'interface. Ces ondes sont des modes transverses du champ, car ils satisfont à $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$. Toutefois, ils sont associés à des ondes de densité de charge surfacique et comportent donc une composante non nulle du champ parallèle à la partie réelle du vecteur d'onde.

Prenons l'exemple des plasmons de surface. Nous nous plaçons dans le cas d'une interface plane séparant l'air d'un métal de constante diélectrique $\epsilon(\omega)$. Les plasmons sont modifiés par la présence de l'interface. Une façon simple de trouver la signature de la résonance des plasmons de surface est de chercher une résonance de la réponse de l'interface. Nous considérons pour cela une charge q dans l'air, au dessus de l'interface (Figure 1.3).

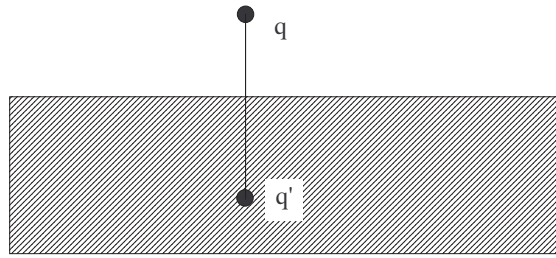


FIG. 1.3 – Interface plane séparant un métal de constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ et l'air. Une charge q dans l'air a une image q' dans le métal.

On peut montrer que le potentiel au-dessus de l'interface est égal au potentiel créé par la charge q auquel il faut ajouter le potentiel créé par une charge image q' , telle que (Jackson 2001) :

$$q' = \underbrace{\frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1}}_{(1)} q \quad (1.20)$$

Le terme (1) est la réponse de l'interface à une excitation extérieure q . Dans le métal, le plasmon polariton de volume est une résonance du matériau. Nous appelons plasmon polariton de surface la résonance associée à l'interface air/métal, elle se traduit par l'annulation du dénominateur du terme (1) dans l'équation 1.20, c'est-à-dire que q' peut exister sans excitation extérieure. Dans le cas du modèle de constante diélectrique simple développé précédemment on trouve que la fréquence propre du plasmon polariton de surface est $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$.

Ce raisonnement peut être tenu de la même manière pour une interface entre le vide et un matériau polaire. Hillenbrand *et al.* (2002) ont expérimentalement mis en évidence la résonance du terme (1) en approchant une pointe de platine d'une surface plane de SiC. Ils ont pour cela éclairé le système pointe-interface avec un laser CO₂ accordable, et récupéré le signal diffracté S , qui permet d'accéder au champ proche local d'interaction entre la pointe et l'interface. Ils ont constaté une très forte augmentation du signal pour une fréquence ω telle que $Re[\epsilon(\omega)] = -1$, où $\epsilon(\omega)$ est la constante diélectrique du SiC. On retrouve donc la résonance décrite à partir de la relation 1.20. Cette résonance montre une forte exaltation du champ électromagnétique à la surface du matériau, qui correspond à l'excitation d'un phonon polariton de surface.

1.2 RÉSONANCE DE SURFACE : LES ÉQUATIONS DE MAXWELL

Physiquement, un plasmon polariton de surface ou un phonon polariton de surface correspondent donc à une onde électromagnétique couplée à un plasmon ou un phonon, c'est-à-dire à une oscillation de densité de charge, qui est confinée à la surface du matériau et qui se propage le long de l'interface, comme représenté sur la figure 1.4 dans le cas d'un plasmon polariton de surface.

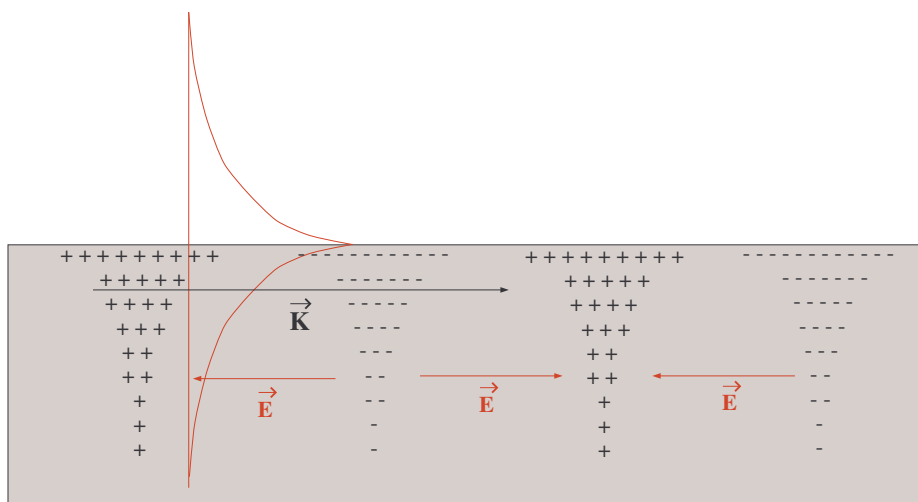


FIG. 1.4 – Principe d'un plasmon polariton de surface : l'oscillation collective des électrons dans la direction du vecteur d'onde \vec{K} induit une onde électromagnétique qui décroît exponentiellement dans la direction perpendiculaire à l'interface et se propage le long de celle-ci. Par continuité, il existe aussi une onde électromagnétique dans l'air, au dessus du métal.

1.2.2 Mode propre de l'interface

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 remonter des équations de base à ces résultats.

Comme nous l'avons déjà introduit précédemment, les ondes de surface sont des résonances électromagnétiques de l'interface plane, elles sont évanescentes dans une direction perpendiculaire à l'interface (confinement) et se propagent le long de celle-ci. Il est possible d'étudier les résonances 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 :

$$\begin{pmatrix} O_1 \\ O_2 \end{pmatrix} = (S) \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Une définition des résonances de la structure est de considérer qu'un champ électromagnétique peut exister sans excitation extérieure, ce qui revient à dire que l'on veut 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 1.5, qui est une interface plane séparant deux milieux 1 et 2. Une onde incidente plane de vecteur d'onde \vec{k}_i éclaire la structure. Nous avons représenté le système en polarisation p , qui est la polarisation sur laquelle nous allons raisonner dans la suite.

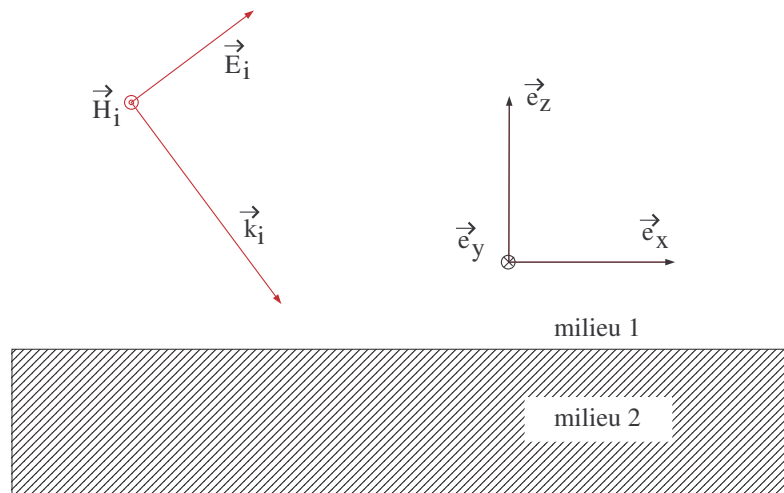


FIG. 1.5 – Cas de la polarisation p .

Dans toute la suite ϵ_j est 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 sur ce champ que nous allons raisonner 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 coefficients de réflexion r et de transmission t de l'interface, il vient :

$$H_r = rH_i \quad (1.22)$$

$$H_t = tH_i \quad (1.23)$$

1.2 RÉSONANCE DE SURFACE : LES ÉQUATIONS DE MAXWELL

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). Une résonance peut exister si les coefficients r et t admettent des pôles. L'apparition d'une onde de surface est donc liée au fait que l'on peut ou non voir apparaître un pôle dans le coefficient de réflexion de Fresnel (ou de transmission, ce qui reviendra au même comme nous allons le voir). Nous allons retrouver rapidement l'expression de ces coefficients.

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

$$\mathbf{k} = k_{\parallel} \mathbf{e}_x + \gamma \mathbf{e}_z \quad (1.24)$$

De plus, les relations de Descartes imposent :

$$(k_{\parallel})_t = (k_{\parallel})_r = (k_{\parallel})_i = k_{\parallel} \quad (1.25)$$

$$\gamma_r = -\gamma_i, \text{ on pose } \gamma_i = \gamma_1 \text{ et } \gamma_t = \gamma_2 \quad (1.26)$$

Lorsque l'on se place en régime monochromatique, les équations de Maxwell donnent de manière classique des équations de Helmholtz pour le champ total de la forme suivante, dans le milieu 1 :

$$\Delta \mathbf{E} + \epsilon_1 \mu_0 \omega^2 \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (1.27)$$

$$\Delta \mathbf{H} + \epsilon_1 \mu_0 \omega^2 \mathbf{H} = \mathbf{0} \quad (1.28)$$

et dans le milieu 2 :

$$\Delta \mathbf{E} + \epsilon_2 \mu_0 \omega^2 \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (1.29)$$

$$\Delta \mathbf{H} + \epsilon_2 \mu_0 \omega^2 \mathbf{H} = \mathbf{0} \quad (1.30)$$

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

$$H_1 = \overbrace{A_1 e^{ik_{\parallel}x} e^{-i\gamma_1 z}}^{\text{onde incidente}} + \overbrace{B_1 e^{ik_{\parallel}x} e^{+i\gamma_1 z}}^{\text{onde réfléchie}} \quad (1.31)$$

$$H_2 = \overbrace{A_2 e^{ik_{\parallel}x} e^{-i\gamma_2 z}}^{\text{onde transmise}} \quad (1.32)$$

En écrivant les conditions de continuité pour \mathbf{H} et \mathbf{E} , on retrouve facilement les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel (pour \mathbf{H}) dans le cas de polarisation p :

$$r_p = \frac{B_1}{A_1} = \frac{\epsilon_2 \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2}{\epsilon_2 \gamma_1 + \epsilon_1 \gamma_2} \quad (1.33)$$

$$t_p = \frac{A_2}{A_1} = \frac{2\epsilon_2 \gamma_1}{\epsilon_2 \gamma_1 + \epsilon_1 \gamma_2} \quad (1.34)$$

Le même raisonnement pourrait être tenu dans le cas de polarisation s , en intervertissant \mathbf{H} et \mathbf{E} sur la figure 1.5. On aurait alors les deux coefficients de réflexion et de transmission (pour \mathbf{E}) suivant :

$$r_s = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (1.35)$$

$$t_s = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (1.36)$$

Notons que dans chaque cas de polarisation le dénominateur du coefficient de réflexion est le même que pour le coefficient de transmission. γ_1 et γ_2 étant de même signe par définition, force est de constater que le coefficient de réflexion de Fresnel dans le cas de polarisation s n'admet pas de pôles : on ne peut pas annuler son dénominateur. Cela signifie en d'autres termes que les ondes de surface ne peuvent pas exister dans cette direction de polarisation. Il en va autrement du coefficient de transmission dans le cas p . On sait effectivement que la permittivité ϵ 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 coefficient 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 :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{ik_{//}x} e^{i\gamma z} e^{-i\omega t} \quad (1.37)$$

où γ est un imaginaire pur (l'onde de surface est évanescence, c'est-à-dire décroît exponentiellement suivant l'axe Oz) et $k_{//}$ un 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.

1.2 RÉSONANCE DE SURFACE : LES ÉQUATIONS DE MAXWELL

En reprenant les équations de Helmholtz écrites au début de cette partie et en les projetant, il vient :

$$-(k_{\parallel}^2 + \gamma_1^2) + \epsilon_1 \mu_0 \omega^2 = 0 \quad (1.38)$$

$$-(k_{\parallel}^2 + \gamma_2^2) + \epsilon_2 \mu_0 \omega^2 = 0 \quad (1.39)$$

et en couplant ces deux équations avec la relation suivante (pôle du coefficient de réflexion de Fresnel) :

$$\epsilon_2 \gamma_1 + \epsilon_1 \gamma_2 = 0 \quad (1.40)$$

On peut déduire de cette dernière équation une expression de γ_2 en fonction de ϵ_1 , ϵ_2 et γ_1 :

$$\gamma_2 = \frac{\epsilon_2^2 \gamma_1^2}{\epsilon_1^2} \quad (1.41)$$

En réinjectant cette expression dans l'équation 1.39, et en combinant avec l'équation 1.38, on peut faire disparaître le terme γ_1 , il vient :

$$k_{\parallel}^2 \left(1 - \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1^2}\right) = \mu_0 \omega^2 \left(\epsilon_2 - \epsilon_1 \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1^2}\right) \quad (1.42)$$

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

$$k_{\parallel}^2 = \mu_0 \omega^2 \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (1.43)$$

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 ($\epsilon_2 = \epsilon_0 \epsilon(\omega)$), on trouve la relation de dispersion suivante :

$$k_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon(\omega) + 1} \quad (1.44)$$

À partir de cette relation de dispersion et de 1.40, on peut montrer qu'il existe des conditions sur la constante diélectrique ϵ pour qu'il puisse y avoir des ondes de surface : il faut nécessairement $Re(\epsilon) < 0$ et $|Re(\epsilon)| > 1$, soit $Re(\epsilon) < -1$ (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. On retrouve par cette condition que les ondes de surface, que nous n'avons abordé ici que de manière analytique, n'existent que sur les métaux ou les matériaux polaires.

1.2.3 Représentation de la relation de dispersion

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 $Re[\epsilon(\omega)] < -1$. Comme nous l'avons vu lorsque nous avons abordé le caractère microscopique des ondes de surface, cela n'est pas possible sur tous les matériaux. On retrouve en fait que cette condition n'est remplie que pour les métaux et pour les cristaux polaires. Pour avoir une idée du comportement des ondes de surface sur une interface plane, nous allons essayer d'approcher la relation de dispersion 1.44 en prenant la constante diélectrique classique d'un métal sans pertes qui est donnée par le modèle de Drude suivant :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.45)$$

où ω_p est la fréquence plasma du métal, c'est-à-dire la fréquence propre d'oscillation du plasmon définie dans la section précédente.

Cette constante diélectrique est réelle. On peut facilement montrer que 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 ω^2/c^2 : on retrouve γ imaginaire pur, c'est-à-dire que l'onde est purement évanescence dans la direction z . La relation de dispersion 1.44 devient :

$$k_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{2\omega^2 - \omega_p^2} = \frac{\omega^2}{2c^2} \frac{(\omega - \omega_p)(\omega + \omega_p)}{(\omega - \omega_p/\sqrt{2})(\omega + \omega_p/\sqrt{2})} \quad (1.46)$$

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 le comportement d'un photon. 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 1.6). On peut montrer que la fréquence $\omega_p/\sqrt{2}$ est la fréquence de résonance du plasmon 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. Pour des matériaux polaires, nous aurons à faire à un couplage entre un phonon et un photon et nous parlerons

1.3 COUPLAGE RADIATIF

de *phonon-polaritons* de surface.

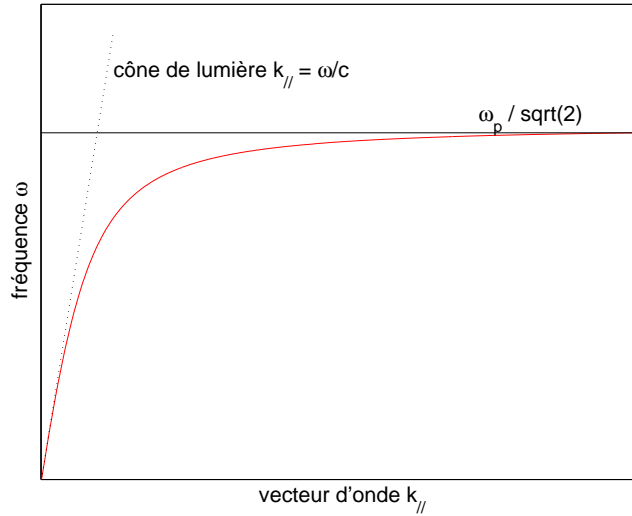


FIG. 1.6 – Relation de dispersion d’un plasmon de surface sur une interface plane séparant l’air d’un métal sans pertes caractérisé par une fréquence plasma ω_p .

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 réelles en ω ni en $k_{||}$. Une discussion détaillée de ce cas de figure est développée dans le chapitre 4 sur le SiC. Cette relation de dispersion est toutefois caractéristique des ondes de surface de manière générale : une branche linéaire proche de la droite $k_{||} = \omega/c$ et une branche asymptotique pour une fréquence ω_{sup} qui dépend du matériau. Ce schéma simplifie ce qu’il se passe, mais permet dans la plupart des cas d’avoir une idée claire du comportement des plasmon-polaritons ou phonon-polaritons de surface.

1.3 Couplage radiatif

1.3.1 Principe

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 ou un phonon de surface ne sont pas radiatives, on ne peut pas les observer loin de l’échantillon. Inversement, on ne peut pas non plus venir exciter un plasmon ou un phonon de surface avec une onde électromagnétique incidente plane propagative. Posons en effet \mathbf{k}_i le vecteur d’onde de ce champ incident, k_i^x est la projection de ce vecteur sur l’axe Ox et θ_i l’angle d’incidence de cette onde. Pour exciter

un plasmon par exemple, il faudrait :

$$k_x^i = k_{\text{plasmon}}(\omega) \quad (1.47)$$

Or $k_x^i = \omega/c \sin \theta_i < \omega/c$ et nécessairement $|k_{\text{plasmon}}(\omega)| > \omega/c$ (car l'onde est évanescente). Il est donc impossible d'avoir directement l'égalité 1.47. Une façon de coupler les ondes de surfaces évanescentes avec des ondes propagatives est d'utiliser un réseau (Figure 1.3.1).

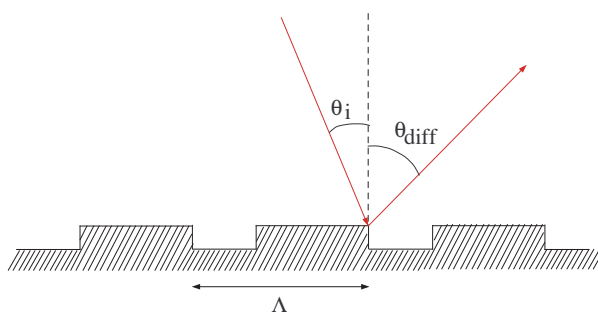


FIG. 1.7 – Réseau de période Λ .

La formule des réseaux est simple :

$$k_0 \sin \theta_{\text{diff}} = k_0 \sin \theta_i + p \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{où} \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (1.48)$$

p est un entier relatif, c'est l'ordre de diffraction. En d'autres termes, lorsque l'on a une structure périodique, de période Λ , les vecteurs d'onde sont égaux modulo $2\pi/\Lambda$: c'est une conséquence du théorème de Bloch.

On peut *a priori* trouver un ordre p tel que :

$$k_{\text{plasmon}}(\omega) = k_x^i + p \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.49)$$

c'est-à-dire que l'on peut venir exciter un plasmon de surface avec une onde électromagnétique incidente plane. On a alors un phénomène d'absorption totale : pour une fréquence ω donnée, on peut trouver un angle θ d'incidence de l'onde plane tel que l'on remplit la condition 1.49 avec $k_x^i = \omega/c \sin \theta$, alors l'énergie de l'onde plane passe dans celle de l'onde de surface puis est absorbée par le matériau. Ce phénomène est connu depuis longtemps pour des réseaux métalliques (Wood 1902), il n'a toutefois été analysé que beaucoup plus tard par Hessel et Oliner (1965). Petit (1980) et Raether (1988) reprennent en détail cet effet.

1.3 COUPLAGE RADIATIF

Inversement, on peut aussi trouver un ordre q tel que :

$$k_x = k_{\text{plasmon}}(\omega) + q \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.50)$$

avec k_x plus petit que le vecteur d'onde dans le vide $k_0 = \omega/c$, et que l'on peut donc écrire sous la forme $k_0 \sin \theta$. C'est-à-dire que si l'on arrive à exciter une onde de surface, on peut coupler celle-ci avec un mode radiatif dans la direction θ : on peut désormais observer les effets de l'onde de surface à grande distance.

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. 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.

1.3.2 Interprétation graphique

On suppose que la présence du réseau ne modifie pas la forme de la relation de dispersion obtenue sur la figure 1.6, 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 1.49 peut se traduire graphiquement en décalant la courbe $\omega = f(k_{\parallel})$ d'un multiple de $2\pi/\Lambda$ (Figure 1.8).

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. De plus, la relation de dispersion est symétrique par rapport à $k_{\parallel} = 0$. Effectivement on ne change rien à l'équation 1.44 si l'on remplace k_{\parallel} par $-k_{\parallel}$. On obtient alors la figure 1.9 pour la relation de dispersion des ondes de surface en présence d'un réseau.

On voit que la présence du réseau permet de périodiser la relation de dispersion de l'onde de surface. De par les opérations de symétrie et de translations que nous avons réalisé, on peut constater que la relation de dispersion est entièrement représentée entre $k_{\parallel} = 0$ et $k_{\parallel} = \pi/\Lambda$ 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 1.10.

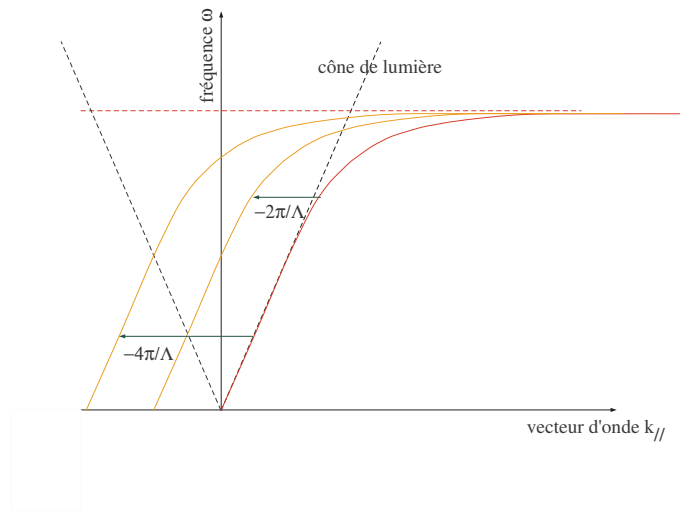


FIG. 1.8 – Relation de dispersion d’une onde de surface décalée de multiples de $2\pi/\Lambda$.

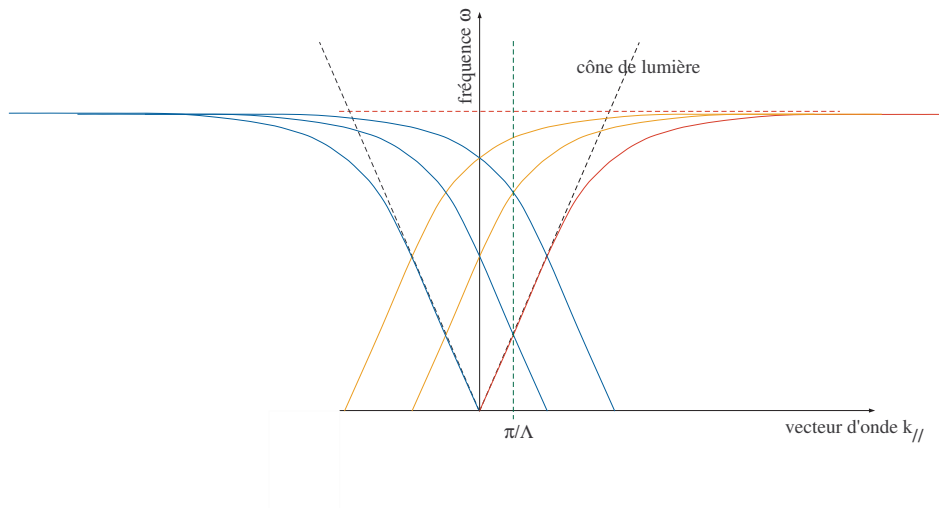


FIG. 1.9 – Relation de dispersion d’une onde de surface décalée de multiples de $2\pi/\Lambda$ et symétrisée par rapport à la droite $k_{//} = 0$.

1.3 COUPLAGE RADIATIF

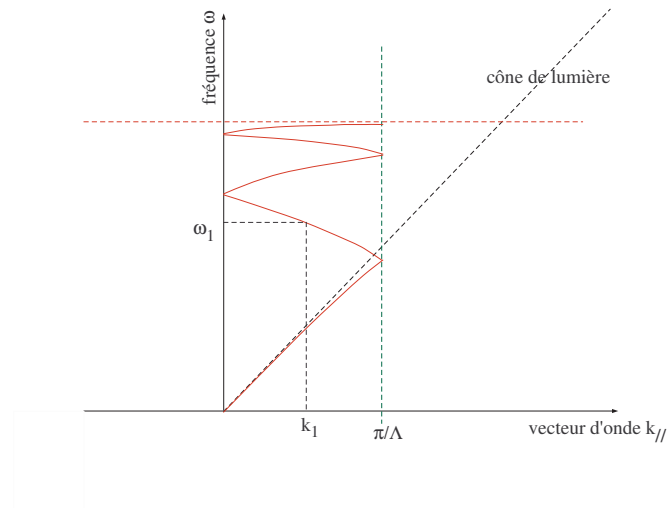


FIG. 1.10 – Relation de dispersion d’une onde de surface repliée dans la première zone de Brillouin restreinte pour un réseau de période Λ .

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 ω_1 et l’angle θ_i tel que $k_i^x = \omega_1/c \sin \theta_i = k_1$. De même, si un plasmon ou un phonon-polariton oscille à la fréquence ω_1 , il sera diffracté par le réseau dans une direction θ_{diff} telle que $k_1 = \omega_1/c \sin \theta_{diff}$.

Chapitre 2

Diffraction par une structure périodique

Table des matières

2.1	Calcul des propriétés radiatives d'une structure périodique :	
	Principe du calcul numérique	26
2.1.1	Configuration	26
2.1.2	Décomposition de Fourier du champ électromagnétique	27
2.1.3	Application de la décomposition aux équations de Maxwell	28
2.1.4	Propagation dans une couche de la structure	30
2.1.5	Lien entre les ondes entrantes et sortantes aux coefficients de Fourier du champ électromagnétique	31
2.2	Algorithme des ondes couplées	33
2.3	Calcul du champ électromagnétique dans la structure	35
2.4	Réseaux à deux dimensions de périodicité	36
2.5	Obtention de l'émissivité : loi de Kirchhoff	40

Avant-propos

Comme nous le verrons par la suite, les propriétés radiatives des matériaux peuvent être bouleversées lorsque l'on modifie, même très peu, l'état de surface de ceux-ci. Pour cibler les effets importants et comprendre la physique sous-jacente, il faut développer des moyens de calculs puissants et robustes. Nous pouvons ainsi, avec un code sûr, travailler sur les structures, les modéliser et optimiser les paramètres de celles-ci pour obtenir l'effet le plus parlant.

Depuis quelques décennies, beaucoup de méthodes numériques d'analyse de structures, en particulier de structures périodiques, se sont développées et améliorées. Ces méthodes se divisent en plusieurs classes parmi lesquelles, dans une rapide revue, les méthodes intégrales (Petit 1980; Nieto-Vesperinas et Soto Crespo 1988; Sentenac et Greffet 1992), ainsi que les méthodes différentielles (Petit 1980; Waterman 1975; Montiel et Nevière 1994; Popov et Nevière 2000), la méthode FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*) (Taflove et Hagness 2000), applicable à des structures quelconques, la méthode de Chandezon (Chandezon *et al.* 1980), sans oublier la méthode modale (Botten *et al.* 1981; Sheng *et al.* 1982; Collin 2002). Nous nous sommes intéressés quant à nous à la méthode des ondes couplées décrite par Kogelnik (1969). Cette méthode a fait depuis l'objet d'une formulation rigoureuse (Moharam et Gaylord 1981; Lalanne et Morris 1996; Li 1996b) et des algorithmes ont été développés sur cette base, en particulier par Chateau et Hugonin (1994). Nous avons repris l'algorithme décrit par ces derniers.

Cette partie a pour but de décrire le principe de la méthode des ondes couplées. L'article de Chateau et Hugonin (1994) le développe en polarisation s (ou TE), nous nous attacherons ici à le décrire en polarisation p (ou TM).

2.1 Calcul des propriétés radiatives d'une structure périodique : Principe du calcul numérique

Nous caractérisons les propriétés radiatives des structures en calculant leur réflectivité et leur transmittivité. Nous appelons en fait réflectivité, la réflectivité spectrale, hémisphérique et directionnelle qui est le rapport du flux total réfléchi par la structure et du flux d'une onde plane éclairant la structure sous une incidence θ . La transmittivité est définie de manière analogue, elle correspond au rapport du flux total transmis par le flux incident. Nous allons remonter au calcul numérique de ces coefficients en décrivant la méthode des ondes couplées.

2.1 CALCUL DES PROPRIÉTÉS RADIATIVES D'UNE STRUCTURE PÉRIODIQUE : PRINCIPE DU CALCUL NUMÉRIQUE

2.1.1 Configuration

On considère une structure périodique de période Λ . Cette structure est éclairée par une onde plane en polarisation p sous une incidence θ , et pour une longueur d'onde λ . Les éléments qui constituent le réseau sont découpés en couches suivant l'axe Oz . Pour chaque couche, l'indice ne dépend que de la composante x , ce qui signifie plus simplement que l'on modélise la structure comme une superposition de rectangles, comme cela est représenté sur la figure 2.3. Au dessus du réseau (milieu incident), on a un milieu semi-infini d'indice n_F , et en dessous, l'indice est noté n_L .

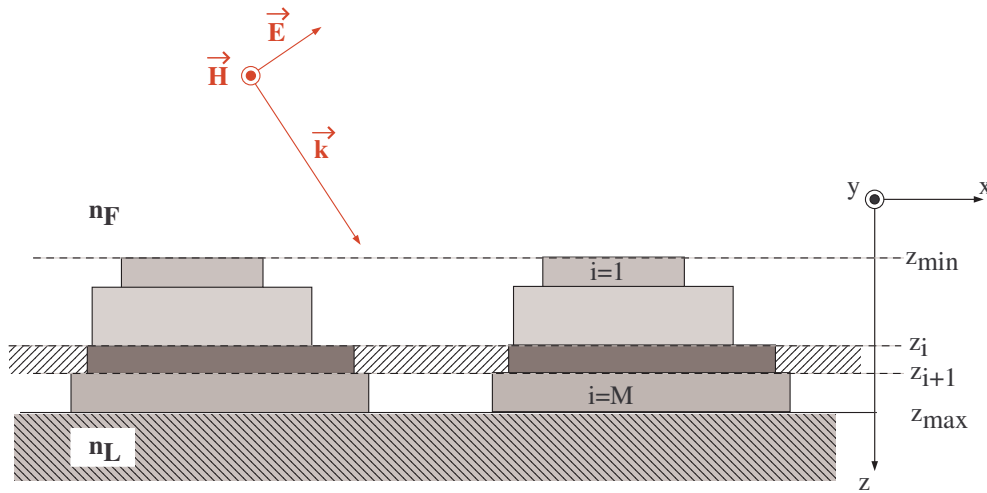


FIG. 2.1 – Configuration de l'étude pour une structure périodique éclairée en polarisation p . Le réseau est découpé en couches d'épaisseurs variables.

2.1.2 Décomposition de Fourier du champ électromagnétique

La structure étant périodique, pour la $i^{\text{ème}}$ couche du découpage, la constante diélectrique $\epsilon_i(x)$ est développable en série de Fourier, et l'on a :

$$\epsilon_i(x) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \epsilon_i^{(p)} \exp(j p K x) \quad \text{où} \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.1)$$

D'une couche à l'autre, nous savons que ce sont les composantes tangentielles des champs qui se conservent. Nous nous intéresserons donc dans la suite au champ magnétique scalaire H_y (puisque nous sommes en polarisation p) et à la projection du champ électrique \mathbf{E} sur l'axe Ox : E_x . Pour simplifier les notations, nous travaillerons plus exactement sur la grandeur $g_x = c\epsilon_0 E_x$, nous définirons de la même façon $g_z = c\epsilon_0 E_z$. Nous pouvons écrire

d'après le théorème de Floquet :

$$H_y(x, z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} H_y^{(p)}(z) \exp[j(pK + n_F k_0 \sin \theta)x] \quad (2.2)$$

$$g_x(x, z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} g_x^{(p)}(z) \exp[j(pK + n_F k_0 \sin \theta)x] \quad (2.3)$$

Dans cette expression, $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le module du vecteur d'onde de l'onde incidente dans le vide, le terme $n_F k_0 \sin \theta$ est la projection du vecteur d'onde incident sur l'axe Ox . On constate que cela revient à décomposer les champs sur les ordres de diffraction du réseau.

2.1.3 Application de la décomposition aux équations de Maxwell

Dans une couche donnée, on peut écrire les équations de Maxwell avec les notations adoptées précédemment :

$$\frac{\partial H_y(x, z)}{\partial z} = j k_0 \epsilon g_x(x, z) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial g_x(x, z)}{\partial z} = j k_0 H_y(x, z) + \frac{j}{k_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial H_y(x, z)}{\partial x} \right) \quad (2.5)$$

On définit la matrice de Toeplitz $[\mathbf{f}]$ d'une fonction f développable en série de Fourier comme étant la matrice des coefficients de Fourier de la série, on écrit $[\mathbf{f}]_{q,p} = f^{(q-p)}$. Il est possible d'exprimer les équations précédentes en termes de séries de Fourier, il vient alors :

$$\frac{dH_y^{(q)}(z)}{dz} = j k_0 \sum_{p=-\infty}^{+\infty} [\epsilon]_{q,p} g_x^{(p)}(z) \quad (2.6)$$

$$\frac{dg_x^{(q)}(z)}{dz} = j \left[k_0 H_y^{(q)}(z) - \frac{k_x^{(q)}}{k_0} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\epsilon} \right]_{q,p} (k_x^{(p)} H_y^{(p)}(z)) \right] \quad (2.7)$$

Dans l'algorithme mis en place dans la suite, il est évident que nous ne pouvons sommer les séries de Fourier de $-\infty$ à $+\infty$. Les sommes sont donc tronquées à un entier ν , qui correspond en termes physiques au plus grand ordre de diffraction pris en compte. Les sommes étant comptées de $-\nu$ à ν , le nombre total d'ordre pris en compte est $N = 2\nu + 1$. Toutefois, un problème se pose lorsque l'on tronque les séries de Fourier dans les deux dernières relations que nous avons écrites. Une réponse a été donnée d'abord numériquement (Lalanne et Morris 1996; Granet et Guizal 1996), puis justifiée mathématiquement par Li (1996b). Afin de comprendre d'où vient ce problème, considérons les fonctions f et g

2.1 CALCUL DES PROPRIÉTÉS RADIATIVES D'UNE STRUCTURE PÉRIODIQUE : PRINCIPE DU CALCUL NUMÉRIQUE

périodiques et développables en série de Fourier. Nous appelons h le produit de ces deux fonctions. On peut calculer les coefficients de Fourier de cette fonction, et nous définissons les coefficients de Fourier de h suivant que la somme est tronquée ou non de la façon suivante :

$$h^{(q)} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} f^{(q-p)} g^{(p)} \quad \text{et} \quad h_{(\nu)}^{(q)} = \sum_{p=-\nu}^{+\nu} f^{(q-p)} g^{(p)} \quad (2.8)$$

Lorsque l'on revient dans l'espace réel, deux cas de figure se présentent :

$$h^\nu(x) = \sum_{q=-\nu}^{+\nu} h^{(q)} \exp(j q x) \quad \text{et} \quad h_{(\nu)}(x) = \sum_{q=-\nu}^{+\nu} h_{(\nu)}^{(q)} \exp(j q x) \quad (2.9)$$

En faisant tendre ν vers $+\infty$, $h_{(\nu)}(x) \rightarrow h^\nu(x)$, c'est-à-dire $h_{(\nu)}(x) \rightarrow h(x)$. Mais ce n'est pas le cas lorsque l'une des deux fonctions f ou g est discontinue. Li (1996b) démontre que lorsque f et g sont discontinues aux mêmes points et que le produit h de ces deux fonctions est malgré tout continu, on peut dans la plupart des cas lever le problème de factorisation en utilisant la règle suivante :

$$h_{(\nu)}^{(q)} = \sum_{p=-\nu}^{+\nu} \left[\frac{1}{\mathbf{f}} \right]_{q,p}^{-1} g^{(p)} \quad (2.10)$$

La polarisation p pose ce problème car elle fait apparaître la multiplication de fonctions discontinues aux mêmes points : ϵ et g_x ainsi que $1/\epsilon$ et $\partial H_y / \partial x$, toutefois le produit de ces fonctions est continu. Le terme ϵg_x se rapporte en effet à la composante normale D_x du vecteur déplacement $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, qui est continue, et le produit de $1/\epsilon$ et $\partial H_y / \partial x$ se rapporte à la composante tangentielle g_z du champ électrique, qui est aussi continue. On peut donc exprimer le produit des séries de Fourier en utilisant les expressions des matrices de Toeplitz et il vient :

$$\frac{dH_y^{(q)}(z)}{dz} = j k_0 \sum_{p=-\nu}^{+\nu} \left[\frac{1}{\epsilon} \right]_{q,p}^{-1} g_x^p(z) \quad (2.11)$$

$$\frac{dg_x^{(q)}(z)}{dz} = j \left[k_0 H_y^{(q)}(z) - \frac{k_x^{(q)}}{k_0} \sum_{p=-\nu}^{+\nu} [\epsilon]_{q,p}^{-1} (k_x^{(p)} H_y^{(p)}(z)) \right] \quad (2.12)$$

2.1.4 Propagation dans une couche de la structure

On définit un vecteur $U(z)$ de taille $2N$ dans une couche donnée de la manière suivante :

$$U(z) = \begin{pmatrix} H_y^{(-\nu)}(z) \\ \vdots \\ H_y^{(0)}(z) \\ \vdots \\ H_y^{(+\nu)}(z) \\ g_x^{(-\nu)}(z) \\ \vdots \\ g_x^{(0)}(z) \\ \vdots \\ g_x^{(+\nu)}(z) \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Considérons une couche k donnée, le vecteur $U(z)$ est solution de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dU(z)}{dz} = [M_k] U(z) \quad (2.14)$$

Pour résoudre cette équation, il nous faut diagonaliser M_k . On écrit :

$$[M_k] = [S_k] \underbrace{\begin{bmatrix} \gamma_1^k & & & \\ & \gamma_2^k & & (0) \\ & & \ddots & \\ (0) & & & \gamma_{2N}^k \end{bmatrix}}_{[D_k]} [S_k]^{-1} \quad (2.15)$$

On peut alors relier $U(z_k)$ à $U(z_{k+1})$ par une exponentielle de matrice :

$$U(z_k) = [S_k] \underbrace{\begin{bmatrix} \exp[-\gamma_1^k(z_{k+1} - z_k)] & & & \\ & \exp[-\gamma_2^k(z_{k+1} - z_k)] & & (0) \\ & & \ddots & \\ (0) & & & \exp[-\gamma_{2N}^k(z_{k+1} - z_k)] \end{bmatrix}}_{[\Delta_k]} [S_k]^{-1} U(z_{k+1}) \quad (2.16)$$

2.1 CALCUL DES PROPRIÉTÉS RADIATIVES D'UNE STRUCTURE PÉRIODIQUE : PRINCIPE DU CALCUL NUMÉRIQUE

Ainsi, connaissant les décompositions de Fourier des constantes diélectriques dans chaque couche du réseau, nous pouvons relier de manière simple les coefficients de Fourier des composantes tangentielles du champ électromagnétique à travers toutes les couches de la structure.

2.1.5 Lien entre les ondes entrantes et sortantes aux coefficients de Fourier du champ électromagnétique

Ce formalisme ne permet pas de résoudre directement le problème posé : nous devons raisonner en termes d'ondes montantes et descendantes. Pour cela, considérons le demi espace $z < z_{min}$, on peut exprimer $H_y(x, z)$ de la manière suivante (décomposition de Rayleigh) :

$$H_y(x, z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \underbrace{f_F^{(p)} \exp \left[j (xk_x^{(p)} + zk_{Fz}^{(p)}) \right]}_{\text{ondes descendantes (vers } z > 0)} + \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \underbrace{b_F^{(p)} \exp \left[j (xk_x^{(p)} - zk_{Fz}^{(p)}) \right]}_{\text{ondes montantes (vers } z < 0)} \quad (2.17)$$

où $k_x^{(p)} = n_F k_0 \sin \theta + pK$ et $k_{Fz}^{(p)}$ est tel que $k_{Fz}^{(p)2} = k_0^2 \epsilon_F - k_x^{(p)2}$. D'après l'équation 2.4, il vient aussi pour $g_x(x, z)$:

$$g_x(x, z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{k_{Fz}^{(p)}}{k_0 \epsilon_F} f_F^{(p)} \exp \left[j (xk_x^{(p)} + zk_{Fz}^{(p)}) \right] + \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{-k_{Fz}^{(p)}}{k_0 \epsilon_F} b_F^{(p)} \exp \left[j (xk_x^{(p)} - zk_{Fz}^{(p)}) \right] \quad (2.18)$$

Au niveau du code informatique, les sommes restent tronquées de $-\nu$ à $+\nu$. En passant aux séries de Fourier des champs H_y et g_x , les équations 2.17 et 2.18 permettent de relier les composantes $H_y^{(q)}(z)$ et $g_x^{(q)}(z)$ dans le demi espace $z < z_{min}$ aux coefficients $f_F^{(p)}$ et $b_F^{(p)}$. Cela est aussi possible dans le demi espace $z > z_{max}$: il suffit de remplacer les indices F par les indices L dans les équations 2.17 et 2.18. En introduisant une matrice de passage $[C(z)]$ entre les coefficients de Fourier de la décomposition des champs et les coefficients

d'ondes montantes et descendantes, on peut écrire en $z = z_{min}$ et en $z = z_{max}$:

$$U(z_{min}) = [C(z_{min})] \begin{pmatrix} f_F^{(-\nu)} \\ \vdots \\ f_F^{(0)} \\ \vdots \\ f_F^{(+\nu)} \\ b_F^{(-\nu)} \\ \vdots \\ b_F^{(0)} \\ \vdots \\ b_F^{(+\nu)} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad U(z_{max}) = [C(z_{max})] \begin{pmatrix} f_L^{(-\nu)} \\ \vdots \\ f_L^{(0)} \\ \vdots \\ f_L^{(+\nu)} \\ b_L^{(-\nu)} \\ \vdots \\ b_L^{(0)} \\ \vdots \\ b_L^{(+\nu)} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Dès lors, on peut relier les coefficients de type f , caractérisant les ondes descendantes et de type b , caractérisant les ondes montantes de chaque côté de la structure. On peut en effet écrire :

$$\begin{bmatrix} (f_F) \\ (b_F) \end{bmatrix} = [C(z_{min})]^{-1} \prod_{k=1}^M [S_k][\Delta_k][S_k]^{-1} [C(z_{max})] \begin{bmatrix} (f_L) \\ (b_L) \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Dans l'équation précédente, le terme (f_F) est l'excitation électromagnétique de notre structure, seul l'ordre 0 est non nul et égal à l'unité, nous nommons I ce vecteur de taille N . Le terme (b_L) est le vecteur nul car il n'y a pas d'onde venant des $z > 0$. On appelle R le vecteur des (b_F) , qui sont les composantes de l'onde réfléchiée par la structure, et T le vecteur des (f_L) qui sont les composantes de l'onde transmise par la structure. R et T sont aussi de taille N . Nous avons alors :

$$\begin{bmatrix} I \\ R \end{bmatrix} = [C(z_{min})]^{-1} \prod_{k=1}^M [S_k][\Delta_k][S_k]^{-1} [C(z_{max})] \begin{bmatrix} T \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

La relation 2.21 apparaît comme un système de $2N$ équations à $2N$ inconnues qu'il est possible de résoudre. La connaissance des vecteurs R et T permet de remonter facilement à la réflectivité ainsi qu'à la transmittivité de la structure. Sur ce principe, il reste maintenant à mettre en place l'algorithme en faisant bien attention aux divergences numériques qui peuvent apparaître.

2.2 Algorithme des ondes couplées

Nous n'allons pas nous étendre sur cette partie, entièrement décrite dans l'article de Chateau et Hugonin (1994). Nous nous contenterons d'en souligner les axes principaux à travers une description de l'esprit de l'algorithme.

Le principal problème de divergence numérique réside dans la résolution de l'équation différentielle 2.14. Pour trouver la solution, nous diagonalisons la matrice $[M_k]$. Les valeurs propres sont complexes de manière générale, et il est possible que certaines valeurs propres aient une partie réelle négative. En passant au terme exponentiel de l'expression 2.16, des instabilités numériques peuvent apparaître. L'idée est alors de contourner le problème en essayant de se retrouver avec uniquement des exponentielles décroissantes dans l'algorithme.

Pour cela on va tout d'abord classer les valeurs propres par ordre croissant de parties réelles. On peut montrer que le nombre de valeurs propres qui ont une partie réelle négative critique, c'est-à-dire conduisant à une instabilité numérique, est inférieur à N . De même, le nombre de valeurs propres qui ont une partie réelle positive critique, c'est-à-dire conduisant à une instabilité numérique si on inverse l'exponentielle correspondante, est aussi inférieur à N . Pour une couche k donnée, on se retrouve alors avec une matrice diagonale de la forme suivante :

$$D_k = \left[\begin{array}{ccc|ccc} \gamma_1^k & & & & & \\ & \ddots & & & & \\ & & \gamma_N^k & & & \\ \hline & & & \gamma_{N+1}^k & & \\ & (0) & & & \ddots & \\ & & & & & \gamma_{2N}^k \end{array} \right] \left. \begin{array}{l} \right\} \text{contient les valeurs propres de parties} \\ \text{réelles négatives critiques} \\ \\ \left. \right\} \text{contient les valeurs propres de parties} \\ \text{réelles positives critiques} \end{array} \quad (2.22)$$

En passant à l'exponentielle, il vient pour la même couche d'épaisseur $d = z_{k+1} - z_k$:

$$\Delta_k = \left[\begin{array}{ccc|ccc} \exp[-\gamma_1^k d] & & & & & \\ & \ddots & & & & \\ & & \exp[-\gamma_N^k d] & & & \\ \hline & & & \exp[-\gamma_{N+1}^k d] & & \\ & (0) & & & \ddots & \\ & & & & & \exp[-\gamma_{2N}^k d] \end{array} \right] \left. \begin{array}{l} \right\} \text{exponentielles} \\ \text{divergentes} \\ \\ \left. \right\} \text{exponentielles} \\ \text{convergentes} \end{array} \quad (2.23)$$

Le principe de l'algorithme est de procéder par blocs. Le premier bloc en haut à gauche de la matrice Δ_k intervient dans le calcul par l'intermédiaire de son inverse : on passe donc à des termes exponentiels convergents. Par contre, le dernier bloc en bas à droite n'est pas inversé, car les termes de celui-ci donneraient alors des exponentielles divergentes (car issus de valeurs propres à parties réelles positives). Pour résoudre le problème, on définit une relation de récurrence utilisant les blocs $N \times N$ de chaque matrice $2N \times 2N$ définies dans la relation 2.21 : $[C(z_{min})]$, $[C(z_{max})]$, et pour chaque couche k , $[S_k]$ et $[S_k]^{-1}$, ainsi que $[\Delta_k]$.

Cette relation de récurrence permet d'éviter l'écueil des exponentielles divergentes, on finit par aboutir à la fin du calcul aux deux relations suivantes :

$$R = [P]I \quad \text{et} \quad T = [Q]I \quad (2.24)$$

où R , T et I sont les vecteurs définis précédemment, $[P]$ et $[Q]$ sont deux matrices $N \times N$ issues de la récurrence. La relation 2.24 peut se réécrire sous la forme :

$$\begin{bmatrix} R \\ T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P & X \\ Q & Y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Ceci correspond à un cas particulier de formulation du principe de l'algorithme de matrice S, que nous avons défini dans le chapitre 1 : le membre de gauche est un vecteur qui contient les caractéristiques des ondes sortantes du système, le membre de droite est la multiplication de la matrice S avec le vecteur des ondes entrantes dans le système. Seuls deux blocs de la matrice S sont calculés dans l'algorithme car nous nous sommes placés dans le cas particulier, mais classique, d'une excitation par un seul côté de la structure : il est donc inutile d'avoir $[X]$ et $[Y]$ dans notre cas. Nous retrouvons ici le fait que l'algorithme de matrice S est très stable en plus d'être efficace. Nous évitons en effet les instabilités numériques en gardant toutes les caractéristiques des modes de la structure (définis par les valeurs propres calculées). Un récapitulatif de quelques méthodes numériques employées et de leur efficacité en mémoire utilisée et en rapidité de convergence, c'est-à-dire dans notre cas le nombre d'ordre N à prendre en compte pour avoir un résultat correct, a été publié par Li (1996a). Il apparaît que l'algorithme défini par Chateau et Hugonin (1994) est particulièrement stable et l'un des moins coûteux en temps.

Les vecteurs R et T obtenus permettent de remonter simplement à la réflectivité (réflectivité spectrale, hémisphérique et directionnelle) $\rho(\lambda, \theta)$ et à la transmittivité (transmittivité spectrale, hémisphérique et directionnelle) $\tau(\lambda, \theta)$ de la structure en sommant les

2.3 CALCUL DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE DANS LA STRUCTURE

efficacités en réflexion et en transmission dans chaque ordre de diffraction propagatif, on a donc :

$$\rho(\lambda, \theta) = \sum_{\text{ordres } q \text{ propagatifs}} |R(q)|^2 \frac{k_{Fz}^{(q)}}{n_F k_0 \cos \theta} \quad (2.26)$$

$$\tau(\lambda, \theta) = \sum_{\text{ordres } p \text{ propagatifs}} |T(p)|^2 \frac{k_{Lz}^{(p)}}{n_F k_0 \cos \theta} \quad (2.27)$$

Le programme utilisé a été codé en FORTRAN90 en utilisant les bibliothèques NAG. Le temps de calcul de la réflectivité et de la transmittivité pour un angle d'incidence θ et une longueur d'onde λ donnés dépend bien évidemment du nombre de couches de la structure et du nombre d'ordre demandé, mais l'ordre de grandeur classique est inférieur à la seconde pour un réseau métallique rectangulaire, c'est-à-dire constitué d'une seule couche. Le facteur limitant le temps de calcul est principalement la diagonalisation de la matrice M_k .

2.3 Calcul du champ électromagnétique dans la structure

Le programme que nous avons conçu permet aussi de retrouver la valeur du champ électromagnétique dans la structure. Nous pouvons en effet avoir accès au vecteur $U(z)$ dans le réseau. En subdivisant les couches, on ne calcule et diagonalise la matrice M_k qu'une seule fois dans une couche k donnée. Une fois les valeurs propres γ_k trouvées ainsi que les matrices de passage $[S_k]$ et $[S_k]^{-1}$, on peut calculer le vecteur $U(z_k^i)$ où z_k^i est l'altitude de la sous-couche i (Figure 2.2).

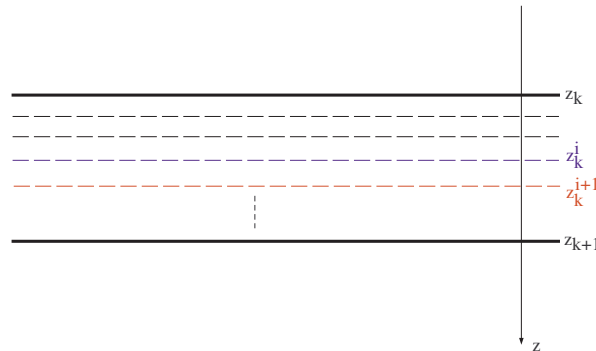


FIG. 2.2 – Représentation du découpage de la couche k .

On peut écrire une relation entre $U(z_k^i)$ et $U(z_k^{i+1})$, qui découle directement de la relation 2.16 :

$$U(z_k^i) = [S_k] \begin{bmatrix} \exp[-\gamma_1^k(z_k^{i+1} - z_k^i)] & & & & \\ & \exp[-\gamma_2^k(z_k^{i+1} - z_k^i)] & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \exp[-\gamma_{2N}^k(z_k^{i+1} - z_k^i)] \end{bmatrix} [S_k]^{-1} U(z_k^{i+1}) \quad (2.28)$$

Si nous nous plaçons au point de coordonnées (x_0, z_k^i) , la connaissance du vecteur $U(z_k^i)$, et donc des coefficients de Fourier $H_y^{(p)}(z_k^i)$ et $g_x^{(p)}(z_k^i)$, nous permet de retrouver les expressions de $H_y(x_0, z_k^i)$ et de $g_x(x_0, z_k^i)$. On a :

$$H_y(x_0, z_k^i) = \sum_{p=-\nu}^{+\nu} H_y^{(p)}(z_k^i) \exp[j(pK + n_F k_0 \sin \theta)x_0] \quad (2.29)$$

$$g_x(x_0, z_k^i) = \sum_{p=-\nu}^{+\nu} g_x^{(p)}(z_k^i) \exp[j(pK + n_F k_0 \sin \theta)x_0] \quad (2.30)$$

La composante $g_z(x_0, z_k^i)$ se déduit des équations de Maxwell. On a effectivement :

$$g_z(x, z) = \frac{j}{k_0 \epsilon} \frac{\partial H_y(x, z)}{\partial x} \quad (2.31)$$

Ce qui nous donne :

$$g_z(x_0, z_k^i) = \sum_{p=-\nu}^{+\nu} \frac{-(pK + n_F k_0 \sin \theta)}{k_0 \epsilon_k(x_0)} H_y^{(p)}(z_k^i) \exp[j(pK + n_F k_0 \sin \theta)x_0] \quad (2.32)$$

2.4 Réseaux à deux dimensions de périodicité

Le principe est exactement le même que dans le cas des réseaux lamellaires sur lesquels nous venons de travailler, mais cette fois, il faut tenir compte de deux directions de périodicité, c'est-à-dire que l'on va faire apparaître des doubles transformées de Fourier dans chaque couche k du réseau. Le but de cette section est donc simplement de jeter les bases du calcul, développé en détail par Li (1997), c'est-à-dire retrouver une matrice M_k , et un vecteur $U_k(z)$ qui satisfassent à l'équation 2.14. Considérons la figure 2.4 sur laquelle nous avons représenté un réseau de trous cylindrique vu de dessus, les deux directions de périodicité sont données par les vecteurs \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 . On prend $\mathbf{b}_1 = \mathbf{u}_x$, \mathbf{b}_2 fait un angle ζ avec \mathbf{u}_y . Les périodes du réseau dans ces directions sont respectivement Λ_1 et Λ_2 . Sur cette

2.4 RÉSEAUX À DEUX DIMENSIONS DE PÉRIODICITÉ

figure, les coordonnées d'un point sont (x, y) dans la base $(\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y)$ et (x^1, x^2) dans la base $(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$.

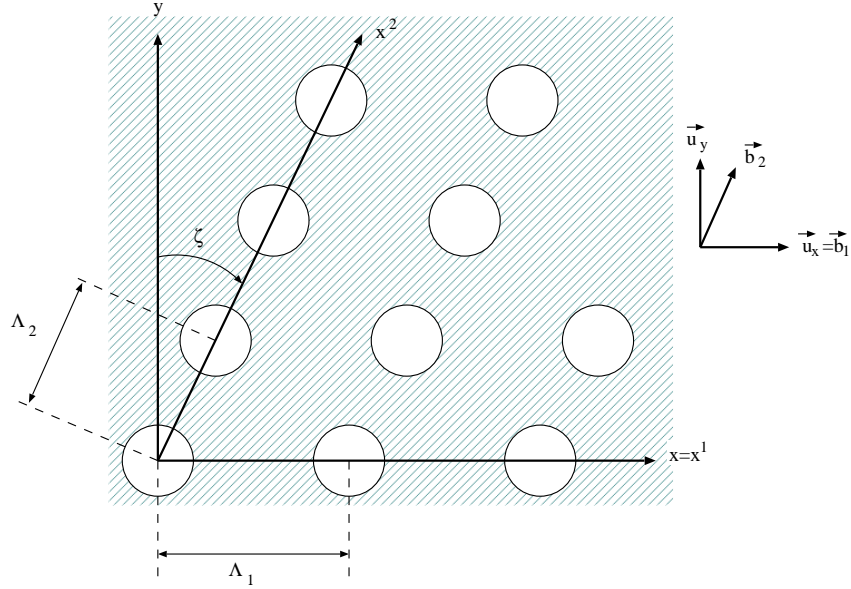


FIG. 2.3 – Vue de dessus d'un réseau de trous cylindriques. Λ_1 et Λ_2 sont les périodes du réseau dans les directions \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 .

La constante diélectrique dans une couche k donnée est périodique, et donc décomposable en série de Fourier. On a :

$$\epsilon_k(x^1, x^2) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \epsilon_k^{(m,n)} \exp [j (m K_1 x^1 + n K_2 x^2)] \quad (2.33)$$

où $K_1 = 2\pi/\Lambda_1$ et $K_2 = 2\pi/\Lambda_2$. De même que précédemment, les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique sont décomposables en série de Fourier. Dans l'algorithme, par souci de simplification dans l'écriture des expressions tirées des équations de Maxwell, les champs sont normalisés de sorte que nous travaillons avec $\mathbf{e} = \sqrt{\epsilon_0} \mathbf{E}$ et $\mathbf{h} = \sqrt{\mu_0} \mathbf{H}$. On a par exemple pour e_1 , projection de \mathbf{e} sur \mathbf{b}_1 :

$$e_1(x^1, x^2) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e_1^{(m,n)}(z) \exp \{j [(\alpha_0 + m K_1) x^1 + (\beta_0 + n K_2) x^2]\} \quad (2.34)$$

où α_0 et β_0 sont les projections du vecteur d'onde incident respectivement sur \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 . Cette expression est similaire à la relation 2.2. Nous pouvons appliquer la même décomposition aux projections e_2 , h_1 et h_2 . Les sommes seront bien entendues tronquées entre $-\nu$ et $+\nu$.

Nous appelons toujours N le nombre total d'ordres pris en compte dans une somme, on a $N = 2\nu + 1$.

On peut exprimer les équations de Maxwell dans une couche donnée en les projetant sur les vecteurs \mathbf{b}_1 , \mathbf{b}_2 et $\mathbf{b}_3 = \mathbf{u}_z$ caractérisant la structure. Il vient :

$$\begin{aligned}
 \partial_2 e_3 - \partial_3 e_2 &= i k_0 (h_1 - \sin \zeta h_2) / \cos \zeta \\
 \partial_3 e_1 - \partial_1 e_3 &= i k_0 (h_2 - \sin \zeta h_1) / \cos \zeta \\
 \partial_1 e_2 - \partial_2 e_1 &= i k_0 \cos \zeta h_3 \\
 \partial_2 h_3 - \partial_3 h_2 &= -i k_0 \epsilon (e_1 - \sin \zeta e_2) / \cos \zeta \quad (a) \\
 \partial_3 h_1 - \partial_1 h_3 &= -i k_0 \epsilon (e_2 - \sin \zeta e_1) / \cos \zeta \quad (b) \\
 \partial_1 h_2 - \partial_2 h_1 &= -i k_0 \cos \zeta \epsilon e_3
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

Comme dans la section précédente, nous pouvons exprimer ces relations sous la forme de double séries de Fourier, et obtenir des relations entre les coefficients de Fourier des champs. Encore une fois, un problème survient à cause du produit de fonctions discontinues dans les deux équations (a) et (b). Cette fois la solution est plus complexe, puisque l'on a des doubles sommes. Li (1997) détaille le calcul, qui n'a qu'un intérêt limité dans la compréhension de la suite.

En combinant les équations 2.35, il est possible d'éliminer les composantes e_3 et h_3 . Dans une couche k , on obtient ainsi une relation du type :

$$\partial_3 U_k(z) = \frac{dU(z)}{dz} = [M_k] U_k(z) \tag{2.36}$$

où l'on définit le vecteur $U_k(z)$ de la manière suivante :

$$U_k(z) = \begin{pmatrix} e_1^{-\nu, -\nu}(z) \\ \vdots \\ e_1^{+\nu, +\nu}(z) \\ e_2^{-\nu, -\nu}(z) \\ \vdots \\ e_2^{+\nu, +\nu}(z) \\ h_1^{-\nu, -\nu}(z) \\ \vdots \\ h_1^{+\nu, +\nu}(z) \\ h_2^{-\nu, -\nu}(z) \\ \vdots \\ h_2^{+\nu, +\nu}(z) \end{pmatrix} \tag{2.37}$$

On se retrouve donc dans le même cas de figure que dans le cas des réseaux lamellaires étudiés précédemment, mais cette fois le vecteur $U_k(z)$ est de dimension $4N^2$, et la matrice

2.4 RÉSEAUX À DEUX DIMENSIONS DE PÉRIODICITÉ

M_k est une matrice $4N^2 \times 4N^2$. Il est ensuite possible d'exprimer les champs au dessus et en dessous du réseau en termes d'ondes montantes et descendantes, puis rétablir une relation similaire à 2.21 de la forme :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ R_1 \\ R_2 \end{bmatrix} = [\dots] \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

L'algorithme est identique à celui précédemment décrit. On peut calculer les efficacités de diffraction en réflexion et en transmission pour chaque ordre, et obtenir la réflectivité et la transmittivité de la structure éclairée sous une incidence donnée. Toutefois dans le cas d'un réseau de trous les matrices mises en jeu sont beaucoup plus grosses, les opérations telles que la recherche des valeurs propres nécessitent beaucoup de mémoire et beaucoup de temps. Cela peut limiter fortement la précision des calculs car nous devons tronquer très vite les séries de Fourier. Pour éprouver l'algorithme que nous avons programmé, nous avons repris l'exemple 3 donné par Li (1997), sur une grille métallique, de constante diélectrique $\epsilon = 1 + 5i$. Nous avons représenté l'énergie totale transmise et réfléchie en fonction du nombre d'ordre N sur la figure 2.4.

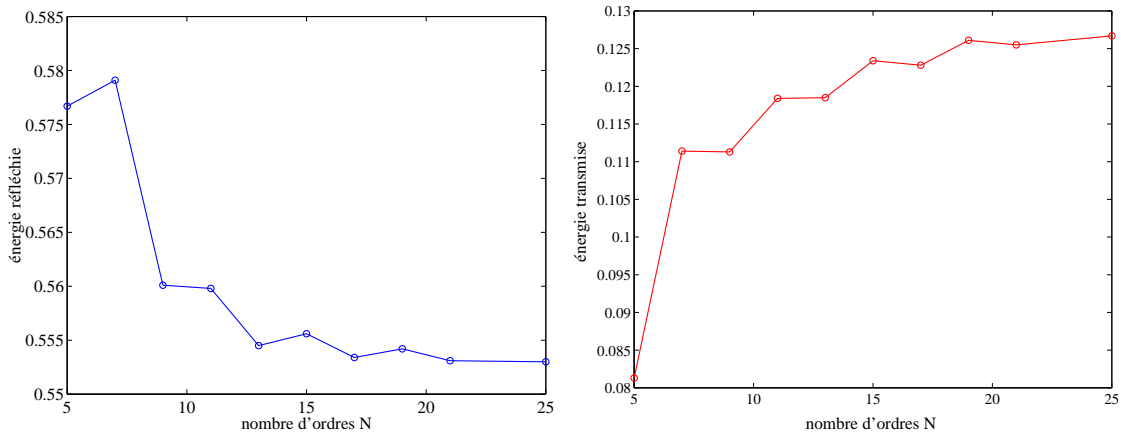


FIG. 2.4 – Énergie totale réfléchie et transmise par une grille métallique en fonction du nombre d'ordre N pris en compte dans le calcul.

On peut constater que le calcul converge à partir d'un nombre N de l'ordre de 20. Il est impossible au laboratoire, dans l'état actuel des choses, de dépasser $N = 25$. Les résultats que nous montrerons dans la suite ont été obtenus avec $N = 21$, le temps de calcul étant alors déjà de l'ordre de 45 min par point.

2.5 Obtention de l'émissivité : loi de Kirchhoff

Dans la seconde partie de cette thèse, nous travaillons sur l'émissivité de structures. Nous appelons émissivité, ou facteur d'émission spectral directionnel, le rapport entre la luminance de la source dans la direction θ considérée et celle du corps noir à la même température (Mezonnette et Lépine 1999). On définit l'absorptivité, ou facteur d'absorption spectral directionnel, de la même manière que la réflectivité par le rapport entre le flux total absorbé et le flux incident arrivant d'une direction θ donnée.

La loi de Kirchhoff permet d'énoncer l'égalité de l'émissivité spectrale directionnelle $\varepsilon(\lambda, \theta)$ et de l'absorptivité spectrale directionnelle dans la même direction $\alpha(\lambda, \theta)$. Ce résultat est connu pour des interfaces planes (Mezonnette et Lépine 1999) mais on peut aussi le démontrer quel que soit l'état de surface : Greffet et Nieto-Vesperinas (1998) introduisent pour cela la notion de BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function) généralisée qui permet de relier la luminance de la lumière diffusée par un milieu semi-infini à la luminance de la lumière incidente. Les propriétés de réciprocité de la BRDF généralisée permettent ensuite de retrouver la loi de Kirchhoff. Finalement, pour un corps opaque, on montre que :

$$\varepsilon(\lambda, \theta) = \alpha(\lambda, \theta) = 1 - \rho(\lambda, \theta) \tag{2.39}$$

où $\rho(\lambda, \theta)$ est la réflectivité spectrale, hémisphérique et directionnelle que nous avons définie au début de ce chapitre.

Conclusion de la première partie

Dans le premier chapitre de cette partie introductive, nous avons exploré rapidement les notions de plasmons polaritons et de phonons polaritons de surface en montrant leur origine microscopique et en retrouvant analytiquement leurs propriétés classiques. Bien que les phénomènes physiques mis en jeu dans l'apparition des ondes de surface ne soient pas les mêmes sur tous les matériaux, nous avons pu constater que d'un point de vue électromagnétique, nous ne différencions pas les phonons de surface des plasmons de surface.

Nous avons aussi décrit le principe de la méthode des ondes couplées, que nous avons utilisée dans nos calculs numériques et qui nous a permis non seulement d'optimiser de manière sûre et efficace les structures que nous produirons dans toute la suite, mais aussi de nous guider dans l'analyse physique des résultats. On peut ainsi, grâce à la rapidité des calculs, tenter des hypothèses que l'on vient confirmer ou infirmer quasiment immédiatement. La variété d'applications que l'on peut tester de cette façon est considérable. On sélectionne par exemple de cette manière les échantillons les plus intéressants à analyser expérimentalement.

Nous avons donc en main les principaux outils de l'analyse physique des effets que nous pourrons observer par la suite, numériquement et/ou expérimentalement. Lorsque le besoin s'en fera sentir, en particulier dans le chapitre 4 sur le SiC, nous pourrons aussi aller plus loin dans la compréhension de la physique liée aux ondes de surface en abordant par exemple les effets de cohérence induits par ces ondes du fait de leur grande longueur de propagation le long de l'interface.

Deuxième partie

**ÉMISSION THERMIQUE
COHÉRENTE**

Introduction

La lumière visible émise par une ampoule est réputée incohérente à la fois temporellement, puisqu'elle émet sur un spectre large, et spatialement, car elle émet aussi dans toutes les directions. À l'opposé, un laser émet de manière quasi-monochromatique et très directionnelle : c'est un exemple de source cohérente de lumière. Dans les longueurs d'onde du rayonnement thermique (moyen infrarouge), le filament de notre ampoule est de la même manière une source incohérente. L'étude du rayonnement thermique d'un objet se rapporte en fait souvent à la connaissance de l'émission du corps noir à la même température. Le corps noir, comme l'ampoule, sont des exemples couramment cités - à juste titre - de source de rayonnement incohérent.

Les sources thermiques de rayonnement sont ainsi depuis longtemps cataloguées dans la catégorie des sources incohérentes. Depuis quelques années toutefois, on voit apparaître des travaux sur la cohérence en champ proche de telles sources. Ceux-ci ont été réalisés sur la base d'une vision différente de l'émission thermique. Jusqu'alors, les problèmes d'émission étaient traités avec succès par la radiométrie, c'est-à-dire de manière phénoménologique en utilisant les propriétés d'absorption, de transmission et de réflexion des matériaux, la statistique de Bose-Einstein pour les photons permettant de retrouver la fonction de Planck du rayonnement de corps noir. Des problèmes commencent à se poser lorsque l'on essaye d'aller plus loin dans la compréhension microscopique du phénomène d'émission thermique. Ainsi, pour en arriver aux notions de cohérence des sources thermiques, il faut voir le rayonnement thermique d'un point de vue électromagnétique. Les électrons et les ions qui constituent un matériau sont soumis à l'agitation thermique. Leurs mouvements créent des éléments de courants aléatoires générant eux-mêmes un champ électromagnétique dont la valeur moyenne est évidemment nulle. Mais pour exploiter cette idée, il faut des outils statistiques évolués. Ce n'est qu'à partir de 1948, avec l'apparition du théorème de fluctuation-dissipation donnant la fonction de corrélation de la densité de courant dans un matériau, que la situation peut se décoinser.

Il faudra quand même attendre la fin des années 60 pour que Rytov *et al.* (1989) retrouvent grâce à ce théorème l'émission d'une interface plane dans le domaine des ra-

diofréquences. Cette étude, bien que réalisée sur une bande de fréquences donnée, est généralisable, en particulier aux longueurs d’onde thermique, domaine intéressant puisque certains matériaux peuvent alors supporter des ondes de surface. Des métaux tels que l’or et l’argent, ainsi que le carbure de silicium ont été de bons candidats à ce type d’études (Carminati et Greffet 1999; Shchegrov *et al.* 2000; Henkel *et al.* 2000). Ces derniers auteurs constatent en particulier que lorsque le matériau est susceptible de supporter des ondes de surface, la densité d’énergie en champ proche augmente de plusieurs ordres de grandeur, son spectre devient monochromatique, et enfin le champ reste cohérent sur des distances très grande devant la longueur d’onde typique du rayonnement comme cela a aussi été introduit par Le Gall *et al.* (1997).

Seulement, ces calculs ne sont valables que sur une interface parfaitement plane séparant deux milieux. Que se passe-t-il lorsque ce n’est pas le cas ? Quand une perturbation apparaît à la surface (rugosités, poussières, ou motif déterminé périodique), les modes de surface peuvent avoir des pertes radiatives : on peut donc bouleverser les propriétés d’absorption, de réflexion ou de transmission d’un matériau. Le couplage d’une onde propagative et d’une onde de surface à l’aide d’un réseau est en fait connu depuis longtemps à travers le phénomène d’absorption totale à une longueur d’onde donnée et pour un angle d’incidence donné, connu pour des réseaux métalliques. Cet effet découvert au début du siècle (Wood 1902) et que l’on continue d’appeler anomalie de Wood a depuis été interprété en terme de couplage de l’onde incidente avec un plasmon polariton de surface par le réseau (Maystre et Hutley 1976; Petit 1980). Remarquons que pour de tels réseaux, on peut s’attendre à une émission monochromatique et très directionnelle (seconde loi de Kirchhoff pour les corps opaques).

Malgré cela, l’idée d’utiliser les propriétés des ondes de surface dans l’émission de rayonnement reste peu abordée. Il s’agit dans ce cas de réaliser le problème “inverse” de l’absorption résonante : au lieu d’éclairer le réseau par une onde plane incidente qui est ensuite couplée à une onde de surface, on veut exciter des ondes de surface qui vont se coupler ensuite par diffraction à des photons. Il est possible en particulier d’exciter thermiquement ces ondes de surface. Au début des années 80, Zhizhin *et al.* (1982) chauffent un cristal de ZnSe dont la surface possède des inhomogénéités périodiques et observent des phénomènes de couplage radiatif des phonons polaritons de surface : en polarisation p , le spectre d’émission du réseau change suivant la direction d’observation. Un peu plus tard, Hesketh *et al.* (1986) montrent expérimentalement des résonances dans l’émission de réseaux très profonds de silicium dopé, l’effet est toutefois mal interprété, et l’on ne soupçonne pas les ondes de surface d’en être à l’origine. Récemment, une expérience similaire menée sur un

réseau d'or chauffé à 700°C par Kreiter *et al.* (1999) a montré des phénomènes identiques avec des plasmons polaritons de surface.

D'autres expériences ou calculs ont été réalisées, mettant en valeur l'exaltation de l'émission grâce à la présence d'un réseau à la surface d'un matériau. On a pu ainsi observer la fluorescence d'atomes placés dans un film lui-même surmonté d'un réseau (Gruhlke *et al.* 1986). Le rayonnement émis par les atomes en champ proche excite en effet des ondes de surface qui se couplent avec des ondes propagatives via le réseau : on peut observer ce qu'il se passe en champ lointain. Auslander, Levy, et Hava (1998) constatent numériquement un phénomène d'antireflexion - ou d'absorption résonante - sur des réseaux en "V" de silicium recouvert d'un masque de verre. Sai *et al.* (2001) réalisent une expérience sur le même type de réseaux.

Le plus souvent, le phénomène est bien compris mais les méthodes de calculs n'étant pas alors assez puissantes, il se trouve mal exploité. Une porte s'ouvre donc dans ce domaine de recherche : il s'agit d'optimiser des profils de réseaux avec des méthodes numériques développées récemment afin de maximiser le couplage des ondes de surface avec les ondes propagatives et mettre ainsi en valeur des résonances de l'émission thermique. De plus, la question de la cohérence de telles sources, si elle a été en grande partie résolue dans le cas des interfaces planes, reste encore ouverte : bien qu'on ait remarqué et mis en valeur celle-ci sur des réseaux de carbure de silicium (Greffet *et al.* 2002), le travail n'est pas complet car il manque des données véritablement quantitatives lorsque l'on vient chauffer un échantillon pour observer son émission thermique. La caractérisation en profondeur de toutes les propriétés radiatives et de cohérence de telles structures a donc fait l'objet d'une grande partie de cette thèse. Nous éclaircirons ici précisément tous les phénomènes liés à l'émission thermique cohérente.

Après avoir poursuivi et complété l'étude de Greffet *et al.* (2002) dans le second chapitre de cette partie, examinant en détail, numériquement et expérimentalement, l'émission thermique cohérente de réseaux de SiC, nous nous sommes aussi intéressés à d'autres matériaux. Les semiconducteurs de type II-VI ou III-V sont des matériaux polaires qui comme le SiC peuvent porter des phonons polaritons de surface, contrairement aux semiconducteurs massifs (Si ou Ge par exemple) qui ne peuvent pas supporter d'ondes de surface à l'état pur. Toutefois, il est possible de doper un semiconducteur en y introduisant des impuretés, c'est-à-dire en introduisant des éléments susceptibles de donner des électrons au cristal (dopage de type n), ou d'en capter (dopage de type p), ce qui revient à introduire des "trous" dans le cristal (pour plus de détails, voir Kittel (1972)). L'intérêt est que l'on

introduit alors des porteurs de charge libres ou quasi-libres : il peut y avoir oscillation collective de ces porteurs de charge, et le matériau dopé devient susceptible de supporter des plasmons polaritons de surface. De nombreux travaux ont été réalisés sur les propriétés radiatives du Si dopé (Auslander *et al.* 1998; Hesketh *et al.* 1986; Hesketh *et al.* 1988a; Hesketh *et al.* 1988b), mais si le rôle des plasmons de surface a pu être identifié dans le cas de la polarisation p pour expliquer des phénomènes d'antireflexion ou d'émission thermique, l'étude de l'émission cohérente de rayonnement par ces structures de Si dopé est encore à faire. C'est sur ce point que nous avons axé les travaux du troisième chapitre de cette partie, ouvrant aussi le sujet au refroidissement de composants à base de silicium dopé.

Chapitre 3

Conception et Réalisation d'un montage de mesure de l'émissivité directionnelle

Table des matières

3.1	Système optique	50
3.1.1	Cahier des charges	50
3.1.2	Dispositif	53
3.1.3	Notations	54
3.1.4	Conditions sur le grandissement	55
3.1.5	Conditions sur la détection	56
3.1.6	Condition sur le flux	56
3.1.7	Excitation des ondes de surface	58
3.2	Mesure et traitement	59
3.2.1	Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier	59
3.2.2	Problèmes liés à l'émission thermique de l'environnement	61
3.2.3	Obtention de l'émissivité	62
3.2.4	Détermination exacte de la température	63
3.2.5	Validation	64

Avant-propos

L'expérience est la meilleure preuve pour montrer la réalité d'un phénomène physique. De cette façon, si les calculs peuvent nous guider, nous permettre de suivre de nouvelles pistes plus ou moins audacieuses, seule l'expérience pourra valider de manière concrète le chemin suivi et les hypothèses faites. Il nous est donc apparu comme très important de concevoir et mettre en œuvre un montage expérimental permettant de confirmer nos prédictions numériques.

Plusieurs groupes dans le monde ont réalisé des expériences pour montrer que l'émission de certains matériaux pouvait être fortement modifiée en gravant un réseau à la surface de celui-ci. Hesketh, Zemel, et B. (1986) ont ainsi les premiers mesuré des spectres d'émissivité de silicium dopé autour de 400°C. Dans la suite Hava, Auslander, Lacquet, Coetzer, et Swart (1995) ont réalisé des expériences en transmission et en réflexion sur des réseaux lamellaires de silicium à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier. En 1999, une expérience d'émission thermique est conduite à l'université de Mainz en Allemagne (Kreiter *et al.* 1999) sur un réseau d'or chauffé autour de 700°C montrant pour des longueurs d'onde données dans le visible et proche infrarouge des pics d'émission directionnels, c'est-à-dire dépendant de l'angle d'observation. Maruyama, Kashiwa, Yugami, et Esashi (2001) réalisent au Japon une nouvelle expérience d'émission thermique de réseaux bidimensionnels de silicium en utilisant un spectromètre à transformée de Fourier. En 2002 enfin, le CEA CESTA à Bordeaux fait des mesures d'émissivité directionnelle sur un échantillon de SiC chauffé à 500°C dont les paramètres ont été calculés dans notre laboratoire (Greffet *et al.* 2002). Toutefois, cette mesure ne permet pas d'obtenir des spectres à une telle température et, nous nous en apercevrons plus loin, n'est pas suffisamment résolue angulairement. Bien que très impressionnante, elle reste donc qualitative.

Les travaux de ces groupes vont nous guider pour établir les grandes lignes d'un montage expérimental résolu spectralement et angulairement. Nous allons maintenant essayer de compiler les avantages des montages utilisés par ces différentes équipes pour nous permettre d'aboutir et de retrouver cette fois quantitativement tout les résultats que nous avons obtenus numériquement.

3.1 Système optique

3.1.1 Cahier des charges

Les mesures de spectre ont été réalisées grâce à un spectromètre à transformée de Fourier BOMEM DA08. Comme nous le verrons un peu plus loin, le principe de mesure est basé sur un montage de Michelson, constitué de deux miroirs, d'une séparatrice et d'un détecteur. Les miroirs étant réfléchissants sur un large intervalle de longueur d'onde, il suffit de changer le jeu séparatrice-détecteur pour s'adapter aux longueurs d'onde que l'on veut observer.

Le but de ce montage est d'obtenir des spectres d'emissivité, c'est-à-dire des spectres d'émission normalisés par le spectre du corps noir à la même température que l'échantillon. Il faut donc prévoir dans le montage un système permettant de passer de l'échantillon au corps noir ou l'inverse, et de manière à ce que la mesure soit faite dans les mêmes conditions. Un avantage de cette normalisation est en outre d'éliminer les raies d'absorption de l'air qui peuvent apparaître sur les spectres bruts obtenus suivant la bande de longueur d'onde observée. Le rayonnement émis par l'échantillon (ou le corps noir) traverse en effet l'air ambiant avant d'être analysé par le spectromètre. Les raies d'absorption apparaissant sur les spectres finaux seront supprimées par le rapport si les couches d'air traversées sont de même épaisseur.

La plupart des spectres numériques réalisés au cours de cette thèse ont été calculés à $T = 300$ K, température pour laquelle on connaît les $\epsilon(\omega)$ des matériaux par mesure de leurs propriétés optiques (Palik 1985). Comme nous allons le voir, dans le cas de l'émission thermique de réseaux, le flux émis par les échantillons à cette température est trop faible pour pouvoir être analysé. Il va donc falloir augmenter la température de l'échantillon et contrôler celle-ci. Pour chauffer ces réseaux nous les avons reliés à une régulation de température, permettant de chauffer un réseau donné d'une part et surtout de contrôler sa température au degré près d'autre part. Un autre type d'échantillon a été analysé. Pour ce réseau, l'excitation des ondes de surface - en l'occurrence des plasmons polaritons de surface - est réalisée électriquement. Cette étude sortant toutefois du cadre de l'émission thermique cohérente, nous ne développerons pas dans ce chapitre le principe de cette excitation.

Nous savons de plus que les phénomènes doivent être observés en polarisation p . Cela nécessite deux choses au niveau de la manipulation :

1. on doit disposer de polariseurs susceptibles de transmettre aux longueurs d'onde

d'intérêt (du visible à $20 \mu\text{m}$).

2. L'échantillon doit pouvoir être placé précisément de manière à ce que la polarisation p soit facilement contrôlable (traits du réseau à la verticale).

On veut observer des spectres d'émission dans des directions particulières, l'échantillon doit donc être placé sur une platine de rotation fine, de préférence contrôlable par ordinateur. En outre, il doit être possible d'observer une partie choisie de l'échantillon (si jamais il y a une rayure au mauvais endroit par exemple).

Les jeux détecteur-séparatrice placés au niveau du spectromètre ont des caractéristiques dont il faut tenir compte, plusieurs de ces jeux sont disponibles au laboratoire suivant que l'on veut travailler dans le visible, l'infrarouge ou même l'infrarouge lointain (domaine terahertz en terme de fréquences) :

1. Dans le visible la séparatrice est en verre, le détecteur a les caractéristiques suivantes
 - détecteur Si, travaillant entre 8500 et 52000 cm^{-1} soit en termes de longueurs d'onde de $0,2$ à $1,2 \mu\text{m}$ environ ;
 - surface sensible de $2,4 \text{ mm}^2$;
 - fonctionne à température ambiante ;
 - sa détectivité D^* est supérieure à $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, nous avons donc accès au flux équivalent au bruit ou NEP (Noise Equivalent Power), égal dans ce cas à $6,2 \cdot 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$.
2. Dans l'infrarouge la séparatrice est en KBr, qui est un matériau hygroscopique à manipuler avec attention. Le détecteur, quant à lui, a les caractéristiques suivantes :
 - détecteur HgCdTe, travaillant entre 500 et 5000 cm^{-1} soit en termes de longueurs d'onde de 2 à $20 \mu\text{m}$;
 - surface sensible de 1 mm^2 ;
 - fonctionne à 77 degrés Kelvin (refroidissement à l'azote liquide) ;
 - sa détectivité D^* est supérieure à $1,9 \cdot 10^{10} \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, on a donc une NEP inférieure à $5,3 \cdot 10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$.
3. Dans le domaine des fréquences terahertz, la séparatrice fonctionne entre 75 et 450 cm^{-1} , le détecteur a les caractéristiques suivantes :
 - détecteur pyro-électrique, travaillant entre 10 et 700 cm^{-1} , dans ce cas c'est la séparatrice qui va limiter la bande de longueurs d'onde observables : on pourra détecter des signaux dont les longueurs d'onde seront comprises entre 22 et $130 \mu\text{m}$;
 - surface sensible de $3,1 \text{ mm}^2$;
 - fonctionne à température ambiante ;

3.1 SYSTÈME OPTIQUE

- sa détectivité D^* est supérieure à $7.10^9 \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, on a donc une NEP inférieure à $2, 2.10^{-11} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$.

L'étude portant sur l'émission thermique, les longueurs d'onde d'intérêt nécessitent l'usage du second jeu séparatrice-détecteur.

D'autre part, l'émission naturelle de l'échantillon se fait sous un certain angle solide $\Delta\Omega_{diff}$. Il semble clair que si l'on veut résoudre le système, l'angle solide sous lequel l'échantillon voit le détecteur $\Delta\Omega_{obj}$ doit être tel que :

$$\Delta\Omega_{obj} < \Delta\Omega_{diff} \quad (3.1)$$

Enfin, il faut éviter que le détecteur voie les bords de l'échantillon, il ne faut pas perdre trop de flux et essayer d'avoir un même montage pour toutes les expériences. La taille même du marbre sur lequel doit être montée la manipulation impose aussi des limites aux distances que l'on peut mettre entre les différents éléments.

3.1.2 Dispositif

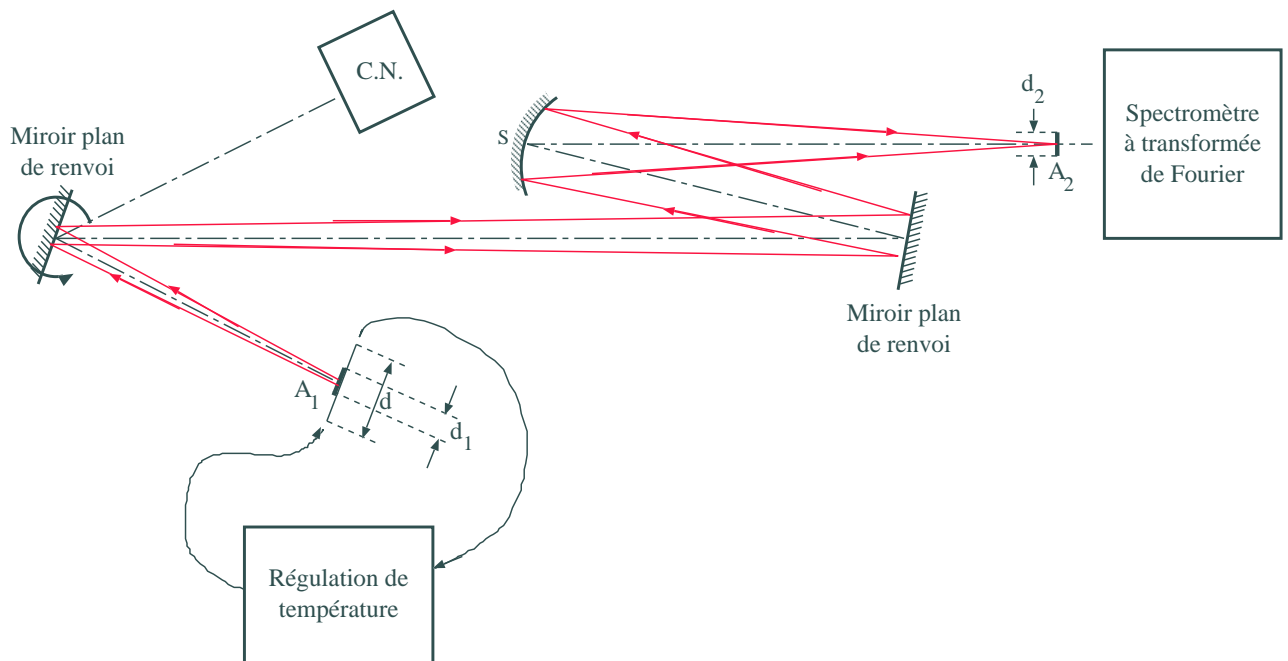


FIG. 3.1 – Dispositif expérimental. L'objet (la source thermique que nous voulons analyser) est en A_1 . A_2 est l'image intermédiaire de A_1 , elle est dans le plan objet du spectromètre. Le sigle "C.N." désigne le corps noir qui servira de référence dans le calcul de l'émissivité.

L'image du détecteur par le spectromètre se situe à quelques centimètres devant ce dernier. On en connaît toutes les caractéristiques. Il nous faut donc conjuguer l'objet (échantillon ou corps noir) avec cette image intermédiaire. Les expériences que nous

voulons réaliser fonctionnant principalement dans l'infrarouge, il est judicieux de recourir à un système à miroirs, non seulement beaucoup moins onéreux qu'une simple lentille de germanium par exemple, mais aussi parce que les miroirs n'introduisent pas d'aberrations chromatiques contrairement aux lentilles. Nous avons choisi un système simple utilisant deux miroirs plans de renvoi et un miroir sphérique. Le dispositif retenu est représenté sur la figure 3.1.

Le miroir sphérique choisi a un rayon de courbure $R = 600$ mm (focale de 300 mm). Le polariseur dans le cas d'une expérience d'émission thermique est un polariseur à grille en KRS5 qui transmet les longueurs d'onde comprises entre 2 et $20 \mu\text{m}$. Au niveau du spectromètre, l'utilisation d'une séparatrice hygrosopique dans l'infrarouge nous amène à faire le vide dans l'instrument. Ceci permet en outre de diminuer l'absorption par les molécules de l'air. Il devient alors nécessaire d'ajouter une fenêtre d'entrée au spectromètre. Celle-ci est choisie en KBr.

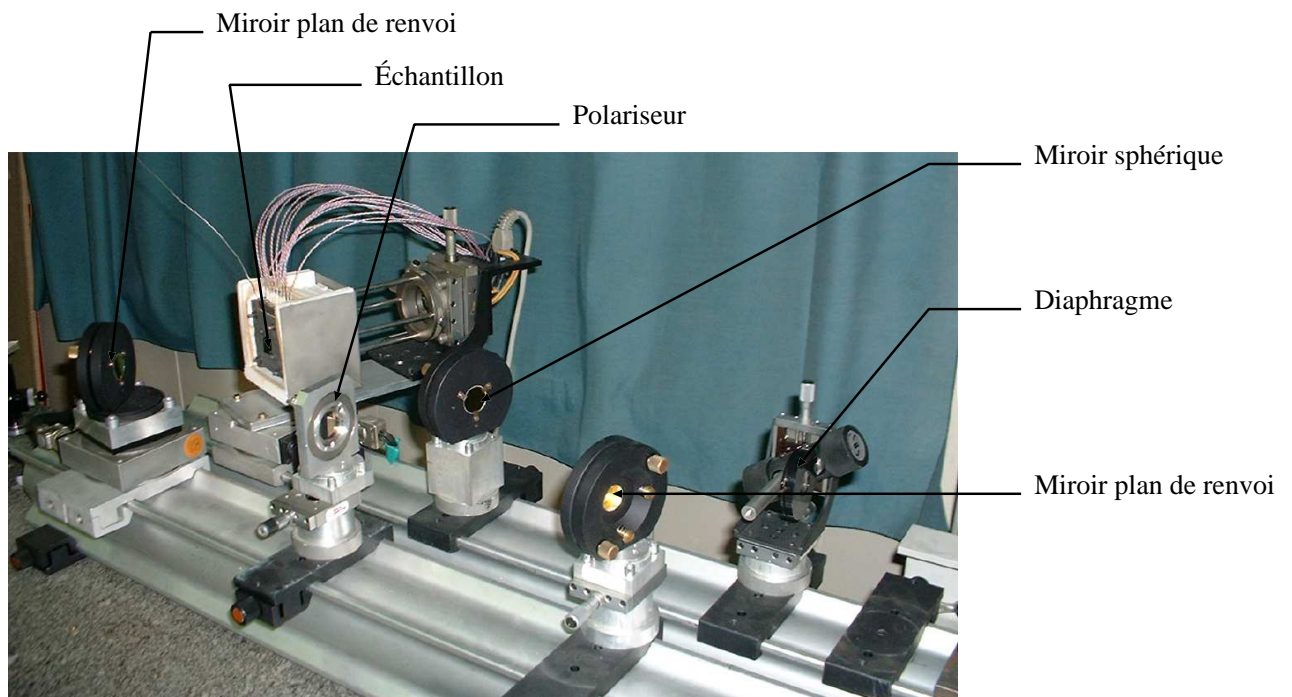


FIG. 3.2 – Dispositif expérimental.

3.1.3 Notations

Nous adopterons dans la suite les notations suivantes :

- A_1 est le point objet (échantillon ou corps noir) ;
- A_2 est le point image conjugué (image intermédiaire) ;

3.1 SYSTÈME OPTIQUE

- S est le sommet du miroir sphérique et R son rayon ;
- d est la dimension caractéristique de l'objet ;
- d_1 est la dimension caractéristique de l'image du détecteur à travers tout le système, c'est-à-dire dans le plan objet contenant A_1 ;
- d_2 est la dimension caractéristique de l'image du détecteur à travers le spectromètre seulement, c'est-à-dire dans le plan image intermédiaire contenant A_2 ;
- ΔS_{obj} est la surface de l'échantillon vue par le détecteur ($\Delta S_{obj} = d_2^2$) ;
- $\Delta\Omega_{obj}$ est l'angle solide sous lequel l'objet voit le détecteur ;
- ΔS_{det} est la surface du détecteur ;
- $\Delta\Omega_{det}$ est l'angle solide de détection.

3.1.4 Conditions sur le grandissement

A_2 est l'image de A_1 par le système optique. On a donc deux relations simples :

$$\frac{1}{SA'} + \frac{1}{SA} = \frac{2}{R} \quad (3.2)$$

$$\frac{d_2}{d_1} = \frac{SA'}{SA} = \gamma \text{ (grandissement)} \quad (3.3)$$

De plus, on veut se laisser une marge de manœuvre sur la taille de l'échantillon. On doit effectivement pouvoir le faire tourner d'un angle α sans que le détecteur voie les bords de celui-ci. Ceci implique la relation $d_1 < d \cos \alpha$. Soit avec un angle α de 60 degrés au maximum : $d_1 < d/2$ et donc

$$\gamma > \frac{2d_2}{d} \quad (3.4)$$

Sachant que le spectromètre a typiquement un grandissement de 1, on a d_2 proche de 1 mm. Les échantillons fabriqués ont quant à eux des dimensions de l'ordre de 5 mm, voire supérieures. La condition précédente devient donc :

$$\gamma > 0,4 \quad (3.5)$$

La zone observée sur l'échantillon doit avoir une longueur caractéristique plus grande que la longueur de propagation de l'onde de surface. On peut en effet considérer que deux points de la source sont cohérents à condition que la distance qui les sépare soit inférieure à la longueur de propagation de l'onde de surface (phonon polariton de surface ou plasmon polariton de surface). De par cette définition, cette longueur de propagation est assimilable à une longueur de cohérence et nous l'appellerons $l_{cohérence}$. La diffraction naturelle de notre source est donc $\theta = \lambda/l_{cohérence}$. Nous approfondirons cette discussion dans la suite. Cette longueur étant au maximum de l'ordre de 1 mm (dans le cas du SiC), on doit avoir $d_1 > 1$ mm. Ce qui suppose

$$\gamma < 1 \quad (3.6)$$

Nous avons deux conditions sur le grandissement γ qui doit donc vérifier

$$0,4 < \gamma < 1 \quad (3.7)$$

Nous prendrons $\gamma = 0,5$. Les distances SA et SA' s'en déduisent facilement : il vient $SA = 900$ mm et $SA' = 450$ mm.

3.1.5 Conditions sur la détection

Une autre condition de notre système est celle exposée dans le cahier des charges :

$$\Delta\Omega_{obj} < \Delta\Omega_{diff} \quad (3.8)$$

Nous avons vu que la diffraction naturelle de notre source est $\theta = \lambda/l_{coherence}$. Nous pouvons en déduire l'angle solide d'émission naturelle de l'échantillon :

$$\Delta\Omega_{diff} = \pi\theta^2 = \pi \left(\frac{\lambda}{l_{coherence}} \right)^2 \quad (3.9)$$

Nous pouvons essayer de minorer cette expression en prenant l'exemple d'un échantillon de tungstène, pour lequel nous avons numériquement obtenu la longueur de cohérence la plus élevée (voir chapitre III de cette même partie). Nous avons ainsi autour de $\lambda = 4 \mu m$, $l_{coherence} \approx 210\lambda$. Il vient $\theta \approx 0,26^\circ$ et donc $\Delta\Omega_{diff} = 6,4 \cdot 10^{-5} sr$.

Nous devons limiter l'angle solide d'observation à cette valeur. Pour cela, nous allons nous placer dans le plan focal du miroir sphérique, autrement appelé plan de Fourier. Habituellement un diaphragme placé dans ce plan permet de sélectionner les fréquences spatiales les plus faibles. Ces basses fréquences spatiales correspondent à des directions de propagation de la lumière proches de l'axe optique, c'est-à-dire faisant un angle petit avec celui-ci. En diaphragmant correctement le faisceau dans ce plan, nous pouvons donc jouer sur l'angle solide d'observation de notre échantillon. Un schéma simplifié du système permet de mieux en comprendre le principe : le système optique est ici résumé à une simple lentille de focale f' (Figure 3.3).

La condition 3.9 nous donne $\Delta\Omega_{obj}$ de l'ordre de $6,0 \cdot 10^{-5} sr$. Nous obtenons facilement $\theta = 4,4 \cdot 10^{-3} rad = \Phi/2f'$, soit un diamètre du diaphragme $\Phi \approx 2,6 mm$. Ce paramètre étant fixé, on peut distinguer expérimentalement deux pics d'émission angulairement séparés d'au moins $0,25^\circ$. Le montage final est montré sur la figure 3.2.

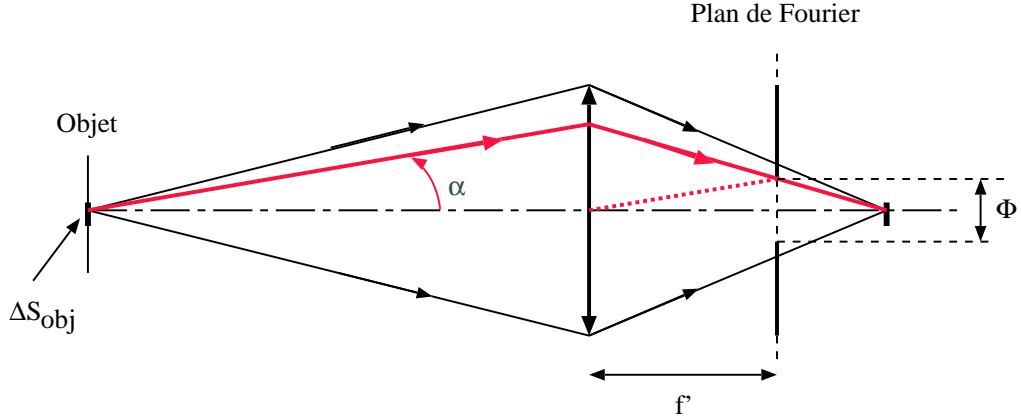


FIG. 3.3 – Système optique équivalent : limitation de l'angle solide d'observation.

3.1.6 Condition sur le flux

Il faut aussi vérifier qu'en diaphragmant ainsi le faisceau, on ne coupe pas trop de flux. Soient F_f et F_i les flux reçus par le détecteur respectivement avec et sans diaphragme. Sans le diaphragme on peut vérifier que l'angle solide d'observation $\Delta\Omega_{obj}$ est limité par la taille du miroir sphérique soit dans ce cas à $0,12 \text{ sr}$.

$$\frac{F_f}{F_i} = 0,5\% \text{ (obtenu par le rapport des angles solides)} \quad (3.10)$$

On ne récupère donc que $0,5\%$ du flux initial lorsque nous limitons ainsi le faisceau.

Cette remarque n'a d'intérêt que si l'on arrive à calculer le flux effectivement reçu par le détecteur. Pour cela il faut avoir un ordre de grandeur du flux émis par l'échantillon. On peut calculer théoriquement la luminance L de l'échantillon par la formule :

$$L(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(T, \lambda) L_{\lambda}^0(T) d\lambda \quad (3.11)$$

où $\varepsilon(T, \lambda)$ est l'émissivité de l'échantillon et $L_{\lambda}^0(T)$ la luminance spectrale du corps noir. Cette luminance spectrique est en fait directionnelle (puisque l'émissivité dépend aussi de la direction d'observation), mais puisque nous n'en voulons qu'un ordre de grandeur, ceci reste anecdotique. Dans le calcul que nous avons fait, nous avons pris une émissivité constante dans toutes les directions, égale à 1 : c'est-à-dire que l'on calcule le signal émis par un corps noir reçu par le détecteur. L'intégrale a été calculée entre 2 et $20 \mu\text{m}$ qui sont les bornes limites de la bande de transparence des composants de notre système lorsque nous nous intéressons à l'émission thermique (détecteur MCT). Globalement, la luminance à 300 K est de l'ordre de $108 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$, à 500 K cette grandeur augmente fortement, on arrive à des valeurs de l'ordre de $1030 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ et à 800 K, $7060 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$.

Dans la direction θ_0 , le flux émis est :

$$F(T, \theta_0) = L(T)\Delta S_{obj}\Delta\Omega_{obj}\cos\theta_0 \quad (3.12)$$

Si l'échantillon a une température de 800 K (qui est l'ordre de grandeur de la température à laquelle étaient portés les réseaux), ce flux est de l'ordre de 850 nW. En tenant compte des 0,5% calculés au dessus, on peut constater que le spectromètre reçoit un flux de l'échantillon d'environ 8,6 nW, en tenant compte de la séparatrice de l'interféromètre de Michelson, le détecteur reçoit quant à lui un flux de 4,3 nW. Cette remarque n'a d'intérêt que si l'on arrive à calculer la différence de flux minimale ΔF que peut détecter le spectromètre. Nous avons vu plus haut que le NEP du détecteur utilisé était de l'ordre de $5,3 \cdot 10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Pour obtenir le minimum de flux détectable, il faut déterminer la bande passante de détection. Cette bande passante Δf est par définition la largeur en fréquence séparant deux points d'un spectre. Elle est donc reliée à la résolution du spectromètre *via* la relation $\Delta f = 2v\Delta\sigma$ où v est la vitesse du miroir mobile comme nous l'avons vu dans la section précédente. Si T est la durée d'un balayage du spectromètre, on a $\delta_{max} = vT$ et donc $\Delta f = 2/T$. La durée d'un balayage du spectromètre est de l'ordre de 4 s, ce qui correspond à une bande passante $\Delta f = 0,25 \text{ Hz}$. Il vient donc $\Delta F = NEP \cdot \sqrt{\Delta f} \approx 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ nW}$ (Griffiths et de Haseth 1986). Bien que le flux reçu par le détecteur provenant de l'échantillon paraisse très faible, il n'y aura *a priori* aucun problème dans la mise en pratique de la mesure.

3.1.7 Excitation des ondes de surface

À une température $T = 300 \text{ K}$, le flux émis par un échantillon est faible : on peut calculer que le détecteur reçoit moins de $7 \cdot 10^{-2} \text{ nW}$. Pour avoir des résultats plus intéressants, il est préférable de se placer à des températures plus élevées (de l'ordre de 800 K). Il faut donc réaliser un montage qui permette de contrôler la température de l'échantillon : l'utilisation d'une régulation de température s'impose.

L'échantillon est fixé à une plaque en acier inoxydable (bon conducteur de chaleur) permettant d'assurer l'homogénéité du chauffage. Cette plaque est chauffée par l'intermédiaire de huit sondes thermiques reliées à une alimentation (ACORIS : unité thyristor CD3000S 1PH), elle-même commandée par un boîtier de régulation de température (ACORIS : WEST 4200). La plaque est aussi en contact avec un thermocouple qui permet au boîtier de régulation de mesurer la température de la plaque et donc la température supposée de l'échantillon. Les platines de rotation et de translation permettant de positionner l'échantillon sont protégées par des couches de matériau isolant. Une photographie de ce système permettra d'en voir les différents éléments (Figure 3.4).

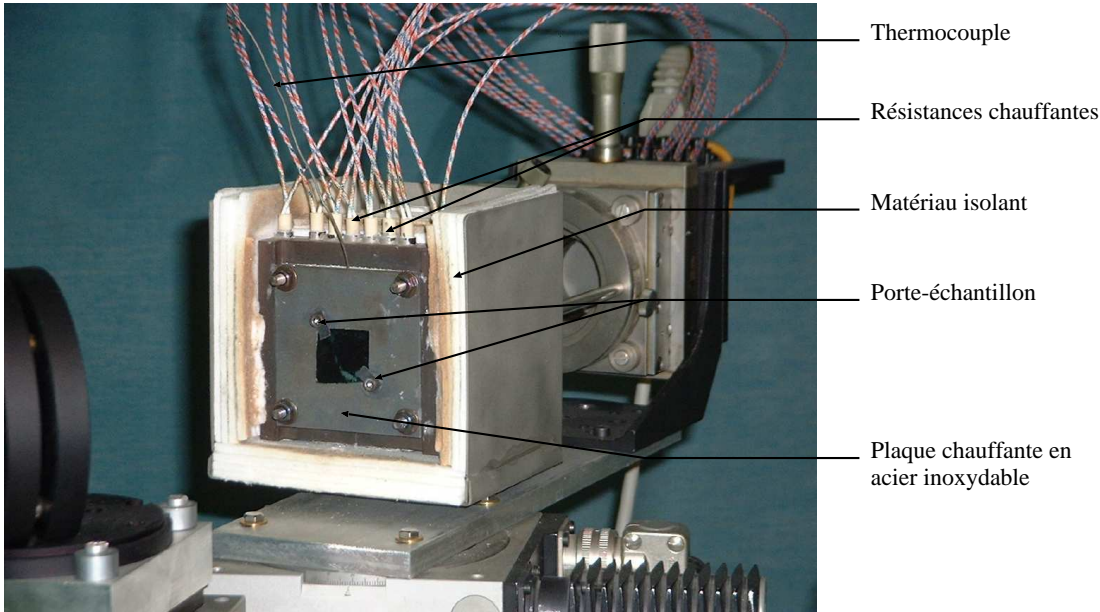


FIG. 3.4 – Support de l'échantillon.

La régulation de température fonctionne sur le principe d'une commande PID (Proportionnel Intégrateur Dérivateur) assistée par réponse. Sommairement, les commandes P (Proportionnelle), I (Intégrale) et D (Dérivée) agissent sur l'écart de tension entre la mesure et la consigne. On peut voir leur action de la manière suivante : l'action P augmente la précision dynamique de la régulation, l'action I annule l'erreur statique, c'est-à-dire l'écart que l'on peut avoir entre la consigne et la mesure après le régime transitoire, et enfin l'action D va tendre à stabiliser le système. La commande PID assistée par réponse tient compte de conditions de charge avec plus d'efficacité que les techniques PID conventionnelles, cette méthode a l'avantage de présenter des dépassements considérablement réduits et des temps d'établissement plus courts. Nous parvenons ainsi à chauffer le système autour d'une température stable de 800 K en 5 minutes environ. Par la suite cette température subit des variations inférieure au degré.

3.2 Mesure et traitement

3.2.1 Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier

La spectrométrie à transformée de Fourier se base sur le principe de l'interféromètre de Michelson (Figure 3.5).

On détecte le signal d'interférence $I(\delta)$ lorsque l'on fait varier la différence de marche δ . En régime monochromatique (longueur d'onde λ), l'intensité peut s'écrire classiquement

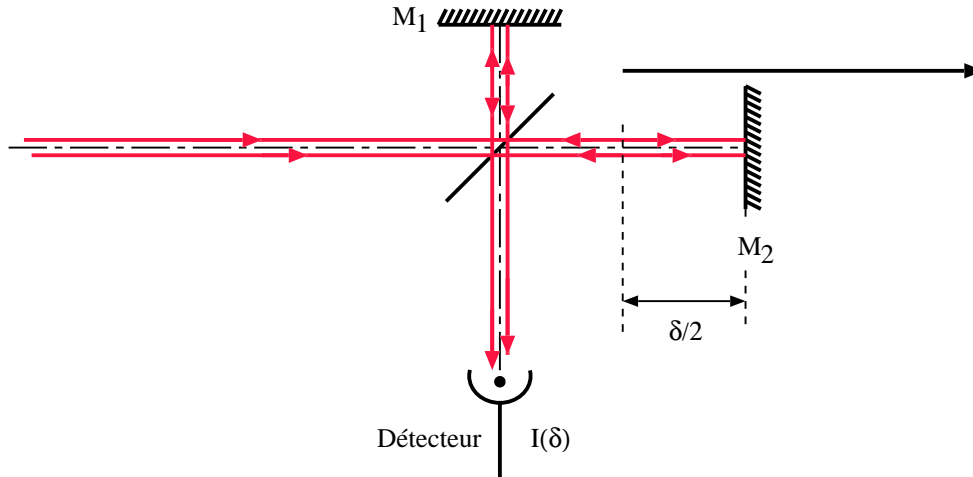


FIG. 3.5 – Spectrométrie à transformée de Fourier : interféromètre de Michelson.

en fonction de δ et du nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$:

$$I(\delta) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\pi\delta\sigma)] \quad (3.13)$$

Ce signal est constitué d'une composante continue (*dc*) et d'une composante sinusoïdale (*ac*). La composante *dc* est éliminée par le spectromètre, qui ne mesure donc que la composante *ac* du signal. De plus le terme I_0 n'est pas constant et dépend en fait de σ . la séparatrice n'est en effet jamais idéale et le détecteur n'a pas une réponse égale à toutes les longueurs d'onde. Finalement, nous pouvons écrire l'intensité mesurée à une longueur d'onde donnée sous la forme suivante :

$$I(\delta) = S(\sigma) \cos(2\pi\delta\sigma) \quad (3.14)$$

Dans le cas d'une source polychromatique, il vient :

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\sigma) \cos(2\pi\delta\sigma) d\sigma \quad (3.15)$$

Soit par transformée de Fourier inverse, et sachant que $I(\delta)$ est une fonction paire :

$$S(\sigma) = 2 \int_0^{+\infty} I(\delta) \cos(2\pi\delta\sigma) d\delta \quad (3.16)$$

$S(\sigma)$ est le spectre calculé par le spectromètre à transformée de Fourier à partir de la mesure de l'intensité reçue en fonction de la différence de marche. D'après l'équation 3.16 on doit *a priori* mesurer le signal sur une longueur infinie, ce qui est bien évidemment impossible. La différence de marche maximale δ_{max} va alors imposer la résolution de notre mesure qui sera de l'ordre de grandeur de :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{\delta_{max}} \quad (3.17)$$

Ainsi, plus la différence de marche maximale est importante, plus le spectre sera résolu. En terme de nombre d'onde, le spectromètre dont nous disposons permet l'acquisition de spectres avec une précision pouvant aller de 4 à $0,02 \text{ cm}^{-1}$, soit en terme de longueurs d'onde de 40 à $0,2 \text{ nm}$ autour de $10 \mu\text{m}$.

En pratique, le miroir mobile M_2 est animé d'un mouvement rectiligne uniforme. Notons v sa vitesse. La position initiale du miroir mobile étant la différence de marche nulle, nous pouvons exprimer δ en fonction du temps t : $\delta = 2vt$. Le spectromètre calcule en réalité une transformée de Fourier temporelle et convertit ensuite les fréquences f_σ en nombre d'onde en utilisant la relation $f_\sigma = 2v\sigma$.

Nous pouvons remarquer par ailleurs que le spectre calculé n'est pas directement le spectre d'émission. Cette mesure est en effet altérée par la réponse en fréquence du détecteur et le rayonnement parasite environnant. Nous verrons dans la suite comment s'affranchir de ces termes en calculant l'émissivité.

3.2.2 Problèmes liés à l'émission thermique de l'environnement

On est en droit de se demander si le signal récupéré par le détecteur ne sera pas trop perturbé par le rayonnement ambiant. Reprenons le calcul développé à la fin de la section 3.1.6 mais cette fois à la température ambiante de 300 K. On peut constater que la contribution au flux reçu par le détecteur est inférieure à 7.10^{-2} nW , ce qui est parfaitement négligeable devant le flux reçu par un objet émettant à 800 K. D'autre part, comme nous venons de le voir dans la partie précédente, le spectromètre ne prend en compte que les variations d'intensité qu'il mesure. L'émission thermique de l'environnement direct du détecteur ne perturbe le signal que par le bruit qu'elle introduit sur la mesure : en augmentant le nombre N de balayages pour obtenir un spectre et en moyennant tous les interférogrammes

obtenus, on arrive à fortement augmenter le rapport signal à bruit en le multipliant par \sqrt{N} .

La contribution principale prise en compte par le détecteur provient en fait de l'émission de la séparatrice (Griffiths et de Haseth 1986). Un élément tel que la fenêtre d'entrée du spectromètre n'étant pas conjugué avec le détecteur, la contribution au flux reçu par ce dernier sera négligeable. Le signal thermique émis à 300 K par la séparatrice passe en partie dans l'interféromètre de Michelson et est donc pris en compte par le détecteur. Pour estimer la contribution de ce signal, nous allons évaluer l'émissivité d'un film de KBr d'épaisseur 10 mm qui est l'ordre de grandeur des éléments observés. Il est possible pour un tel film de calculer les coefficients de transmission et de réflexion en énergie. On a le résultat classique pour un film d'épaisseur d d'indice complexe n entouré d'air :

$$R(\lambda) = \left| \frac{r_{12} + r_{23} \exp(4i\pi nd/\lambda)}{1 - r_{21}r_{23} \exp(4i\pi nd/\lambda)} \right|^2 \quad (3.18)$$

$$T(\lambda) = \left| \frac{t_{12}t_{23} \exp(2i\pi nd/\lambda)}{1 - r_{21}r_{23} \exp(4i\pi nd/\lambda)} \exp(-2i\pi d/\lambda) \right|^2 \quad (3.19)$$

Les coefficients r_{ij} et t_{ij} sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface $i - j$. Le coefficient d'absorption s'en déduit facilement en utilisant la relation $A(\lambda) = 1 - R(\lambda) - T(\lambda)$. Nous savons d'autre part que l'émissivité $\varepsilon(\lambda)$ de ce film de KBr est égale à son coefficient d'absorption (seconde loi de Kirchhoff). Connaissant l'indice du KBr, nous pouvons dès lors calculer la luminance L de cet objet en reprenant l'expression 3.11. En calculant l'émissivité à chaque longueur d'onde, on obtient $L \approx 7,4 \cdot 10^{-2} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. L'angle solide de détection (c'est-à-dire l'angle solide sous lequel le détecteur "voit" le milieu extérieur) est de l'ordre de $\Delta\Omega_{det} \approx 0,12 \text{ sr}$, de plus la séparatrice est inclinée à $\theta_0 = 45^\circ$ des axes optiques du Michelson, le flux pris en compte par le détecteur est donc $F = L \cos \theta_0 \Delta\Omega_{det} \Delta S_{det} = 6,2 \text{ nW}$. On peut constater que cette contribution est loin d'être négligeable devant le signal que nous voulons détecter. Il faudra donc bien faire attention aux spectres acquis et traiter le signal en tenant compte de ce paramètre.

3.2.3 Obtention de l'émissivité

Jusqu'à maintenant, les spectres obtenus sont, à peu de choses près, des spectres d'émission. Obtenir un spectre en émissivité nécessite quelques étapes supplémentaires que nous allons décrire. Notons $S_E^{exp}(\sigma, T_E)$ le spectre expérimental en émission de l'échantillon à la température T_E désormais connue. On peut écrire :

$$S_E^{exp}(\sigma, T_E) = R(\sigma) [\varepsilon(\sigma)L_\sigma^0(T_E) + B(\sigma) + \rho(\sigma)L_\sigma^0(T_A)] \quad (3.20)$$

où nous avons adopté les notations suivantes :

- $R(\sigma)$ est la fonction de réponse du spectromètre ;
- $\varepsilon(\sigma)$ l'émissivité directionnelle (que l'on cherche) ;
- $L_\sigma^0(T_E)$ la fonction de Planck à la température T_E (ou luminance du corps noir) ;
- $B(\sigma)$ le rayonnement parasite arrivant directement sur le détecteur ;
- $\rho(\sigma)L_\sigma^0(T_A)$ le rayonnement ambiant à la température T_A réfléchi par l'échantillon ;
- $\rho(\sigma)$ la réflectivité directionnelle.

La relation $\rho(\sigma) = 1 - \varepsilon(\sigma)$ pour un corps opaque permet d'écrire maintenant :

$$S_E^{exp}(\sigma, T_E) = R(\sigma) \{ \varepsilon(\sigma) [L_\sigma^0(T_E) - L_\sigma^0(T_A)] + B(\sigma) + L_{\sigma, T_A}^0 \} \quad (3.21)$$

En cachant simplement l'échantillon par un écran opaque, nous mesurons le spectre du rayonnement ambiant. Notons ce dernier $S_A^{exp}(\sigma, T_A)$. De l'équation 3.21, il vient alors :

$$S_A^{exp}(\sigma, T_A) = R(\sigma) [B(\sigma) + L_\sigma^0(T_A)] \quad (3.22)$$

En faisant la différence des équations 3.21 et 3.22, nous supprimons le terme $B(\sigma)$:

$$S_E^{exp}(\sigma, T_E) - S_A^{exp}(\sigma, T_A) = R(\sigma)\varepsilon(\sigma) [L_\sigma^0(T_E) - L_\sigma^0(T_A)] \quad (3.23)$$

Nous pouvons écrire la même chose pour le corps noir de référence à la température T_{CN} en remplaçant $S_E^{exp}(\sigma, T_E)$ par $S_{CN}^{exp}(\sigma, T_{CN})$, il en ressort l'équation suivante :

$$S_{CN}^{exp}(\sigma, T_{CN}) - S_A^{exp}(\sigma, T_A) = R(\sigma) [L_\sigma^0(T_{CN}) - L_\sigma^0(T_A)] \quad (3.24)$$

en divisant les équations 3.23 et 3.24, le terme $R(\sigma)$ disparaît et nous avons une expression du spectre d'émissivité directionnelle en fonction des spectres d'émission expérimentaux ainsi que de la fonction de Planck prise à des températures différentes :

$$\varepsilon(\sigma) = \left[\frac{S_E^{exp}(\sigma, T_E) - S_A^{exp}(\sigma, T_A)}{S_{CN}^{exp}(\sigma, T_{CN}) - S_A^{exp}(\sigma, T_A)} \right] \left[\frac{L_\sigma^0(T_{CN}) - L_\sigma^0(T_A)}{L_\sigma^0(T_E) - L_\sigma^0(T_A)} \right] \quad (3.25)$$

3.2.4 Détermination exacte de la température

D'après l'équation 3.25 obtenue précédemment, il semble clair que nous devons avoir une connaissance précise de la température de l'échantillon. Le corps noir est un outil étalonné dont nous connaissons très bien la température lors des expériences que nous réalisons. L'échantillon quant à lui est stabilisé en température grâce à la régulation mise en place, mais nous ne connaissons qu'approximativement sa température réelle. Il faut donc trouver une méthode pour mesurer sa température vraie. Il est possible de déterminer une température de luminance T_σ qui est la température pour laquelle la valeur de la luminance du corps noir L_{σ, T_σ}^0 est égale à la luminance du matériau $L_{\sigma, T}$. Ceci se résume dans la relation suivante :

$$L_\sigma(T) = \varepsilon(\sigma)L_\sigma^0(T) = L_\sigma^0(T_\sigma) \quad (3.26)$$

Il est possible de relier la température de luminance T_σ à la température vraie T en utilisant le point de Christiansen. Ce point est en fait le nombre d'onde σ tel que l'indice complexe du matériau $n = \eta + i\kappa$ est très proche de 1, c'est-à-dire $\eta \approx 1$ et $\kappa \ll 1$. Il existe pour les matériaux polaires. Nous avons alors la propriété suivante :

$$\rho(\sigma) = \frac{(\eta - 1)^2 + \kappa^2}{(\eta + 1)^2 + \kappa^2} \longrightarrow 0 \quad (3.27)$$

Comme nous avons $\rho(\sigma) = 1 - \varepsilon(\sigma)$, il vient $\varepsilon(\sigma) \approx 1$. l'équation 3.28 devient :

$$L_\sigma(T) = L_\sigma^0(T) = L_\sigma^0(T_\sigma) \quad (3.28)$$

Il vient donc $T = T_\sigma$. Nous avons accès à la température vraie de l'échantillon. La fréquence de Christiansen est d'autre part quasiment indépendante de la température et de la rugosité. Dans le cas du SiC, nous avons $\lambda_{Christiansen} = 10,034 \mu\text{m}$.

3.2.5 Validation

Une fois le montage expérimental réalisé, nous pouvons nous demander comment valider les procédures de traitement. Nous avons tout d'abord tracé un spectre "brut" de l'émission d'un corps noir chauffé à 500°C, ainsi que le spectre d'émission de la séparatrice à température ambiante (Figure 3.6). Nous voyons sur cette figure que l'émission naturelle

3.2 MESURE ET TRAITEMENT

de la séparatrice est effectivement très importante, et qu'il est impossible de ne pas en tenir compte dans le traitement informatique permettant d'obtenir l'émissivité.

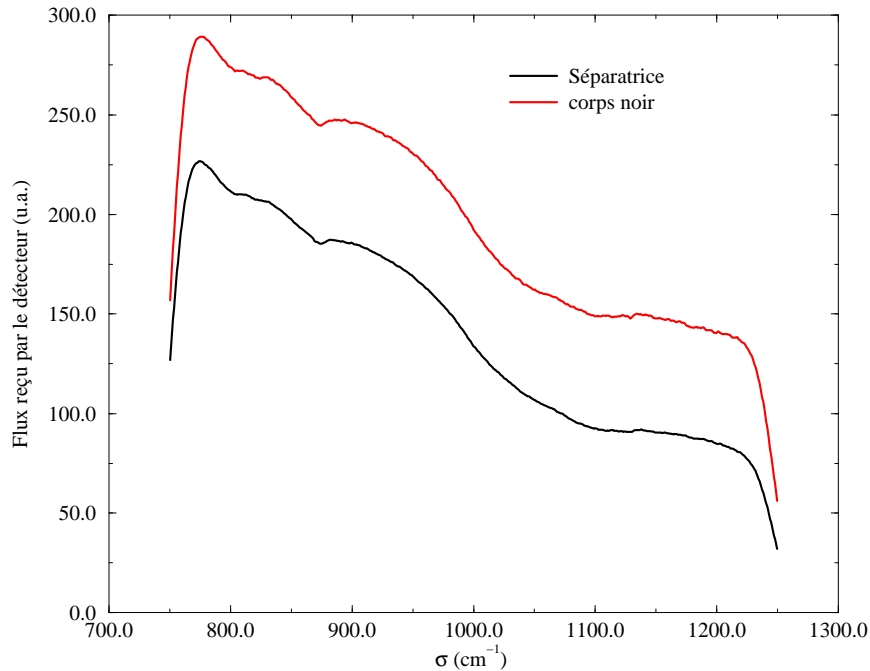


FIG. 3.6 – Spectres expérimentaux obtenus par émission de corps noir et par l'émission naturelle de la séparatrice.

Prenons à présent un film de SiC non gravé. Entre 10 et 13 μm , et en incidence normale, le SiC a une réflectivité élevée, de l'ordre de 0,95. En émissivité cela correspond à des valeurs de 0,05. On suppose que les propriétés optiques du SiC changent peu en fonction de la température - cet argument n'est pas réellement exact, nous le verrons plus loin, mais en première approximation les variations de la constante diélectrique avec la température ne jouent pas sur la forme globale du spectre en émissivité. Au niveau des spectres expérimentaux, il devrait donc apparaître une zone entre 10 et 13 μm (soit entre 770 et 1000 cm^{-1} environ) sur laquelle le spectre d'émission du SiC chauffé à 500°C est très proche du spectre d'émission de la séparatrice. C'est effectivement ce que l'on peut observer sur la Figure 3.7. Le point de Christiansen correspond à $\sigma = 997 \text{ cm}^{-1}$, il est représenté sur cette figure.

Ces spectres étant acquis, nous pouvons en tirer le spectre en émissivité de notre échantillon plan de SiC en utilisant les formulations vues dans les sections précédentes.

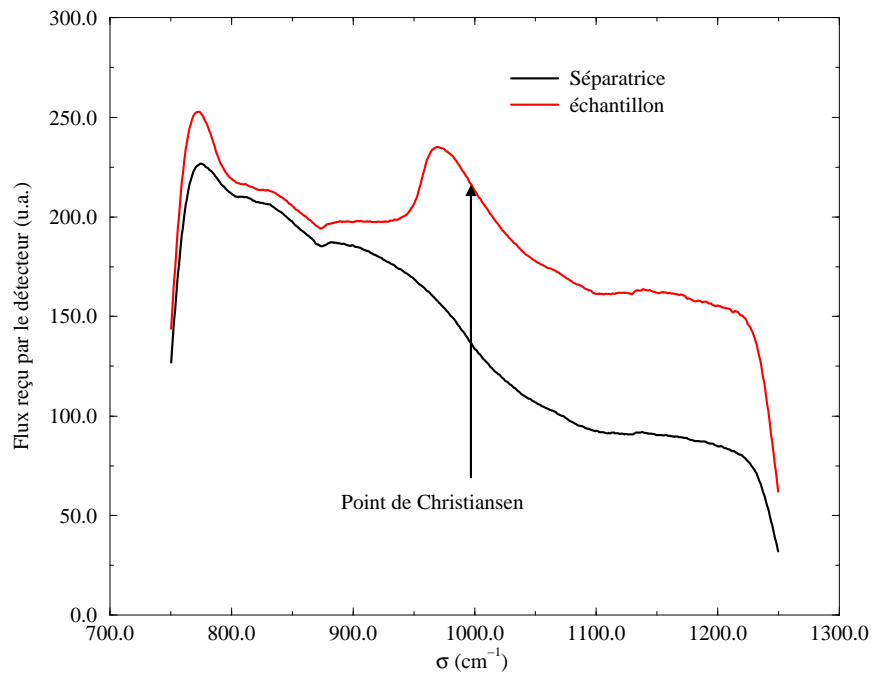


FIG. 3.7 – Spectres expérimentaux obtenus par émission d'un échantillon plan de SiC et par l'émission naturelle de la séparatrice. Le point de Christiansen à $\sigma = 997 \text{ cm}^{-1}$ est indiqué par la flèche.

3.2 MESURE ET TRAITEMENT

On obtient le spectre de la figure 3.8, nous avons ajouté le spectre en émissivité calculé à température ambiante. Ce résultat a bien la forme attendue, mais on peut constater que la réponse a été en quelque sorte “amortie” lorsque nous sommes passés à de plus hautes températures. Ceci est en fait dû au changement de la constante diélectrique dont nous avons parlé plus haut et que nous aborderons plus en détail dans le chapitre suivant. Nous pouvons aussi remarquer que le point de Christiansen s’est légèrement déplacé vers les plus hautes longueurs d’onde et se situe maintenant autour de $10,18 \mu\text{m}$.

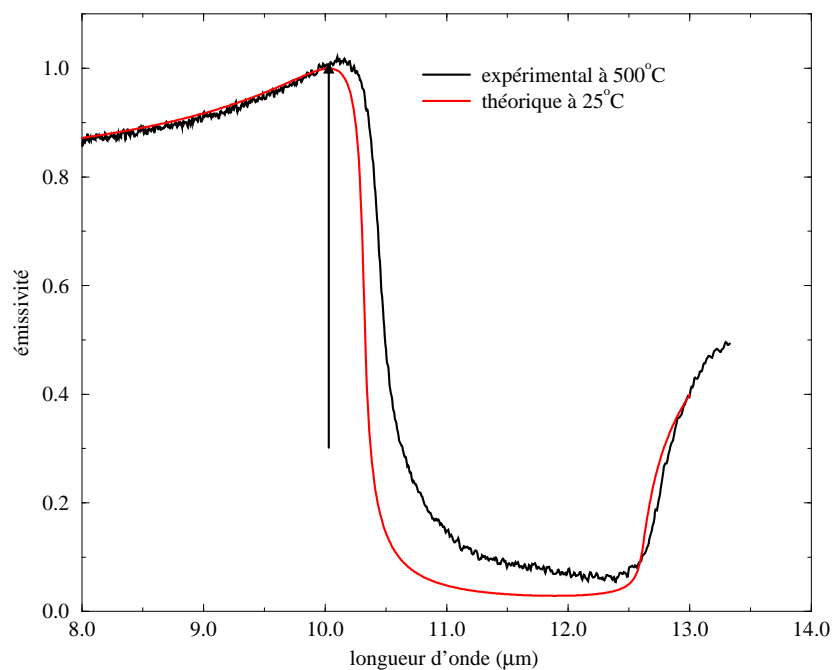


FIG. 3.8 – Spectre expérimental de l’émissivité d’un échantillon plan de SiC chauffé autour de 500°C en incidence normale et spectre calculé à 500°C . Le point de Christiansen à $\lambda = 10.034 \mu\text{m}$ est indiqué par la flèche.

Chapitre 4

Émission thermique de réseaux de SiC

Table des matières

4.1	Interface plane SiC/air	70
4.1.1	Indice du SiC	70
4.1.2	Relation de dispersion	71
4.1.3	Réflexivité et émissivité de l'interface plane	75
4.2	Émission directionnelle et quasi-monochromatique	76
4.2.1	Caractéristiques du réseau	76
4.2.2	Étude spectrale	78
4.2.3	Émission d'antenne	80
4.2.4	Problème de température	81
4.3	Cohérence spatiale	84
4.3.1	Principe	84
4.3.2	Résultats	87
4.4	Émission isotrope et quasi-monochromatique	89
4.4.1	Caractéristiques du réseau	89
4.4.2	Obtention des spectres	90

Avant-propos

Le carbure de silicium est, comme nous allons le voir, un matériau très intéressant dans l'étude de l'émission thermique cohérente. Un certain nombre de travaux ont déjà été réalisés, montrant la très grande longueur de cohérence du champ électromagnétique des phonons polaritons de surface sur une interface plane (Carminati et Greffet 1999; Shchegrov *et al.* 2000; Henkel *et al.* 2000). Cette longueur de cohérence est due aux phonons polaritons de surface qui peuvent se propager le long de l'interface. La cohérence du champ, de par le caractère évanescent de ces ondes de surface, reste donc un phénomène confiné à l'interface. Il a été montré dans plusieurs cas qu'il est possible de coupler des ondes de surface avec des ondes propagatives en gravant un réseau à la surface d'un matériau, que ce soit dans des phénomènes d'absorption résonante (Maystre et Hutley 1976; Petit 1980), ou bien dans des phénomènes d'émission thermique (Zhizhin *et al.* 1982; Kreiter *et al.* 1999).

Le SiC a déjà fait l'objet d'une telle étude (Greffet *et al.* 2002), mais l'expérience n'étant pas résolue angulairement et spectralement, les auteurs ont dû se limiter à des résultats qualitatifs. Nous étudierons ici deux types de réseau. Le premier est celui qui est utilisé dans la référence précédente. Ce réseau est une source de rayonnement thermique monochromatique et directionnelle. Nous nous attacherons à exploiter en profondeur les expériences quantitatives réalisées sur cette source thermique, en remontant en particulier à la cohérence spatiale du rayonnement émis. Une seconde source a été étudiée, le réseau étant cette fois optimisé pour que la source n'émette qu'à une longueur d'onde de manière isotrope. Là encore, nous montrerons expérimentalement que nos calculs numériques sont bien vérifiés.

4.1 Interface plane SiC/air

4.1.1 Indice du SiC

Avant d'examiner en détail l'émission thermique de réseaux de carbure de silicium - ou SiC, il paraît naturel de s'intéresser aux propriétés radiatives de l'interface plane. Il sera ainsi possible de voir directement les changements apportés par la structuration périodique de la surface d'un échantillon donné. Dans ce sens, nous devons tout d'abord prendre un modèle de constante diélectrique du SiC, duquel nous pourrions tirer les caractéristiques du rayonnement.

Les propriétés du SiC dans l'infrarouge rendent ce matériau très intéressant dans beaucoup d'applications. La constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ de ce matériau est caractérisée

4.1 INTERFACE PLANE SiC/AIR

dans ce domaine par un modèle de Lorentz, valable sur une large bande de fréquences. Ainsi pour des longueurs d'onde comprises entre 2 et 20 μm , nous pouvons écrire la relation suivante :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left[1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega} \right] \quad (4.1)$$

où $\epsilon_\infty = 6,7$, $\omega_L = 969 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_T = 793 \text{ cm}^{-1}$ et $\Gamma = 4,76 \text{ cm}^{-1}$ (Palik 1985). ω est ici exprimé en cm^{-1} , qui est une unité de spectroscopie. ω est directement proportionnel à la pulsation et correspond en fait au nombre d'onde $1/\lambda$ où λ serait donné en cm. Par abus de langage, nous parlerons de fréquence, bien que l'unité utilisée ne soit pas celle du système international.

Nous pouvons représenter les parties réelle et imaginaire de cette constante (Figure 4.1). On peut voir une résonance très importante autour de $\omega = \omega_T$.

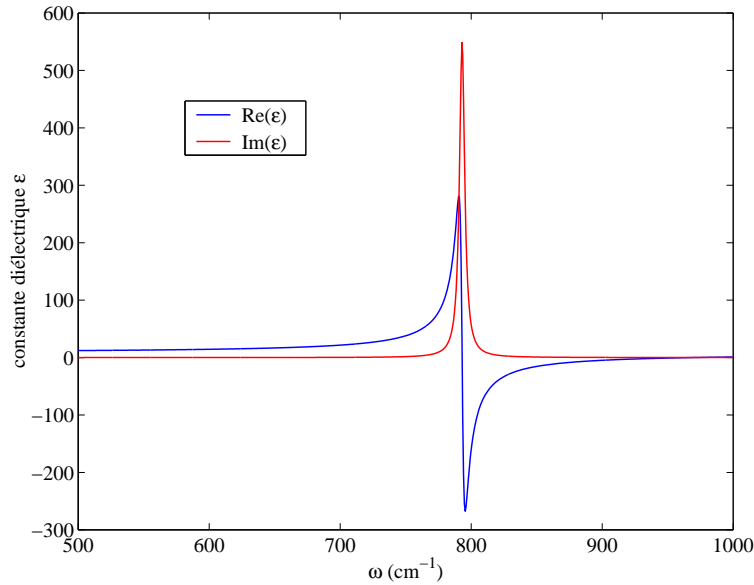


FIG. 4.1 – Parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique du SiC en fonction de la fréquence ω .

Il est d'autre part possible de montrer que la densité d'états locale en champ proche près de l'interface est proportionnelle à $Im[\epsilon(\omega)]/|1 + \epsilon(\omega)|^2$ (Shchegrov *et al.* 2000). Nous pouvons aussi représenter cette grandeur (Figure 4.2). On constate qu'il existe une nouvelle résonance très forte autour de $\omega = 948 \text{ cm}^{-1}$. Ceci est une signature de la présence d'ondes électromagnétiques de surface, phonons polaritons de surface dans ce cas.

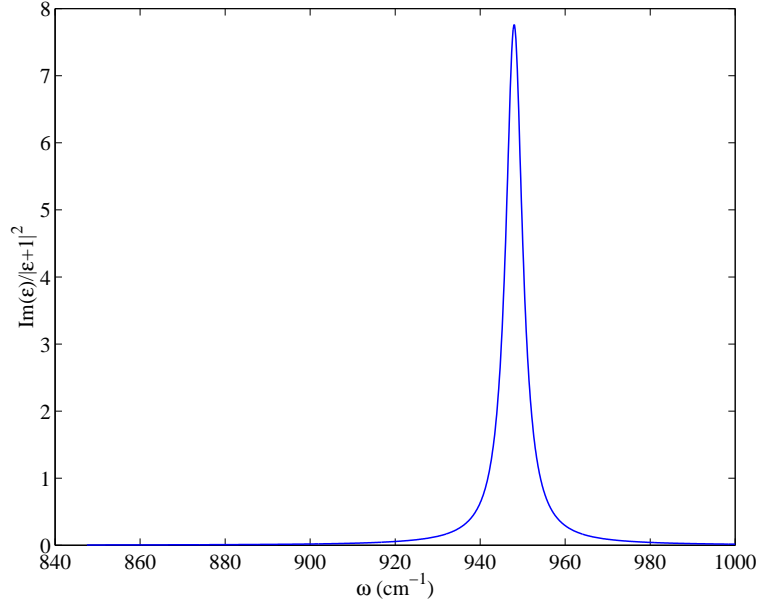


FIG. 4.2 – $\text{Im}[\epsilon(\omega)]/|1 + \epsilon(\omega)|^2$ en fonction de la fréquence ω . Cette grandeur est proportionnelle à la densité d'états en champ proche.

4.1.2 Relation de dispersion

Nous avons vu précédemment que l'on pouvait caractériser la présence ou non de modes de surface en examinant les valeurs de la partie réelle de la constante diélectrique ϵ du matériau. Ainsi, pour une interface plane séparant l'air d'indice 1 et un milieu caractérisé par ϵ , lorsque $\text{Re}(\epsilon) < -1$ il existe des modes confinés se propageant le long de la surface. Cette condition est remplie pour le SiC lorsque ω est compris entre 793 et 948 cm^{-1} , soit en terme de longueurs d'onde $10,6 < \lambda < 12,6 \mu\text{m}$.

La constante diélectrique du SiC est évidemment une grandeur complexe. Résoudre la relation de dispersion du phonon polariton de surface n'est donc pas trivial puisque les couples $(k_{//}, \omega)$ solutions de cette équation ont alors eux mêmes des valeurs complexes. En séparant les parties réelles et imaginaires, on obtient deux équations et quatre inconnues : le système est indéterminé. L'ensemble des couples $(k_{//}, \omega)$ vérifiant la relation de dispersion évolue dans un espace à quatre dimensions dont nous ne pouvons avoir une idée qu'en essayant de le regarder sous certains angles de vue.

Nous pouvons par exemple considérer la fréquence ω fixée à une valeur réelle ω_0 , la relation de dispersion se résume alors à deux équations dont les inconnues sont les parties réelle et imaginaire de $k_{//}$. On peut donc représenter chaque valeur de la fréquence ω en fonction de $\text{Re}(k_{//})$, ce qui est une partie de la relation de dispersion des phonons polaritons

4.1 INTERFACE PLANE SiC/AIR

de surface (Figure 4.3(a)). On peut remarquer sur cette figure un effet de “back-bending” : la relation de dispersion “revient en arrière” lorsque la fréquence augmente. Un autre point de vue est donné en considérant à l’inverse le vecteur d’onde $k_{//}$ réel et fixé, les solutions des deux équations sont alors les parties réelle et imaginaire de la fréquence ω . On peut alors représenter $Re(\omega)$ pour chaque valeur de $k_{//}$, ce qui conduit à une autre relation de dispersion (Figure 4.3(b)). Ces deux approches sont toutes deux physiques et correspondent aux expériences suivantes :

- Si l’expérience est une mesure d’émission en fonction de l’angle pour une fréquence fixée, alors l’onde détectée a une fréquence réelle (la mesure ayant lieu en régime stationnaire : si ce n’était pas le cas, il faudrait tenir compte de la durée de vie des modes excités et donc d’une partie imaginaire de la fréquence). On repère les pics d’émission qui apparaissent dans des directions θ telles que $Re(k_{//}) = \omega/c \sin \theta$, la largeur des pics de résonance, fournie par l’expérience, est reliée à $Im(k_{//})$. On cherche donc dans ce cas une solution avec $k_{//}$ complexe et ω réel. Cette expérience mettant en évidence le phénomène de back-bending a été menée pour la première fois au début des années 70 par Arakawa *et al.* (1973).
- Si maintenant l’expérience est une mesure de spectre d’émission dans une direction fixée, alors l’onde détectée a un vecteur d’onde réel, fixé par la direction d’observation. Du fait de la continuité des vecteurs d’onde à l’interface, on s’intéresse donc à des vecteurs d’onde de l’onde de surface qui sont réels. Ici, la mesure conduit à des pics pour certaines fréquences ω . Leur largeur est cette fois reliée à $Im(\omega)$. Il est donc naturel de chercher des solutions avec $k_{//}$ réel et ω complexe pour rendre compte de ces mesures.

Nous pouvons constater que les deux vues de la relation de dispersion que nous avons représentées ont une partie commune qui correspond en fait à un régime pour lequel ω et $k_{//}$ sont quasiment réels. Dans la suite, nous nous intéresserons principalement à des spectres d’émission pris dans des directions particulières, ce qui correspond à la seconde expérience citée plus haut. Nous travaillerons donc avec la relation de dispersion de la figure 4.3(b).

À partir de la relation de dispersion, on peut aussi déduire la densité d’états. Se pose alors à nouveau la question de savoir quelle relation de dispersion choisir. Compte tenu de l’invariance par translation sur une interface plane, un mode doit avoir un $k_{//}$ réel. Il faut donc utiliser la relation sans back-bending représentée sur la figure 4.3(b). Cette relation de dispersion présente deux zones distinctes. Une première partie est linéaire et proche du cône de lumière, la seconde partie montre un comportement asymptotique autour de

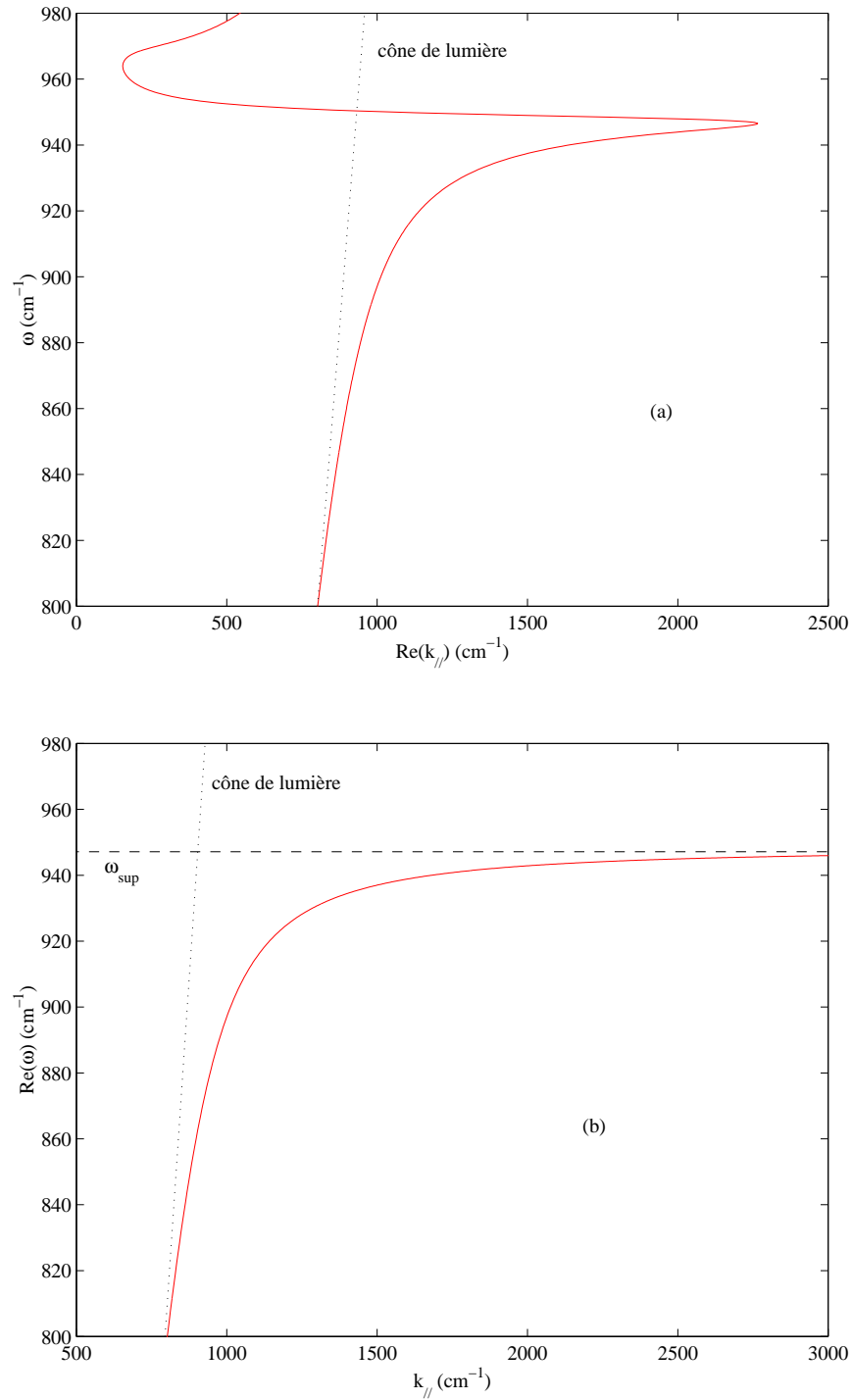


FIG. 4.3 – Relation de dispersion d’un phonon polariton de surface sur une interface plane dans deux cas différents : en considérant le vecteur d’onde k_{\parallel} réel (a), ou en considérant la fréquence ω réelle (b).

4.1 INTERFACE PLANE SiC/AIR

$\omega_{sup} = 948 \text{ cm}^{-1}$. Nous pouvons interpréter cela en termes de densité d'états. Le nombre d'états compris entre ω et $\omega + d\omega$ peut s'écrire $g(\omega)d\omega$ où $g(\omega)$ est la densité d'état à la fréquence ω . On a aussi $g(\omega)d\omega = g(k_{\parallel})dk_{\parallel}$ avec $g(k_{\parallel})$ la densité d'états exprimée en termes de vecteurs d'onde. Le nombre d'états $dN(k_{\parallel})$ compris entre k_{\parallel} et $k_{\parallel} + dk_{\parallel}$ est classiquement, en deux dimensions et pour un cristal de dimension caractéristique L : $dN(k_{\parallel}) = (\text{Aire de la couronne comprise entre les cercles de rayon } k_{\parallel} \text{ et } k_{\parallel} + dk_{\parallel}) \cdot (\text{nombre d'états par unité d'aire})$, soit :

$$dN(k_{\parallel}) = (2\pi k_{\parallel} dk_{\parallel}) \cdot \left(\frac{1}{(2\pi/L)^2} \right) \quad (4.2)$$

On peut en déduire la densité d'états en fonction de k_{\parallel} :

$$g(k_{\parallel}) = \frac{1}{L^2} \frac{dN(k_{\parallel})}{dk_{\parallel}} = \frac{k_{\parallel}}{2\pi} \quad (4.3)$$

On exprime alors la densité d'états à la fréquence ω :

$$g(\omega) = \frac{k_{\parallel}}{2\pi} \frac{dk_{\parallel}}{d\omega} \quad (4.4)$$

Il apparaît que lorsque $d\omega/dk_{\parallel}$ tend vers zéro, c'est-à-dire lorsque la fréquence ω tend vers ω_{sup} au niveau de la relation de dispersion, la densité d'états $g(\omega)$ tend vers l'infini. C'est en fait une singularité intégrable : si le nombre d'états augmente, c'est tout simplement grâce au couplage avec les phonons optiques. On se met en fait à compter les états de vibration.

4.1.3 Réflectivité et émissivité de l'interface plane

Nous pouvons calculer facilement la réflectivité à la fréquence ω d'une interface plane séparant deux milieux semi-infinis : le milieu 1 de constante $\epsilon_1(\omega)$ et le milieu 2 de constante $\epsilon_2(\omega)$. Il suffit pour cela de calculer le coefficient de réflexion d'une onde plane à la fréquence ω . On peut en effet voir la réflectivité comme étant la somme des efficacités en réflexion dans les différents ordres propagatifs de diffraction de la structure. L'interface étant plane, il n'y a qu'un ordre propagatif possible qui correspond à la réflexion spéculaire. Nous nous intéressons à la réflectivité en polarisation p . Elle est donc donnée par :

$$R = \left| \frac{\epsilon_2(\omega)\gamma_1(\omega) - \epsilon_1(\omega)\gamma_2(\omega)}{\epsilon_2(\omega)\gamma_1(\omega) + \epsilon_1(\omega)\gamma_2(\omega)} \right|^2 \quad (4.5)$$

où les termes $\gamma_i(\omega)$ sont les composantes suivant la direction normale à l'interface des vecteurs d'onde dans chaque milieu i . L'émissivité du SiC dans une direction d'observation θ s'en déduit immédiatement. Nous avons représenté l'émissivité du SiC à différents θ sur la figure 4.4.

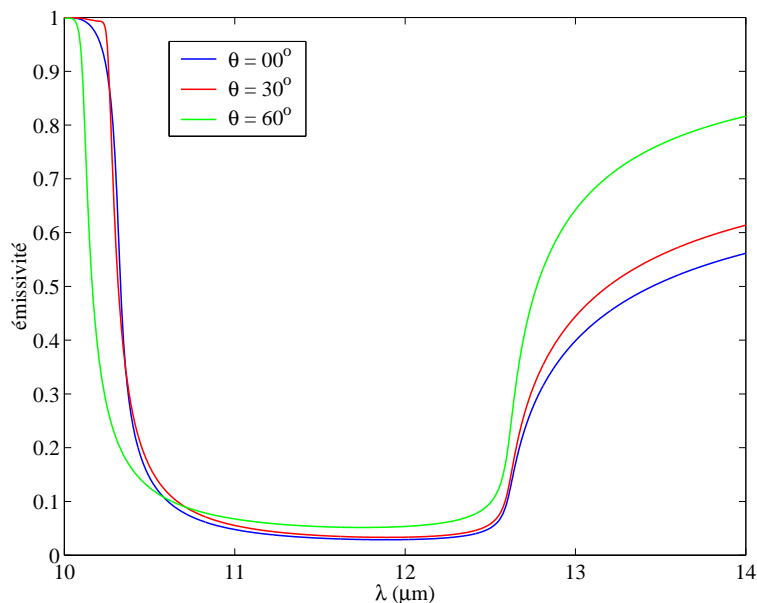


FIG. 4.4 – Spectre en émissivité d’une interface plane de SiC.

On peut constater que sur le domaine d’existence des ondes de surface, correspondant à une bande de longueurs d’onde de $[10,6 ; 12,6] \mu m$, l’émissivité est très faible - de l’ordre de 0,05 - quel que soit l’angle d’observation. C’est sur cette bande de longueurs d’onde que l’on va faire apparaître des pics d’émission.

4.2 Émission directionnelle et quasi-monochromatique

4.2.1 Caractéristiques du réseau

En admettant que la présence d’une structuration périodique de la surface ne perturbe pas trop la relation de dispersion que nous avons obtenue pour l’interface plane, nous pouvons remonter à la relation de dispersion des modes de surface lorsque l’on a un réseau. Cette hypothèse est valable lorsque le réseau a des dimensions caractéristiques (autre que la période) petites devant la longueur d’onde. Dans ce cas, la présence d’une période a pour effet de replier la relation de dispersion comme nous l’avons vu dans les chapitres introductifs de cette thèse. Lorsque, de par ces repliements, la relation de dispersion du mode passe au dessus du cône de lumière, il peut y avoir un couplage radiatif : c’est-à-dire que l’on peut coupler grâce au réseau une onde propagative incidente à une onde de surface et inversement.

Nous voulons obtenir dans cette partie une source de rayonnement qui émette de manière directionnelle et quasi-monochromatique. Pour cela, il faut associer une unique direction de propagation - donc un unique vecteur $k_{\parallel} = \omega/c \sin(\theta)$, où θ est l’angle que

4.2 ÉMISSION DIRECTIONNELLE ET QUASI-MONOCROMATIQUE

fait la normale à l'interface avec la direction de propagation - à une unique fréquence. Il faut donc se situer sur la partie linéaire de la relation de dispersion. Pour faire passer cette branche au dessus du cône de lumière, nous avons pris une période de réseau de $6,25 \mu m$. Nous pouvons dès lors représenter la nouvelle relation de dispersion théorique du phonon polariton de surface (Figure 4.5) dans la première zone de Brillouin restreinte. Nous pouvons constater que la branche linéaire de la relation de dispersion est effectivement en grande partie au dessus du cône de lumière.

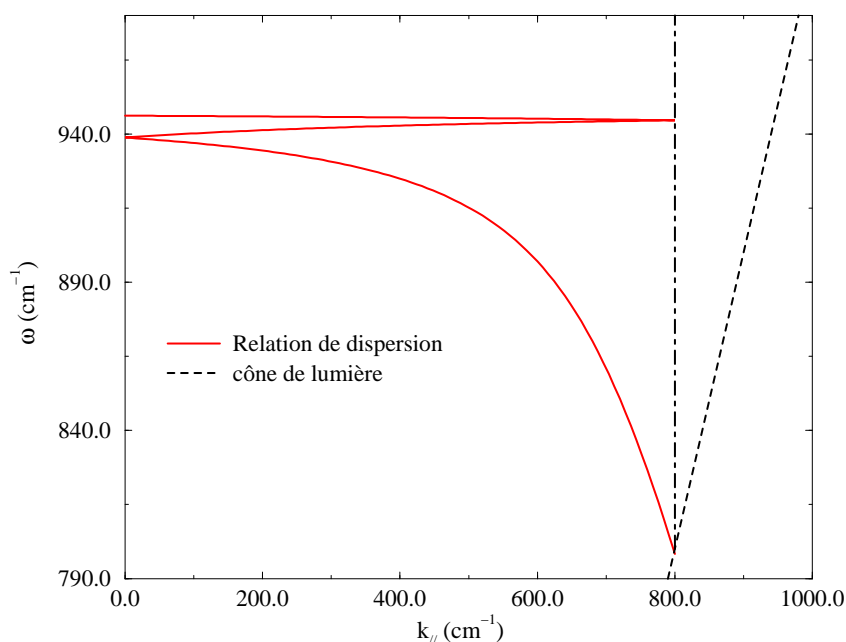


FIG. 4.5 – Relation de dispersion du phonon polariton de surface pour un réseau de période $\Lambda = 6,25 \mu m$. Le repliement se fait autour des multiples de π/Λ , soit $800 cm^{-1}$ dans les unités adoptées.

Si l'on envoie une onde plane monochromatique à la fréquence $\omega_0 < \omega_{sup}$, nous pouvons voir qu'il n'existe qu'un angle d'incidence θ_0 pour lequel on aura excitation d'une onde de surface. L'onde de surface ainsi excitée participe à un phénomène d'absorption résonante de l'onde incidente comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre I de la partie A. Inversement, si l'on parvient à exciter des modes de surface, dans une direction d'observation θ_0 donnée, nous pourrions voir un pic d'émission à ω_0 (Il est aussi possible par ailleurs qu'un pic d'émission apparaisse autour de ω_{sup} car l'asymptote passe aussi au-dessus du cône de lumière).

Nous avons pu optimiser numériquement les paramètres d'un réseau rectangulaire permettant d'avoir des pics d'absorption très fins apparaissant dans le spectre en réflectivité, ces pics se déplaçant lorsque l'on fait varier l'angle d'incidence. Comme nous l'avons vu, d'après la loi de Kirchhoff pour les corps opaques, ceci correspond bien à des effets d'émission directionnelle et quasi-monochromatique. Le réseau que nous allons étudier dans la suite a donc les caractéristiques suivantes :

- période $\Lambda = 6,25 \mu\text{m}$;
- coefficient de remplissage $F = 0,5$;
- hauteur $h = 0,285 \mu\text{m}$.

4.2.2 Étude spectrale

Nous pouvons étudier des spectres d'émissivité directionnelle grâce aux codes informatiques développés au laboratoire. Un résultat frappant est celui de la figure 4.6. Nous pouvons voir trois spectres numériques superposés, pris pour trois directions d'observation différentes ($\theta = 30^\circ$, 46° et 60°).

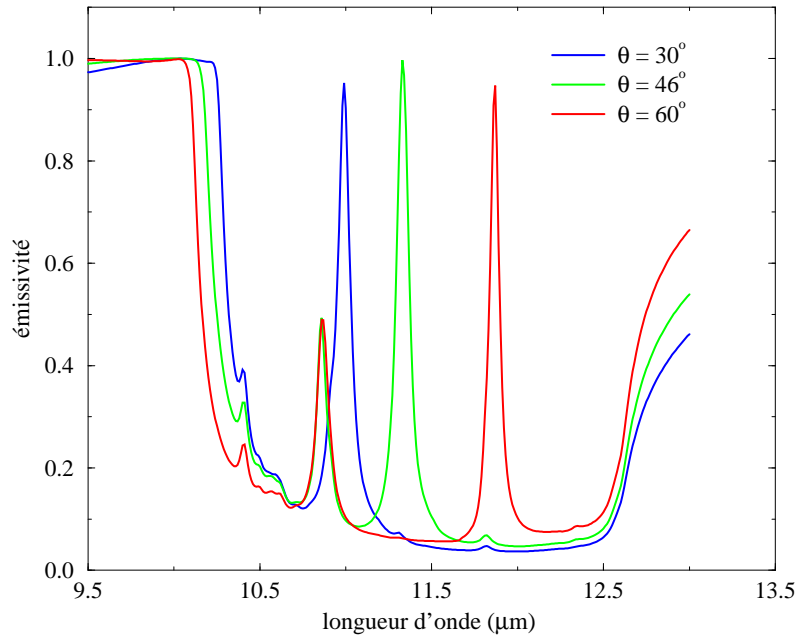


FIG. 4.6 – Spectres numérique en émissivité pour un réseau de période $\Lambda = 6,25 \mu\text{m}$, à trois angles d'observation.

On constate que des pics élevés apparaissent. Un pic secondaire apparaît autour de $\lambda = 10,9 \mu\text{m}$ pour les angles d'observation plus élevés. Ce pic est simplement dû à la

4.2 ÉMISSION DIRECTIONNELLE ET QUASI-MONOCROMATIQUE

présence d'une asymptote dans la relation de dispersion, c'est-à-dire que pour un angle donné - et donc pour un vecteur d'onde donné - on a excité un mode de la branche linéaire de la relation de dispersion et un mode de la branche asymptotique. Ce dernier reste à la même fréquence quel que soit l'angle d'observation. On aurait toutefois pu s'attendre à voir ce pic apparaître autour de $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, qui est la position théorique de l'asymptote. Ce petit décalage montre en fait que le réseau perturbe la relation de dispersion du phonon polariton de surface. Un simple repliement de la relation de dispersion de l'onde de surface sur l'interface plane n'est donc qu'une approximation du comportement réel du mode. Ceci a été montré par Greffet *et al.* (2002).

Ce réseau de SiC a été fabriqué par Yong Chen au Laboratoire de Photonique et Nanostructures à Marcoussis. Nous avons donc pu réaliser des mesures d'émissivité grâce au banc expérimental que nous avons exposé plus haut. Aux mêmes angles d'observation et en chauffant le réseau autour de 500°C , nous avons obtenu les spectres de la figure 4.7.

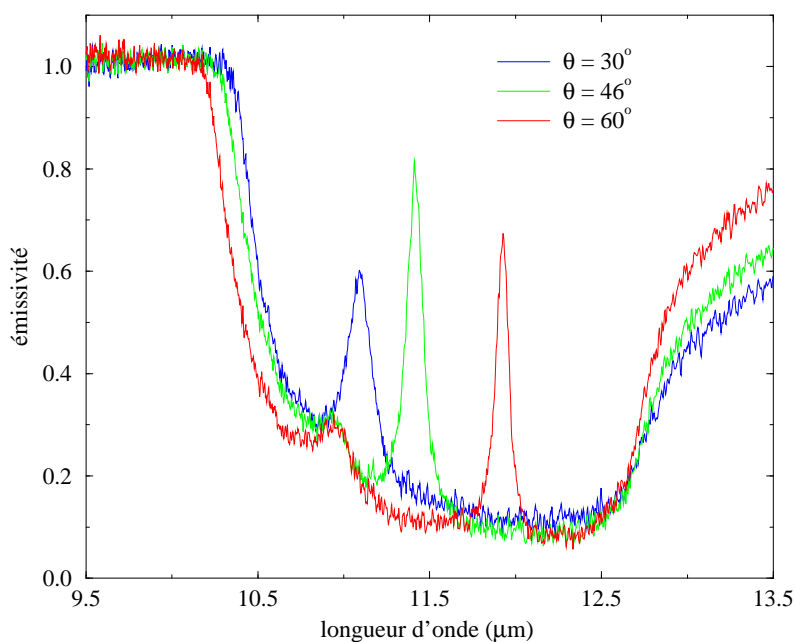


FIG. 4.7 – Spectres expérimentaux en émissivité pour un réseau de période $\Lambda = 6,25 \mu\text{m}$, à trois angles d'observation. La température du réseau lors de la mesure est de 500°C .

Nous pouvons remarquer plusieurs choses. En premier lieu, on retrouve bien le comportement prévu par la théorie : les pics se déplacent vers les plus hautes longueurs d'onde lorsque l'angle d'observation augmente. Les positions des pics sont aussi en assez bon accord

avec celles obtenues numériquement. La principale différence entre les spectres numériques et expérimentaux est en fait la hauteur et la largeur des pics : ceux-ci sont plus larges et moins hauts dans la mesure. Nous verrons plus loin que ceci est entièrement dû à l'influence d'une température élevée sur l'indice du matériau. Enfin, nous pouvons voir que le pic secondaire dû à l'asymptote de la relation de dispersion reste bien présent.

Il est possible de se persuader que le phénomène que nous observons est bien causé par les phonon polaritons de surface. Pour cela, nous avons représenté l'émissivité, calculée numériquement, dans un plan (ω, k_{\parallel}) (Figure 4.8). Il apparaît très clairement que les pics d'émission suivent la relation de dispersion repliée des ondes de surface. On peut remarquer que l'asymptote se situe plus bas que dans la théorie, autour de 920 cm^{-1} : on retrouve le décalage dont nous avons parlé plus haut.

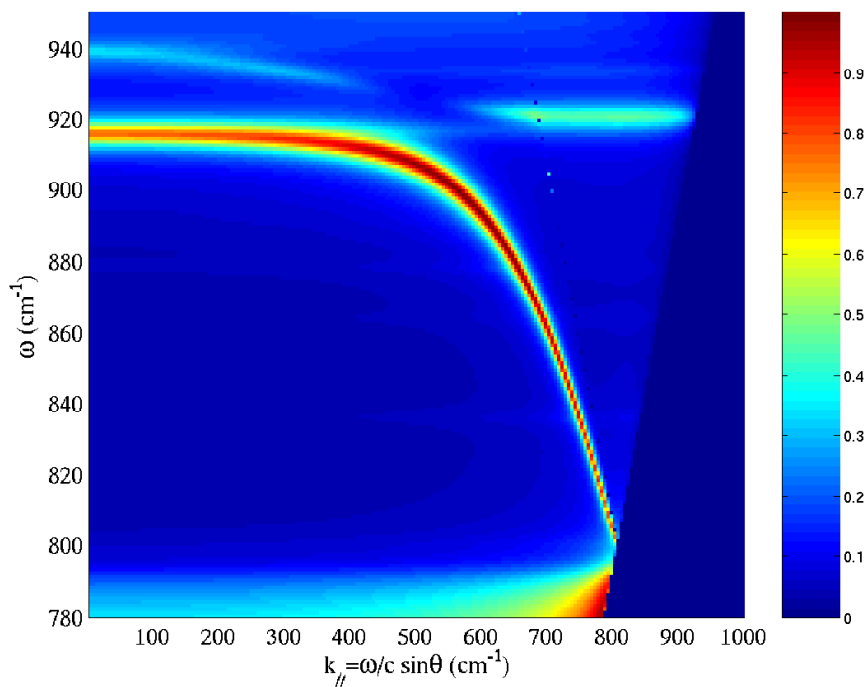


FIG. 4.8 – Suivi des pics d'émissivité dans un plan (ω, k_{\parallel}) . Les couleurs chaudes sont associées à des émissivités élevées.

4.2.3 Émission d'antenne

Les figures précédentes montrent clairement des pics d'émission qui se déplacent en longueur d'onde lorsque l'on fait varier l'angle d'observation. À un angle donné, on a un pic quasi-monochromatique d'émission. Cette émission quasi-monochromatique et très directionnelle rappelle fortement l'émission d'une antenne. Pour insister sur cette image, nous

4.2 ÉMISSION DIRECTIONNELLE ET QUASI-MONOCROMATIQUE

avons représenté un diagramme angulaire de l'émissivité mesurée à deux longueurs d'onde différentes $\lambda = 11,36 \mu\text{m}$ et $\lambda = 11,86 \mu\text{m}$ (Figure 4.9).

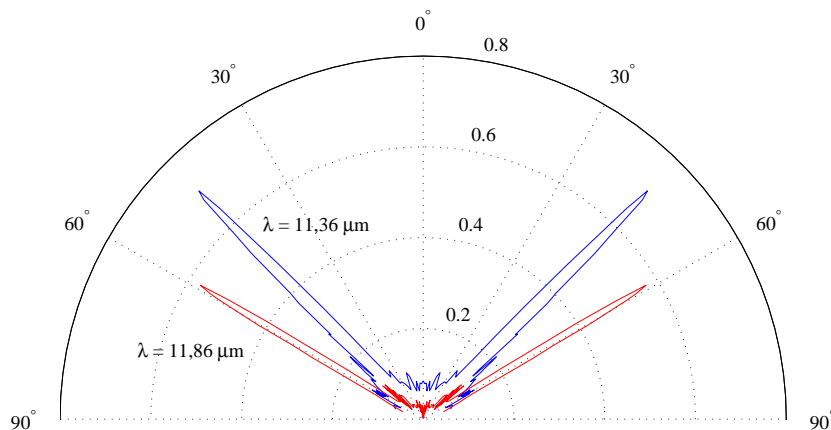


FIG. 4.9 – Diagramme angulaire de l'émissivité mesurée à deux longueurs d'onde différentes $\lambda = 11,36 \mu\text{m}$ et $\lambda = 11,86 \mu\text{m}$

On retrouve bien l'allure des résultats obtenus au CEA CESTA de Bordeaux en chauffant l'échantillon à 500°C (Greffet *et al.* 2002). Les pics que nous obtenons ici ont toutefois une émissivité plus élevée et sont plus fins. À une longueur d'onde donnée, les positions angulaires ne sont pas non plus les mêmes. Nous avons vérifié l'étalonnage de notre spectromètre en ciblant une raie d'absorption du CO_2 dans l'air. La différence entre le calcul et l'expérience est inférieure à $0,5 \text{ cm}^{-1}$ autour de 670 cm^{-1} , soit en termes de longueurs d'onde moins de 10 nm autour de $15 \mu\text{m}$, il semble donc que notre mesure est bien spectralement correcte. Il est possible que le filtre optique utilisé dans l'expérience conduite au CESTA n'ait donc pas été parfaitement étalonné. Les différences entre la largeur des pics ainsi que leur hauteur s'expliquent aussi très simplement en tenant compte d'une part de la résolution spectrale du filtre, de l'ordre de 220 nm , et d'autre part de la résolution angulaire du montage expérimental, de 3° . Ces résolutions imposent une convolution du signal par des fonctions rectangle qui ont pour effet d'élargir et d'écraser le pic observé. Dans notre mesure, la largeur angulaire des pics (de l'ordre de un à quelques degrés) est supérieure à la résolution du montage. Nous observons donc la forme réelle des pics, contrairement aux mesures précédentes.

4.2.4 Problème de température

Le montage expérimental que nous avons conçu et mis en place au laboratoire est résolu spectralement et angulairement. Toutefois, on constate en comparant les figures 4.6 et 4.7 que les pics expérimentaux d'émission ne sont ni aussi fins, ni aussi hauts que les pics obtenus numériquement. Le premier facteur incriminé est bien évidemment la température. Les spectres numériques sont en effet calculés à partir d'un modèle de Lorentz lui-même établi sur la base de données tabulées à température ambiante (Palik 1985). L'expérience, quant à elle, est réalisée à des températures plus élevées : autour de 500°C (pour une question de flux reçu par le détecteur, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent).

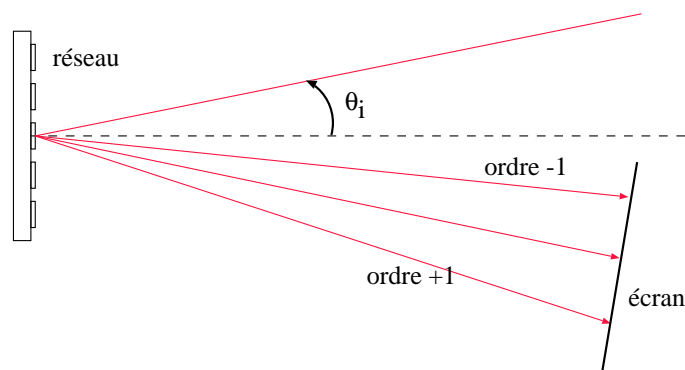


FIG. 4.10 – Schéma du dispositif de mesure de la période du réseau.

Une première idée est de regarder si l'écart de position des pics est dû à la dilatation du réseau avec la température. Pour cela nous observons la figure de diffraction obtenue en éclairant le réseau avec un LASER He-Ne sous une incidence θ_i donnée. Un schéma du dispositif est représenté sur la figure 4.10. On remonte très facilement à la période du réseau en mesurant l'écart entre les ordres de diffraction les plus éloignés sur l'écran.

On retrouve bien une période de $6,25 \pm 0,04 \mu\text{m}$ à température ambiante. Lorsque l'on chauffe le réseau à 500°C , on mesure une période de $6,28 \pm 0,04 \mu\text{m}$. Nous avons représenté les positions des pics expérimentaux et numériques pour les deux périodes mesurées sur la figure 4.11. Outre les incertitudes sur la mesure, nous pouvons constater sur cette figure que la dilatation du réseau ne peut pas être le facteur principal du décalage des pics en position, bien que le déplacement d'un pic lorsque la période augmente semble aller dans le bon sens : il faut chercher ailleurs.

Une autre possibilité est que la température influe sur la constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ du SiC. Il nous faut donc déterminer la variation de l'indice du SiC avec la température.

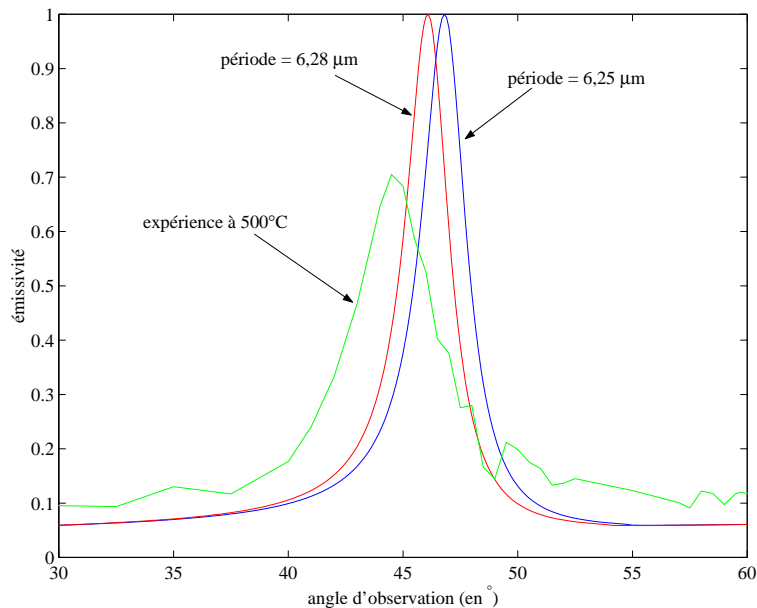


FIG. 4.11 – Émissivités expérimentale et théoriques pour deux périodes différentes en fonction de l'angle d'observation à la longueur d'onde $\lambda = 11,36\mu m$.

Pour cela, nous nous sommes attachés à la méthode courante utilisée pour déterminer les paramètres ϵ_∞ , ω_L , ω_T et Γ qui apparaissent dans l'expression de la constante diélectrique. Le principe est de minimiser la somme suivante :

$$S = \sum_{i=1}^N [R_{i,exp} - R_{i,calc}]^2 \quad (4.6)$$

où $R_{i,exp}$ et $R_{i,calc}$ sont respectivement les réflectivités mesurée et calculée d'un échantillon plan de SiC éclairé en incidence normale sur N points expérimentaux. L'idée est de minimiser une somme similaire en utilisant les émissivités en lieu et place des réflectivités. Nous avons supposé de plus qu'un modèle de Lorentz était toujours valable pour la constante diélectrique du SiC sur la bande de longueur d'onde considérée. Nous avons donc pris le spectre en émissivité d'un échantillon plan de SiC dans la direction normale d'émission. La minimisation de la somme S sur 59 points expérimentaux a permis d'obtenir les valeurs suivantes des paramètres : $\epsilon_\infty = 6,8$, $\omega_L = 959\text{ cm}^{-1}$, $\omega_T = 779\text{ cm}^{-1}$ et $\Gamma = 11,7\text{ cm}^{-1}$.

On peut remarquer que parmi ces coefficients, ϵ_∞ , ω_L et ω_T ont varié de moins de 2%. C'est au niveau du terme Γ , caractérisant les pertes du matériau que la variation est la plus importante : ce coefficient a été multiplié par 2,5 environ. Si l'on considère que les pertes sont principalement dues aux collisions entre phonons, il est normal que celles-ci augmentent avec la température. Cette forte augmentation des pertes par absorption explique donc la diminution et l'élargissement du pic d'émissivité. Le phonon polariton de surface perd plus

d'énergie dans ce cas lorsqu'il se propage le long de l'interface, sa longueur de propagation diminue en conséquence lorsque l'on chauffe le matériau. Si l'on reprend l'image de la diffraction développée dans le chapitre précédent pour modéliser l'émission naturelle de notre échantillon, il vient que l'angle solide d'émission augmente : on retrouve donc bien l'élargissement angulaire du pic à une longueur d'onde donnée. À l'aide de mesures, nous pouvons recalculer le coefficient Γ à différentes températures. Nous obtenons alors la figure 4.12 : on remarque que la variation de ce paramètre avec la température est linéaire.

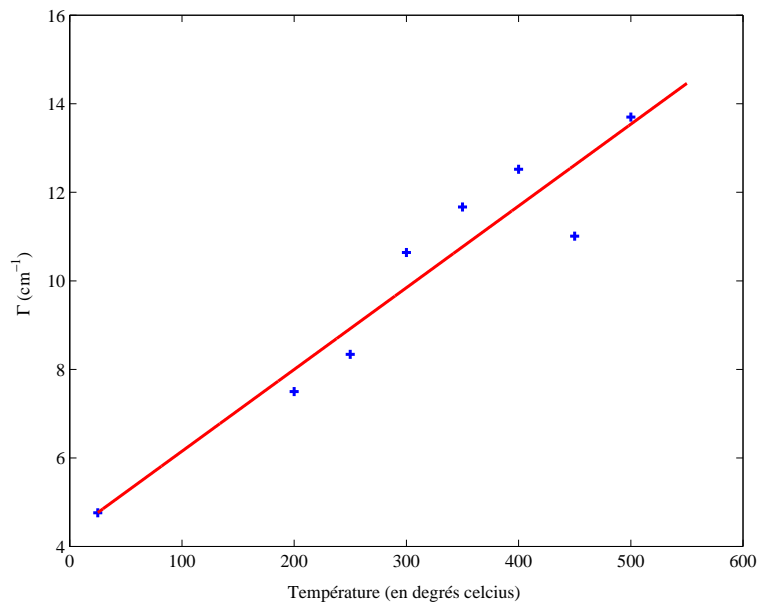


FIG. 4.12 – Variations du coefficient Γ du modèle de Lorentz de la constante diélectrique en fonction de la température

En injectant les nouveaux paramètres dans le calcul de l'émissivité du réseau nous obtenons le résultat de la figure 4.13. La nouvelle courbe calculée se superpose à la courbe expérimentale. Nous avons donc retrouvé les causes du décalage du pic en position, en largeur et en hauteur.

4.3 Cohérence spatiale

4.3.1 Principe

Nous venons de constater l'existence de pics d'émission très directionnels à des longueurs d'onde données. Ce phénomène peut être interprété en terme de cohérence spatiale. Deux points d'une source cohérente spatialement émettent avec une différence de phase constante. Ainsi les rayonnements électromagnétiques émis par chacun des points peuvent interférer constructivement dans une direction donnée et destructivement dans les autres

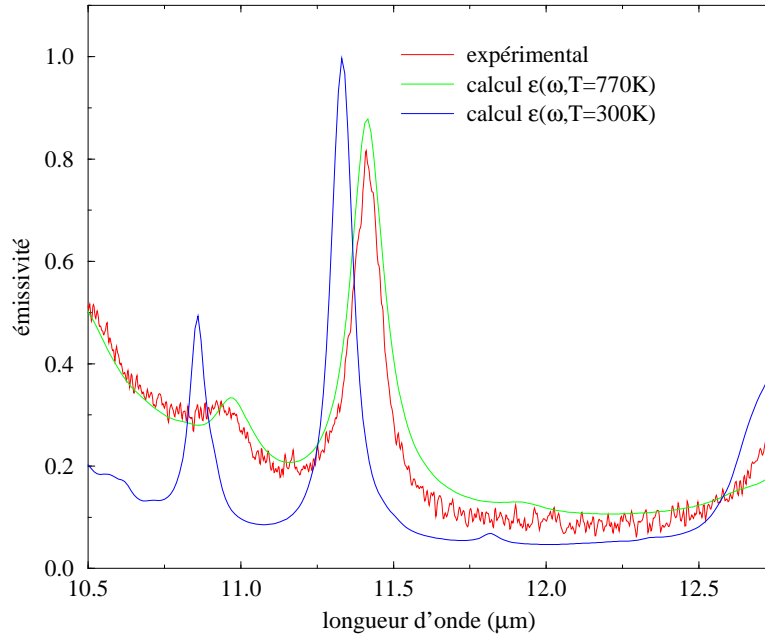


FIG. 4.13 – Émissivité mesurée et émissivités calculées à deux températures différentes.

directions. C'est bien ce que l'on observe ici. La longueur de cohérence peut intuitivement être définie comme étant la distance au bout de laquelle la relation de phase entre deux points de la source n'est plus déterminée. Ici, cela va correspondre à la longueur de propagation du phonon polariton de surface.

Toutefois, il faut tenter de mettre ceci en équation et essayer de trouver une expression de la longueur de cohérence de notre source. Nous travaillons en polarisation p , le champ magnétique est donc une grandeur scalaire du problème : $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = H_y(\mathbf{r}, t) \mathbf{e}_y$. Le champ H_y est un processus aléatoire stationnaire, c'est-à-dire que les fluctuations du champ H_y dans le temps gardent le même caractère (la même densité de probabilité) quel que soit l'instant où l'on observe celui-ci. Le théorème de Wiener-Khintchine permet alors de relier la fonction d'autocorrélation du champ $\Gamma(\tau) = \langle H_y^*(t)H_y(t + \tau) \rangle$ à la densité spectrale de puissance $W(\nu)$ par une relation de transformée de Fourier : $W(\nu)\delta(\nu - \nu') = \langle \widetilde{H}_y^*(\nu)\widetilde{H}_y(\nu') \rangle$.

Pour caractériser la cohérence spatiale du champ dans le plan de la source, il faut introduire la fonction de corrélation du champ pris en deux points de la source $\langle H_y^*(\mathbf{r}_1, t)H_y(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle$. De la même manière que précédemment, la densité spectrale de puissance en champ proche

$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \nu)$ est alors définie à la fréquence ν de la manière suivante :

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \nu)\delta(\nu - \nu') = \left\langle \widetilde{H}_y^*(\mathbf{r}_1, \nu)\widetilde{H}_y(\mathbf{r}_2, \nu') \right\rangle \quad (4.7)$$

où $\widetilde{H}_y(\mathbf{r}, \nu)$ est la transformée de Fourier spectrale de $H_y(\mathbf{r}, t)$. On peut voir ici qu'à une fréquence ν donnée, cette densité spectrale de puissance est une mesure de la corrélation du champ électromagnétique pris en deux points \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 de la source. Nous pouvons donc déduire de la connaissance de cette fonction un ordre de grandeur de la distance $|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ à partir de laquelle les champs n'ont plus de relation de phase déterminée entre eux. Cette distance est par définition la longueur de cohérence de notre source.

Le calcul de cette densité spectrale de puissance a déjà été réalisé pour une interface plane séparant le vide d'un matériau supportant des ondes de surface (Henkel *et al.* 2000). Il a été montré en particulier que la densité spectrale de puissance est proportionnelle à un terme dépendant de $\rho = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ et tendant asymptotiquement vers :

$$\sqrt{\frac{1}{k_{\parallel}\rho}} \exp(ik_{\parallel}\rho) \quad (4.8)$$

où k_{\parallel} est le vecteur d'onde associé à l'onde de surface. En séparant les parties réelle et imaginaire de k_{\parallel} , on trouve un terme oscillant multiplié par un terme exponentiellement décroissant : c'est bien ce qui est obtenu aussi par Carminati et Greffet (1999). La distance $\rho = L$ pour laquelle on divise l'enveloppe exponentielle de la densité spectrale de puissance par e est une définition de la longueur de cohérence, il vient $L = 1/Im(k_{\parallel})$, qui est aussi la longueur de propagation du phonon polariton de surface. Nous confondrons dans la suite longueur de propagation et longueur de cohérence.

Ce calcul est moins simple en présence d'un réseau à la surface du matériau. Nous pouvons toutefois tenter de contourner le problème. Ainsi, par l'intermédiaire de l'émissivité directionnelle, nous avons accès à la luminance $L(\mathbf{s}, \nu)$ de la source, où \mathbf{s} est un vecteur unitaire de même direction et même sens que le vecteur d'onde \mathbf{k} caractérisant l'émission dans la direction d'observation. Il est alors possible de montrer, pour une source quasi-homogène, que (Mandel et Wolf 1995) :

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \nu) \propto \int L(\mathbf{s}, \nu) \exp\left[2i\pi\mathbf{s} \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{\lambda}\right] d^2s_{\perp} \quad (4.9)$$

où l'indice \perp indique la projection d'un vecteur sur le plan de la source. À une température T donnée, on peut relier directement la luminance à l'émissivité direction-

4.3 COHÉRENCE SPATIALE

nelle par la relation $L(\mathbf{s}, \nu) = \varepsilon(\mathbf{s}, \nu) L_T^0(\nu)$. On peut donc écrire :

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \nu) \propto \int \varepsilon(\mathbf{s}, \nu) \exp \left[2i\pi \mathbf{s} \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{\lambda} \right] d^2 s_{\perp} \quad (4.10)$$

$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \nu)$ apparaît donc comme la transformée de Fourier spatiale de l'émissivité directionnelle prise en $(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)/\lambda$. Il faut toutefois bien faire attention à un point : cette expression de la densité spectrale de puissance est obtenue dans le cadre de l'approximation de champ lointain. Plus précisément, il est possible de décomposer le champ \mathbf{H} en séparant les différentes contributions. Plusieurs éléments participent en effet au rayonnement proche ou lointain de la source. Tout d'abord, microscopiquement, les dipôles dans le matériau induisent une composante en champ proche \mathbf{H}_{nf} (near field), décroissant en $1/z^3$ (Rytov *et al.* 1989). Il existe ensuite un rayonnement "naturel" en champ lointain \mathbf{H}_{pw} (propagating waves) qui correspond au rayonnement d'une surface plane du matériau. Enfin, la présence des ondes de surface et de rugosités de l'interface induisent deux dernières composantes. D'une part, une contribution \mathbf{H}_{sw-nr} (non radiative surface waves) des ondes de surface que le réseau ne couple pas avec des ondes propagatives et qui restent des modes de la structure confinés à l'interface. Ces modes correspondent aux couples (ω, k_{\parallel}) situés sous le cône de lumière dans la relation de dispersion repliée des phonon polaritons de surface. D'autre part, les modes couplés (ondes de surface - ondes propagatives), situés au dessus du cône de lumière, participent aussi d'un terme \mathbf{H}_{sw-r} (radiated surface waves). On peut finalement écrire :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{nf} + \mathbf{H}_{sw-nr} + \mathbf{H}_{sw-r} + \mathbf{H}_{pw} \quad (4.11)$$

Seuls les deux derniers termes de l'équation 4.11 participent à l'émission en champ lointain. On ne peut pas détecter les autres contributions qui n'existent qu'en champ proche. On retrouve le fait que seule une partie de la densité spectrale de puissance est accessible par ce calcul. C'est en fait le terme de corrélation $\langle H_{sw-r}^*(\mathbf{r}_1, t) H_{sw-r}(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle$ qui crée la cohérence spatiale détectée en champ lointain. Néanmoins, il est important de réaliser que H_{sw-nr} participe aussi fortement à la cohérence en champ proche : dans le cas du calcul avec réseau, nous ne pouvons avoir accès qu'à une borne inférieure de la longueur de cohérence de notre source.

4.3.2 Résultats

Nous avons représenté en fonction de $\rho/\lambda = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|/\lambda$ la densité spectrale de puissance normalisée à sa valeur en $\rho = 0$ et prise à $\lambda = 11, 36 \mu\text{m}$ (Figure 4.14). Cette normalisation revient en fait à représenter le degré spectral de cohérence spatiale de la source.

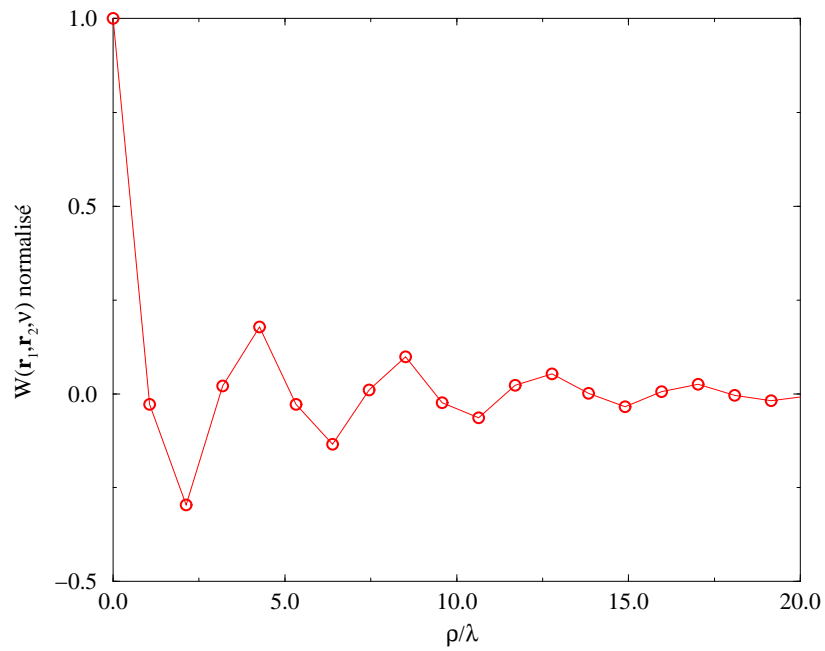


FIG. 4.14 – Degré spectral de cohérence spatiale d'un réseau de SiC en émission, de période $\Lambda = 6,25 \mu\text{m}$, coefficient de remplissage $F = 0,5$ et hauteur $h = 0,285 \mu\text{m}$. Le réseau est chauffé autour de 500°C .

4.3 COHÉRENCE SPATIALE

On peut remarquer que le champ proche reste corrélé sur des distances équivalentes à plusieurs longueurs d'onde. La figure 4.15 montre l'allure de l'enveloppe de cette courbe en échelle logarithmique. Nous pouvons constater que la première partie de la courbe est linéaire (entre $\rho = \lambda$ et 20λ), ce qui montre la décroissance exponentielle dont nous avons parlé plus haut. La longueur de cohérence est la distance ρ au bout de laquelle le degré de cohérence spatiale a été divisé par e .

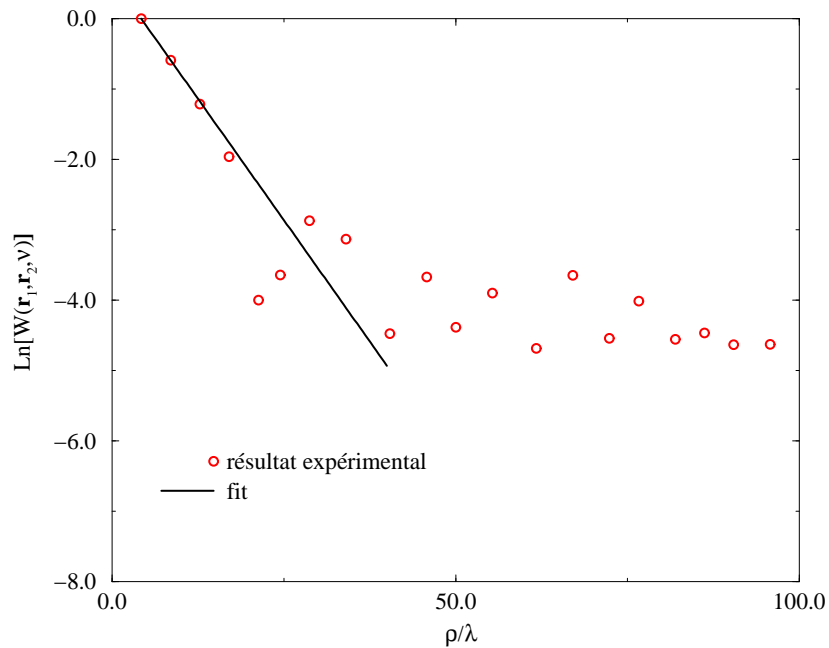


FIG. 4.15 – Détermination de la longueur de cohérence spatiale.

On obtient dans ce cas une longueur de cohérence de l'ordre de 7λ . Nous pouvons calculer cette grandeur pour le même réseau et la même longueur d'onde à température ambiante en utilisant les résultats numériques obtenus. Il vient alors une longueur de cohérence de 11λ . Un calcul exact réalisé par Carminati et Greffet (1999) sur une surface plane de SiC à température ambiante a montré une longueur de cohérence de 36λ à $\lambda = 11,36 \mu\text{m}$. Sans oublier que nous n'avons accès dans le cas du calcul avec réseau qu'à une borne inférieure de la longueur de cohérence, on peut tout de même constater qu'à température ambiante la présence du réseau réduit fortement cette longueur en introduisant un facteur de pertes radiatives. On peut avoir en tête l'image suivante : lorsque le phonon polariton se propage le long de l'interface, une partie de son énergie est diffractée par chaque trait du réseau. Il perd donc de l'énergie de manière radiative plus vite qu'en se propageant sur une interface plane, sa longueur de propagation diminue et donc la longueur de cohérence de la source.

Si maintenant le réseau est chauffé, on augmente les pertes par absorption et la longueur de propagation diminue encore. L'élargissement du pic d'émission observé est dû à cette augmentation des pertes par absorption.

Cette image de la diffraction du phonon polariton de surface permet en outre de prévoir l'allure de la courbe d'émissivité en fonction de l'angle d'observation θ à une longueur d'onde λ donnée. Le développement en ondes planes fait apparaître la diffraction par un écran à l'infini comme la transformée de Fourier du champ dans le plan de cet écran. Ici, le champ diffracté par le réseau est une onde exponentiellement décroissante le long de la surface (ce qui revient à dire que l'onde de surface a une certaine longueur de propagation L) : sa transformée de Fourier est donc une Lorentzienne. On peut facilement montrer que la largeur à mi-hauteur de cette Lorentzienne est inversement proportionnelle à la longueur de propagation de l'onde de surface. Dans le cas du réseau chauffé à 500°C , on trouve une largeur angulaire à mi-hauteur du pic d'émissivité de $4,2^\circ$ (Figure 4.11), d'où une longueur de propagation de l'onde de surface de l'ordre de $5,6\lambda$. L'ordre de grandeur obtenu est bien le même que par le calcul de la densité spectrale de puissance.

4.4 Émission isotrope et quasi-monochromatique

4.4.1 Caractéristiques du réseau

Le but de cette section est de montrer qu'il est possible en exploitant toujours les propriétés des phonons polaritons de surface d'obtenir une source qui émette à une longueur d'onde donnée et cette fois-ci de manière isotrope. Cela revient à dire que nous allons maintenant nous intéresser à la branche asymptotique de la relation de dispersion des phonons polaritons de surface. Si nous arrivons en effet à faire passer cette branche seule au dessus du cône de lumière, nous pouvons espérer que l'émission se fera toujours de manière quasi-monochromatique mais cette fois-ci dans toutes les directions. Autrement dit, à la fréquence ω_{sup} , le nombre de modes excités est très élevé. Ceci est possible à condition de ramener la droite autour de laquelle se fait le repliement vers des fréquences plus hautes : il suffit pour cela de diminuer la période du réseau. Pour une période $\Lambda = 3\mu\text{m}$, nous obtenons le résultat de la figure 4.16. Seule l'asymptote est passée au dessus du cône de lumière.

Nous avons optimisé numériquement les paramètres d'un réseau permettant d'avoir ces effets d'émission quasi-monochromatique et isotrope. Ce réseau a les caractéristiques suivantes :

- période $\Lambda = 3\mu\text{m}$;

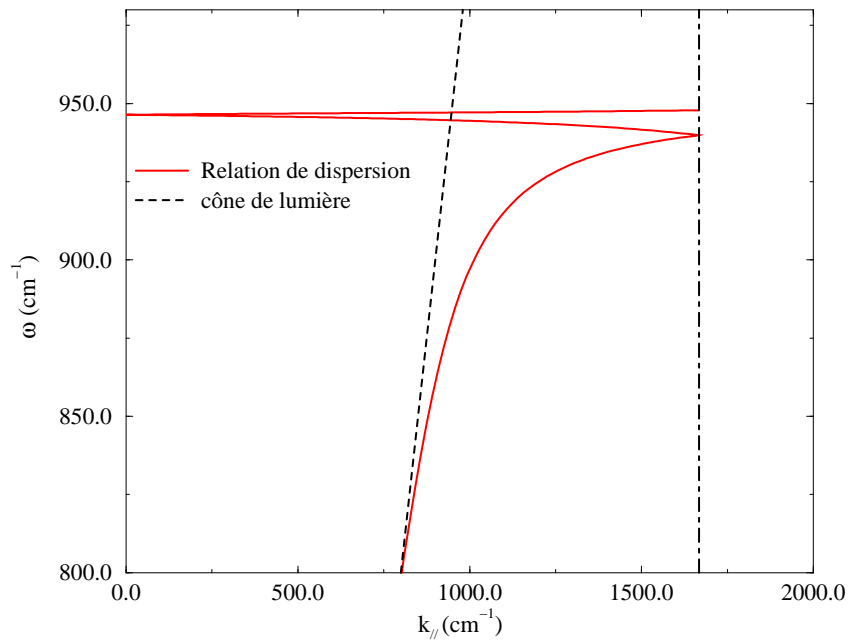


FIG. 4.16 – Relation de dispersion du phonon polariton de surface pour un réseau de période $\Lambda = 3 \mu m$. Le repliement se fait autour des multiples de π/Λ , soit environ 1667 cm^{-1} dans les unités adoptées.

- coefficient de remplissage $F = 0,4$;
- hauteur $h = 0,35 \mu\text{m}$.

4.4.2 Obtention des spectres

Nous avons représenté un spectre numérique d'émissivité pour un tel réseau dans la direction normale et pour un angle d'observation $\theta = 40^\circ$ (Figure 4.17). Un pic d'émission apparaît autour de $\lambda = 10,9 \mu\text{m}$. Ce pic reste à la même position lorsque l'on fait varier la direction d'observation. Le contrat est donc bien rempli : nous avons réussi à réaliser une source qui émet à une longueur d'onde donnée de manière isotrope.

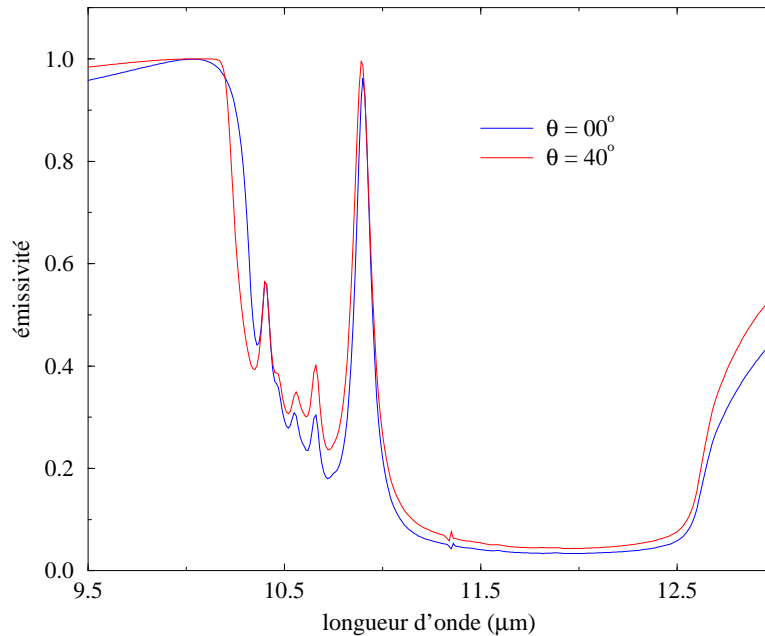


FIG. 4.17 – Spectres numérique en émissivité pour un réseau de période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, à deux angles d'observation.

Nous retrouvons expérimentalement ce comportement (Figure 4.18). De la même façon que dans la section 4.2, et pour les mêmes raisons, nous pouvons constater un écart en position entre les pics obtenus numériquement et expérimentalement. Pourtant, même dans le cas des spectres numériques, le pic n'apparaît pas à $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$. Mais on retrouve à peu de choses près la position du pic secondaire observé dans la figure 4.6. Nous pouvons donc conclure de la même manière que le réseau perturbe la relation de dispersion des modes de surface.

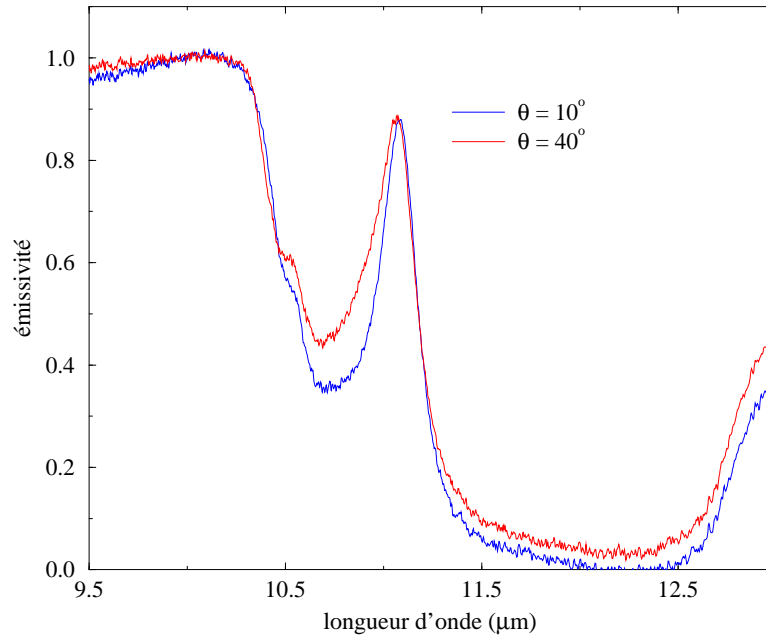


FIG. 4.18 – Spectres expérimentaux en émissivité pour un réseau de période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, à deux angles d'observation.

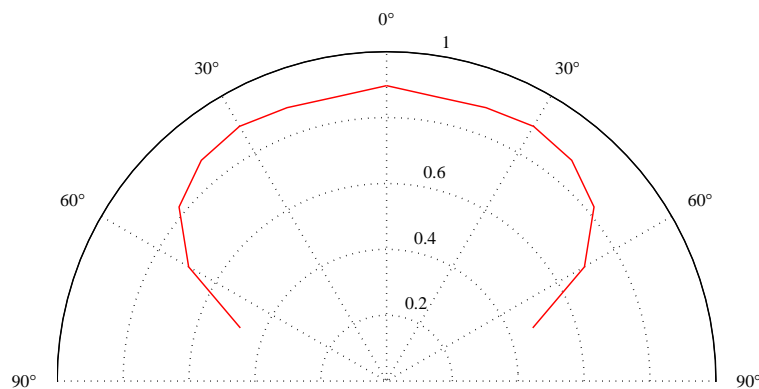


FIG. 4.19 – Diagramme angulaire de l'émissivité mesurée à $\lambda = 11,09 \mu\text{m}$.

L'émission est isotrope à la longueur d'onde du pic. Si l'on se déplace vers des longueurs d'onde plus élevées, l'émissivité décroît rapidement. Dans le but de caractériser au mieux ce caractère isotrope de l'émission, nous avons représenté l'émissivité mesurée à $\lambda = 11,09 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle d'observation (Figure 4.19). On observe bien que l'émissivité reste comprise entre 0,8 et 0,9 sur une plage de directions allant de -50° à $+50^\circ$.

Chapitre 5

Émission thermique de réseaux de Si dopé

Table des matières

5.1	Caractéristiques du silicium dopé	95
5.1.1	Modèle d'indice dépendant du dopage	95
5.1.2	Présence des plasmons de surface	96
5.1.3	Relation de dispersion suivant le dopage	97
5.2	Émission directionnelle et quasi-monochromatique	100
5.3	Émission isotrope et quasi-monochromatique	103
5.4	Refroidissement par rayonnement	107
5.4.1	Introduction	107
5.4.2	L'écran de Salisbury	108
5.4.3	Comparaison des systèmes	108

Avant-propos

Nous avons vu dans le chapitre précédent que nous pouvions modifier considérablement les propriétés radiatives de matériaux polaires tels que le SiC, qui sont susceptibles de supporter des phonons polaritons de surface. Nous ne nous sommes pas encore penchés sur le cas de matériaux supportant des plasmons polaritons de surface. Nous savons que l'étude que nous avons réalisé avec les phonons polaritons de surface est entièrement transposable dans des domaines de longueurs d'onde différents avec les plasmons polaritons de surface, c'est-à-dire sur les métaux, comme l'on montré expérimentalement Kreiter *et al.* (1999), mais aussi tout autre matériau dans lequel on peut avoir des porteurs de charge libres. De ce point de vue, les semiconducteurs dopés forment alors une classe de matériaux très intéressants.

Le silicium est un matériau de choix pour beaucoup d'applications, particulièrement en électronique. Il nous a semblé naturel de nous y intéresser et d'essayer de réaliser une étude de l'émission thermique de structures constituées de ce matériau. De nombreuses études ont été faites sur les propriétés radiatives de structures de Si dopé, en particulier par une équipe israélienne qui, au cours des années 90, a travaillé numériquement et expérimentalement sur la réflectivité et la transmission de structures de silicium, dopé ou non (Auslander et Hava 1995; Auslander *et al.* 1996; Hava *et al.* 1996). Mais leurs études se sont peu attardées sur le rôle et l'exploitation des plasmons de surface dans le cas des matériaux dopés (Auslander *et al.* 1998). Avant eux, Hesketh *et al.* (1986) avaient montré expérimentalement sans bien la comprendre, une forte modification de l'émission du Si dopé en polarisation p lorsque la surface d'émission était structurée en réseau profond. Les travaux qu'ils ont mené deux ans plus tard ont permis de mettre en valeur le rôle des plasmons polaritons de surface (Hesketh *et al.* 1988a; Hesketh *et al.* 1988b).

Ce chapitre est donc consacré à l'étude de réseaux de Si dopé. Nous avons retrouvé des résultats similaires à ceux obtenus avec le SiC, c'est-à-dire que nous avons réussi à paramétrer une source quasi-monochromatique et directionnelle, ainsi qu'une source quasi-monochromatique et isotrope. Cependant, une différence majeure avec le travail précédent, outre la nature microscopique de la résonance (phonons ou plasmons), réside dans le fait que le dopage, suivant son type n ou p , et sa concentration peut faire varier la constante diélectrique du matériau de façon importante, ce qui est susceptible de modifier la caractérisation d'une source de rayonnement en longueur d'onde et en direction d'émission sans pour autant changer le comportement général de la source (isotrope ou directionnelle). On peut alors imaginer créer plusieurs sources différentes en utilisant le même masque de

fabrication. De plus, il peut être intéressant de maîtriser les propriétés d'émission thermique de tels matériaux, un exemple d'application typique étant le refroidissement de composants électroniques ou de structures plus grosses, telles que les satellites envoyés dans l'espace, par voie radiative. C'est donc finalement les prémices d'une ingénierie des propriétés radiatives des surfaces que nous aborderons à la fin du chapitre.

5.1 Caractéristiques du silicium dopé

5.1.1 Modèle d'indice dépendant du dopage

L'étude numérique de réseaux de silicium dopé passe nécessairement par un modèle de la permittivité $\epsilon(\omega)$ du matériau. Le modèle que nous avons adopté est un modèle simple, repris dans plusieurs publications (Hesketh *et al.* 1988b; Auslender et Hava 1995), qui consiste à ajouter la contribution du matériau massif (on suppose donc que les impuretés ne modifient pas la constante diélectrique du Si pur) à celle des porteurs de charge, trous ou électrons suivant le type de dopage, respectivement p ou n . Dans le domaine de longueurs d'onde considéré (moyen infrarouge), le silicium est transparent et son indice varie peu avec la longueur d'onde. La contribution des porteurs de charge est modélisée par un modèle de Drude. On a donc :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)} \quad (5.1)$$

Avec $\epsilon_\infty \approx 11,7$ la constante diélectrique du matériau massif, ω_p et le temps de relaxation τ se déduisent de la charge élémentaire e , ainsi que des caractéristiques du dopage, à savoir la concentration des porteurs de charge N , la masse effective m^* des électrons ou des trous dans le semiconducteur, et enfin la résistivité ρ du matériau dopé, mesurée en régime continu. Nous avons alors :

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m^*\epsilon_0} \quad \text{et} \quad \tau = \frac{m^*}{Ne^2\rho} \quad (5.2)$$

Les masses effectives dépendent du semiconducteur et du type de porteurs de charge, mais peu de la concentration ni de la longueur d'onde (Barta 1977). Nous avons adopté les valeurs suivantes, exprimées en fonction de la masse de l'électron libre $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg : $m^* = 0,27m_0$ pour le silicium dopé n , et $m^* = 0,34m_0$ pour le silicium dopé p (Auslender et Hava 1995). La résistivité ρ a été tabulée en fonction de la concentration de porteurs de charge N par Sze et Irvin (1968). Pour notre étude, les concentrations en porteurs de charge ont pris des valeurs très élevées, autour de quelques 10^{20} cm⁻³. Ces valeurs ne semblaient alors pas inatteignables, puisque reprises dans diverses publications (Viña et Cardona 1984; Auslender *et al.* 1996; Hava *et al.* 1996). Nous n'avons toutefois pas réussi à nous procurer des échantillons aux dopages demandés, et les expériences n'ont donc pas pu être menées

au laboratoire. Le tableau 5.1 récapitule quelques valeurs de résistivité en fonction du type de dopage et de la concentration de porteurs.

concentration N (cm^{-3})	ρ ($\Omega.\text{cm}$)	
	(dopage p)	(dopage n)
3.10^{19}	$3, 5.10^{-3}$	$2, 5.10^{-3}$
8.10^{19}	$1, 5.10^{-3}$	$1, 0.10^{-3}$
2.10^{20}	$6, 0.10^{-4}$	$5, 0.10^{-4}$
3.10^{20}	$4, 0.10^{-4}$	$4, 0.10^{-4}$
4.10^{20}	$3, 0.10^{-4}$	$3, 6.10^{-4}$
5.10^{20}	$2, 5.10^{-4}$	$3, 4.10^{-4}$

TAB. 5.1 – Tableau récapitulatif de résistivités d’un semiconducteur dopé suivant la concentration en porteurs de charge et le type de dopage.

Pour nous faire une idée du comportement optique de ce type de matériau, nous pouvons représenter les parties réelles des constantes diélectriques du silicium dopé p pour quelques dopages différents (Figure 5.1). Une droite horizontale marque la limite $\epsilon = -1$ en dessous de laquelle un plasmon polariton de surface peut exister. On constate que suivant le dopage, le domaine d’existence des ondes de surface n’est pas le même. Plus la concentration de porteurs est élevée, plus le domaine d’existence des plasmons de surface s’étend du moyen infrarouge vers l’infrarouge proche.

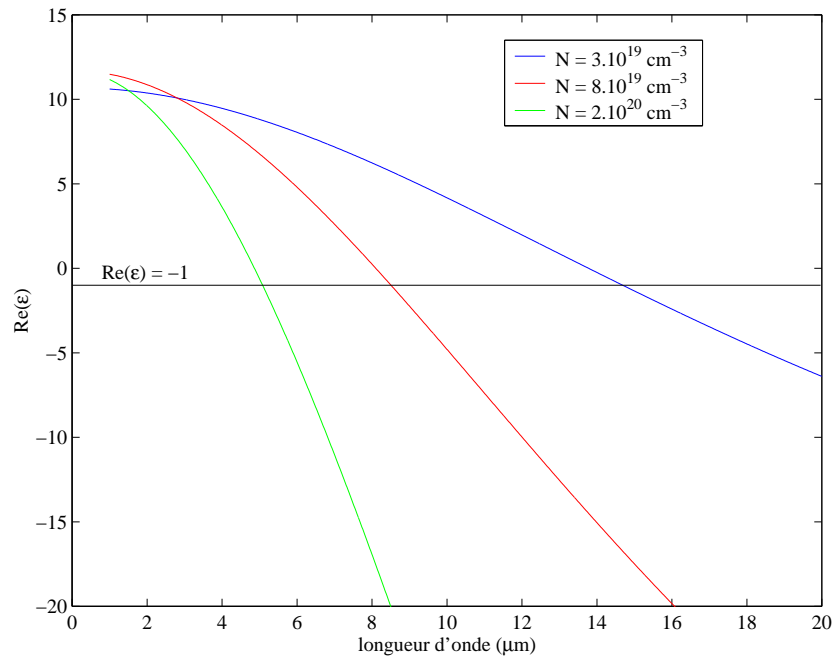


FIG. 5.1 – Parties réelles de la constante diélectrique du Si dopé p en fonction de la longueur d’onde pour trois concentrations N de porteurs de charge.

5.1.2 Présence des plasmons de surface

Nous pouvons retrouver quantitativement la présence des plasmons de surface sur une interface plane séparant le Si dopé et l'air. On peut effectivement montrer que lorsque l'on s'approche de l'interface, la densité d'énergie électromagnétique u dépend de la fréquence ω et de la distance z à l'interface de la manière suivante (Shchegrov *et al.* 2000; Henkel *et al.* 2000; Joulain *et al.* 2003) :

$$u(z, \omega) \propto \underbrace{\frac{1}{z^3} \frac{\text{Im}[\epsilon(\omega)]}{|1 + \epsilon(\omega)|^2}}_{\text{LDOS (Local Density Of States)}} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \hbar\omega \quad (5.3)$$

Notons que nous retrouvons le terme en $\text{Im}[\epsilon(\omega)]/|1 + \epsilon(\omega)|^2$ dont nous nous sommes servis dans le chapitre précédent, lorsque nous avons abordé la densité de modes locale près d'une interface plane de SiC.

L'équation 5.3 nous permet de représenter la densité d'énergie $u(\omega)$ à des distances fixées de l'interface pour une interface de silicium dopé n et une concentration d'électron $N = 3.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (Figure 5.2). Deux éléments sont remarquables sur cette figure. D'une part, nous pouvons noter qu'un pic apparaît, qui traduit la résonance du terme (1) de l'équation 5.3 lorsque $\epsilon(\omega) = -1$. D'autre part, nous voyons sur cette figure que la densité d'énergie augmente d'environ 6 ordres de grandeur en passant de $z = 100 \text{ nm}$ à $z = 1 \text{ nm}$. Cette incroyable augmentation lorsque l'on s'approche de l'interface montre bien le caractère évanescent et résonant de modes propres de la surface. Ces modes sont les plasmons de surface qui existent sur le silicium dopé.

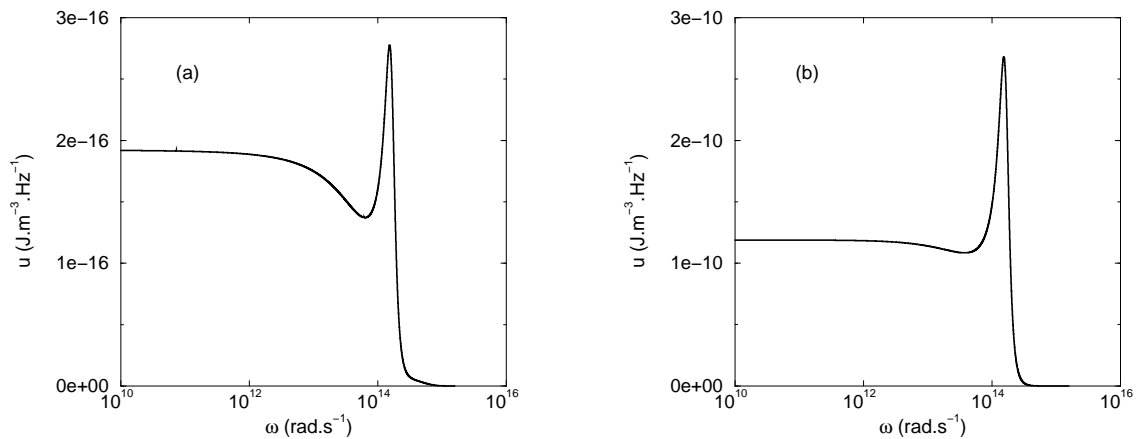


FIG. 5.2 – densité d'énergie $u(\omega)$ prise à deux distances proches de l'interface : $z = 100 \text{ nm}$ (a) et $z = 1 \text{ nm}$ (b). Il s'agit de Si dopé n , la concentration en électrons est $N = 3.10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Remarquer la différence d'échelle en ordonnée entre les deux figures.

5.1.3 Relation de dispersion suivant le dopage

La relation de dispersion des plasmons de surface, de la même manière que pour les phonons polaritons de surface avec le SiC, n'est pas triviale. Dans ce chapitre, comme dans le précédent, nous n'allons nous attacher qu'à la représentation de la relation de dispersion dans le cas où l'on considère le vecteur d'onde k_{\parallel} réel, et la fréquence ω complexe, c'est-à-dire le cas où l'on s'intéresse à des spectres d'émission dans une direction donnée. Cette représentation présente classiquement deux zones : la première zone est linéaire, et proche du cône de lumière, la seconde est une asymptote, qui traduit la résonance de la densité de modes en champ proche (cf. Chap.4). Nous savons que la densité de modes en champ proche dépend d'un terme de la forme $Im[\epsilon(\omega)]/|1 + \epsilon(\omega)|^2$ (voir aussi section précédente). Nous avons représenté cette grandeur en fonction de la fréquence ω sur la figure 5.3 pour différents dopages.

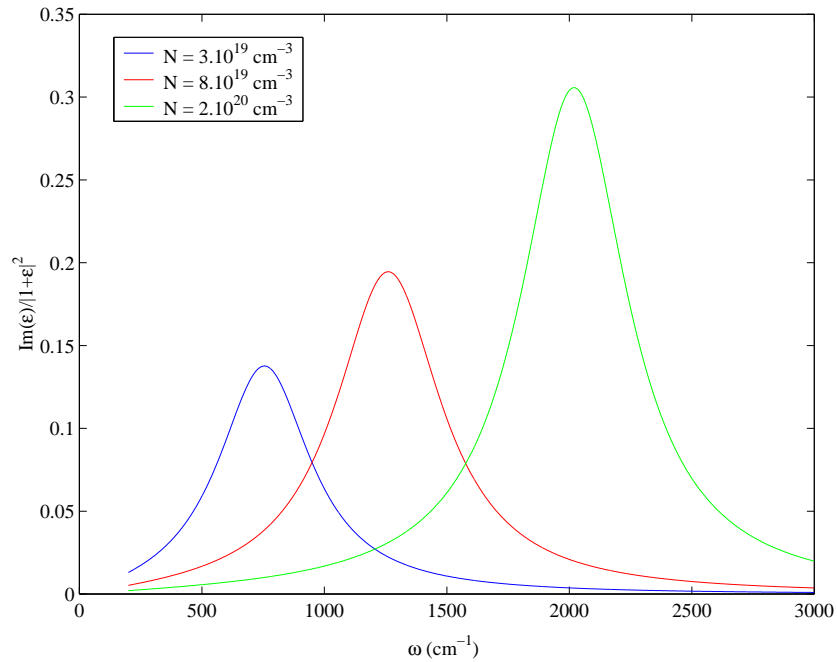


FIG. 5.3 – $Im[\epsilon(\omega)]/|1 + \epsilon(\omega)|^2$ en fonction de la fréquence ω pour trois concentrations N de porteurs de charge. Cette grandeur est proportionnelle à la densité d'états en champ proche.

On constate qu'en fonction du dopage, la résonance de la densité d'états en champ proche se situe à des fréquences différentes : elle devient de plus en plus importante et s'éloigne vers les hautes fréquences lorsque la concentration en porteurs de charge augmente. Notons que ce phénomène est normal : lorsque la concentration en porteurs de charge augmente, on se rapproche du comportement des métaux pour lesquels cette résonance est

5.1 CARACTÉRISTIQUES DU SILICIUM DOPÉ

souvent dans le visible ou l'ultraviolet, donc dans les hautes fréquences. De plus, cela recoupe bien ce que l'on pouvait observer sur la figure 5.1, en constatant que le terme $Im[\epsilon(\omega)]/|1 + \epsilon(\omega)|^2$ résonne effectivement pour $Re[\epsilon(\omega)] = -1$. Ainsi, nous pouvons conclure sur l'allure de la relation de dispersion : la partie linéaire reste toujours la même, mais l'asymptote va se déplacer en fonction du dopage. Nous pouvons alors comprendre la représentation des relations de dispersion des plasmons polaritons de surface sur un semiconducteur dopé lorsque la concentration des porteurs de charge varie (Figure 5.4).

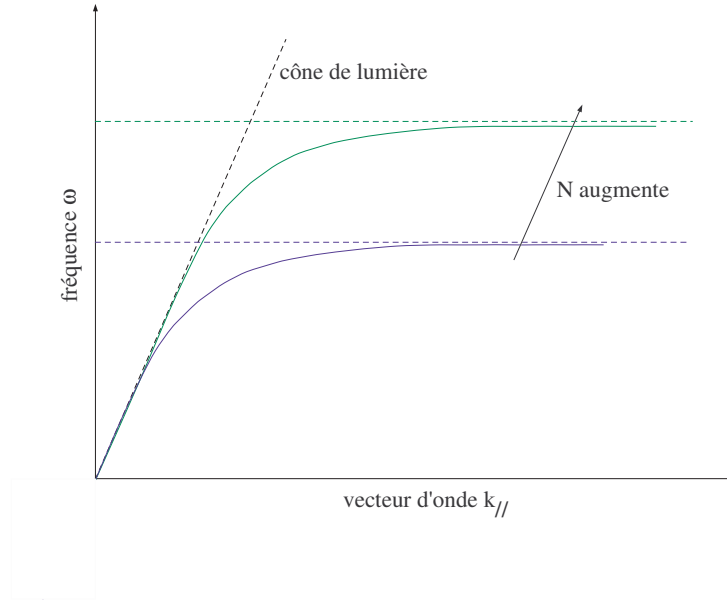


FIG. 5.4 – Vue schématique de la relation de dispersion des plasmons polaritons de surface sur une interface plane de silicium dopé. Lorsque la concentration N en porteurs de charge augmente, l'asymptote remonte vers les fréquences élevées.

Nous pouvons retrouver ce résultat de manière analytique. On cherche la fréquence ω_{sup} telle que $\epsilon(\omega_{sup}) = -1$. Pour simplifier le calcul, on se place dans le cas d'un matériau sans pertes. On a alors :

$$\epsilon\omega_{sup} = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega_{sup}^2} = -1 \quad (5.4)$$

Soit

$$\omega_{sup} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_{\infty}}} \quad (5.5)$$

Il vient donc finalement :

$$\omega_{sup} = \sqrt{\frac{e^2 N}{m^* \epsilon_0 (1 + \epsilon_{\infty})}} \quad (5.6)$$

On voit donc que la fréquence de l'asymptote de la relation de dispersion varie en \sqrt{N} , elle monte donc en fréquence lorsque la concentration des porteurs de charge augmente.

5.2 Émission directionnelle et quasi-monochromatique

Dans cette section et dans les suivantes, nous examinerons, comme pour le SiC, le cas classique de réseaux de profil rectangulaire à une direction de périodicité. Nous ne nous pencherons pas ici sur les notions de cohérence, abordées en détail dans le chapitre précédent. Les calculs ont été réalisés sur du Si dopé p avec une concentration en porteurs de charge (trous) élevée de $N = 5.10^{20} \text{ cm}^{-3}$. La période Λ du réseau a été choisie de manière à faire passer la branche linéaire de la relation de dispersion au dessus du cône de lumière. D'après les relations de repliement exposées à la fin du chapitre 1, il faut donc que :

$$\frac{\pi}{\Lambda} < \frac{\omega_p}{c \sqrt{1 + \epsilon_\infty}} \quad (5.7)$$

Le réseau que nous avons optimisé possède alors les caractéristiques suivantes : période $\Lambda = 6,3 \mu\text{m}$, épaisseur des traits $h = 0,6 \mu\text{m}$ et facteur de remplissage $F = 0,4$. Nous obtenons alors les spectres de la figure 5.5.

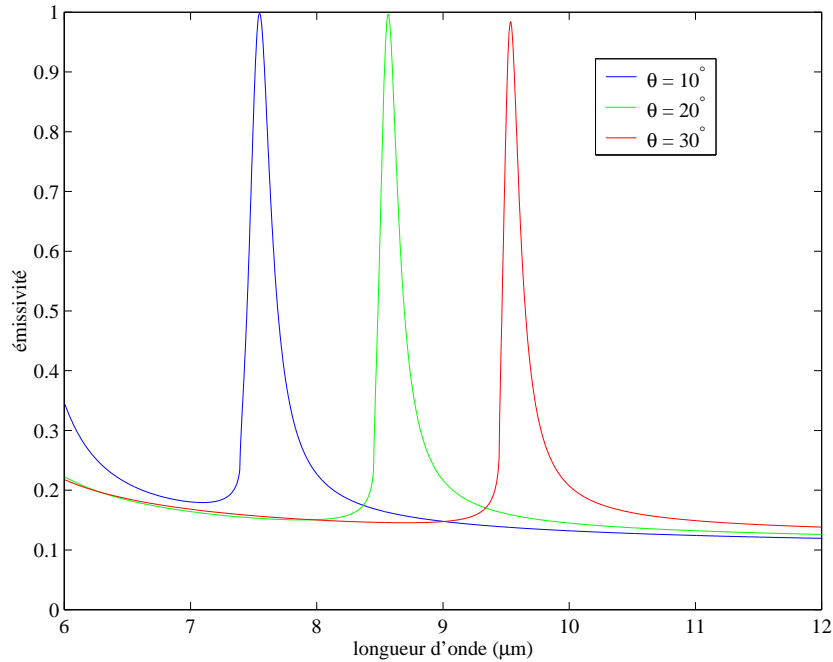


FIG. 5.5 – Spectres en émissivité d'un réseau de Si dopé p , la concentration de porteurs de charge est $N = 5.10^{20} \text{ cm}^{-3}$, le réseau a les caractéristiques suivantes : période $\Lambda = 6,3 \mu\text{m}$, épaisseur des traits $h = 0,6 \mu\text{m}$ et facteur de remplissage $F = 0,4$.

5.2 ÉMISSION DIRECTIONNELLE ET QUASI-MONOCROMATIQUE

On peut remarquer sur cette figure que des pics fins d'émissivité maximale apparaissent à des longueurs d'onde pour lesquelles le matériau a classiquement une émissivité de l'ordre de 0,2. Ces pics se déplacent lorsque l'angle d'observation varie. Nous retrouvons ici le comportement que nous avons déjà observé dans le chapitre 4. En vue de resituer ces pics d'émissivité dans le cadre des ondes de surface, nous pouvons replacer la position des pics obtenus dans un plan $(\omega/c \sin \theta, \omega)$, avec la relation de dispersion repliée du plasmon polariton de surface non perturbé (Figure 5.6).

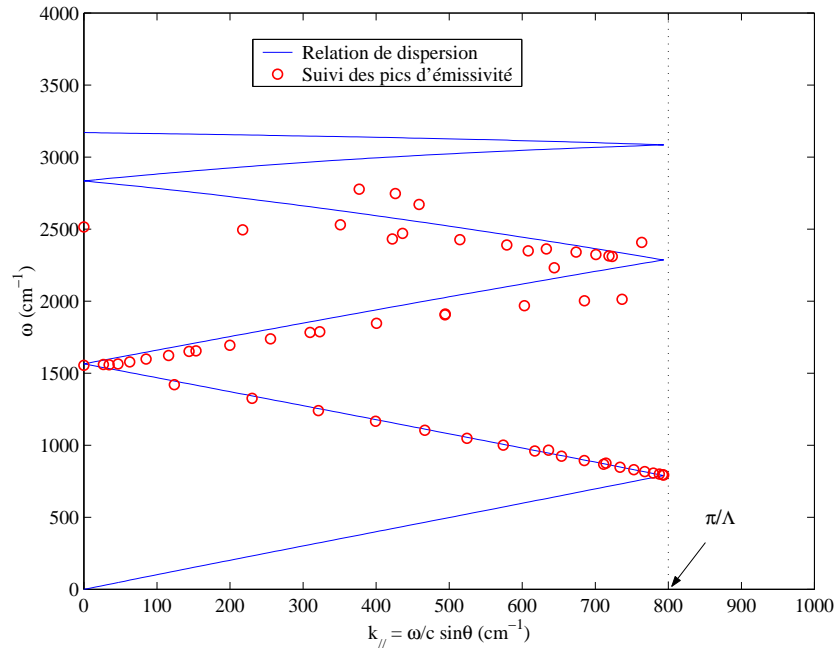


FIG. 5.6 – Relation de dispersion des plasmons polaritons de surface pour un réseau de période $\Lambda = 6,3 \mu\text{m}$, et position des pics d'émissivité pour ce réseau

En dessous de $\omega = 1700 \text{ cm}^{-1}$, on observe un bon accord entre les deux représentations. Pour des fréquences plus élevées les points s'éloignent de la relation de dispersion théorique de l'onde de surface. Nous pouvons remarquer une ouverture de gap au niveau de la limite de la première zone de Brillouin autour de $k_{//} = 800 \text{ cm}^{-1}$. En fait, lorsque la fréquence augmente, la longueur d'onde diminue et le réseau apparaît de moins en moins comme une simple perturbation de l'interface plane, ce qui explique les écarts que nous observons sur cette figure. Malgré ces légères différences, nous pouvons conclure sur le rôle actif des plasmons de surface dans le changement du comportement radiatif de l'interface de Si dopé. Ainsi, en gravant un réseau sur une interface plane de Si dopé, nous parvenons à reproduire le comportement d'antenne obtenu sur le SiC : en faisant varier l'angle d'observation, le pic n'apparaît pas à la même longueur d'onde. Nous avons donc réalisé une source thermique cohérente, en utilisant cette fois les plasmons de surface et non les phonons polaritons de

surface rejoignant en cela les expériences de Kreiter *et al.* (1999) réalisées sur l'or.

On peut se poser la question de savoir ce que deviennent ces pics lorsque l'on fait varier la concentration en éléments dopants dans le silicium. Nous nous sommes pour cela fixé sur le spectre d'émission obtenu pour un angle d'observation $\theta = 20^\circ$ en faisant varier la concentration N en porteurs de charge de 2.10^{20} à $5.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (Figure 5.7).

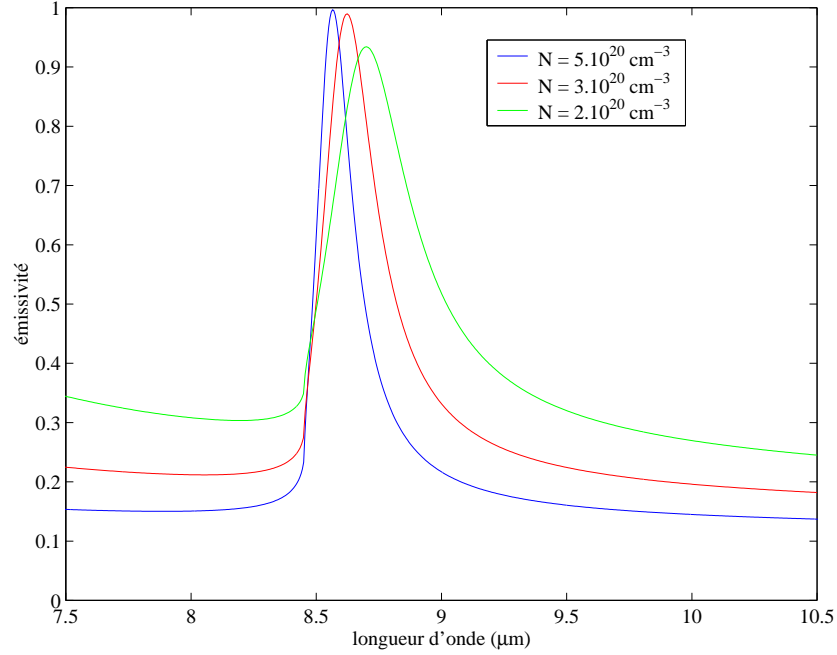


FIG. 5.7 – spectre en émissivité d'un réseau de Si dopé p , pour un angle d'observation $\theta = 20^\circ$. On fait varier la concentration en trous N . Le réseau a les caractéristiques suivantes : période $\Lambda = 6,3 \mu\text{m}$, épaisseur des traits $h = 0,6 \mu\text{m}$ et facteur de remplissage $F = 0,4$.

On peut constater que le pic d'émissivité s'écrase et s'élargit lorsque l'on diminue la concentration en porteurs de charge, la résonance excitée est effectivement moins importante lorsque le nombre de porteurs de charge (ici les trous) diminue. Toutefois, la position de ce pic ne change quasiment pas. Cela s'explique facilement si l'on se rappelle que nous excitons ici des plasmons de surface de la branche linéaire de la relation de dispersion. cette branche linéaire est commune aux différentes concentration de porteurs de charge que nous avons examinées. Schématiquement, le dopage n'influe effectivement que sur la position de l'asymptote et non sur la partie proche du cône de lumière : on pourrait voir de cette façon que le pic d'émissivité ne changerait pas non plus de position si l'on passait d'un dopage de type p à un dopage de type n . Pour un vecteur d'onde k_{\parallel} donné, la fréquence ω correspondant à la résonance reste la même quels que soient le type de dopage p ou n et la concentration en élément dopant. Autrement dit, dans une direction θ donnée ($k_{\parallel} =$

$\omega/c \sin \theta$), la longueur d'onde d'excitation de la résonance reste la même lorsque N varie : c'est bien ce que l'on observe sur la figure 5.7.

5.3 Émission isotrope et quasi-monochromatique

Nous avons rapidement vu dans les sections précédentes que la concentration en porteurs de charge dans un semiconducteur permettait de jouer sur la position de l'asymptote au niveau de la relation de dispersion des plasmons polaritons de surface. Pour un réseau donné, lorsque l'on excite une résonance sur la branche linéaire, proche de la droite $k_{\parallel} = \omega/c$, la position des pics dans le spectre d'émissivité pour une direction d'observation donnée ne change pas. Si maintenant, on imagine exciter une résonance sur l'asymptote de la relation de dispersion pour différentes concentrations en porteurs de charge, on devrait voir des pics d'émission se déplacer du fait des différences de concentration. On crée ainsi une source d'émission thermique isotrope et quasi-monochromatique (puisque l'on se situe sur l'asymptote de la relation de dispersion), et pour laquelle la longueur d'onde d'émission dépend du type de dopage et de la concentration en porteurs de charge. Le but de cette partie est donc de développer une source de rayonnement isotrope et quasi-monochromatique adaptable en fréquence avec la concentration du dopage.

Dans le but de n'exciter qu'une seule et même longueur d'onde dans toutes les directions, nous devons, comme pour le SiC, ne faire passer que la branche asymptotique de la relation de dispersion des ondes de surface au dessus du cône de lumière. Il faut pour cela que la limite de la première zone de Brillouin (π/Λ) soit repoussée vers des valeurs plus élevées, ce qui signifie que nous devons diminuer la période du réseau. Nous avons choisi une période de réseau $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$. Pour une telle période, les réseaux réalisés à partir de silicium dopé à plus de $N = 2.10^{20} \text{ cm}^{-3}$, sont susceptibles de ne coupler que les ondes de surface de la branche asymptotique et non celles de la branche linéaire. Nous avons optimisé un réseau de Si dopé p de concentration en trous de $N = 3.10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Les paramètres que nous avons obtenus, outre la période, sont alors les suivants : facteur de remplissage $F = 0,8$ et hauteur des traits $h = 0,6 \mu\text{m}$. Nous obtenons les spectres de la figure 5.8.

Intéressons nous à la figure 5.8(a). Cette figure est très parlante : nous voyons un pic large apparaître autour de $\lambda = 5,5 \mu\text{m}$ qui ne se déplace pas lorsque l'on fait varier l'angle d'observation. Comme nous pouvons le constater, l'émissivité a été multipliée par un facteur supérieur à 3 au niveau du pic par rapport à l'émissivité de l'interface plane. La longueur d'onde du pic restant la même quelle que soit la direction d'observation, nous avons bien réussi à paramétrer une source de rayonnement isotrope et quasi-monochromatique. Notons

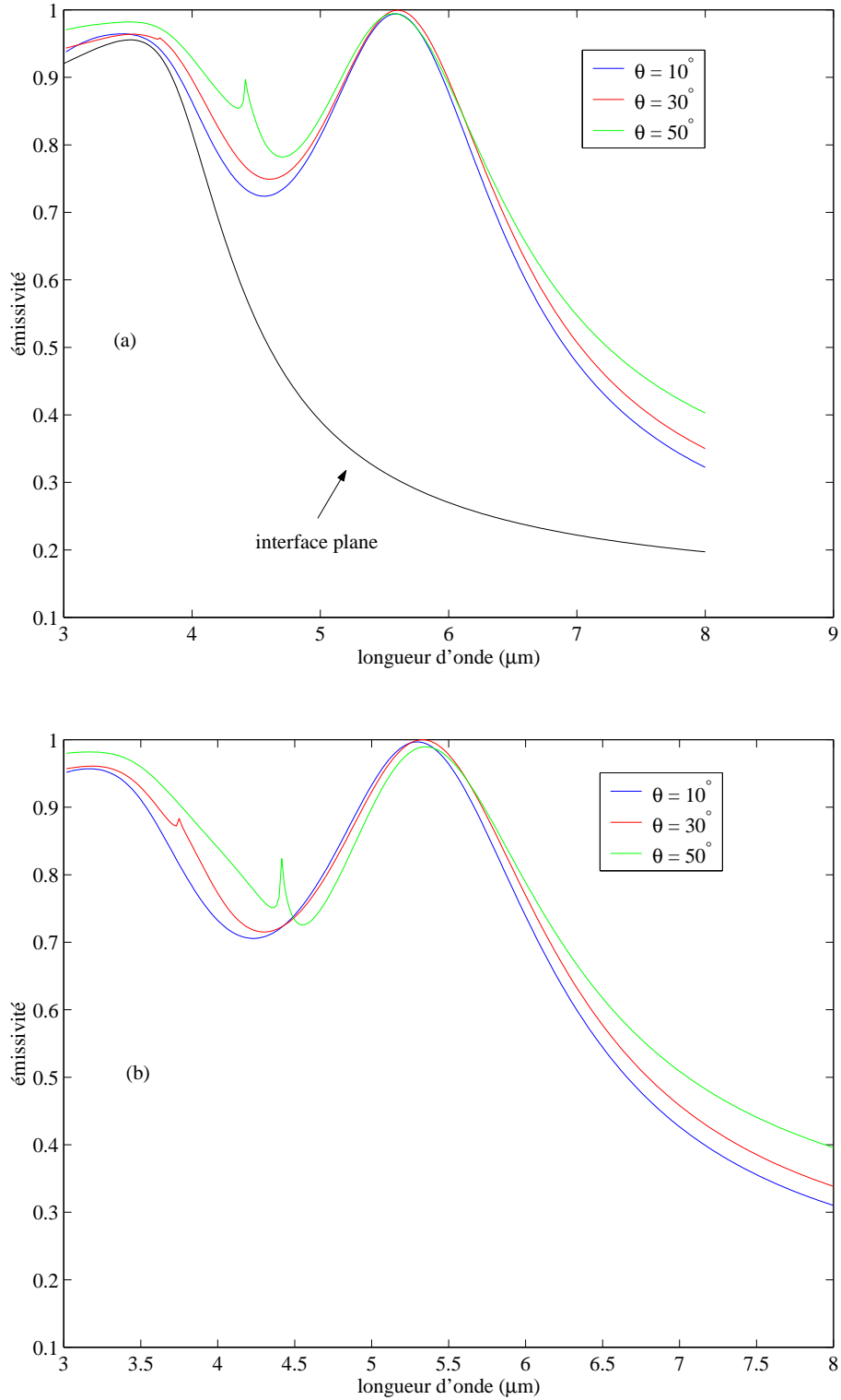


FIG. 5.8 – Spectres en émissivité d'un réseau de Si dopé p (a) et dopé n (b), la concentration de porteurs de charge est la même dans les deux cas : $N = 3.10^{20} \text{ cm}^{-3}$, le réseau a les caractéristiques suivantes : période $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$, épaisseur des traits $h = 0,6 \mu\text{m}$ et facteur de remplissage $F = 0,8$.

5.3 ÉMISSION ISOTROPE ET QUASI-MONOCROMATIQUE

en outre la présence lorsque $\theta = 50^\circ$ d'une variation brutale de l'émissivité à $\lambda = 4,4 \mu\text{m}$ environ. Cette brusque variation s'explique simplement si l'on revient à la réflectivité : cette variation correspond en fait à une forte diminution de celle-ci lorsqu'un ordre de diffraction de la structure passe d'un caractère propagatif à un caractère évanescent, il s'agit d'un phénomène bien connu sous le nom d'anomalie de Wood-Rayleigh (Wood 1902; Rayleigh 1907). Sachant maintenant que la réflectivité et l'émissivité sont reliées par l'intermédiaire de la loi de Kirchhoff, ce "trou" de réflectivité correspond donc à un pic d'émissivité que l'on observe ici. On remarque de plus sur la figure 5.8(b), que le phénomène d'émission isotrope est totalement similaire avec un dopage de type n , on retrouve aussi les anomalies de Wood-Rayleigh.

De la même manière que dans la section précédente, nous pouvons replacer la position des pics en terme de longueur d'onde et de direction d'observation dans un plan $(k_{//}, \omega)$ et comparer avec la représentation de la relation de dispersion repliée des plasmons polaritons de surface sur l'interface plane. Nous obtenons la représentation de la figure 5.9.

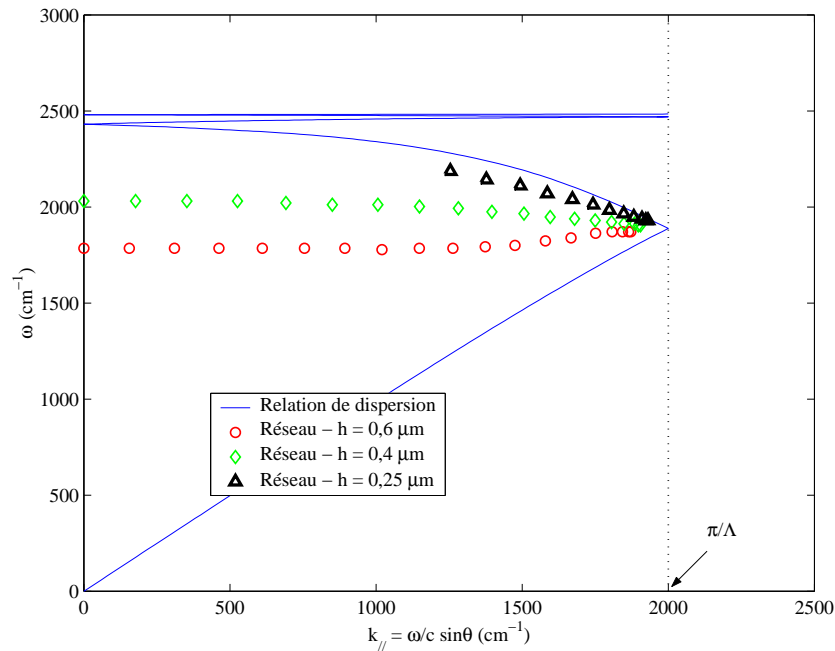


FIG. 5.9 – Relation de dispersion des plasmons polaritons de surface pour une interface plane après repliement (réseau de période $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$). Position des pics d'émissivité pour des réseaux de même période mais de hauteurs différentes. Le matériau considéré est du Si dopé p avec une concentration en trous $N = 3.10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Sur cette figure, nous pouvons voir que les pics d'émissivité obtenus avec le réseau d'épaisseur $h = 0,6 \mu\text{m}$ que nous avons optimisé suivent une relation de dispersion hori-

zontale, mais décalée vers les basses fréquences par rapport à l'asymptote de la relation de dispersion des plasmons de surface sur l'interface plane. Il ne faut pas perdre de vue que dans notre cas de figure, la taille du réseau n'est pas très petite devant la longueur d'onde du pic d'émission. On retrouve d'une autre manière les écarts que nous avons pu observer sur la figure 5.6 : pour des fréquences élevées, la position des pics d'émissivité n'était pas en bon accord avec la relation de dispersion des plasmons de surface sur l'interface plane. Ceci est dû à la présence du réseau. Dans le but d'illustrer l'influence du réseau sur la relation de dispersion, nous avons relevé sur la même figure les positions des pics d'émissivité lorsque l'on diminue l'épaisseur du réseau. On constate que l'on revient continûment sur la relation de dispersion des ondes de surface d'une interface plane.

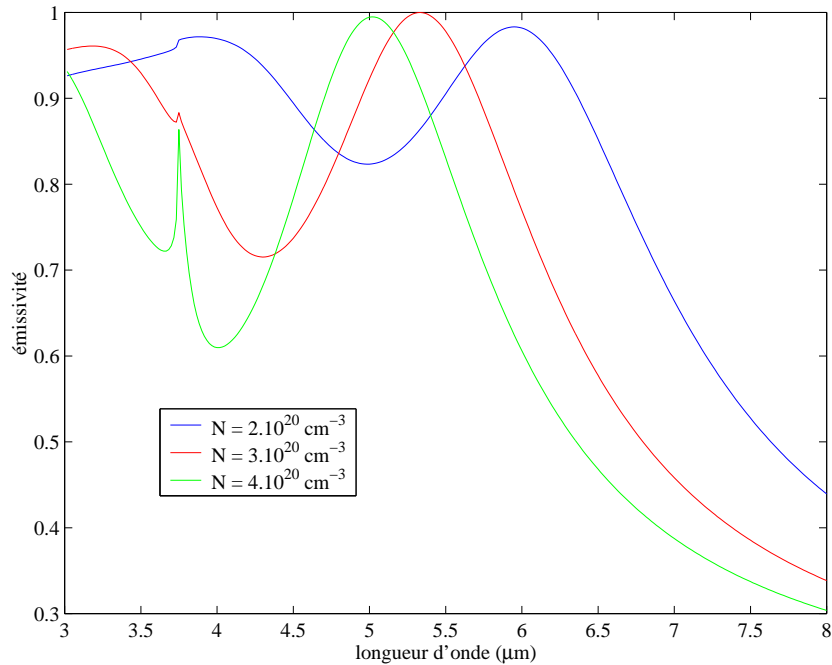


FIG. 5.10 – spectre en émissivité d'un réseau de Si dopé n , pour un angle d'observation $\theta = 30^\circ$. On fait varier la concentration en électrons N . Le réseau a les caractéristiques suivantes : période $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$, épaisseur des traits $h = 0,6 \mu\text{m}$ et facteur de remplissage $F = 0,8$.

Revenons sur une autre raison de cette section : l'adaptabilité de la source avec la concentration en éléments dopants. Nous avons vu qu'il était possible d'optimiser une source quasi-monochromatique et isotrope en utilisant les propriétés des plasmons de surface sur un semiconducteur : ici du Si dopé p ou n . Nous pouvons nous intéresser à présent au comportement de ce réseau lorsque l'on fait varier la concentration en porteurs de charge. Nous avons représenté sur la figure 5.10 les spectres en émission du réseau que nous avons précédemment optimisé, ces spectres sont pris dans une direction d'observation $\theta = 30^\circ$

fixée, pour du Si dopé n (on reprend simplement le cas de la figure 5.8(b)) et pour des concentrations en électrons variant entre 2.10^{20} et 4.10^{20} cm^{-3} .

On peut constater sur cette figure que la variation de la concentration en porteurs de charge modifie la position des pics d'émissivité. C'est bien ce qui a été prévu : on vient ici exciter les branches plates de la relation de dispersion, c'est-à-dire qu'une seule longueur d'onde est excitée pour un dopage donné quelle que soit la direction d'observation. Mais cette branche plate se déplaçant en fréquence avec la concentration en porteurs de charge, la longueur d'onde d'émission de notre réseau varie en conséquence. Nous avons donc optimisé un modèle de réseau de Si dopé permettant, suivant le type de dopage et la concentration en éléments dopants, d'avoir une émission isotrope et quasi-monochromatique à différentes longueurs d'onde.

5.4 Refroidissement par rayonnement

5.4.1 Introduction

L'idée que nous allons développer ici est simple : un système qui a une émissivité importante perd de l'énergie par rayonnement. Cette énergie perdue par rayonnement ne contribue pas à l'échauffement 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. On voit donc que le fait d'augmenter l'émissivité pour arriver à refroidir ces composants est une voie de recherche porteuse.

Les travaux que nous venons de mener sur l'émission thermique de réseaux de Si dopé sont intéressants dans cette perspective et nous essayerons par la suite de voir comment les réseaux que nous avons paramétrés peuvent entrer dans ce cadre d'étude. En comparaison, nous étudierons un système différent : l'écran de Salisbury, connu comme absorbeur large-bande dans les microondes et dans l'infrarouge et utilisé dans des applications axées sur la détection - détecteurs thermiques et pyroélectriques (Parsons et Pedder 1988; Bauer 1992; Monzón et Sánchez-Soto 1994) - et les cellules photovoltaïques (Chaudhuri *et al.* 1997). Toujours 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 $N = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

5.4.2 L'écran de Salisbury

Le principe de ce système est très simple, un schéma en est proposé sur la figure 5.11. On dispose d'un bon réflecteur sur lequel on a déposé une couche transparente d'épaisseur e puis une très fine couche absorbante d'épaisseur d . Le champ réfléchi par la dernière couche et le champ incident interfèrent, 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, et l'on crée donc un système anti-réfléchissant. On montre que pour une épaisseur optimale du film, l'absorption du système peut atteindre 100% (Bauer 1992) en polarisation s .

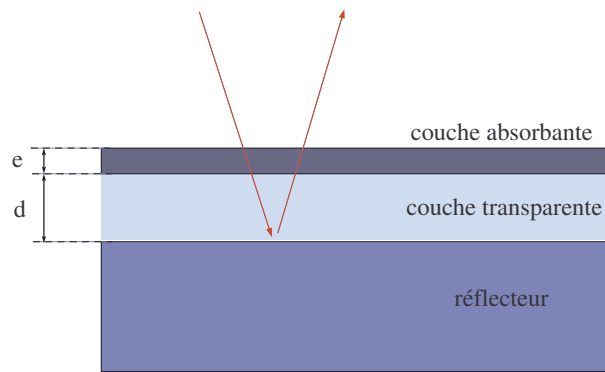


FIG. 5.11 – Principe de l'écran de Salisbury

Il est donc possible d'optimiser ce système pour avoir 100% d'émission 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, par exemple le ThF_4 dans le domaine de longueur d'onde considéré, a un indice optique $n = 1,5$. 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°C . On trouve alors les paramètres suivants : épaisseur du film $e = 36,7 \text{ nm}$ et distance du film au réflecteur $d = 1,68 \mu\text{m}$.

5.4.3 Comparaison des systèmes

a 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 avons donc choisi de représenter

5.4 REFROIDISSEMENT PAR RAYONNEMENT

l'émissivité de ces systèmes dans un plan (λ, θ) . 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 dans toutes les directions d'observations (θ variant entre 0 et 90°) 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 5.12 l'émissivité en polarisation p d'une interface plane de Si dopé.

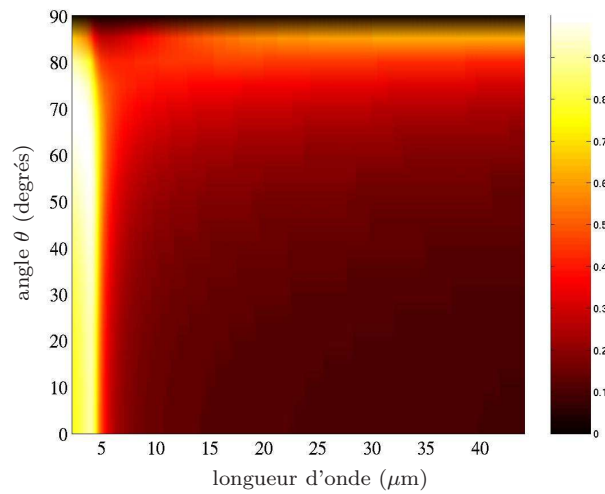


FIG. 5.12 – Valeurs de l'émissivité pour une interface plane séparant l'air du Si dopé, représentées dans un plan (θ, λ) . Les zones brillantes correspondent à des émissivités plus élevées, comme indiqué sur l'échelle de couleur.

Sur la figure 5.13, nous retrouvons les émissivités des deux types de réseaux que nous avons étudiés dans les sections précédentes. Toutefois, dans le cas présent le matériau utilisé est le même pour les deux sources, il s'agit comme nous l'avons déjà précisé de Si dopé p avec une concentration $N = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Superposée aux valeurs de l'émissivité pour l'interface plane, on retrouve sur la figure 5.13(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 d'un peu plus près, vers 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. La figure 5.13(b) juxtaposée ne montre que cette résonance, on peut aussi constater que le pic est plus large spectralement.

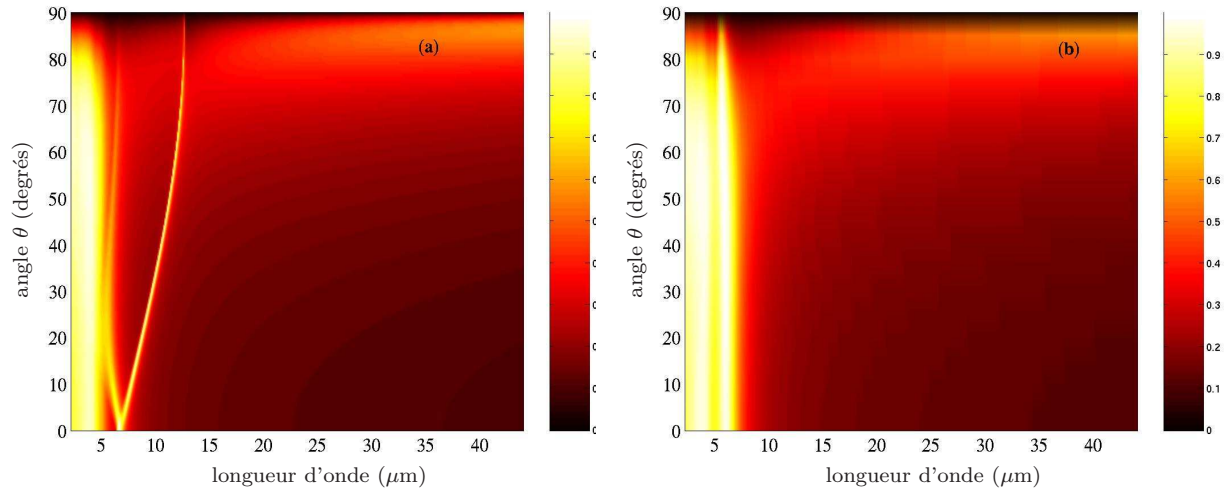


FIG. 5.13 – Valeurs de l'émissivité pour la source quasi-monochromatique et directionnelle (a) et pour la source quasi-monochromatique et isotrope (b), représentées dans un plan (θ, λ) .

Nous pouvons aussi représenter les valeurs de l'émissivité pour l'écran de Salisbury (Figure 5.14). 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.

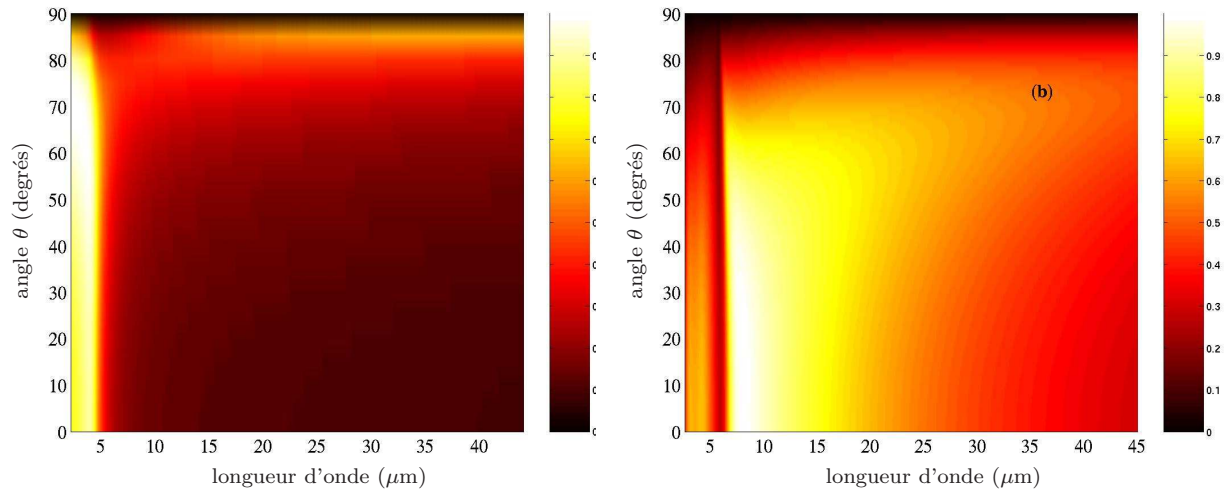


FIG. 5.14 – Valeurs de l'émissivité pour l'écran de Salisbury en polarisation p (a) et en polarisation s (b), représentées dans un plan (θ, λ) .

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.

L'émissivité est aussi globalement plus importante en polarisation s qu'en polarisation p , ce qui est normal puisque le système a été optimisé en polarisation s . 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.

b Émissivité hémisphérique

Les représentations des valeurs de l'émissivité dans un plan (λ, θ) nous ont permis de caractériser l'émission dans une direction et pour une longueur d'onde données. Pour pouvoir comparer les systèmes que nous avons étudiés sur leurs performances en terme de refroidissement, nous avons travaillé sur la valeur de 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 :

$$\varepsilon(T) = \frac{1}{\sigma T^4} \int_{\text{demi-espace}} \int_0^\infty \varepsilon(\theta, \lambda) \cos \theta L_\lambda^0(T) d\Omega d\lambda \quad (5.8)$$

où $d\Omega$ est l'angle solide élémentaire centré sur la direction θ , $L_\lambda^0(T)$ est la luminance du corps noir à la longueur d'onde λ et à la température T , et σ est la constante de Stefan. Le terme σT^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 au 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 azimutal φ 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 5.2. Les calculs ont été réalisés pour une température $T = 100^\circ\text{C}$.

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

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	0.699

TAB. 5.2 – Émissivité hémisphérique totale à $T = 100^\circ\text{C}$

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 6 dans le cas de la polarisation s , soit respectivement 140 et 500% 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 les applications en termes de sélectivité spectrale et/ou directionnelle. Remarquons que l'approximation sur l'émission du réseau (l'émissivité ne varie pas avec φ) nous donne *a priori* une majoration de l'émissivité hémisphérique totale (il est en effet normal de penser que le pic d'émissivité diminue avec φ 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.

Une application de tels systèmes pourrait être le refroidissement de satellites spatiaux (Brogen *et al.* 2000). 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. L'écran de Salisbury que nous avons étudié ici absorbe peu dans le visible, et possède une émissivité élevée dans l'infrarouge autour de $10\ \mu\text{m}$, ce qui permet de refroidir les composants électroniques qui chauffent entre 300 et 400 K. Il semble donc être un candidat vraiment intéressant à ce type d'application.

Conclusions et perspectives

Nous avons démontré dans cette partie que l'on pouvait changer de façon importante les propriétés classiques d'émission de certains matériaux. Cela est possible en microstructurant périodiquement leur surface, permettant ainsi le couplage radiatif d'ondes électromagnétiques confinées à la surface des matériaux. Ces modes de surfaces sont de plusieurs type : phonons polaritons de surface avec les matériaux polaires, comme le carbure de silicium que nous avons étudié en détail numériquement et expérimentalement dans le second chapitre de cette partie, ou plasmons polaritons de surface pour les métaux et pour les semiconducteurs dopés, comme le silicium dopé sur lequel nous avons travaillé dans la suite.

Dans tous ces cas, nous avons pu mettre en valeur de façon qualitative et quantitative les caractéristiques de différentes sources thermiques : quasi-monochromatique et directionnelle à la manière d'une antenne, ou encore quasi-monochromatique et isotrope. Le premier type de source a une cohérence spatiale très grande, ce qui n'est pas une caractéristique classique des sources de rayonnement thermique. Nous avons vu que cette propriété découle directement du fait que l'onde de surface se propageant le long de l'interface permet de corrélérer deux éléments de courant séparés d'une distance inférieure à sa longueur de propagation. Nous avons aussi conçu et mis en place un montage expérimental qui nous a servi à démontrer, dans le cas du SiC, toutes les propriétés d'émission des sources, et en particulier les propriétés de cohérence que nous venons de rappeler brièvement.

Nous avons retrouvé, sans surprise, les mêmes caractéristiques d'émission pour des réseaux de Si dopé, avec les plasmons de surface. La différence et l'intérêt de ce type de matériau étant que l'on peut adapter certaines propriétés de la source, telles que la longueur d'onde d'émission, en jouant sur le type de dopage et sur la concentration de porteurs de charge introduite. Nous avons prolongé l'étude en examinant le refroidissement par voie radiative de composants ou de structures de silicium.

Toute cette partie a été axée sur l'émission thermique de rayonnement : nous avons joué sur le fait que l'on pouvait venir exciter les ondes de surface en chauffant les matériaux, c'est-à-dire en augmentant l'agitation thermique des atomes ou des particules chargées. Il

est quand même possible d'imaginer d'autres moyens d'excitation des ondes de surface, en particulier de venir les exciter électriquement. On peut alors ouvrir un champ d'application vaste. L'utilité de sources cohérentes de rayonnement n'est en effet plus à démontrer et la facilité d'utilisation d'un système d'excitation électrique en comparaison à un système de chauffage peu pratique ne laisse pas indifférent. C'est dans cette direction excitante que nous pourrions orienter les travaux à venir.

Troisième partie

TRANSMISSION RÉSONANTE

Introduction

En 1998, Thomas Ebbesen publie une expérience de transmission à travers des films métalliques percés de trous sublongueur d'onde. Ces trous circulaires sont espacés périodiquement dans deux directions perpendiculaires, de manière à créer un réseau. Les réseaux sont caractérisés par des périodes de 0,6 ou 1 μm , la taille des trous varie de 150 à 500 nm, les films métalliques qui ont été percés ont des épaisseurs comprises entre 100 et 500 nm. Le matériau utilisé est l'argent : à ces épaisseurs, un film plan de ce métal est parfaitement opaque. Une fois ces échantillons réalisés, l'expérience consiste à en obtenir les spectres en transmission. La surprise est de voir apparaître un spectre très irrégulier présentant des pics très importants à des longueurs d'onde très grandes devant la taille des trous. Ainsi, un réseau de période 0,9 μm , avec des trous de 150 nm de large permet de voir un pic de transmission autour de $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ (Ebbesen *et al.* 1998). Ce pic est entre un et deux ordres de grandeur plus grand que ce que peut prédire une première approche, où l'on considère la diffraction par un trou unique (Bethe 1944). Cet effet est alors nommé transmission extraordinaire ou transmission exaltée.

Un tel phénomène de transmission est connu pour des réseaux de fentes et avec un métal parfait, de conductivité infinie, ce qui est le cas de la plupart des métaux dans l'infrarouge. C'est ainsi que sont exploités les polariseurs à grille, qui ont l'intérêt de transmettre sur de grandes bandes de longueurs d'onde. Mais dans les fréquences optiques, les constantes diélectriques des métaux sont plus faibles : le champ électromagnétique peut pénétrer dans le matériau, il faut donc tenir compte des pertes. Cela modifie considérablement la physique et la compréhension de ce qu'il se passe.

Les auteurs de la précédente référence se posent donc la question des causes de ce phénomène et arrivent à la conclusion que celui-ci est principalement dû à l'existence de plasmons polaritons de surface sur les métaux. Dans ce but, ils montrent la concordance entre la position des pics de transmission et la relation de dispersion des plasmons polaritons de surface, ils réalisent de plus des expériences similaires en remplaçant l'argent par du germanium, matériau qui ne supporte pas de plasmons de surface, et n'observent plus de transmission exaltée. Sambles (1998) précise que l'analyse théorique est incomplète mais

pour lui, il est clair que les plasmons polaritons de surface participent à cet effet : un photon incident est converti en onde de surface par l'intermédiaire du réseau, de la même manière que nous pouvions avoir de l'absorption résonante sur des réseaux d'or. Ce plasmon de surface se couple avec une onde de surface de l'autre côté du réseau, et, de la même manière que nous pouvions faire de l'émission de rayonnement, il est possible d'avoir un nouveau couplage radiatif et qu'un photon soit transmis.

Toutefois, l'étude du phénomène n'en est alors qu'à ses débuts, ainsi que le démontre le nombre considérable d'articles parus à la suite de cette expérience. La plupart de ces publications ont pour but de tenter d'expliquer le véritable rôle des plasmons de surface dans ces réseaux métalliques. Beaucoup de travaux sont réalisés sur des réseaux de fentes car les calculs sont plus simples et moins coûteux en temps. De plus il est plus facile de distinguer les phénomènes mis en cause. Schröter et Heitmann (1998) calculent des spectres en transmission sur de telles structures. Ils constatent que les pics de transmission n'apparaissent qu'en polarisation p , de plus ils voient l'intensité en champ proche augmenter de plusieurs ordres de grandeur : ce sont les signatures classiques de l'excitation d'un mode de surface. En suivant les pics de transmission, on retrouve en outre la relation de dispersion des ondes de surface repliée par la périodicité du réseau : la lumière est donc couplée aux plasmons polaritons de surface permettant ainsi la transmission. Porto *et al.* (1999) vont plus loin sur une structure similaire en montrant qu'il existe en fait deux régimes dans la transmission : un régime d'ondes de surface couplées d'une part et un régime de cavité d'autre part. Dans le régime d'ondes de surface couplées, Krishnan *et al.* (2001) montrent dans le cas d'un réseau de trous que la résonance de transmission est due à une résonance du facteur de réflexion du mode évanescent aux interfaces du film. Cette résonance est attribuée à l'existence des ondes de surface. Popov *et al.* (2000) reprennent les conclusions de Porto en mettant en avant le fait que les fentes permettent en effet le passage d'un mode guidé TEM sans fréquence de coupure, contrairement aux trous. Mais la présence de ce mode de cavité laisse aussi à penser que les plasmons de surface ne sont pas si important que ce que l'on pourrait croire dans le phénomène de transmission exaltée. Cao et Lalanne (2002) montrent ainsi qu'à la fréquence où l'on pourrait attendre le plasmon de surface (calculée pour une interface plane), on a en fait un zéro de transmission : le plasmon polariton de surface participerait donc à l'absorption et jouerait un rôle négatif dans la transmission du rayonnement. Pour Treacy (2002), les plasmons de surface sont des composantes intrinsèques de la diffraction d'une onde lumineuse : nous n'avons donc à faire qu'à un simple phénomène de diffraction résonant d'ondes de Bloch. Récemment, Barnes *et al.* (2004) ont montré la présence de pics d'absorption en même temps que les pics de transmission pour des réseaux de trous, mais encore une fois, on n'identifie pas les causes de la transmission exaltée. On

peut voir que le débat, plus de 6 ans après la publication de Thomas Ebbesen est encore d'actualité.

Dans tous ces travaux, l'idée de résonance est citée plusieurs fois : c'est la piste que nous avons suivie. En collaboration avec Stéphane Collin, Fabrice Pardo et Jean-Luc Pelouard du laboratoire de photonique et nanostructures, nous avons montré qu'il est effectivement possible de retrouver le phénomène de transmission exaltée en termes de résonance des structures. Nous sommes de plus parvenus à trouver la nature de ces résonances, et à distinguer de rôle des modes de surface et de cavité dans celles-ci. Le terme de transmission exaltée apparaît dès lors comme impropre : il est préférable de désacraliser le phénomène et de parler de transmission résonante, comme cela a déjà été fait dans plusieurs publications.

Nous avons prolongé le travail réalisé sur des réseaux métalliques de fentes, et porté une attention particulière aux réseaux de trous pour lesquels peu de véritables études ont été faites (Baida et Van Labeke 2003; Baida *et al.* 2004; Popov *et al.* 2000). Les études numériques et expérimentales ont de plus toujours été réalisées sur des réseaux métalliques, car il est dans ce cas possible d'exploiter la résonance des modes de surface que sont les plasmons polaritons de surface. Il semble clair, d'après les études que nous avons menées sur le SiC que les matériaux supportant des phonons polaritons de surface pourront être de la même manière d'excellents candidats à la démonstration du phénomène de transmission résonante. Nous avons donc repris des structures périodiques en SiC et montré qu'il était possible de retrouver tous les effets vus sur les métaux en transmission, cette fois dans l'infrarouge.

Chapitre 6

Transmission résonante par un réseau de fentes en argent

Table des matières

6.1	Configuration de l'étude	122
6.1.1	Contexte	122
6.1.2	Caractéristiques du réseau et spectres en transmission	123
6.2	Résonances de structure	126
6.2.1	Modes de surface	126
6.2.2	Modes de cavité	126
6.2.3	Modes couplés	127
6.3	Caractérisation de la transmission	130
6.3.1	Caractère du mode couplé	130
6.3.2	Résonance et largeur des pics	135
6.3.3	rendement radiatif : hauteur des pics	136
6.3.4	Lien entre la largeur et la hauteur des pics	139

6.1 Configuration de l'étude

6.1.1 Contexte

La première partie de notre travail a porté sur le cas classique, repris dans la plupart des publications, d'un réseau de fentes en argent. Comme nous l'avons vu, le débat sur les causes de la transmission résonante est d'actualité. Les plasmons polaritons semblent bien jouer un rôle dans cet effet. Tan *et al.* (2000) ainsi que Hooper et Sambles (2003) montrent en particulier qu'un film de métal sur lequel on a gravé un réseau de part et d'autre peut transmettre du rayonnement, les ondes de surface du dessus et du dessous communiquant par effet tunnel. Aussi surprenant que cela puisse paraître, un travail similaire était publié au milieu des années 80, mais au lieu de coupler les ondes planes propagatives aux ondes de surface par l'intermédiaire d'un réseau, les auteurs utilisaient la réflexion totale sur une interface verre/air, possible grâce à deux prismes disposés de chaque côté d'un film en argent (Dragila *et al.* 1985). Ils ont ainsi observé expérimentalement et numériquement une transmission très importante pour des longueurs d'onde où le film métallique est opaque. Ceci n'est évidemment possible que pour des épaisseurs très faibles du film car il faut que les plasmons de surface puissent se coupler, c'est-à-dire que l'épaisseur du film ne doit pas dépasser l'ordre de grandeur de la distance de pénétration de l'onde de surface. Dans le cas des réseaux de fentes, l'épaisseur seule du film est souvent trop importante pour que la longueur de pénétration du plasmon polariton de surface serve de lien entre les deux faces opposées du réseau et ainsi participer à la transmission. Les ondes de surface doivent donc aussi communiquer par l'intermédiaire des fentes. Krishnan *et al.* (2001), travaillant sur un réseau de trous, mettent ainsi en avant le fait que la microcavité couple les plasmons de surface. C'est aussi le cas de Martín-Moreno *et al.* (2001) qui soulignent de plus que les effets de transmission exaltée sont de nature résonante et que l'absorption dans la structure participe à une diminution de la taille des pics sans en modifier la position.

Il est aussi possible qu'un mode TEM propagatif soit excité dans le guide d'onde formé par une fente (Popov *et al.* 2000). Ce mode de cavité, de même que les modes de surface, est excité en polarisation p . Il peut donc lui aussi être impliqué dans l'effet de transmission exaltée. La plupart des auteurs se sont d'ailleurs rangés à l'avis qu'il existe en fait deux régimes de transmission suivant la période du réseau et la longueur d'onde d'intérêt (Porto, García-Vidal, et Pendry 1999; Popov, Nevière, Enoch, et Reinisch 2000; Stravinou et Soly-mar 2002).

Dans ce chapitre, nous allons essayer de convaincre le lecteur que tous ces travaux sont des cas particuliers d'un phénomène de résonance général de la structure. Nous allons

6.1 CONFIGURATION DE L'ÉTUDE

montrer que les pics de transmission suivent les modes propres de la structure, et qu'il est possible de retrouver toutes les caractéristiques de la transmission par la connaissance des caractéristiques de ces modes propres. Cette logique permet de réunir la plupart des travaux menés jusqu'à présent sur les réseaux de fentes et de justifier l'appellation de transmission résonante déjà utilisée dans certaines publications.

6.1.2 Caractéristiques du réseau et spectres en transmission

Le système que nous avons étudié est un réseau d'argent caractérisé par une période de 500 nm et une épaisseur de 400 nm, les fentes ont quant à elles une largeur de 50 nm. Nous nous plaçons dans un cas d'école, où le réseau ne repose sur aucun substrat : il y a donc de l'air au dessus et en dessous de la structure. Cette configuration a l'avantage de nous affranchir des problèmes qui pourraient survenir du fait que les modes de surface ne sont pas les mêmes pour une interface métal/substrat ou métal/air et qui ne feraient que compliquer la compréhension simple du phénomène.

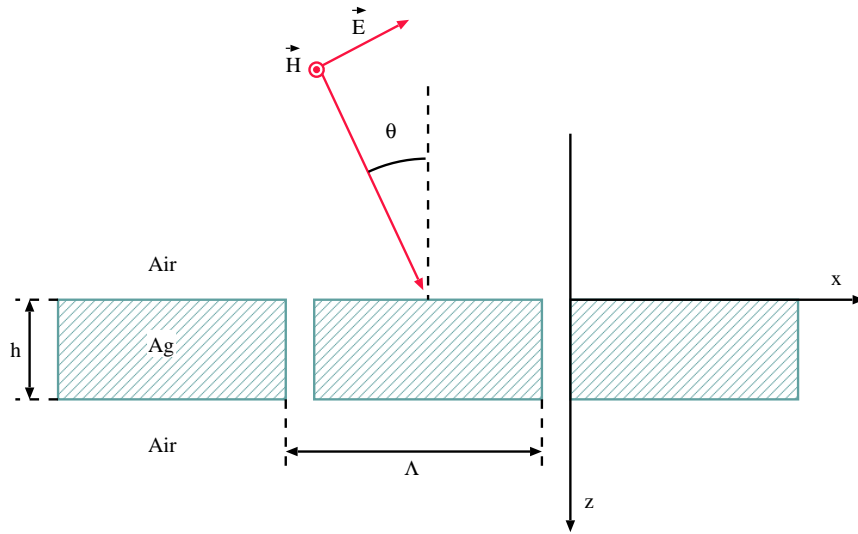


FIG. 6.1 – Structure étudiée. Le système est éclairé en polarisation p , sous l'incidence θ .

La constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ que nous avons utilisée pour l'argent dans nos calculs numériques est un modèle de Drude, obtenu à partir de données expérimentales (Palik 1985). Nous avons :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (6.1)$$

où $\omega_p = 1,29 \cdot 10^{16} \text{ rad.s}^{-1}$ et $\gamma = 1,14 \cdot 10^{14} \text{ rad.s}^{-1}$. Nous pouvons constater sur la figure 6.2 que ce modèle suit bien les données tabulées. Notons toutefois qu'une série de points

expérimentaux n'est pas correctement retrouvée par le modèle au niveau de la partie réelle de la constante diélectrique. Ceci est dû au fait qu'il existe deux références différentes dans les données tabulées, correspondant à deux expériences sur des domaines de longueurs d'onde différents et qui se recouvrent sur cette partie (Dold et Mecke 1965; Winsemius *et al.* 1976). Remarquons ici que les constantes diélectriques répertoriées ne sont pas toujours des données exactes, le modèle que nous avons adopté suit les données de Winsemius *et al.* (1976).

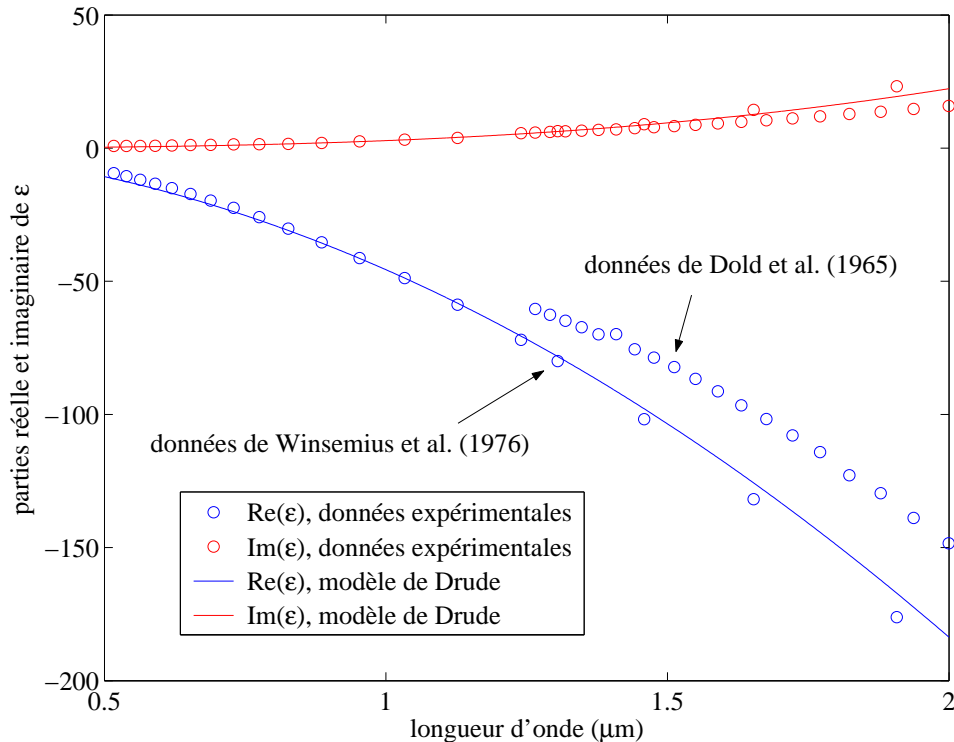


FIG. 6.2 – parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique de l'argent calculée d'après des données expérimentales et d'après notre modèle de Drude.

Une fois cette structure choisie, nous pouvons calculer numériquement des spectres en transmission. Un premier spectre peut être calculé pour une incidence normale (Figure 6.3). Nous pouvons constater qu'il existe deux pics de transmission différents, d'amplitude 55% et 80% environ. Le plus important, autour de $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, est plutôt large, le second est un pic étroit et moins haut autour de $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$. Le spectre en transmission d'un film d'argent de même épaisseur n'est pas représentée sur cette figure : il ne serait de toute façon pas visible car le coefficient de transmission de ce film sur cette bande de longueurs d'onde est de l'ordre de 10^{-14} .

Lorsque l'on fait varier l'incidence, le spectre change aussi. Nous avons représenté sur la figure 6.4 le spectre en transmission de la structure pour un angle d'incidence de 30° .

6.1 CONFIGURATION DE L'ÉTUDE

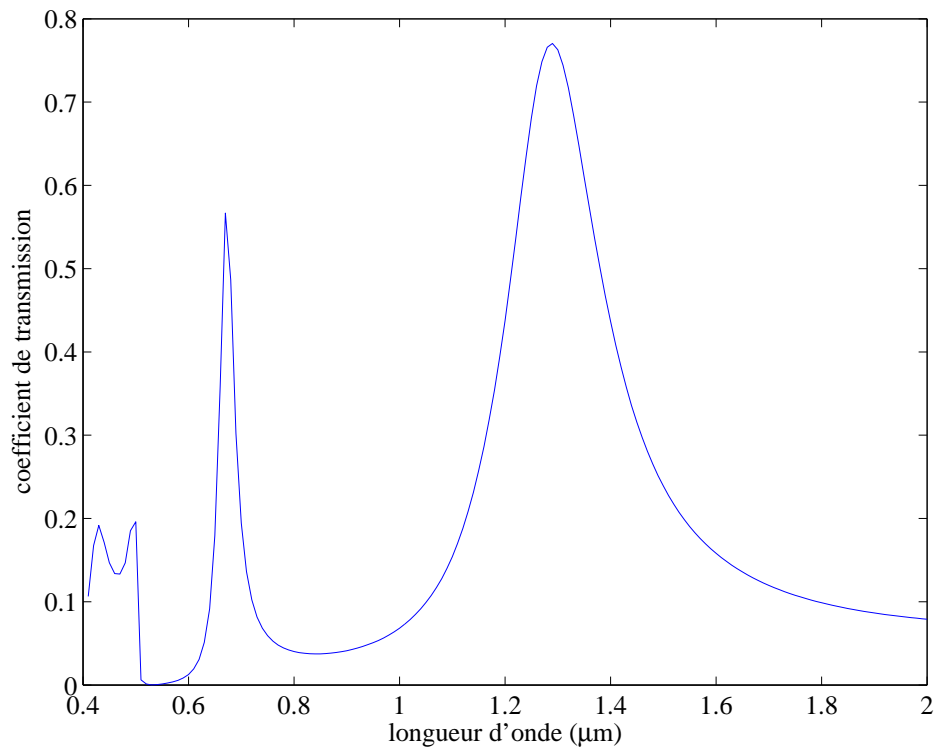


FIG. 6.3 – Spectre en transmission d'un réseau d'argent éclairé sous incidence normale.

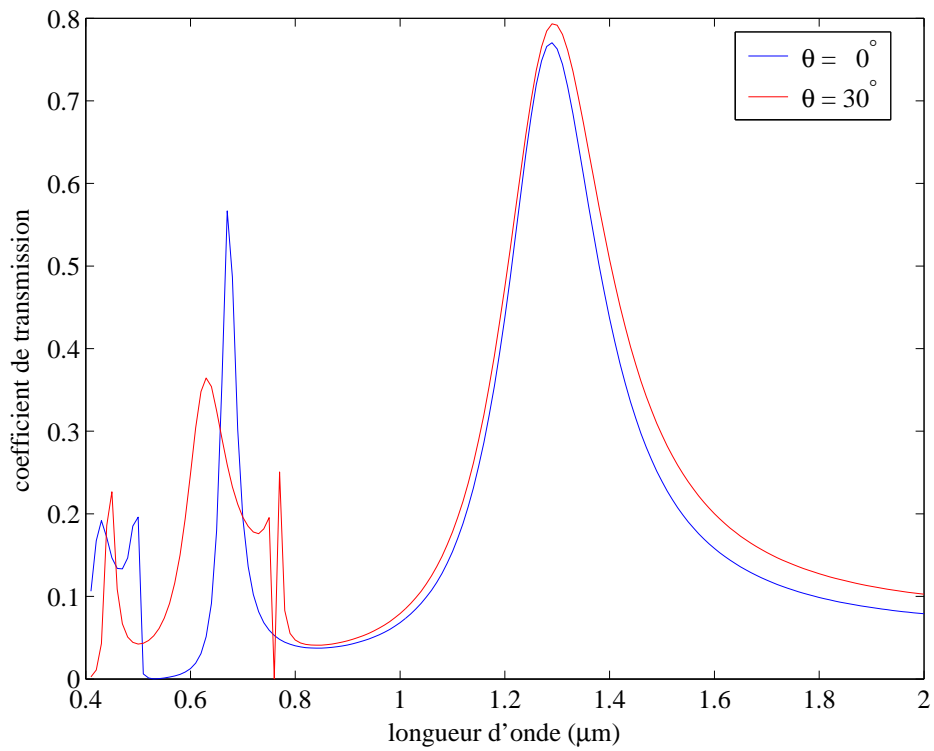


FIG. 6.4 – Spectre en transmission d'un réseau d'argent éclairé sous un angle d'incidence de 30° , en comparaison le spectre sous incidence normale est aussi représenté.

Il est important de remarquer que les deux pics précédents se comportent différemment lorsque l'angle d'incidence change. Le pic fin se sépare en deux, l'autre reste à la même position et ses caractéristiques en largeur et en hauteur sont globalement identiques. Ces deux pics correspondent en fait aux deux versions proposées jusqu'à présent pour expliquer la cause de l'exaltation de la transmission. Comme nous le verrons plus loin, le pic large et stable en position est attaché à un mode de cavité, tandis que le pic fin qui se sépare pour des incidences variables est relié aux modes de surface.

6.2 Résonances de structure

Avant de poursuivre notre étude plus avant, il est utile de revoir rapidement les caractéristiques des résonances particulière du matériau structuré que sont les modes de surface et les modes de cavité. Le moyen le plus simple de travailler sur ces modes est de représenter leur relation de dispersion.

6.2.1 Modes de surface

Pour représenter la relation de dispersion des plasmons polaritons de surface sur chaque face du réseau, nous allons nous baser simplement, et comme d'habitude, sur la relation de dispersion de ces modes de surface sur une interface plane. Cela implique que nous considérons les fentes comme très fines (elles représentent 10% de la surface du matériau), et qu'un plasmon de surface qui est susceptible de se propager sur le métal ne voit donc ces fentes que comme des perturbations faibles de la surface. Cette hypothèse semble un peu cavalière, mais nous verrons qu'elle traduit correctement la réalité.

Pour l'argent, comme pour la plupart des métaux, l'asymptote horizontale des modes de surface se situe dans l'ultraviolet. Comme nous nous intéressons ici au domaine visible et proche infrarouge, il paraît normal de ne considérer que la branche linéaire de la relation de dispersion. Cette branche est très proche du cône de lumière et nous les confondrons donc à ce stade. La présence périodique des fentes agit sur la relation de dispersion des plasmons polaritons de surface de la même manière que les réseaux que nous avons étudiés dans les parties précédentes : puisque l'on considère les fentes comme de petites perturbations de la surface, le réseau aura pour effet de replier simplement la relation de dispersion du mode de l'interface plane. On aura alors la relation de dispersion représentée sur la figure 6.5.

6.2.2 Modes de cavité

Nous avons vu qu'il était possible d'exciter un mode TEM sans fréquence de coupure dans une fente, c'est-à-dire qu'il existe toujours un mode propagatif dans la fente quelle

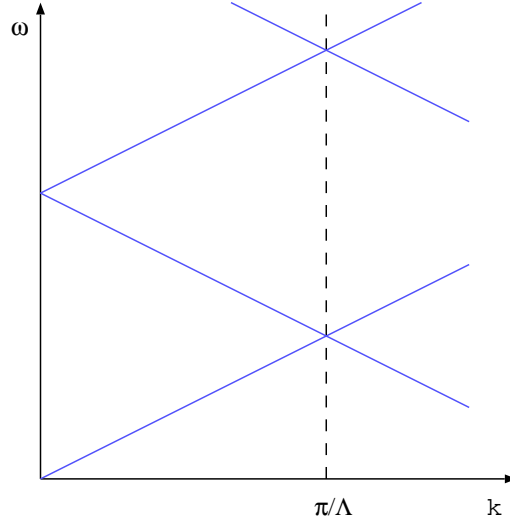


FIG. 6.5 – Relation de dispersion des plasmons polaritons de surface sur un réseau de fentes en argent de période 500 nm.

que soit la taille de celle-ci. De par l'épaisseur finie du réseau, le mode qui se propage est soumis à des conditions aux limites sur chaque face de la structure : il y a un coefficient de transmission et de réflexion de l'onde à cet endroit (Lalanne *et al.* 2003). Ce mode est donc associé à deux ondes contrapropagatives dans la fente : une onde stationnaire existe donc dans celle-ci. La fréquence à laquelle cette condition peut être remplie est donnée par une relation de type Fabry-Pérot :

$$2k_z h + 2\phi = 2n\pi \quad (6.2)$$

où k_z est la composante suivant l'axe z du vecteur d'onde associé au mode propagatif, h est l'épaisseur du film, ϕ est une phase associée à la réflexion du mode aux interfaces et enfin n est un entier. En supposant constante la vitesse de phase v_φ du mode dans la fente et que le terme ϕ est négligeable, ce qui est justifié par les études de García-Vidal et Martín-Moreno (2002), on peut réécrire la relation précédente en fonction de la fréquence ω :

$$2\frac{\omega}{v_\varphi}h = 2n\pi \quad (6.3)$$

Il apparaît donc que cette condition est remplie pour des fréquences fixes quel que soit l'angle d'incidence. Ces fréquences sont régulièrement distribuées (suivant la valeur de l'entier n) et déterminées par :

$$\omega = \frac{n\pi v_\varphi}{h} \quad (6.4)$$

En terme de relations de dispersion, ces modes de cavité vont apparaître sous la forme de segments horizontaux, comme le montre la figure 6.6.

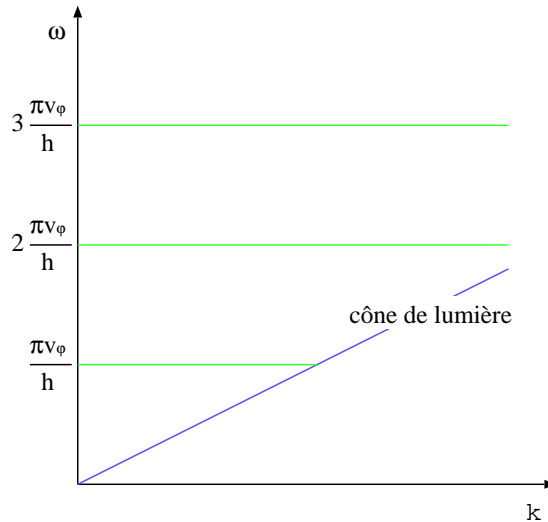


FIG. 6.6 – Relation de dispersion des modes de cavité dans un réseau de fentes.

6.2.3 Modes couplés

Une fois ces modes clairement identifiés, on peut s'intéresser à la transmission de la structure. Puisque nous savons identifier les modes de cavité et de surface en termes de relation de dispersion, nous allons nous attacher à représenter les valeurs du coefficient de transmission dans un plan (ω, k_{\parallel}) , avec $k_{\parallel} = \omega/c \sin \theta$. Porto *et al.* (1999) ont déjà représenté les positions des pics de transmission dans un tel plan, plus récemment Treacy (2002) de même que Barnes *et al.* (2004) ont représenté les valeurs calculées ou mesurées de la transmission dans un plan similaire. Nous reprenons donc cette idée à notre compte pour l'appliquer à la structure de fentes dans un film d'argent. Un intérêt de cette représentation est que nous pouvons en tirer beaucoup d'informations, la position des pics, mais aussi leur largeur et leur amplitude. Nous avons ainsi représenté séparément les valeurs du coefficient de transmission et d'absorption du réseau dans ce plan (Figure 6.7).

Nous pouvons tout d'abord remarquer que les pics d'absorption suivent les mêmes courbes que les pics de transmission : nous retrouvons bien les résultats de Barnes *et al.* (2004). En s'attardant un peu plus sur l'allure de la transmission, on peut voir que les pics suivent des modes qui ont des caractères différents suivant l'endroit où l'on se place. Ainsi, aux points A et B représentés sur la figure 6.7(a), on peut penser que c'est un mode de cavité qui est à l'origine de la transmission. Mais au point C, on voit plutôt un mode de surface. Il semble en fait que les pics de transmission suivent une relation de dispersion qui n'est pas l'une ou l'autre des relations de dispersion des modes de cavité ou de surface, mais bien un couplage des deux. Pour être plus clairs, intéressons nous à la figure 6.8, où

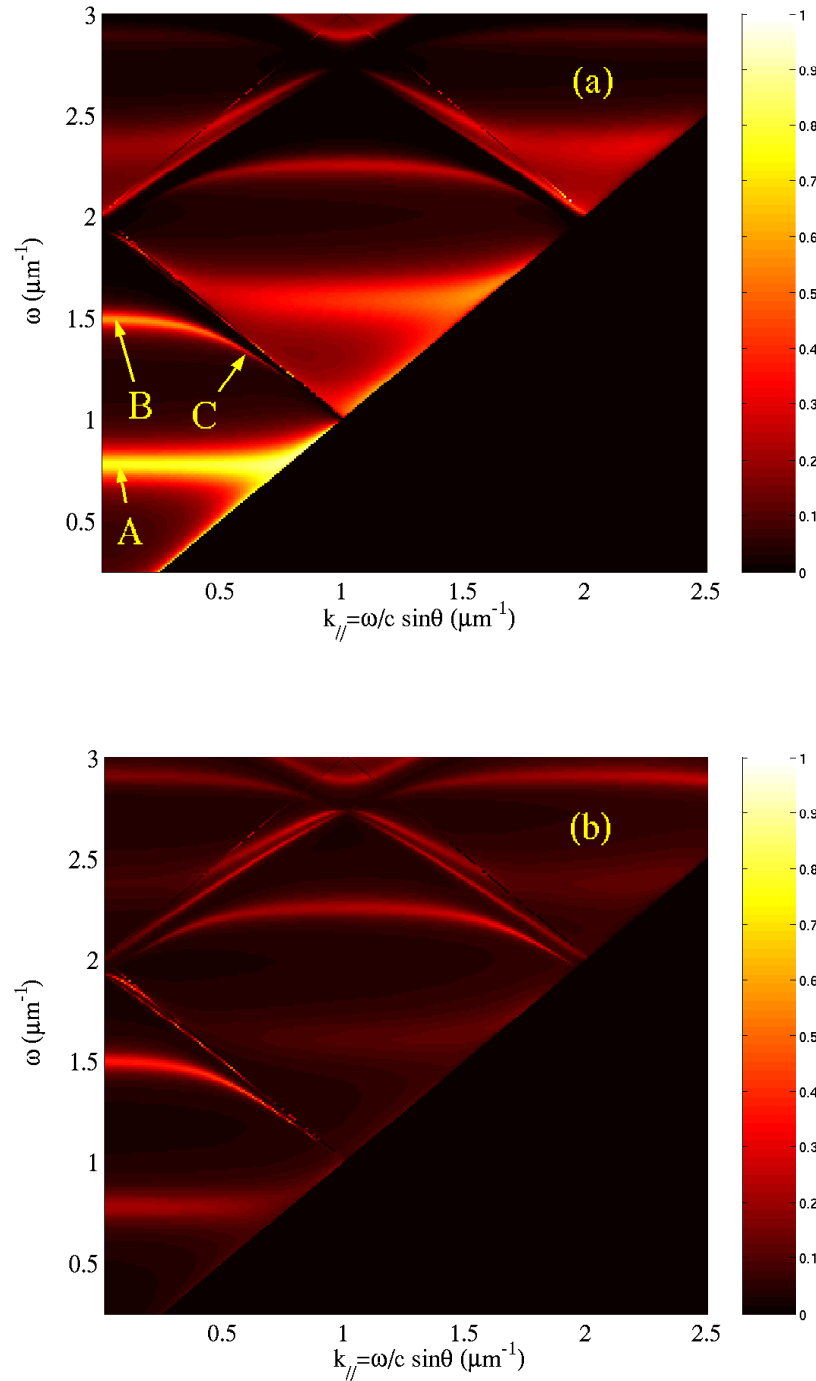


FIG. 6.7 – Valeurs du coefficient de transmission (a) et d'absorption (b), représentées dans un plan $(\omega, k_{//})$. Les zones brillantes correspondent à des coefficients de transmission ou d'absorption plus élevés, comme indiqué sur l'échelle de couleur.

nous avons représenté les deux relations de dispersion des modes particuliers de cavité et de surface de la structure, définis dans les sections précédentes.

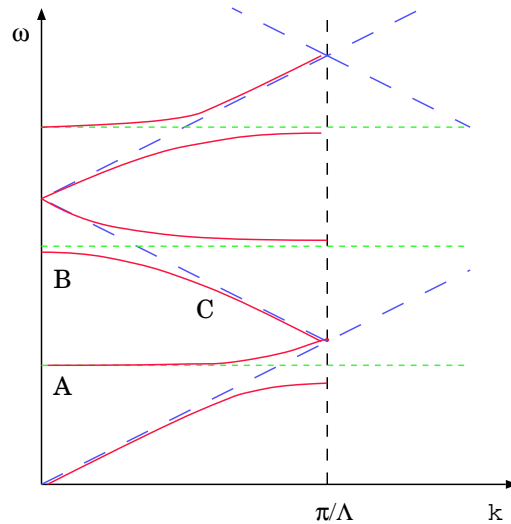


FIG. 6.8 – Relations de dispersion des modes de cavité (en vert) et de surface (en bleu), et couplage des deux (en rouge) dans un réseau de fentes.

De manière classique en physique, lorsque deux relations de dispersion se croisent, il y a une levée de dégénérescence, et création d'un nouveau mode mixte qui, lorsque l'on s'éloigne du point de croisement, prend le caractère de l'un ou l'autre des deux modes de base. C'est exactement ce qu'il se passe ici. Nous pouvons tracer à "main levée" le couplage des deux modes : on retrouve exactement les positions des pics de transmission dans le plan (ω, k_{\parallel}) . Il est à noter que cette idée de mode mixte a déjà été abordée par Barbara *et al.* (2003) sur des réseaux en réflexion ainsi que par Tan *et al.* (2000) sur des films métalliques fins entourés de deux réseaux profonds.

Il semble donc que la transmission exaltée soit la conséquence de l'excitation d'une résonance de structure qui apparaît comme étant le couplage de deux modes particuliers. Nous pouvons noter que ces modes particuliers n'ont en fait pas vraiment de réalité physique puisque la véritable résonance est le mode mixte. Ceci est totalement analogue à ce qu'il se passe lorsque la relation de dispersion des photons coupe la relation de dispersion d'un phonon : il y a levée de dégénérescence et création d'un nouveau mode qui est le phonon-polariton. Ce dernier seul a une réalité physique puisque l'on ne peut plus parler de photon ou de phonon, liés de façon indissociable. Plus précisément, on peut s'attendre à ce que loin du point de croisement, le mode ait un caractère marqué, tandis qu'à son voisinage, ce soit réellement un mode mixte. Nous allons étudier ceci plus en détail dans la section suivante.

6.3 Caractérisation de la transmission

6.3.1 Caractère du mode couplé

Commençons par représenter l'intensité du champ électromagnétique dans la structures aux points B et A représentés sur la figure 6.7(a). Au point B, il est clair que le mode de cavité s'impose de lui-même. La structure de champ proche est représentée sur la figure 6.9. On observe une résonance à l'intérieur de la cavité avec deux ventres. De même, au point A, on observe une résonance avec un seul ventre (Figure 6.10). On peut remarquer sur ces deux figures les franges d'interférence qui apparaissent du fait de la réflexion de l'onde plane incidente (venant des z négatifs) sur la structure.

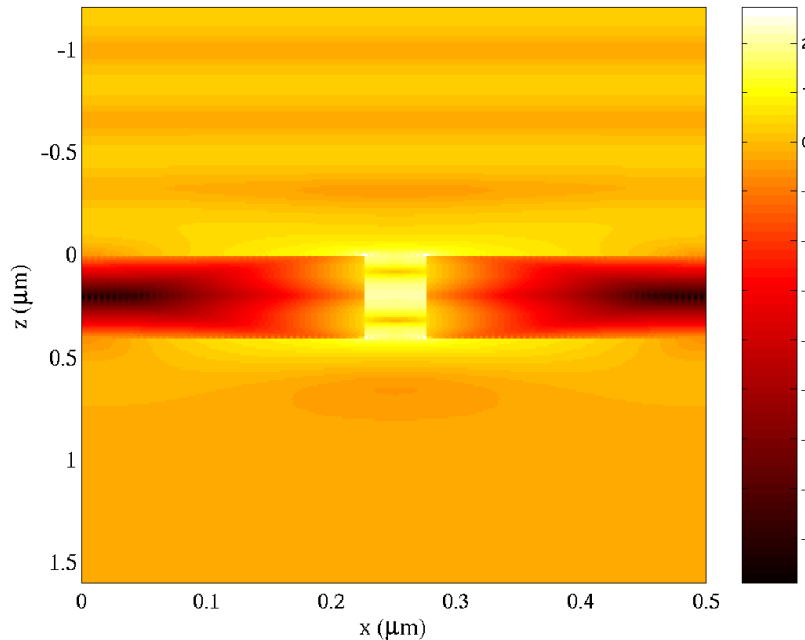


FIG. 6.9 – Intensité normalisée du champ électrique en champ proche au point B (échelle logarithmique).

Parallèlement, on n'observe pas d'onde de surface stationnaire sur l'interface mais une zone brillante confinée horizontalement de sorte que plusieurs ondes de surface de k_{\parallel} différents doivent être excitées : il n'y a pas excitation d'une onde de surface particulière mais au contraire de tous les ordres évanescents comme nous pouvons le remarquer sur la figure 6.11.

Nous passons maintenant à l'étude du champ proche correspondant au point C (Figure 6.12). Ce point est situé sur la relation de dispersion d'une onde de surface de sorte que

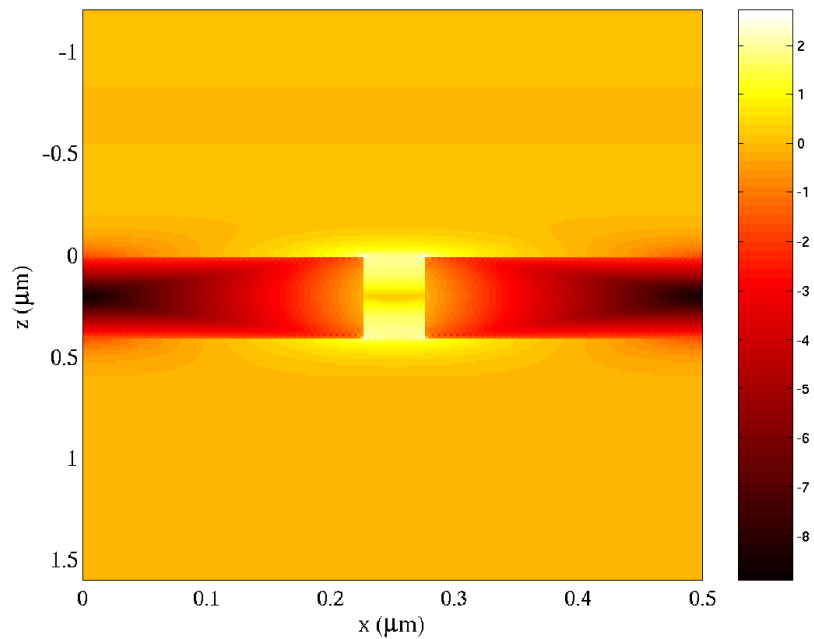


FIG. 6.10 – Intensité normalisée du champ électrique en champ proche au point A (échelle logarithmique).

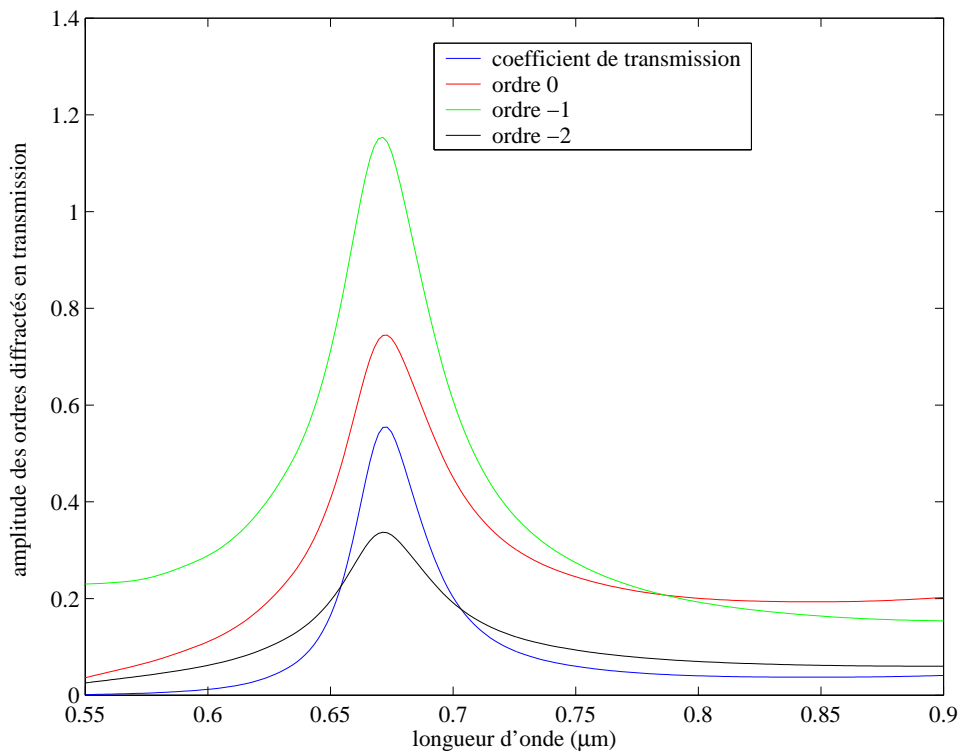


FIG. 6.11 – Spectres en amplitude des premiers ordres diffractés en transmission par la structure pour un angle d'incidence nul (autour du point B). En rappel, nous avons aussi représenté le coefficient de transmission de la structure.

6.3 CARACTÉRISATION DE LA TRANSMISSION

l'on peut s'attendre à voir apparaître un plasmon de surface. La représentation du champ proche montre clairement une surintensité le long des deux interfaces avec une décroissance exponentielle suivant z . La résonance de cavité est moins marquée, mais toujours présente. Il s'agit donc d'un mode mixte. On constate qu'il y a toujours une onde stationnaire dans la fente. Ceci peut s'expliquer en considérant une variation rapide du terme de phase ϕ de l'équation 6.2.2. Comme nous le verrons plus loin dans le chapitre 8, il n'est pas nécessaire d'exciter une onde de surface pour que ceci soit vérifié. Néanmoins, l'analyse spectrale du champ de surface montre clairement la résonance d'un ordre évanescent particulier. Sur la figure 6.13, on peut constater qu'il s'agit de l'ordre -1. Il y a donc clairement une onde de surface qui est excitée de façon résonante le long de l'interface.

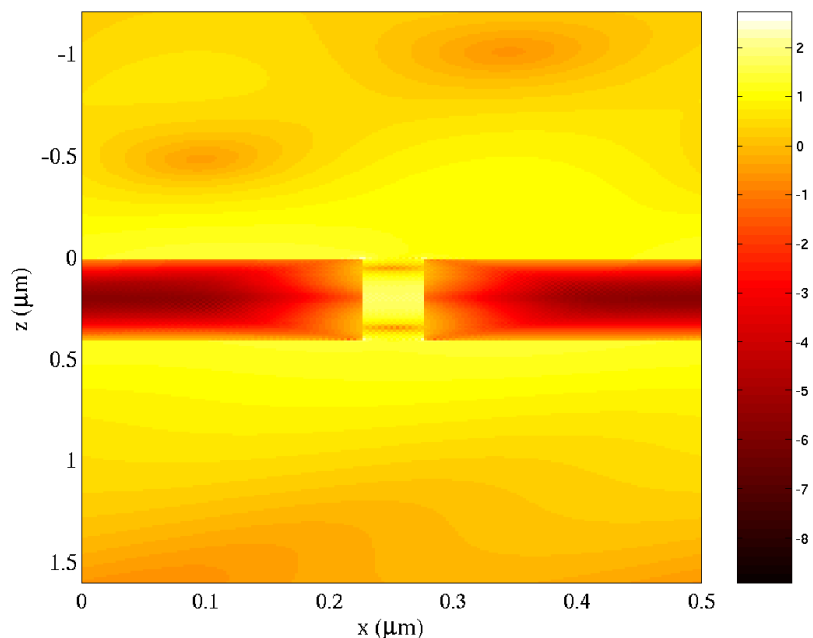


FIG. 6.12 – Intensité normalisée du champ électrique en champ proche au point C (échelle logarithmique).

Pour un tel mode, il est difficile de parler d'un pur mode de surface ou d'un pur mode de cavité. Nous allons introduire dans ce qui suit un paramètre adimensionné qui permet de caractériser le mode de manière quantitative. Il est en effet possible de calculer le long d'une branche de la relation de dispersion l'énergie électromagnétique totale contenue dans la cavité, et que nous appellerons E_C d'une part, et l'énergie totale véhiculée par les ordres évanescents (dont les plasmons polaritons de surface) sur une période du réseau, et que nous appellerons E_S d'autre part. Nous pouvons calculer en chaque point de la branche un

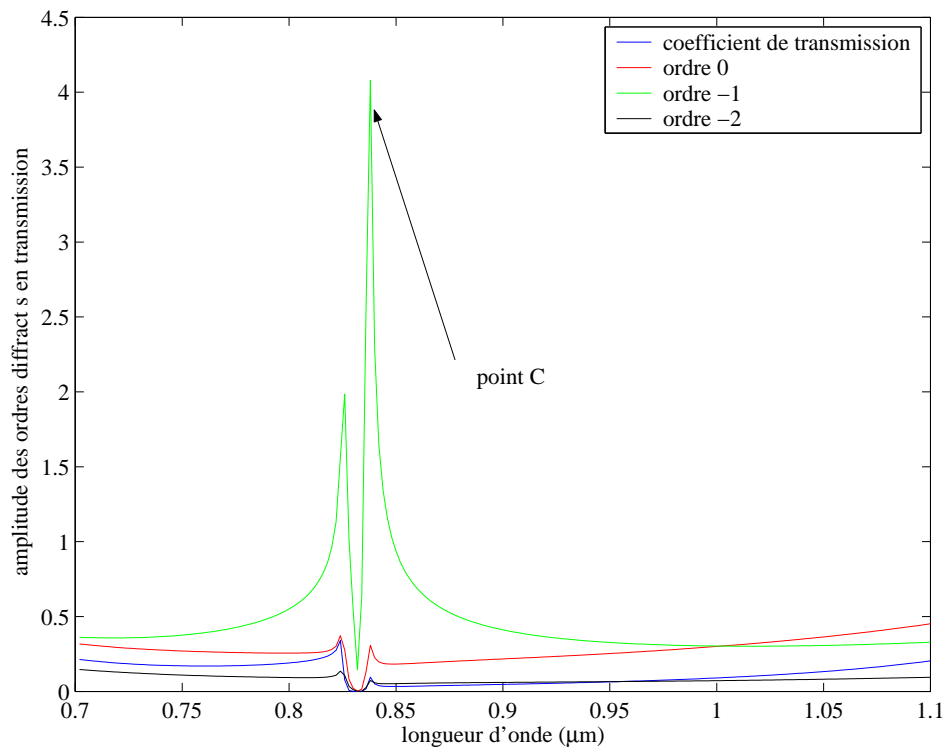


FIG. 6.13 – Spectres en amplitude des premiers ordres diffractés en transmission par la structure pour un angle $\theta = 40^\circ$ (autour du point C). En rappel, nous avons aussi représenté le coefficient de transmission de la structure.

6.3 CARACTÉRISATION DE LA TRANSMISSION

coefficient SC défini de la manière suivante :

$$SC = \frac{E_S}{E_S + E_C} \quad (6.5)$$

Ce coefficient est adimensionné, compris entre 0 et 1, et permet de retrouver quantitativement si le mode couplé a un caractère de surface ou de cavité : lorsque SC est proche de 1, le mode est surfacique, lorsqu'il se rapproche de 0, c'est le caractère "mode de cavité" qui l'emporte.

Nous avons représenté le coefficient SC le long de la branche "BC" de la relation de dispersion (Figure 6.14). On voit que le coefficient SC passe continûment de valeurs faibles, lorsque le mode a un caractère de cavité prononcé et que la branche de la relation de dispersion est horizontale, à des valeurs élevées, lorsque l'on rejoint le caractère surfacique de la résonance et que la branche de la relation de dispersion devient oblique.

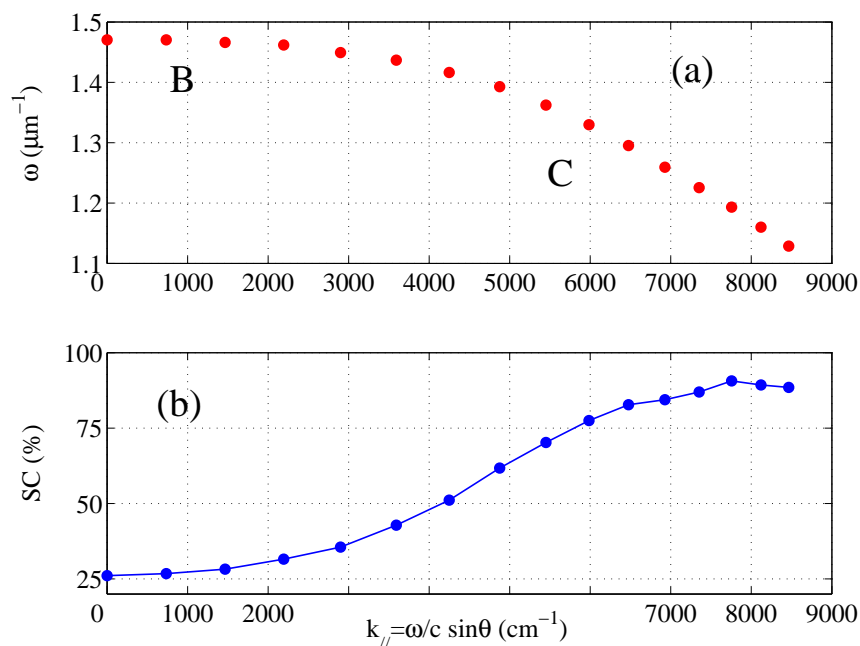


FIG. 6.14 – Branche "BC" de la relation de dispersion (a) et coefficient SC le long de cette branche (b)

6.3.2 Résonance et largeur des pics

Nous n'avons pas montré jusqu'à présent que les pics de transmission suivent une résonance de la structure. Pour cela, il faut que nous parvenions à remonter aux modes

propres de celle-ci. Ceci est possible grâce au formalisme de la 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). Nous savons que :

$$\begin{pmatrix} O_1 \\ O_2 \end{pmatrix} = (S) \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

Comme nous l'avons déjà remarqué dans le chapitre 1, une définition d'un mode propre de la structure est de considérer que ce dernier peut exister sans excitation extérieure, ce qui revient à dire que l'on veut O_1 et/ou O_2 non nuls avec I_1 et I_2 tendant vers 0. Il faut donc chercher les pôles (ω, k_{\parallel}) de la matrice S . Il est important de noter que la fréquence ω d'un pôle est complexe : sa partie imaginaire traduisant la durée de vie du mode propre. Cette durée de vie est effectivement limitée par les pertes par absorption (l'énergie du mode est transformée en chaleur) et/ou par les pertes radiatives (le mode propre se couple avec une onde propagative, ce qui provoque une fuite de l'énergie). Une fois le mode propre connu, nous pouvons donc faire deux opérations. D'une part, en traçant le lieu des points $(Re(\omega), k_{\parallel})$, nous obtenons la relation de dispersion des modes propres de la structure et donc de ses résonances. D'autre part, il est possible de calculer un facteur de qualité déterminé par (Collin *et al.* 2002) :

$$Q = \frac{Re(\omega)}{2Im(\omega)} \quad (6.7)$$

Nous avons représenté la relation de dispersion des modes de résonance de la structure, ainsi que le facteur de qualité associé à chaque branche de celle-ci (Figure 6.15). Il est clair que l'on retrouve exactement la relation de dispersion suivie par les pics de transmission : nous montrons ainsi que les pics de transmission suivent des résonances de la structure, et que ces résonances sont des modes couplés, issus de deux types de modes particuliers que sont les modes de surface et les modes de cavité. De plus, il est possible de montrer que le facteur de qualité est relié à la largeur du pic de transmission (Collin *et al.* 2001). On observe clairement que lorsque ce facteur de qualité est élevé, les pics de transmission sont fins et le mode a un caractère surfacique. Par contre, si le facteur de qualité prend des valeurs plus faibles, le pic de transmission est plus large, pour un mode tendant vers un mode de cavité.

6.3.3 rendement radiatif : hauteur des pics

Nous avons montré dans les sections précédentes que les pics de transmission étaient directement liés aux résonances de la structure. Une question reste en suspens : pourquoi le pic a-t-il une hauteur variable ? Qu'est-ce qui pilote cela ? La littérature ne donne pas

6.3 CARACTÉRISATION DE LA TRANSMISSION

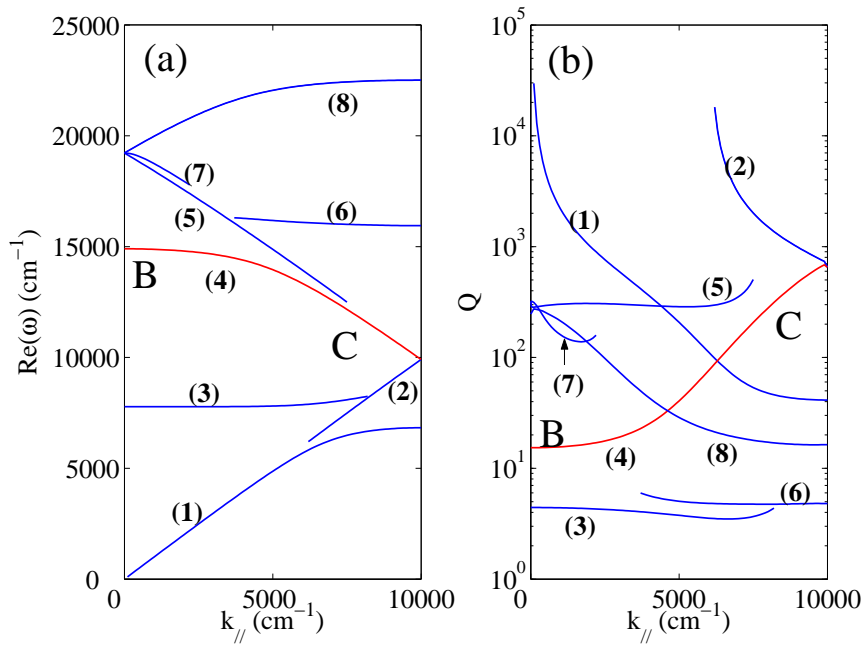


FIG. 6.15 – Relation de dispersion des modes propres de la structure (a) et facteur de qualité associé (b).

de réponse à ce problème. Pour répondre à cette question, nous allons utiliser un résultat établi vers le milieu des années 80. Popov, Mashev, et Maystre (1986) ont démontré qu'un matériau sans pertes, à tenseur $\epsilon_{i,j}$ symétrique et structuré de manière symétrique par rapport à un axe vertical, possède un zéro de réflexion et donc une transmission égale à 1 si seul l'ordre 0 est propagatif. Nous allons montrer qu'il est possible de retrouver la hauteur du pic de transmission en raisonnant de cette manière. Ce qui limite cette hauteur est vraisemblablement les pertes. C'est ce que nous allons montrer dans la suite. Il faut pour cela trouver un moyen de les faire intervenir dans cette analyse.

Nous avons vu que la fréquence d'un mode propre de la structure avait une partie imaginaire, ce qui nous a permis de lui associer un facteur de qualité. Cette partie imaginaire que nous nommerons γ ($\gamma = \text{Im}(\omega)$) est représentative des pertes du mode qui peuvent se séparer en deux parties : les pertes radiatives (γ_R) et des pertes par absorption (γ_{NR}), que l'on somme pour obtenir les pertes totales. Il est possible de trouver numériquement ces deux coefficients de la façon suivante. On calcule tout d'abord les pôles de la matrice S du système complet : on accède ainsi à la fréquence complexe d'un mode, de la forme $\omega = \omega_0 + i\gamma$. Ensuite, on procède au même calcul, mais cette fois, on a ramené la partie imaginaire de la constante diélectrique du matériau à zéro, ce qui revient à dire que l'on a ramené les pertes par absorption à zéro. La partie imaginaire de la fréquence du mode

propre est alors directement γ_R puisqu'il n'y a plus d'autre possibilité pour le mode de perdre de l'énergie que radiativement. On constate généralement que le mode propre obtenu a la même partie réelle qu'en tenant compte de l'absorption ce qui nous permet de considérer que la présence de pertes ne modifie pas sensiblement les modes du système.

On suppose donc la transmission associée à une résonance de la structure, elle-même caractérisée par une fréquence $\omega = \omega_0 + i\gamma$. on peut donc écrire autour de cette résonance :

$$t(\omega) = \frac{f(\omega)}{\omega - (\omega_0 + i\gamma)} \quad (6.8)$$

où $\gamma = \gamma_R + \gamma_{NR}$. Notons qu'une forme similaire a été donnée par Tan *et al.* (2000). Lorsqu'il n'y a pas de pertes par absorption ($\gamma_{NR} = 0$), nous avons vu plus haut qu'à la résonance, la transmission est maximale et égale à 1, soit $|t(\omega_0)|^2 = 1$. Il vient donc :

$$\frac{|f(\omega_0)|^2}{\gamma_R^2} = 1 \quad (6.9)$$

Soit $|f(\omega_0)|^2 = \gamma_R^2$. En reprenant l'expression de la transmission à la résonance, en présence de pertes, il vient alors :

$$T = |t(\omega_0)|^2 = \frac{|f(\omega_0)|^2}{(\gamma_R + \gamma_{NR})^2} \quad (6.10)$$

Et donc :

$$T = \left(\frac{\gamma_R}{\gamma_R + \gamma_{NR}} \right)^2 = \eta^2 \quad (6.11)$$

où $\eta = \gamma_R/(\gamma_R + \gamma_{NR})$. Nous avons représenté sur la figure 6.16 le coefficient de transmission calculé de manière classique, et le coefficient η^2 , calculé grâce à la *seule connaissance des modes propres* de la structure. Nous pouvons constater que l'accord entre les deux courbes est presque parfait, ce qui valide notre calcul.

Le coefficient η représente en fait la probabilité que le mode se désexcite de manière radiative plutôt que par absorption. Il est analogue au rendement quantique d'une molécule passant d'un état excité à un état d'énergie moins élevée : la différence d'énergie peut permettre l'émission d'un photon ou bien s'évacuer sous forme non radiative. Par analogie, nous appellerons donc η le rendement radiatif. Nous avons montré que la transmission maximale de la structure se déduit directement de ce rendement radiatif.

Il est donc possible de caractériser entièrement la transmission par la connaissance des modes propres de la structure : la relation de dispersion de ces modes propres nous

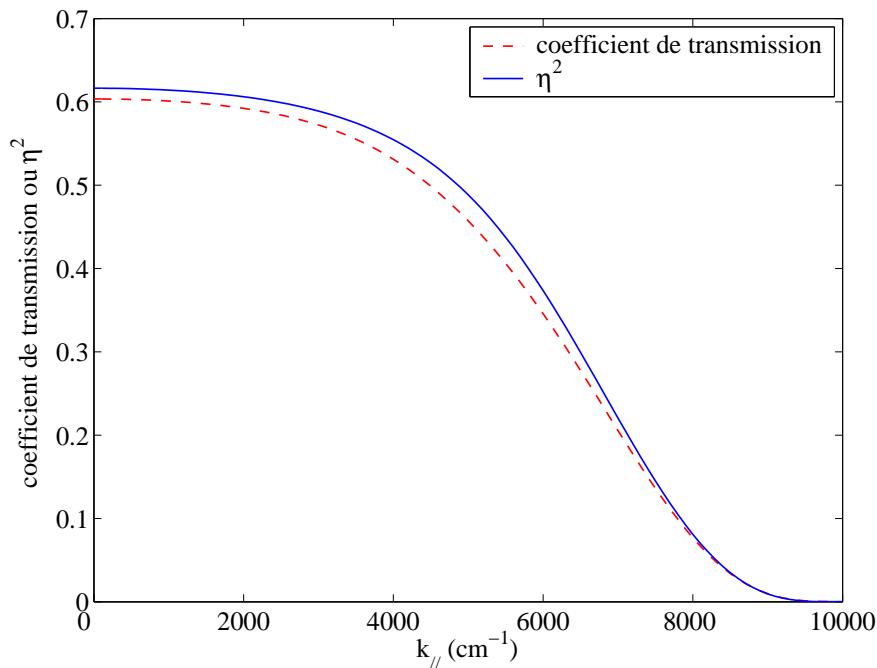


FIG. 6.16 – Comparaison du coefficient de transmission et de η^2 .

donne le lieu des points pour lesquels on a un phénomène de transmission résonante, le facteur de qualité associé à ces modes propres traduit la largeur de ces pics et enfin le calcul du rendement radiatif permet d'en connaître la hauteur. Ces modes résonants sont apparus comme étant un couplage des deux modes particuliers évoqués jusqu'à présent dans le phénomène de transmission. Nous avons de plus introduit un nombre adimensionné SC qui explicite les poids relatifs des modes de surface et de cavité. Nous avons ainsi répondu, dans le cas des fentes, aux questions que l'on était en mesure de se poser sur l'origine de l'effet de transmission résonante.

6.3.4 Lien entre la largeur et la hauteur des pics

Nous pouvons aller plus loin dans l'analyse de l'allure des pics de transmission. On observe en particulier que les pics intenses sont larges. C'est *a priori* surprenant car dans le comportement usuel d'un oscillateur harmonique amorti, l'amplitude maximale décroît quand les pertes augmentent.

Dans le cas de la transmission résonante, le pic de transmission est dû aux pertes radiatives. En effet, se mettre sur un pic de transmission, c'est avoir une réflexion nulle, d'autre part, il n'y a qu'un ordre propagatif, la transmission est donc confondue avec les pertes radiatives. En d'autres termes, si la transmission du pic est élevée, alors c'est que les pertes radiatives sont grandes, et donc les pertes du mode sont grandes, donc le pic est large

nécessairement : il est normal d'associer une hauteur importante du pic de transmission à une largeur importante.

Chapitre 7

Réseau de trous carrés en Ag

Table des matières

7.1	Étude d'un réseau à deux directions de périodicité	142
7.1.1	Configuration	142
7.1.2	Spectres et hauteur du pic de transmission	142
7.2	Influence de l'épaisseur sur la transmission	145
7.2.1	Dépendance en épaisseur	145
7.2.2	Rôle des pertes	146
7.3	Analyse modale	147
7.3.1	Analyse des modes du réseau	147
7.3.2	Recherche des modes d'un guide infini	149
7.3.3	Interprétation et perspectives	150
7.4	Bilan	154

7.1 Étude d'un réseau à deux directions de périodicité

Dans le chapitre précédent, nous avons retrouvé toutes les caractéristiques de la transmission résonante dans le cas d'un réseau de fentes en Ag. Dans le cas de réseaux à deux directions de périodicité, la situation est plus difficile à analyser, ne serait-ce que par la durée des calculs numériques. Les réseaux de trous - ou grilles métalliques - ont été étudiés expérimentalement dans la plupart des publications (Ebbesen *et al.* 1998; Degiron *et al.* 2002) et les études numériques sur ce sujet sont peu nombreuses (Baida et Van Labeke 2002; Baida et Van Labeke 2003; Popov *et al.* 2000). Il est donc important de fournir un effort dans ce sens. Pour cela, nous avons repris le réseau décrit dans l'article de Popov *et al.* (2000), qui est un exemple typique des structures étudiées expérimentalement, à ceci près que l'on traite de trous de section carrée et non circulaire pour des raisons de précision numérique du maillage.

7.1.1 Configuration

La structure que nous avons étudiée est un réseau de trous de section carrée, de périodes Λ_1 et Λ_2 dans deux directions orthogonales (Figure 7.1). Le matériau choisi est de l'argent, dont la constante diélectrique a été définie dans le chapitre précédent. Le réseau repose de plus sur un substrat de verre d'indice 1,5. On a $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 0,9 \mu\text{m}$. Les trous ont un côté de dimension $a = 0,25 \mu\text{m}$, ils représentent donc un peu moins de 8% de la surface de la structure. L'épaisseur de ce réseau est $h = 0,2 \mu\text{m}$.

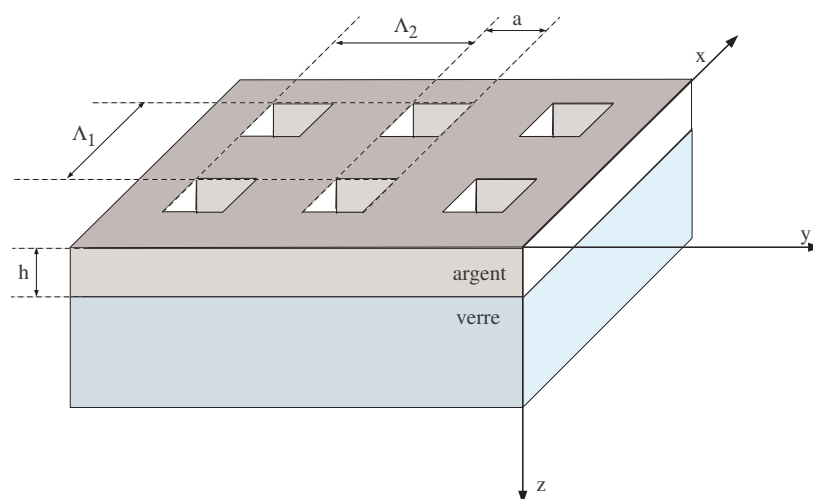


FIG. 7.1 – Structure de réseau étudiée. $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 0,9 \mu\text{m}$, $a = 0,25 \mu\text{m}$ et $h = 0,2 \mu\text{m}$.

7.1.2 Spectres et hauteur du pic de transmission

La structure est éclairée par une onde plane sous incidence normale, telle que le champ électrique \mathbf{E} soit parallèle à l'axe Ox (le champ magnétique \mathbf{H} est donc parallèle à Oy). La figure 7.2 représente le spectre en transmission que nous avons obtenu dans cette situation.

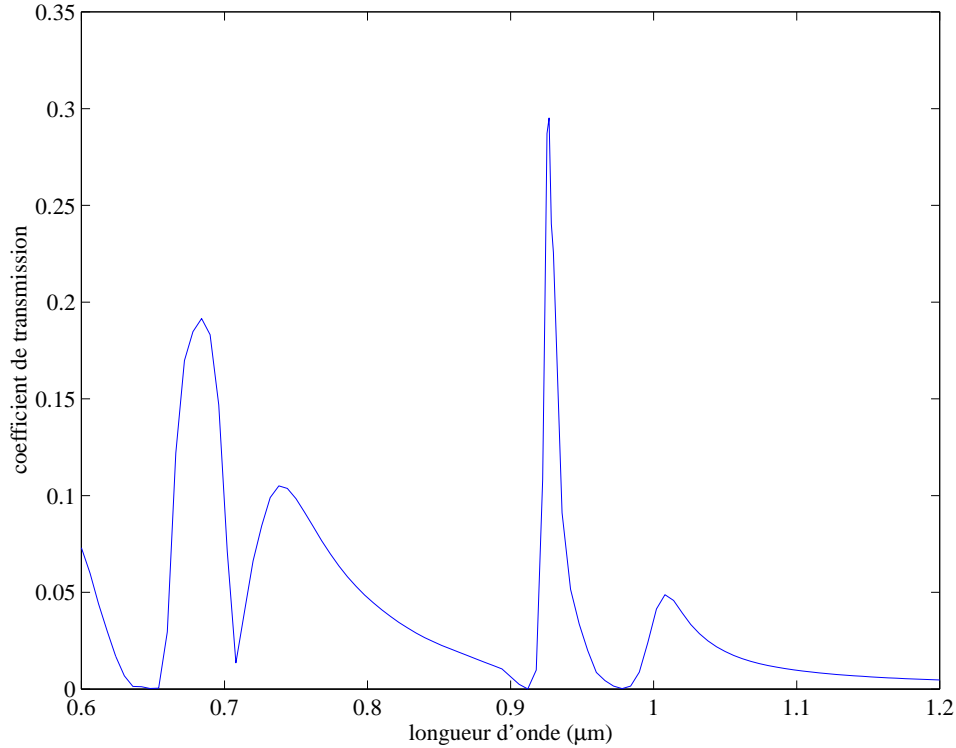


FIG. 7.2 – Spectre de transmission en incidence normale.

On peut constater qu'il existe un pic de transmission à environ 30% pour une longueur d'onde $\lambda = 0,93 \mu\text{m}$. L'allure de ce spectre est typique des spectres obtenus expérimentalement. Le calcul est donc bien compatible avec les mesures expérimentales et met en évidence la résonance de la transmission pour une longueur d'onde grande devant la taille des trous. Ce pic de transmission correspond, nous l'avons vu dans le chapitre 6, à l'excitation d'un mode propre de la structure à la fréquence complexe $\omega = \omega_0 + i(\gamma_R + \gamma_{NR})$, où γ_R est un terme traduisant les pertes radiatives du mode et γ_{NR} , les pertes non radiatives. Nous avons montré que la connaissance de γ_R et de γ_{NR} permettait de remonter à la hauteur du pic de transmission par la relation suivante :

$$T(\omega_0) = \frac{\gamma_R^2}{(\gamma_R + \gamma_{NR})^2} = \eta^2 \quad (7.1)$$

Où η est le rendement radiatif du mode. Nous pouvons retrouver la hauteur du pic de transmission en utilisant ce résultat. En effet, autour de la résonance, la transmission peut se mettre sous une forme dérivant d'une Lorentzienne, dont la largeur à mi-hauteur est donnée par les pertes $\gamma_R + \gamma_{NR}$:

$$T(\omega) = \frac{|f(\omega)|^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_R + \gamma_{NR})^2} \quad (7.2)$$

En remarquant que pour le métal sans pertes, la largeur à mi-hauteur du pic de transmission est aussi donnée par le terme de pertes du mode, qui se réduit à γ_R , on peut retrouver la hauteur du pic de transmission du spectre de la figure 7.2 grâce à la relation 7.1. Nous avons représenté sur la figure 7.3 les pics de transmission des structures avec et sans pertes (c'est-à-dire en ramenant la partie imaginaire de la constante diélectrique à zéro).

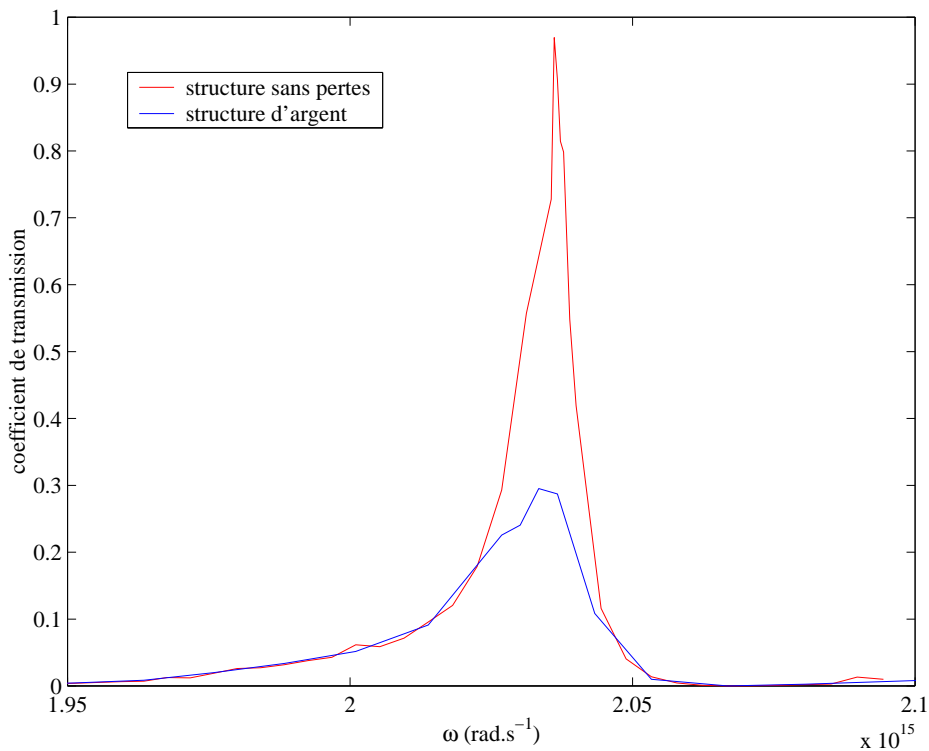


FIG. 7.3 – Spectre de transmission en incidence normale pour une structure d'argent et pour la même structure sans pertes.

On remarque que les pics sont situés à la même position en fréquence, on peut donc bien considérer, comme nous l'avons fait dans le chapitre précédent, que le mode observé est le même dans les deux cas de figure. En appelant K , le coefficient de proportionnalité reliant

7.2 INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR SUR LA TRANSMISSION

la largeur à mi-hauteur au terme de pertes. On trouve pour la structure d'Ag ($\gamma_R + \gamma_{NR} = K.(0,021.10^{15} \text{ rad.s}^{-1})$), et pour la structure sans pertes $\gamma_R = K.(0,011.10^{15} \text{ rad.s}^{-1})$. On peut donc obtenir la valeur du rendement radiatif du mode $\eta \approx 0,52$, soit la hauteur du pic de transmission $T = \eta^2 \approx 0,27$. On constate que l'on retrouve bien la hauteur du pic de transmission de la figure 7.2 grâce au rendement radiatif.

Nous nous intéresserons dans la suite à ce pic. Tous les calculs seront donc réalisés à $\lambda = 0,93 \mu\text{m}$.

7.2 Influence de l'épaisseur sur la transmission

7.2.1 Dépendance en épaisseur

Une fois que nous connaissons la longueur d'onde pour laquelle on a une résonance de la transmission, il est possible de regarder la variation de celle-ci lorsque l'épaisseur de la structure augmente. C'est ce que nous avons fait pour deux tailles de trous différentes $a = 0.25 \mu\text{m}$ et $a = 0.15 \mu\text{m}$. Le résultat est représenté sur la figure 7.4.

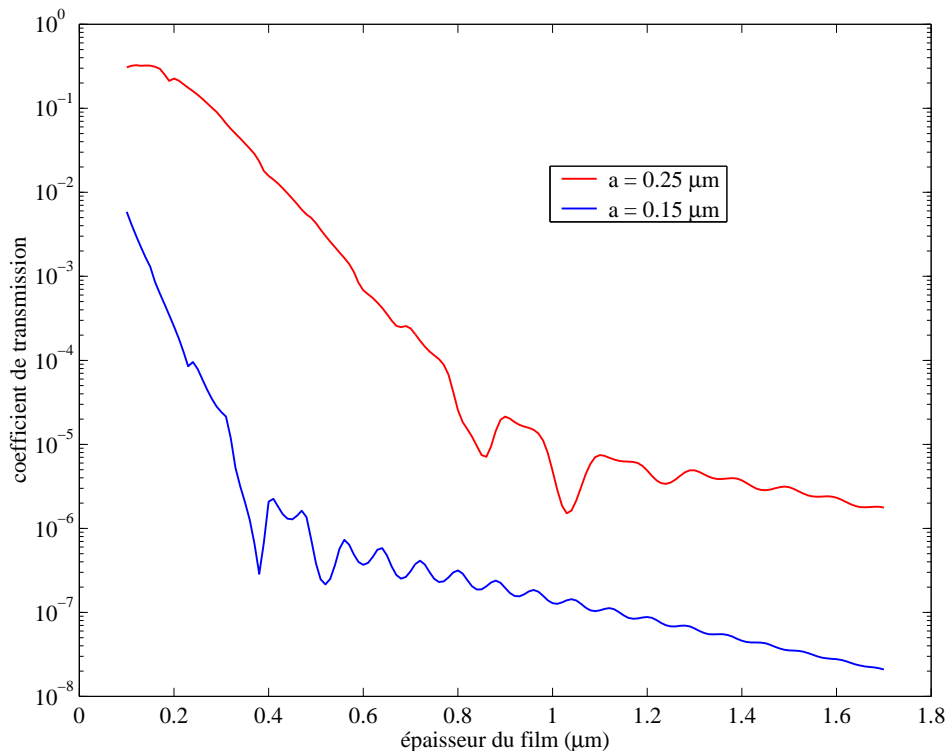


FIG. 7.4 – Variation du coefficient de transmission avec l'épaisseur pour deux tailles de trous différentes.

Comme nous pouvions nous y attendre, la transmission est plus faible dans le cas d'un trou plus petit. Mais l'intérêt de cette figure réside surtout dans le fait que l'on voit clai-

rement apparaît deux régimes de transmission. Pour chacune des courbes on distingue effectivement deux parties, la première montre une décroissance exponentielle importante, puis lorsque l'épaisseur augmente, on voit apparaître un mode à décroissance beaucoup plus faible ainsi que des oscillations de fréquence élevée. On observe de plus un phénomène de battement lors du passage d'un régime à l'autre.

Tout se passe comme si l'on avait deux modes de propagation superposés dans les trous. Le premier mode que l'on voit possède un vecteur d'onde k_z suivant l'axe z de partie imaginaire importante, ce qui explique la décroissance rapide de la transmission (on ne peut donc l'observer que pour des épaisseurs faibles de la structure). Le second possède un vecteur d'onde k_z de partie imaginaire plus faible puisque la décroissance est moins importante, et avec une partie réelle grande, ce qui explique les oscillations de fréquence spatiale élevée que l'on observe sur cette zone. Ce mode à décroissance faible est moins bien excité que le premier mode par l'onde plane incidente, de sorte que l'on ne le voit apparaître que lorsque ce dernier a été suffisamment atténué. Pour des épaisseurs plus grandes, le premier mode est trop atténué pour qu'on puisse le distinguer et l'on ne voit donc plus que le second.

7.2.2 Rôle des pertes

Nous pouvons nous demander quel rôle jouent les pertes sur ces modes de transmission. Nous avons pour cela recalculé la variation du coefficient de transmission avec l'épaisseur en divisant par vingt les pertes par absorption de l'argent, c'est à dire que nous avons pris une constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ du matériau telle que :

$$\epsilon(\omega) = Re[\epsilon_{Ag}(\omega)] + j \frac{Im[\epsilon_{Ag}(\omega)]}{20} \quad (7.3)$$

Le résultat de ce calcul est représenté sur la figure 7.5. En référence, nous avons aussi représenté le calcul avec les pertes classiques.

La première observation que nous pouvons faire est que la pente du premier mode ne change pas, ce qui signifie donc que ce mode est peu sensible aux pertes dans le matériau. Le fait que la transmission est un peu plus faible (décalage vers le bas) montre simplement que ce mode est moins excité que dans le cas des pertes classiques. Le comportement du second mode change de manière plus visible lorsque l'on passe à des pertes moins importantes. Tout d'abord les oscillations ont une amplitude beaucoup plus grande et leur fréquence reste la même. De plus la décroissance exponentielle du mode semble plus faible dans le cas

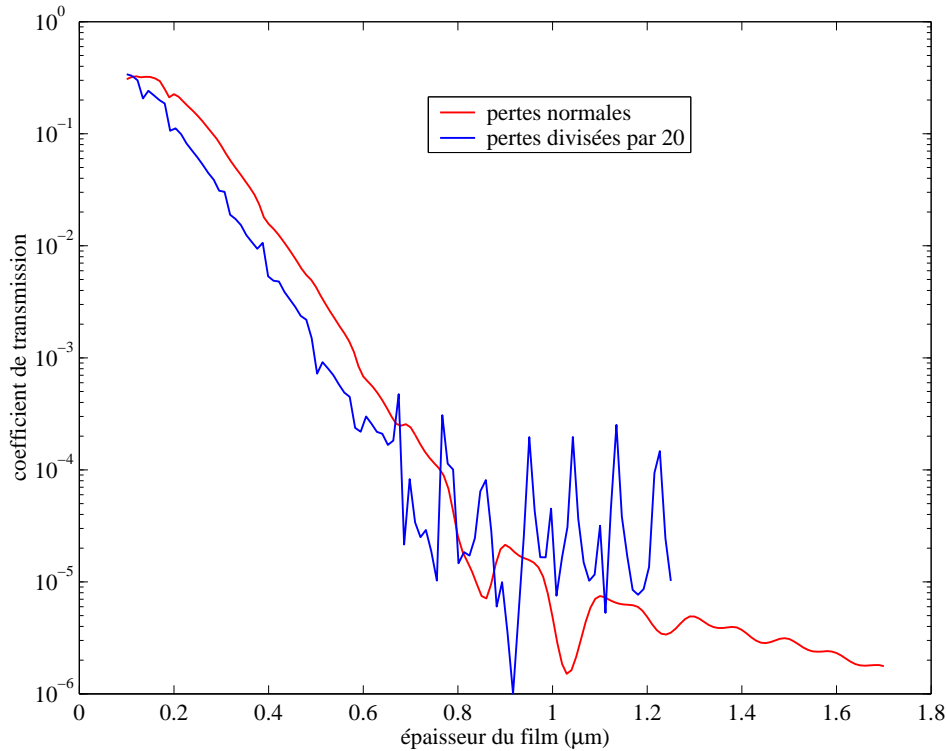


FIG. 7.5 – Variation du coefficient de transmission avec l'épaisseur pour des facteurs de pertes différents.

des pertes faibles. Les deux modes se comportent donc différemment avec les pertes : elles affectent peu le premier mode, alors que le second y est plus sensible.

7.3 Analyse modale

7.3.1 Analyse des modes du réseau

Nous nous plaçons dorénavant dans le cas de trous de côté $a = 0,25 \mu\text{m}$ et de la constante diélectrique classique de l'argent, c'est-à-dire avec toutes les pertes. Dans le but de retrouver les deux modes que nous avons abordé dans la section précédente, tels qu'ils sont calculés par la méthode RCWA, nous pouvons de la même manière que Popov *et al.* (2000) représenter les modes de la structure dans un plan $[Re(k_z), Im(k_z)]$. Cela revient à regarder les valeurs propres de la matrice M_k , définie dans le chapitre 2. Nous obtenons la figure 7.6.

On constate sur cette figure qu'il existe effectivement deux familles de modes : les modes pour lesquels k_z a une partie réelle faible et une partie imaginaire plus élevée d'une part et les modes pour lesquels k_z a une partie imaginaire faible et une partie réelle élevée d'autre part. Il semble clair que le premier mode que nous avons distingué sur la figure

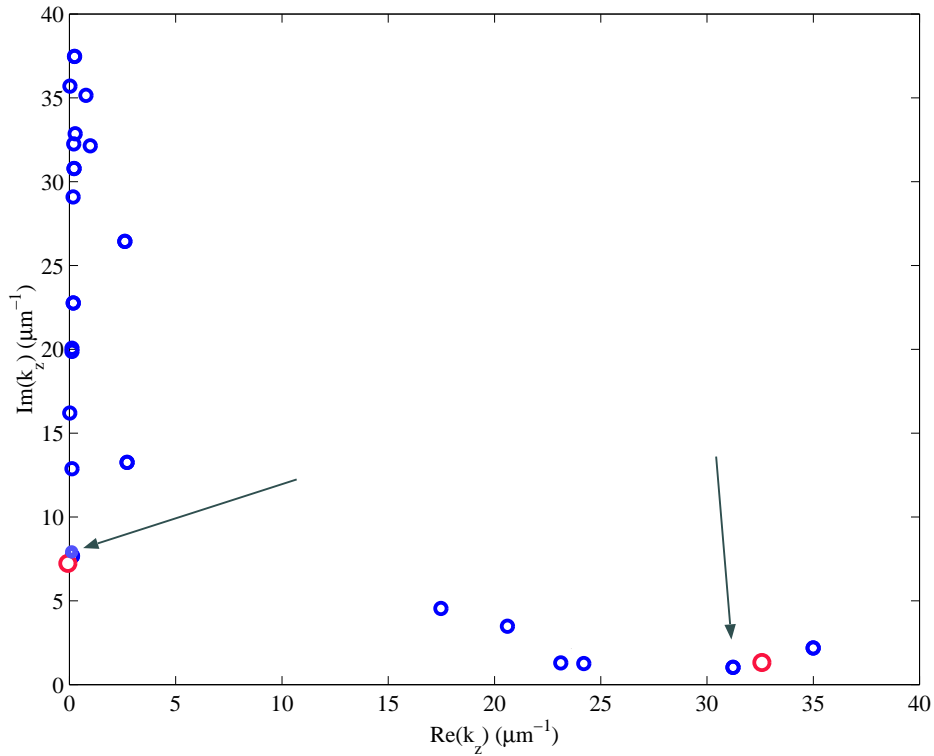


FIG. 7.6 – Répartition des modes de la structure dans un plan $[Re(k_z), Im(k_z)]$. En rouge, les points calculés à partir de la figure 7.4.

7.4 fait partie de la première catégorie alors que le mode à décroissance plus faible de la deuxième.

Nous pouvons grâce à la pente de la décroissance exponentielle du mode et, dans le cas du mode à décroissance faible grâce aussi à la période spatiale des oscillations, remonter aux modes qui sont réellement excités dans la structure (les autres modes n'étant que très peu excités, ou à décroissance trop rapide pour qu'on les distingue). En analysant la figure 7.4, on peut ainsi obtenir le vecteur d'onde k_z correspondant à chaque mode. Il vient donc pour le mode à décroissance forte $k_z \approx i7,3 \mu m^{-1}$, et pour le second mode $k_z \approx 32,5 + i1,1 \mu m^{-1}$. Ces deux valeurs sont représentées en rouge sur la figure 7.6, elles correspondent bien à deux modes particuliers de la structure, pointés par les flèches. On constate que l'on peut ainsi isoler les deux modes principaux du réseau.

On retrouve donc bien le type de répartition des modes de la structure qu'ont pu trouver Popov *et al.* (2000). Toutefois, ils attribuent l'apparition du pic de transmission à l'existence d'un mode à décroissance faible, alors que dans notre cas, le pic de la figure 7.2 est lié à l'autre type de mode. Pour une épaisseur $h = 0,2 \mu m$, nous sommes en effet sur le premier mode décrit dans la figure 7.4.

7.3.2 Recherche des modes d'un guide infini

Nous allons retrouver dans cette partie les modes d'un guide infini d'argent de section carrée dans le but de voir si il y a un recouplement avec les modes de la structure représentés sur la figure 7.6. Novotny et Hafner (1994) ont examiné les modes complexes d'un guide d'onde infini d'aluminium, cylindrique de section circulaire, le coeur du guide étant en verre. Ils ont montré en particulier *qu'il n'y a plus de fréquence de coupure* lorsque l'on utilise un métal réel et non un métal parfait. C'est-à-dire, qu'il n'existe plus de modes purement évanescents ou purement propagatifs dans le guide.

a Modèle adopté

Nous résumons ici la démarche développée dans l'annexe A.

Nous considérons à présent un guide d'onde infini, de section carrée, de côté $a = 0,25 \mu\text{m}$. L'intérieur du guide est vide - ou rempli d'air - et l'extérieur est en Ag. Il est possible grâce aux équations de Maxwell de remonter à la structure du champ électromagnétique dans le guide. Les conditions de continuité à chaque interface, traduites par la notion d'impédance de surface, permettent ensuite de trouver un système linéaires d'équations de plusieurs inconnues. Les solutions non triviales de ce système sont les modes du guide. Il nous faut donc annuler le déterminant du système pour trouver les modes. Nous avons alors codé un programme de minimisation de ce déterminant. Nous avons associé un mode du guide à une valeur du déterminant inférieure de plus de vingt ordres de grandeur par rapport à sa valeur moyenne au voisinage du point.

b Résultats

Contrairement au cas du guide parfaitement conducteur, nous trouvons qu'il n'y a pas de fréquence de coupure pour les guides à pertes. Toutefois, un mode sans fréquence de coupure s'atténue quand même rapidement. C'est un résultat qui est en accord avec les travaux de Novotny et Hafner (1994). Il est donc possible de trouver des modes possédant une partie réelle de k_z non nulle pour des dimensions du trou petites. Nous avons par exemple suivi un mode du guide en fonction de la taille du trou (Figure 7.7).

Nous pouvons constater sur cette figure que pour des dimensions du trou grande devant la longueur d'onde, on retrouve, comme pour les métaux parfaits, le fait que le vecteur d'onde k_z est réel et proche de k_0 , module du vecteur d'onde dans le vide. La différence avec les métaux parfaits est notable pour des trous de dimensions plus faibles. Alors que pour le métal parfait, on passe à des vecteurs d'onde k_z purement imaginaires, on voit ici

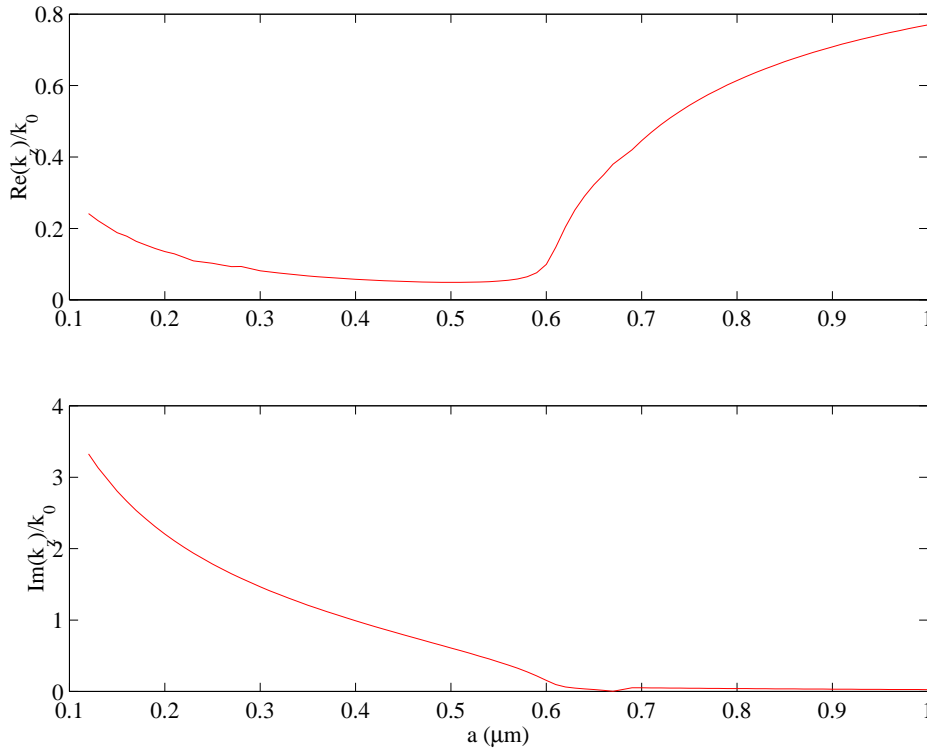


FIG. 7.7 – Variations des parties réelle et imaginaire de k_z en fonction de la taille a du guide, pour une longueur d’onde $\lambda = 0,93 \mu\text{m}$.

que la partie réelle de k_z ne s’annule jamais et qu’elle augmente avec la diminution de la taille du trou. La question est alors : peut-on trouver des modes tels que k_z a une grande partie réelle et une partie imaginaire faible ?

Nous avons représenté sur la figure 7.8 les modes que l’on obtient avec un trou de côté $a = 0,25 \mu\text{m}$ dans le plan $[Re(k_z), Im(k_z)]$.

On peut constater sur cette figure qu’il n’y a pas de modes pour lesquels k_z a une grande partie réelle par rapport à sa partie imaginaire. Les modes que l’on obtient pour un trou de cette dimension s’éloignent en fait relativement peu de la position de modes du guide de métal parfait. Les modes que nous avons observés sur la figure 7.6 sont donc propres à la structure considérée, nous ne pouvons pas les relier aux modes du guide infini.

7.3.3 Interprétation et perspectives

Pour aller un peu plus loin dans nos conclusions, nous avons aussi regardé le champ électromagnétique dans une structure d’épaisseur plus importante $h = 1,6 \mu\text{m}$. À l’entrée d’un trou, nous avons pu vérifier que le champ se comporte de la même manière que pour

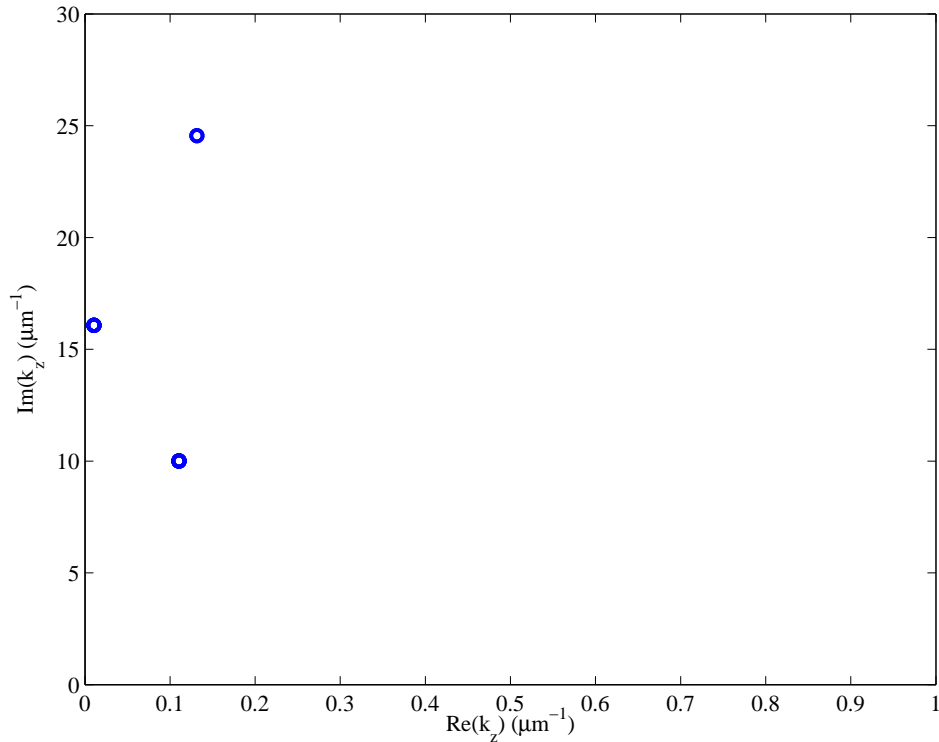


FIG. 7.8 – Modes du guide infini dans un plan $[Re(k_z), Im(k_z)]$ pour un trou de côté $a = 0,25 \mu\text{m}$.

une structure d'épaisseur faible. En prenant une épaisseur plus importante, nous pouvons donc espérer voir les différents modes que nous avons défini dans les sections précédentes suivant que l'on se place à l'entrée du trou ou bien à la sortie.

Nous avons représenté sur la figure 7.9 l'intensité du champ électrique transverse à différentes altitudes.

Possédant les valeurs des champs électrique et magnétique, nous pouvons dans un premier temps tenter de remonter aux pertes de chaque mode. Pour cela, nous nous plaçons à une altitude z donnée, et nous normalisons les pertes volumiques, caractérisées par $\frac{1}{2}\omega\epsilon_0 Im[\epsilon(\omega)] |E|^2$, par la densité d'énergie volumique, caractérisée par $\frac{1}{2}(\epsilon_0 |E|^2 + \mu_0 |H|^2)$. Nous appelons Γ le rapport de ces deux grandeurs intégrées sur une section de taille $\Lambda_1 \times \Lambda_2$. À l'entrée du trou, on peut estimer avoir un coefficient Γ_1 correspondant au premier mode (que l'on suppose prépondérant devant les autres), et à la sortie un coefficient Γ_2 correspondant au second (il ne reste plus que ce mode dans le trou). On obtient $\Gamma_2/\Gamma_1 \approx 2,2$. Cela va dans le même sens que les conclusions de la figure 7.5, c'est-à-dire que le mode à décroissance faible est plus sensible aux pertes que le premier mode.

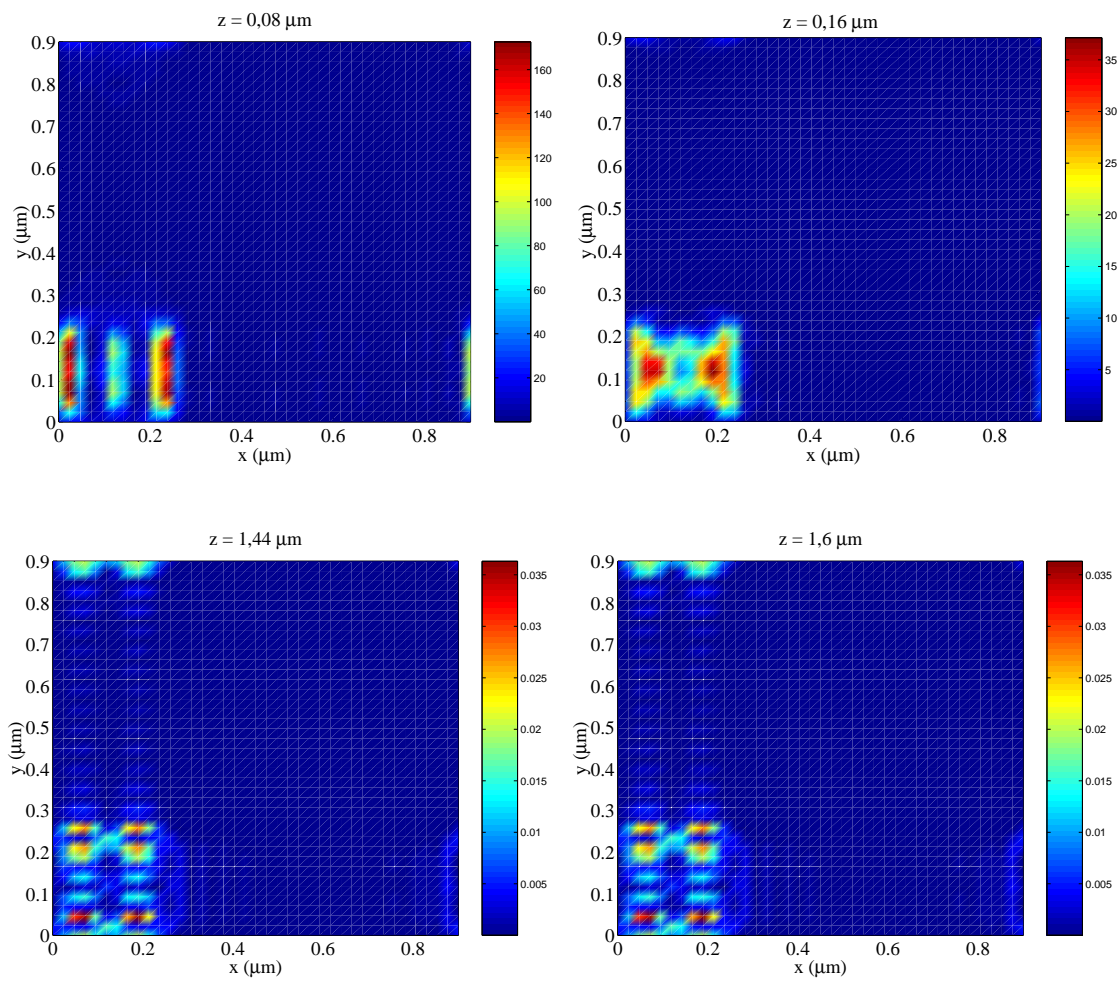


FIG. 7.9 – Valeurs de l'intensité du champ électrique transverse à différentes altitudes z .

Nous pouvons aussi constater qu'à la sortie du trou, l'allure de l'intensité du champ électrique transverse varie peu, contrairement à ce qu'il se passe à l'entrée. Cela signifie qu'au bout d'une certaine distance il ne reste qu'un seul mode. Ce mode est *a priori* très intéressant puisqu'il est à décroissance faible (voir figure 7.4). Son exploitation permettrait ainsi d'obtenir des effets de résonance en transmission pour des épaisseurs plus importantes de la structure.

On peut voir sur la figure 7.9 que ce mode à décroissance faible a une structure particulièrement complexe, il est donc possible que le couplage de ce mode avec une onde plane (ce qui est le cas de notre calcul) ne soit pas optimal. Pour vérifier cela, nous avons calculé un coefficient de couplage entre l'onde plane incidente et le mode. Si l'on appelle A le coefficient de couplage du mode, caractérisé par les champs transverses \mathbf{E}_{mode} et \mathbf{H}_{mode} avec l'onde plane incidente, caractérisée par les champs uniformes \mathbf{E}_{inc} et \mathbf{H}_{inc} , il est possible d'obtenir une approximation du coefficient A par une intégrale de recouvrement telle que (Jackson 2001) :

$$A \approx \frac{1}{2} \int_S (Re(\mathbf{E}_{mode}) \cdot \mathbf{E}_{inc} + Z^2 Re(\mathbf{H}_{mode}) \cdot \mathbf{H}_{inc}) da \quad (7.4)$$

où Z est l'impédance du mode, et S la section du trou. On sait que :

$$\mathbf{H}_{mode} = \frac{\pm 1}{Z} \mathbf{e}_z \wedge \mathbf{E}_{mode} \quad (7.5)$$

d'où l'on peut donc déduire la relation :

$$Z^2 = \frac{\int_S (|E_{mode,x}|^2 + |E_{mode,y}|^2) da}{\int_S (|H_{mode,x}|^2 + |H_{mode,y}|^2) da} \quad (7.6)$$

La relation 7.4 peut alors s'écrire :

$$A \approx \frac{1}{2} \int_S \left(Re(\mathbf{E}_{mode}) \cdot \mathbf{E}_{inc} + \frac{\int_S (|E_{mode,x}|^2 + |E_{mode,y}|^2) da}{\int_S (|H_{mode,x}|^2 + |H_{mode,y}|^2) da} Re(\mathbf{H}_{mode}) \cdot \mathbf{H}_{inc} \right) da \quad (7.7)$$

Si l'on calcule le coefficient de couplage A du mode à décroissance faible avec le champ électromagnétique incident, on obtient $A \approx 5,6 \cdot 10^{-5}$. C'est effectivement l'ordre de grandeur de ce que l'on observe sur la figure 7.4 si l'on prolonge la direction du second mode vers les épaisseurs faibles.

Ce mauvais couplage est dû à la structure complexe du mode : les variations rapides du champ électromagnétique impliquent que le recouvrement avec une onde plane est mauvais. Une possibilité pour exciter ce mode est de placer une source ponctuelle de rayonnement - atome ou molécule - sur un point chaud du mode, c'est-à-dire un point pour lequel l'intensité du champ est importante. On peut alors espérer optimiser le couplage avec le mode à décroissance faible, ce qui est loin d'être le cas de l'onde plane. On peut alors imaginer de coupler deux atomes de façon efficace à l'aide d'une telle structure.

7.4 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons étudié la transmission par un réseau de trous carrés, se rapprochant des réseaux étudiés expérimentalement par Ebbesen *et al.* (1998). Nous avons pu montrer que la loi reliant la transmission du pic au rendement radiatif $T = \eta^2$, définie dans le chapitre 6, reste valable dans le cas de structures à deux directions de périodicité.

Dans le but d'affiner l'étude des modes qui pouvaient exister dans la cavité formée par le trou, nous avons étudié le cas de guides à pertes, infinis, cylindriques de section carrée, et montré qu'ils n'ont pas de vraie fréquence de coupure. Néanmoins, les modes sont très atténués, et le comportement du guide infini ne permet pas de conclure sur les modes pouvant exister dans la structure.

Au niveau de la structure, nous avons observé que des modes à faible atténuation existent. Nous avons montré qu'ils sont toutefois mal excités par une onde plane, car ces modes possèdent une structure complexe qui n'est pas adaptée à l'excitation par un champ uniforme. Par contre, ces modes peuvent être fortement excités par des sources ponctuelles.

Chapitre 8

Transmission résonante dans l'infrarouge

Table des matières

8.1	Réseau de fentes en SiC	157
8.1.1	Réseau étudié et spectre en transmission	157
8.1.2	Caractère résonant de la transmission	158
8.2	Transmission sans ondes de surface	163
8.2.1	Indice d'un matériau fictif	163
8.2.2	Comparaisons	164
8.3	Réseau de trous	167

Avant-propos

Jusqu'à présent, nous n'avons traité pour les réseaux en transmission, que de structures métalliques. Sur des systèmes étudiés classiquement dans la littérature, pour des réseaux de fentes comme pour des réseaux de trous, nous avons retrouvé et expliqué le phénomène de transmission résonante mis en évidence par Ebbesen *et al.* (1998). Nous avons vu que pour de tels systèmes, les plasmons polaritons de surface sont impliqués dans l'effet de transmission, mais ne sont pas les seuls facteurs qui entrent en ligne de compte. Les résonances qui sont à l'origine des pics de transmission sont en fait un couplage de ces modes de surface avec des modes de cavité propagatifs, ou à faibles pertes.

Dans les parties précédentes, nous avons aussi étudié et mis en valeur le fait que les plasmons polaritons ou les phonons polaritons sont des modes électromagnétiques similaires, bien qu'ayant une origine microscopique très différente. Nous avons établi par exemple l'équivalence des travaux sur l'émission thermique menés sur des métaux (Kreiter *et al.* 1999) et impliquant les plasmons polaritons de surface et sur le SiC (Greffet *et al.* 2002), qui met en jeu les phonons polaritons de surface. Nous pouvons donc nous attendre sans grande surprise à voir un effet de transmission résonante en prenant un matériau susceptible de porter des phonons polaritons de surface. Le SiC est de ce point de vue un excellent candidat. Ce matériau a effectivement une résonance de surface très prononcée et moins éloignée dans l'infrarouge que la plupart des matériaux. En outre, sa constante diélectrique est très bien décrite par le modèle d'oscillateur exposé dans le chapitre 4. C'est donc avec ce matériau que nous poursuivrons notre étude de la transmission résonante.

L'intérêt de travailler avec un matériau polaire comme le SiC est de transposer l'étude de la transmission résonante des métaux à un milieu diélectrique dans le domaine d'existence des phonons polaritons de surface. Notons que des travaux ont été réalisés dans l'infrarouge très lointain (domaine des fréquences terahertz, c'est-à-dire des longueurs d'onde de l'ordre de la centaine de microns), mettant en évidence des effets de transmission dus aux plasmons de surface dans des structures constituées de silicium dopé, autour de fréquences de l'ordre de quelques terahertz (Gómez-Rivas *et al.* 2003).

Nous nous sommes intéressés à regarder ce qu'il peut se passer lorsque le matériau utilisé dans ces structures ne peut pas porter d'ondes de surface. Rejoignant d'une certaine manière les points de vue de Astilean *et al.* (2000) et de Treacy (2002), nous montrons qu'il n'est pas nécessaire d'avoir des ondes de surface pour obtenir un phénomène de transmission, même si celles-ci participent aux résonances du matériau lorsqu'elles existent.

8.1 Réseau de fentes en SiC

8.1.1 Réseau étudié et spectre en transmission

Le réseau que nous étudions dans cette section a une structure tout à fait similaire à celui sur lequel nous avons déjà travaillé dans le chapitre 6 sur les fentes en argent : Il s'agit donc d'un réseau rectangulaire dans lequel l'argent est remplacé par le carbure de silicium, la structure reste entourée d'air (Figure 8.1). La période de ce nouveau réseau de fentes est de $\Lambda = 6,0 \mu\text{m}$, la structure a une épaisseur $h = 3,15 \mu\text{m}$ et un coefficient de remplissage $F = 0,9$, ce qui correspond à des fentes de 600 nm de large.

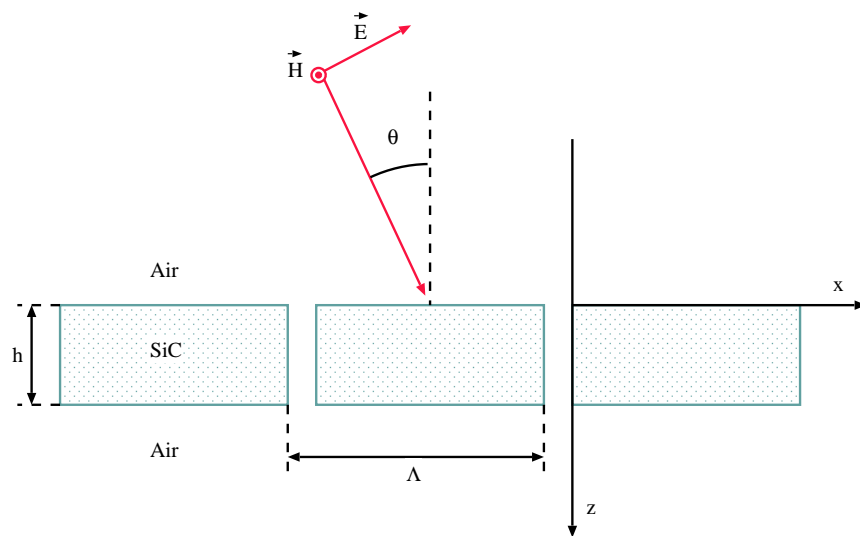


FIG. 8.1 – Structure étudiée. Le système est éclairé en polarisation p , sous l'incidence θ .

Le SiC est opaque sur une petite bande de longueur d'onde, entre $10,5$ et $12,8 \mu\text{m}$ environ (ou bien $\omega \in [780, 950] \text{cm}^{-1}$), qui est aussi la fenêtre sur laquelle on peut voir apparaître les phonons polaritons de surface. Lorsque cette structure est éclairée sous incidence normale, on obtient le spectre de la figure 8.2.

Un pic de transmission apparaît autour de $\lambda = 12 \mu\text{m}$. La hauteur de ce pic est de l'ordre de 67%. Il est assez large, ce qui peut nous laisser à penser que le mode résonant de la structure a un caractère de cavité à cet endroit. Nous allons montrer que l'on retrouve bien les caractéristiques de résonance que nous avons mises en avant dans le premier chapitre de cette partie.

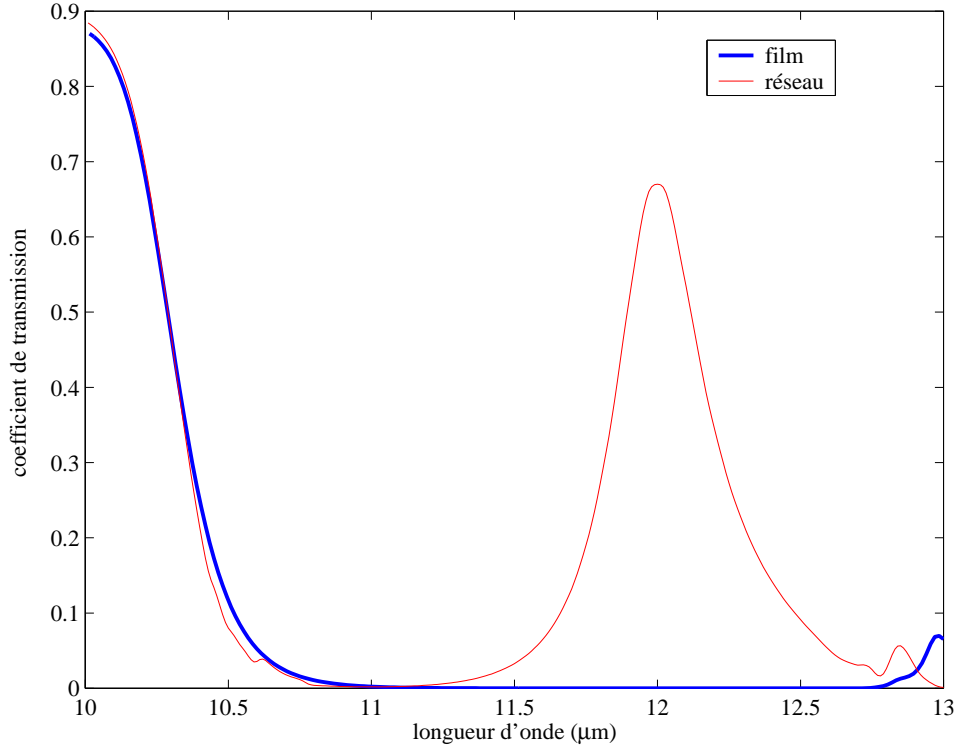


FIG. 8.2 – Spectres en transmission d'un réseau de SiC de période $\Lambda = 6,0 \mu\text{m}$ ainsi que d'un film de même épaisseur $h = 3,15 \mu\text{m}$.

8.1.2 Caractère résonant de la transmission

Nous avons vu dans le chapitre 6 que la transmission résonante, avec un matériau pouvant supporter des plasmons polaritons de surface, est le résultat de l'excitation de modes propres de la structure qui sont un couplage des modes de cavité existant dans les fentes et des modes de surface sur le matériau. Le but de cette section est de montrer que les résonances que nous avons précédemment définies avec les plasmons polaritons de surface se retrouvent ici avec les phonons polaritons de surface.

La figure 8.2 ne présente qu'un pic de transmission. Afin d'analyser le caractère résonant de ce pic, nous avons représenté sur la figure 8.3 les valeurs du coefficient de transmission dans un plan (ω, k_{\parallel}) .

Cette figure montre la relation de dispersion de modes propres de la structure de SiC. Le pic de transmission de la figure 8.2 correspond à la branche horizontale que nous pouvons voir autour de $\omega = 835 \text{ cm}^{-1}$. Nous avons déjà pu voir dans le chapitre 4 que l'asymptote de la relation de dispersion des phonons polaritons se situe aux environs de $\omega = 950 \text{ cm}^{-1}$, la branche horizontale que nous voyons ici est donc bien représentative d'un

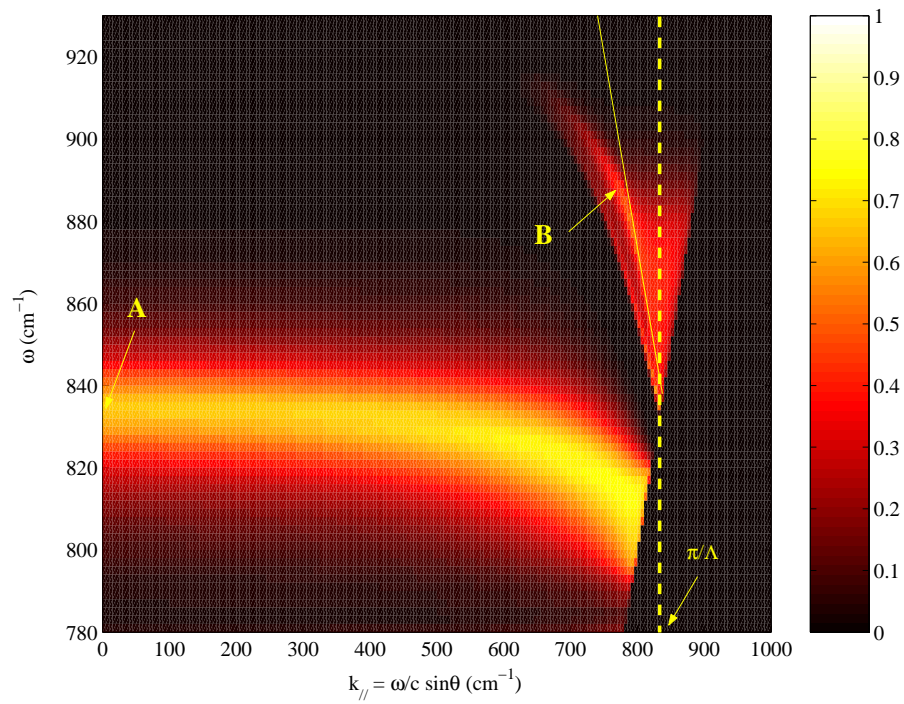


FIG. 8.3 – Valeurs du coefficient de transmission représentées dans un plan (ω, k_{\parallel}) . Les zones brillantes correspondent à des coefficients de transmission plus élevés, comme indiqué sur l'échelle de couleur. En pointillé, la limite de la première zone de Brillouin pour le réseau de période Λ , la seconde ligne jaune correspond au premier repliement du cône de lumière.

mode de cavité de la structure. Cette branche s'incurve ensuite lorsqu'elle s'approche des modes de surface : nous retrouvons donc la notion de modes couplés. Un peu plus haut en fréquence, nous pouvons aussi constater qu'il existe une résonance de la transmission sur des modes propres de la structure proche des modes de surface.

Nous allons à présent nous intéresser au point A représenté sur la figure 8.3. C'est le point qui correspond au maximum du pic de transmission de la figure 8.2. Nous avons représenté l'intensité du champ électrique dans la structure (Figure 8.4).

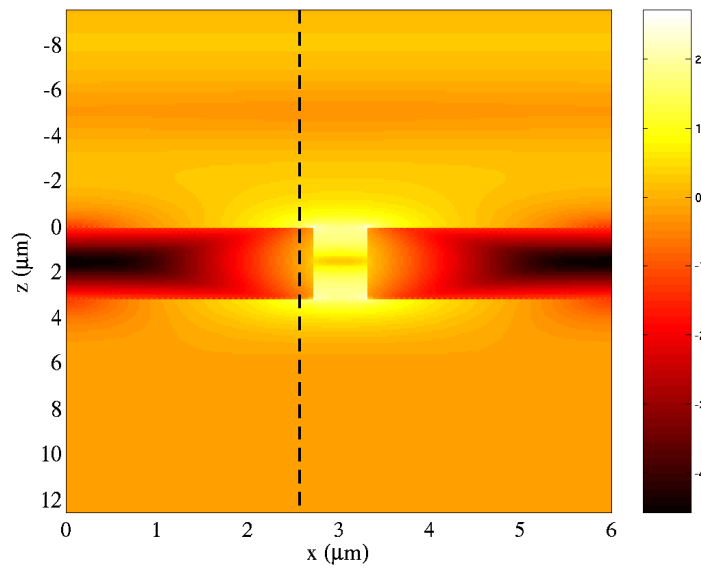


FIG. 8.4 – Intensité en échelle logarithmique du champ électrique sur une période de la structure au point A. La ligne en pointillé matérialise la coupe de la figure 8.5(a) à l'abscisse $x = 2,60 \mu\text{m}$.

On voit clairement apparaître une résonance à l'intérieur de la fente. Si nous prenons une coupe de cette intensité à travers le réseau, cette résonance est très visible (Figure 8.5(a)). De plus, cette coupe fait apparaître la décroissance exponentielle de l'intensité en champ proche ce qui traduit le caractère évanescent de la résonance du champ : des ondes évanescentes sont donc bien excitées. Dans un cas similaire, nous avons vu sur une structure d'Ag qu'on avait en fait plusieurs ondes de surface de k_{\parallel} différents excitées, c'est aussi ce que nous pouvons observer sur la figure 8.5(b) : tous les ordres évanescents sont excités, ce qui permet d'obtenir un champ fortement confiné près de l'ouverture. Le mode résonant a donc une structure très différente d'un phonon polariton de surface pour lequel k_{\parallel} est bien défini.

Intéressons nous maintenant au point B représenté sur la figure 8.3. Nous pouvons nous attendre à observer en ce point un caractère surfacique du mode. Nous avons représenté

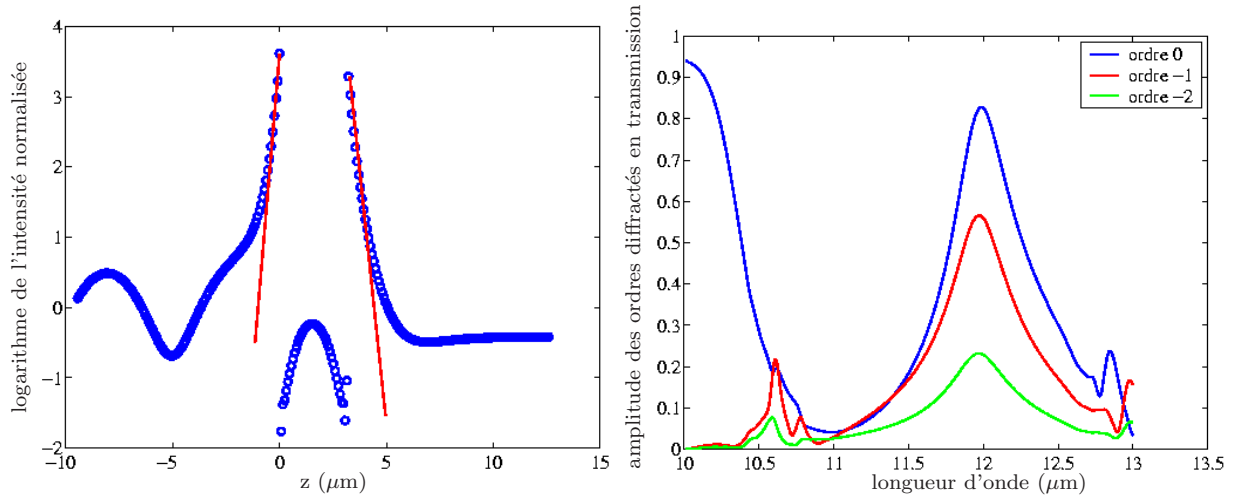


FIG. 8.5 – Point A : $\lambda = 12 \mu\text{m}$ et $\theta = 0^\circ$. (a) : coupe du logarithme de l'intensité du champ électromagnétique à l'abscisse $x = 2,60 \mu\text{m}$, les segments en rouge montrent le caractère exponentiellement décroissant de l'intensité lorsque l'on s'éloigne de l'interface. (b) : spectres en amplitude des premiers ordres diffractés en transmission par la structure.

sur la figure 8.6 l'intensité du champ électrique dans la structure.

On a un champ intense de chaque côté de la structure avec une résonance de cavité moins marquée. Pour aller plus loin, nous pouvons représenter une coupe de l'intensité à travers le réseau (Figure 8.7(a)). La résonance est de nouveau très visible puisque l'on voit bien une exaltation de l'intensité lorsque l'on s'approche de la structure. Toutefois, nous pouvons remarquer sur la figure 8.7(b) que seul l'ordre -1 résonne, c'est-à-dire qu'une seule onde de surface est excitée de façon résonante le long de l'interface. Dans ce cas, le champ au voisinage de l'interface a une structure proche de celle d'un phonon polariton de surface.

Nous retrouvons donc le même type de résultats avec des résonances de type phonon polariton ou bien des résonances de type plasmon polariton. Nous pouvons voir que l'étude que nous avons menée en détail dans le cas d'un métal est entièrement transposable dans le cas des matériaux polaires, bien que les résonances ne soient pas les mêmes d'un point de vue microscopique (vibrations des atomes dans le cas des matériaux polaires et oscillations collectives d'électrons dans le cas des métaux). Nous parvenons ainsi à utiliser les propriétés des résonances du SiC pour optimiser des structures permettant d'observer l'effet de transmission résonante dans l'infrarouge.

Toutefois, comme nous allons le voir tout de suite, il n'est pas nécessaire que des ondes de surface existent sur le matériau pour avoir de la transmission. Comment expliquer cela ?

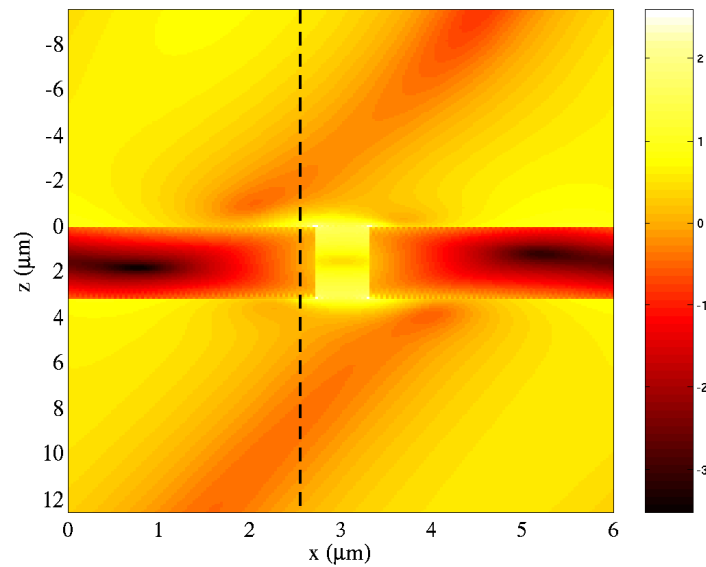


FIG. 8.6 – Intensité en échelle logarithmique du champ électrique sur une période de la structure au point B. La ligne en pointillé matérialise la coupe de la figure 8.5 à l'abscisse $x = 2,60 \mu\text{m}$.

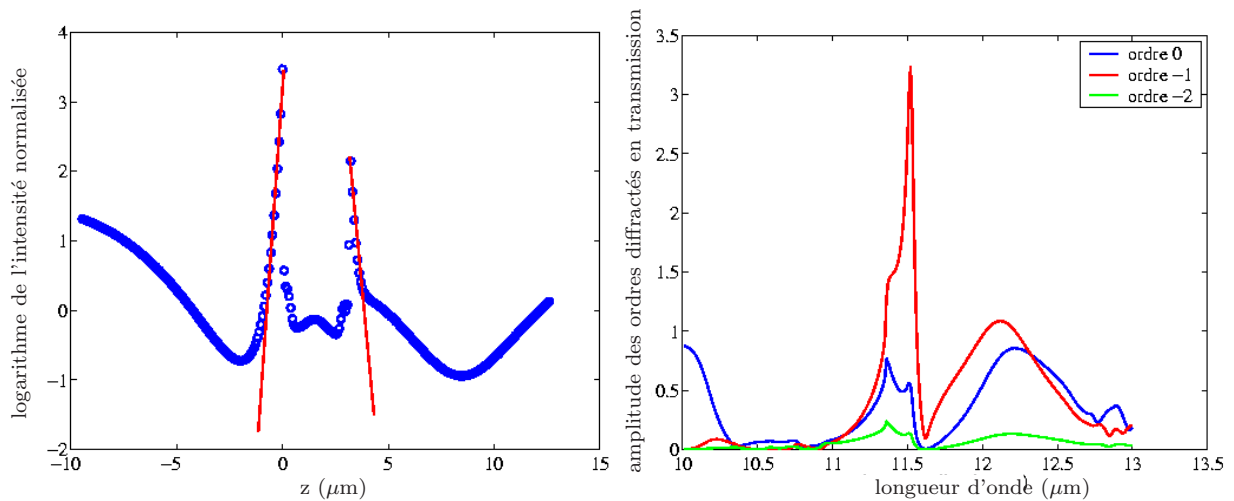


FIG. 8.7 – Point B : $\lambda = 11,36 \mu\text{m}$ et $\theta = 63,3^\circ$. (a) : coupe du logarithme de l'intensité du champ électromagnétique à l'abscisse $x = 2,60 \mu\text{m}$, les segments en rouge montrent le caractère exponentiellement décroissant de l'intensité lorsque l'on s'éloigne de l'interface. (b) : spectres en amplitude des premiers ordres diffractés en transmission par la structure.

8.2 Transmission sans ondes de surface

Nous avons montré qu'il était possible de retrouver des effets de transmission résonante en présence de phonons polaritons de surface aussi bien qu'avec des plasmons polaritons de surface. Étant maintenant entendu que ce phénomène existe quel que soit le type d'onde de surface supportée par le matériau, nous pouvons nous poser la question de savoir si un matériau qui ne porte pas de tels modes est susceptible de générer un comportement particulier en transmission. Pour cela nous avons considéré un matériau fictif, nommé X, qui ne peut pas supporter d'ondes de surface, car la partie réelle de sa constante diélectrique est choisie positive, mais qui serait proche du matériau initial. Son indice a une partie imaginaire égale à la partie imaginaire de l'indice du SiC, ce qui signifie que l'atténuation d'une onde électromagnétique dans le matériau X est la même que dans le SiC. Nous choisissons de plus la partie réelle de l'indice de manière à ce que la réflectivité d'une interface plane air/X soit la même que celle d'une interface plane air/SiC. De la sorte, le champ pénètre et est réfléchi de la même façon en amplitude. Ceci implique notamment que la transmission d'un film mince de matériau X est identique à celle d'un film de SiC. Ce matériau n'est donc pas choisi arbitrairement et permet de faire une comparaison sérieuse avec des structures de SiC.

8.2.1 Indice d'un matériau fictif

Notons $n = \eta + i\kappa$ l'indice du SiC et $n_X = \eta_X + i\kappa_X$ l'indice du matériau X. La première condition donnée plus haut sur l'indice de X est l'égalité des parties imaginaires des indices de X et du SiC, c'est-à-dire $\kappa_X = \kappa$. La seconde permet de trouver la partie réelle de l'indice. La réflectivité R d'une interface plane entre l'air d'indice 1 et le SiC d'indice n est donnée par :

$$R = \left| \frac{1 - n}{1 + n} \right|^2 = \frac{(1 - \eta)^2 + \kappa^2}{(1 + \eta)^2 + \kappa^2} \quad (8.1)$$

On peut en déduire que la partie réelle η de l'indice suit une équation du second degré de la forme :

$$(1 - R)\eta^2 - 2(1 + R)\eta + (1 - R)(1 + \kappa^2) = 0 \quad (8.2)$$

Les réflectivités étant les mêmes pour une interface air/SiC ou air/X, la partie réelle η_X de l'indice de X est aussi solution de l'équation 8.2. Connaissant η , κ et R , il est très simple d'en déduire la valeur de η_X . Nous avons représenté les valeurs des parties réelle et

imaginaire de l'indice de X en fonction de la longueur d'onde (Figure 8.8). Nous pouvons constater que l'on a toujours $\eta_X > \kappa$, ce qui signifie que la partie réelle de la permittivité reste positive. La condition usuelle pour que l'on puisse parler d'ondes de surface à l'interface air/X ($Re(\epsilon) < -1$) n'est donc jamais remplie sur l'intervalle de longueurs d'onde considéré.

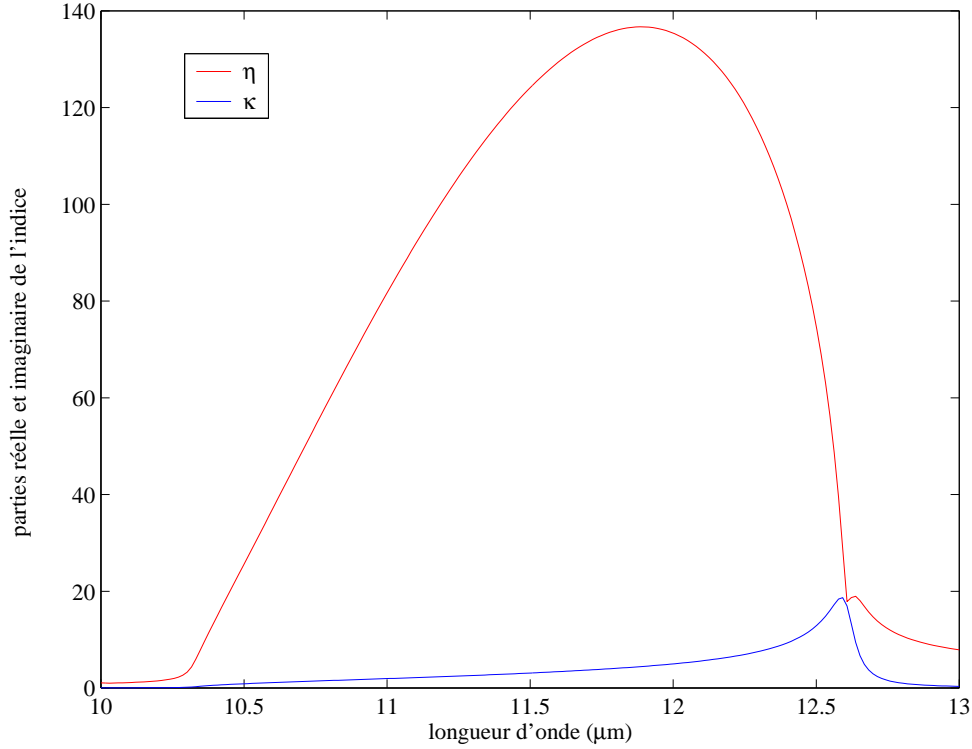


FIG. 8.8 – Parties réelle et imaginaire de l'indice du matériau fictif X.

Nous avons donc défini l'indice d'un matériau fictif, qui possède des propriétés semblables au SiC en terme d'atténuation et de réflectivité mais qui ne peut pas porter de modes de surface. Nous pouvons alors nous intéresser à la transmission par des structures utilisant ce matériau.

8.2.2 Comparaisons

Nous allons comparer des structures similaires constituées de SiC et du matériau X. Nous partons pour cela d'un film d'épaisseur h , qui doit avoir les mêmes propriétés radiatives dans les deux cas. Il faut donc choisir un film suffisamment épais pour que l'on puisse considérer que sa réflectivité est la même que celle d'une interface séparant deux milieux semi-infinis, il faut de plus nous placer dans un cas où un réseau de SiC d'épaisseur h permet d'observer un effet de transmission résonante. Ceci est possible car le phénomène de transmission est lié à des résonances de structure qui dépendent de la cavité formée

8.2 TRANSMISSION SANS ONDES DE SURFACE

par une fente. L'épaisseur de celle-ci gouverne donc en partie la transmission via un effet de Fabry-Pérot. On retrouve donc régulièrement un pic de transmission autour de $12\ \mu\text{m}$ lorsque l'épaisseur du réseau de SiC varie. Nous nous sommes placés dans les calculs qui ont suivi à une épaisseur $h = 15\ \mu\text{m}$, pour laquelle on retrouve un pic de transmission de l'ordre de 30%. On a aussi $h > \lambda$, ce qui est bien supérieur à l'épaisseur de peau du SiC (ou de X) dans la gamme de longueurs d'onde observée, on peut donc considérer le film comme un milieu semi-infini.

La structure que nous avons examinée est la même dans les deux cas : il s'agit toujours d'un réseau de période $\Lambda = 6\ \mu\text{m}$, avec des fentes de 600 nm de large. Nous avons représenté les spectres en transmission du réseau et du film de même épaisseur pour chaque matériau sur la figure 8.9.

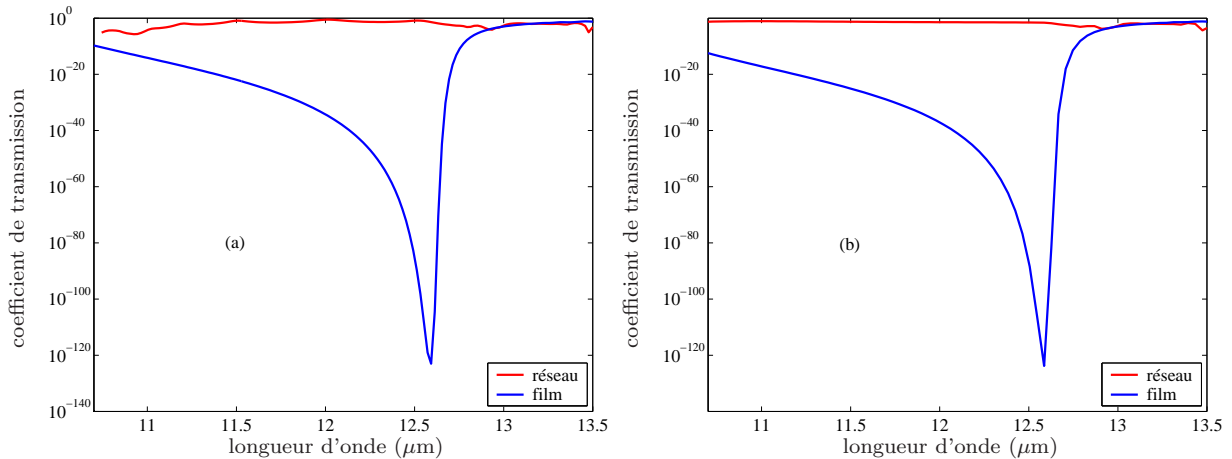


FIG. 8.9 – Comparaison des spectres en transmission de réseaux de SiC (a), et du matériau X (b), de caractéristiques identiques : période $\Lambda = 6\ \mu\text{m}$, épaisseur $h = 15\ \mu\text{m}$ et coefficient de remplissage $F = 0,9$. En bleu sur chaque figure apparaît la transmission du film de même épaisseur.

Les films de SiC et de X ont sensiblement la même transmission. Pour le réseau de X, la transmission passe de moins de 10^{-20} à environ 8% : il existe donc bien un effet de résonance pour ce matériau. Toutefois, la résonance semble plus faible que pour la structure de SiC, pour laquelle la transmission atteint environ 30%. Il est donc intéressant de regarder ce qu'il se passe aussi en champ proche. Nous avons pour cela représenté sur la figure 8.10 l'intensité du champ électrique sur une période du réseau. L'intensité a été prise pour chaque structure à la longueur d'onde pour laquelle la transmission est maximale, c'est-à-dire à $\lambda = 12\ \mu\text{m}$ pour le SiC, et à $\lambda = 11\ \mu\text{m}$ pour le matériau X.

Il semble que l'exaltation du champ soit plus importante dans le cas du SiC que dans

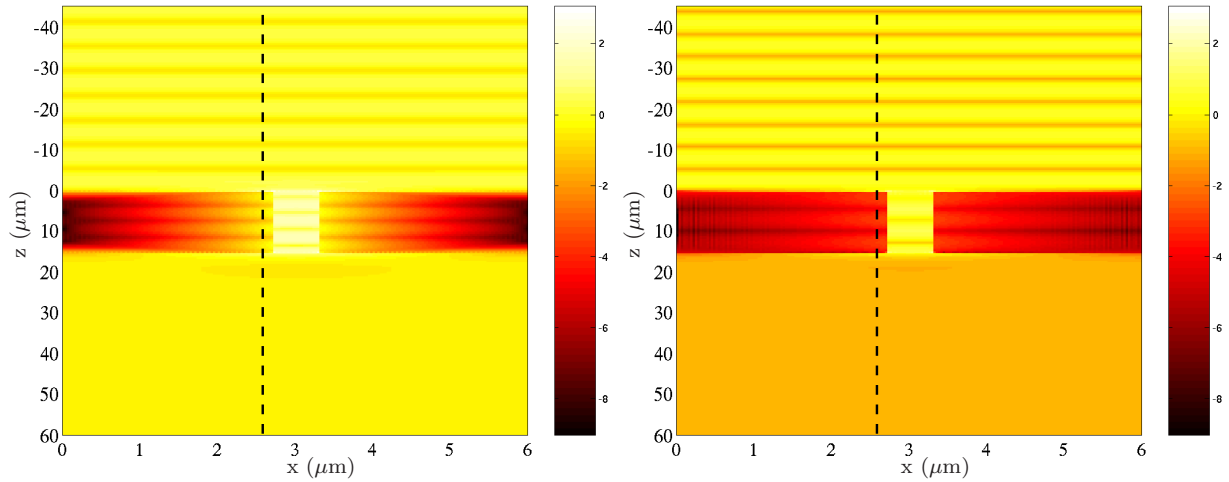


FIG. 8.10 – Comparaison de l'intensité du champ électrique en échelle logarithmique pour deux structures de SiC (a) et de X (b). La ligne en pointillé matérialise la coupe à l'abscisse $x = 2,60 \mu\text{m}$.

le cas du matériau X. Pour confirmer ce point de vue, nous pouvons tracer l'intensité du champ électrique le long d'une coupe du réseau à l'abscisse $x = 2,60 \mu\text{m}$, représentée en pointillé sur la figure 8.10. Nous obtenons alors la figure 8.11.

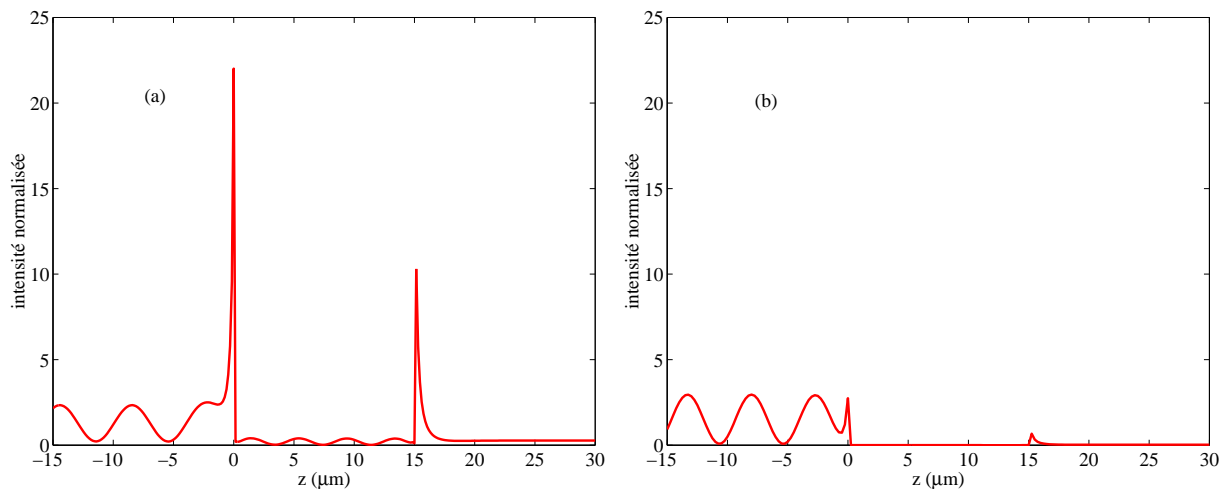


FIG. 8.11 – Comparaison d'une coupe de l'intensité du champ électrique pour deux structures de SiC (a) et de X (b). Les deux figures ont été mises à la même échelle.

Nous pouvons constater que le champ proche est effectivement exalté dans le cas d'une structure de SiC, alors qu'il ne l'est pas dans le cas du matériau X. Nous voyons donc dans le cas du SiC qu'il y a toujours excitation d'un phonon polariton de surface sur la structure. Toutefois, la présence d'onde de surface n'est pas nécessaire à l'apparition d'un phénomène de transmission résonante, comme nous le montre le comportement en transmission de la structure X. Pour cette dernière, il est probable qu'un mode de cavité

soit excité. Nous rejoignons ici les conclusions de Astilean, Lalanne, et Palamaru (2000) et Baida *et al.* (2004) sur des réseaux métalliques en Ag : la transmission est due à l'excitation d'une résonance de cavité. Ce mode est une résonance de la structure, mais ne peut pas se coupler à des ondes de surface puisque le matériau X a été conçu pour ne pas en accepter.

Il faut bien comprendre que le phénomène de transmission est lié aux résonances de la structure. Lorsque des ondes de surface peuvent être supportées par le matériau, elles font partie intégrante de ces résonances. Cela signifie simplement que lorsque c'est possible, les modes d'oscillation collective du système (plasmons ou phonons) participent aux résonances de la structure : les modes propres ne sont pas les mêmes en présence ou non de ces modes, ce qui change les caractéristiques en position, largeur et hauteur des pics de transmission. Nous pouvons résumer ceci en termes simples : des pics de transmission peuvent exister avec ou sans ondes de surface, à condition qu'une résonance du système soit excitée à la bonne fréquence.

8.3 Réseau de trous

Nous nous sommes aussi intéressé au cas de structures de SiC à deux directions de périodicité. Nous nous sommes basés ici sur les travaux réalisés au laboratoire d'Optique P. M. Duffieux de Besançon par Baida et Van Labeke (Baida et Van Labeke 2002; Baida et Van Labeke 2003). Ces auteurs travaillent sur des réseaux de trous, c'est-à-dire des structures à deux dimensions de périodicité. Ils partent du constat que l'on arrive à mieux transmettre du rayonnement avec des fentes plutôt qu'avec des trous. Or, si l'on considère des métaux parfaits, un mode TEM propagatif peut exister dans les fentes, alors que des trous de dimension inférieure à $\lambda/2$ ne peuvent porter que des modes évanescents. La conclusion est simple : si la structure n'a pas de fréquence de coupure, la transmission peut être élevée. Les auteurs se basent alors sur le fait qu'une structure coaxiale en métal parfait n'a justement pas de fréquence de coupure : si l'on bouche en partie les trous de notre réseau, on doit donc pouvoir observer une exaltation de la transmission. C'est effectivement ce qu'il se passe. Une structure classique avec des trous partiellement remplis montre des pics de transmission 4 à 5 fois plus hauts que ceux obtenus avec les trous seuls. Nous avons représenté une structure de ce type sur la figure 8.12.

Un inconvénient de ces réseaux est que la structure coaxiale est difficilement réalisable. Toutefois, il est possible de contourner ce problème en réalisant un réseau de "demi-trous" (Figure 8.13). On peut effectivement montrer qu'un tel système possède les mêmes modes que le système coaxial complet. Un tel type de structure a été examiné par (Shi *et al.* 2003).

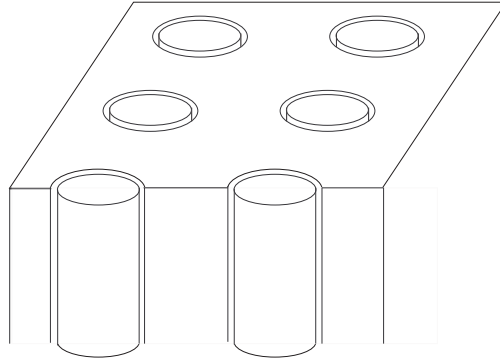


FIG. 8.12 – Structure proposée par Baida et Van Labeke : on crée des canaux de transmission grâce à une structure coaxiale, et non un simple réseau de trous.

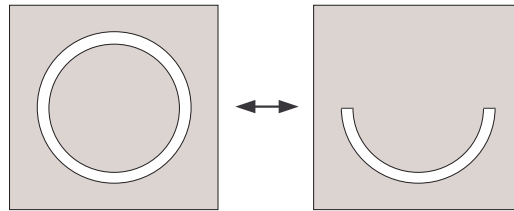


FIG. 8.13 – Deux structures équivalentes.

Nous avons repris cette idée, en l’appliquant sur une structure de SiC. Nous avons examiné le cas d’un réseau en “U” représenté en vue de dessus sur la figure 8.14.

Nous avons essayé d’optimiser la transmission d’un tel réseau, le résultat obtenu est convaincant : Il apparaît un pic de transmission à plus de 50% autour de $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (Figure 8.15), ce qui est un bon résultat compte tenu de ce que pouvait obtenir Ebbesen avec des métaux par exemple (de l’ordre de 10%). Les caractéristiques de la structure sont les suivantes :

- périodes identiques dans chaque direction, $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 2,72 \mu\text{m}$;
- largeur du U : $e = 272 \text{ nm}$;
- côtés de longueurs égales : $d_1 = d_2 = 1,36 \mu\text{m}$;
- épaisseur du réseau : $h = 1.7 \mu\text{m}$.

La structure coaxiale permet l’établissement d’un mode de cavité qui est propagatif dans le cas des métaux parfaits, en tout cas avec des pertes faibles dans le cas de matériaux réels. On se ramène ainsi à un cas similaire à celui des fentes, c’est-à-dire une structure qui supporte des ondes de surface et des cavités qui peuvent transmettre de l’énergie via un

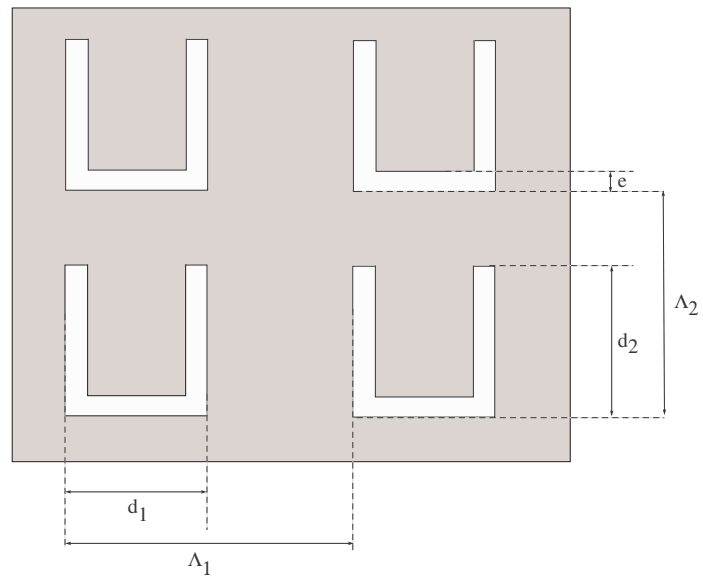


FIG. 8.14 – Motif du réseau étudié.

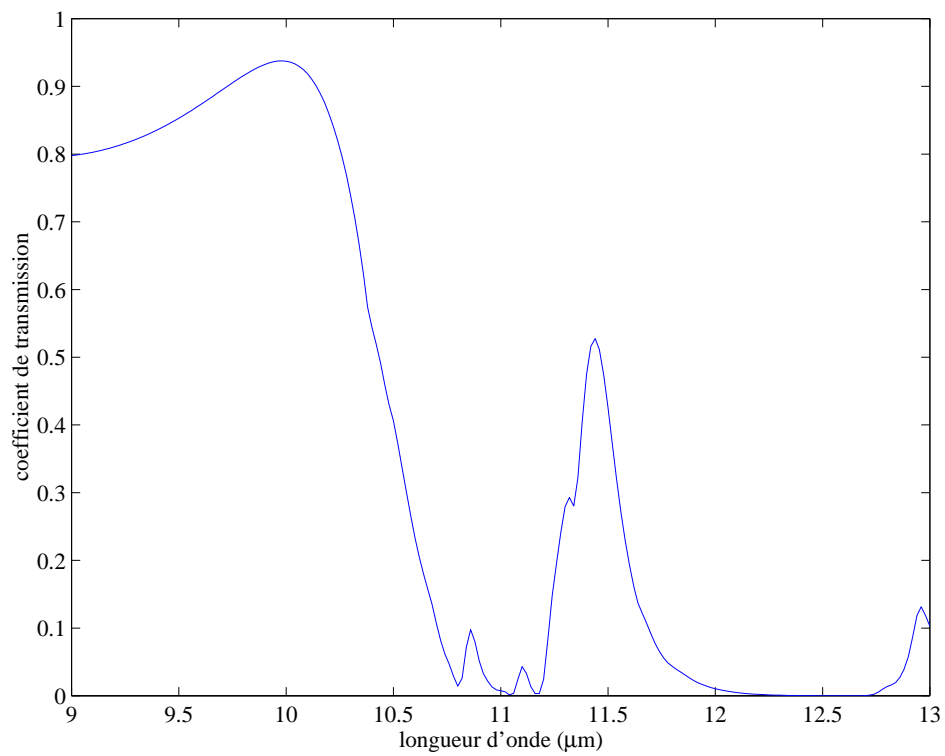


FIG. 8.15 – Spectre en transmission d'un réseau de SiC en "U".

mode propagatif. Les résonances de cette structure sont toujours des modes couplés. Cette résonance peut donner lieu à un phénomène de transmission important de la structure. L'intérêt d'avoir un mode propagatif dans les cavités est que l'on peut avoir des résonances importantes avec des épaisseurs plus grandes.

Conclusions

Cette partie, consacrée à la transmission résonante de structures, nous a permis de mettre en évidence les mécanismes de ce phénomène. Nous avons montré, dans un travail que nous avons voulu le plus complet possible, que l'effet de transmission par des structures sublongueur d'onde est avant tout dû à l'excitation de résonances, c'est-à-dire de modes propres de la structure.

Nous avons montré dans les chapitres 6 et 8 que les modes propres de structures à une direction de périodicité sur des matériaux supportant des ondes de surface, sont en fait des modes couplés, mélangeant les modes de surface et les modes de cavité de la structure. Il apparaît alors comme incorrect de différencier ces deux types de modes particuliers puisqu'ils forment à eux deux une résonance globale de la structure. Nous avons démontré quantitativement dans le cas de réseaux métalliques qu'un mode couplé prend un caractère de cavité ou de surface prononcé suivant la zone observée et passe continûment de l'un à l'autre. En différenciant les pertes radiatives de la structure (le mode perd de l'énergie en se couplant à des ondes propagatives qui s'échappent) des pertes non radiatives (par absorption), nous parvenons en outre à retrouver la valeur du coefficient de transmission au niveau du pic. Le chapitre 8 met de plus en évidence le fait que la présence d'ondes de surface n'est pas nécessaire à l'apparition d'un effet de transmission résonante, seuls les modes de cavité entrant alors en ligne de compte. Toutefois la présence de modes résonant dans le matériau, plasmons ou phonons polaritons, exalte ce phénomène et permet d'obtenir des valeurs du coefficient de transmission plus importantes.

Le chapitre 7 a porté sur l'étude de réseaux métalliques à deux directions de périodicité reposant sur un substrat de verre. Nous retrouvons ici la configuration typique des structures observées par Ebbesen *et al.* (1998), réadaptées au calcul numérique puisque nous avons observé des structures dont les trous ont une section transverse carrée et non circulaire. Nous avons pu montrer quelques résultats non dénués d'intérêt. Ainsi, deux modes en compétition ressortent clairement dans ce type de structure : un premier mode à décroissance rapide, et un second de décroissance beaucoup plus lente. Le premier de ces modes est excité préférentiellement par l'onde plane incidente, alors que les variations rapides du second

ne lui permettent pas d'être excité de façon efficace par le champ uniforme de celle-ci. Nous avons démontré quantitativement ce dernier résultat. La possibilité d'exciter ce mode autrement que par une onde plane, par exemple en plaçant un atome ou une molécule à l'endroit adéquat (sur un maximum d'intensité du champ électromagnétique du mode) est intéressante, et ouvre des perspectives dans de nombreux domaines comme la microscopie par exemple.

Quatrième partie

CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons présenté une approche générale des ondes de surface. Nous avons resitué ce phénomène dans son contexte physique, c'est-à-dire une résonance mécanique de la matière qui se traduit par l'apparition d'un champ électromagnétique résonant. Ceci n'est possible que dans le cas où l'on peut faire osciller la densité de charge dans le matériau, donc dans les métaux ou dans les cristaux polaires. L'origine microscopique de cette résonance étant différent (oscillation d'un gaz d'électrons libres ou vibration d'atomes), on parlera respectivement de plasmons polaritons ou phonons polaritons de surface. Néanmoins, d'un point de vue électromagnétique, le phénomène est identique : c'est ce qui est ressorti de l'étude de ces résonances par les équations de Maxwell, pour lesquelles on ne voit le matériau qu'au travers de sa constante diélectrique. Nous avons conclu le premier chapitre de cette thèse par la possibilité de coupler ces ondes de surface à des ondes propagatives en microstructurant la surface des matériaux. Le second chapitre a été quant à lui consacré à l'exposé du principe de la méthode numérique que nous avons utilisé pour nos calculs, et que nous avons exploité dans le cas de structures à une et deux directions de périodicité.

Les parties suivantes abordent en détail ce qui a fait le cœur des travaux que nous avons mené durant cette thèse. La seconde partie du manuscrit traite de l'émission thermique cohérente que nous avons étudié numériquement et expérimentalement. Nous expliquons dans le chapitre 3 comment nous avons étudié, mis en place et validé un montage expérimental de mesure d'émissivité directionnelle, résolu angulairement et spectralement. Nous avons utilisé pour cela un spectromètre à transformée de Fourier permettant une résolution des spectres pouvant aller jusqu'à 0,2 nm dans les longueurs d'onde thermiques, typiquement autour de 10 μm . La résolution angulaire a été obtenue en concevant un montage optique simple, mais bien optimisé. Nous avons conçu et mis en place un système de chauffage performant, permettant de contrôler finement la température des échantillons étudiés. Nous nous sommes de plus affranchis de manière rigoureuse des perturbations thermiques créées par l'environnement de mesure en étudiant une procédure de normalisation des spectres d'émission pour obtenir des spectres d'émissivité. Grâce aux moyens mis en œuvre, nous avons ainsi pu faire des mesures quantitatives de spectres d'émissivité directionnelle de structures chauffées autour de 500°C.

Le chapitre 4 a été consacré à l'étude de réseaux de SiC. Ce matériau possédant une résonance forte autour de 10 μm (il s'agit de phonons polaritons de surface) est idéal pour exploiter les propriétés des ondes de surface dans l'émission thermique. Nous avons montré numériquement puis expérimentalement qu'il était possible de rendre une source thermique spatialement cohérente en ce sens qu'elle émet un rayonnement qui peut être directionnel.

Nous avons également montré que l'on peut réaliser des sources omnidirectionnelles. Il suffit pour cela de graver un simple réseau de traits sur une surface plane. Ces traits ont une amplitude très faible, de sorte qu'ils peuvent apparaître comme une simple perturbation de l'interface plane, mais suffisent à faire passer l'émissivité de moins de 0,05 à sa valeur maximale 1 de manière sélective, c'est-à-dire pour un angle donné et à une longueur d'onde donnée. Enfin, nous avons étudié l'évolution de la durée de vie des phonons polaritons de surface avec la température ce qui a permis d'obtenir un excellent accord entre la théorie et l'expérience d'émission thermique. À partir de la mesure de la largeur angulaire des pics, nous avons pu remonter à la longueur de cohérence du champ électromagnétique d'origine thermique sur la surface.

Le chapitre 5 a permis de retrouver des phénomènes similaires sur un matériau supportant des plasmons polaritons de surface. Nous avons pour cela étudié des structures de Si dopé. L'intérêt de travailler avec un tel matériau réside principalement dans l'adaptabilité de sa résonance plasmon avec la concentration en éléments dopants. Nous avons montré en particulier qu'il est possible de paramétrer la forme d'un réseau émettant de manière monochromatique et isotrope à des longueurs d'onde différentes suivant le dopage choisi. Nous avons conclu ce chapitre par l'étude du refroidissement de structure de Si dopé par rayonnement et montré que des systèmes de type réseaux étaient moins bien adaptés à cette application qu'une structure simple de couches superposées formant un écran de Salisbury.

Un autre grand axe de la thèse est exposé dans la troisième partie de ce manuscrit et porte sur l'étude de la transmission dite "exaltée" par des structures, métalliques ou non. Nous sommes partis dans le chapitre 6 d'une structure d'Ag très simple - un réseau de fentes entouré de vide - qui nous a permis d'analyser le phénomène de manière claire et rigoureuse. Nous avons en particulier démontré que l'apparition d'un pic de transmission dans le spectre de ces réseaux était liée à l'excitation d'un mode propre de la structure, justifiant ainsi le terme de transmission résonante, déjà repris par plusieurs publications. En étudiant ces résonances, nous avons montré que le pic de transmission n'était pas lié à un simple phénomène de cavité ou d'onde de surface, mais bien à un mode couplé, issu de ces deux modes particuliers. Nous avons introduit un paramètre adimensionné qui mesure le degré du caractère onde de surface du mode. Nous avons de plus montré que l'on pouvait remonter à la hauteur du pic de transmission par la connaissance des pertes radiatives et non radiatives du mode propre de la structure en définissant, par analogie avec un rendement quantique, un rendement radiatif du mode. Nous avons aussi justifié le fait que les pics intenses étaient plus larges que les pics de plus petite amplitude, ce qui diffère du comportement habituel d'une résonance.

Le chapitre 7 a été consacré à l'étude de réseaux de trous de section carrée et d'épaisseur variable. Nous avons montré à cette occasion que la transmission de telles structures était liée à la compétition de deux modes principaux de propagation dans la structure. Nous avons identifié ces modes et vu que l'un d'eux était peu atténué. Nous avons montré quantitativement que ce mode est aussi très peu excité par l'onde plane incidente et qu'il le serait mieux par une source ponctuelle. Nous avons aussi vérifié dans ce cas de figure, que la hauteur du pic de transmission est reliée au rendement radiatif du mode résonant excité.

Le dernier chapitre du manuscrit reprend l'étude d'un réseau de fentes en transmission, mais cette fois dans l'infrarouge et avec du SiC, supportant des phonons polaritons de surface. Nous avons montré dans ce chapitre que l'on retrouvait toutes les caractéristiques des résonances décrites dans le chapitre 6. Nous avons de plus démontré que la présence d'ondes de surface n'était pas nécessaire à l'apparition d'un phénomène de transmission résonante en étudiant la réponse en transmission d'une structure constituée d'un matériau fictif X ayant des caractéristiques communes au SiC mais ne supportant pas d'ondes de surface. Nous replaçons ainsi une fois de plus la discussion de l'apparition d'un pic de transmission dans le contexte d'une résonance globale de la structure, à laquelle peuvent participer les phonons polaritons ou les plasmons polaritons de surface lorsqu'ils existent. Nous avons aussi étudié dans cette partie la transmission de structures coaxiales, et montré que l'on pouvait obtenir une transmission élevée avec de telles structures réalisées en SiC.

Annexe A

Modes d'un guide métallique infini

On veut dans cette annexe déterminer les modes d'un guide d'onde cylindrique à base rectangulaire. Le guide est infini dans la direction z . Cette configuration est bien connue dans le cas des métaux parfaits, mais le cas des matériaux à pertes est beaucoup plus délicat. Nous allons mettre le problème en équation et tenter de trouver les modes de cette structure. On s'intéresse à des champs monochromatiques de fréquence ω dont la dépendance temporelle est en $\exp(-j\omega t)$. La configuration sur laquelle nous allons travailler est représentée sur la figure A.1 : il s'agit d'un cylindre de vide à base rectangulaire, entouré d'un matériau de constante diélectrique $\epsilon(\omega)$. Les côtés de la base ont une longueur a et b suivant les axes x et y respectivement.

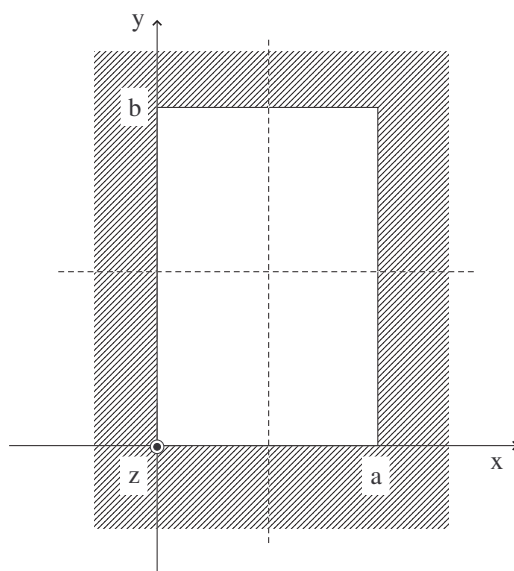


FIG. A.1 –

Nous allons reprendre les notations classiques utilisées dans les guides d'onde et en particulier celles utilisées par Vassallo (1985). On considère pour l'instant un milieu de permittivité ϵ et de perméabilité μ . On décompose les champs électrique et magnétique

sur l'axe z et le plan de coupe, l'indice T est adopté pour les composantes transverses des champs. En appelant γ la composante du vecteur d'onde du mode sur l'axe z , on écrit :

$$\mathbf{E}(x, y, z) = [\mathbf{E}_T(x, y) + \mathbf{e}_z E_z(x, y)] \exp(j\gamma z) \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = [\mathbf{H}_T(x, y) + \mathbf{e}_z H_z(x, y)] \exp(j\gamma z) \quad (\text{A.2})$$

On peut réinjecter ces expressions dans les équations de Maxwell. En projetant ces équations dans le plan de coupe (composantes transverses), il vient :

$$-j\gamma \mathbf{E}_T + \mathbf{grad}(E_z) = j\omega \mu \mathbf{e}_z \wedge \mathbf{H}_T \quad (\text{A.3})$$

$$-j\gamma \mathbf{H}_T + \mathbf{grad}(H_z) = j\omega \epsilon \mathbf{e}_z \wedge \mathbf{E}_T \quad (\text{A.4})$$

En éliminant \mathbf{H}_T de A.3 et \mathbf{E}_T de A.4, on constate qu'il est possible de déduire les composantes transverses des champs de la connaissance des composantes longitudinales. Il vient en effet :

$$\mathbf{E}_T (\omega^2 \epsilon \mu - \gamma^2) = j\gamma \mathbf{grad}(E_z) - j\omega \mu \mathbf{e}_z \wedge \mathbf{grad}(H_z) \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{H}_T (\omega^2 \epsilon \mu - \gamma^2) = j\gamma \mathbf{grad}(H_z) + j\omega \epsilon \mathbf{e}_z \wedge \mathbf{grad}(E_z) \quad (\text{A.6})$$

Ainsi, il suffit de connaître les caractéristiques des composantes E_z et H_z du champ électromagnétique pour avoir accès à la totalité de l'information. Nous devons donc trouver les équations qui régissent les composantes longitudinales du champ. Dans ce but, il est possible de projeter les équations de Maxwell sur l'axe z :

$$\text{div}(\mathbf{e}_z \wedge \mathbf{E}_T) = -j\omega \mu H_z \quad (\text{A.7})$$

$$\text{div}(\mathbf{e}_z \wedge \mathbf{H}_T) = j\omega \epsilon E_z \quad (\text{A.8})$$

En réinjectant les expressions obtenues dans les équations A.5 et A.6, il vient finalement :

$$\Delta H_z + (\omega^2 \epsilon \mu - \gamma^2) H_z = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\Delta E_z + (\omega^2 \epsilon \mu - \gamma^2) E_z = 0 \quad (\text{A.10})$$

Nous nous intéressons aux champs dans le guide, on a donc $\epsilon = \epsilon_0$ et $\mu = \mu_0$, soit $\omega^2 \epsilon \mu = \omega^2 / c^2 = k_0^2$, où k_0 est le module du vecteur d'onde dans le vide. On constate que E_z et H_z sont deux solutions différentes de la même équation. Les conditions aux limites

vont imposer les différentes classes de solutions possibles. Dans le cas d'un métal parfait, on peut montrer qu'il n'y a pas de couplage entre E_z et H_z , c'est-à-dire qu'il n'existe pas de relations entre ces deux composantes. On définit ainsi deux familles de modes : les modes TE , ou transverses électriques, pour lesquels $E_z = 0$ et les modes TM , ou transverses magnétiques, pour lesquels $H_z = 0$. Dans le cas d'un métal réel, les champs sont non nuls dans le matériau et les conditions de continuité vont imposer un couplage. Les composantes tangentielles des champs électromagnétiques \mathbf{E}_{tg} et \mathbf{H}_{tg} aux interfaces sont en particulier reliées par l'intermédiaire de l'impédance de surface Z_s de la manière suivante :

$$\mathbf{E}_{tg} = Z_s \mathbf{H}_{tg} \wedge \mathbf{n} \quad (\text{A.11})$$

où \mathbf{n} est le vecteur unitaire normal à l'interface entrant dans le métal. On peut montrer que l'impédance de surface Z_s aux interfaces vide/métal s'exprime en fonction de la constante diélectrique du métal $\epsilon(\omega)$:

$$Z_s = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 [\epsilon(\omega) - 1]}} \quad (\text{A.12})$$

La constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ prend des valeurs complexes, la projection γ du vecteur d'onde sur l'axe z est donc *a priori* elle aussi complexe. D'après A.9 et A.10, on a pour E_z et H_z une équation du type :

$$\Delta\varphi(x, y) + K^2 \varphi(x, y) = 0 \quad \text{avec} \quad K^2 = k_0^2 - \gamma^2 \in \mathbb{C} \quad (\text{A.13})$$

On peut montrer que dans un plan de section droite, il est possible d'écrire la fonction φ sous la forme d'un produit de fonctions à variables séparées, c'est-à-dire $\varphi(x, y) = X(x)Y(y)$. En utilisant cette expression de φ dans l'équation A.13, on peut montrer que :

$$\frac{X''(x)}{X(x)} = \alpha \quad (\text{A.14})$$

où α est une constante complexe. On écrit donc :

$$X(x) = X^+ \exp(j \alpha x) + X^- \exp(-j \alpha x) \quad (\text{A.15})$$

Le guide est symétrique par rapport à l'axe $x = a/2$, on peut donc écrire :

$$X(a - x) = \pm X(x) \quad (\text{A.16})$$

En utilisant la relation A.15 dans l'équation A.16, il vient :

$$\exp(-j \alpha x) [X^+ \exp(j \alpha a) \mp X^-] = \exp(j \alpha x) [\pm X^+ - X^- \exp(-j \alpha a)] \quad (\text{A.17})$$

D'où l'on tire la relation suivante :

$$X^+ \exp(j \alpha a) = \pm X^- \quad (\text{A.18})$$

Si l'on écrit $X^+ = A_0 \exp(j \theta_0)$, il vient :

$$X(x) = A_0 \exp[j (\alpha x + \theta_0)] + A_0 \exp[-j (\alpha x - \theta_0 - \alpha a)] \quad (\text{A.19})$$

Que l'on peut réécrire sous la forme :

$$X(x) = X_0 \{ \exp[j (\alpha x + \alpha_0)] + \exp[-j (\alpha x + \alpha_0)] \} \quad (\text{A.20})$$

De la même manière, nous pouvons obtenir une expression de la fonction Y :

$$Y(y) = Y_0 \{ \exp[j (\beta y + \beta_0)] + \exp[-j (\beta y + \beta_0)] \} \quad (\text{A.21})$$

Il est facile de montrer que les constantes complexes α et β sont telles que :

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = k_0^2 \quad (\text{A.22})$$

On peut finalement écrire la fonction génératrice φ sous la forme suivante :

$$\varphi(x, y) = \varphi_0 \{ \exp[j(\alpha x + \alpha_0)] + \exp[-j(\alpha x + \alpha_0)] \} \{ \exp[j(\beta y + \beta_0)] + \exp[-j(\beta y + \beta_0)] \} \quad (\text{A.23})$$

Par analogie avec les modes *TE* et *TM* des guides sans pertes, on peut écrire des expressions de H_z et E_z :

$$\begin{aligned} H_z(x, y) &= H_0 \{ \exp[j(\alpha x + \alpha_0)] + \exp[-j(\alpha x + \alpha_0)] \} \{ \exp[j(\beta y + \beta_0)] + \exp[-j(\beta y + \beta_0)] \} \\ E_z(x, y) &= E_0 \{ \exp[j(\alpha x + \alpha_0)] - \exp[-j(\alpha x + \alpha_0)] \} \{ \exp[j(\beta y + \beta_0)] - \exp[-j(\beta y + \beta_0)] \} \end{aligned}$$

On peut maintenant tirer les expressions des composantes transverses du champ dans le guide grâce aux équations A.5 et A.6. En utilisant de plus les conditions aux limites imposées par A.11, on peut déterminer deux équations sur chaque côté de la section (correspondant aux deux composantes tangentielles du champ à l'interface), soient huit relations au total :

En $x = 0$:

$$\begin{aligned} (-\gamma \beta E_0 + \omega \mu_0 \alpha H_0) [\exp(j \alpha_0) - \exp(-j \alpha_0)] = \\ \lfloor -H_0 Z_s (k_0^2 - \gamma^2) [\exp(j \alpha_0) + \exp(-j \alpha_0)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_0 (k_0^2 - \gamma^2) [\exp(j \alpha_0) - \exp(-j \alpha_0)] = \\ \lfloor -Z_s (\omega \epsilon_0 \alpha E_0 + \gamma \beta H_0) [\exp(j \alpha_0) + \exp(-j \alpha_0)] \end{aligned}$$

En $x = a$:

$$\begin{aligned} (-\gamma \beta E_0 + \omega \mu_0 \alpha H_0) \{ \exp[j (\alpha a + \alpha_0)] - \exp[-j (\alpha a + \alpha_0)] \} = \\ \lfloor +H_0 Z_s (k_0^2 - \gamma^2) \{ \exp[j (\alpha a + \alpha_0)] + \exp[-j (\alpha a + \alpha_0)] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_0 (k_0^2 - \gamma^2) \{ \exp[j (\alpha a + \alpha_0)] - \exp[-j (\alpha a + \alpha_0)] \} = \\ \lfloor +Z_s (\omega \epsilon_0 \alpha E_0 + \gamma \beta H_0) \{ \exp[j (\alpha a + \alpha_0)] + \exp[-j (\alpha a + \alpha_0)] \} \end{aligned}$$

En $y = 0$:

$$\begin{aligned} (-\gamma \alpha E_0 + \omega \mu_0 \beta H_0) [\exp(j \beta_0) - \exp(-j \beta_0)] = \\ \lfloor -H_0 Z_s (k_0^2 - \gamma^2) [\exp(j \beta_0) + \exp(-j \beta_0)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_0 (k_0^2 - \gamma^2) [\exp(j \beta_0) - \exp(-j \beta_0)] = \\ \lfloor -Z_s (\omega \epsilon_0 \beta E_0 + \gamma \alpha H_0) [\exp(j \beta_0) + \exp(-j \beta_0)] \end{aligned}$$

En $y = b$:

$$\begin{aligned} (-\gamma \alpha E_0 + \omega \mu_0 \beta H_0) \{ \exp[j (\beta b + \beta_0)] - \exp[-j (\beta b + \beta_0)] \} = \\ \lfloor +H_0 Z_s (k_0^2 - \gamma^2) \{ \exp[j (\beta b + \beta_0)] + \exp[-j (\beta b + \beta_0)] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_0 (k_0^2 - \gamma^2) \{ \exp[j (\beta b + \beta_0)] - \exp[-j (\beta b + \beta_0)] \} = \\ \lfloor +Z_s (\omega \epsilon_0 \beta E_0 + \gamma \alpha H_0) \{ \exp[j (\beta b + \beta_0)] + \exp[-j (\beta b + \beta_0)] \} \end{aligned}$$

Ces huit relations peuvent être vues comme des équations d'inconnues $E_0 \exp(\pm i \alpha_0)$, $E_0 \exp(\pm i \beta_0)$, $H_0 \exp(\pm i \alpha_0)$ et $H_0 \exp(\pm i \beta_0)$. Le système ainsi constitué n'admet de solutions non triviales que lorsque son déterminant est nul. On peut retranscrire ces relations sous forme matricielle. On a :

$$\begin{pmatrix} [A] & 0 \\ 0 & [B] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \exp(j \alpha_0) \\ E_0 \exp(-j \alpha_0) \\ H_0 \exp(j \alpha_0) \\ H_0 \exp(-j \alpha_0) \\ E_0 \exp(j \beta_0) \\ E_0 \exp(-j \beta_0) \\ H_0 \exp(j \beta_0) \\ H_0 \exp(-j \beta_0) \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A.24})$$

Avec les expressions suivantes des blocs $[A]$ et $[B]$:

$$[A] = \begin{pmatrix} \begin{matrix} -\gamma \beta & \gamma \beta \\ Z_s \omega \epsilon_0 \alpha + (k_0^2 - \gamma^2) & Z_s \omega \epsilon_0 \alpha - (k_0^2 - \gamma^2) \\ -\gamma \beta \exp(j \alpha a) & \gamma \beta \exp(-j \alpha a) \\ [(k_0^2 - \gamma^2) - Z_s \omega \epsilon_0 \alpha] \exp(j \alpha a) & -[(k_0^2 - \gamma^2) + Z_s \omega \epsilon_0 \alpha] \exp(-j \alpha a) \end{matrix} \\ \begin{matrix} \omega \mu_0 \alpha + Z_s (k_0^2 - \gamma^2) & -\omega \mu_0 \alpha + Z_s (k_0^2 - \gamma^2) \\ \gamma \beta Z_s & \gamma \beta Z_s \\ [\omega \mu_0 \alpha - Z_s (k_0^2 - \gamma^2)] \exp(j \alpha a) & -[\omega \mu_0 \alpha + Z_s (k_0^2 - \gamma^2)] \exp(-j \alpha a) \\ -\gamma \beta Z_s \exp(j \alpha a) & -\gamma \beta Z_s \exp(-j \alpha a) \end{matrix} \end{pmatrix} \quad (\text{A.25})$$

$$[B] = \begin{pmatrix} \begin{matrix} \gamma \alpha & -\gamma \alpha \\ Z_s \omega \epsilon_0 \beta + (k_0^2 - \gamma^2) & Z_s \omega \epsilon_0 \beta - (k_0^2 - \gamma^2) \\ \gamma \alpha \exp(j \beta b) & -\gamma \alpha \exp(-j \beta b) \\ [(k_0^2 - \gamma^2) - Z_s \omega \epsilon_0 \beta] \exp(j \beta b) & -[(k_0^2 - \gamma^2) + Z_s \omega \epsilon_0 \beta] \exp(-j \beta b) \end{matrix} \\ \begin{matrix} \omega \mu_0 \beta + Z_s (k_0^2 - \gamma^2) & -\omega \mu_0 \beta + Z_s (k_0^2 - \gamma^2) \\ -\gamma \alpha Z_s & -\gamma \alpha Z_s \\ [\omega \mu_0 \beta - Z_s (k_0^2 - \gamma^2)] \exp(j \beta b) & -[\omega \mu_0 \beta + Z_s (k_0^2 - \gamma^2)] \exp(-j \beta b) \\ \gamma \alpha Z_s \exp(j \beta b) & \gamma \alpha Z_s \exp(-j \beta b) \end{matrix} \end{pmatrix} \quad (\text{A.26})$$

On trouve des solutions non nulles de l'équation A.24 lorsque :

$$F(\alpha, \beta, \omega) = \det[A(\alpha, \beta, \omega)]. \det[B(\alpha, \beta, \omega)] = 0 \quad (\text{A.27})$$

Pour une fréquence ω fixée, le produit des déterminants n'est fonction que de α et β (les termes γ , Z_s et k_0 se déduisant directement de ces trois variables). Trouver les modes du guide revient donc à trouver les couples (α, β) qui minimisent la fonction F . α et β étant par ailleurs complexes, F est en réalité une fonction de quatre variables, ce qui rend bien évidemment le problème plus difficile à résoudre. Nous avons programmé la minimisation de cette fonction grâce aux routines NAG de FORTRAN. De la même manière que Novotny et Hafner (1994), nous avons associé un mode du guide à une valeur de F inférieure de plus de vingt ordres de grandeur par rapport à la valeur moyenne de la fonction au voisinage du point.

Références

- Arakawa, E. T., M. W. Williams, et R. H. Ritchie (1973). Effect of damping on surface plasmon dispersion. *Phys. Rev. Lett.* *31*, 1127.
- Ashcroft, N. W. et N. D. Mermin (1976). *Solid state physics*. Harcourt College, New York.
- Astilean, S., P. Lalanne, et M. Palamaru (2000). Light transmission through metallic channels much smaller than the wavelength. *Opt. Commun.* *175*, 265–273.
- Auslander, M., D. Levy, et S. Hava (1998). One-dimensional antireflection gratings in (100) silicon : a numerical study. *Appl. Opt.* *37*, 369–373.
- Auslender, M. et S. Hava (1995). Zero infrared reflectance anomaly in doped silicon lamellar gratings. I. From antireflection to total absorption. *Infrared Phys. Technol.* *36*, 1077–1088.
- Auslender, M., S. Hava, et J. N. Zemel (1996). Zero infrared reflectance anomaly in doped silicon lamellar gratings. II. Electric field amplitude distributions across the grating profile. *Infrared Phys. Technol.* *37*, 367–377.
- Baida, F. I. et D. Van Labeke (2002). Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films. *Opt. Commun.* *209*, 17–22.
- Baida, F. I. et D. Van Labeke (2003). Three-dimensional structures for enhanced transmission through a metallic film : annular aperture arrays. *Phys. Rev. B* *67*, 155314–.
- Baida, F. I., D. Van Labeke, G. Granet, A. Moreau, et A. Belkhir (2004). Origin of the super-enhanced light transmission through a 2-D metallic annular aperture array : a study of photonic bands. *Appl. Phys. B* *79*, 1–8.
- Barbara, A., P. Quémerais, E. Bustarret, T. López-Rios, et T. Fournier (2003). Electromagnetic resonances of sub-wavelength rectangular metallic gratings. *The European Phys. J. D* *23*, 143–154.
- Barnes, W. L., W. A. Murray, J. Dintinger, E. Devaux, et T. W. Ebbesen (2004). Surface plasmon polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in a metal film. *Phys. Rev. Lett.* *92*, 051803.
- Barta, E. (1977). Determination of effective mass values by a Kramers-Kronig analysis for varioulsy doped silicon crystals. *Infrared Phys.* *17*, 111–119.

- Bauer, S. (1992). Optical properties of a metal film and its application as an infrared absorber and as a beamsplitter. *Am. J. Phys.* 60, 257.
- Bethe, H. A. (1944). Theory of diffraction by small holes. *Phys. Rev.* 66, 163–182.
- Botten, L. C., R. C. Craig, M. S. and McPhedran, J. L. Adams, et J. R. Andrewartha (1981). The dielectric lamellar diffraction grating. *Opt. Acta* 28, 413–428.
- Brogen, M., G. L. Harding, R. Karmhag, C. G. Ribbing, G. A. Niklasson, et L. Stenmark (2000). Titanium-aluminium-nitride coatings for satellite temperature control. *Thin Sol. Films* 370, 268–277.
- Cao, Q. et P. Lalanne (2002). Negative role of surface plasmons in the transmission of metallic gratings with very narrow slits. *Phys. Rev. Lett.* 88, 057403.
- Carminati, R. et J.-J. Greffet (1999). Near-field effects in spatial coherence of thermal sources. *Phys. Rev. Lett.* 82, 1660–1663.
- Chandezon, J., D. Maystre, et G. Raoult (1980). A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application. *J. Opt.* 11, 235–241.
- Chateau, N. et J.-P. Hugonin (1994). Algorithm for the rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction. *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 1321–1331.
- Chaudhuri, S., D. Bhattacharyya, A. B. Maity, et A. K. Pal (1997). Surface coatings for solar application. *Materials science forum* 246, 181.
- Collin, S. (2002). Résonances photoniques dans les réseaux métalliques : théorie et application à la photodétection ultrarapide. Master’s thesis, Université Paris 6.
- Collin, S., F. Pardo, R. Teissier, et J. L. Pelouard (2001). Strong discontinuities in the complex photonic band structure of transmission metallic gratings. *Phys. Rev. B* 63, 033107.
- Collin, S., F. Pardo, R. Teissier, et J. L. Pelouard (2002). Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* 4, S154.
- Degiron, A., H. J. Lezec, W. L. Barnes, et T. W. Ebbesen (2002). Effects of hole depth on enhanced light transmission through subwavelength hole arrays. *Appl. Phys. Lett.* 81, 4327–4329.
- Dold, B. et R. Mecke (1965). Optical properties of noble metals, transition metals and their alloys in the infrared. *Optik* 22, 435.
- Dragila, R., B. Luther-Daies, et S. Vukovic (1985). High transparency of classically opaque metallic films. *Phys. Rev. Lett.* 55, 1117–1120.
- Ebbesen, T. W., H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, et P. A. Wolff (1998). Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature (London)* 391, 667–669.

RÉFÉRENCES

- García-Vidal, F. J. et L. Martín-Moreno (2002). Transmission and focusing of light in one-dimensional periodically nanostructured metals. *Phys. Rev. B* *66*, 155412.
- Gómez-Rivas, J., C. Schotsch, P. Haring Bolivar, et H. Kurz (2003). Enhanced transmission of THz radiation through subwavelength holes. *Phys. Rev. B* *68*, 201306.
- Granet, G. et B. Guizal (1996). Efficient implementation of the coupled-wave method for metallic lamellar gratings in TM polarization. *J. Opt. Soc. Am. A* *13*, 1019–1023.
- Granqvist, C. G. (1981). Radiative heating and cooling with spectrally selective surfaces. *Appl. Opt.* *20*, 2606.
- Greffet, J.-J., R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, et Y. Chen (2002). Coherent emission of light by thermal sources. *Nature* *416*, 61–64.
- Greffet, J.-J. et M. Nieto-Vesperinas (1998). Field theory for generalized bidirectional reflectivity : derivation of Helmholtz’s reciprocity principle and Kirchhoff’s law. *J. Opt. Soc. Am. A* *15*, 2735–2744.
- Griffiths, P. R. et J. A. de Haseth (1986). *Fourier Transform Infrared Spectrometry*. John Wiley & Sons, New York.
- Gruhlke, R. W., W. R. Holland, et D. G. Hall (1986). Surface plasmon cross coupling in molecular fluorescence near a corrugated thin metal film. *Phys. Rev. Lett.* *56*, 2838–2841.
- Hava, S., M. Auslander, B. M. Lacquet, P. J. Coetzer, et P. L. Swart (1995). IR transmission and reflection study of lamellar silicon grating-wafer structures. *Infrared Phys. Technol.* *36*, 639–647.
- Hava, S., M. Auslander, et J. N. Zemel (1996). Zero infrared reflectance anomaly in doped silicon lamellar gratings. III. Electric field phase and energy flux distributions across the grating profile. *Infrared Phys. Technol.* *37*, 565–573.
- Henkel, C., K. Joulain, R. Carminati, et J.-J. Greffet (2000). Spatial coherence of thermal near fields. *Opt. Commun.* *186*, 57–67.
- Hesketh, P. J., J. N. Zemel, et G. B. (1986). Organ pipe radiant modes of periodic micromachined silicon surfaces. *Nature, London* *324*, 549–551.
- Hesketh, P. J., J. N. Zemel, et B. Gebhart (1988a). Polarized spectral emittance from periodic micromachined surfaces. I. Doped silicon : The normal direction. *Phys. Rev. B* *37*, 10795–10802.
- Hesketh, P. J., J. N. Zemel, et B. Gebhart (1988b). Polarized spectral emittance from periodic micromachined surfaces. II. Doped silicon : Angular variation. *Phys. Rev. B* *37*, 10803–10813.
- Hessel, A. et A. A. Oliner (1965). A new theory of Wood’s anomalies on optical gratings. *Appl. Opt.* *4*, 1275–1297.

- Hillenbrand, R., T. Taubner, et F. Keilmann (2002). Phonon-enhanced light-matter interaction at the nanometer scale. *Nature, London* 418, 159–162.
- Hooper, I. R. et J. R. Sambles (2003). Surface plasmon polaritons on thin-slab metal gratings. *Phys. Rev. B* 67, 235404.
- Jackson, J. D. (2001). *Électrodynamique classique*. Dunod, Paris.
- Joulain, K., R. Carminati, J.-P. Mulet, et J.-J. Greffet (2003). Definition and measurement of the local density of electromagnetic states close to an interface. *Phys. Rev. B* 68, 245405.
- Kittel, C. (1972). *Introduction à la physique de l'état solide*. Bordas, Paris.
- Kogelnik, H. (1969). Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell Syst. Tech. J.* 48, 2909–2947.
- Kreiter, M., J. Oster, R. Sambles, S. Herminghaus, S. Mittler-Neher, et W. Knoll (1999). Thermally induced emission of light from a metallic diffraction grating, mediated by surface plasmons. *Opt. Commun.* 168, 117–122.
- Krishnan, A., T. Thio, T. J. Kim, H. J. Lezec, T. W. Ebbesen, P. A. Wolff, J. Pendry, L. Martín-Moreno, et F. J. García-Vidal (2001). Evanescently coupled resonance in surface plasmon enhanced transmission. *Opt. Commun.* 200, 1–7.
- Lalanne, P. et G. M. Morris (1996). Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization. *J. Opt. Soc. Am. A* 13, 779–784.
- Lalanne, P., C. Sauvan, J. P. Hugonin, J. C. Rodier, et P. Chavel (2003). Perturbative approach for surface plasmon effects on flat interfaces periodically corrugated by subwavelength apertures. *Phys. Rev. B* 68, 125404.
- Le Gall, J., M. Olivier, et J.-J. Greffet (1997). Experimental and theoretical study of reflection and coherent thermal emission by a SiC grating supporting a surface-phonon polariton. *Phys. Rev. B* 55, 10105–10114.
- Li, L. (1996a). Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings. *J. Opt. Soc. Am. A* 13, 1024–1035.
- Li, L. (1996b). Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. *J. Opt. Soc. Am. A* 13, 1870–1876.
- Li, L. (1997). New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *J. Opt. Soc. Am. A* 14, 2758–2767.
- Mandel, L. et E. Wolf (1995). *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge university press, Cambridge.
- Martín-Moreno, L., F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, et T. W. Ebbesen (2001). Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Phys. Rev. Lett.* 86, 1114–1117.

RÉFÉRENCES

- Maruyama, S., T. Kashiwa, H. Yugami, et M. Esashi (2001). Thermal radiation from two-dimensionally confined modes in microcavities. *Appl. Phys. Lett.* 79, 1393–1395.
- Maystre, D. et M. C. Hutley (1976). The total absorption of light by a diffraction grating. *Opt. Commun.* 19, 431–436.
- Meyzonnette, J.-L. et T. Lépine (1999). *Bases de radiométrie optique*. Cépaduès éditions, Paris.
- Moharam, M. G. et T. K. Gaylord (1981). Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *J. Opt. Soc. Am.* 71, 811–818.
- Montiel, F. et M. Nevière (1994). Differential theory of gratings : extension to deep gratings of arbitrary profile and permittivity through the R-matrix propagation algorithm. *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 3241–3250.
- Monzón, J. J. et L. L. Sánchez-Soto (1994). Optical performance of absorber structures for thermal detectors. *Appl. Opt.* 33, 5137–5141.
- Nieto-Vesperinas, M. et J. M. Soto Crespo (1988). Light diffracted intensities from very deep gratings. *Phys. Rev. B* 38, 7250–7259.
- Novotny, L. et C. Hafner (1994). Light propagation in a cylindrical waveguide with a complex, metallic dielectric function. *Phys. Rev. E* 50, 4094–4106.
- Palik, E. D. (1985). *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic press inc., San Diego.
- Parsons, A. D. et D. J. Pedder (1988). Thin-film absorber structures for advanced thermal detectors. *J. Vac. Sci. Technol. A* 6, 1686–1689.
- Petit, R. (1980). *Electromagnetic Theory of Gratings*. Springer Verlag, Berlin.
- Popov, E., L. Mashev, et D. Maystre (1986). Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings. *Opt. Acta* 33, 607–619.
- Popov, E. et M. Nevière (2000). Grating theory : new equations in Fourier space leading to fast converging results for TM polarization. *J. Opt. Soc. Am. A* 17, 1773–1784.
- Popov, E., M. Nevière, S. Enoch, et R. Reinisch (2000). Theory of light transmission through subwavelength periodic hole arrays. *Phys. Rev. B* 62, 16100–16108.
- Porto, J. A., F. J. García-Vidal, et J. B. Pendry (1999). Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits. *Phys. Rev. Lett.* 83, 2845–2848.
- Raether, H. (1988). *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer Verlag, Berlin.
- Rayleigh, L. (1907). Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood. *Philos. Mag.* 14, 60–65.
- Ritchie, R. H. (1957). Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films. *Phys. Rev.* 106, 874–881.

- Rytov, S. M., Y. A. Kravtsov, et V. I. Tatarskii (1989). *Principles of statistical radio-physics*. Springer Verlag, Berlin.
- Sai, H., H. Yugami, Y. Akiyama, Y. Kanamori, et K. Hane (2001). Spectral control of thermal emission by periodic microstructured surfaces in the near-infrared region. *J. Opt. Soc. Am. A* 18, 1471–1476.
- Sambles, R. (1998). Photonics : more than transparent. *Nature (London)* 391, 641–642.
- Schröter, U. et D. Heitmann (1998). Surface-plasmon-enhanced transmission through metallic gratings. *Phys. Rev. B* 58, 15419–15421.
- Sentenac, A. et J.-J. Greffet (1992). Scattering by deep inhomogeneous gratings. *J. Opt. Soc. Am. A* 9, 996–1006.
- Shchegrov, A. V., K. Joulain, R. Carminati, et J.-J. Greffet (2000). Near-Field Spectral Effects due to Electromagnetic Surface Excitations. *Phys. Rev. Lett.* 85, 1548–1551.
- Sheng, P., R. S. Stepleman, et P. N. Sanda (1982). Exact eigenfunctions for square-wave gratings : application to diffraction and surface-plasmon calculations. *Phys. Rev. B* 26, 2907–2916.
- Shi, X., L. Hesselink, et R. L. Thornton (2003). Ultrahigh light transmission through a C-shaped nanoaperture. *Opt. Lett.* 28, 1320–1322.
- Stravinou, P. N. et L. Solymar (2002). The propagation of electromagnetic power through subwavelength slits in a metallic grating. *Opt. Commun.* 206, 217–223.
- Sze, S. M. et J. C. Irvin (1968). Resistivity, mobility and impurity levels in GaAs, Ge and Si at 300°K. *Sol. State Electron.* 11, 599.
- Taflove, A. et S. Hagness (2000). *Computational electrodynamics : the Finite-Difference Time-Domain method*. Artech House, Boston.
- Tan, W. C., T. W. Preist, et R. J. Sambles (2000). Resonant tunneling light through thin metal films via strongly localized surface plasmons. *Phys. Rev. B* 62, 11134–11138.
- Treacy, M. M. J. (2002). Dynamical diffraction explanation of the anomalous transmission of light through metallic gratings. *Phys. Rev. B* 66, 195105.
- Vassallo, C. (1985). *Théorie des guides d'ondes électromagnétiques*. Eyrolles, Paris.
- Viña, L. et M. Cardona (1984). Effect of heavy doping on the optical properties and the band structure of silicon. *Phys. Rev. B* 29, 6739–6751.
- Waterman, P. C. (1975). Scattering by periodic surface. *J. Acoust. Soc. Am.* 57, 791–802.
- Winsemius, P., F. F. van Kampen, H. P. Lengkeek, et C. G. van Went (1976). Temperature dependence of the optical properties of Au, Ag and Cu. *J. Phys F* 6, 1583.
- Wood, R. W. (1902). On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philos. Mag.* 4, 396–402.

RÉFÉRENCES

Zhizhin, G. N., E. A. Vinogradov, M. A. Moskalova, et V. A. Yakovlev (1982). Applications of surface polaritons for vibrational spectroscopic studies of thin and very thin film. *Appl. Spectrosc. Rev.* 18, 171–263.

Résumé

Certains matériaux ont des modes électromagnétiques confinés à leur surface, qui se propagent le long de celle-ci. Ces modes, qui sont appelés ondes de surface, peuvent être couplés à des ondes propagatives à l'aide d'un réseau.

Nous avons utilisé un code de calcul électromagnétique exact, basé sur l'analyse rigoureuse des ondes couplées (RCWA), pour optimiser des structures périodiques dont les dimensions sont de l'ordre ou inférieures au micron. Nous avons ainsi conçu des micro- ou nanostructures pour deux types d'applications : l'émission thermique cohérente, et la transmission résonante.

En émission, nous avons optimisé des sources thermiques émettant un rayonnement quasi-monochromatique dans une direction privilégiée de l'espace ou bien dans toutes les directions. Nous avons de plus conçu, dimensionné et mis en place un montage de mesure de l'émissivité de telles sources. Nous avons pu retrouver de manière quantitative les résultats que nous avons obtenus numériquement, puis déterminer expérimentalement la longueur de cohérence spatiale de la source.

Le second axe de cette thèse a été consacré à la transmission résonante. Nous avons mis en évidence les mécanismes de transmission de structures métalliques en montrant l'existence de modes propres de ces structures qui sont des modes couplant modes de surface et modes de cavité. En remontant aux caractéristiques de ces modes, nous pouvons en particulier retrouver toutes les caractéristiques des pics de transmission, hauteur, largeur et position. Nous avons par ailleurs montré que des effets analogues apparaissent pour des réseaux de cristaux polaires. Finalement, des études de transmission résonante par des cristaux 2D ont montré que des modes d'ordre élevé peuvent être fortement transmis. Ces modes sont faiblement couplés à des ondes planes mais peuvent se coupler fortement à des particules ou molécules.

Abstract

Polar materials or metals can support electromagnetic modes which are confined and propagate along the interface. Such surface waves can couple to a propagating one thanks to a grating ruled on the surface.

We use a Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA) algorithm to calculate the radiative properties of those periodic structures. Their sub-wavelength dimensions are optimized for two applications. On one hand, the coherent thermal emission, and on the other hand, the resonant transmission.

First, we show that a thermal source may produce partially spatially coherent light. We report here an experimental and a numerical study of such sources. We find an excellent agreement between numerical calculations and measurements. We derive quantitatively the coherence length of the field propagating along the source. We finally report studies on new type of sources that produce isotropic emission of light.

In a second part, we focus on an other topic: the resonant transmission by periodically corrugated metallic films. We show that transmission peaks can be attributed to resonances of the structures. We see that those resonances result of a coupling between cavity modes and surface plasmon polaritons. When analysing the characteristics of the resonances, we can obtain position, value and width of the transmission peaks. We show that this phenomenon can also be observed on polar materials. Finally, a study of gratings of two directions of periodicity is made. In this case, we show that there are modes that can be highly transmitted. These modes could be excited by a dipole instead of a plane wave.