



**HAL**  
open science

# Conception et caractérisation de nanoantennes plasmoniques pour la photodétection infrarouge refroidie

Matthieu Duperron

► **To cite this version:**

Matthieu Duperron. Conception et caractérisation de nanoantennes plasmoniques pour la photodétection infrarouge refroidie. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Technologie de Troyes, 2013. Français. NNT : 2013TROY0030 . tel-03355871

**HAL Id: tel-03355871**

**<https://theses.hal.science/tel-03355871>**

Submitted on 27 Sep 2021

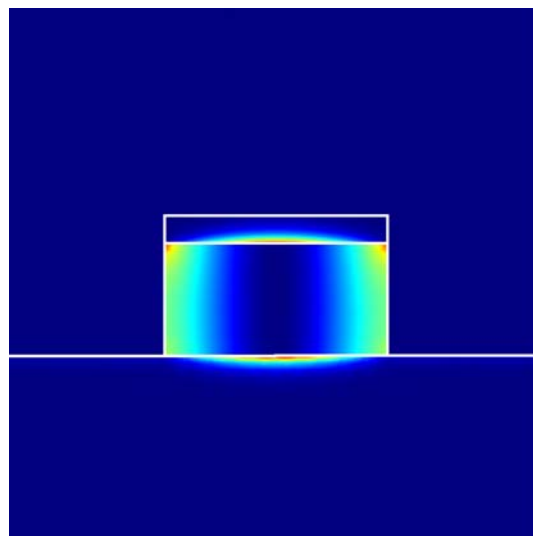
**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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

Thèse  
de doctorat  
de l'UTT

**Matthieu DUPERRON**

**Conception et caractérisation  
de nanoantennes plasmoniques  
pour la photodétection infrarouge  
refroidie**



**Spécialité :  
Optique et Nanotechnologies**

2013TROY0030

Année 2013

---

---

# THESE

*pour l'obtention du grade de*

## DOCTEUR de l'UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE TROYES Spécialité : OPTIQUE ET NANOTECHNOLOGIES

*présentée et soutenue par*

**Matthieu DUPERRON**

*le 9 décembre 2013*

---

---

### **Conception et caractérisation de nanoantennes plasmoniques pour la photodétection infrarouge refroidie**

---

---

#### JURY

M. P. VIKTOROVITCH	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS	Président
M. R. BACHELOT	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Directeur de thèse
M. A. BRUYANT	MAITRE DE CONFERENCES	Examinateur
M. M. CARRAS	DOCTEUR	Examinateur
M. R. COLOMBELLI	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS	Rapporteur
M. R. ESPIAU DE LAMAESTRE	DOCTEUR	Examinateur
M. J.-J. GREFFET	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Rapporteur

#### Personnalités invitées

M. O. GRAVRAND	DOCTEUR
M. N. PERE-LAPERNE	DOCTEUR
M. J.-C. PEYRARD	INGENIEUR





---

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants et directeurs de thèse, Roch Espiau de Lamaestre, Olivier Gravrand et Renaud Bachelot pour leur soutien, leur patience et leur bonne humeur au cours de ces trois années de thèse.

Le travail présenté dans ce mémoire n'aurait pas été possible sans les efforts conjoints de nombreuses personnes au sein du CEA-LETI/DOPT qui ont fait de la plasmonique pour l'imagerie infrarouge une réalité. Merci à tous les gens avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir au sein des équipes

- de simulation : Daivid Fowler, Salim Boutami, Giacomo Badano, Emeline Lesmanne, Gregory Moille et Jérôme Leperchec.
- de caractérisation : Jérôme Wlassow, Léo Bonnefond, Selimen Benahmed, Alexandre Ferron, Wala Hassis et Johan Rothman.
- de fabrication et d'épitaxie : François Boulard, Laetitia Adelmini, Christophe Largeron, Giacomo Badano et Philippe Ballet.

Mes remerciements vont également à mes différents collègues / voisins de bureau / buveurs de café : Antoine Descos, Clément Chauveau, Hubert Teyssedre, Paul Dufouleur, Vincent Reboud, Alexandre Gaucher, Kevin Foubert, Florent Rochette, Ujwol Palanchoke, Mandiaye Fall, Justin Roux, Mickael Cavellier, Audrey Bastard, Jean-Claude Bastien, Dinh Nguyen, Pierre Tchoulfian, Patrick Demars et tous les autres...

Enfin, je tiens à remercier ma famille et mes amis qui m'ont supporté et soutenu, en particulier durant la phase de rédaction.

---

Ce mémoire a été expurgé des éléments et résultats confidentiels à la date de sa rédaction.

---

# Sommaire

**Remerciements** **3**

**Introduction générale** **9**

<b>Chapitre 1</b>
-------------------

<b>La détection infrarouge</b>
--------------------------------

1.1	Introduction à l'imagerie infrarouge . . . . .	12
1.1.1	Le domaine infrarouge . . . . .	12
1.1.1.1	Rayonnement thermique et corps noir . . . . .	12
1.1.1.2	Les bandes spectrales . . . . .	13
1.1.2	La détection infrarouge . . . . .	14
1.1.2.1	Figures de mérite . . . . .	14
1.1.2.2	Température de fonctionnement . . . . .	15
1.1.2.3	Les technologies . . . . .	16
1.2	La diode photovoltaïque HgCdTe . . . . .	19
1.2.1	La jonction p-n . . . . .	19
1.2.1.1	Introduction à la jonction p-n . . . . .	19
1.2.1.2	Mécanismes de génération de porteurs . . . . .	19
1.2.1.3	Sources de courant . . . . .	21
1.2.1.4	Sources de bruit . . . . .	21
1.2.2	La diode HgCdTe . . . . .	22
1.2.2.1	Structure du HgCdTe . . . . .	22
1.2.2.2	Croissance du HgCdTe . . . . .	23
1.2.2.3	Valeurs caractéristiques . . . . .	23
1.3	Enjeux actuels de l'imagerie infrarouge refroidie . . . . .	24
1.3.1	État de l'art de l'imagerie infrarouge refroidie . . . . .	24
1.3.2	Enjeux . . . . .	25
1.3.2.1	L'intégration . . . . .	25
1.3.2.2	La diode avalanche . . . . .	25

1.3.2.3	Le HOT . . . . .	25
1.3.2.4	Le multispectral . . . . .	25
1.3.3	Apport des concentrateurs optiques . . . . .	26
1.4	Intérêt de la plasmonique . . . . .	26
1.4.1	Les plasmons de surface . . . . .	26
1.4.1.1	Introduction . . . . .	26
1.4.1.2	Plasmon de surface . . . . .	27
1.4.1.3	Mode MIM / gap-plasmon . . . . .	29
1.4.2	Structures résonantes . . . . .	29
1.4.2.1	La cavité . . . . .	30
1.4.2.2	Vers plus de localisation : les <i>hot spots</i> . . . . .	30
1.4.3	La plasmonique pour la photodétection infrarouge . . . . .	30
1.5	Plan du manuscrit . . . . .	31

## Chapitre 2

### Outils de simulation et de caractérisation électromagnétiques

2.1	Méthodes de simulations électromagnétiques . . . . .	34
2.1.1	Rigorous Coupled-Waves Analysis . . . . .	34
2.1.1.1	Présentation de la méthode de calcul . . . . .	34
2.1.1.2	Mise en œuvre . . . . .	34
2.1.2	Finite-Difference Time-Domain Analysis . . . . .	36
2.1.2.1	Présentation de la méthode de calcul . . . . .	36
2.1.2.2	Mise en œuvre . . . . .	37
2.1.3	Finite Element Method . . . . .	38
2.1.3.1	Présentation de la méthode de calcul . . . . .	38
2.1.3.2	Mise en œuvre . . . . .	39
2.1.3.3	Solutionneur de mode . . . . .	39
2.2	Méthodes de caractérisation . . . . .	40
2.2.1	Mise en cryostat . . . . .	40
2.2.1.1	Caractérisation à 77K . . . . .	40
2.2.1.2	Caractérisation à température variable . . . . .	41
2.2.2	Courbes courant-tension . . . . .	41
2.2.3	Bruit . . . . .	42
2.2.4	Spotscan . . . . .	43
2.2.5	Réponse spectrale . . . . .	44
2.2.5.1	La caractérisation spectrale . . . . .	44
2.2.5.2	Banc d'étude optique . . . . .	45

**Chapitre 3**

**Optimisation de l'absorption dans un résonateur gap-plasmon chargé par un semiconducteur absorbant**

3.1 Introduction . . . . . 50

3.2 Notions de bases de la théorie temporelle des modes couplés . . . . . 51

    3.2.1 Modèle standard du résonateur . . . . . 51

    3.2.2 Modélisation d'un système réel avec la TCMT . . . . . 53

    3.2.3 Condition de couplage critique et maximisation de l'absorption . . . . . 54

3.3 La cavité Fabry-Perot absorbante en théorie temporelle des modes couplés . . . . . 55

    3.3.1 Expression des taux de pertes . . . . . 55

    3.3.2 Condition de couplage critique . . . . . 57

        3.3.2.1 Cas du Fabry-Perot fermé . . . . . 57

        3.3.2.2 Cas général . . . . . 58

3.4 Étude sur le réseau d'antennes patch . . . . . 61

    3.4.1 Structure étudiée . . . . . 61

    3.4.2 Calcul numérique des taux de pertes . . . . . 62

    3.4.3 Modèle Fabry-Perot de l'antenne patch . . . . . 64

        3.4.3.1 Indice effectif . . . . . 64

        3.4.3.2 Coefficient de réflexion . . . . . 66

        3.4.3.3 Condition de résonance . . . . . 67

    3.4.4 Calcul des taux de pertes . . . . . 68

        3.4.4.1 Expression des champs . . . . . 68

        3.4.4.2 Pertes par absorption . . . . . 69

        3.4.4.3 Pertes par radiation . . . . . 74

    3.4.5 Condition de couplage critique . . . . . 76

        3.4.5.1 Formulation analytique du couplage critique . . . . . 76

        3.4.5.2 Conditions de validité du modèle . . . . . 78

        3.4.5.3 Méthodologie de dimensionnement . . . . . 79

3.5 Intérêt des cavités MSM pour différentes filières de la photodétection IR . . . . . 81

    3.5.1 Effet de l'absorption du semiconducteur . . . . . 81

    3.5.2 Effet des pertes métalliques . . . . . 82

    3.5.3 Calcul de la détectivité spécifique  $D^*$  . . . . . 83

    3.5.4 Intérêt du résonateur plasmonique pour les différentes filières . . . . . 85

    3.5.5 Compatibilité avec les contraintes technologiques . . . . . 86

        3.5.5.1 Effet de multicouches métalliques . . . . . 86

3.5.5.2	Effet de structurations diélectriques/semiconducteurs . . . . .	87
3.6	Conclusion . . . . .	88

<b>Chapitre 4</b> <b>Conception d'une photodiode assistée d'un résonateur plasmonique en technologie HgCdTe</b>
--

4.1	Conception optique de la diode plasmonique . . . . .	92
4.1.1	Problématique de la localisation verticale . . . . .	92
4.1.2	Couplage au mode de surface . . . . .	92
4.1.2.1	Éléments de théorie . . . . .	92
4.1.2.2	Propriétés du mode de surface . . . . .	93
4.1.3	Hybridation au mode MIM vertical . . . . .	95
4.1.3.1	Mode MIM : design et propriétés . . . . .	95
4.1.3.2	Hybridation mode de surface / mode MIM . . . . .	97
4.1.3.3	Propriétés du mode hybride pour la photodétection . . . . .	99
4.2	Intégration matricielle . . . . .	101
4.2.1	Effet de taille finie de réseau / problématique de la localisation latérale . .	102
4.2.1.1	Présentation du problème . . . . .	102
4.2.1.2	Couplage et longueur de mode . . . . .	103
4.2.1.3	Calcul de la longueur de mode et discussion . . . . .	104
4.2.2	Réalisation d'un pixel 3D . . . . .	107
4.2.3	Accordabilité en longueur d'onde du mode hybride pour des applications multispectrales . . . . .	109
4.3	Conclusion . . . . .	110

<b>Conclusion</b>	<b>111</b>
-------------------	------------

<b>Annexe A</b> <b>Calcul de l'indice effectif du mode gap-plasmon</b>	<b>113</b>
---	------------

<b>Annexe B</b> <b>Calcul du coefficient de réflexion du mode gap-plasmon en sortie de guide MSM</b>	<b>115</b>
---	------------

<b>Glossaire</b>	<b>117</b>
------------------	------------

<b>Bibliographie</b>	<b>119</b>
----------------------	------------

---

# Introduction générale

Mon travail de doctorat s'est déroulé au sein du laboratoire d'imagerie infrarouge du CEA-LETI. Une des tâches de ce laboratoire est de concevoir, de réaliser et de caractériser des dispositifs innovants de détection du rayonnement infrarouge. Différentes technologies ont ainsi émergées des laboratoires pour tenter de répondre aux besoins des industriels dans le domaine.

La détection infrarouge permet d'accéder à différentes informations à distance et de manière non invasive, en particulier elle peut renseigner sur la température d'un objet et sur la présence de certains gaz. L'utilisation de capteurs infrarouges trouve ainsi sa place aussi bien dans des applications militaires (vision nocturne, guidage de missile...) que dans des applications civiles (thermographie de bâtiments, aide à la conduite...), industrielles (détection de points chauds, contrôle de qualité), astronomiques (étude d'astres) ou dans les domaines de la recherche. Malheureusement, l'utilisation de capteurs infrarouges est souvent complexe à mettre en oeuvre. Le coût et les difficultés à l'emploi de tels capteurs sont limitants pour de nombreuses applications grand public.

Afin de répondre aux attentes de la filière, les moyens futurs de détection du rayonnement infrarouge doivent être toujours plus facile d'emploi, polyvalents, miniaturisés et peu couteux.

## Problématique du travail de doctorat

Durant ces trois années de doctorat, je me suis intéressé à l'utilisation de fonctions optiques intégrées au sein de photodétecteurs infrarouges. Des dispositifs de concentration optique doivent permettre d'optimiser l'absorption d'un rayonnement incident par le détecteur et ainsi répondre à un certain nombre d'enjeux actuels de la photodétection infrarouge. Dans le cadre de ce travail, je me suis en particulier intéressé à l'utilisation de nanostructures métalliques. Ces nanostructures permettent de faire apparaître des modes optiques appelés modes plasmoniques. Ces derniers sont connus pour leur faculté à concentrer très fortement l'énergie électromagnétique dans des volumes réduits.

Cependant, la réalisation de détecteurs infrarouges utilisant des concentrateurs plasmoniques s'avère d'une grande complexité. La réalisation de nanostructures métalliques dans le champ proche d'une zone absorbante de détection est rendue difficile par les contraintes sur le dimensionnement actuel des détecteurs.

Dans le cadre de mon travail de thèse, la faisabilité de telles structures dans le cadre de la détection photovoltaïque de la filière HgCdTe refroidie a été étudiée. À travers le design de résonateurs plasmoniques, l'étude des contraintes de fabrication de la filière et la caractérisation de photodiodes fonctionnalisées optiquement, j'ai pu étudier l'intérêt des modes plasmoniques pour l'imagerie infrarouge refroidie.

---

## Organisation du mémoire

Ce mémoire a pour objectif de montrer et de discuter des possibilités qu'offrent les résonances plasmoniques pour la photodétection infrarouge refroidie dans le cadre de la filière photovoltaïque HgCdTe.

Dans une première partie, le contexte de l'étude est présenté. Après une succincte description du domaine infrarouge, les problématiques de la photodétection infrarouge sont abordées à travers les différentes technologies existantes. Le fonctionnement d'une photodiode en HgCdTe est détaillé. L'utilisation de résonateurs optiques dans le cadre de la filière HgCdTe doit permettre de répondre à un certain nombre des enjeux actuels de l'imagerie infrarouge. Les résonances plasmoniques offrant de très bons moyens de localisation de la lumière, elles sont introduites dans cette première partie, avant d'être étudiées dans le reste de ce mémoire.

Dans une seconde partie, les moyens mis en jeu pour l'étude de structures métalliques résonantes au sein de photodiodes sont détaillés. Ces moyens sont de deux types : les outils de simulation électromagnétique et les outils de mesure électro-optique. Les outils de simulation sont brièvement décrits afin de discuter de leur utilisation dans le cadre de résonances plasmoniques et du calcul d'absorption. Les outils de caractérisation électro-optique sont ensuite présentés. Ils permettent de décrire le fonctionnement des photodiodes à travers des caractéristiques électriques (mesure de courant et de bruit) et électro-optiques (rendement, réponse spectrale).

La troisième partie s'intéresse à l'optimisation du design de résonateurs plasmoniques dans l'objectif de maximisation de l'absorption dans une zone de semiconducteur. La théorie temporelle des modes couplés est utilisée afin de discuter des conditions de cette optimisation. Après la description de cette théorie, l'étude analytique d'un résonateur de type Fabry-Perot absorbant est réalisée. Cette étude est ensuite transposée au cas plus complexe d'un résonateur plasmonique : l'antenne patch. Un modèle analytique de cette antenne est formulé. Celui-ci permet d'obtenir une condition analytique sur le design maximisant l'absorption photovoltaïque. À travers ces résultats, l'intérêt des modes plasmoniques de cavité pour la photodétection infrarouge est discuté.

Le couplage d'un mode plasmonique de cavité et d'un mode plasmonique de surface est proposé dans la quatrième partie dans l'optique d'intégrer un résonateur plasmonique à une diode HgCdTe. Les caractéristiques de ce résonateur permettent de répondre à un certain nombre de contraintes de l'imagerie infrarouge et en particulier de l'intégration en matrice.



---

# Chapitre 1

## La détection infrarouge

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction à l'imagerie infrarouge . . . . .</b>	<b>12</b>
1.1.1	Le domaine infrarouge . . . . .	12
1.1.2	La détection infrarouge . . . . .	14
<b>1.2</b>	<b>La diode photovoltaïque HgCdTe . . . . .</b>	<b>19</b>
1.2.1	La jonction p-n . . . . .	19
1.2.2	La diode HgCdTe . . . . .	22
<b>1.3</b>	<b>Enjeux actuels de l'imagerie infrarouge refroidie . . . . .</b>	<b>24</b>
1.3.1	État de l'art de l'imagerie infrarouge refroidie . . . . .	24
1.3.2	Enjeux . . . . .	25
1.3.3	Apport des concentrateurs optiques . . . . .	26
<b>1.4</b>	<b>Intérêt de la plasmonique . . . . .</b>	<b>26</b>
1.4.1	Les plasmons de surface . . . . .	26
1.4.2	Structures résonantes . . . . .	29
1.4.3	La plasmonique pour la photodétection infrarouge . . . . .	30
<b>1.5</b>	<b>Plan du manuscrit . . . . .</b>	<b>31</b>

---

---

Après une courte présentation du domaine infrarouge, et des technologies de photodétection, le fonctionnement global d'une diode HgCdTe est décrit. Nous verrons que la filière d'imagerie HgCdTe est considérée comme la filière de référence pour l'imagerie des bandes thermiques grâce aux niveaux de détectivité spécifique atteints, à la vitesse de fonctionnement des détecteurs et à l'adaptabilité du semiconducteur aux différentes gammes de longueurs d'onde. De plus, la fabrication de matrices de détecteurs HgCdTe pour l'imagerie est parfaitement maîtrisée par les industriels.

Dans l'optique d'adresser les attentes de ces derniers pour les technologies futures, les équipes de recherche du CEA-LETI proposent des dispositifs innovants pour améliorer la qualité des détecteurs. Nous nous sommes en particulier intéressés à l'amélioration de la détectivité à des hautes températures de fonctionnement pour adresser l'enjeu du HOT (*High Operating Temperature*).

Comme nous le verrons, la détectivité est calculée comme un rapport signal sur bruit normalisé, une diminution du bruit permet alors une augmentation de la performance de détection. À haute température pour des diodes MWIR ou LWIR, le bruit est dominé par le bruit de grenaille issu du courant de génération thermique de la diode. Une solution pour diminuer ce courant de génération thermique, et donc le bruit qui lui est associé, est de diminuer le volume de semiconducteur de la diode photovoltaïque. Cependant une diminution du volume de semiconducteur absorbant entraîne une diminution du rendement optique d'absorption du détecteur et donc une diminution de la détectivité. Afin de conserver un rendement maximal, il a été proposé dans la littérature et sera détaillé à la fin de ce premier chapitre, l'utilisation de résonateurs plasmoniques. Ceux-ci permettent d'assurer l'absorption d'un rayonnement incident dans un volume faible de semiconducteur.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a pour but de montrer l'intérêt des résonateurs plasmoniques pour optimiser l'absorption d'un rayonnement dans une couche sub-longueur d'onde de semiconducteur absorbant.

## 1.1 Introduction à l'imagerie infrarouge

### 1.1.1 Le domaine infrarouge

Le rayonnement infrarouge est un rayonnement électromagnétique qui s'étend entre le visible et le téraherz, entre  $0.8\mu\text{m}$  et  $15\mu\text{m}$  de longueur d'onde. Il a été mis en évidence pour la première fois en 1800 par Herschel. Celui-ci a utilisé un thermomètre à mercure pour mesurer la température liée au rayonnement de chaque couleur. Il a ainsi observé que la température mesurée augmente lorsqu'on passe du bleu au rouge, et continue d'augmenter au-delà du spectre visible, dans ce que l'on appelle aujourd'hui l'infrarouge. Cette première expérience a révélé l'existence du rayonnement électromagnétique en dehors de la gamme du visible mais également le lien entre rayonnement électromagnétique et température.

L'intérêt pour le domaine infrarouge est croissant depuis cette époque, en particulier grâce au lien qui existe entre rayonnement infrarouge et température.

#### 1.1.1.1 Rayonnement thermique et corps noir

Un objet peut absorber, réfléchir, transmettre et émettre de la lumière. Le corps noir est un objet théorique introduit par Kirshoff en 1862 afin d'étudier le phénomène d'émission. Cet objet a la particularité d'absorber toute l'énergie électro-magnétique qu'il reçoit. Il ne réfléchit ni ne transmet aucune énergie, d'où son nom. En 1900, Planck montre que son émission dépend

essentiellement de sa température, et écrit la loi de luminance du corps noir :

$$E(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (1.1)$$

exprimé en  $W.m^{-3}.sr^{-1}$ ,  $h$  est la constante de Planck ( $\approx 6.63.10^{-34} J.s$ ),  $\lambda$  est la longueur d'onde émise (en  $m$ ),  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide (en  $m.s^{-1}$ ),  $T$  est la température en kelvin ( $K$ ) et  $k_B$  est la constante de Boltzmann ( $\approx 1.38.10^{-23} J.K^{-1}$ ).

Cette luminance est tracée en fonction de la longueur d'onde pour des corps noirs à différentes températures sur la figure 1.1.

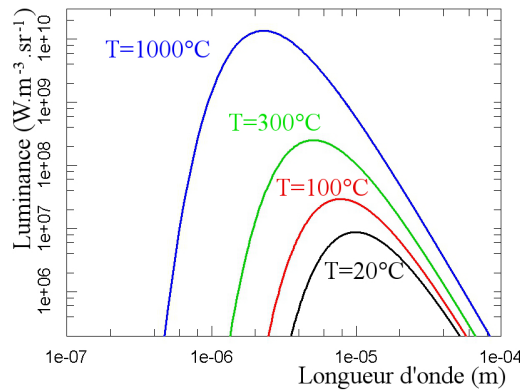


FIGURE 1.1 – Calcul de la luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures

Le spectre de rayonnement d'un corps noir varie significativement avec sa température. En particulier, un maximum de luminance existe pour une longueur d'onde donnée. La loi de Wien résume cette corrélation entre température et longueur d'onde d'émission maximum :

$$\lambda_{max} \approx \frac{hc}{4.9651k_B T} \approx \frac{3.10^{-3}}{T} \quad (1.2)$$

Grâce à cette relation, on peut facilement remonter à la température d'un corps noir en connaissant la longueur d'onde de son maximum d'émission. Tous les corps noirs ayant une température inférieure à  $3300^\circ C$  auront un maximum d'émission dans le domaine infrarouge, et pourront être observés dans ce domaine.

Tous les objets rayonnent de part leur température et peuvent donc être observés grâce au rayonnement électromagnétique qu'ils émettent. Typiquement une flamme de gaz possède une température entre  $800$  et  $2000^\circ C$ . Son spectre d'émission est modulé par des raies fines liées aux différents matériaux en combustion. L'étude des raies d'émission d'un gaz en combustion dans le visible et l'infrarouge permet de connaître la nature du gaz.

### 1.1.1.2 Les bandes spectrales

Dans le cadre de l'imagerie, le domaine infrarouge est habituellement découpé en trois bandes à cause de l'absorption atmosphérique. Ces bandes correspondent aux domaines spectrales où le rayonnement infrarouge est peu absorbé par l'atmosphère. En dehors de ces bandes, l'absorption atmosphérique rend impossible la transmission du rayonnement.

---

La figure 1.2 présente la transmission du rayonnement infrarouge dans l'atmosphère. Trois bandes spectrales sont généralement définies :

- de 0.8 à 2.5 $\mu\text{m}$ , bande SWIR (Short-Wave Infrared). Le rayonnement infrarouge de cette bande a un comportement proche de celui du rayonnement visible.
- de 3 à 5 $\mu\text{m}$ , bande MWIR (Medium-Wave Infrared).
- de 8 à 14 $\mu\text{m}$ , bande LWIR (Long-Wave Infrared).

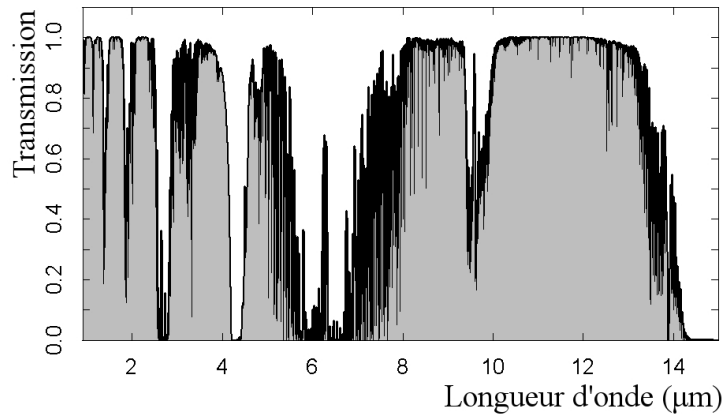


FIGURE 1.2 – Transmission atmosphérique du rayonnement infrarouge en fonction de la longueur d'onde

Ces bandes sont utilisées pour des applications variées. La bande SWIR est utilisée dans de nombreuses applications de télécommunications (transmission de données par fibre optique) mais également pour de la métrologie de précision (LIDAR infrarouge) ou en extension de l'étude du visible (aide à la vision dans le brouillard).

Les bandes MWIR et LWIR sont appelées bandes thermiques. La bande MWIR correspond à une luminance maximale de corps noir pour des températures entre 300 et 700 °C. Elle est utilisée pour des applications militaires comme le guidage de missile mais également pour la détection de certains gaz (dioxyde de carbone, méthane). La bande LWIR correspond à une luminance maximale de corps noir pour des températures inférieures à 100 °C. Elle est utilisée entre autre dans l'imagerie nocturne, le bilan thermique de bâtiment, le contrôle industriel...

### 1.1.2 La détection infrarouge

La nature d'un détecteur infrarouge est de capter un rayonnement infrarouge et de le transformer en un signal électrique. Pour une radiation donnée, on cherche à avoir le maximum de courant électrique possible et à diminuer les sources de bruit venant limiter le fonctionnement du détecteur. Pour pouvoir comparer des différentes technologies de détection infrarouge, les figures de mérite permettant de décrire la qualité d'un détecteur sont présentées.

#### 1.1.2.1 Figures de mérite

**Sensibilité** Une manière de décrire la capacité d'un détecteur infrarouge à effectuer la conversion photon/courant électrique est d'utiliser la sensibilité (*responsivity* en anglais). On la définit comme l'intensité (ou la tension) du courant à la sortie du détecteur sur la puissance optique

incidente au détecteur [Rogalski 10]. Elle est mesurée en  $A/W$  (ou  $V/W$ ).

$$R(\lambda, f) = \frac{I_s}{\Phi(\lambda)\Delta\lambda} \quad (1.3)$$

avec  $I_s$  l'intensité du signal de sortie,  $\Phi$  la densité spectrale de puissance du rayonnement incident, et  $\Delta\lambda$  la gamme spectrale du détecteur.

La sensibilité va généralement dépendre de nombreux paramètres tels que la tension de polarisation pour les dispositifs photovoltaïques, la fréquence de fonctionnement et la gamme de longueur d'onde. Pour ces raisons, elle est rarement utilisée pour comparer différentes technologies de détecteurs.

**Puissance équivalente de bruit** La puissance équivalente de bruit (*Noise Equivalent Power* : NEP) correspond à la valeur de la puissance optique nécessaire à obtenir un ratio signal sur bruit de 1. C'est la puissance pour laquelle le signal en sortie est égal au bruit du détecteur. Elle s'exprime en watt :

$$\text{NEP} = \frac{I_b}{R} \quad (1.4)$$

avec  $I_b$  la densité de bruit intégrée sur la gamme fréquentielle du détecteur.

**Défectivité** La déflectivité est définie comme l'inverse du NEP normalisé par la bande passante du détecteur ( $\Delta f$ ). Il s'avère que pour la plupart des technologies le NEP est proportionnel au carré du signal du détecteur qui est lui-même proportionnel à la surface du détecteur ( $A_d$ ) [Jones 53]. La figure de mérite que nous utiliseront principalement est donc la déflectivité spécifique notée  $D^*$ , qui correspond à la déflectivité normalisée par la taille du détecteur.

$$D^* = \frac{(A_d \Delta f)^{1/2}}{\text{NEP}} \quad (1.5)$$

qui s'exprime en  $\text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ .

Cette grandeur permet de comparer différentes technologies entre elles.

Il est intéressant de connaître les performances ultimes en terme de déflectivités qui peuvent être attendues en détection infrarouge. Ces limites seront atteintes lorsque toutes les sources de bruit liées aux imperfections du détecteur seront minimisées devant le bruit d'environnement. Un tel détecteur idéal est appelé BLIP (*Background Limited Infrared Photodetector*). On peut montrer que sa déflectivité spécifique vaut :

$$D_{BLIP}^*(\lambda, f) = \frac{\lambda}{hc} \left( \frac{\eta}{2Q_B} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

où  $\eta$  est le rendement quantique (le nombre d'électrons obtenu par photon incident) et  $Q_B$  la densité de flux de photon de l'environnement.

### 1.1.2.2 Température de fonctionnement

Dans les gammes MWIR et LWIR, la température du détecteur lui-même est vue par le détecteur. De nombreuses applications nécessitent donc l'utilisation d'un système de refroidissement afin de minimiser le bruit dû à l'excitation thermique et donc de maximiser le ratio signal sur bruit. La température du détecteur doit parfois descendre jusqu'à quelques millikelvins pour

---

assurer une détectivité suffisante pour l'application recherchée. Différents systèmes de refroidissement sont utilisés. Le refroidissement par cryostat utilise la présence de composés froids à l'état liquide : essentiellement l'azote à 77K ou l'hélium à 4,2 K, la consommation de ces gaz rend l'utilisation du détecteur limitée dans le temps. Des systèmes de cryogénie à base d'effet Peltier ou d'effet Joule-Thompson permettent également d'obtenir un refroidissement. Ceux-ci nécessitent une consommation importante d'énergie électrique.

La température de fonctionnement du détecteur limite son autonomie d'utilisation et est donc un critère déterminant du choix d'une filière technologique pour une application donnée.

### 1.1.2.3 Les technologies

Il existe deux catégories distinctes de détecteurs infrarouges : les détecteurs thermiques et les détecteurs photoniques. Les premiers détectent une radiation infrarouge en mesurant une variation de température, les seconds détectent la présence des photons via l'effet photoélectrique [Ciupa 97]. Dans cette partie, nous présenterons rapidement les avantages et les inconvénients de ces technologies en s'attardant sur les différents types de matériaux semiconducteurs utilisés pour la détection photonique.

**Les détecteurs thermiques** Les détecteurs thermiques absorbent le rayonnement infrarouge et voient ainsi leur température changer. C'est en mesurant ce changement de température que la détection est réalisée. Différents systèmes existent permettant de mesurer ces variations de température.

Les bolomètres sont des dispositifs dont la résistance varie avec leur température. Le matériau résistif utilisé peut être de nature variée : principalement métal ou semiconducteur. Sa capacité à transformer une variation de température en variation de résistance détermine la qualité du bolomètre. Les capteurs bolométriques peuvent être utilisés dans l'ensemble du spectre fréquentiel électromagnétique. Ils peuvent fonctionner à température ambiante. Malheureusement, leurs performances sont souvent limitées par une sensibilité moyenne et un temps de réponse important. Certaines technologies de bolomètres fortement refroidis permettent d'obtenir de très bonnes valeurs de sensibilité trouvant des applications, entre autre, dans l'imagerie spatiale.

Les thermopiles fonctionnent grâce à l'effet Seebeck : certains matériaux créent une différence de potentiel lorsqu'ils sont soumis à des différences de température. Ces dispositifs ont des sensibilités relativement faibles comparées aux autres technologies de détecteurs thermiques. Leur fiabilité et leur faible coût en font toutefois des détecteurs très avantageux.

Les détecteurs pyroélectriques sont composés d'un matériau dans lequel des charges de surface apparaissent lorsqu'il change de température. L'apparition de ces charges permet de générer un courant. De la même manière que les bolomètres, ils peuvent fonctionner à haute température, peuvent atteindre de très bonnes sensibilités s'ils sont refroidis mais sont limités par leur temps de réponse.

Il existe d'autres technologies de détection thermique telles que les cellules de Golay, l'utilisation de microleviers ou certaines formes de cristaux liquides.

Dans l'ensemble, les détecteurs thermiques offrent l'avantage de la simplicité et du coût, mais leur faible sensibilité et leur temps de réponse long, en particulier dans les domaines des petites longueurs d'onde infrarouge (SWIR et MWIR) les rendent inadaptés pour de nombreuses applications nécessitant de hautes performances de photodétection [Ciupa 97].

**Les détecteurs photoniques** Différentes méthodes de détection photonique existent, elles sont basées sur l'effet photoélectrique et diffèrent sur la manière d'extraire des porteurs pho-

togénérés. Pour restreindre le domaine d'étude, nous présenterons uniquement l'élément photoconducteur, la barrière Schottky et la diode photovoltaïque qui sont les plus fréquemment utilisés. D'autres technologies de détection photonique infrarouge existent cependant : les empilements métal-semiconducteur-métal ou métal-isolant-semiconducteur, les détecteurs à barrière, ou les détecteurs *photon-drag*...

Pour les trois méthodes décrites par la suite, la détection s'opère lorsqu'un photon interagit avec un électron piégé dans la bande de valence du semiconducteur, si son énergie est supérieure à celle du gap du semiconducteur, l'électron peut être éjecté dans les bandes supérieures d'énergie, c'est l'effet photoélectrique.

L'élément photoconducteur utilise le fait que la présence d'électrons dans la bande de conduction rend le semiconducteur meilleur conducteur électrique. La lumière incidente change la résistivité du semiconducteur. Ce changement de résistivité peut être mesuré et ainsi traduire la présence d'un rayonnement infrarouge. Ces détecteurs permettent d'obtenir de très grandes détectivités et de très bons temps de réponse.

La diode Schottky est un type de photodiode qui utilise la barrière de potentiel apparaissant au contact entre un semiconducteur et un métal. Malgré de faibles détectivités, elle permet d'obtenir des réponses extrêmement rapides et sa fabrication est relativement simple. Son utilisation est encore peu répandue.

La diode photovoltaïque (ou photodiode) utilise des matériaux semiconducteurs avec différents types de dopage pour créer une ou plusieurs barrière(s) de potentiel. Les électrons sont piégés dans l'empilement de semiconducteur dopé et la présence d'un photon leur permet de traverser la (les) barrière(s) et de participer au courant. Sa sensibilité élevée et son temps de réponse rapide en font un candidat de choix pour de nombreuses applications. Cependant la nécessité de fonctionnement à basse température, typiquement inférieure à 100K, et son coût encore élevé rend son utilisation grand public limitée [Ciupa 97]. Ses performances sont bien évidemment fortement dépendantes du ou des matériaux semiconducteurs qui la composent.

**Les semiconducteurs** On distingue généralement trois types de matériaux<sup>1</sup> utilisés comme absorbant dans des dispositifs de photodiode.

Les semiconducteurs intrinsèques sont les plus couramment utilisés, ce sont des matériaux naturellement semiconducteurs. Afin d'avoir des gaps directs, ils sont souvent composés de différents éléments tels que dans la filière III-V : InAs, InGaAs, InSb ; ou dans la filière IV-VI : PbSe, PbTe ; ou dans la filière II-VI : HgCdTe. Chaque matériau possède une réponse spectrale qui lui est propre. La figure 1.3 résume la détectivité spécifique obtenue pour ces différentes technologies (en utilisation photoconducteur PC, ou photovoltaïque PV). La détectivité et la longueur de coupure (longueur d'onde définissant la fin du domaine spectral d'absorption du matériau) des détecteurs varient beaucoup suivant le semiconducteur utilisé. Certains composites permettent de sélectionner la longueur d'onde de coupure souhaitée en variant la composition des différentes espèces qui le composent. C'est le cas de du  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  dont la longueur d'onde de coupure varie typiquement de 3 à 20 $\mu$ m. Ces matériaux sont réputés pour leurs détectivités élevées et leurs temps de réponse courts.

Les semiconducteurs extrinsèques sont des matériaux artificiellement dopés de manière à faire apparaître des états d'énergie intermédiaire dans le gap et ainsi permettre l'absorption du rayonnement dans une gamme d'énergie définie par les propriétés du dopant. Pour la détection infrarouge les deux principales filières sont celles du silicium (dopé indium, gallium, ou arsenic) et

1. Ici le terme matériaux est à prendre au sens large puisque les matériaux semiconducteurs homogènes comme les empilements de différents semiconducteurs seront discutés

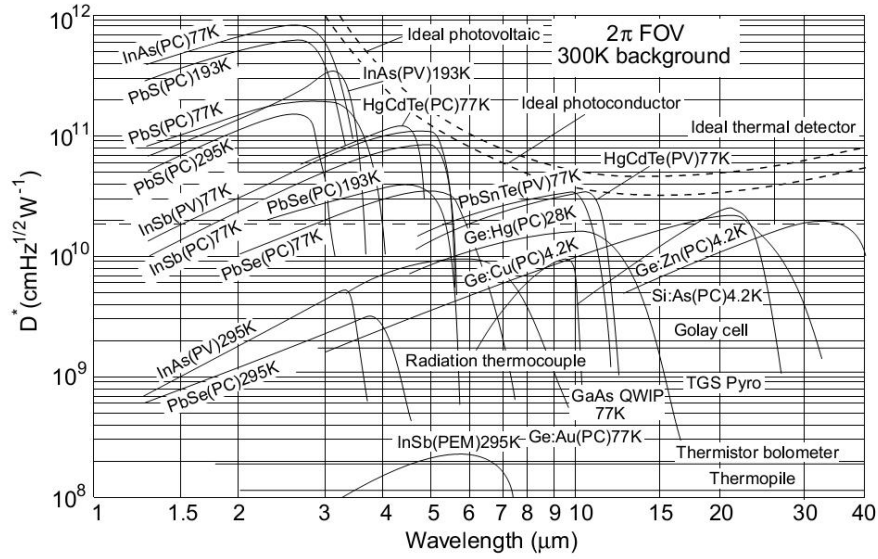


FIGURE 1.3 – Détectivité en fonction de la longueur d’onde pour différentes technologies de photodétection [Rogalski 03]

du germanium (dopé cuivre, mercure ou zinc). Les détectivités obtenues avec les semiconducteurs extrinsèques sont souvent moindre que celles obtenues avec les semiconducteurs intrinsèques. De plus il est souvent nécessaire de les refroidir à plus basse température, ce qui rend leur utilisation contraignante. Cependant ils peuvent avoir des caractéristiques intéressantes pour certaines applications, comme le germanium dopé gallium dont la longueur d’onde de coupure peut dépasser  $100\mu\text{m}$  [Rogalski 03].

Les QWIP (*Quantum Well Infrared Photodetectors*), QDIP (*Quantum Dots Infrared Photodetectors*) et super-réseaux sont des hétérostructures semiconductrices utilisées pour la détection photonique. Ils sont fabriqués en empilant des couches fines (ou en accumulant des structures 1D pour les QDIP) de semiconducteur dont les bandes de valence et de conduction diffèrent d’un matériau à l’autre. Ces variations dans les bandes permettent de piéger les porteurs dans des barrières de potentiel. L’effet photoélectrique peut alors permettre aux porteurs de franchir ces barrières et ainsi de participer au courant. Les QWIP sont généralement composés d’une couche fine de matériau semiconducteur à petit gap comprise entre deux couches à grand gap de manière à créer le piège de potentiel. Différentes technologies existent principalement avec des matériaux III-V :  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ ,  $In_xGa_{1-x}As/In_xAl_{1-x}As$  ou encore  $InSb/InAs_{1-x}Sb_x$ , mais également avec des semiconducteurs IV :  $Si_{1-x}Ge_x/Si$  ou des semiconducteurs II-VI  $HgTe/CdTe$ . L’engouement pour les QWIP a été très important ces dernières années. Les détectivités obtenues arrivent, dans certains cas, à l’état de l’art des meilleures technologies en semiconducteur intrinsèque [Gunapala 05]. Les technologies développées pour les super-réseaux sont pour l’instant moins avancées, mais l’intérêt qu’elles suscitent ne cesse d’augmenter. Les super-réseaux sont des empilements périodiques de couches de semiconducteurs. Ils sont classés en trois catégories suivant l’agencement des bandes de conduction et de valence entre les différents matériaux qui les composent. Les technologies à base de  $GaAs/AlAs$ ,  $GaSb/AlSb$ ,  $InAs_xSb_{1-x}/InSb$  ou  $PbTe/PbS$  sont les plus couramment rencontrées.

Dans le cadre de ce travail de doctorat, nous nous sommes essentiellement intéressés aux



photodiodes *HgCdTe*. Leur faculté à être fonctionnelles dans l'ensemble des spectres MWIR et LWIR avec des détectivités proches de celle du détecteur photovoltaïque idéal, en font un objet de choix. Cette technologie est souvent considérée comme la référence pour la photodétection infrarouge dans ces gammes de longueur d'onde.

## 1.2 La diode photovoltaïque HgCdTe

En régime standard, la photodiode HgCdTe est composée d'une simple jonction p-n. Afin d'introduire les spécificités des diodes HgCdTe, le fonctionnement global d'une jonction p-n et les différentes sources de courant et de bruit qui apparaissent dans cette structure seront présentés.

### 1.2.1 La jonction p-n

#### 1.2.1.1 Introduction à la jonction p-n

Les propriétés électriques d'un semiconducteur intrinsèque peuvent être modifiées par l'incorporation d'atomes étrangers. Ces atomes appelés "impuretés" viennent changer la structure électronique du semiconducteur. En les sélectionnant correctement, ils peuvent faire apparaître dans le matériau un excès d'électrons, on parle alors de dopage N, ou un excès de trous, on parle de dopage P. Une jonction p-n consiste à mettre en contact une zone dopée P et une zone dopée N d'un même semiconducteur. Lorsque ces zones sont en contact, les électrons de la zone N ont tendance à diffuser dans la zone P et à se recombiner avec les trous. Et réciproquement : les trous de la zone P diffusent dans la zone N pour se recombiner avec les électrons excédentaires. Il y a formation d'une zone de charge d'espace (ZCE) dans laquelle un champ électrique est présent. Le diagramme de bande d'un tel dispositif est représenté figure 1.4 a.

Par égalisation des niveaux de Fermi, les bandes de valence (BV) et de conduction (BC) apparaissent à des niveaux d'énergie différents dans les deux zones dopées, comme représenté figure 1.4 a). Cette différence de niveaux crée une barrière de potentiel empêchant les porteurs (électrons de la zone N ou trous de la zone P) de passer d'une zone de dopage à l'autre et donc de participer au courant électrique. Lorsque la jonction est polarisée en direct, c'est-à-dire lorsqu'une tension extérieure est imposée sur la jonction avec le potentiel positif sur la partie dopée P, la barrière de potentiel de la jonction est abaissée, les porteurs ont besoin de moins d'énergie pour traverser la barrière. Lorsqu'elle est polarisée en inverse, potentiel positif sur la partie dopée N, la barrière de potentiel est relevée, les porteurs ont besoin de plus d'énergie pour traverser la jonction.

Avant de présenter les différentes sources de courant existant dans une diode photovoltaïque, nous discutons des différents mécanismes de génération de porteurs libres.

#### 1.2.1.2 Mécanismes de génération de porteurs

Il existe différents mécanismes de génération de porteurs.

La génération photonique est due à l'excitation d'un électron par un photon. Si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de gap du semiconducteur, un porteur libre est photogénéré. C'est l'effet que l'on cherche généralement à mesurer en photodétection.

La génération thermique traduit le fait que par agitation thermique, un porteur peut franchir le gap entre bande de conduction et bande de valence. Ce type de génération va toujours être fortement présent en détection infrarouge à cause des faibles valeurs d'énergie de gap. Il est

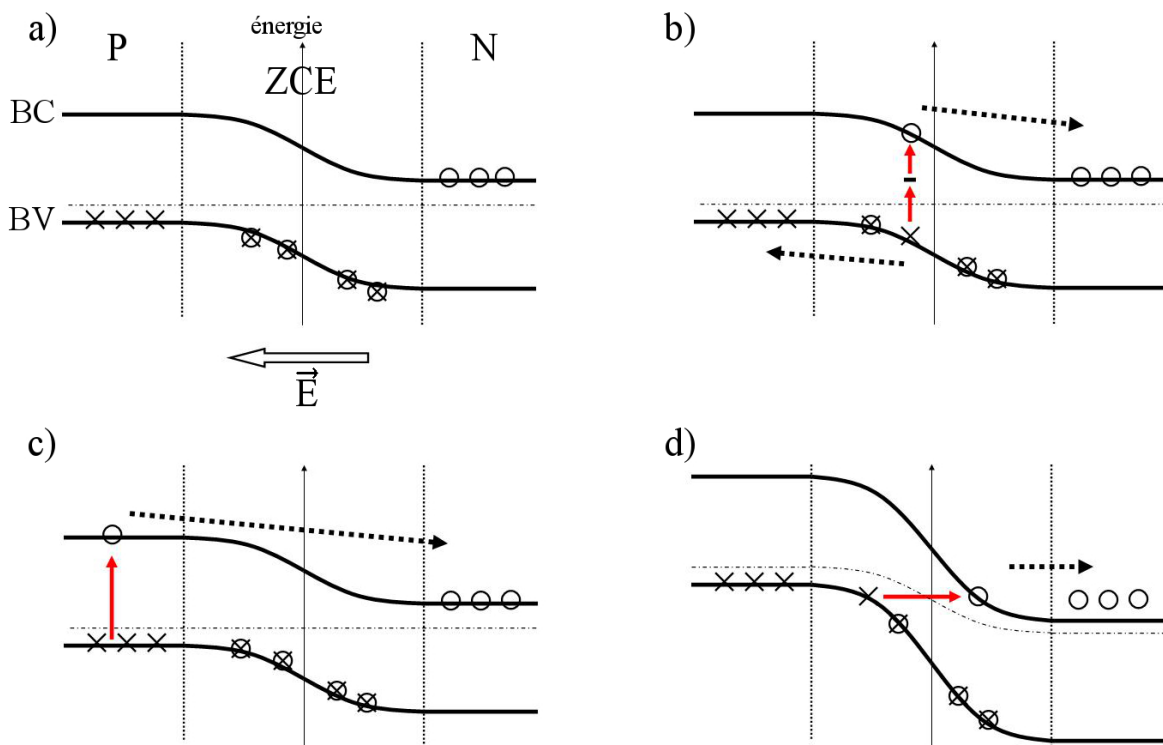


FIGURE 1.4 – Diagramme de bande a) établissement de la jonction p-n, b) courant de génération-recombinaison, c) courant de diffusion, d) courant tunnel BTB. Les ronds correspondent à des électrons libres, les croix à des trous libres et les croix dans des ronds à des paires électron-trou recombinées

directement dépendant de la température  $T$  du détecteur qui doit être minimisée afin de minimiser le courant induit qui, s'il est trop important, diminue les performances du photodétecteur infrarouge.

D'autres mécanismes de génération peuvent apparaître. Le plus fréquent est la génération Auger. Elle apparaît lors de la recombinaison d'une paire électron-trou qui entraîne la génération d'une autre paire. Dans notre étude, ce mécanisme sera peu discuté mais il peut être important pour certaines technologies comme dans la filière HgCdTe dopé N.

Dans tous les cas, ces générations de porteurs peuvent ou non participer au courant en fonction de la manière dont elles se produisent et de leur localisation.

On sépare généralement deux contributions au courant de la diode. Le courant d'obscurité est le courant obtenu quand la photodiode n'est pas éclairée par une source extérieure. Le courant photonique est lié aux générations de porteurs dues aux photons incidents. Ce deuxième courant traduit le signal à détecter.

Le courant va être majoritairement influencé par trois paramètres : la température de fonctionnement du détecteur  $T$ , le flux photonique incident  $\Phi$  et la tension  $V$  de polarisation de la jonction p-n. Les principaux types de courant apparaissant dans une jonction p-n sont détaillés

dans la section suivante

### 1.2.1.3 Sources de courant

On décrit en général trois types de courant dans une jonction p-n [Parashar 11].

**Le courant de diffusion :** le courant de diffusion est dû à la génération de porteurs dans les zones de dopage (P ou N) de la diode (par photogénération ou par génération thermique). Sur la figure 1.4 c), on a représenté un électron généré dans la zone P (ce sera le mécanisme principal de diffusion dans les diodes HgCdTe étudiées par la suite). Cet électron diffuse dans la zone dopée P jusqu'à la ZCE. Une fois atteinte, le champ électrique l'entraîne dans la zone dopée N et ainsi le fait participer au courant. Le courant de diffusion sera le courant majoritaire lors de la détection de photon incidents, comme nous le verrons dans le chapitre 5.

**Le courant de génération-recombinaison :** le courant de génération-recombinaison (GR) est dû à des impuretés ou des défauts dans la zone de charge d'espace qui créent des états intermédiaires d'énergie (centres SRH - Shockley-Read-Hall). Les porteurs se servent de ces états pour franchir le gap entre les bandes de conduction et de valence. Une fois les porteurs générés, le champ électrique présent dans la ZCE les sépare, il y a courant électrique. Ce phénomène est représenté figure 1.4 b). Ce courant traduit généralement les défauts du matériaux et est donc un frein à la détectivité du photodétecteur. Dans une diode présentant des interfaces de mauvaises qualité, de nombreux centres SRH peuvent apparaître imposant un fort courant GR qui perturbe la mesure du courant photonique.

**Le courant tunnel :** deux types de courants tunnels peuvent apparaître dans les matériaux possédant un petit gap. Le courant tunnel BTB (band-to-band) traduit le passage direct par effet tunnel d'un porteur d'une bande à l'autre, comme représenté figure 1.4 d). Il sera d'autant plus présent que la jonction sera fortement polarisée en inverse. Par ailleurs il est indépendant du flux photonique et de la température de fonctionnement. Le courant tunnel assisté par piège est lié à la présence de pièges dans le gap du semiconducteur. Par effet tunnel, des porteurs arrivent à franchir la jonction en utilisant les états d'énergie intermédiaires associés.

**L'effet avalanche :** le courant avalanche peut apparaître lorsque le champ électrique dans un semiconducteur fortement dopé est suffisamment important. Un porteur est accéléré et peut rentrer en collision avec les atomes du cristal. Via ionisation par impact, d'autres porteurs sont alors créés. Les photodiodes avalanches agissent comme un multiplicateur de porteurs. Elles permettent en particulier de préamplifier le signal dans la diode. Ce type d'effet est recherché dans divers applications, en particulier dans l'imagerie spatiale.

### 1.2.1.4 Sources de bruit

Une autre caractéristique importante des jonctions p-n pour la photodétection est leur bruit. Une valeur importante de bruit dans la diode induit une diminution de la détectivité.

Il existe de nombreuses sources de bruit suivant les technologies de détection étudiées, et leurs origines sont encore discutées aujourd'hui. Nous ne nous intéresserons pas ici de manière exhaustive aux causes du bruit dans les photodiodes, mais décrirons juste brièvement les deux sources de bruit généralement rencontrées dans les diodes HgCdTe.

Le bruit de grenaille apparaît à cause de la fluctuation du courant électrique due à sa nature discontinue (c'est un flux d'électrons). Ce bruit est blanc, c'est-à-dire constant en fonction de la fréquence. Dans le cas d'une diode idéale ne présentant que du courant photonique, le bruit de grenaille induit par ce courant est le bruit minimal qui peut être obtenu dans une photodiode. La présence de courant d'obscurité entraîne une augmentation du bruit de grenaille global et donc une diminution des performances de détection. Une partie du travail présenté dans ce manuscrit a pour objectif de diminuer le courant d'obscurité des photodiodes afin d'en diminuer le bruit de grenaille et donc d'augmenter la détectivité.

Le bruit en  $1/f$  est présent dans un très grand nombre de phénomènes physiques [Milotti 02]. Comme son nom l'indique, c'est un bruit qui varie de manière inversement proportionnelle à la fréquence de mesure de la diode. Ses causes peuvent être multiples. Dans le cas des photodiodes, il peut entre autre être associé aux effets de surface, les états d'énergie liés aux centres SRH d'une interface de mauvaise qualité permettent la génération-recombinaison et peuvent faire augmenter le bruit en  $1/f$  [Tobin 80]. Ceci fait l'objet d'études avancées au sein du laboratoire.

De manière générale le bruit dans une photodiode limite ses performances : plus il est élevé, plus le NEP sera important et donc la détectivité du détecteur faible.

A l'aide de ces quelques outils sur le fonctionnement général d'une diode, l'étude de la spécificité de la filière HgCdTe peut être abordée.

## 1.2.2 La diode HgCdTe

### 1.2.2.1 Structure du HgCdTe

Le HgCdTe (ou tellure de mercure-cadmium, souvent appelé MCT) est un alliage composé d'un semi-métal (le tellure de mercure), et d'un semiconducteur (le tellure de cadmium). Le mélange de ces deux éléments au sein d'une structure cristallographique, permet d'obtenir un semiconducteur dont le gap est réglable entre 0 et 1.5eV (supérieur à  $0.8\mu\text{m}$  de longueur d'onde).

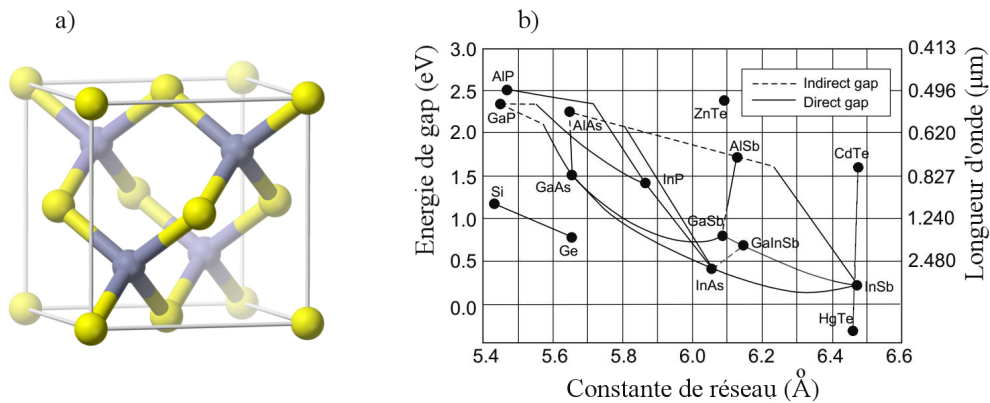


FIGURE 1.5 – a) Structure Cristallographique du HgCdTe, les atomes de Te sont en gris et les atomes de Hg et/ou Cd sont en jaune, b) diagramme constante de réseau et énergie de gap de différents semiconducteurs [Rogalski 07]

La structure de base du HgCdTe est une structure cubique à faces centrées de cadmium et/ou de mercure dans laquelle un site tétraédrique sur deux est occupé par un atome de tellure. La figure 1.5 a) représente cette organisation avec en jaune les atomes de Cd et Hg et en gris les atomes Te. On note  $x$  la composition en cadmium de telle manière que le nom exact du matériau

étudié est  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Pour des raisons pratiques, nous continuerons à le simplifier en HgCdTe. Comme le montre la figure 1.5 b), il y a un très bon accord de maille entre le HgTe et le CdTe, ce qui permet d'obtenir un semiconducteur structurellement stable quelque soit la composition en cadmium du HgCdTe. C'est cette composition qui permet de régler l'énergie de gap et donc la longueur d'onde maximale d'absorption du semiconducteur.

Les défauts au sein du matériau en font naturellement un semiconducteur dopé P [Rogalski 10]. Cependant un dopage N peut apparaître sous de nombreuses conditions : effet de surface, contraintes, dislocations, orientation du substrat, oxydation... Des dopages extrinsèques peuvent également être réalisés. Des atomes d'In, Ag, ou Cu sont utilisés pour réaliser un dopage N tandis que pour un dopage P, les atomes d'As, P ou Sb sont privilégiés.

### 1.2.2.2 Croissance du HgCdTe

À l'heure actuelle, deux techniques de croissance du cristal de HgCdTe sont majoritairement utilisées.

L'épitaxie en phase liquide (LPE) consiste à fondre les composants de la couche à faire croître directement sur un substrat. Cette technique est mise en place industriellement depuis les années 1990 et permet d'obtenir des couches très larges et uniformes en composition. Elle est donc très intéressante pour les applications dans l'imagerie.

Les méthodes d'épitaxie en phase vapeur sont aujourd'hui de plus en plus utilisées. L'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD) et l'épitaxie par jet moléculaire (EJM) sont les plus répandues. La MOCVD est une technique de croissance utilisant un gaz vecteur pour amener les éléments à épitaxier sur le substrat. Ces éléments sont sous forme d'organométalliques. L'EJM est une technique de dépôt par évaporation des éléments dans un bâti mis sous vide. Elle a l'avantage de fonctionner à basse température mais des défauts peuvent facilement se propager durant l'épitaxie. L'intérêt de ces techniques réside dans leur vitesse de croissance relativement lente qui permet de mieux contrôler les conditions d'épitaxie et donc de réaliser des croissances plus complexes avec des changements de dopage par exemple.

Dans le cadre de l'étude présentée dans ce mémoire, l'EJM a été utilisée pour réaliser des diodes dont la couche absorbante est fine par rapport au standard industriel. Le contrôle de l'épaisseur et de la composition de ces couches est crucial comme nous le verrons dans le chapitre 4.

### 1.2.2.3 Valeurs caractéristiques

Le principal paramètre décrivant le semiconducteur ainsi obtenu est sa composition  $x$  en cadmium. Celle-ci est directement reliée à l'énergie de gap et donc aux longueurs d'onde d'absorption du détecteur. Hansen a proposé une formule empirique donnant l'énergie de gap en fonction de la composition et de la température  $T$  [Hansen 82] :

$$E_g = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3 + 5.35 \cdot 10^{-4}(1 - 2x)T \quad (1.7)$$

La connaissance de l'énergie de gap permet de déterminer la longueur d'onde à laquelle le matériau va arrêter d'absorber les photons incidents. Si ces photons ont une longueur d'onde telle que leur énergie est inférieure à l'énergie de gap, ils ne peuvent plus réaliser de photogénération. Ils ne seront donc pas absorbés. Cette longueur d'onde limite d'absorption est appelée longueur d'onde de coupure du matériau.

Ainsi, une composition  $x = 0.3$  implique une ouverture de gap de 0.24eV et donc une coupure à environ  $5\mu\text{m}$  : on réalise un détecteur MWIR. Avec une composition de  $x = 0.23$ , une énergie de gap de 0.13eV pour une coupure à  $9.5\mu\text{m}$  permet la réalisation d'un détecteur LWIR.

---

Les indices optiques du HgCdTe varie en fonction de la composition. Dans le cadre général, l'indice de réfraction est approximé à 3.5 pour sa partie réelle et, pour les longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de coupure, 0.2 pour sa partie imaginaire.

Pour décrire le comportement des porteurs dans les diodes HgCdTe étudiées par la suite, nous choisissons de se concentrer principalement sur des photodiodes pour lesquelles la photogénération se produit majoritairement dans le semiconducteur dopé P. Ceci correspond au standard industriel. Les porteurs minoritaires sont alors des électrons qui vont être générés dans le semiconducteur dopé P avant de franchir la barrière de potentiel et participer au courant.

Le comportement de ces électrons peut être décrit à travers leur mobilité (en  $m^2/(Vs)$ ) qui caractérise leur faculté à se déplacer dans le semiconducteur, et à travers leur durée de vie (en  $s$ ) qui traduit le temps moyen qu'un électron dans la bande de conduction va mettre avant d'être recombinié. Ces paramètres dans le cas du HgCdTe dopé P ont été largement étudiés dans la littérature [Rogalski 10, Wenus 01]. Avec ces données, nous avons toutes les informations nécessaires pour comprendre l'apparition de courant dans les photodiodes étudiées dans le chapitre 5.

### 1.3 Enjeux actuels de l'imagerie infrarouge refroidie

Ce travail de doctorat porte sur la réalisation de photodiodes HgCdTe innovantes permettant d'aborder différents enjeux de l'imagerie infrarouge refroidie. La mise en matrice de photodiodes pour la réalisation d'imageurs fait apparaître de nouvelles problématiques de conception : taille des photodiodes, qualité des dépôts sur de grandes surfaces, couplage électrique et optique entre photodiodes... Après avoir rapidement présenté l'état de l'art des imageurs industriels, nous nous intéresserons aux enjeux actuels et nous montrerons dans quelle mesure l'utilisation de concentrateurs optiques peut apporter des solutions aux défis actuels de l'imagerie infrarouge refroidie.

#### 1.3.1 État de l'art de l'imagerie infrarouge refroidie

Les imageurs infrarouges actuels sont constitués d'une matrice d'éléments photodétecteurs. Cette matrice est placée sur le plan focal d'une optique infrarouge, on parle alors de FPA (*Focal Plane Array*).

Différents acteurs industriels se partagent le marché des imageurs infrarouges. Ils sont principalement situés aux États-Unis (Raytheon, Teledyne, DRS), en Europe (Sofradir, Selex) et en Israël (SCD). Les marchés visés par l'imagerie infrarouge refroidie dans les gammes MWIR et LWIR sont principalement militaires. Les technologies utilisées sont concentrées sur les semiconducteurs intrinsèques InSb et HgCdTe. Leur utilisation nécessitant un système de refroidissement, les domaines d'application visés restent limités. Les matrices à base de QWIP ont beaucoup progressé ces dernières années. Leur coût et leur stabilité en température en font des concurrents pour les filières traditionnelles en particulier dans la gamme LWIR.

Les imageurs HgCdTe actuellement dans le commerce atteignent typiquement des formats de 1000 par 1000 pixels dans un pas de  $15\mu m$  (pour les gammes MWIR et LWIR). Ils sont réalisés majoritairement par LPE et sont constitués d'une croissance épaisse de semiconducteur (plusieurs micromètres).

Les enjeux actuels de la filière d'imagerie HgCdTe portent sur plusieurs niveaux : l'intégration, le fonctionnement à haute température, la fonctionnalisation spectrale ou encore l'utilisation de l'effet avalanche [Gravrand 12].

## 1.3.2 Enjeux

### 1.3.2.1 L'intégration

Pour répondre aux attentes toujours plus pointues en terme d'application, il est nécessaire d'aller vers toujours plus d'intégration des photodiodes dans une matrice. Afin de réaliser des matrices plus grandes, à moindre coût et avec des pixels de toujours plus petite dimension, de nombreuses études sont menées sur la qualité et l'uniformité des dépôts de semiconducteur.

La réalisation des contacts électriques permettant la collection du courant et la mise en place des systèmes électroniques réalisant la lecture des courants des photodiodes sont au cœur de la problématique de réduction du pas de pixel. Si à l'heure actuelle, le pas de  $15\mu\text{m}$  fait référence, les développements à venir s'intéressent au pas de  $10\mu\text{m}$  voir  $5\mu\text{m}$  pour les matrices MWIR.

Le développement des structures optiques innovantes présentées dans ce mémoire doivent prendre en considération cet enjeu de l'intégration.

### 1.3.2.2 La diode avalanche

L'utilisation du courant avalanche permet d'augmenter le gain d'une diode moyennant une dégradation plus ou moins importante du rapport signal sur bruit. Une telle amplification du signal peut être utile pour des applications où le bruit du circuit de lecture est limitant. L'utilisation de l'effet avalanche d'une diode trouve des applications dans les domaines de l'astrophysique ou de l'imagerie ultra-rapide ainsi que pour réaliser du comptage de photons.

### 1.3.2.3 Le HOT

La nécessité de refroidissement des imageurs infrarouge est un frein à leur utilisation. À l'heure actuelle, les imageurs HgCdTe ont besoin d'être refroidis aux alentours de 80K pour atteindre des détectivités intéressantes. Un des enjeux de l'imagerie infrarouge est donc le fonctionnement des photodiodes à haute température, appelé HOT (*High-Operating-Temperature*). Certaines technologies permettent déjà le fonctionnement d'imageurs jusqu'à 150K. Le fonctionnement à haute température peut permettre d'atteindre de nouveaux marchés dans le médical, l'automobile, la surveillance publique...

Nous verrons dans la partie 1.3.3 comment le fonctionnement à haute température peut être obtenu en fonctionnalisant optiquement les photodiodes.

### 1.3.2.4 Le multispectral

Un autre enjeu de l'imagerie infrarouge refroidie est la fonctionnalisation spectrale des photodétecteurs. Ces dernières années sont apparus dans le commerce des imageurs multibandes permettant de réaliser les images d'une scène à travers deux bandes spectrales différentes (typiquement MWIR et LWIR). L'intérêt industriel pour de tels imageurs est croissant. On peut différencier deux types de détecteurs multispectraux : les interbandes réalisent l'image d'une scène dans des bandes spectrales différentes, tandis que les intrabandes réalisent l'image d'une scène à travers plusieurs couleurs au sein d'une même bande spectrale. Différentes solutions optiques permettent de réaliser de telles fonctionnalisations spectrales.

Tous ces enjeux font l'objet de nombreuses études [Gravrand 12]. Dans le cadre de ce travail de doctorat, nous sommes intéressés à l'utilisation de concentrateurs optiques. Ceux-ci peuvent apporter des éléments de réponse sur les enjeux du HOT et du multispectral en particulier.

---

### 1.3.3 Apport des concentrateurs optiques

L'utilisation de résonateurs optiques a été proposée afin de fonctionnaliser spectralement les photodiodes. En effet, les résonateurs optiques permettent de concentrer un rayonnement incident à certaines longueurs d'onde, en suivant une certaine fonction spectrale. En utilisant une photodiode dont le semiconducteur est situé dans le concentrateur optique, la photodiode ne verra plus l'ensemble du spectre incident mais le spectre tel qu'il est dans le résonateur. Cette fonctionnalisation spectrale de la réponse du détecteur est intéressante pour l'enjeu multispectral.

Par ailleurs, les résonateurs optiques permettent la concentration de champ dans un volume réduit. Dans les diodes standard, l'épaisseur de semiconducteur absorbant est choisie de manière à maximiser l'absorption d'un flux incident traversant la couche. Elle va donc devoir être importante pour assurer cette absorption (dans le cadre de photodétecteur HgCdTe MWIR standard, elle varie entre 5 et 10 $\mu\text{m}$ ). En utilisant un résonateur optique, le flux incident va "faire des aller-retours" dans la couche absorbante. Celle-ci pourra donc être plus fine tout en assurant une absorption quasi-complète du flux.

La diminution du volume de semiconducteur a un effet direct sur la détectivité de la photodiode. Dans le cadre d'une diode dont le courant d'obscurité est limité par la diffusion, on peut écrire [Martyniuk 3] :

$$D^* = \frac{\lambda\eta}{2hc(G)^{\frac{1}{2}}} \left( \frac{A_o}{A_e t} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde,  $\eta$  le rendement quantique,  $G$  le taux volumique de génération de porteurs,  $A_e$  la surface électrique de la diode,  $t$  son épaisseur et  $A_o$  sa surface optique.

La détectivité augmente lorsque l'épaisseur  $t$  de semiconducteur diminue. Ceci est dû au fait que le courant de génération thermique est proportionnel au volume de semiconducteur. En diminuant ce volume, le courant d'obscurité, et donc le bruit de grenaille induit, diminuent. Par ailleurs, l'utilisation d'un concentrateur optique peut permettre l'augmentation du ratio  $\frac{A_o}{A_e}$  en concentrant latéralement le flux incident et en réduisant la surface électrique de la diode. Ceci est efficace si le rendement quantique reste constant.

Les concentrateurs optiques sont donc des outils très intéressants pour l'avenir de l'imagerie infrarouge refroidie. Différentes structures de résonateurs ont été proposées dans la littérature : des cavités Fabry-Perot [Kimukin 2], des cristaux photoniques [Posani 6] , des pièges à photons ont été réalisés [Dhar 12].

Nous allons voir que les résonateurs plasmoniques s'avèrent particulièrement intéressant car ils permettent de localiser très fortement le champ électromagnétique et donc de réduire drastiquement le volume de semiconducteur.

## 1.4 Intérêt de la plasmonique

### 1.4.1 Les plasmons de surface

#### 1.4.1.1 Introduction

Les plasmons de surface sont des ondes électromagnétiques localisées se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique.

Leur existence a été expérimentalement observée pour la première fois au début du XX<sup>ème</sup> siècle par Wood qui a découvert des anomalies dans le spectre de réflexion de surfaces métalliques structurées. Le métal absorbait l'onde incidente à des longueurs d'onde précises variant avec



l'angle d'incidence. Il faudra attendre le milieu des années 50 pour que cette absorption soit expliquée par l'oscillation collective d'électrons dans le métal [Pines 56]. L'existence d'un couplage entre onde optique et onde d'oscillation électronique dans le volume d'un métal est démontrée analytiquement par Fano en 1956 [Fano 56] : cette onde est appelée plasmon-polariton. L'année suivante, l'existence d'une telle onde à l'interface entre un métal et un diélectrique est explicitée [Ritchie 57]. Cette onde de surface est appelée SPP (*Surface Plasmon-Polariton*). Par la suite, nous l'appellerons simplement plasmon de surface.

### 1.4.1.2 Plasmon de surface

Étudions analytiquement les modes optiques se propageant à l'interface entre un métal de constante diélectrique  $\epsilon_m$  et un diélectrique  $\epsilon_d$ . La figure 1.6 a) détaille les notations choisies. Dans le cadre d'un problème transverse magnétique (TM : le champ magnétique est dans l'axe (Oy)), la résolution des équations de Maxwell permet d'écrire que le champ magnétique dans une telle structure suit l'équation de Helmholtz :

$$\Delta H_y + \epsilon k_0^2 H_y = 0 \quad (1.9)$$

où  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  est le vecteur d'onde dans le vide,  $\epsilon$  vaut  $\epsilon_m$  ou  $\epsilon_d$  selon qu'on résout l'équation dans le métal ou le diélectrique.

Pour décrire le plasmon de surface, on considère uniquement les ondes se propageant dans la direction x et étant évanescentes dans la direction z. Le champ magnétique peut alors s'écrire sous la forme :

$$H_y = H_0 e^{j(\omega t - k_x x)} e^{-\alpha z} \quad (1.10)$$

où  $\alpha$  est un nombre positif valant  $\alpha_m$  dans le métal et  $\alpha_d$  dans le diélectrique. Ces coefficients  $\alpha$  décrivent la décroissance de l'onde de surface dans la direction z. Ils sont représentés sur la figure 1.6 a).

Les conditions de continuité du champ magnétique et du champ électrique tangent à l'interface donnent une condition sur l'existence d'un tel mode optique :

$$\frac{\alpha_d}{\alpha_m} = -\frac{\epsilon_d}{\epsilon_m} \quad (1.11)$$

Dans l'infrarouge, une approximation généralement réalisée et qui sera discutée dans le chapitre 3 est de considérer le métal comme sans pertes :  $\epsilon_m = \text{Re}(\epsilon_m)$ . Le plasmon de surface existe alors lorsque  $-\frac{\epsilon_d}{\epsilon_m}$  est positif, ce qui est le cas pour une interface entre un métal ( $\epsilon_m < 0$ ) et un diélectrique ( $\epsilon_d > 0$ ).

Le même raisonnement peut être réalisé pour une configuration transverse électrique (TE : le champ électrique est dans l'axe (Oy)). Elle aboutira sur une condition d'existence irréalisable. Le plasmon de surface n'existe qu'en TM.

En utilisant l'expression du champ 1.10 dans l'équation 1.9, et à l'aide de la condition d'existence du mode plasmon 1.11, on obtient la relation de dispersion du plasmon de surface :

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (1.12)$$

Cette relation est représentée sur le diagramme de dispersion de la figure 1.6 c). Le métal choisi ici suit un modèle de Drude proche du comportement de l'or :  $\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ , avec  $\omega_p = 1.2 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ . Ce modèle est souvent utilisé dans l'infrarouge et reste valable tant que les pertes du métal sont

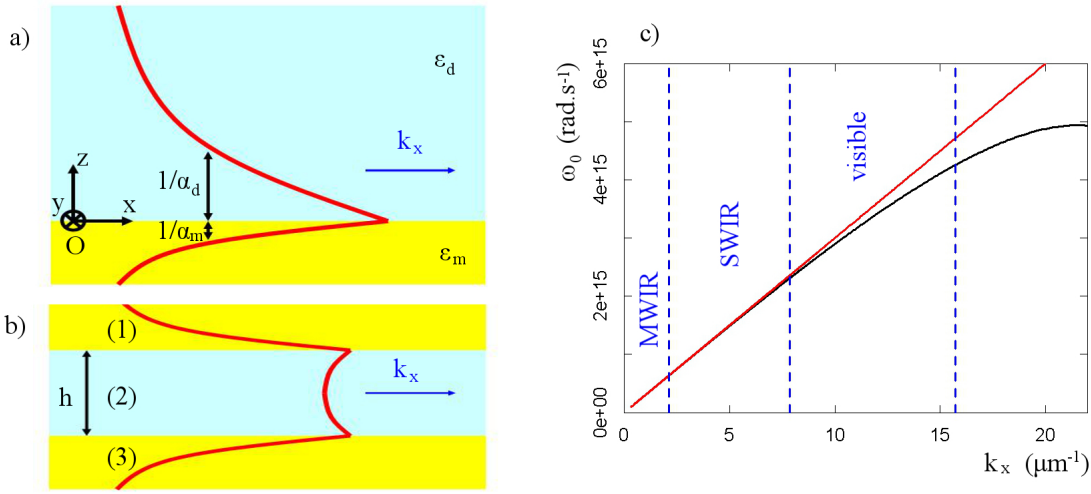


FIGURE 1.6 – a) Schéma de propagation du mode plasmon de surface, b) schéma du mode MIM, c) diagramme de dispersion du mode plasmon de surface dans l'air pour un métal suivant le modèle de Drude de pulsation plasmon  $\omega_p = 1.2 \cdot 10^{16} \text{s}^{-1}$  (en noir), ligne de lumière (en rouge)

négligeables [Olmon 12], il n'est donc plus exact pour l'or dans le domaine visible et au-delà (UV...).

On peut remarquer que la courbe de dispersion du mode plasmon reste toujours sous la ligne de lumière. L'excitation du mode plasmon ne peut donc pas être réalisée directement avec une onde dans l'air. Deux méthodes servent généralement à exciter le mode plasmon de surface : l'utilisation de l'intermédiaire d'un mode évanescent en configuration de Otto ou Kretschmann et l'utilisation d'un réseau périodique [Homola 99]. L'utilisation d'un réseau sera détaillée dans le chapitre 4 de ce mémoire.

Pour les grands vecteurs d'onde, on observe une divergence entre la courbe de lumière et la courbe plasmon, figure 1.6 c). Cette divergence est due à la diminution de la constante diélectrique du métal pour les petites longueurs d'onde. Et donc, d'après la relation 1.11, une diminution de  $\epsilon_m$  entraîne une augmentation du ratio  $\frac{\alpha_d}{\alpha_m}$ . Le champ électromagnétique pénètre alors en proportion plus profondément dans le métal et moins dans le diélectrique. Le champ est alors fortement localisé à l'interface métal-diélectrique. Cette localisation trouve des applications intéressantes notamment pour la détection biochimique [Homola 99].

Dans le domaine infrarouge, pour de plus courts vecteurs d'onde, la courbe de dispersion du plasmon de surface est très proche de la courbe de lumière. L'intérêt du plasmon de surface dans ce domaine est sa capacité à localiser le champ électromagnétique dans la direction normale à l'interface. On peut d'ores et déjà remarquer que pour les métaux ayant des constantes diélectriques réelles négatives : plus  $|\epsilon_m|$  est grand, plus  $\frac{\alpha_d}{\alpha_m}$  est petit, cf équation 1.11. En utilisant des métaux avec de grandes constantes diélectrique, on obtient un mode de surface qui rentrera peu dans le métal et sortira plus dans le diélectrique. Le vecteur d'onde du plasmon sera proche de  $\sqrt{\epsilon_d}k_0$ . Par ailleurs, la présence d'une partie imaginaire à la constante diélectrique du métal fait apparaître une partie imaginaire à  $k_x$ , cf. équation 1.12. Le mode plasmon, en se propageant le long de l'interface est progressivement absorbé par le métal. Logiquement, plus la partie réelle de  $\epsilon_m$  est grande devant sa partie imaginaire, moins le plasmon de surface sera absorbé.

Dans le domaine infrarouge, les métaux tels que l'or, l'argent, le cuivre ou l'aluminium sont souvent utilisés pour propager des plasmons de surface car leurs constantes diélectriques sont

élevées. Ils permettent donc la localisation de l'énergie électromagnétique dans le diélectrique, à proximité de l'interface, en évitant des pertes métalliques trop importantes. Dans le domaine visible, les plasmons de surface offrent moins de possibilité, leur utilisation est conditionnée par les importants taux de pertes métalliques.

### 1.4.1.3 Mode MIM / gap-plasmon

La localisation de champ induit par le plasmon de surface peut être accentuée en utilisant des structures plus élaborées de guides de plasmons. Divers structures métalliques ont été étudiées dans la littérature : en particulier les empilements à base de couches minces métalliques et diélectriques [Economou 9] et les structurations en sillon dans un plan métallique [Bozhevolnyi 08].

Le mode MIM (métal-isolant-métal), aussi appelé gap-plasmon, est un mode plasmonique se propageant entre deux plans métalliques. Il résulte du couplage entre deux modes plasmons de surface se propageant chacun sur une interface métallique, cf. figure 1.6 b).

La résolution des équations de Maxwell et des conditions de transition aux interfaces dans un guide MIM permet de faire apparaître une condition d'existence de modes plasmoniques. L'annexe A détaille ce calcul. Le mode principalement observé est représenté sur la figure 1.6 b). Dans l'approximation de métaux ayant une grande constante diélectrique,  $|\epsilon_m| \gg 1$ , ce mode obéit à la relation suivante :

$$k_x = k_0 n_d \sqrt{1 + \frac{2j}{k_0 h \sqrt{\epsilon_m}}} \quad (1.13)$$

où  $n_d = \sqrt{\epsilon_d}$  est l'indice de réfraction du milieu diélectrique et  $h$  la distance entre les plans métalliques.

De la même manière que pour le mode de surface, le mode MIM est absorbant : plus la constante diélectrique du métal sera complexe, plus le mode sera absorbé par le métal. Cependant, les propriétés du mode gap-plasmon dépendent fortement d'un autre paramètre : la distance interplan  $h$ . Quand  $h$  devient grand,  $k_x = k_0 n_d$ . On découple les plasmons de surface de chaque interface métallique, et on retrouve l'expression du vecteur d'onde du plasmon de surface dans l'approximation  $|\epsilon_m| \gg |\epsilon_d|$ . Lorsque  $h$  devient petit, on concentre plus de champ dans le métal et donc l'indice effectif du mode augmente. Cette augmentation de l'indice effectif va de pair avec l'augmentation des pertes dues à l'absorption métallique.

Dans tous les cas, il est intéressant de noter que quel que soit la distance interplan, le mode MIM peut exister. La localisation verticale du mode n'est pas limitée par des  $h$  petits [Yang 12]. Lorsque les plans sont très proches, on localise très fortement le champ électromagnétique dans un faible volume de diélectrique.

Il a été montré des facteurs de 10 à 20 sur le renforcement de champ électrique [Gramotnev 2] en utilisant une simple structure MIM. Un tel renforcement trouve de nombreuses applications telles que dans les lignes à transmission [Kovacs 7], les dispositifs d'émission de lumière [Vuckovic 00] ou la photodétection [Le Perchec 9].

### 1.4.2 Structures résonantes

Ces deux types de modes plasmoniques : le mode plasmon de surface et le mode gap-plasmon sont des modes propagatifs dans la direction de l'interface métal-diélectrique. Ils localisent l'énergie électromagnétique seulement dans la direction normale à l'interface. Des structurations dans la direction tangentielle à l'interface permettent de localiser le champ dans cette deuxième direction.

---

### 1.4.2.1 La cavité

Le mode plasmonique peut être confiné dans sa direction de propagation en utilisant un système de cavité résonante [Barnard 08]. En réalisant deux structures qui réfléchissent le mode, on crée une résonance en s'assurant que l'onde propagée subit une condition d'interférences constructives dans la cavité. Ces résonateurs sont reconnaissables par le fait qu'ils excitent des modes à des longueurs d'ondes multiple de  $\frac{\lambda}{2}$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde effective du mode plasmon.

Un des exemples les plus simples de cavité plasmonique est la fente diélectrique dans une couche métallique. Une telle fente agit comme un guide d'onde vertical pour un mode gap-plasmon. Lorsque l'épaisseur de la fente diélectrique est convenablement dimensionnée, on peut obtenir une résonance de cavité [Quemerais 5]. Cette résonance possède un certain nombre de propriétés du mode MIM telle que la capacité d'exister pour de très faibles largeurs de fente et donc de localiser très fortement le champ dans une direction. Des phénomènes particulièrement intéressants apparaissent lorsqu'elle est mise en réseau : elle peut permettre à une lumière incidente sur une couche métallique de traverser cette surface en passant par des fentes de largeur très petite devant la longueur d'onde, c'est la transmission extraordinaire [Ebbesen 8].

D'autres dispositifs de résonances plasmoniques de cavité ont été mis en évidence. Les modes MIM sont utilisés dans le cadre de tranchées dans un métal (fentes fermées), ou dans le cadre de résonances de type antenne patch [Todorov 0]. Les modes de surfaces apparaissent dans les résonances de type dipôle métallique (patch, sphère...).

Dans tous les cas, la localisation de champ électromagnétique induite par ces résonances est limitée par la condition d'interférences. Pour atteindre plus de localisation d'autres objets ont été proposés.

### 1.4.2.2 Vers plus de localisation : les *hot spots*

Lors de l'étude d'une surface métallique rugueuse, il est possible d'observer des zones de concentration très forte de champ électromagnétique dans des volumes très réduits : quelques milliers de nanomètres cube. Ces *hot spots* sont le résultat de phénomènes plasmoniques dans des structures type métal-isolant-métal.

Afin de reproduire ces concentrations de champ dans une structure très petite devant la limite de diffraction, on utilise des antennes ayant des résonances dipolaires [Fischer 08]. Il a été démontré, grâce à l'utilisation d'antennes *bowtie* (noeud papillon), un facteur d'augmentation du champ électrique de plus de 50 dans un volume d'environ  $1.5 \cdot 10^4 nm^3$  [Gramotnev 2].

Ces localisations extrêmes du champ électromagnétique ont des applications potentielles dans de nombreux domaines tels que la détection pour la biologie ou l'amélioration de la spectroscopie Raman.

### 1.4.3 La plasmonique pour la photodétection infrarouge

Les modes plasmoniques par leur faculté à fortement localiser le champ électromagnétique sont intéressants pour la photodétection infrarouge. L'utilisation de résonateurs plasmoniques permet d'augmenter l'absorption d'un rayonnement incident dans un très faible volume de semi-conducteur et ainsi améliorer les performances des photodétecteurs en particulier en terme de température de fonctionnement.

Historiquement, l'utilisation de structures métalliques pour améliorer les performances de photodétecteurs a été d'abord proposée pour les QWIP [Goossen 85] [Andersson 91]. L'utilisation d'un réseau métallique permet de coupler la lumière incidente dans divers ordres de diffraction

et ainsi d'améliorer l'absorption du QWIP qui a toujours lieu dans le sens perpendiculaire à la croissance de la structure absorbante.

Afin de profiter au maximum de la forte capacité de localisation des modes plasmoniques, des structures à base de mode gap-plasmon ont été proposées pour améliorer l'absorption d'un photodétecteur [Crouse 05] [Tang 08]. La capacité du détecteur à absorber la lumière incidente est caractérisée par le couplage entre la lumière incidente et le mode plasmonique. La notion de couplage optimal sera au cœur du chapitre 3 de ce mémoire. Afin d'optimiser le couplage au résonateur MIM, Yu a par exemple proposé l'utilisation d'un réseau de fentes dans un métal [Yu 6]. Il obtient ainsi une amélioration d'un facteur 250 de l'absorption par rapport au cas sans réseau. Des structures de types *Bull's-eye* [Ishi 05] ou des structures de type antenne [Tang 08] ont également été proposées.

Des résonateurs de type MSM (métal-semiconducteur-métal) ayant des dimensions plus importantes et pouvant donc plus facilement être réalisés (en particulier dans le cadre de la filière HgCdTe) peuvent également assurer un couplage optimal et donc une absorption maximale de l'énergie incidente. Les antennes patch dans l'infrarouge font apparaître un mode gap-plasmon qui peut être couplé de manière optimale. Elles ont été proposées pour les QWIP [Beck 1] comme pour les semiconducteurs intrinsèques [Le Perchec 9]. À l'heure actuelle, aucune réalisation de photodiode utilisant le mode d'antenne patch dans l'infrarouge n'a été publiée. Leur utilité a néanmoins été démontrée pour la détection bolométrique [Codreanu 9].

D'autres structures plasmoniques de type MSM ont été réalisées. La réalisation d'une photodiode en GaAs avec un mode MSM fortement localisé à l'interface métal-diélectrique a permis de mettre en évidence expérimentalement l'obtention d'une augmentation du rendement du photodétecteur [Collin 3]. Cependant l'utilisation de ces modes fait apparaître l'importance des contraintes technologiques dans la conception des résonateurs plasmoniques. En particulier, Collin montre que la présence de couches d'accroches métalliques baisse drastiquement le rendement de la diode et fait perdre l'intérêt de la résonance plasmonique pour la photodétection. Le champ proche d'une cavité MIM isolée peut également être utilisé [Karar 3]. Une amélioration d'un facteur 7 sur le photo-courant est obtenue à l'aide d'un résonateur couplé par un réseau métallique. Si l'augmentation du photocourant à l'aide du résonateur est importante, le rendement quantique de la diode reste faible à cause de l'utilisation d'un réseau fermé. L'utilisation d'une telle diode n'apporte donc pas nettement d'amélioration en terme de détectivité et n'est pas concevable dans le cadre de la problématique de l'imagerie.

D'autres structures réalisées sur le contact métallique supérieur de QWIP ou QDIP permettent de profiter de la concentration de champ d'un mode gap plasmon [Liu 13] ou d'un mode plasmon de surface moins localisant [Rosenberg 9, Chang 10]. L'importance de l'optimisation du couplage afin de maximiser l'absorption est mis en avant. Des améliorations d'un facteur 5 à 7 de la réponse de la diode sont observées. Cependant, ces dispositifs ne répondent pas aux contraintes de l'imagerie, en particulier de part la nécessité d'un réseau de taille importante pour le couplage, et ils ne sont pas transposable en l'état à la filière HgCdTe.

## 1.5 Plan du manuscrit

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a pour objectif de montrer l'intérêt des structures résonantes plasmoniques pour photodétection thermique HgCdTe.

Le chapitre 2 présentera les moyens de simulation numérique et les moyens de caractérisation opto-électronique de photodiodes utilisés dans l'ensemble de ce travail.

L'étude de la condition optimale de couplage à un résonateur absorbant sera abordée dans le

---

chapitre 3. L'utilisation de la théorie temporelle des modes couplés permet de préciser l'intérêt du mode gap-plasmon pour différentes filières de photodétection infrarouge.

Un travail de conception d'un résonateur plasmonique pour photodiode HgCdTe est ensuite présenté dans le chapitre 4. L'utilisation du couplage entre un mode plasmon de surface et un mode gap-plasmon permet d'améliorer le rendement optique de photodiodes HgCdTe en configuration matricielle.

---

# Chapitre 2

## Outils de simulation et de caractérisation électromagnétiques

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Méthodes de simulations électromagnétiques . . . . .</b>	<b>34</b>
2.1.1	Rigorous Coupled-Waves Analysis . . . . .	34
2.1.2	Finite-Difference Time-Domain Analysis . . . . .	36
2.1.3	Finite Element Method . . . . .	38
<b>2.2</b>	<b>Méthodes de caractérisation . . . . .</b>	<b>40</b>
2.2.1	Mise en cryostat . . . . .	40
2.2.2	Courbes courant-tension . . . . .	41
2.2.3	Bruit . . . . .	42
2.2.4	Spotscan . . . . .	43
2.2.5	Réponse spectrale . . . . .	44
2.2.6	Rendement quantique en réponse au corps noir . . . . .	47

---

---

Afin d'étudier les résonances plasmoniques et leur fonctionnement au sein de photodiodes HgCdTe, différents outils ont été utilisés. Nous présenterons dans un premier temps les outils de calcul numérique permettant la simulation de systèmes optiques plus ou moins complexes. Dans un second temps, les différents moyens de caractérisation des photodiodes seront décrits.

## 2.1 Méthodes de simulations électromagnétiques

Trois méthodes de calcul ont été essentiellement utilisées : la Rigorous Coupled-Wave Analysis (RCWA), la Finite-Difference Time-Domain Method (FDTD) et la Finite Element Method (FEM). Pour chacune de ces méthodes, nous allons rapidement présenter le principe du calcul et les paramètres importants, puis détailler sa mise en œuvre. Les problématiques spécifiques aux contextes de calcul de modes plasmoniques et de calcul d'absorption optique dans une couche de semiconducteur seront abordées.

### 2.1.1 Rigorous Coupled-Waves Analysis

#### 2.1.1.1 Présentation de la méthode de calcul

La RCWA est une méthode permettant de simuler la réponse d'une structure périodique à une excitation de type onde plane. Nous l'utiliserons ici uniquement pour des structures à 2 dimensions. Elle est rapide à mettre en œuvre pour des dispositifs à la géométrie simple : structures rectangulaires, empilements d'un nombre faible de couches ( $<10$ ), éclairage par une onde plane monochromatique. C'est pourquoi, elle sera la principale méthode de simulation numérique employée dans ce mémoire. Le logiciel utilisé a été développé au sein du laboratoire.

Pour résoudre les équations de Helmholtz décrivant les profils de champs électro-magnétiques dans le cas d'une structure périodique, la méthode RCWA utilise l'expression des transformées de Fourier spatiales de ces champs. Le système optique étudié doit donc être simplifié de manière à pouvoir facilement travailler dans l'espace de Fourier. On doit décomposer la structure en couches horizontales. Ces couches peuvent être découpées en plusieurs domaines d'indices de réfraction différents. Au sein d'une couche, les frontières entre les domaines sont verticales. Les premières et dernières couches (zone incidente et zone de transmission de la lumière) sont uniformes. Un tel découpage de la structure permet de décrire simplement le problème à partir de la transformée de Fourier de l'onde se propageant dans chaque couche.

Afin de résoudre le problème électromagnétique, un nombre d'ordre limité est imposé à l'expression de la transformée de Fourier des champs. Le calcul RCWA revient à écrire les conditions de continuité des champs aux interfaces entre les différentes couches dans un formalisme matriciel. Ce formalisme matriciel est rendu possible par la troncature à l'ordre  $N$  des transformées de Fourier des champs. Le problème est ainsi simplifié par la formulation d'un système linéaire d'équations permettant de remonter aux coefficients de Fourier des champs dans chaque couche et en particulier dans la première et dernière couche, donnant l'expression du champ réfléchi et transmis par le système optique étudié.

#### 2.1.1.2 Mise en œuvre

Le calcul RCWA est rapide à mettre en œuvre pour des structures simples mais peut devenir relativement chronophage pour l'étude de structures dont le nombre de couches est important et nécessitant un nombre d'ordres élevé. Dans le cadre d'une structure 2D périodique comprenant une seule couche structurée comprise entre les domaines d'incidence et de réflexion, le problème



s'exprime à travers un système matriciel de taille  $16(2N + 1)^2$  où  $N$  est le nombre d'ordres des transformées de Fourier [Hench 08].

Le nombre d'ordres permet la convergence du calcul, celle-ci est vérifiée pour chaque simulation. Le nombre d'ordre nécessaire à cette convergence est fonction du ratio entre la période du dispositif et la largeur de la plus petite structure dans une couche, et de l'écart d'indice des matériaux au sein d'une couche. Plus ces grandeurs sont grandes, plus des ordres importants seront nécessaires pour ne pas perdre d'information en tronquant les transformées de Fourier des champs. En pratique, on vérifie la convergence en modifiant le nombre d'ordres : la figure 2.1 a) présente le calcul de l'absorption au sein d'une antenne patch de largeur  $0.5\mu m$  dans un pas de réseau ( $P = 14\mu m$ ) grand devant la taille de l'antenne. On observe que cette absorption converge pour un nombre d'ordre supérieur à 40 dans cette configuration. Au-delà de cette valeur la convergence est globalement assurée : une variation de l'ordre de 0.5% apparaît cependant à  $N=72$ .

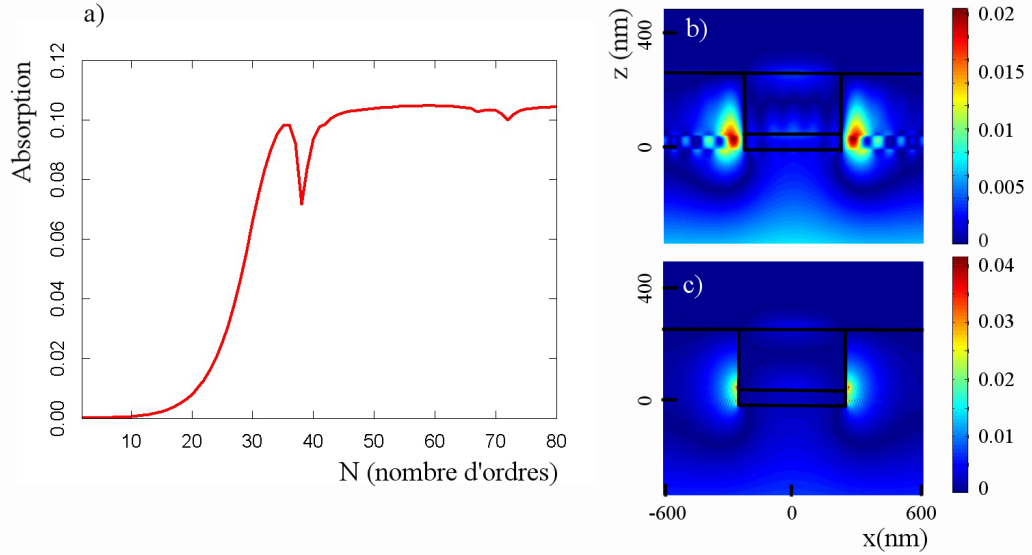


FIGURE 2.1 – a) Absorption d'une antenne patch en or chargée par un semiconducteur d'indice  $\epsilon_d = 9$ , d'épaisseur  $300\text{nm}$  et de longueur  $500\text{nm}$  à  $4000\text{nm}$  de longueur d'onde, en fonction du nombre d'ordre  $N$  du calcul RCWA. Cartographies du champ électrique dans cette antenne pour des nombres d'ordres de : b)  $N=12$ , c)  $N=100$  (ici l'onde plane incidente se propage depuis le côté inférieur de la figure, et le plan métallique est situé sur le côté supérieur)

L'influence des fortes variations d'indice sur la convergence du calcul est particulièrement à prendre en compte dans le cadre de l'utilisation de structures métalliques et donc pour l'étude de résonances plasmoniques. Les figures 2.1 b) et c) présentent les cartographies de la composante horizontale du champ électrique dans une antenne patch pour différents nombre d'ordres. Le calcul de la structure b) n'a pas totalement convergé dans la couche présentant en contact un métal et un diélectrique et possédant donc des différences d'indices très important ( $\epsilon_d \approx 9$  et  $|\epsilon_m| \approx 800$ ) : des lobes de champ qui disparaissent lorsqu'on augmente le nombre d'ordre sont observés. Un nombre d'ordres de  $N=100$ , figure 2.1 c), permet d'assurer la convergence du calcul et de faire disparaître ces lobes de champ.

L'étude de structures utilisant un conducteur parfait (PEC : *Perfect Electrical Conductor*) possédant une constante diélectrique tendant vers  $-\infty$ , est impossible en RCWA car elle néces-

---

siterait un nombre d'ordre infini. De plus, la simulation de structures non rectangulaires, comme par exemple des flans de gravure, nécessite une approximation par des structures rectangulaires et donc un découpage du dispositif en un très grand nombre de couches. Le temps nécessaire à une telle simulation devient rapidement très important, la méthode RCWA n'est pas optimisée pour ce genre d'étude.

La valeur d'absorption dans une couche est généralement directement obtenu à partir de la résolution matricielle du problème optique dans l'espace de Fourier : c'est l'écart entre la puissance incidente à la couche absorbante et les puissances réfléchies et transmises.

Par ailleurs, la valeur des champs électromagnétiques en tout point de la structure peut être obtenue à partir du calcul de transformée de Fourier. La puissance absorbée dans un volume  $V$  peut alors également être exprimée à partir des valeurs de champ électrique en tout point du domaine absorbant comme :

$$P_{abs} = \int_V \sigma |E|^2 dV \quad (2.1)$$

où  $\sigma$  est la conductivité du matériau absorbant.

Cette méthodologie permet de calculer la puissance absorbée dans une portion latérale de couche. Cependant elle nécessite un grand nombre d'ordre pour assurer la convergence des profils de champ.

Dans la suite de ce manuscrit, nous travaillerons généralement avec la puissance absorbée normalisée par la puissance incidente. Nous la noterons QE :

$$QE = \frac{P_{abs}}{P_{inc}} \quad (2.2)$$

La notation QE (*Quantum Efficiency*) fait référence au rendement quantique optique de la diode. Le lien entre le rendement quantique total d'une diode et le rendement quantique optique noté QE sera exposé en début de chapitre 5.

## 2.1.2 Finite-Difference Time-Domain Analysis

### 2.1.2.1 Présentation de la méthode de calcul

L'analyse FDTD permet de résoudre les équations de Maxwell dans le temps. Elle est particulièrement intéressante pour des études spectrales puisqu'en un seul calcul, elle permet de balayer la réponse spectrale d'une structure sur une plus ou moins large gamme de fréquences. De plus, comparativement à la RCWA, elle peut être utilisée pour simuler des objets isolés en plus des objets périodiques, en 2 dimensions ou 3 dimensions, et permet de prendre simplement en compte des structures de forme non rectangulaire. Le logiciel commercial lumerical a été utilisé pour l'ensemble des calculs FDTD réalisés.

Le dispositif optique étudié doit être défini dans un domaine fermé. Un maillage en grille rectangulaire est réalisé dans l'ensemble du domaine. Une source d'énergie électromagnétique est ajoutée. Cette source peut être de différents types : onde plane, onde gaussienne, source modale... et s'étend sur une certaine gamme de longueurs d'onde. Afin de réaliser la simulation sur un intervalle de longueurs d'onde, les indices de matériaux utilisés doivent suivre des lois analytiques. Pour se faire, les variations d'indice sont approchées à l'aide de différents modèles (Drude, Debye, Lorentz...). La figure 2.2 a) montre l'approximation utiliser afin de modéliser la partie réelle de l'indice de réfraction de l'or du Palik [Palik 99]. L'accord entre les données d'indice et le modèle analytique est relativement bon en dehors d'une légère augmentation à  $5.2\mu\text{m}$  qui peut être réduite en optimisant le modèle choisi.

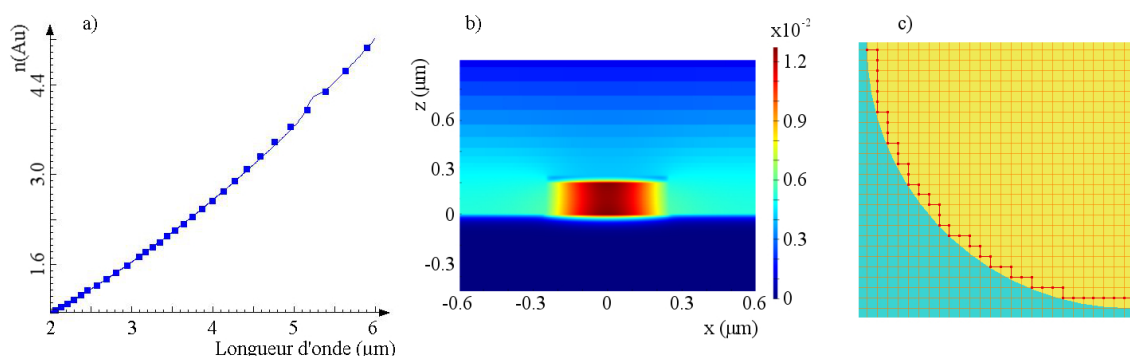


FIGURE 2.2 – a) Modèle d’approximation (ligne continue) et valeurs du Palik (carré) obtenu avec le logiciel commercial Lumerical pour la partie réelle de l’indice de l’or. b) Cartographie de champ magnétique d’une antenne patch avec des conditions latérales périodiques chargée par un semiconducteur de constante diélectrique  $\epsilon_d$ , d’épaisseur 200nm et de longueur 500nm à 4000nm de longueur d’onde. c) Exemple de maillage non optimale d’une sphère métallique

À partir de ces différents éléments, le calcul FDTD peut être réalisé. Les équations de Maxwell sont réécrites en utilisant des différences finies en espace et en temps. On obtient des équations discrètes qui peuvent être résolues à chaque instant dans l’ensemble du domaine. Pour simplifier le calcul, on utilise un double maillage du domaine permettant d’alterner les points où le champ magnétique et le champ électrique sont calculés faisant apparaître des cellules de Yee [Kaminski 07]. De cette manière les expressions des rotationnels dans les équations de Maxwell sont grandement simplifiées.

On résout les équations de Maxwell des champs électromagnétiques dans l’ensemble du domaine pour chaque instant. Le calcul est poursuivi dans le temps jusqu’à ce que l’énergie injectée par la source ait disparu du domaine d’étude (par absorption dans les matériaux ou par radiation en dehors de la boîte d’étude). Un critère de fraction d’énergie restante permet d’arrêter le calcul (critère de coupure). En pratique ce critère est fixé aux alentours de 0.1%, mais pour certaines simulations il est nécessaire de le diminuer afin de ne pas perdre l’information sur les 0.1% d’énergie restante. L’expression des champs en fonction du temps permet de remonter à l’expression des champs en fonction de la longueur d’onde par simple calcul de transformée de Fourier.

### 2.1.2.2 Mise en œuvre

Un des inconvénients de la FDTD est son besoin en ressources de calcul. Le maillage rectangulaire dans l’ensemble du domaine impose un nombre important de calculs. Le logiciel utilisé offre la possibilité de mailler plus finement certaines régions et ainsi d’optimiser les ressources nécessaires. Par ailleurs, l’utilisation d’un maillage rectangulaire peut introduire des erreurs lors de l’étude de structures non rectangulaires (sphères, trapèzes...). Le maillage utilisé de manière standard est un maillage en marche d’escalier. S’il n’est pas assez fin des erreurs sur le résultat du calcul de champ autour de structures non rectangulaires peuvent apparaître. La figure 2.2 c) présente le maillage d’une sphère métallique en configuration marche d’escalier. En rouge est représentée la surface de la sphère qui va être prise en compte pour le calcul. Dans cette configuration le maillage risque d’être trop lâche et des erreurs peuvent apparaître. L’utilisation de maillages affinés ou l’utilisation d’autres types de maillages mieux adaptés aux formes permettent de se soustraire à ce problème.

---

La convergence du calcul va être fonction de cette finesse de maillage mais également du critère de coupure. Celui-ci doit être suffisamment faible pour assurer que toute l'énergie insérée par la source se soit dissipée. Dans le cadre de certains résonateurs optiques très fermés, l'énergie peut être piégée longtemps dans le résonateur avant d'être dissipée. Pour notre étude, la présence d'un matériau absorbant assure une dissipation relativement rapide de l'énergie et le critère de coupure généralement fixé à 0.1%, est rapidement atteint.

L'étude d'objets isolés est réalisée grâce à la définition des conditions limites du domaine d'étude. On utilise généralement en bord de domaine des couches qui absorbent tout le rayonnement incident. De cette manière, une onde se propageant vers l'extérieur du domaine est entièrement absorbée par le bord du domaine sans être réfléchi dans la structure étudiée. Ces couches sont appelées PML : *Perfectly Matched Layer*. En pratique, on observe que cette absorption totale est difficile à mettre en place. L'énergie censée être absorbée peut être partiellement réfléchi. Ce phénomène apparaît particulièrement pour des incidences non normales à la PML ou pour des modes le long d'une interface métallique, typiquement un plasmon de surface. Le paramétrage des PML, l'optimisation de la structure et du maillage permettent de minimiser ces réflexions.

Dans le cadre de notre étude de résonateurs plasmoniques, la convergence du calcul est rendue difficile par l'évanescence rapide du champ électromagnétique dans les métaux. Des erreurs de calcul peuvent apparaître à cause d'un maillage trop lâche à l'interface métal-diélectrique qui affecterait alors l'énergie dissipée dans le métal [Kaminski 07]. L'étude des modes plasmoniques nécessite donc une attention particulière vis-à-vis du maillage des interfaces propageant les plasmons. La figure 2.2 b) présente la cartographie de champ magnétique de l'antenne patch dans un réseau. On observe sur cette cartographie que le maillage est relâché dans l'air et raffiné au niveau de la structure afin d'assurer la convergence tout en minimisant les ressources nécessaires de calcul.

Le calcul d'absorption est généralement obtenu en évaluant les flux de Poynting rentrant et sortant d'une interface au cours du temps. En définissant un domaine fermé et en calculant la différence des flux de Poynting, on obtient l'absorption dans ce domaine. On peut également calculer l'absorption à partir des cartographies de champ électrique. Ces deux méthodes sont consistantes.

## 2.1.3 Finite Element Method

### 2.1.3.1 Présentation de la méthode de calcul

La méthode des éléments finis (FEM) permet de résoudre spatialement l'équation de Helmholtz pour les champs électromagnétiques. De même que pour la FDTD, elle est utile pour simuler le comportement optique d'objets isolés ou périodiques, 2D ou 3D. Le calcul est réalisé à une longueur d'onde donnée et permet d'obtenir l'expression des champs électromagnétiques en régime harmonique. On l'utilisera essentiellement pour observer les cartographies de champs des dispositifs optiques. Le logiciel commercial COMSOL a été utilisé pour mettre en œuvre ce calcul FEM.

Pour utiliser la FEM, de la même manière qu'avec la FDTD, le domaine d'étude doit être délimité. Les conditions aux bords sont de types PML, PEC ou périodique. Cependant, elles servent en plus à définir la source d'énergie électromagnétique (utilisation de surfaces diffusantes). Le domaine est discrétisé à l'aide d'un maillage polygonal. Typiquement nous utiliserons un maillage triangulaire comme celui représenté figure 2.3 a). Le maillage en FEM peut être facilement adapté aux structures complexes : raffinement du maillage pour certaines zones seulement, utilis-

tion de maillages polygonaux pour l'étude de certaines structures. Sur la figure 2.3, on étudie une antenne patch. On a choisi de raffiner le maillage au niveau du patch métallique, à l'endroit où le champ électromagnétique présente les gradients les plus forts.

Pour réaliser le calcul FEM, l'équation de Helmholtz est transformée en utilisant les dérivées partielles spatiales finies. Le problème est décrit dans un format matriciel afin d'en simplifier la résolution. Le calcul électromagnétique revient à résoudre un système matriciel linéaire. Cette résolution permet d'exprimer la valeur des champs électromagnétiques en chaque point du maillage.

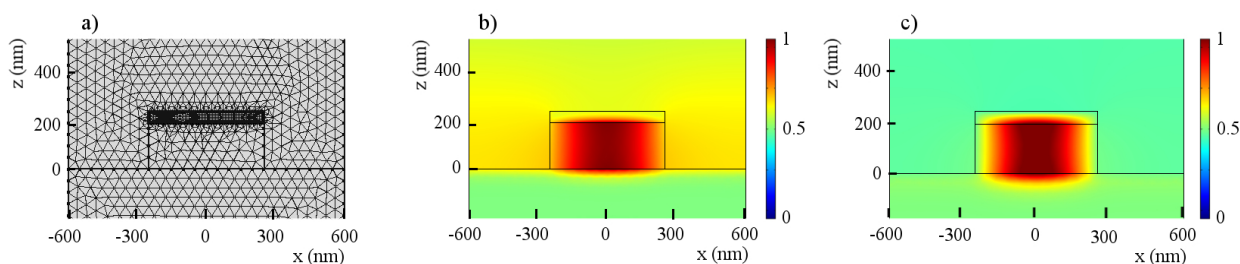


FIGURE 2.3 – Étude FEM de l'antenne patch : a) maillage triangulaire, b) calcul du champ magnétique sous éclairage TM (valeurs normalisées), c) calcul modal du champ magnétique (valeurs normalisées). L'antenne patch est chargée par un semiconducteur de constante diélectrique  $\epsilon_d = 9$ , est d'épaisseur 200nm et de longueur 500nm. Des conditions périodiques latérales sont utilisées.

### 2.1.3.2 Mise en œuvre

La FEM est une méthode de calcul relativement rapide mais qui nécessite beaucoup de mémoire. La résolution du système linéaire utilise toutes les valeurs du champ aux noeuds du maillage. Cependant, le calcul FEM a l'avantage de permettre la simulation de la réponse optique de structures géométriquement complexes grâce à la grande maniabilité du maillage.

La convergence du calcul est fonction de la finesse du maillage. Dans la plupart des configurations étudiées dans ce mémoire, elle est relativement facile à obtenir avec des finesses de maillage permettant des calculs rapides. La définition des conditions en bord de domaine et de la valeur des champs au début du calcul permettent d'optimiser la convergence. L'utilisation de PML s'avère très délicate à cause des réflexions non désirées sur ces couches.

La figure 2.3 b) présente la distribution spatiale de champ magnétique calculé en FEM pour une antenne patch. Ici, on a défini une surface diffusante sur le bord supérieur du domaine de calcul et des conditions périodiques sur les bords. La valeur du champ est interpolée à l'intérieur de chaque élément fini de manière à lisser la cartographie. Le calcul d'absorption est réalisé à partir de l'intégration du champ électrique en utilisant l'expression 2.1.

### 2.1.3.3 Solutionneur de mode

Un des avantages de la FEM est sa capacité à réaliser simplement des études modales. À partir de la formulation matricielle du problème, la recherche de valeurs propres permet d'obtenir les modes optiques de la structure étudiée. La figure 2.3 c) montre le profil de champ magnétique du mode principal de l'antenne patch. Le mode résonnant observé par le calcul de la figure 2.3 b) est en corrélation avec le mode obtenu. Le calcul de mode permet de mieux comprendre le comportement optique d'une structure en divisant les contributions des différents modes et en

---

donnant des informations sur ceux-ci à travers leur cartographie de champ et leur indice effectif. Il sera en particulier utilisé sur des structures de type réseau excitant différents modes optiques dans le chapitre 4.

Les différentes méthodes de simulation numérique présentées dans cette première partie permettent l'étude optique de nombreux objets. Le choix de la méthode de calcul dépend de la structure à étudier. La RCWA sera principalement utilisée pour des objets périodiques et dont la structure est simplement modélisable. Les objets possédant des formes complexes, les objets en 3 dimensions, et les objets isolés seront étudiés avec la FDTD. La FEM permet de compléter ces études en servant d'outil de vérification et sert à tracer des cartographies de champ fortement résolues.

## 2.2 Méthodes de caractérisation

Un certain nombre d'outils de mesure développés au CEA-LETI permettent l'étude avancée des caractéristiques électriques et optiques des diodes à travers les mesures de courbe courant-tension ( $I(V)$ ), de bruit, de mesure de réponse locale (spotscan), de réponse spectrale et de la mesure du rendement quantique. Comme nous l'avons déjà expliqué, la photodiode HgCdTe doit être refroidie pour atteindre des niveaux de détectivité intéressants pour la photodétection. Les mesures standard sont réalisées à basse température, typiquement 77K. Pour se faire, les photodiodes sont intégrées dans un cryostat refroidi à l'azote liquide. Les dispositifs de refroidissement présentés dans cette partie ont été développés par les équipes du DOPT/SLIR/LIIR pour la caractérisation des réseaux d'interconnexion d'étude (ce système d'organisation des photodiodes sera détaillé dans le chapitre 5). Afin d'être consistant avec les mesures de matrices de photodiodes pour l'imagerie, les cryostats utilisés doivent permettre de reproduire la configuration optique des systèmes de caractérisation des matrices.

### 2.2.1 Mise en cryostat

#### 2.2.1.1 Caractérisation à 77K

La figure 2.4, montre le positionnement de la photodiode dans le système cryogénique permettant de la refroidir à 77K.

Le dispositif en matériaux II-VI dans lequel des diodes ont été réalisées, est hybridé à l'aide de billes d'indium sur un substrat en  $Si/SiO_2$  comportant des pistes métalliques de lecture. Ce dispositif est appelé réseau d'interconnexion (RI). La figure 2.4 a) présente le système composé d'un contact électrique venant collecter le signal de la photodiode, les couches de passivation et la sortie de ce contact permettant la pose d'une bille d'indium.

Le RI est collé sur une céramique munie de pistes métalliques. Les pistes électriques du RI sont reliées à celles de la céramique par *bonding* de fils d'or. Une limande permet de faire sortir les pistes électriques du système de refroidissement.

Le refroidissement de la céramique et donc du composant est assuré à travers la présence d'une pièce métallique appelée doigt froid. Cette pièce est en contact direct avec le réservoir du cryostat et a donc une température de 77K lorsque celui est rempli d'azote liquide. La céramique étant collée au doigt froid (cf. figure 2.4 b), la température de la céramique et du détecteur sont, par contact thermique, également de 77K. L'intérieur du cryostat est mis sous vide (vide de l'ordre de  $10^{-6}mBar$ ).

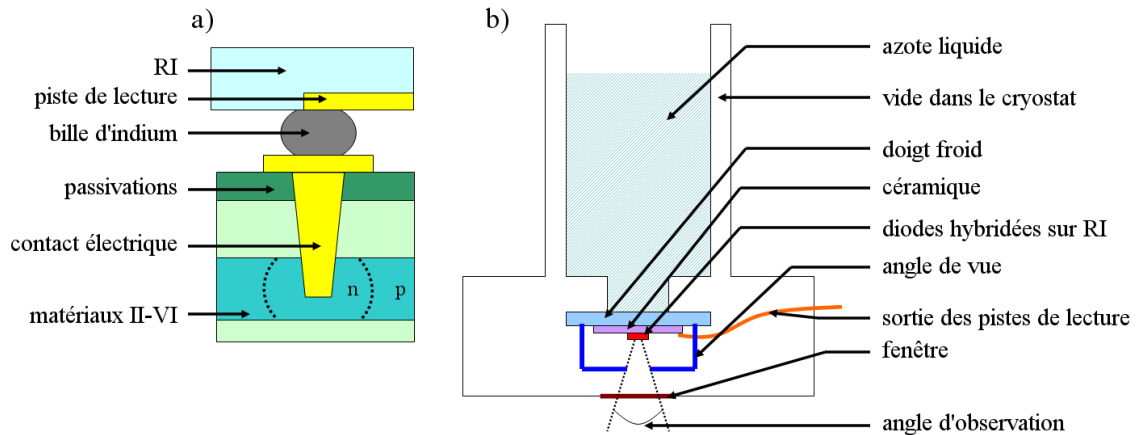


FIGURE 2.4 – Schéma de disposition de la diode dans le cryostat : a) au niveau de la puce, b) au niveau global

Afin d'étudier la réponse du photodétecteur à un rayonnement incident, le cryostat est pourvu d'une fenêtre. Différents types de fenêtres peuvent être utilisés en fonction de la gamme spectrale à étudier, et de la transmission souhaitée. On utilisera essentiellement des fenêtres en germanium avec un système de couche antireflet pour maximiser la transmission sur la gamme spectrale d'étude. En plus de cette fenêtre un système d'angle de vue permet de s'assurer que la photodiode ne voit que les objets dans un certain cône d'incidence. Ce système représenté en bleu foncé sur la figure 2.4 b) est refroidi à 77K. Sans cette mise à froid, l'angle de vue rayonnerait fortement dans l'infrarouge et perturberait donc la mesure de la réponse du détecteur à un signal incident.

Tout ce système de refroidissement des composants photodétecteurs en cryostat de laboratoire est mis en place et optimisé depuis plusieurs années au CEA-LETI.

### 2.2.1.2 Caractérisation à température variable

Afin d'étudier le fonctionnement de photodiodes à différentes températures, d'autres systèmes de refroidissement existent. Un cryostat particulier, fonctionnant globalement sur le même système que celui précédemment décrit, permet de réguler la température du doigt froid et donc de la photodiode.

Pour cela, le doigt froid est plus épais et comporte une chaufferette permettant d'élever sa température, on utilise typiquement une résistance chauffante traversée d'un courant variable pour ajuster la température du doigt. Une sonde de température permettant la régulation est également positionnée sur le doigt froid. Une tige métallique assure un contact thermique entre le doigt froid et le bain d'azote à 77K. Cette tige joue également le rôle de résistance thermique afin de permettre un régulation de 77K à 200K du doigt froid et donc du détecteur. Un tel système permet d'adresser des températures avec une précision de l'ordre du dixième de Kelvin.

Par la suite, sauf précision inverse, les mesures sont effectuées à 77K à l'aide du cryostat présenté section 2.2.1.1.

## 2.2.2 Courbes courant-tension

La mesure de courbe de courant-tension, appelée  $I(V)$ , est la première caractérisation effectuée sur une photodiode. Elle consiste à mesurer le courant traversant la jonction p-n pour différentes

valeurs de tension imposées. Pour cela, les contacts de la diode sont reliés à un SMU (*Source Measurement Unit*) qui permet à la fois d'imposer une tension et de lire le courant dans la diode. Pour chaque tension d'étude, le courant est mesuré pendant plusieurs secondes de manière à s'assurer de l'obtention d'une valeur stable, et ainsi éviter les erreurs de mesure dues aux problèmes de capacités parasites, de changement de calibre du SMU ou d'autres phénomènes apparaissant temporairement lors de la mesure.

Le SMU utilisé possède un préamplificateur de signal lui permettant de mesurer des courants allant jusqu'au dixième voire au centième de pico-ampère ( $10^{-13} - 10^{-14} A$ ). Lors de l'étude de photodiodes à l'obscurité (sans éclairage incident), cette limitation en courant sera critique. Cependant, pour l'étude du courant photonique à la sortie d'une photodiode éclairée par un corps noir (à  $20^\circ C$  ou à  $600^\circ C$ ), les valeurs de courant sont bien plus élevées ( $\approx 10^{-9} A$ ) et la mesure n'est plus limitée par la résolution du SMU. La figure 2.5 a) présente une courbe courant-tension d'une photodiode MWIR sous éclairage constant d'un corps noir à  $20^\circ C$ . Par convention, les tensions négatives correspondent à la polarisation en inverse de la jonction p-n, et inversement les courants positifs à la polarisation en direct. On observe sur la courbe de caractérisation présentée que lorsqu'une diode est polarisée en direct, le courant augmente très rapidement car on baisse la barrière de potentiel de la jonction p-n. Lorsqu'elle est polarisée en inverse, le courant sature à une valeur donnée, c'est ce régime qui est généralement utilisé pour la photodétection. Lorsque la tension est trop élevée, du courant tunnel apparaît, à partir de  $-2V$  dans notre exemple.

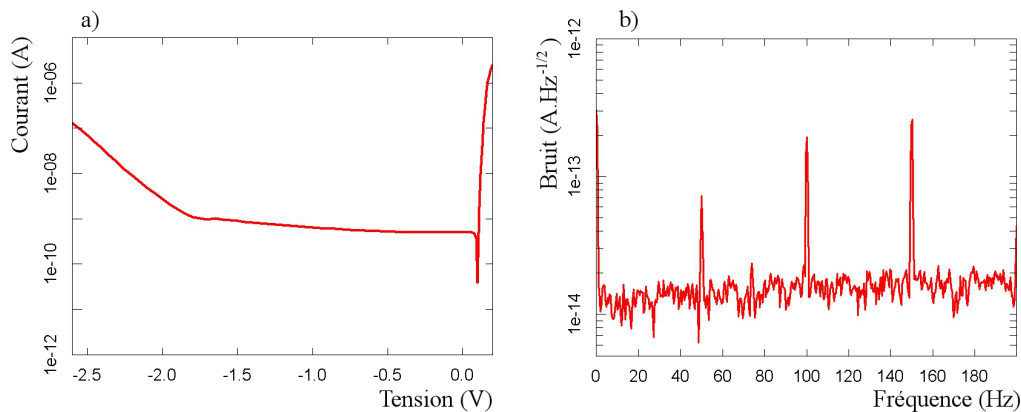


FIGURE 2.5 – a) Exemple de courbe  $I(V)$  sous éclairage d'un corps noir à  $20^\circ C$  d'une photodiode HgCdTe MWIR, b) Exemple de spectre fréquentiel de bruit d'une photodiode HgCdTe MWIR

Les mesures de courbes courant-tension permettent de diagnostiquer le comportement électrique des photodiodes à travers l'observation des différents régimes de courant.

### 2.2.3 Bruit

La mesure du bruit entachant le courant de la photodiode permet d'évaluer la détectivité du détecteur. Pour la réaliser, le courant de la photodiode est mesuré au cours du temps à une tension fixée. Sauf précision contraire, la tension de polarisation sera généralement située à  $-0.05V$  de manière à être sur le plateau de courant photonique observé figure 2.5 a). La mesure est effectuée à partir du courant temporel auquel est soustrait le courant moyen. Un amplificateur transimpédance permet de transformer le courant en tension en lui imposant un gain de  $10^8$  à  $10^{10} V/A$ . La tension de mesure est lue à l'aide d'un système de conversion numérique (DAQ).



Une transformée de Fourier du signal temporel permet ensuite d'obtenir la densité spectrale du bruit de la diode.

La figure 2.5 b) présente le bruit d'une diode entre 0 et 200Hz. On observe la présence de pics de bruit à 50, 100 et 150Hz qui sont dus au bruit ambiant dans le laboratoire dû au secteur. Ils ne correspondent pas à un phénomène lié à la photodiode. Pour s'affranchir de ces interférences de mesure, on travaillera souvent avec le bruit intégré entre 10 et 20Hz. La diode mesurée sur la figure 2.5 b) présente une densité spectrale de bruit relativement basse de  $2.10^{-14}$  à  $3.10^{-14} A.Hz^{-1/2}$ .

Pour chaque mesure, la mesure du bruit de chaîne (bruit dû à la chaîne de mesure) est soustrait au bruit mesuré de manière à obtenir le bruit de la diode seule. Ce bruit de chaîne se situe généralement aux alentours de  $3$  à  $5.10^{-15} A.Hz^{-1/2}$ . La résolution de la mesure du bruit de la diode est évaluée à quelques  $10^{-15} A.Hz^{-1/2}$ .

### 2.2.4 Spotscan

La mesure de spotscan permet d'obtenir des informations locales sur la réponse de la diode. Le principe en est simple : on focalise la source de lumière sur un point particulier de la diode. Et on balaye cette position afin de réaliser une cartographie de la réponse de la diode.

Le schéma du montage utilisé est représenté figure 2.6. Une source large de type corps noir (bâton de graphite) est utilisée. Un filtre multicouche est placé en aval de la source afin de limiter le spectre et de se rapprocher d'une configuration monochromatique. La mesure est réalisée en alternatif à l'aide d'un hacheur optique à 20Hz et d'un système de détection synchrone. L'étude en alternatif permet de s'affranchir des sources parasites de rayonnement susceptibles d'atteindre la diode.

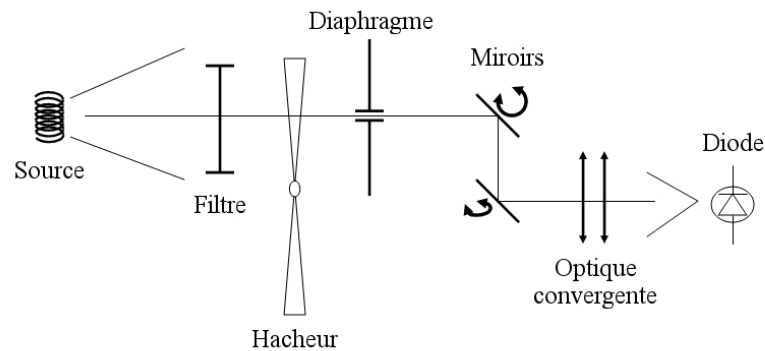


FIGURE 2.6 – Schéma du banc optique de mesure spotscan

Comme représenté sur le schéma figure 2.6, l'image d'un diaphragme sur la photodiode est réalisée à l'aide d'une optique convergente d'ouverture  $f/1.22$ . Le réglage de la mesure consiste à positionner le point de focalisation dans la couche absorbante de la photodiode testée. Des miroirs dont la position est contrôlée par des moteurs permettent de faire varier finement la position du point de focalisation.

En balayant la surface de la diode, on obtient une cartographie de courant. Les mesures réalisées sont effectuées avec un pas de déplacement du point lumineux de l'ordre du micromètre. La cartographie de courant obtenue donne une information sur la manière dont le courant est collecté dans la jonction p-n. Malheureusement, dans la cartographie obtenue expérimentalement,

cette information est convoluée par la forme du spot lumineux. La taille du spot doit être la plus petite possible afin de limiter l'impact sur la mesure. Cette taille est limitée par la diffraction de l'optique d'ouverture  $f/1.22$ . On peut cependant estimer que pour l'étude de jonction de plusieurs dizaines de micromètres de largeur (typiquement  $20\mu\text{m}$  comme on le verra dans le chapitre 5), l'erreur due à la forme du point de focalisation sur la mesure de la surface de collection est négligeable. En faisant l'approximation de profils gaussiens pour la collection et pour la forme du point de focalisation, on trouve une erreur d'environ 0.2% pour un point de focalisation de  $4\mu\text{m}$  de largeur.

Les figures 2.7 a) et b) présentent une cartographie de courant normalisée. Loin du centre de la diode, on observe une décroissance de la collection qui suit bien une loi exponentielle, conformément aux lois de diffusion des porteurs dans un semiconducteur. A proximité du contact, le résultat de la mesure est plus complexe à décrire, le point lumineux éclairant le contact métallique. Sur la figure 2.7 b), une différence de décroissance apparaît entre les positions à gauche et à droite du contact. Cette asymétrie est attribuée à une légère coma sur l'optique. Cette erreur est visible sur l'ensemble des mesures effectuées. Malgré cette erreur, l'estimation de la surface de collection des diodes reste possible avec une précision de l'ordre de 10%.

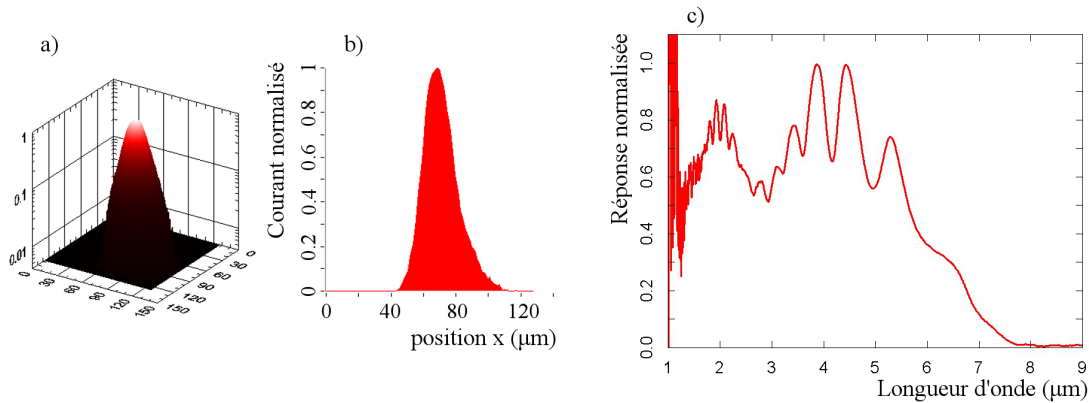


FIGURE 2.7 – Etude spotscan d'une diode : a) cartographie 2D, b) tranche dans une direction. c) Spectre normalisé de la réponse d'une diode

## 2.2.5 Réponse spectrale

Pour mesurer la réponse spectrale des photodiodes un banc de mesure utilisant un spectromètre FTIR (*Fourier Transform InfraRed*) est utilisé.

### 2.2.5.1 La caractérisation spectrale

Le spectromètre utilisé est composé d'une source, d'un interféromètre et d'un détecteur de référence. La source est constituée d'un barreau porté à haute température. Son étendue géométrique est limitée par un diaphragme. La lumière de la source traverse ensuite l'interféromètre dont la différence de marche est variable. Le signal est ensuite envoyé vers le détecteur. La variation au cours du temps de la différence de marche de l'interféromètre permet d'obtenir un signal temporel et par transformée de Fourier, une estimation de l'évolution du courant dans la diode en fonction de la longueur d'onde. Le courant de la diode est mesuré de la même manière que pour la mesure de bruit à l'aide d'un amplificateur transimpédance.

La mesure de courant en fonction de la longueur d'onde va dépendre de la réponse spectrale des différents éléments, en particulier de la source et de la lame séparatrice utilisée dans l'interféromètre. Une ligne de base réalisée avec un détecteur DTGS permet de caractériser la luminance spectrale de la source et la fonction de transfert de l'interféromètre. Le rapport de la mesure de courant en fonction de la longueur d'onde pour une photodiode sur la puissance absorbée par le détecteur DTGS permet d'obtenir la réponse de la photodiode en  $A.W^{-1}$ . Cette valeur est généralement normalisée arbitrairement car on ne quantifie pas de manière absolue la puissance du signal en sortie de FTIR. La méthode de mesure du rendement quantique en fonction de la longueur d'onde est détaillée en fin de ce chapitre. La réponse en fréquence du détecteur DTGS n'est pas constante, elle est prise en compte par une correction de la ligne de base.

L'amplificateur transimpédance utilisé pour la mesure de courant de la photodiode possède une certaine bande passante susceptible d'être limitante. Afin d'assurer une mesure optimale, on travaillera généralement avec des fréquences de variations de la différence de marche de l'interféromètre les plus faibles possibles, typiquement 1.6kHz.

Un autre paramètre important de la mesure est l'ouverture du diaphragme. L'utilisation d'une grande ouverture permet d'augmenter la puissance du signal source. Pour les diodes possédant un rendement faible, l'utilisation d'une grande ouverture de diaphragme permet donc de faire sortir le signal mesuré du bruit. Cependant, si l'ouverture est trop importante, le faisceau perd en collimation et risque d'introduire une erreur sur la mesure de réponse spectrale pour les faibles longueurs d'onde [Griffiths 07]. Afin d'éviter cet effet, on travaillera généralement avec un diaphragme ouvert à 1mm.

La figure 2.7 c) montre la réponse spectrale d'une diode HgCdTe. La longueur d'onde de coupure de la diode est située à environ  $7\mu\text{m}$  de longueur d'onde. Le choix de la séparatrice et de la source, ainsi que le choix de la fenêtre du cryostat, limitent la visualisation de la réponse de la diode : en-dessous de  $2\mu\text{m}$  de longueur d'onde, la diode ne voit plus de signal optique, le bruit explose à cause de la normalisation par la ligne de base qui vaut alors quasiment 0. Par ailleurs, la diminution de la réponse entre  $2\mu\text{m}$  et  $1.5\mu\text{m}$  est due à la réponse de la fenêtre en germanium du cryostat.

### 2.2.5.2 Banc d'étude optique

Afin d'étudier avec précision le comportement optique des photodiodes, le banc de mesure a été adapté en sortie du FTIR de manière à pouvoir varier certaines caractéristiques du rayonnement.

La lumière en sortie du FTIR est collimatée sur un diamètre de 5.1cm (2 pouces) et possède une relativement faible puissance par unité de surface. L'onde est partiellement polarisée optiquement à cause des réflexions sur les différents composants du FTIR : miroirs, lame séparatrice...

Afin de pouvoir contrôler l'état de collimation/focalisation du faisceau, deux dispositifs ont été mis en place.

Le premier dispositif permet d'obtenir un faisceau collimaté de diamètre plus faible que celui en sortie du FTIR et de puissance par unité de surface plus élevée. Grâce à l'utilisation de deux miroirs convergents de focales différentes, on obtient un faisceau collimaté d'un diamètre de l'ordre du centimètre. Le réglage de la position et de l'axe des miroirs permet d'assurer un angle d'ouverture du faisceau inférieur à  $2^\circ$ . Puisqu'on étudie des photodiodes dont la surface est de l'ordre de  $20$  à  $30\mu\text{m}$ , et que le faisceau est plus de 300 fois plus large, on peut estimer que la lumière incidente sur la diode se comporte comme une onde plane. Ce caractère d'onde plane sur la photodiode est la configuration préférentielle pour l'étude de fonctionnalisations optiques. Cependant pour des diodes présentant de trop faibles rendements, le dispositif de collimation ne

permet pas d'obtenir un rayonnement incident suffisamment puissant pour que la réponse de la diode sorte du bruit.

Le deuxième dispositif utilise un seul miroir convergent de manière à focaliser la lumière du FTIR, et concentrer la puissance incidente sur une zone réduite de photodiodes. La photodiode à mesurer est alors positionnée de manière à maximiser le courant en sortie de jonction et donc à maximiser la puissance reçue. Ce réglage assure une focalisation acceptable du faisceau dans les 3 directions de l'espace. Une surface relativement importante (plusieurs dizaines voir centaines de micromètres de rayon) est éclairée par le faisceau focalisé. Cette focalisation permet de drastiquement augmenter la puissance par unité de surface du rayonnement incident. La lumière incidente sur la photodiode a alors un caractère gaussien.

Un autre paramètre optique permettant de caractériser des photodiodes est la polarisation optique. La lumière en sortie du FTIR est partiellement polarisée. La figure 2.8 a) montre le signal en sortie d'un polariseur. Ce spectre traduit à la fois la polarisation de la lumière en sortie du FTIR et la transmission du polariseur. On observe des écarts de réponse lorsque l'angle du polariseur change. Ces écarts sont de l'ordre de  $\pm 5\%$  et seront donc généralement négligés. On choisira préférentiellement de travailler avec un polariseur de manière à connaître l'état de polarisation du faisceau incident, malgré une perte de 50% de la puissance lumineuse incidente.

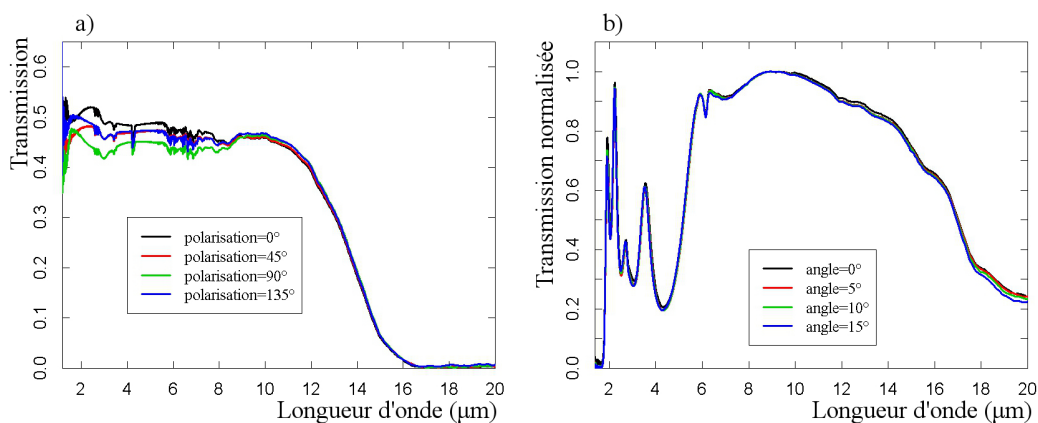


FIGURE 2.8 – Etudes optiques : a) comportement en polarisation de la lumière en sortie du FTIR ; b) Réponse angulaire de la fenêtre du cryostat

Le dernier paramètre optique variable permettant de sonder les caractéristiques optiques des détecteurs est l'angle d'incidence du faisceau. Dans le cadre de cette thèse, un banc angulaire a été mis en place de manière à pouvoir pivoter le cryostat et donc à faire varier l'angle d'incidence de la lumière sur la photodiode. Afin de répondre aux attentes de la filière imagerie infrarouge, la gamme d'étude angulaire s'étend de  $-15$  à  $+15$ ° par rapport à l'incidence normale. La valeur précise de l'angle d'incidence est soumise à beaucoup d'incertitudes dues au positionnement de la diode dans le cryostat, à l'angle du faisceau lumineux et à l'angle du cryostat. Elle sera cependant déterminable à partir de la réponse des photodiodes, dont la variation de réponse optique avec l'angle est généralement symétrique par rapport à l'angle nul d'incidence. La valeur relative de l'angle est par ailleurs connue avec une précision de l'ordre du dixième de degré. La fenêtre antireflet du cryostat étant généralement constituée de couches diélectriques sur un substrat de germanium, il convient d'en mesurer le comportement angulaire en transmission. La figure 2.8 b), présente un exemple de transmission d'une fenêtre pour différents angles de 0 à 15°. Cette fenêtre est celle utilisée pour étudier les photodiodes dans la gamme 8-12μm. Les spectres ont été normalisés au maximum de transmission afin de faire ressortir d'éventuels effets dus à

l'empilement antireflet de la fenêtre. On n'observe pas, au premier ordre, de variations liées à l'angle d'incidence dans la bande spectrale d'intérêt de la fenêtre. Les variations observables sont inférieures au pourcent. Elles seront donc toujours négligées. Cette conclusion est conforme avec les spécifications du fabricant.

Ce banc optique autorisant l'étude en polarisation et en angle permettra de comprendre plus finement les modes optiques mis en jeu dans les photodiodes étudiées dans le chapitre 5 de ce mémoire.

### 2.2.6 Rendement quantique en réponse au corps noir

Cette mesure permet d'évaluer le rendement quantique de la photodiode, c'est-à-dire le nombre d'électrons collectés par la photodiode sur le nombre de photons incidents.

Pour cela, on mesure le courant de la diode soumis au flux d'un corps noir calibré. Le corps noir est ici une cavité chauffée à 600 °C. La mesure est effectuée en alternatif en utilisant un hacheur transformant le signal optique en un signal créneau à 20Hz. En sortie de ce hacheur, un diaphragme de 5mm permet de fixer l'étendue géométrique de la source. Connaissant la distance entre le diaphragme et la diode, l'ouverture du diaphragme et la température du corps noir, il est possible de déterminer le flux surfacique de rayonnement infrarouge sur la diode.

Le courant est amplifié de la même manière que pour la mesure de bruit. Un analyseur de signal permet de récupérer la valeur du courant à la fréquence de 20Hz correspondant à notre source alternative. La mesure de la valeur du courant pour un flux de corps noir connu permet donc de connaître la réponse de la photodiode en  $A/W$  et donc son rendement quantique :  $\eta = R \frac{h\nu}{q}$  avec  $R$  la réponse,  $\nu$  la fréquence et  $q$  la charge d'un électron ( $1.6 \cdot 10^{-19} C$ ). Cette donnée peut par exemple être utilisée pour normaliser le spectre de réponse obtenu par mesure spectrale.

Considérons une diode possédant un rendement quantique de  $\eta(\lambda)$ . Ce rendement peut être écrit en séparant sa valeur au maximum ( $\eta_{pic}$ ) et sa fonction spectrale normalisée à 1 au maximum ( $\eta_N(\lambda)$ ) :

$$\eta(\lambda) = \eta_{pic} \eta_N(\lambda) \quad (2.3)$$

La réponse du détecteur à un corps noir s'écrit alors

$$R = qG_{eom} \int_0^{+\infty} \eta(\lambda) L_p(\lambda) d\lambda = qG_{eom} \eta_{pic} \int_0^{\lambda_c} \eta_N(\lambda) L_p(\lambda) d\lambda \quad (2.4)$$

où  $G_{eom}$  est l'étendue géométrique du faisceau incident égale à  $A_d/d^2$  avec  $A_d$  la surface du détecteur et  $d$  la distance entre le diaphragme et la diode.  $L_p$  est la luminance spectrale du corps noir. Dans le cadre d'un corps noir parfait, elle s'exprime facilement à partir de la loi d'émission du corps noir présentée dans le chapitre 1.

Le terme  $\int_0^{\lambda_c} \eta_N(\lambda) L_p(\lambda) d\lambda$  se calcule directement à partir de la mesure de la réponse spectrale de la diode. La relation 2.4 permet alors d'exprimer  $\eta_{pic}$  à partir des mesures de réponse à un corps noir et de la réponse spectrale de la diode. Ainsi on connaît la normalisation à effectuer pour tracer le spectre rendement quantique en fonction de la longueur d'onde.

Dans cette mesure de rendement quantique, de nombreux paramètres participent à l'incertitude : la présence éventuelle de reflets sur la hacheur lors de la mesure de rendement, la précision sur l'insertion de la lumière dans le cryostat, ou encore les différences de configuration entre la mesure de rendement et la mesure spectrale. L'incertitude finale de mesure est estimée à environ 10%. Les valeurs de rendement obtenues doivent donc être considérées comme des estimations.



---

## Chapitre 3

# Optimisation de l'absorption dans un résonateur gap-plasmon chargé par un semiconducteur absorbant

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>50</b>
<b>3.2</b>	<b>Notions de bases de la théorie temporelle des modes couplés</b>	<b>51</b>
3.2.1	Modèle standard du résonateur	51
3.2.2	Modélisation d'un système réel avec la TCMT	53
3.2.3	Condition de couplage critique et maximisation de l'absorption	54
<b>3.3</b>	<b>La cavité Fabry-Perot absorbante en théorie temporelle des modes couplés</b>	<b>55</b>
3.3.1	Expression des taux de pertes	55
3.3.2	Condition de couplage critique	57
<b>3.4</b>	<b>Étude sur le réseau d'antennes patch</b>	<b>61</b>
3.4.1	Structure étudiée	61
3.4.2	Calcul numérique des taux de pertes	62
3.4.3	Modèle Fabry-Perot de l'antenne patch	64
3.4.4	Calcul des taux de pertes	68
3.4.5	Condition de couplage critique	76
<b>3.5</b>	<b>Intérêt des cavités MSM pour différentes filières de la photodétection IR</b>	<b>81</b>
3.5.1	Effet de l'absorption du semiconducteur	81
3.5.2	Effet des pertes métalliques	82
3.5.3	Calcul de la détectivité spécifique $D^*$	83
3.5.4	Intérêt du résonateur plasmonique pour les différentes filières	85
3.5.5	Compatibilité avec les contraintes technologiques	86
<b>3.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>88</b>

---

---

### 3.1 Introduction

Dans la première partie l'intérêt des résonateurs plasmoniques pour l'imagerie infrarouge a été présenté, en particulier à travers les enjeux de la fonctionnalisation multispectral et du fonctionnement à haute température (HOT). Dans cette partie, les critères de design d'un tel résonateur permettant d'optimiser la détectivité du photodétecteur sont détaillés.

Les résonateurs plasmoniques sont bien connus dans la littérature dans le cadre d'une utilisation avec un diélectrique non absorbant. Ils permettent de très fortement localiser le champ électromagnétique. Ils sont en particulier utilisés en biodétection pour mesurer des changements d'indice et donc traduire la présence de molécules ou de cellules [Homola 99, Halas 1]. Mais également pour diverses applications telles que : des guides d'onde [Bozhevolnyi 06], des filtres en longueur d'onde [Gong 10] ou la réalisation de métamatériaux [Zhang 8]. Leur utilisation avec des semiconducteurs est de plus en plus proposée pour des applications telles que l'émission laser [Oulton 09, Manolatu 8], l'amélioration de l'absorption pour le photovoltaïque [Atwater 0], ou pour la photodétection [Le Perchec 9]. La question de la maximisation de l'absorption dans une zone de semiconducteur a été brièvement abordée dans la littérature [Khurgin 9, Khurgin 09, Rosenberg 9]. Cette question est pourtant au cœur de la discussion sur l'utilité des résonateurs plasmoniques pour la photodétection.

L'exemple choisi pour étudier le design d'un résonateur plasmonique est le réseau d'antenne patch, il sera détaillé dans la section 3.4. La figure 3.1 présente le spectre de réflexion d'un tel résonateur. Le design géométrique est fixé, et seules les propriétés du semiconducteur présent dans l'antenne patch varient. La présence d'absorption dans le matériau qui charge l'antenne patch change le comportement en réflexion de celle-ci. Sans absorption ( $k_{SC} = 0$ ,  $k_{SC}$  est la partie imaginaire de l'indice du matériau semiconducteur), toute l'énergie incidente est absorbée par l'antenne, la réflexion est nulle (courbe noire). Lorsque  $k_{SC}$  est fixé à 0.2, courbe rouge, la réflexion n'est plus nulle mais aux alentours de 20%. Toute l'énergie n'est plus absorbée. Une augmentation du pouvoir absorbant du semiconducteur conduit à une diminution de l'absorption totale. Si cela peut paraître paradoxal, nous verrons que le changement de nature du semiconducteur introduit des pertes additionnelles qui découplent le résonateur du rayonnement incident.

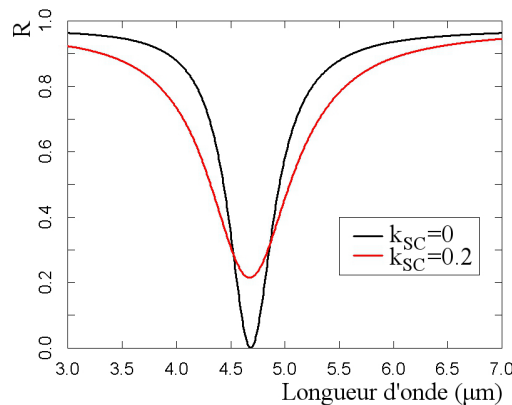


FIGURE 3.1 – Spectre de réflexion d'un réseau d'antennes patch chargées d'un semiconducteur : non absorbant  $k_{SC} = 0$  (courbe noire), ou absorbant  $k_{SC} = 0.2$  (courbe rouge). Les antennes patch du réseau sont de hauteur 200nm, de largeur 500nm, le semiconducteur a un indice de réfraction de 3 et la période du réseau est de 1200nm

Ces modifications du couplage doivent être quantifiées de manière à connaître les règles de



conception géométrique du résonateur permettant de maximiser l'absorption dans le semiconducteur et ainsi optimiser son utilisation pour la détection photovoltaïque. Nous choisissons pour cela d'utiliser la théorie temporelle des modes couplés (TCMT : *temporal coupled-mode theory*) développée par Haus [Haus 87].

Dans un premier temps, les notions de base de la TCMT seront présentées (section 3.2). Le cas du résonateur Fabry-Perot sera ensuite étudié de manière à mettre en place la théorie temporelle des modes couplés sur un exemple simple et afin de discuter de l'influence de la présence d'un matériau absorbant (section 3.3). Le couplage à un résonateur plasmonique sera examiné à travers l'étude du réseau d'antennes patch (section 3.4). Ce résonateur utilisant un mode gap-plasmon est représentatif des résonateurs optiques fortement localisant proposés dans la littérature pour la photodétection [Yu 6, Le Perchec 9]. Son étude permettra de discuter de l'intérêt des cavités plasmoniques de type gap-plasmon pour la photodétection infrarouge refroidie (section 3.5).

## 3.2 Notions de bases de la théorie temporelle des modes couplés

La théorie temporelle des modes couplés a été développée dans les années 1980 par Haus pour l'étude de modes optiques guidés [Haus 87]. C'est une théorie qui est inspirée des résonances dans les circuits RLC et qui peut s'appliquer à tout type de résonateur. Elle est particulièrement adaptée aux résonances optiques de microcavités.

### 3.2.1 Modèle standard du résonateur

Dans le cadre de cette théorie, un résonateur est vu comme un objet emmagasinant une énergie  $W_{cav}$  avec une amplitude  $a$  ( $|a|^2 = W_{cav}$ ). Cette amplitude varie au cours du temps à cause de l'interaction du résonateur avec des canaux de pertes. Un résonateur interagissant avec trois canaux de pertes (0,1,2) a été représenté schématiquement sur la figure 3.2. Ces canaux sont de deux natures : les canaux de pertes radiatives (1,2) et le canal de pertes par absorption (0) qui est intrinsèque au résonateur. Ils sont décrits par leur taux de pertes  $\gamma$  (en  $s^{-1}$ ) qui est défini comme le ratio de la puissance dissipée dans le canal par le résonateur sur deux fois l'énergie emmagasinée dans le résonateur :

$$\gamma = \frac{P_{dissipée}}{2W_{cav}} \quad (3.1)$$

Les amplitudes des ondes entrantes ( $s_{+i}$ ) et sortantes ( $s_{-i}$ ) par les canaux radiatifs (1 et 2) sont définies de telle manière que leur norme au carré correspond à la puissance incidente (+) ou dissipée (-) par le résonateur.

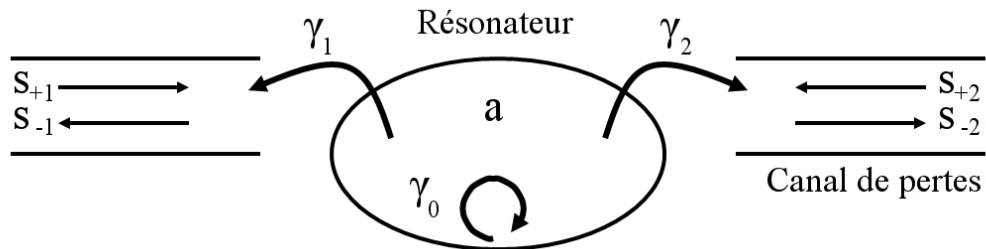


FIGURE 3.2 – Schéma explicatif d'un modèle TCMT d'un résonateur couplé à deux canaux de pertes radiatives (1,2) et un canal de pertes par absorption (0)

L'équation fondamentale de la TCMT correspond à l'expression de l'évolution temporelle de l'amplitude du résonateur :

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - \Gamma a + \kappa S \quad (3.2)$$

avec  $\omega_0$  la pulsation de résonance du résonateur,  $\Gamma = \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2$  la somme des taux de pertes et  $\kappa S$  le terme traduisant l'apport d'énergie par l'onde incidente. Cette équation exprime la conservation d'énergie stockée dans le résonateur sous l'effet de pertes radiatives ou non radiatives, avec un terme source correspondant à l'excitation externe du résonateur. L'amplitude du mode diminue au cours du temps de manière proportionnelle aux taux de pertes  $-\Gamma$ . Mais elle augmente grâce aux termes d'énergie incidente  $+\kappa S$ .

Dans le cas général,  $\kappa S$  s'écrit comme la somme de  $\kappa_i s_{+i}$  où  $\kappa_i$  est le coefficient de couplage entre le résonateur et le canal  $i$ . On peut montrer à l'aide de considérations énergétiques et de réciprocité que ce coefficient vaut dans le cas général :  $\kappa_i = \sqrt{2\gamma_i}$  [Haus 84]. Cette expression est valable dans la limite de résonateurs faiblement absorbants. Cette hypothèse peut être critique dans le cadre de résonateurs présentant de l'absorption, ce qui est en particulier le cas dans le cadre de la photodétection. La validité de cette hypothèse de faible absorption pour les modèles TCMT développés dans ce chapitre sera donc toujours discutée.

Également à l'aide de considérations énergétiques, l'amplitude dissipée par le résonateur dans le canal  $i$  s'exprime :

$$s_{-i} = -s_{+i} + \sqrt{2\gamma_i} a \quad (3.3)$$

Dans la théorie temporelle des modes couplés, le résonateur est entièrement défini par sa pulsation de résonance et ses différents taux de pertes. Ces données permettent de décrire entièrement le comportement du résonateur en particulier ses puissances rayonnées et absorbées. Afin d'illustrer simplement le lien entre la TCMT et ces puissances, on se restreint pour l'instant à l'étude d'un résonateur interagissant avec un seul canal radiatif. On a alors :

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - (\gamma_{rad} + \gamma_{abs})a + \sqrt{2\gamma_{rad}} s_{+1} \quad (3.4)$$

avec  $\gamma_{rad}$  le taux de pertes radiatives et  $\gamma_{abs}$  le taux de pertes par absorption.

En considérant une solution harmonique, l'équation 3.4 permet d'obtenir l'expression de l'énergie dans la cavité :

$$W_{cav} = |a|^2 = \frac{2\gamma_{rad}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{rad} + \gamma_{abs})^2} |s_{+1}|^2 \quad (3.5)$$

Le modèle TCMT donne une résonance de forme spectrale lorentzienne [Fan 03]. La réflexion (R) et l'absorption (QE) du résonateur s'expriment comme étant :

$$R = \frac{P_{ref}}{P_{inc}} = \left| \frac{s_{-1}}{s_{+1}} \right|^2 = \frac{(\gamma_{rad} - \gamma_{abs})^2 + (\omega - \omega_0)^2}{(\gamma_{rad} + \gamma_{abs})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (3.6)$$

$$QE = \frac{P_{abs}}{P_{inc}} = \frac{2\gamma_{abs}|a|^2}{|s_{+1}|^2} = \frac{4\gamma_{rad}\gamma_{abs}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{rad} + \gamma_{abs})^2} \quad (3.7)$$

Toutes les informations nécessaires pour décrire le fonctionnement spectral de notre résonateur sont ainsi déduites des valeurs des taux de pertes et de la pulsation du résonateur.

Par ailleurs le taux de pertes total  $\gamma_{tot} = \gamma_{abs} + \gamma_{rad}$  correspond à la demi largeur à mi-hauteur de la résonance. Le facteur de qualité de la résonance s'exprime donc en fonction du taux de pertes et de la pulsation du résonateur :

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{1/2}} = \frac{\omega_0}{2\gamma_{tot}} \quad (3.8)$$

L'équation 3.2 peut également être résolue pour des systèmes ayant un plus grand nombre de canaux de pertes. Dans la section 3.3, la TCMT sera appliquée pour un résonateur couplé à 2 canaux radiatifs et un canal absorbant afin de modéliser le comportement d'un Fabry-Perot absorbant. Puis dans la section 3.4, le réseau d'antennes patch sera décrit comme un résonateur avec un canal radiatif et deux canaux de pertes par absorption.

Pour appliquer cette théorie à un système optique, il est nécessaire de modéliser le résonateur optique en terme de taux de pertes.

### 3.2.2 Modélisation d'un système réel avec la TCMT

La définition d'un modèle TCMT passe par la définition du nombre de canaux de pertes par absorption et du nombre de canaux de pertes radiatives.

Le taux de pertes par absorption est une caractéristique intrinsèque du résonateur. Il est défini comme la puissance absorbée par le résonateur sur deux fois l'énergie contenue dans la cavité résonante. En utilisant les expressions des champs électromagnétiques dans notre structure optique, on peut écrire :

$$\gamma_{abs} = \frac{P_{abs}}{2W_{cav}} = \frac{\omega_0 \int_{\text{résonateur}} \epsilon'' |E|^2 dV}{2\epsilon_0 \int_{\text{résonateur}} \epsilon' |E|^2 dV} \quad (3.9)$$

où  $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$  est la constante diélectrique du (des) matériau(x) siège(s) d'une absorption (soit pour  $\epsilon'' \neq 0$ ), et  $E$  est le champ électrique dans la structure. Les intégrales sont réalisées sur l'ensemble du résonateur qui peut recouvrir plusieurs matériaux ayant des constantes diélectriques différentes et étant absorbant ou non. Généralement, on séparera les contributions des différents matériaux absorbants en écrivant les taux de pertes fractionnés :

$$\gamma_{abs} = \sum_i \gamma_{abs}(\text{matériau } i) = \sum_i \frac{\omega_0 \int_{\text{matériau } i} \epsilon'' |E|^2 dV}{2\epsilon_0 \int_{\text{résonateur}} \epsilon' |E|^2 dV} \quad (3.10)$$

Dans le cadre de la plasmonique pour la photodétection, on aura couramment deux matériaux créant des pertes par absorption : le matériau semiconducteur ( $\gamma_{SC}$ ) et le métal ( $\gamma_{met}$ ).

Pour la définition des pertes radiatives, l'environnement extérieur au résonateur doit être décrit par des canaux qui transportent des ondes entrantes ou sortantes du résonateur. Le taux de pertes radiatives dans un canal est alors décrit par

$$\gamma_{rad} = \frac{P_{dissipée}}{2W_{cav}} = \frac{\int_{\text{canal}} E_{rad} \times H_{rad}^*}{2\epsilon_0 \int_{\text{résonateur}} \epsilon' |E|^2 dV} \quad (3.11)$$

où  $E_{rad}$  et  $H_{rad}$  sont les champ électriques et magnétiques se propageant en sortie du résonateur.

Pour l'optique guidée, les canaux de pertes radiatives possibles correspondent généralement aux guides d'onde interagissant avec le résonateur. Pour le cas du couplage entre un résonateur et un milieu extérieur, la définition des canaux de pertes est plus délicate. Dans un cas à une dimension, on peut avoir seulement 1 ou 2 canaux de pertes radiatives : réflexion et transmission. Dans les cas à deux ou trois dimensions, le nombre de canaux de pertes dépend du nombre de directions possibles de propagation d'onde plane dans le milieu. Pour un milieu de type espace libre, il y a une infinité de directions d'onde plane possibles et donc une infinité de canaux de pertes [Verslegers 0]. Pour un milieu présentant une périodicité le nombre de directions de

propagation est discrétisé. Le nombre de canaux radiatifs est alors défini par le nombre de directions de propagation possibles, soit  $2 \lfloor \frac{P}{\lambda} \rfloor + 1$  avec  $\lfloor \frac{P}{\lambda} \rfloor = N$  la partie entière de  $\frac{P}{\lambda}$ ,  $P$  le pas de réseau et  $\lambda$  la longueur d'onde d'étude [Yu 11].

Le passage de l'étude d'un réseau de résonateurs au résonateur isolé peut être réalisé en faisant tendre le pas du réseau et donc le nombre de canaux vers l'infini [Verslegers 0].

### 3.2.3 Condition de couplage critique et maximisation de l'absorption

L'intérêt de la TCMT est qu'elle permet de comprendre et de quantifier simplement le couplage à n'importe quel résonateur. À partir de la connaissance des taux de pertes, les équations de la TCMT permettent de connaître directement les puissances émises et absorbées par le résonateur. On définit en particulier la condition de couplage critique qui est la condition sur les taux de pertes qui permet d'annuler la puissance réfléchiée par le résonateur [Yoon 10].

Dans le cas d'un seul canal de pertes radiatives, la condition de couplage critique est obtenue directement à partir de l'équation 3.6 :

$$\gamma_{abs} = \gamma_{rad} \quad (3.12)$$

Au couplage critique, le résonateur absorbe toute l'énergie incidente :  $QE(\omega_0) = 1$ . Cette condition de couplage est très utilisée en optique guidée, par exemple pour s'assurer du couplage entre un guide d'onde et un résonateur [Cai 0].

Pour l'étude de résonateurs plasmoniques, deux canaux absorbants sont généralement considérés : un dans le semiconducteur ( $\gamma_{SC}$ ) et un dans le métal ( $\gamma_{met}$ ). Pour la photodétection, les pertes dans le semiconducteur doivent être maximisées. Avec deux canaux de pertes par absorption, la condition de couplage critique s'écrit  $\gamma_{rad} = \gamma_{abs} = \gamma_{SC} + \gamma_{met}$ . Le QE (absorption dans le semiconducteur uniquement) devient :

$$QE = \frac{4\gamma_{SC}\gamma_{rad}}{(\gamma_{rad} + \gamma_{SC} + \gamma_{met})^2} \quad (3.13)$$

Afin d'exprimer la condition de maximisation du QE, on résout  $\frac{\partial QE}{\partial \gamma_{rad}} = 0$  [Seok 1]. La condition de maximisation du QE est la même que la condition de couplage critique :  $\gamma_{rad} = \gamma_{abs}$ . C'est à la condition de couplage critique, lorsque la réflexion est nulle, que l'absorption dans le semiconducteur est maximisée malgré les pertes par absorption dans le métal. Par ailleurs, l'équation  $\frac{\partial QE}{\partial \gamma_{met}} = 0$  n'a pas de solution non triviale et l'équation  $\frac{\partial QE}{\partial \gamma_{SC}} = 0$  a une solution pour une deuxième condition de couplage :

$$\gamma_{rad} + \gamma_{met} = \gamma_{SC} \quad (3.14)$$

On considère cependant que le taux de pertes par absorption dans le semiconducteur est la plupart du temps fixé par la nature du semiconducteur et que ce calcul n'a donc pas vraiment de sens physique [Seok 1]. Ceci sera discuté plus en détail sur un exemple dans la partie 3.4.5.

Au couplage critique, le QE est donc le QE maximum que l'on peut obtenir avec notre résonateur, il s'exprime comme étant :

$$QE_{max} = \frac{\gamma_{SC}}{\gamma_{SC} + \gamma_{met}} \quad (3.15)$$

Il est indépendant du taux de pertes par radiation. Les pertes dans les autres matériaux absorbants (ici les métaux) jouent un rôle négatif qui fait décroître l'absorption maximale possible

dans le matériau d'intérêt (ici le semiconducteur). Ces pertes additionnelles dans le métal sont donc à minimiser pour la photodétection assistée de résonateurs plasmoniques.

Nous avons donc vu comment, en définissant les taux de pertes d'un résonateur, on peut simplifier son étude en particulier pour déterminer une condition d'optimisation de l'absorption.

Avant d'étudier un résonateur plasmonique, nous nous intéressons au cas standard d'un résonateur 1D Fabry-Perot. Celui-ci est un cas simple de micro-cavité optique. Il va nous permettre de mettre en place un calcul de couplage critique pour le design d'une cavité chargée d'un semiconducteur absorbant avec la théorie temporelle des modes couplés. La présence de 2 ou 3 canaux de pertes permet d'étudier un cas similaire à celui des résonateurs plasmoniques présentant ou non (dans un cas idéal) des pertes métalliques.

### 3.3 La cavité Fabry-Perot absorbante en théorie temporelle des modes couplés

Les résonances Fabry-Perot sont des résonances fréquemment rencontrées en micro-optique. Elles apparaissent dans des empilements de diélectriques et sont donc très souvent présentes dans les microsystèmes optiques. Les profils de champs dans un résonateur Fabry-Perot 1D sont calculables analytiquement. Les différents taux de pertes d'un résonateur Fabry-Perot pourront donc être exprimés analytiquement à partir de ces expressions des champs. Le calcul analytique de la condition de couplage critique et de la valeur maximale de l'absorption permettront alors de discuter du couplage entre l'énergie incidente et la cavité Fabry-Perot absorbante.

#### 3.3.1 Expression des taux de pertes

Le résonateur Fabry-Perot considéré est représenté sur la figure 3.3. Il est constitué de deux miroirs caractérisés par leur coefficient de réflexion  $r$  et  $r'$  et distant d'une longueur  $L$ . Entre ces deux miroirs un matériau d'indice  $n + jk$  absorbe le champ électromagnétique avec un coefficient d'absorption en amplitude  $\alpha = \frac{2\pi k}{\lambda}$ . Le milieu extérieur a pour indice de réfraction  $n_0$ .

Par convention,  $r$  et  $r'$  sont positifs. Le champ réfléchi dans la cavité est réfléchi avec un coefficient  $-r$  ou  $-r'$  et le champ réfléchi en dehors de la cavité est réfléchi avec un coefficient  $+r$  ou  $+r'$  [Fujiwara 07]. Les coefficients de transmission s'expriment alors de la manière suivante : pour une onde entrant dans la cavité  $t^{(l)}_{01} = \sqrt{\frac{n_0}{n}(1 - r^{(l)2})}$ ; pour une onde sortant de la cavité  $t^{(l)}_{10} = \sqrt{\frac{n}{n_0}(1 - r^{(l)2})}$ .

Une source d'énergie incidente de type onde plane dont l'amplitude du champ électrique est normalisée à 1 ( $E_{inc} = 1$ ) est considérée. Pour connaître l'expression des champs dans chaque domaine, on somme les expressions de champs réfléchis et transmis, ce qui donne :

$$E_{ref} = e^{j\omega t} e^{-jk_{n_0}x} \left( r - \frac{r' t_{01} t_{10} e^{-2jk_n L} e^{-2\alpha L}}{1 - r r' e^{-2jk_n L} e^{-2\alpha L}} \right) \quad (3.16)$$

$$E_{cav} = e^{j\omega t} t_{01} \left( e^{-jk_n x} e^{-\alpha x} - r' e^{jk_n x} e^{-2jk_n L} e^{-\alpha(2L-x)} \right) \frac{1}{1 - r r' e^{-2jk_n L} e^{-2\alpha L}} \quad (3.17)$$

$$E_{trans} = e^{j\omega t} e^{jk_{n_0}x} \left( \frac{t_{01} t'_{10} e^{-jk_n L} e^{-\alpha L}}{1 - r r' e^{-2jk_n L} e^{-2\alpha L}} \right) \quad (3.18)$$

Avec  $k_{n_0}$  le vecteur d'onde à l'extérieur de la cavité  $k_{n_0} = n_0 \frac{2\pi}{\lambda}$ . Par la suite, on considérera  $n_0 = 1$ .

Les expressions des profils de champs font ressortir l'existence d'une résonance dans la cavité lorsque  $2k_n L$  est un multiple de  $2\pi$ . Cela correspond aux longueurs de cavité multiples de  $\frac{\lambda}{2n}$ . En fixant  $L$  et  $n$ , on connaît la longueur d'onde de résonance de notre cavité :  $2nL$  pour une cavité demi-onde.

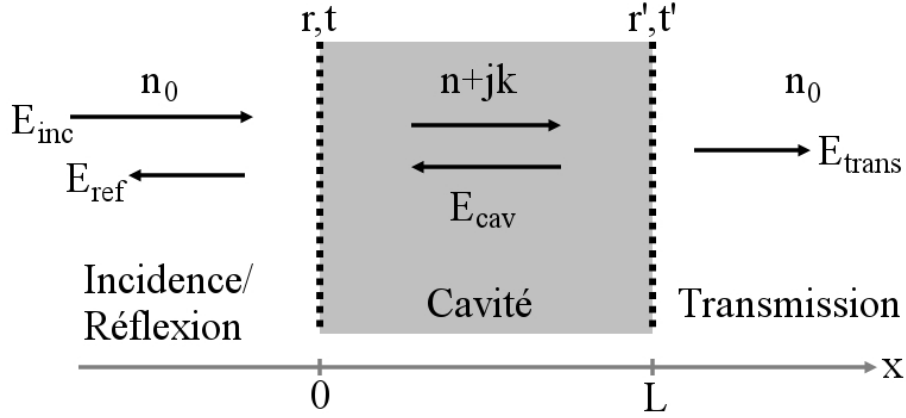


FIGURE 3.3 – Schéma de la cavité Fabry-Perot

Le modèle TCMT considéré pour décrire la résonance de cavité Fabry-Perot est un modèle à un canal de pertes par absorption et deux canaux de pertes radiatives : un par réflexion et un par transmission. À partir des expressions des champs à la résonance, les taux de pertes par réflexion, par transmission et par absorption sont calculés à l'aide de la définition  $\gamma = \frac{P_{dissipée}}{2W_{cav}}$ . Avec, par définition :

$$P_{ref} = R \times P_{inc} = \frac{1}{\eta} |E_{ref} - E_{inc}|^2 \quad (3.19)$$

$$P_{abs} = QE \times P_{inc} = \omega_0 \int_0^L \epsilon_0 \epsilon'' |E_{cav}|^2 dx \quad (3.20)$$

$$P_{trans} = T \times P_{inc} = \frac{1}{\eta} |E_{trans}|^2 \quad (3.21)$$

$$W_{cav} = \epsilon_0 \int_0^L \epsilon' |E_{cav}|^2 dx \quad (3.22)$$

avec  $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon'' = (n + jk)^2$  la constante diélectrique du matériau dans la cavité et  $\omega_0$  la pulsation de résonance.  $\eta$  est l'impédance du milieu extérieur.

Les taux de pertes s'expriment alors :

$$\gamma_{ref} = \frac{c}{n} \frac{\alpha}{1 - e^{-2\alpha L}} \frac{(1 - r)(1 + r'e^{-2\alpha L})^2}{(1 + r)(1 + r'^2 e^{-2\alpha L})} \quad (3.23)$$

$$\gamma_{abs} = \frac{c\alpha}{n} \quad (3.24)$$

$$\gamma_{trans} = \frac{c}{n} \frac{\alpha}{1 - e^{-2\alpha L}} \frac{(1 - r'^2)e^{-2\alpha L}}{1 + r'^2 e^{-2\alpha L}} \quad (3.25)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Ces expressions sont obtenues dans l'hypothèse de matériaux peu absorbants :  $k \ll n$  qui est équivalent à  $\alpha L \ll 1$ . Pour rappel, cette hypothèse est nécessaire pour l'application de la TCMT et elle permet d'écrire :  $\epsilon' \approx n^2$ .

L'expression de  $\gamma_{abs}$  dépend uniquement des propriétés du matériaux dans la cavité :  $\alpha$  et  $n$ . Cette propriété est vraie pour tout résonateur pour lequel le recouvrement entre le mode résonant et le matériau absorbant est total. De cette manière les intégrales de champ dans les expressions de  $P_{abs}$  et  $W_{cav}$  se simplifient. Le taux de pertes par absorption est ainsi indépendant de la géométrie du résonateur. Les expressions de  $\gamma_{ref}$  et  $\gamma_{trans}$  font intervenir à la fois les propriétés du matériau dans la cavité et les coefficients de réflexion  $r$  et  $r'$ . Cependant, dans le cadre d'un matériau peu absorbant, on obtient au premier ordre en  $\alpha L \ll 1$  :

$$\gamma_{ref} = \frac{c}{2nL} \frac{(1-r)(1+r')^2}{(1+r)(1+r'^2)} \left( 1 - 2\alpha L \left( 2\frac{r'}{1+r'} - \frac{r'^2}{1+r'^2} \right) \right) \quad (3.26)$$

$$\gamma_{trans} = \frac{c}{2nL} \frac{1-r'^2}{1+r'^2} \left( 1 - 2\alpha L \frac{1}{1+r'^2} \right) \quad (3.27)$$

Les taux de pertes radiatives de la cavité Fabry-Perot absorbante ne dépendent donc que de manière perturbative du caractère absorbant du matériau chargeant la cavité, et peuvent être assimilés à l'ordre zéro à ceux de la cavité Fabry-Perot non-absorbante.

La figure 3.5 a) montre la réponse en réflexion  $R$  d'une cavité Fabry-Perot absorbante calculée à partir des expressions 3.16 et 3.19, en fonction des coefficients de réflexion  $r$  et  $r'$ . On a choisi de travailler avec une cavité de taille  $L = 1.25\mu m$ , d'indice de réfraction 2. L'absorption est fixée à  $\alpha = 5.10^4 m^{-1}$  qui est une valeur typique pour un semiconducteur absorbant dans l'infrarouge thermique. L'approximation d'absorption faible est vérifiée car  $\alpha L = 0.0625 \ll 1$ . De la même manière, les figures 3.5 b) et c), représentent le QE et la transmission calculés à partir des équations 3.17, 3.18, 3.20 et 3.21. Assez logiquement, on constate d'abord que lorsque les coefficients  $r$  et  $r'$  sont faibles, la puissance incidente est majoritairement transmise, sans être fortement absorbée. L'effet de cavité est trop faible pour apporter un gain d'absorption. On observe aussi que l'augmentation de  $r'$ , et celle de  $r$  dans une certaine mesure, conduisent à une augmentation du QE, manifestation de l'effet de renforcement du champ électromagnétique dans la cavité. Cependant cet effet de renforcement de QE n'est pas maximisé dans la limite  $r = r' \rightarrow 1$ , à la différence du renforcement de champ dans une cavité non absorbante, bien décrit dans toutes les introductions à la cavité Fabry-Perot [Unlu 95]. La section suivante montre comment la TCMT, avec la condition de couplage critique, permet de comprendre cette dernière observation.

### 3.3.2 Condition de couplage critique

La condition de couplage critique doit permettre de maximiser l'absorption dans la cavité Fabry-Perot absorbante et ainsi de déterminer le design idéal du résonateur pour des applications de photodétection.

#### 3.3.2.1 Cas du Fabry-Perot fermé

Dans un premier temps, l'étude du résonateur Fabry-Perot fermé permet d'obtenir une condition simple de maximisation à 1 du rendement d'absorption. Pour l'étude du Fabry-Perot fermé, on considère simplement  $r' = 1$ . Les expressions des taux de pertes 3.23 et 3.24 sont simplifiées :

$$\gamma_{ref} = \frac{c}{n} \frac{\alpha}{1 - e^{-2\alpha L}} \frac{1-r}{1+r} (1 + e^{-2\alpha L}) \quad (3.28)$$

$$\gamma_{abs} = \frac{c\alpha}{n} \quad (3.29)$$

La théorie temporelle des modes couplés est appliquée dans le cas d'un canal radiatif et d'un canal absorbant. D'après la section 3.2.3, la réflexion est annulée et le QE égale à 1 pour la condition de couplage critique  $\gamma_{ref} = \gamma_{rad}$ .

Cette condition s'écrit alors simplement :

$$r = e^{-2\alpha L} \quad (3.30)$$

Cette règle de design de la cavité permet de maximiser l'absorption à 100%, elle est en accord avec le calcul direct de maximisation du QE dans une cavité Fabry-Perot [Unlu 95].

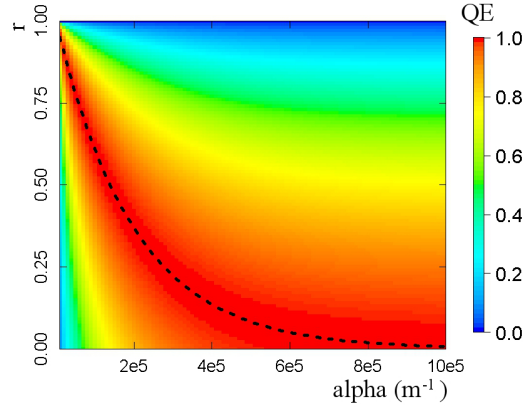


FIGURE 3.4 – Absorption d'une cavité Fabry-Perot fermée en fonction de  $\alpha$  et  $r$  pour  $n = 2$  et  $L = 1.25\mu m$ . Le tireté noir représente la condition de couplage critique

La figure 3.4 présente le QE calculé numériquement à partir des équations 3.17 et 3.20, en fonction de l'absorption  $\alpha$  et du coefficient de réflexion  $r$ , pour une cavité de taille  $L=1.25\mu m$  et d'indice  $n = 2$ . On vérifie (tireté) que la condition de couplage critique de l'équation 3.30 permet la maximisation de l'efficacité quantique, y compris dans la gamme de paramètre  $r \ll 1 \Leftrightarrow \alpha L \sim 1$  pour laquelle la TCMT n'est en principe plus valide. Il s'agit là d'une coïncidence, car dans cette gamme d'absorption forte un simple passage à travers la cavité suffit à absorber une fraction significative de la puissance incidente.

### 3.3.2.2 Cas général

Pour le cas général, la TCMT est appliquée avec un canal de pertes par absorption et deux canaux de pertes radiatives afin de prendre en compte la réflexion et la transmission. Seul le canal de pertes par réflexion est un canal apportant de la puissance au résonateur. Dans cette configuration, en écrivant l'équation 3.2, on obtient :

$$QE = \frac{4\gamma_{abs}\gamma_{ref}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{abs} + \gamma_{trans} + \gamma_{ref})^2} \quad (3.31)$$

$$R = \frac{(\gamma_{abs} + \gamma_{trans} - \gamma_{ref})^2 + (\omega - \omega_0)^2}{(\gamma_{abs} + \gamma_{trans} + \gamma_{ref})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (3.32)$$

$$T = \frac{4\gamma_{trans}\gamma_{ref}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{abs} + \gamma_{trans} + \gamma_{ref})^2} \quad (3.33)$$

La condition de couplage critique correspond à la condition pour laquelle il n'y a plus de pertes radiatives, en réflexion et en transmission. Or l'annulation de la puissance sortant de la



cavité à travers un canal est rendue possible par l'interférence destructive entre l'onde sortante et une onde entrante [Yoon 10]. Dans le cas d'une excitation par un seul port, l'absorption totale de l'énergie incidente n'est pas possible. Des pertes via le canal radiatif n'apportant pas d'énergie, ici le canal de transmission, seront toujours constatées.

On peut tout de même chercher à annuler les pertes dues au canal de réflexion. L'équation 3.32 nous donne la condition pour laquelle  $R=0$  à la résonance ( $\omega = \omega_0$ ) :  $\gamma_{ref} = \gamma_{trans} + \gamma_{abs}$ . Compte tenu des expressions des taux de pertes 3.23, 3.24 et 3.25, la condition de couplage critique se réduit à une équation très simple :

$$r = r' e^{-2\alpha L} \quad (3.34)$$

Cette condition est tracée sur la figure 3.5 a) (courbe tiretée). La théorie temporelle des modes couplés permet bien d'obtenir la condition de design de la cavité annulant la réflexion.

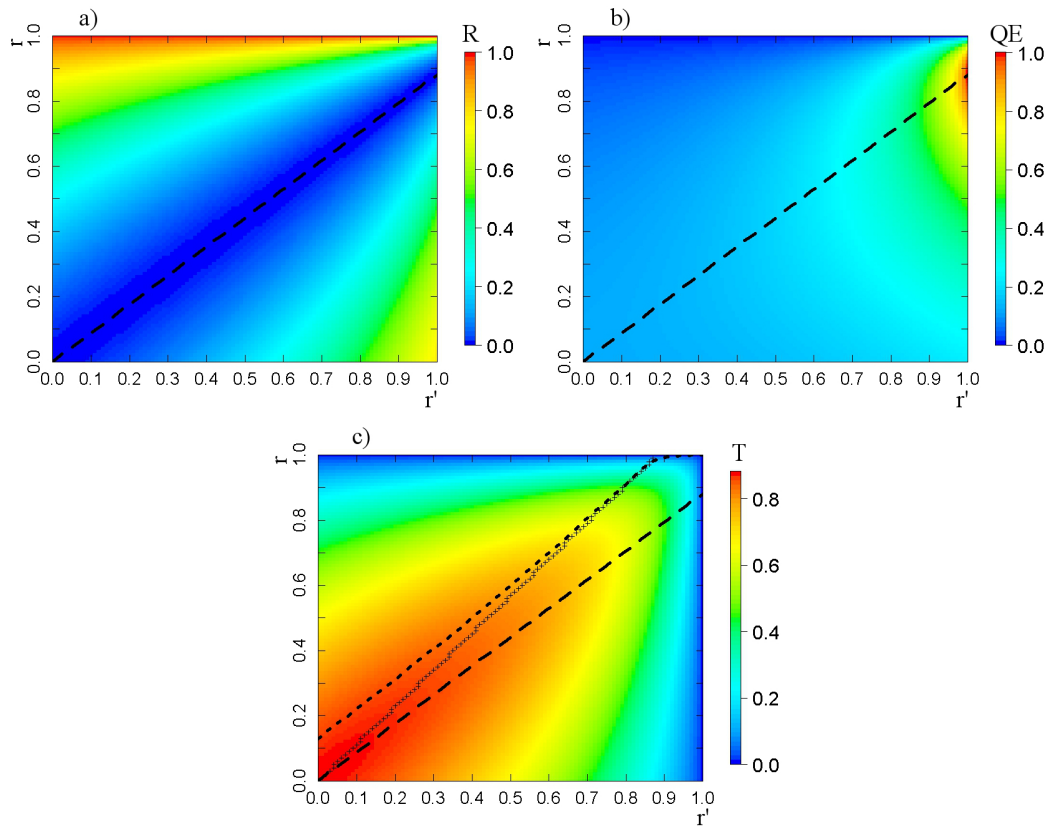


FIGURE 3.5 – Étude du Fabry-Perot absorbant en fonction des coefficients de réflexion  $r$  et  $r'$  pour  $\alpha = 5.10^4 m^{-1}$ ,  $L = 1.25.10^{-6} m$ ,  $n = 2$ . a) Réflexion, b) absorption, c) transmission. Les tiretés correspondent à la condition de couplage critique ( $\gamma_{ref} = \gamma_{trans} + \gamma_{abs}$ ), les pointillés de la figure c) à la seconde condition de couplage ( $\gamma_{ref} + \gamma_{abs} = \gamma_{trans}$ ) et les croix aux maximums de transmission en fonction de  $r'$  à  $r$  fixé.

Pour l'étude du design de la cavité dans le cadre de la photodétection, on est intéressé essentiellement par la maximisation du QE. L'objectif est donc de définir à l'aide de la TCMT les coefficients  $r$  et  $r'$  pour lesquels, à  $\alpha$  fixé, le QE est maximum. Pour cela, on peut remarquer à l'aide des équations 3.23 et 3.25, que  $\gamma_{ref}$  est essentiellement dépendant de  $r$  : quand  $r$  augmente, le taux de pertes par réflexion diminue. De même pour  $\gamma_{trans}$ , quand  $r'$  augmente les pertes par

transmission diminuent. L'étude du QE en fonction de  $r$  et  $r'$  est donc équivalente au premier ordre à l'étude du QE en fonction de  $\gamma_{ref}$  et  $\gamma_{trans}$ . La maximisation du QE est obtenue en calculant les dérivées partielles de l'expression 3.31 en fonction de  $\gamma_{ref}$  ou  $\gamma_{trans}$

$$- \frac{\partial QE}{\partial \gamma_{ref}} = 0 \Leftrightarrow \gamma_{ref} = \gamma_{trans} + \gamma_{abs}$$

Le QE est maximisé en fonction de  $\gamma_{ref}$  et donc  $r$ , pour la condition de couplage précédemment observée pour l'annulation de la réflexion :  $r = r'e^{-2\alpha L}$ . Ce résultat est en accord avec l'étude réalisée par Unlu [Unlu 95] qui a dérivé cette expression de maximisation du QE directement à partir des expressions des champs.

$$- \frac{\partial QE}{\partial \gamma_{trans}} = 0 \text{ n'a pas de solution}$$

Pour un coefficient  $r$  fixé, le QE atteint un maximum pour  $r' = 1$ . Lorsque  $r'$  diminue, les pertes par transmission augmente et donc le QE diminue. La présence d'un canal de pertes supplémentaire par rapport au cas Fabry-Perot fermé fait apparaître des pertes qui ne peuvent pas être compensées. Cette observation sera également réalisée lorsque le canal de pertes supplémentaire sera un canal absorbant (cas du métal dans le réseau d'antennes patch de la section 3.4)

Sur la figure 3.5 b), le QE est tracé en fonction de  $r$  et  $r'$ . On vérifie qu'à  $r$  fixé, le QE diminue quand  $r'$  diminue. La configuration pour laquelle le QE est maximum est donc celle où  $r' = 1$  et  $r = e^{-2\alpha L}$ , c'est le cas du Fabry-Perot fermé. Par ailleurs, à  $r' \neq 1$  fixé, la condition 3.34 (tireté sur la figure 3.5 b) donne bien la condition pour laquelle on maximise le QE.

L'étude de la transmission peut également être faite en fonction de  $\gamma_{ref}$  et  $\gamma_{trans}$ .

$$- \frac{\partial T}{\partial \gamma_{ref}} = 0 \Leftrightarrow \gamma_{ref} = \gamma_{trans} + \gamma_{abs}$$

La condition de couplage critique permet, en plus d'annuler la réflexion, de maximiser la transmission en fonction de  $\gamma_{ref}$ . Ceci est bien vérifié sur la figure 3.5 c) de la transmission en fonction de  $r$  et  $r'$ .

$$- \frac{\partial T}{\partial \gamma_{trans}} = 0 \Leftrightarrow \gamma_{ref} + \gamma_{abs} = \gamma_{trans}$$

Une nouvelle condition de couplage apparaît. Elle permet de maximiser la transmission en fonction du taux de pertes par transmission. La courbe pointillée de la figure 3.5 c) montre que pour un  $r$  fixé suffisamment grand ( $r > 0.6$ ), la condition de couplage  $\gamma_{ref} + \gamma_{abs} = \gamma_{trans}$  (pointillés) permet bien de définir le  $r'$  maximisant la transmission. Cependant pour des  $r$  inférieurs à 0.6, un décalage entre la condition calculée via la TCMT et le maximum obtenu par le calcul (croix sur la figure 3.4 c) apparaît. Cette erreur de la TCMT peut s'expliquer par le fait que pour  $r$  et  $r'$  faibles, la cavité résonante perd son caractère résonant devant sa capacité d'absorption. L'hypothèse de cavité faiblement absorbante de la TCMT n'est plus valide.

L'étude de la maximisation de la transmission n'est généralement pas effectuée pour l'utilisation d'une cavité Fabry-Perot pour la photodétection. Elle permet néanmoins de démontrer l'intérêt de la TCMT qui sert à prédire la présence d'extremums locaux en fonction des paramètres de design, ici  $r$  et  $r'$ .

À travers l'étude des différents taux de pertes du résonateur, la TCMT permet d'avoir une compréhension physique du couplage entre l'onde incidente, la cavité, et les canaux de pertes.

En conclusion, la mise en place de la théorie temporelle des modes couplés a permis de déterminer la condition de couplage optimal, c'est-à-dire dans notre cas, de maximisation du rendement d'absorption d'une cavité Fabry-Perot. Le calcul analytique des taux de pertes rend possible l'expression analytique de cette condition de couplage en fonction des différents paramètres de design de la cavité. Ce résultat est en accord avec le calcul analytique détaillé dans la littérature et confirme donc l'intérêt de l'utilisation de la TCMT dans le cadre de micro-cavités optiques.

Par ailleurs, l'influence de la présence d'un canal de pertes supplémentaire aux canaux de réflexion et d'absorption a été étudiée à travers cette théorie. Celui-ci entraîne des pertes non compensables et empêche de maximiser le QE à 1. Cette observation est utile pour l'étude des résonateurs plasmoniques pour la détection photovoltaïque qui présentent un canal d'absorption dans le métal en plus du canal d'absorption utile dans le semiconducteur. Ceci va être vérifié dans la section suivante à travers l'étude du réseau d'antennes patch.

### 3.4 Étude sur le réseau d'antennes patch

L'antenne patch est une antenne dont l'utilisation est bien connue du domaine des radiofréquences [Balanis 05] au THz et l'infrarouge lointain [Todorov 0]. Son utilisation dans le cadre de la photodétection infrarouge a été proposée pour différentes technologies telles que les bolomètres [Codreanu 9], les photodiodes à base de semiconducteur III-V ou II-VI [Le Perchec 9] ou les QWIP [Beck 1]. Avec une telle structure, une absorption de l'ordre de 80% de la lumière incidente a été observée dans une couche de taille  $\lambda/8n$  et des effets de triage de photon (*photon sorting* ou *funeling*) ont été mis en évidence par des calculs numériques [Le Perchec 2]. Dans cette partie, à l'aide de la théorie temporelle des modes couplés, nous allons donner les règles de paramétrage géométrique d'un réseau infini d'antennes patch permettant d'optimiser l'absorption dans le semiconducteur. Les limitations des performances de cette antenne pour la photodétection dans l'infrarouge, notamment sous l'effet des pertes dans les parties métalliques, seront discutées.

#### 3.4.1 Structure étudiée

La structure de base du réseau d'antennes patch (ou microstrip) est un système 2D comprenant un substrat métallique et un patch de semiconducteur sur lequel repose un patch métallique. Cette structure est visible sur la figure 3.6 a).

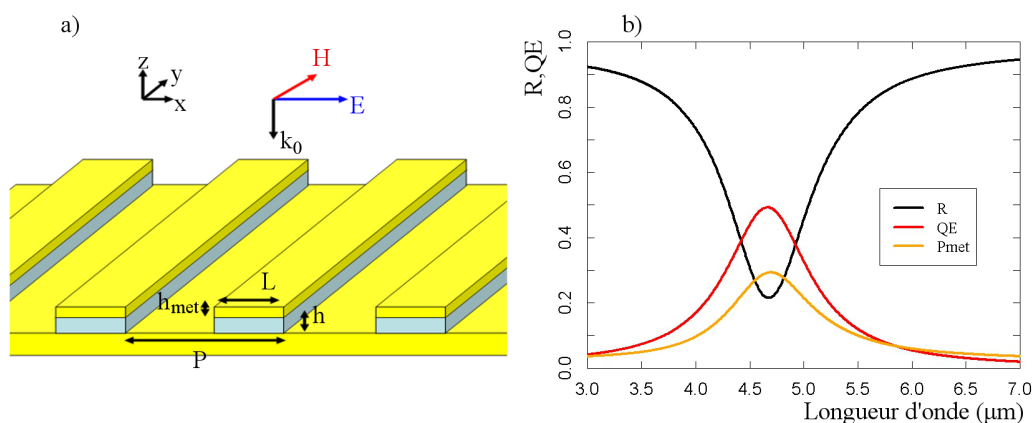


FIGURE 3.6 – a) Schéma du réseau d'antennes patch; b) Spectres d'absorption et de réflexion obtenus par RCWA d'un réseau d'antennes patch avec  $L = 500\text{nm}$ ,  $h = 75\text{nm}$ ,  $P = 1200\text{nm}$  et  $n_{SC} + jk_{SC} = 3.5 + 0.2j$

On note  $h$  la hauteur de semiconducteur,  $h_{met}$  celle du patch métallique,  $L$  la largeur du patch et  $P$  la période du réseau. Sans mention contraire le métal utilisé est de l'or dont l'indice de réfraction est celui du Palik [Palik 99], et la hauteur du patch métallique est de 50nm. La figure 3.6 b), présente les spectres d'absorption et de réflexion obtenus par simulation pour une

structure avec  $h = 75nm$ ,  $L = 500nm$ ,  $P = 1200nm$  et l'indice de réfraction du matériau  $n_{SC} + jk_{SC} = 3.5 + 0.2j$ . Cette dernière valeur est une valeur typique pour les différents matériaux semiconducteurs pouvant être utilisés pour la photodétection dans le MWIR et sera discutée ultérieurement. L'éclairement de la structure est réalisé par une onde plane transverse magnétique (le champ magnétique est perpendiculaire au plan d'étude), conformément à ce qui est représenté figure 3.6 a). Dans toute cette partie, nous nommerons  $QE$  la puissance absorbée par le semiconducteur sur la puissance incidente, et  $P_{met}$  la puissance absorbée par le métal sur la puissance incidente.

Dans cette configuration, à la résonance à  $4.6\mu m$ , le réseau d'antennes patch permet une absorption dans le semiconducteur d'environ 50% de l'énergie incidente. 30% de l'énergie est absorbée par le métal et 20% est réfléchi.

Nous allons utiliser la TCMT pour comprendre quelles sont les règles de design à suivre pour optimiser le QE.

### 3.4.2 Calcul numérique des taux de pertes

Pour appliquer la TCMT, le résonateur considéré est le réseau d'antennes patch, celui-ci comporte deux canaux de pertes par absorption : un dans le semiconducteur et un dans le métal. Le réseau étant choisi sub-longueur d'onde, il interagit avec un seul canal radiatif correspondant à la propagation dans l'axe normal à l'antenne.

De la même manière que pour les équations 3.6 et 3.7, les rendements d'absorption et la réflexion s'exprime en fonction des taux de pertes :

$$R = \frac{(\gamma_{rad} - \gamma_{abs})^2 + (\omega - \omega_0)^2}{(\gamma_{rad} + \gamma_{abs})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (3.35)$$

$$QE = \frac{4\gamma_{SC}\gamma_{rad}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{rad} + \gamma_{abs})^2} \quad (3.36)$$

$$P_{met} = \frac{4\gamma_{met}\gamma_{rad}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{rad} + \gamma_{abs})^2} \quad (3.37)$$

où  $\omega_0$  est la pulsation de résonance du réseau d'antennes patch.

Ces expressions permettent d'obtenir les taux de pertes à partir de spectres calculés numériquement. À partir de la demi-largeur hauteur à mi-hauteur  $\Delta\omega_{1/2}$  de la résonance, le taux de pertes total de la cavité s'écrit :

$$\gamma_{tot} = \gamma_{abs} + \gamma_{rad} = \frac{1}{2}\Delta\omega_{1/2} \quad (3.38)$$

La valeur de la réflexion à la résonance ( $R_{res}$ ) permet alors de calculer les taux de pertes radiatives et par absorption à l'aide de l'équation 3.35. Deux régimes apparaissent pour ce calcul [Seok 1] :

- le régime de sur-couplage au réseau d'antennes patch correspond aux configurations où  $\gamma_{rad} > \gamma_{abs}$ , on a alors :

$$\gamma_{rad} = \frac{1 + \sqrt{R_{res}}}{4}\Delta\omega_{1/2} \quad \text{et} \quad \gamma_{abs} = \frac{1 - \sqrt{R_{res}}}{4}\Delta\omega_{1/2} \quad (3.39)$$

- le régime de sous-couplage au réseau correspond aux configurations où  $\gamma_{rad} < \gamma_{abs}$ , on a alors :

$$\gamma_{rad} = \frac{1 - \sqrt{R_{res}}}{4}\Delta\omega_{1/2} \quad \text{et} \quad \gamma_{abs} = \frac{1 + \sqrt{R_{res}}}{4}\Delta\omega_{1/2} \quad (3.40)$$

Le taux de pertes par absorption dans le semiconducteur  $\gamma_{SC}$  (resp. dans le métal  $\gamma_{met}$ ) est obtenu en faisant le ratio de la puissance absorbée dans le semiconducteur (resp. métal) sur la puissance absorbée totale :

$$\gamma_{SC} = \frac{QE_{res}}{1 - R_{res}} \gamma_{abs} \quad \text{et} \quad \gamma_{met} = \frac{1 - R_{res} - QE_{res}}{1 - R_{res}} \gamma_{abs}. \quad (3.41)$$

Les équations 3.38 à 3.41 permettent de calculer les différents taux de pertes du réseau d'antennes patch à partir de spectres calculés numériquement. La figure 3.7 présente ce calcul des taux de pertes pour différentes valeurs des paramètres de design :  $k_{SC}$  et  $h$ . Les taux de pertes sont normalisés par la pulsation de résonance  $\omega_0$ . Ces taux de pertes normalisés sont notés  $\gamma^n$ .

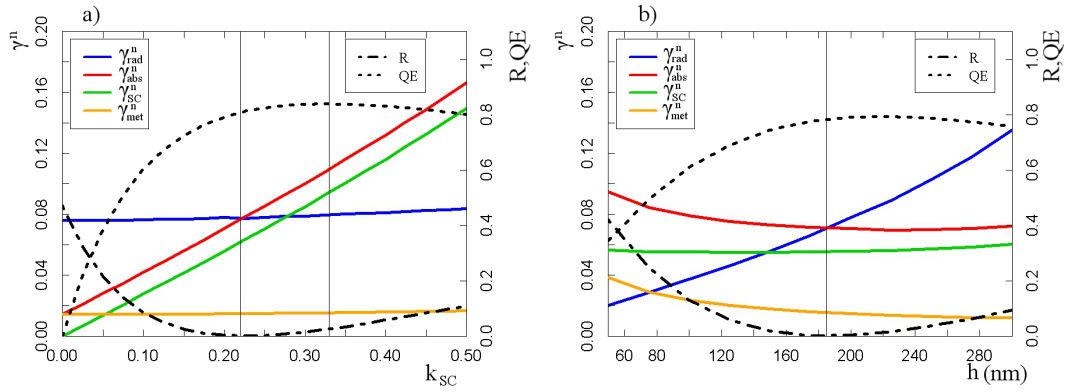


FIGURE 3.7 – Calcul numérique de l'évolution des taux de pertes dans le réseau d'antennes patch ( $P = 1200nm$ ) pour : a)  $k_{SC}$  variable et  $h = 200nm$  et b)  $h$  variable et  $k_{SC} = 0.2$

La figure 3.7 a) trace l'évolution des taux de pertes en fonction de la partie imaginaire de l'indice de réfraction du semiconducteur. La période du réseau est fixée à  $P = 1200nm$  et la hauteur de la cavité à  $h = 200nm$ . On reste dans l'approximation d'un semiconducteur faiblement absorbant en se limitant à  $k_{SC} < 0.5$ . Cette approximation est valable pour la plupart des semiconducteurs du visible au terahertz. La figure met en évidence qu'une variation sur  $k_{SC}$  entraîne des changements seulement sur le taux de pertes par absorption dans le semiconducteur (courbe verte). Le taux de pertes radiatives (courbe bleue) et le taux de pertes par absorption dans le métal (courbe orange) sont constants. Le taux de pertes par absorption dans le semiconducteur évolue linéairement avec  $k_{SC}$ . Par ailleurs, la condition de couplage critique est bien vérifiée : lorsque les pertes par absorption (courbe rouge) et les pertes radiatives sont égales, la réflexion du réseau d'antennes patch est nulle (courbe traits-pointillés). De la même manière que dans la section 3.2.3, le QE est maximum lorsque  $\gamma_{SC}$  varie, pour la condition  $\gamma_{rad} + \gamma_{met} = \gamma_{SC}$ . Ceci est bien vérifié par la simulation numérique.

La figure 3.7 b) présente l'évolution des taux de pertes en fonction de la hauteur de cavité  $h$ , pour  $k_{SC}$  constant à 0.2. Les pertes par absorption dans le semiconducteur sont constantes. Les pertes dans le métal peuvent également être considérées comme constantes au premier ordre bien qu'une légère augmentation apparaît lorsque  $h$  diminue. Les pertes radiatives augmentent quasi-linéairement avec la hauteur de cavité, ceci a été montré dans la littérature sur des réseaux d'antennes patch du visible-proche infrarouge [Yang 12] au terahertz [Feuillet-Palma 13]. La condition de couplage critique  $\gamma_{rad} = \gamma_{abs}$  assure une réflexion nulle et un QE maximum conformément attendu avec l'étude de  $\frac{\partial QE}{\partial \gamma_{rad}} = 0$ .

Le calcul des taux de pertes du réseau d'antennes patch à travers les résultats de simulations numériques fait apparaître l'intérêt de la théorie temporelle des modes couplés pour comprendre le fonctionnement du couplage à ce résonateur. Le découplage des différents taux de pertes en fonction des paramètres du design permet dès à présent d'observer que pour une technologie donnée (et donc un  $k_{SC}$  fixé), la hauteur de cavité pourra être adaptée de manière à obtenir le couplage critique.

Afin de comprendre plus précisément le fonctionnement de ce résonateur, la section suivante propose un modèle théorique permettant une expression analytique des différents taux de pertes.

### 3.4.3 Modèle Fabry-Perot de l'antenne patch

La figure 3.8 présente les cartographies de champs dans un antenne patch du réseau. Les profils de champ  $H_y$  et  $E_x$  font apparaître une résonance de type demi-onde localisée entre les deux plans métalliques.

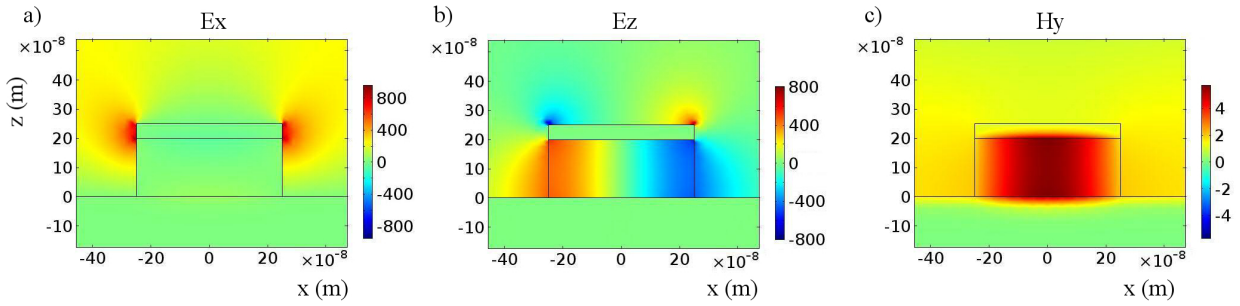


FIGURE 3.8 – Cartographie de champ de l'antenne patch.  $P = 1200nm$ ,  $h = 200nm$ ,  $k_{SC} = 0.2$  (obtenue par calcul FEM). a) champ  $E_x$ , b) champ  $E_z$  et c) champ  $H_y$

Un modèle de cavité Fabry-Perot est souvent utilisé pour décrire une résonance de type demi-onde d'un guide plasmonique [Bozhevolnyi 07, Barnard 08].

Dans le cas de l'antenne patch, on considère le guide métal-diélectrique-métal dans lequel se propage le mode plasmonique pour définir l'indice effectif de la cavité [Todorov 0, Bozhevolnyi 06, Yang 12]. Ce mode propagatif est réfléchi en sortie d'antenne patch par la différence d'impédance entre le milieu MIM et le milieu extérieur air/métal [Gordon 6, Chandran 12]. Ces réflexions définissent la cavité Fabry-Perot.

#### 3.4.3.1 Indice effectif

Le calcul d'indice effectif du mode gap-plasmon dans une structure métal-isolant-métal est en annexe A. Afin de profiter du mode gap-plasmon pour la photodétection, le diélectrique est remplacé par un semiconducteur absorbant. La présence d'une partie complexe à l'indice du matériau chargeant le guide plasmonique ne change pas l'expression de l'indice effectif car le régime d'étude reste celui de semiconducteur peu absorbant :  $\epsilon''_{SC} \ll \epsilon'_{SC}$ . On conserve l'expression de l'indice effectif :

$$n_{eff} = \frac{k_x}{k_0} = \sqrt{\epsilon_{SC}} \sqrt{1 + \frac{2j}{k_0 h \sqrt{|\epsilon_m|}}} \quad (3.42)$$

Cette expression est valable sous la condition  $\frac{1}{k_0 h \sqrt{|\epsilon_m|}} \ll 1$  qui est généralement vérifiée pour les métaux dans l'infrarouge  $|\epsilon_m| \gg 1$ .

En utilisant les hypothèses de matériau semiconducteur peu absorbant  $\epsilon''_{SC}/\epsilon'_{SC} \ll 1$  et d'un métal également peu absorbant dans l'infrarouge  $|\epsilon''_m/\epsilon'_m| \ll 1$ , l'indice complexe du mode gap plasmon peut s'écrire :

$$n_{eff} = n_{SC} \sqrt{1 + \frac{2}{k_0 h \sqrt{|\epsilon'_m|}}} \left( 1 + j \left( \frac{k_{SC}}{n_{SC}} - \frac{\epsilon''_m}{2\epsilon'_m} \frac{1}{2 + k_0 h \sqrt{|\epsilon'_m|}} \right) \right) \quad (3.43)$$

Cette expression fait apparaître les parties réelle et imaginaire de l'indice effectif du mode gap-plasmon. La partie réelle correspond à l'indice effectif du mode sans absorption. La partie imaginaire correspond au terme d'absorption du mode lors de sa propagation. Ce terme d'absorption est composé de deux contributions : une correspondant à l'absorption dans le semiconducteur  $\frac{k_{SC}}{n_{SC}}$  et une correspondant à l'absorption dans le métal  $\frac{\epsilon''_m}{2\epsilon'_m} \frac{1}{2 + k_0 h \sqrt{|\epsilon'_m|}}$ .

L'absorption dans le semiconducteur dépend principalement de la nature du matériau semiconducteur puisque la partie imaginaire de l'indice du mode varie seulement en fonction de  $k_{SC}$  et  $n_{SC}$ . L'absorption dans le métal est dépendante de la hauteur  $h$  du guide d'onde. Les matériaux vérifiant l'approximation  $|\epsilon_m| \gg 1$  dans l'infrarouge sont les métaux tels que l'or, l'argent, l'aluminium ou le cuivre qui sont les plus couramment utilisés en plasmonique.

Le comportement de ces matériaux peut être décrit par un modèle de Drude permettant d'approximer dans l'infrarouge leur constante diélectrique par  $\epsilon_m = 1 - \frac{\lambda/\lambda_p}{\lambda_p/\lambda + j\gamma}$  où  $\lambda_p$  est la longueur d'onde plasma du métal et  $\gamma$  la probabilité de collision. Le tableau 3.1 donne les longueurs d'onde plasma et les probabilités de collision de ces différents métaux obtenues à l'aide des indices du Palik [Palik 99]. Celles-ci sont de l'ordre de la centaine de nanomètres.

Métal	$\lambda_p$ (nm)	$\gamma$
Al	99	0.0059
Ag	155	0.0086
Au	170	0.0080
Cu	182	0.0090

TABLE 3.1 – Longueurs d'onde plasma  $\lambda_p$  et probabilités de collision  $\gamma$  de différents métaux utilisés pour la plasmonique dans l'infrarouge

Dans l'infrarouge moyen et lointain (3-12 $\mu\text{m}$ ), la constante diélectrique de ces métaux peut être directement approximée par  $-\frac{\lambda^2}{\lambda_p^2}$ . Dans cette approximation, la partie réelle de l'indice effectif du mode s'écrit :

$$Re(n_{eff}) = \sqrt{\epsilon'_{SC}} \sqrt{1 + \frac{\lambda_p}{\pi h}} \quad (3.44)$$

La hauteur du guide MSM va faire varier de manière non négligeable l'indice effectif du mode par rapport à l'indice du semiconducteur. On peut noter que pour un guide gap-plasmon utilisant de l'or, une hauteur  $h$  de 100nm fait varier de 25% cet indice. Cette variation sera d'autant plus importante que la longueur plasma du métal sera grande, traduisant un métal dans lequel le plasmon aura une épaisseur de pénétration plus importante.

L'indice effectif du mode MSM est l'indice utilisé pour modéliser l'antenne patch comme une cavité Fabry-Perot. On se servira essentiellement de sa partie réelle de manière à décrire les profils de champs dans la cavité patch. L'influence de sa partie imaginaire sur l'absorption de la résonance sera discutée dans les parties 3.5.1 et 3.5.2.

### 3.4.3.2 Coefficient de réflexion

Le mode se propageant dans le guide MSM est réfléchi aux bords de l'antenne patch par la différence d'impédance entre le milieu guidé et le milieu libre. Le coefficient de réflexion complexe est défini en exprimant les conditions de continuité de champs électrique et magnétique à la limite des deux domaines. Ce calcul est proposé par Gordon dans le cadre d'un guide MIM composé d'une couche d'air entre deux demi-plans métalliques et il l'applique à l'étude de résonateur de type Fabry-Perot [Gordon 6]. Chandran élargit la compréhension physique de ce coefficient de réflexion en s'attardant sur le retard de phase introduit par la réflexion [Chandran 12]. Ce retard de phase est associé à une accumulation d'énergie dans le champ proche en sortie de guide MIM.

Ce formalisme de calcul du coefficient de réflexion est utilisé pour l'étude de l'antenne patch [Todorov 0]. L'hypothèse de faible absorption dans le métal est nécessaire pour ce calcul. Dans le cas d'une antenne patch chargée d'un semiconducteur absorbant, nous faisons en plus l'hypothèse de faible absorption dans le semiconducteur. L'expression du coefficient de réflexion est donc la même que celle utilisée par Todorov [Todorov 0].

Le calcul du coefficient de réflexion entre un guide MSM et un demi-plan correspond à l'étude d'une antenne patch isolée, et non d'un réseau d'antennes patch. Suivant certaines conditions détaillées dans la section 3.4.3.3, les phases des coefficients de réflexion d'une antenne dans un réseau et d'une antenne isolée sont comparables. Les normes de ces coefficients vont cependant varier. On calcule ici la norme du coefficient de réflexion dans le cas d'une antenne isolée. L'utilisation de ce coefficient pour un réseau d'antennes patch est discuté section 3.4.4.3.

Le calcul du coefficient de réflexion complexe pour une antenne isolée est présenté en annexe B, il donne :

$$r = \frac{n_{air}G - n_{eff}}{n_{air}G + n_{eff}} \quad \text{avec} \quad G = \frac{\phi}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{sinc}^2\left(t\frac{\phi}{2}\right)}{\sqrt{1-t^2}} dt \quad (3.45)$$

où  $\phi = n_{air}k_0h$ .

L'intégrale G n'a pas de solution analytique simple. Une approximation de G, quand  $k_0h < 0.5$ , est donnée par [Perchec 07] :

$$G = -j\frac{k_0h}{\pi} \left( \frac{3}{2} - C_E - \ln\left(\frac{k_0h}{2}\right) \right) + \frac{k_0h}{2} \quad (3.46)$$

où  $C_E \approx 0.5771$  est la constante d'Euler.

La figure 3.9 a) présente l'évolution du coefficient de réflexion en fonction du paramètre  $k_0h$ , évolution en norme (courbe continue) et en phase (tireté). La résolution exacte faite numériquement est tracée en noire tandis que le modèle de l'équation 3.46 est en rouge. Dans la gamme d'étude  $k_0h < 0.5$  qui est la gamme dans laquelle on se restreindra, on a une bonne corrélation entre le modèle et le calcul. Comme attendu [Chandran 12], lorsque  $k_0h$  diminue, la norme du coefficient de réflexion augmente et tend vers 1 traduisant une augmentation de la différence d'impédance entre le guide d'onde et l'extérieur.

La phase de  $r$  varie également. Lorsque  $k_0h$  augmente, la phase de  $r$  s'éloigne de  $-\pi$ , traduisant un déphasage à la réflexion dû à la pénétration de champ en dehors du guide quand celui-ci est trop ouvert. Dans le cadre de l'antenne patch, ce champ sortant du guide vient nourrir l'effet de *fringing* [Balanis 05] concentrant du champ au coin du patch métallique (figure 3.8 a).

En première approximation, nous utiliserons dans la suite l'expression de  $r$  représentée en vert sur la figure 3.9 a) :

$$|r| \approx 1 - 0.9\frac{k_0h}{n_{eff}} \quad \text{et} \quad \arg(r) \approx -\pi \quad (3.47)$$



### 3.4.3.3 Condition de résonance

À partir de la connaissance de l'indice effectif et des coefficients de réflexion d'une antenne isolée, la longueur d'onde de résonance du réseau d'antennes patch peut être déterminée.

Pour cela, nous faisons l'hypothèse que la résonance d'antenne patch est bien localisée [Le Perchec 2]. De cette manière la résonance se produisant sous une antenne est indépendante de la présence des antennes voisines. En particulier, les champs proches en sortie de guide d'onde n'interagissent pas entre antennes voisines et donc la phase du coefficient de réflexion pour une antenne isolée est la même pour une antenne dans un réseau. Ceci n'est plus vérifié si le pas de réseau est diminué de manière à trop rapprocher les antennes patch. Dans notre étude d'une antenne patch de longueur  $L = 500nm$ , avec un matériau semiconducteur d'indice  $n_{SC} = 3.5$ , l'interaction entre antennes apparaît comme négligeable à partir de  $P = 800nm$ . De manière générale, pour des cavité vérifiant  $L > h$ , la condition  $P > L + h$  permet d'éviter le couplage entre antennes voisines [Le Perchec 2]. Par ailleurs afin d'éviter les effets du couplage au mode de surface couplé par diffraction, on doit s'assurer d'être suffisamment sub-longueur d'onde, l'influence de la diffraction sera discutée dans la section 3.4.4.2. Dans toute la gamme d'étude  $800nm < P < 3000nm$  avec  $L = 500nm$ , la longueur d'onde de résonance du réseau apparaît comme indépendante du pas de réseau.

Dans le modèle Fabry-Perot, la résonance se produit lorsque la condition d'interférence constructive sur une onde se propageant dans le guide MSM et se réfléchissant aux bords de l'antenne est vérifiée. Celle-ci est une condition de phase qui s'écrit :

$$\arg\left(r^2 e^{2jk_x L}\right) = 2m\pi \quad m \in \mathbb{Z} \quad (3.48)$$

Dans le cadre d'une résonance demi-onde (mode fondamental),  $m$  vaut 1.

La figure 3.9 b) présente la longueur d'onde de résonance du réseau d'antennes patch pour différentes valeurs de  $h$ . Le résultat du calcul numérique RCWA qui est notre référence, est tracé en noir. La résolution de l'équation d'interférence en utilisant le coefficient de réflexion  $r$  approximé à l'aide de l'équation 3.46, est tracée en rouge.

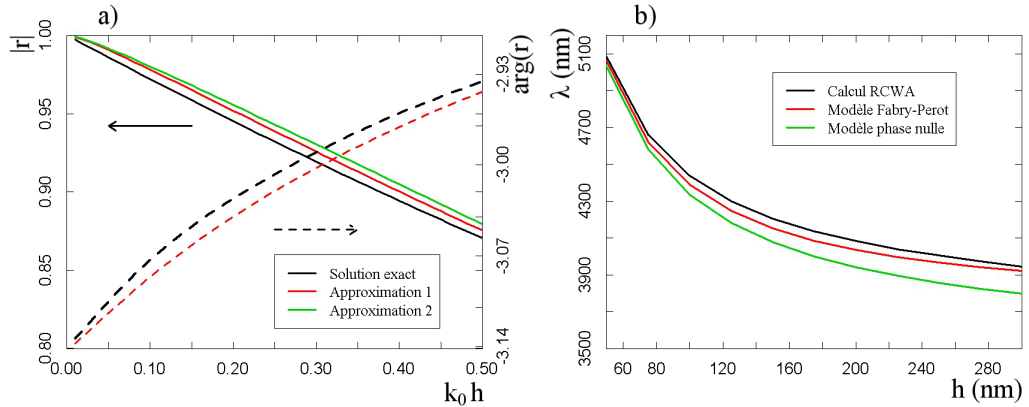


FIGURE 3.9 – a) Variation du coefficient de réflexion  $r$  avec  $h$  pour : une résolution exacte du calcul de  $r$  (en noir), une résolution approchée avec l'expression de  $G$  équation 3.46 (en rouge) et une résolution approchée avec l'équation 3.47 (en vert); b) calcul de la longueur d'onde de résonance du réseau d'antennes patch. Réseau d'antennes de dimension  $L = 500nm$ ,  $P = 1200nm$ ,  $n_{SC} + jk_{SC} = 3.5 + 0.2j$

Le modèle Fabry-Perot donne une très bonne approximation du calcul numérique. Une erreur

de moins de 1% est obtenue sur l'ensemble de la gamme étudiée. L'augmentation de la longueur d'onde de résonance pour les antennes présentant un  $h$  faible (inférieur à 200nm), est due à l'augmentation d'indice effectif du mode gap-plasmon [Bozhevolnyi 07].

La prise en compte du déphasage dû à la nature complexe du coefficient de réflexion permet d'obtenir un bon modèle même pour des  $h$  grand. La courbe verte présente la longueur d'onde de résonance du Fabry-Perot lorsque ce terme de phase est négligé. Lorsque  $h$  augmente le terme de phase augmente et donc l'erreur de ce modèle augmente. En première approximation pour  $h < L$ , l'erreur sur la longueur d'onde due à l'absence de déphasage peut être négligée.

La prise en compte de la variation d'indice effectif lorsque  $h$  est faible et du terme de phase apparaissant lorsque  $h$  est grand permet d'avoir un modèle de cavité Fabry-Perot allant du régime de limite quasi-statique [Yang 12] au régime du couplage critique, comme on va le voir dans la suite, tant que  $h < L$ .

Dans cette partie, nous avons modélisé le réseau d'antennes patch comme un réseau de cavités Fabry-Perot n'interférant pas entre elles. Ceci a permis de calculer la longueur d'onde de résonance de ce résonateur. Afin d'appliquer la théorie temporelle des modes couplés au réseau d'antennes patch, nous devons à présent exprimer de manière analytique les différents taux de pertes.

### 3.4.4 Calcul des taux de pertes

Le calcul des taux de pertes peut être réalisé à partir du modèle cavité Fabry-Perot de l'antenne patch qui donne les expressions des champs dans la cavité.

#### 3.4.4.1 Expression des champs

L'étude de l'indice effectif et de la longueur d'onde de la cavité permettent d'exprimer le vecteur d'onde du mode se propageant dans l'antenne patch (les axes ont été définis sur la figure 3.6) :

$$\begin{cases} k_x = n_{eff}k_0 \\ k_z^{SC} = \sqrt{\epsilon_{SC}k_0^2 - k_x^2} \\ k_z^m = \sqrt{\epsilon_m k_0^2 - k_x^2} \end{cases} \quad (3.49)$$

où  $k_x$  est la composante suivant x du vecteur d'onde qui est constante dans les trois parties de l'antenne (métal-semiconducteur-métal),  $k_z^{SC}$  est la composante suivant z du vecteur d'onde dans le semiconducteur et  $k_z^{met}$  dans le métal (patch et plan métallique).

Les profils de champs dans le guide MSM que constitue l'antenne patch peuvent être approximés en prenant en compte les effets de symétrie et l'approximation  $r \approx -1$ .

$$E_z(x, z) = \begin{cases} E_z^{SC}(x, z) = E_0 \sin(k_x x) \cos(k_z^{SC} z) & \text{pour } |z| < \frac{h}{2} \\ E_z^{met}(x, z) = E_0 \frac{\epsilon_{SC}}{\epsilon_m} \cos\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) \sin(k_x x) e^{j k_z^m (z - h/2)} & \text{pour } |z| > \frac{h}{2} \end{cases} \quad (3.50)$$

$$E_x(x, z) = \begin{cases} E_x^{SC}(x, z) = E_0 \frac{k_z^{SC}}{k_x} \cos(k_x x) \sin(k_z^{SC} z) & \text{pour } |z| < \frac{h}{2} \\ E_x^{met}(x, z) = E_0 \frac{k_z^{SC}}{k_x} \sin\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) \cos(k_x x) e^{jk_z^m(z-h/2)} & \text{pour } |z| > \frac{h}{2} \end{cases} \quad (3.51)$$

Toutes les champs sont exprimés en fonction de  $E_0$  la valeur normalisée du champ  $E_z$  en bord de cavité. Ici, les profils de champ dans l'antenne patch sont assimilés aux profils de champ dans une cavité MSM dont les plans métalliques sont semi-infinis [Todorov 0]. Cette hypothèse est vérifiée tant que l'épaisseur du patch  $h_{met}$  est suffisamment grande pour que l'évanescence du mode gap-plasmon soit contenue dans le métal. En première approximation, l'épaisseur du patch doit être supérieure à l'épaisseur de peau du métal.

La comparaison des valeurs maximales des différentes composantes de champ obtenues à partir des équations 3.50 et 3.51 permet de négliger certaines composantes devant d'autres pour les calculs d'absorption de la section 3.4.4.2. On va montrer en particulier que la composante  $E_z$  de valeur maximale  $E_0$  est la composante dominante du champ dans le semiconducteur, et la composante  $E_x$  est dominante dans le métal.

–  $|E_x^{SC}|$  est négligeable devant  $|E_z^{SC}|$ .

En effet en utilisant l'hypothèse  $k_0 h \sqrt{\epsilon'_m} \gg 1$ , on montre que  $|\frac{k_z^{SC}}{k_x}| \approx \frac{2}{k_0 h \sqrt{\epsilon'_m}} \ll 1$  donc immédiatement à partir de l'équation 3.51, on obtient que  $E_0 \gg E_x^{SC}$

–  $|E_z^{met}|$  est petit devant  $|E_x^{met}|$ .

Comme on a la relation  $k_x E_x^{met}|_{z=\pm\frac{h}{2}} = k_z^m E_z^{met}|_{z=\pm\frac{h}{2}}$  obtenue à partir des équations de Maxwell, on peut écrire l'approximation au premier ordre :

$$\frac{E_x^m}{E_z^m}|_{z=\pm\frac{h}{2}} = \sqrt{\frac{\epsilon_m}{\epsilon_{SC}}} \left(1 - \frac{1}{k_0 h \sqrt{|\epsilon_m|}}\right). \text{ Or dans l'infrarouge } |\epsilon_m| \gg |\epsilon_{SC}|, \text{ on a donc } |E_x^{met}| \gg |E_z^{met}|$$

À partir des expressions des champs et des simplifications possibles grâce à leurs différences d'ordres de grandeur, les taux de pertes dans l'antenne patch vont pouvoir être exprimés simplement.

### 3.4.4.2 Pertes par absorption

**dans le semiconducteur** Le taux de pertes par absorption dans une antenne patch s'exprime à l'aide de la définition :

$$\gamma_{SC} = \frac{P_{abs}(SC)}{2W_{cav}} \quad (3.52)$$

avec  $P_{abs}(SC)$  la puissance absorbée dans le semiconducteur et  $W_{cav}$  l'énergie emmagasinée dans le mode.

La puissance absorbée dans le semiconducteur est obtenue avec l'intégrale du carré du champ électrique dans la zone de semiconducteur :

$$P_{abs}^{SC} = \omega_0 \int_{SC} \epsilon''_{SC} |E|^2 dV = \omega_0 \epsilon''_{SC} \left( \int_{SC} |E_x^{SC}|^2 dV + \int_{SC} |E_z^{SC}|^2 dV \right) \quad (3.53)$$

Puisque dans cette zone, la composante horizontale du champ électrique est dominante, la puissance absorbée s'écrit :

$$P_{abs}^{SC} \approx \omega_0 \epsilon''_{SC} \int_{SC} |E_z^{SC}|^2 dV \quad (3.54)$$

L'expression de l'énergie dans la cavité est obtenue d'après [Landau 60] en intégrant le champ électrique dans l'ensemble du volume du mode.

$$W_{cav} = \epsilon_0 \int \frac{\partial \omega \epsilon}{\partial \omega} |E|^2 dV \quad (3.55)$$

On considère le semiconducteur comme étant peu dispersif et faiblement absorbant, ce qui permet d'écrire l'énergie dans le semiconducteur :

$$W^{SC} = \epsilon_0 \epsilon'_{SC} \int_{SC} |E|^2 dV \quad (3.56)$$

Le métal est approximé par un modèle de Drude ( $\epsilon_m \approx -\frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ ), qui permet d'obtenir l'énergie dans le métal :

$$W^{met} = \epsilon_0 |\epsilon'_m| \int_m |E|^2 dV \quad (3.57)$$

En séparant les différents domaines et les différentes composantes du champ, on peut exprimer l'énergie de la cavité comme étant :

$$W_{cav} = W_z^{SC} + W_x^{SC} + W_z^{met} + W_x^{met} + W_{x,z}^{air} \quad (3.58)$$

avec  $W_i^j$  l'énergie due à la composante  $i$  du champ électrique dans le domaine  $j$ ,  $W_i^j = \epsilon'_j \epsilon_0 \int_j |E_i^j|^2 dV$ .

De manière à simplifier l'expression de l'énergie, on va montrer que toutes les composantes de l'énergie sont négligeables devant  $W_z^{SC}$ .

- $W_{z,x}^{air}$  : comme observable sur la figure 3.8, le champ est essentiellement concentré dans le guide MSM. Du champ  $E_x$  existe au bord du patch métallique, mais comme  $\epsilon_{SC}$  est nettement supérieur à  $\epsilon_{air}$ , on considère que l'énergie concentrée dans l'air est négligeable face à l'énergie du mode dans le reste du résonateur.
- $W_x^{SC}$  :  $W_x^{SC} \ll W_z^{SC}$  découle directement de  $|E_x^{SC}| \ll |E_z^{SC}|$  (partie 3.4.4.1).
- $W_x^{met}$  : toujours à l'aide de l'hypothèse  $k_0 h \sqrt{|\epsilon'_m|} \gg 1$  et en supposant  $\frac{k_z^{SC} h}{2} \ll 1$ , le ratio  $\frac{W_x^{met}}{W_z^{SC}}$  s'écrit :  $\frac{2\delta_m}{h}$ , avec  $\delta_m = 1/|k_z^m|$  l'épaisseur de peau du métal. Sous l'approximation  $|\epsilon'_m| \gg \epsilon'_{SC}$ , on a  $k_z^m \approx k_0 \sqrt{|\epsilon'_m|}$ . Le ratio  $\frac{W_x^{met}}{W_z^{SC}}$  est donc négligeable pour  $k_0 h \sqrt{|\epsilon'_m|} \gg 1$  et  $|\epsilon'_m| \gg \epsilon'_{SC}$
- $W_z^{met}$  : puisque  $|E_z^{met}| \ll |E_x^{met}|$  (partie 3.4.4.1), de manière immédiate  $W_z^{met} \ll W_x^{met} \ll W_z^{SC}$

L'expression de l'énergie du mode peut donc être réduite à la contribution de la composante verticale du champ électrique dans le semiconducteur uniquement. Le taux de pertes par absorption dans le semiconducteur s'exprime alors :

$$\gamma_{SC} = \omega_0 \frac{\epsilon''_{SC} \int_{SC} |E_z^{SC}|^2 dV}{2\epsilon'_{SC} \int_{SC} |E_z^{SC}|^2 dV} = \omega_0 \frac{\epsilon''_{SC}}{2\epsilon'_{SC}} \quad (3.59)$$

De la même manière que pour la cavité Fabry-Perot absorbante (partie 3.3.1) : puisque l'essentiel de l'énergie est concentrée dans la zone de semiconducteur absorbant, le taux de pertes dans ce matériau est indépendant de la géométrie du résonateur. Il ne dépend que de la pulsation de résonance et de la constante diélectrique du matériau. Pour des semiconducteurs faiblement absorbants, le taux de pertes normalisé par la pulsation peut être écrit comme :

$$\gamma_{SC}^n = \frac{k_{SC}}{n_{SC}} \quad (3.60)$$

La figure 3.10 présente les évolutions des différents taux de pertes en fonction des trois paramètres principaux de design du réseau d'antennes patch :  $k_{SC}$  sur la figure 3.10 a),  $h$  sur la figure 3.10 b) et  $P$  sur la figure 3.10 c). Les courbes vertes continues correspondent aux taux de pertes par absorption dans le semiconducteur calculés par RCWA. Les courbes vertes pointillées au modèle de l'équation 3.59.

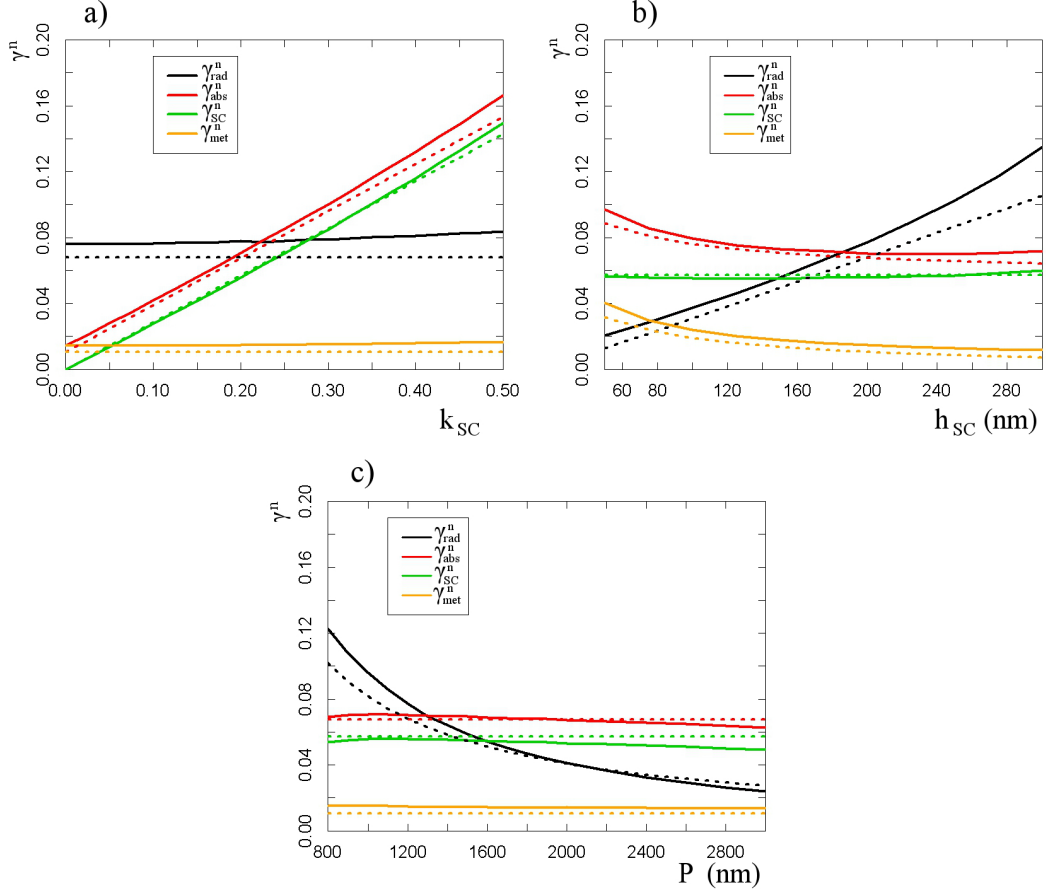


FIGURE 3.10 – Calcul des pertes par une méthode numérique (courbes continues) et à l'aide du modèle analytique (courbes pointillées) en fonction de : a)  $k_{SC}$  ( $P = 1200nm$ ,  $h = 200nm$ ), b)  $h$  ( $P = 1200nm$ ,  $k_{SC} = 0.2$ ) et c)  $P$  ( $h = 200nm$ ,  $k_{SC} = 0.2$ ). L'antenne patch est de longueur  $L = 500nm$  et le matériau semiconducteur a un indice de réfraction de  $n_{SC} = 3.5$ .

Le modèle proposé permet bien d'expliquer l'évolution du taux de pertes par absorption dans le semiconducteur. Le taux  $\gamma_{SC}^n$  varie bien linéairement avec  $k_{SC}$ , et il est indépendant des paramètres géométriques de l'antenne patch  $h$  et  $P$ . Il y a une très bonne corrélation entre le modèle et le calcul.

Cependant, des écarts entre le modèle et la simulation apparaissent dans deux régimes. Lorsque  $k_{SC}$  augmente au delà de 0.4, le modèle commet une erreur. À  $k_{SC} = 0.5$ , l'erreur est de l'ordre de 5%. La théorie temporelle des modes couplés est appliquée dans l'hypothèse de résonateurs faiblement absorbant. Pour  $k_{SC} = 0.5$ , la cavité est fortement absorbante (le coefficient  $\alpha L$  vaut alors 0.4), le modèle devient imprécis. Dans tous les cas, les semiconducteurs les plus absorbants utilisés dans la photodétection MWIR et LWIR ont en général des  $k_{SC}$  inférieurs à 0.4. L'erreur due à l'hypothèse de cavité faiblement absorbante pourra donc être négligée.

L'autre régime d'erreur apparaît en fonction de la période, figure 3.10 c). Lorsque la période augmente, à partir de 2000nm dans la configuration étudiée, une diminution du taux de pertes par absorption dans le semiconducteur apparaît. Une erreur de l'ordre de 10% est observable pour  $P = 3000nm$ . Cet écart est expliqué par les effets de la diffraction. Jusqu'à présent, le calcul du taux de pertes par absorption a été réalisé pour une antenne patch isolée et il a été considéré que la périodicité n'entraîne pas de variation sur ce taux de pertes. Cependant, la présence du réseau peut perturber le mode d'antenne patch. En effet, la résonance du mode se situant à 4800nm de longueur d'onde, lorsque le pas de réseau se rapproche de cette valeur, il y a couplage entre le mode d'antenne patch et un mode de surface couplé par diffraction [Todorov 0]. Ce mode de surface fait interagir entre elles les différentes antennes patch du réseau. Il a pour effet de déconfiner le champ du mode à l'extérieur de la cavité. De cette manière le taux de pertes par absorption diminue. Pour pouvoir négliger cet effet, l'étude est restreinte à l'étude de structures suffisamment sub-longueur d'onde : ici avec une période inférieure à 2000nm.

**dans le métal** Le taux de pertes métalliques est calculé à partir de la définition :

$$\gamma_{met} = \frac{P_{abs}(met)}{2W_{cav}} \quad (3.61)$$

avec  $P_{abs}(met)$  la puissance absorbée dans l'ensemble des parties métalliques de l'antenne patch. Puisque  $E_z^{met} \ll E_x^{met}$ , L'absorption métallique est dominée par l'absorption du champ  $E_x^{met}$ . L'énergie de la cavité est calculée en utilisant les mêmes approximations que pour le calcul du taux de pertes par absorption dans le semiconducteur ( $W_{cav} \approx W_z^{SC}$ ). Le taux de pertes métalliques s'écrit alors :

$$\gamma_{met} = \frac{\omega_0 \epsilon_m'' \int_{met} |E_x^{met}|^2 dV}{2\epsilon_{SC}' \epsilon_0 \int_{SC} |E_z^{SC}|^2 dV} \quad (3.62)$$

où le volume  $met$  correspond à l'espace métallique composé des deux demi-plans métalliques de la structure MSM.

En utilisant les expressions des champs des équations 3.51 et 3.50 :

$$\gamma_{met} = \omega_0 \frac{\epsilon_m''}{\epsilon_{SC}'} \left| \frac{k_z^{SC}}{k_x} \right|^2 \sin^2 \left( k_z^{SC} \frac{h}{2} \right) \frac{1}{k_z^m h} \frac{(1 + \text{sinc}(k_x L))}{(1 - \text{sinc}(k_x L)) (1 + \text{sinc}(k_z^{SC} h))} \quad (3.63)$$

Comme à la résonance  $k_x L \approx \pi$  (car on approxime  $r \approx -1$ ) et en utilisant l'hypothèse  $k_0 h \sqrt{|\epsilon_m'|} \gg 1$  ainsi que l'approximation  $k_z^{SC} h \ll 1$ , on obtient :

$$\gamma_{met} = \omega_0 \frac{\epsilon_m''}{\epsilon_{SC}'} \frac{1}{8} \frac{k_z^{SC 4} h}{k_x^2 k_z^m} \quad (3.64)$$

L'approximation  $k_z^{SC} h \ll 1$  est équivalente à  $k_0 h \ll 2 \frac{\sqrt{|\epsilon_m'|}}{\epsilon_{SC}}$ . Nous ferons généralement l'approximation  $h < \frac{\lambda}{4n_{SC}}$  afin d'éviter l'apparition de mode de cavité dans la direction verticale à l'antenne. Cette approximation permet de vérifier la relation  $k_z^{SC} h \ll 1$  pour les matériaux classiquement utilisés en plasmonique dans l'infrarouge.

Cette expression se développe au premier ordre en  $\frac{1}{k_0 h \sqrt{|\epsilon_m'|}}$ , pour obtenir :

$$\gamma_{met} = \omega_0 \frac{\epsilon_m''}{2|\epsilon_m'|} \frac{1}{2 + k_0 h \sqrt{|\epsilon_m'|}} \quad (3.65)$$

Ce résultat est en accord avec la littérature : l'étude du facteur de qualité d'une cavité pour laquelle les pertes métalliques sont dominantes donne une expression identique [Bozhevolnyi 06, Yang 12]. Ici, nous avons étendu le résultat aux cavités dont les pertes métalliques ne sont pas forcément dominantes à cause de la présence de pertes dans le semiconducteur.

La figure 3.10 présente l'évolution des pertes métalliques (courbes oranges) en fonction des différents paramètres de design calculée par simulation numériques (courbes continues) et par le modèle analytique (tiretés). Le modèle analytique apparaît comme une bonne approximation du calcul numérique. Les pertes métalliques sont légèrement sous-estimées dans l'ensemble de la gamme d'étude. Cette erreur est possiblement liée à l'effet de *fringing* qui concentre du champ en bordure de patch et sur le plan métallique en dehors du patch (figure 3.8 a).

Le taux de pertes métalliques ne dépend pas au premier ordre de la nature du semiconducteur ( $n_{SC}$  et  $k_{SC}$ ) ni de la période du réseau ( $P$ ). Il est principalement déterminé par la nature du métal ( $\epsilon_m$ ) et par la hauteur de la cavité. Les pertes métalliques normalisées passent de 0.01 pour  $h = 300nm$  à 0.04 pour  $h = 50nm$  (la longueur plasmon de l'or est d'environ 140nm). Lorsque la hauteur de la cavité diminue, les pertes dans le métal augmente. Ceci est un effet direct de la variation d'indice effectif du mode guidé (équation 3.43).

D'ailleurs, il est intéressant de noter que l'expression 3.43 de l'indice effectif du mode MSM fait directement apparaître l'expression des taux de pertes par absorption dans le métal et dans le semiconducteur.

Pour la photodétection, les pertes métalliques sont un canal de pertes supplémentaires qu'il faut minimiser afin de maximiser l'absorption dans le semiconducteur. Elles sont un frein à l'utilisation de résonances plasmons. Pour optimiser la structure, des métaux qui minimisent le taux de pertes métallique de l'équation 3.65 seront privilégiés. Le tableau 3.2 liste les taux de pertes normalisés d'une antenne patch pour les quatre métaux couramment utilisés en plasmonique.

Metal	$\gamma_{met}/\omega_0$
Ag	0.0101
Al	0.0112
Au	0.0111
Cu	0.0135

TABLE 3.2 – Liste des pertes métalliques pour une antenne patch de hauteur  $h = 200nm$  chargée d'un semiconducteur d'indice  $3.5+0.2j$

Ces valeurs sont obtenues à partir des indices de réfraction du Palik [Palik 99]. L'utilisation d'argent entraîne un taux de pertes métalliques normalisé de 0.010 dans cette configuration. L'utilisation d'or ou d'aluminium entraîne une augmentation des pertes métalliques de l'ordre de 10%. L'utilisation de cuivre semble encore moins optimal avec un augmentation des pertes de 30%. Ces valeurs sont à relativiser puisque qu'elles peuvent varier drastiquement en fonction des conditions de dépôt et de l'épaisseur des couches déposées [Olmon 12, Lee 12].

Dans cette partie, nous avons exprimé analytiquement les taux de pertes par absorption dans le semiconducteur et dans le métal à partir des profils de champ obtenus grâce à un modèle Fabry-Perot de l'antenne patch. L'expression des taux de pertes radiatives présentée dans la section suivante va permettre de compléter le modèle TCMT du réseau d'antennes patch.

### 3.4.4.3 Pertes par radiation

Par définition, le taux de pertes radiatives du réseau d'antennes patch vaut :

$$\gamma_{rad} = \frac{P_{rad}}{2W_{cav}} \quad (3.66)$$

avec  $P_{rad}$  la puissance rayonnée par le réseau.

Dans un premier temps, nous allons exprimer la puissance rayonnée en champ lointain par le réseau en fonction du champ en sortie du guide MSM. Pour cela, nous utilisons les concepts développés pour les antennes en radiofréquence [Balanis 05]. Une antenne patch est modélisée à partir de deux antennes ouvertures. Une antenne ouverture correspond à une fente dans un plan métallique dans laquelle un champ électrique constant est imposé. Le schéma de la figure 3.11 présente ce modèle de radiation de l'antenne patch. Le champ électrique dans la fente ( $\pm E_{fente}$ ) est constant.

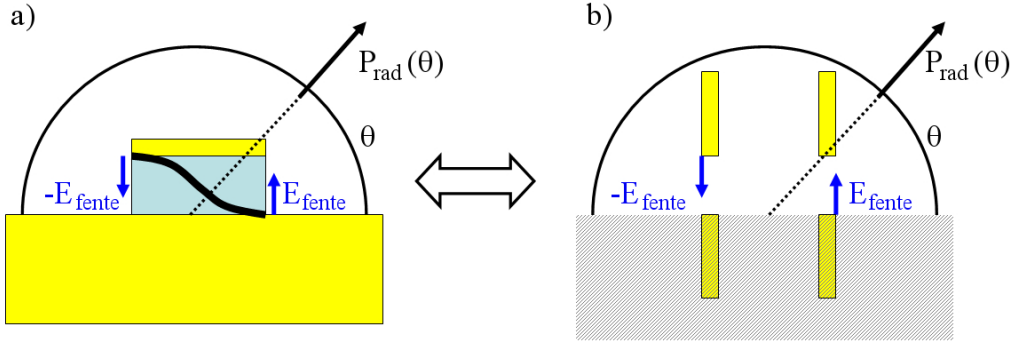


FIGURE 3.11 – Schéma de modélisation de l'antenne patch en utilisant les concepts d'antennes radiofréquence

La puissance rayonnée par une fente seule s'exprime grâce à la conservation d'énergie du champ rayonné [Balanis 05] :

$$P_{rad}^{1fente} = \frac{1}{\eta} \int_0^\pi |E_{rad}^{1fente}|^2 r d\theta = \frac{|E_{fente}|^2 h}{2\eta} \quad (3.67)$$

avec  $E_{rad}^{1fente}$  le champ lointain rayonné par la fente,  $\theta$  l'angle entre le plan métallique et la direction de propagation et  $h$  la hauteur de la fente. Pour notre étude, comme  $k_0 h$  est petit devant 1,  $E_{rad}^{1fente}$  peut être considéré comme indépendant de  $\theta$  [Balanis 05].

L'antenne patch étant modélisée comme deux fentes séparées d'une distance  $L$  et dont les champs électriques sont de phases opposées, l'interférence entre le rayonnement de ces deux fentes doit être pris en compte. Pour cela, la théorie des réseaux [Balanis 05] introduit un terme d'interférence de réseau à deux antennes ( $AF^{AP}$ ), qui permet d'écrire le champ rayonné par les deux fentes comme :  $E_{rad}^{2fentes} = AF^{AP} E_{rad}^{1fente}$ .

Ce terme d'interférence vaut :

$$AF^{AP} = 2 \sin \left( \frac{1}{2} (k_0 L \cos(\theta) + \beta) \right) \quad (3.68)$$



où  $\beta$  est le déphasage entre les champs électriques des fentes. Pour une antenne patch demi-onde (mode fondamental),  $\beta$  vaut  $\pi$ . Le facteur de réseau est donc :

$$AF^{AP} = 2 \cos\left(\frac{k_0 L}{2} \cos(\theta)\right) \quad (3.69)$$

Pour la photodétection infrarouge, les semiconducteurs utilisés ont un indice de réfraction généralement supérieur à 3, ce qui nous permet d'écrire que  $k_0 L/2$  est petit devant  $\pi$  et donc que  $AF^{AP} \approx 2$ . On remarque que dans le cadre d'un mode antenne patch symétrique, le facteur de réseau s'écrit :  $2 \sin\left(\frac{k_0 L}{2} \cos(\theta)\right)$ . Comme  $k_0 L$  est petit devant 1, le champ rayonné par l'antenne patch sera quasi-nul. Pour des raisons de symétrie, on ne peut pas coupler d'énergie à une résonance d'ordre pair dans une antenne patch. Cette conclusion est bien sur généralisable à quantité d'autres résonateurs.

En utilisant le facteur de réseau 3.69 simplifié à 2 après les approximations précédentes, la puissance rayonnée par une antenne patch isolée s'écrit :

$$P_{rad}^{AP} = \frac{1}{\eta} \int_0^\pi |AF^{AP} E_{rad}^{1fente}|^2 r d\theta = 2 \frac{|E_{fente}|^2 h}{\eta} \quad (3.70)$$

Afin de traiter maintenant de l'effet de la mise en réseau d'antennes patch, on introduit un nouveau facteur de réseau  $AF^N$  décrivant l'interférence des champs rayonnés par N antennes patch séparées d'une distance  $P$  et supposées en phase :

$$AF^N = \frac{\sin(k_0 P \frac{N}{2} \cos(\theta))}{\sin(k_0 P \frac{1}{2} \cos(\theta))} \quad (3.71)$$

La puissance rayonnée par un réseau de N antennes patch s'exprime alors :

$$P_{rad}^N = 2 \frac{|E_{fente}|^2 h}{\eta} \int_0^\pi \frac{\sin^2(k_0 P \frac{N}{2} \cos(\theta))}{\sin^2(k_0 P \frac{1}{2} \cos(\theta))} d\theta \quad (3.72)$$

Si  $P$  est inférieur à  $\lambda$ , quand N tend vers  $+\infty$ , l'intégrale présente dans cette expression tend vers  $N \frac{\lambda}{P}$ . Ce résultat est similaire à celui obtenu pour passer d'une résonance de cavité isolée à une résonance de cavité en réseau en convoluant la réponse de la cavité par un peigne de dirac [Perchec 07].

Pour un réseau sub-longueur d'onde, la puissance rayonnée par le réseau d'antennes patch s'écrit finalement (pour  $N \rightarrow +\infty$ ) :

$$P_{rad}^N \approx 2 \frac{|E_{fente}|^2 h}{\eta} N \frac{\lambda}{P} \quad (3.73)$$

Nous avons obtenu l'expression de la puissance rayonnée par un réseau de N antennes patch en fonction de l'intensité du champ électrique en sortie de chaque cavité.  $\frac{|E_{fente}|^2}{\eta} = P_{rad}^{1D}$  représente la puissance rayonnée par un Fabry-Perot 1D, le champ dans la fente  $|E_{fente}|$  jouant le rôle des champs  $E_{ref}$  ou  $E_{trans}$  du Fabry-Perot (section 3.3).

Afin de calculer le taux de pertes radiatives, il est également nécessaire de calculer l'énergie stockée dans le système. L'énergie dans une antenne patch individuelle ( $W_{cav}^{AP}$ ) est le produit de l'énergie du Fabry-Perot 1D ( $W_{cav}^{1D}$ ) et de la hauteur de la cavité  $h$ . Ce calcul est valable car le profil de champ du mode fondamental de l'antenne patch varie peu verticalement (on a vu que  $k_z^{SC} h \ll 1$ ). Soit pour N antennes patch, l'énergie stockée est :

$$W_{cav}^N = N W_{cav}^{AP} = N h W_{cav}^{1D} \quad (3.74)$$

Le taux de pertes radiatives du réseau à  $N$  antennes patch, pour  $N$  suffisamment grand, s'écrit donc :

$$\gamma_{rad} = \frac{P_{rad}^N}{2W_{cav}^N} = \frac{2P_{rad}^{1D}hN\frac{\lambda}{P}}{2W_{cav}^{1D}Nh} = \gamma_{rad}^{FP}2\frac{\lambda}{P} \quad (3.75)$$

où  $\gamma_{rad}^{FP}$  correspond au taux de pertes radiatives d'une cavité Fabry-Perot symétrique.

Le calcul des taux de pertes d'une cavité Fabry-Perot (section 3.3.1) donne pour une cavité symétrique de longueur  $L$ , de coefficient de réflexion  $r$  et d'indice  $n$  :

$$\gamma_{rad}^{FP} = \gamma_{ref} = \gamma_{trans} = \frac{c}{nL} \frac{1-r^2}{1+r^2} \quad (3.76)$$

Ici, nous faisons l'hypothèse que l'absorption dans la cavité peut être négligée pour le calcul des pertes radiatives et donc la cavité Fabry-Perot considérée est non-absorbante. L'équation 3.75 pour le réseau d'antenne patch devient donc en utilisant l'expression approximée du coefficient de réflexion en bord d'antenne patch 3.47 :

$$\gamma_{rad} \approx \omega_0 1.8 \frac{h}{n_{eff}P} \quad (3.77)$$

Le calcul du taux de pertes radiatives du réseau d'antennes patch est présenté sur la figure 3.10. Il y a une bonne corrélation entre le calcul analytique du modèle (courbes noires pointillées) et le calcul numérique RCWA (courbes noires continues).

Avec ce modèle, les pertes radiatives évoluent linéairement avec la taille de la cavité  $h$ . Cela décrit l'ouverture du guide sur l'extérieur : plus  $h$  est grand, plus le mode gap-plasmon va pouvoir se coupler facilement au milieu extérieur. Cette évolution des pertes radiatives linéaire avec  $h$  est connue [Balanis 05, Feuillet-Palma 13]. L'expression 3.77 donne une expression analytique directe de ces pertes pour le réseau d'antennes patch en fonction des paramètres de design.

Par ailleurs, les pertes radiatives varient en inverse de la période du réseau. Cette remarque s'applique aux pertes de tous les résonateurs organisés en réseau et est valable tant qu'on est dans le régime sub-longueur d'onde et loin des effets de diffraction et de couplage inter-antennes.

Le modèle diverge du calcul lorsque la hauteur de la cavité augmente et lorsque la période diminue : 20% d'erreur à  $h = 300nm$  pour une période de  $P = 1200nm$  et également près de 20% d'erreur pour  $P = 800nm$  à  $h = 200nm$ . Cette erreur liée à une hauteur de cavité élevée et un pas de réseau faible peut être expliquée par l'effet de *fringing* (présence de champ en dehors de la cavité, figure 3.8 a)) qui perturbe le comportement radiatif des antennes. Lorsque  $h$  augmente, le *fringing* augmente [Balanis 05]. Si les antennes sont trop proches ( $P < 1000nm$ ), ce champ électrique autour du patch va se superposer à celui des antennes voisines, créant du couplage entre antennes et changeant les propriétés du mode [Le Perchec 2]. En dehors de ce régime de couplage inter-antennes, le modèle développé dans cette partie permet d'obtenir une expression analytique pertinente des pertes radiatives.

Avec ces expressions des taux de pertes radiatives et par absorption, la maximisation de l'absorption dans le semiconducteur à travers la condition de couplage critique va pouvoir être étudiée de manière analytique.

### 3.4.5 Condition de couplage critique

#### 3.4.5.1 Formulation analytique du couplage critique

La description du réseau d'antennes patch comme un résonateur couplé à un canal de pertes radiatives et deux canaux de pertes par absorption permet d'écrire la condition de couplage

critique pour laquelle il y a réflexion nulle et donc absorption totale :

$$\gamma_{rad} = \gamma_{SC} + \gamma_{met} \quad (3.78)$$

En remplaçant les taux de pertes par les expressions analytiques précédemment trouvées,

$$1.8 \frac{h}{n_{eff}(h, \epsilon_{SC}, \epsilon_m)P} = \frac{\epsilon_m''}{2\epsilon_m'} \frac{1}{2 + k_0 h \sqrt{|\epsilon_m|}} + \frac{\epsilon_{SC}''}{2\epsilon_{SC}'} \quad (3.79)$$

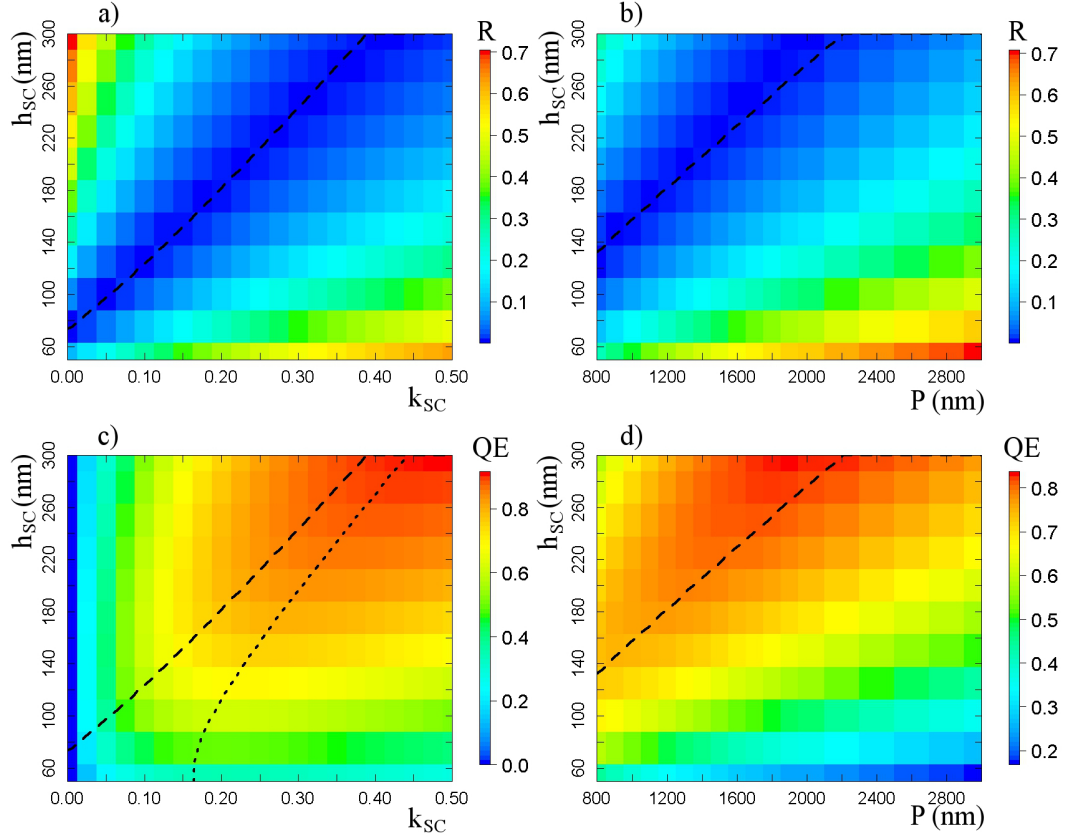


FIGURE 3.12 – Étude de la condition de couplage critique. Réflexion (a et b) et QE (c et d) en fonction de  $h$  et  $k_{SC}$  pour  $P = 1200nm$  et  $L = 500nm$  (a et c) et en fonction  $h$  et  $P$  pour  $k_{SC} = 0.2$  et  $L = 500nm$  (b et d) obtenus par calcul RCWA. Condition de couplage critique (tiretés) et condition secondaire de couplage (pointillés)

Sur la figure 3.12, la réflexion R et le QE du réseau d'antennes patch à la résonance sont représentés pour différentes configurations de design :  $k_{SC}$ ,  $h$  et  $P$  variables. L'équation 3.79 a été résolue numériquement, et est tracée en traits discontinus sur ces figures. Ici la longueur du patch  $L$  est constante à  $500nm$ , ce qui implique des variations sur la longueur d'onde de résonance. Pour résoudre numériquement l'équation 3.79, la longueur d'onde de résonance de la cavité est d'abord calculée à l'aide de l'indice effectif du mode MSM équation 3.44. Une fois la longueur d'onde obtenue et les indices de matériaux connus, l'équation 3.79 donne directement la relation entre  $h$ ,  $k_{SC}$  et  $P$  permettant le couplage critique.

Les figures 3.12 a) et b) confirment que cette condition de couplage critique calculée par le modèle (tiretés) correspond bien à une réflexion nulle de la réponse du réseau d'antennes patch.

Les figures 3.12 c) et d) présentent le QE en fonction des paramètres de design. Au couplage critique le QE est donné par :

$$QE_{max} = \frac{\gamma_{SC}}{\gamma_{SC} + \gamma_{met}} = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_m''}{2\epsilon_m'} \frac{1}{2+k_0h\sqrt{|\epsilon_m|}} \frac{n_{SC}}{k_{SC}}} \quad (3.80)$$

Pour une période  $P$  variable, figure d), la condition de couplage critique (tireté) permet bien de maximiser le QE. Pour un  $k_{SC}$  variable, plusieurs maxima de QE apparaissent. De la même manière que dans la section 3.3.2.2, une condition secondaire de couplage permettant de maximiser le QE apparaît en calculant  $\frac{\partial QE}{\partial \gamma_{SC}} = 0$ . À  $h$  fixé, le  $k_{SC}$  permettant le QE maximum obéit à la relation  $\gamma_{rad} + \gamma_{met} = \gamma_{SC}$ . Cette condition est tracée en pointillés sur la figure 3.12 c). Ce calcul est purement théorique puisqu'en pratique, c'est le choix d'un matériau qui entraîne le design du résonateur et non l'inverse. Cependant, on vérifie bien que la condition nous donne le maximum de QE pour un  $h$  fixé et un  $k_{SC}$  variable.

De manière remarquable, l'équation 3.79 indique qu'il existe toujours une valeur de hauteur de cavité  $h$  qui permettra d'atteindre le couplage critique, et donc de maximiser le QE. En effet, le terme de perte non radiative est une fonction décroissante de  $h$  et il reste borné entre  $\frac{\epsilon_m''}{4\epsilon_m'} + \frac{\epsilon_{SC}''}{2\epsilon_{SC}'}$  et  $\frac{\epsilon_{SC}''}{2\epsilon_{SC}'}$ , alors que le terme de perte radiative est une fonction croissante de  $h$ , comprise entre 0 et  $+\infty$ . Cette propriété provient du choix de l'antenne patch, dont la géométrie détermine la possibilité de réduire les pertes radiatives. Cependant le taux de pertes radiatives reste en réalité limité du fait que pour un  $h$  trop grand l'approximation  $k_z^{SC}h$  petit n'est plus valable et le modèle ne s'applique plus.

Dans cette partie, nous venons de donner une expression analytique simple de la condition de couplage critique et de maximisation du QE dans un réseau d'antennes patch chargées par un semiconducteur absorbant. Ceci a été rendu possible par une approche micro-cavité qui permet d'appliquer la théorie temporelle des modes couplés.

Dans la littérature, une expression complexe de la condition de maximisation de l'absorption dans le métal d'un réseau d'antennes patch diélectriques a été obtenue à l'aide d'un formalisme métamatériaux [Koechlin 13]. La puissance du modèle micro-cavité développé ici est qu'il est relativement simplement adaptable à tout type de cavité et qu'il utilise les taux de pertes du résonateur qui permettent une compréhension physique des mécanismes de couplage. Cette méthode permet bien de confirmer les différents résultats obtenus dans la littérature [Koechlin 13, Yang 12].

### 3.4.5.2 Conditions de validité du modèle

Deux paramètres sont primordiaux pour discuter des conditions de validité du modèle :  $k_0h$  et  $\epsilon_m$ .

Supposons dans un premier temps que les effets liés à la pénétration de champ dans le métal sont négligeables. La condition de couplage critique 3.79 s'écrit alors

$$1.8 \frac{h}{P} = \frac{k_{SC}}{n_{SC}} \quad (3.81)$$

En première approximation, afin d'être dans un régime de périodes suffisamment sub-longueur d'onde, on choisit de considérer  $P = \lambda/3$ . La condition de couplage critique s'écrit alors  $k_0h = k_{SC} \frac{2\pi}{5.4} \approx k_{SC}$ . Dans le cadre de la photodétection infrarouge dans la gamme 1-15 $\mu\text{m}$ , les semi-conducteurs ont généralement un indice imaginaire inférieur à 0.5. Ainsi on vérifie que  $k_0h < 0.5$ ,

ce qui est la condition pour laquelle le coefficient de réflexion de l'antenne est proche de -1 et le changement de sa phase négligeable (ou au moins très limité), (section 3.4.3.2).

Pour des  $h$  trop importants, typiquement supérieurs à  $\frac{\lambda}{4n_{SC}}$  (soit  $k_0h \approx \frac{1.5}{n_{SC}}$ ), l'antenne patch commence à présenter un profil de champ oscillant dans l'axe vertical. Le mode  $TM_{10}$  n'est plus excité, les modes  $TM_{1n}$  ( $n \neq 0$ ) apparaissent [Balanis 05]. De plus l'hypothèse  $k_z^{SC}h \ll 1$  impose un  $k_0h$  inférieur à  $2\frac{\sqrt{|\epsilon'_m|}}{\epsilon_{SC}}$ .

Pour des  $h$  faibles, le mode gap-plasmon est bien confiné et deux hypothèses sont alors nécessaires au modèle :  $|\epsilon_m| \gg 1$  et  $k_0h\sqrt{|\epsilon_m|} \gg 1$ . Ces hypothèses limitent le choix de matériaux métalliques et la gamme de longueur d'onde de validité du modèle. Si ces conditions ne sont pas vérifiées, le mode gap-plasmon va pénétrer fortement dans le métal. Le calcul d'énergie de la cavité résonante devient alors erroné car l'énergie dans le métal n'est plus négligeable devant l'énergie dans le semiconducteur. De plus, les pertes dans le métal deviennent très importantes et l'intérêt de l'antenne patch pour la photodétection est alors limité. La condition  $k_0h \gg 1/\sqrt{\epsilon_m}$  définit le régime à partir duquel on concentre une telle proportion d'énergie dans le métal qu'un phénomène de ralentissement du mode plasmon apparaît changeant la nature du mode excité dans l'antenne patch [Yang 12, Le Perchec 08]. Bien qu'il ait été montré qu'un modèle Fabry-Perot de l'antenne patch soit encore valable dans ce régime et dans le régime quasi-statique [Yang 12], le modèle de pertes et la condition de couplage critique précédemment détaillés ne sont plus valables à cause de la forte pénétration de champ dans le métal. Les hypothèses sur  $k_0h$  sont résumés figure 3.13.

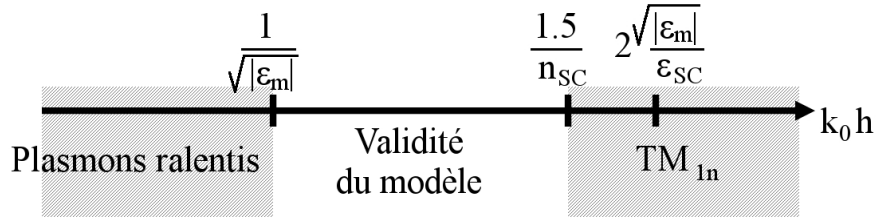


FIGURE 3.13 – Gamme de validité du modèle de calcul de pertes en fonction de  $k_0h$

### 3.4.5.3 Méthodologie de dimensionnement

De manière pratique, les paramètres de design du réseau d'antenne patch peuvent être obtenus grâce à l'équation 3.79. Il s'agit de déterminer  $P$ ,  $L$ , et  $h$ , une fois la technologie (choix du semiconducteur et du métal) et la longueur d'onde de résonance fixées. Afin d'éviter les problèmes de couplages entre antennes, nous considérerons par la suite que  $P = \lambda/3$ . La hauteur de la cavité est donnée par l'équation 3.79, qui peut être développée en une équation du second degré en  $h$  :

$$h^2 \left( k_0 \sqrt{|\epsilon_m|} \frac{1.8}{P n_{SC}} \right) + h \left( \frac{1.8}{P n_{SC}} - k_0 \sqrt{|\epsilon_m|} \frac{\epsilon''_{SC}}{2\epsilon'_{SC}} \right) - \left( \frac{3.6}{k_0 P n_{SC} \sqrt{|\epsilon_m|}} + \frac{\epsilon''_m}{2|\epsilon'_m|} + \frac{\epsilon''_{SC}}{\epsilon'_{SC}} \right) \quad (3.82)$$

La longueur de la cavité est ensuite déterminée grâce au calcul d'indice effectif :

$$L = \frac{\lambda}{2n_{SC} \sqrt{1 + \frac{2}{hk_0 \sqrt{|\epsilon_m|}}}} \quad (3.83)$$

La figure 3.14 présente les valeurs de  $L$  et de  $h$  permettant d'obtenir le couplage critique en fonction de la longueur d'onde de résonance souhaitée dans la gamme  $3\text{-}12\mu\text{m}$ . La relation linéaire au premier ordre entre la longueur d'onde de résonance et la longueur du patch est attendue. L'indice effectif du mode MIM change peu, il varie entre 3.6 et 4.5. Le couplage critique est conservé en augmentant linéairement  $h$  avec la longueur d'onde. De cette manière, le taux de pertes radiatives reste constant malgré l'augmentation de  $P$ . Le taux de pertes par absorption est également constant dans la mesure où les pertes métalliques varient peu : l'augmentation de  $h$  avec la longueur d'onde de résonance compense l'augmentation de  $\frac{\epsilon_m''}{\epsilon_m'}$  dans cette gamme.

Dans les gammes MWIR et LWIR, le QE maximum atteignable pour une technologie donnée ( $\epsilon_{SC}$  fixé) reste relativement constant avec la longueur d'onde, cf. courbe verte. Dans le SWIR, le modèle n'est plus valable. La condition de couplage critique à  $1\mu\text{m}$  de longueur d'onde donne un  $h$  d'environ  $100\text{nm}$ . Or pour ces valeurs,  $k_0 h \sqrt{|\epsilon_m|} \approx 4$  n'est plus grand devant 1.

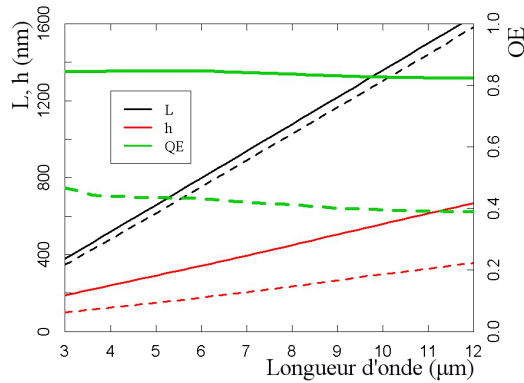


FIGURE 3.14 – Calcul à partir du modèle analytique de  $L$  (courbes noires) et  $h$  (courbes rouges) et du QE (courbes vertes) pour le réseau d'antennes patch au couplage critique à différentes longueurs d'onde, pour  $n_{SC} = 3.5$  et pour  $k_{SC} = 0.2$  (traits continus) ou  $k_{SC} = 0.05$  (tiretés)

Il est important de noter que la courbe 3.14 a été obtenue à  $k_{SC}$  constant. Ceci correspond, en passant de  $3$  à  $12\mu$ , à une division par 4 du coefficient d'absorption du semiconducteur.

Dans cette partie nous avons décrit la résonance d'antenne patch comme une résonance de cavité Fabry-Perot. Cette modélisation a permis l'expression de la pulsation de résonance et des taux de pertes radiatives et par absorption du réseau d'antennes patch. À travers l'utilisation de la théorie temporelle des modes couplés introduite dans les premières sections de ce chapitre, l'expression analytique des taux de pertes a permis le design paramétrique du résonateur maximisant l'absorption dans le semiconducteur.

Dans la section suivante, nous allons voir l'influence des différents paramètres matériaux sur cette condition de couplage critique et sur la maximisation de l'absorption dans le semiconducteur. Cette étude permettra de discuter de l'intérêt des résonances plasmoniques MSM pour les différentes filières de photodétection.

## 3.5 Intérêt des cavités MSM pour différentes filières de la photodétection IR

### 3.5.1 Effet de l'absorption du semiconducteur

Le choix d'une filière de photodétection infrarouge fixe l'indice complexe du matériau semiconducteur utilisé. La connaissance de cet indice (partie réelle et imaginaire) est un enjeu important pour le design de la cavité. Suivant la technologie choisie l'indice du semiconducteur peut varier de manière importante mais généralement sa partie réelle est située entre 3 et 4.5. Sa partie imaginaire varie beaucoup avec la longueur d'onde. Les technologies les plus absorbantes atteignent des  $k_{SC}$  d'environ 0.3 (HgCdTe).

Les résultats précédents sur le couplage critique de la cavité patch permettent d'avoir un regard critique sur l'intérêt de l'antenne patch, et donc par extension sur les résonateurs utilisant un mode gap-plasmon, en fonction de la filière choisie, sur la base de la valeur maximale de QE atteignable.

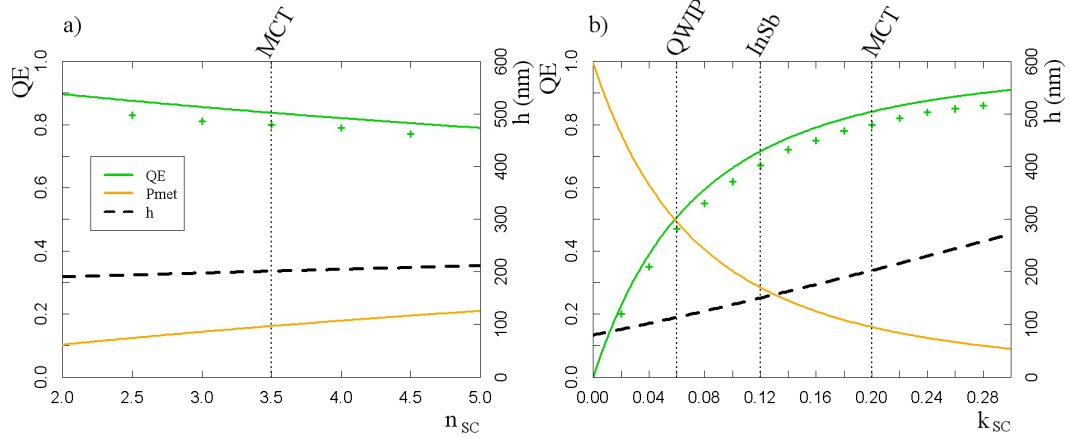


FIGURE 3.15 – Évolution du QE au couplage critique à 4 μm, en fonction de : a)  $n_{SC}$  à  $k_{SC} = 0.2$ ; b)  $k_{SC}$  à  $n_{SC} = 3.5$ . La condition de couplage critique est obtenue en variant  $h$  (tireté). Les croix représentent le résultat du calcul numérique RCWA.

La figure 3.15 a) illustre l'évolution du QE au couplage critique en fonction de  $n_{SC}$  à  $k_{SC} = 0.2$  et  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ . Le QE est quasi-constant pour  $n_{SC}$  de 2 à 5. Le couplage critique est conservé à  $h$  constant à 210 nm, seule la longueur du patch  $L$  change avec  $n_{SC}$ . La légère diminution du QE avec  $n_{SC}$  est due à la diminution du rapport  $\gamma_{SC}/\gamma_{met}$  liée à l'évolution en  $1/n_{SC}$  du taux de pertes par absorption dans le semiconducteur alors que le taux de pertes dans le métal est indépendant de  $n_{SC}$ . Au premier ordre, cette variation peut être négligée tant que les pertes dans le semiconducteur sont bien plus importantes que les pertes dans le métal. La courbe 3.15 b) calculée pour  $n_{SC} = 3.5$  est donc valable pour la plupart des filières.

La figure 3.15 b) présente les valeurs de  $QE$  et de  $P_{met}$  (absorption dans le métal) obtenues au couplage critique en fonction de la capacité d'absorption du semiconducteur  $k_{SC}$ . Lorsque  $k_{SC}$  diminue,  $h$  diminue afin de conserver le couplage critique (courbe en traits discontinus). En effet, la diminution de  $k_{SC}$  induit une diminution du taux de pertes par absorption dans le semiconducteur, pour conserver le couplage critique, les pertes radiatives doivent être diminuées en fermant la cavité. Cette diminution de  $h$  entraîne une légère hausse des pertes métalliques. Le ratio pertes dans le semiconducteur sur pertes totale par absorption diminue fortement entraînant

la chute de QE observable sur la figure 3.15 b).

Les croix sont le résultat du calcul numérique RCWA. Le modèle sur-estime le QE d'environ 5% à cause de la sous-estimation des pertes métalliques déjà présentée.

Sur la figure 3.15 b), les  $k_{SC}$  correspondant à des valeurs typiques pour les filières HgCdTe (MCT de composition en cadmium  $x=0.3$ ), InSb (à  $4\mu\text{m}$  [Rogalski 02]) et QWIP (GaInSb/InAs à  $4\mu\text{m}$  [Shaw 01]) ont été représentés (lignes pointillées verticales). L'utilisation d'antennes patch s'avère intéressante pour les matériaux fortement absorbants comme le HgCdTe pour lequel on peut espérer plus de 80% de QE. Pour les matériaux présentant un coefficient d'absorption plus faible, le pincement de la cavité nécessaire au couplage critique rend ce résonateur beaucoup moins intéressant pour les applications de photodétection requérant de forts QE. Pour des QWIP présentant un  $k_{SC}$  aux alentours de 0.06, 50% de QE dans le semiconducteur est obtenu contre 50% d'absorption dans le métal. Ces résultats du modèle sont en accord avec les calculs numériques réalisés par Beck [Beck 1] qui avait montré l'influence de la conductivité du semiconducteur sur le QE. Ici, la condition de couplage critique permet en plus de s'assurer que cette valeur de QE est la valeur maximale que l'on peut obtenir.

Ce résultat est transposable à toutes les cavités plasmoniques de type MSM (horizontale ou verticale). On peut également anticiper qu'il serait valable plus généralement pour d'autres géométries de résonateurs plasmoniques, du moment que la géométrie de ce résonateur permet d'atteindre le couplage critique et donc un QE maximum de la forme 3.80 qui ne dépend majoritairement que de paramètres matériaux. Le modèle dérivé dans ce chapitre permet donc de conclure que les résonateurs plasmoniques seront utiles pour la détection photovoltaïque pour des matériaux présentant un indice imaginaire important, typiquement supérieur à 0.06 pour obtenir plus de 50% d'absorption à  $4\mu\text{m}$  de longueur d'onde.

### 3.5.2 Effet des pertes métalliques

Le choix d'une filière technologique entraîne le choix du métal à utiliser.

Sur la figure 3.16 a), le QE maximum est tracé en fonction de  $n_{met}$  et  $k_{met}$ . Le matériau semiconducteur considéré a pour indice  $3.5 + 0.2j$ . Les tiretés correspondent à des iso-pertes :  $n_{met}$  et  $k_{met}$  tels que les pertes métalliques  $\frac{\epsilon''_m}{\epsilon'_m}$  soient constantes.

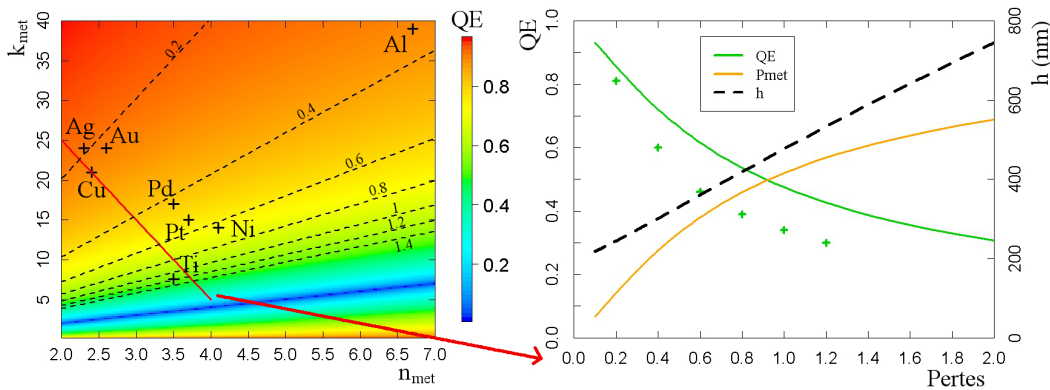


FIGURE 3.16 – a) QE au couplage critique à  $4\mu\text{m}$  en fonction de la nature du métal ( $n_{met}$  et  $k_{met}$ ), les tiretés correspondent à des iso-pertes ( $\epsilon''_m/\epsilon'_m = \text{constante}$ ); b) QE, Pmet et h au couplage critique en fonction des pertes  $\epsilon''_m/\epsilon'_m$

Au premier ordre, le QE diminue lorsque les pertes du métal augmentent. Pour les principaux



métaux couramment utilisés pour la plasmonique (Au, Cu, Al, Ag) les pertes sont de l'ordre de 0.2, ce qui permet des efficacités quantiques de l'ordre de 80%. En revanche, les autres métaux tels que Ni, Ti, Pt, Pd, qui sont souvent utilisés comme couche d'accroche ou de barrière de contamination, présentent des taux de pertes bien plus importants, et vont donc diminuer la performance en QE du détecteur.

La figure 3.16 b) présente en fonction des pertes métalliques (pour une relation linéaire entre  $n_{met}$  et  $k_{met}$  représentée en rouge sur la figure 3.16 a) les valeurs de QE maximum que l'on peut obtenir et la hauteur de la cavité permettant le couplage critique. Lorsque les pertes métalliques augmentent,  $h$  doit augmenter de manière à faire augmenter le taux de pertes radiatives de la cavité et ainsi conserver le couplage critique. Cependant, puisque les pertes dans le semiconducteur restent constantes, le QE diminue. Cette diminution se fait au profit de  $P_{met}$ .

Il est important de noter que le modèle analytique a été développé sous les conditions  $|\epsilon_m| \gg 1$  et  $k_0 h \sqrt{|\epsilon_m|} \gg 1$ . Ces conditions sont rapidement fausses lorsque le taux de pertes du métal augmente. En comparant le résultat du modèle au QE maximum obtenu par simulation RCWA (croix sur la figure 3.16 b), on observe que l'erreur opérée par le modèle est rapidement importante : 20% pour des pertes à 0.4, 30% à 0.6. D'autant plus que pour obtenir ces valeurs de QE simulé, le design est fortement retouché par rapport à ce que propose le modèle : variation de 50% sur la hauteur de cavité, de 10% sur la longueur du patch et nécessité d'augmenter la hauteur du patch métallique ( $h_{met} > 150nm$ ) de manière à assurer l'absorption complète du champ évanescent. Cependant, les tendances générales du comportement du QE maximal peuvent être observées.

La résonance d'antenne patch s'avère intéressante dans le cadre de l'utilisation de métaux présentant peu de pertes. Ceci a été mis en évidence par Beck [Beck 1] et est une contrainte forte à la réalisation de photodétecteurs utilisant des résonances MIM [Collin 3].

Pour un modèle de Drude standard du métal, les pertes métalliques  $\frac{\epsilon_m''}{\epsilon_m'}$  diminuent lorsque la longueur d'onde diminue. Une augmentation du QE est alors attendue pour les faibles longueurs d'onde. Ceci est en réalité contrecarré par la fin de validité du modèle et en particulier de l'hypothèse  $|\epsilon_m| \gg 1$ .

Nous avons donc vu l'influence sur le QE des différents paramètres matériaux. Logiquement, pour optimiser l'absorption dans le semiconducteur, son coefficient d'absorption doit être maximisé et le coefficient de pertes du métal doit être minimisé. Afin de comparer les différentes filières technologiques, on travaille généralement avec la détectivité et non simplement avec le rendement comme expliqué dans le chapitre 1.

### 3.5.3 Calcul de la détectivité spécifique $D^*$

Afin d'évaluer plus précisément l'avantage que peut apporter le réseau d'antennes patch pour un dispositif de détection photovoltaïque, le gain en détectivité spécifique  $D^*$  est calculé. Pour l'étude d'un photodétecteur limité par le bruit de grenaille du courant de diffusion, ce qui est généralement le cas des détecteurs HgCdTe à haute température, la détectivité spécifique s'écrit [Martyniuk 3] :

$$D^* = \frac{\lambda \eta_o \eta_e}{2 \hbar c \sqrt{h_e G}} \sqrt{\frac{A_o}{A_e}} \quad (3.84)$$

avec  $\hbar$  la constante de Planck,  $G$  le taux de génération-recombinaison,  $h_e$  l'épaisseur électrique de la diode,  $A_e$  sa surface électrique,  $A_o$  sa surface optique,  $\eta_e$  le rendement électrique et  $\eta_o$  le

rendement optique. Ici,  $\eta_o$  correspond au QE précédemment défini comme la puissance optique absorbée sur la puissance incidente. Le rendement quantique total de la photodiode s'écrit  $\eta_o\eta_e$ .

La détectivité spécifique d'une diode dans un réseau d'antenne patch ( $D_{ap}^*$ ) peut s'écrire à partir de la détectivité spécifique d'une diode standard ( $D^*$ ) composée d'une couche absorbante suffisamment épaisse pour absorber le rayonnement incident.

$$D_{ap}^* = \eta_o \sqrt{\frac{h_e}{h}} \sqrt{\frac{P}{L}} D^* \quad (3.85)$$

avec  $h$ ,  $P$  et  $L$  les paramètres de design du réseau d'antennes patch. Ici,  $h_e$  est défini comme la hauteur de semiconducteur pour laquelle la diode standard (sans résonateur) aura une détectivité maximale :  $h_e \approx 1.26/\alpha$  avec  $\alpha$  le coefficient d'absorption du matériau [Rogalski 10]. En réalité, les diodes réalisées sont, pour des raisons électriques, généralement plus épaisses entraînant une baisse de la détectivité et un intérêt accru de la diminution d'épaisseur et de l'utilisation de résonateurs. Nous faisons ici l'hypothèse que le rendement de collection électrique  $\eta_e$  est le même dans l'antenne patch que dans la diode standard. Cette hypothèse sera discutée dans le chapitre 5.

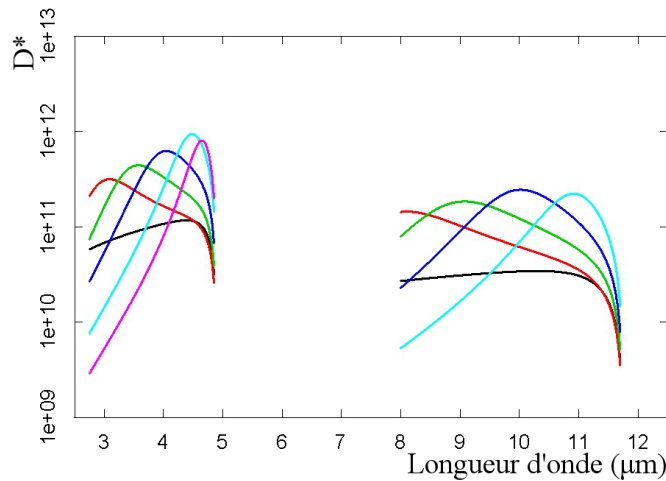


FIGURE 3.17 – Détectivité pour des détecteurs HgCdTe MWIR ( $x=0.31$ ) et LWIR ( $x=0.215$ ), détecteur standard (courbes noires) et détecteurs assistés du réseau d'antennes patch pour différentes longueurs d'onde de résonance (courbes en couleur)

La figure 3.17 présente la détectivité spécifique de détecteurs HgCdTe MWIR et LWIR (courbe noire) [Rogalski 10] et les détectivités obtenues en utilisant des réseaux d'antennes patch résonant à différentes longueurs d'ondes. Ce résultat correspond à une configuration idéale où le métal utilisé est de l'or, sans couches métalliques technologiques additionnelles.

Dans le MWIR comme dans le LWIR, le réseau d'antennes patch permet d'obtenir un gain supérieur à 5 sur la détectivité spécifique à la longueur d'onde de résonance. L'utilisation de la structure résonante fait apparaître un changement de la signature spectrale de la photodiode. En sélectionnant la bonne longueur d'onde, un gain en détectivité sur l'ensemble de la bande spectrale mesurée peut être obtenu. Par ailleurs une réponse spectrale affinée est observée en plaçant la résonance près de la longueur d'onde de coupure. Dans ce cas les plus faibles pertes dans le semiconducteur conduisent à diminuer les pertes radiatives, et donc les pertes totales et la largeur à mi-hauteur de la résonance.

Le réseau d'antennes patch apparaît donc comme un moyen efficace d'améliorer les performances des diodes HgCdTe.

### 3.5.4 Intérêt du résonateur plasmonique pour les différentes filières

Les antennes patch peuvent également être envisagées pour améliorer les performances d'autres filières de photodétection. Le tableau 3.3 répertorie différentes filières de photodétection sont répertoriées et donne le QE maximal que l'on peut obtenir à  $4\mu\text{m}$  pour chaque filière ainsi que la hauteur de la cavité nécessaire pour atteindre cet optimum et le facteur d'amélioration de détectivité qui en découle.

Filière	QE	h (nm)	$D_{ap}^*/D^*$
HgCdTe - Au	85%	220	5.7
Super-réseau InAs/InSb/GaSb - Au	76%	177	7.1
InSb - Au	71%	170	7.6
PbSe - Au	67%	174	7.8
QWIP GaAs/AlGaAs - Au	48%	127	8.8
PbTe - Au	36%	139	8.3

TABLE 3.3 – Évaluation à l'aide du modèle du QE maximum et de la hauteur de cavité nécessaire pour différentes filières de photodétection à  $4\mu\text{m}$  [Palik 99] [Rodriguez 05] [Shaw 01]

Comme abordé dans la partie 3.5.1, le coefficient d'absorption du semiconducteur est primordial pour l'obtention d'un QE important. Pour une structure en HgCdTe avec un  $k_{SC}$  de l'ordre de 0.2, on peut espérer obtenir 85% de QE avec une hauteur de 240nm. Pour des technologies possédant de faible  $k_{SC}$ , le QE diminue drastiquement. Pour le PbTe le QE atteint seulement 36%.

Cependant pour le calcul du facteur d'amélioration de la détectivité, la perte de QE est compensée par la diminution de la hauteur de cavité. Pour le HgCdTe, une augmentation de la détectivité d'un facteur 5.7 est attendue. Pour le PbTe, elle passe à un facteur de 8.3. Ce résultat cache le fait qu'une diode en PbTe sans résonateur doit avoir une épaisseur de  $8\mu\text{m}$  contre  $2\mu\text{m}$  pour une diode en HgCdTe ( $x=0.3$ ) d'après le modèle d'épaisseur de diode standard choisi [Rogalski 10]. À épaisseur égale de la diode standard, le facteur d'amélioration de la détectivité d'une diode HgCdTe est plus important que celui des autres filières.

La figure 3.18 présente l'évolution du facteur d'amélioration de la détectivité en fonction de  $k_{SC}$  pour un réseau d'antennes patch en or (courbe noire) ou en nickel (courbe rouge) qui est un métal ayant des pertes plus importantes que l'or.

Pour des antennes en or (courbe noire), le réseau d'antennes patch permet d'améliorer la détectivité d'un facteur 9 à  $k_{SC} = 0.05$ . Pour des  $k_{SC}$  supérieurs à cette valeur, le facteur d'amélioration diminue principalement à cause de l'influence de l'épaisseur variable de la diode standard dans le modèle d'optimisation de  $D^*$  choisi. L'utilisation d'un métal présentant plus de pertes fait baisser cette amélioration de détectivité comme l'illustre l'utilisation du Nickel (courbe rouge) comparé à l'utilisation de l'or. Le réseau d'antennes patch en nickel permet une amélioration de la détectivité d'un facteur 4 au maximum à  $k_{SC} = 0.12$ .

Dans tous les cas, l'utilisation d'un réseau d'antennes patch permet un gain intéressant en détectivité.

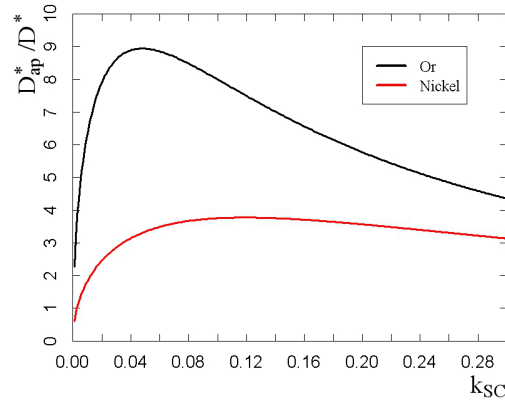


FIGURE 3.18 – Facteur d’amélioration de la détectivité en fonction de  $k_{SC}$  pour un réseau d’antennes patch en or (courbe noire) et en nickel (courbe rouge)

### 3.5.5 Compatibilité avec les contraintes technologiques

Les valeurs de détectivités spécifiques obtenues avec le réseau d’antennes patch sont calculées pour des dispositifs idéaux composés d’un semiconducteur et d’un métal. La fabrication de photodiodes nécessite d’intégrer dans les résonateur des multicouches métalliques et des structurations diélectriques/semiconducteurs, cette section en examine l’impact toujours sur la base du modèle TCMT développé précédemment.

#### 3.5.5.1 Effet de multicouches métalliques

Afin de réaliser des couches d’accroches en particulier avec l’or, et des couches bloquant la diffusion de contamination métalliques dans le semiconducteur, il est nécessaire d’utiliser des couches fines de métaux de transition tels que le titane, le nickel, le platine ou le palladium, le tungstène, le tantale, ou encore le chrome, et parfois les nitrures de certains de ces éléments (TiN, TaN, WN). Comme présenté sur la figure 3.16, ces métaux ont des pertes bien plus importantes que les métaux privilégiés pour la plasmonique (Au, Al, Ag et Cu). L’insertion de couches fines de ces métaux aux zones de contact entre le semiconducteur et le métal, c’est-à-dire entre le plan métallique et le semiconducteur et entre le semiconducteur et le patch, va entraîner des pertes métalliques plus importantes.

La figure 3.19 présente le QE d’une antenne patch au couplage critique avec pour métal de l’or avec une couche de titane d’épaisseur  $h_{met}$  variable. L’antenne est conçue de manière à résonner à  $3.5\mu\text{m}$ , afin d’éviter les variations brutales de l’indice du titane vers  $4\mu\text{m}$ .

Une augmentation de l’épaisseur de la couche de titane entraîne une forte baisse du QE à cause de l’augmentation du taux de pertes métalliques. De la même manière que dans la partie 3.5.2, l’augmentation de  $h$  permet de conserver le couplage critique.

La valeur de QE tend vers celle d’une antenne patch entièrement en titane. Ces valeurs sont à relativiser dans la mesure où à  $3.5\mu\text{m}$ ,  $\sqrt{\epsilon'_{titane}} \approx 5.5$  et donc l’hypothèse  $k_0 h \sqrt{\epsilon_m} \gg 1$  n’est plus vérifiée entraînant une erreur importante sur le QE. Les croix de la figure 3.19 montre le QE maximum qui peut être obtenu en simulation numérique RCWA avec une couche de titane.

La couche métallique nécessaire à la technologie de photodétection vient absorber fortement la résonance plasmonique : on passe de 80% de QE à 40% pour 50nm de titane. Les contraintes technologiques liées à l’accroches métalliques et à la diffusion de contamination métallique sont

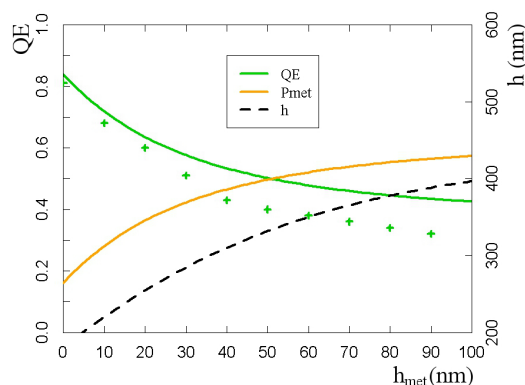


FIGURE 3.19 – QE au couplage critique à  $5\mu\text{m}$  pour un réseau d’antennes patchs utilisant un métal constitué d’une couche de titane d’épaisseur variable entre le semiconducteur et l’or

souvent citées comme cause de détérioration du rendement possible d’un photodétecteur assisté plasmon [Beck 1] [Collin 3].

### 3.5.5.2 Effet de structurations diélectriques/semiconducteurs

Pour un grand nombre de filières de photodétection, le courant collecté par une diode de volume très faible va être dominé par les courants de surface, entraînant en particulier une augmentation considérable du bruit. Afin de diminuer l’impact des courants de surfaces et les éventuelles fuites de la diode, la couche de semiconducteur absorbant doit être passivée. La réalisation de passivation dans le cadre de la filière HgCdTe sera détaillée dans le chapitre 4, et son efficacité à diminuer les courants de surface sera discutée dans le chapitre 5. Au premier ordre, on considère la passivation comme représentée sur la figure 3.20 a) : la couche de semiconducteur absorbant est séparée des zones métalliques par des couches de semiconducteur non-absorbant de même indice réel  $n_{SC}$ .

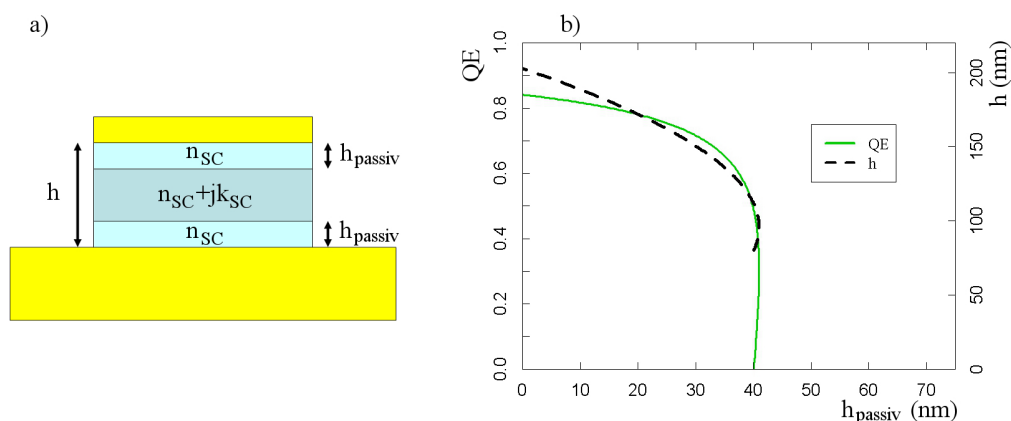


FIGURE 3.20 – Effet de passivation : a) schéma de la structure passivée ; b) influence de la passivation sur l’épaisseur de l’antenne permettant le couplage critique et sur le QE maximal. Résonance à  $4\mu\text{m}$  avec un semiconducteur d’indice  $n_{SC} + jk_{SC} = 3.5 + 0.2j$

La figure 3.20 b) illustre l’influence d’une passivation d’épaisseur  $h_{passiv}$  variable sur le couplage critique du réseau d’antennes patch chargé d’un semiconducteur d’indice  $3.5 + 0.2j$ , et

---

résonant à  $4\mu\text{m}$ . En absence de passivation, un QE de 85% est atteignable pour une hauteur de cavité de  $210\text{nm}$ . Lorsque la hauteur de passivation est augmentée, le taux de pertes par absorption dans le semiconducteur diminue. Afin de conserver le couplage critique, le taux de pertes radiatives est diminué en réduisant la hauteur de la cavité. Plus il y a de passivation, plus la cavité doit être fermée. Ceci est rapidement très contraignant. À partir d'une passivation de  $40\text{nm}$ , le couplage critique ne peut plus être atteint. Pour une hauteur de passivation de  $40\text{nm}$ , l'antenne patch est de hauteur totale  $80\text{nm}$ , le couplage critique est obtenu avec des pertes par absorption uniquement dans le métal. Dans le régime d'approximation utilisé pour le modèle, le couplage critique ne peut pas être atteint pour une passivation d'épaisseur supérieure à  $40\text{nm}$ .

Il est intéressant de remarquer qu'à  $40\text{nm}$  de passivation, deux configurations permettent d'atteindre le couplage critique. Pour  $h = 80\text{nm}$ , le couplage critique est atteint avec des pertes purement métalliques. Pour  $h = 110\text{nm}$ , l'ouverture de la cavité et l'augmentation des pertes radiatives sont compensées par l'augmentation des pertes par absorption avec  $30\text{nm}$  de semiconducteur. Le couplage critique dans cette configuration permet d'obtenir près de 50% de QE.

Cette étude de l'influence de la passivation sur le couplage critique est relativement simpliste. En réalité, les matériaux utilisés pour passiver le semiconducteur absorbant possède généralement des indices de réfraction qui varient modifiant la longueur d'onde de résonance de la cavité. De plus, l'absorption peut également avoir lieu dans certaines zones de la passivation.

Par ailleurs, les zones de contact entre l'air et le semiconducteur absorbant peuvent également nécessiter une passivation. Celle-ci sera critique dans la mesure où elle intervient dans la zone de forte concentration de champ électrique et donc d'absorption de l'antenne patch.

La réalisation de la jonction p-n et du système de collection du signal électrique dans le semiconducteur oblige également à considérer une zone toujours plus restreinte d'absorption dans le semiconducteur. Et donc, pour conserver le couplage critique, une épaisseur totale toujours plus fine.

La réalisation d'une photodiode dans un antenne patch apparaît comme extrêmement délicate de part la taille très réduite du dispositif absorbant lorsque les contraintes de passivation sont prises en compte.

### 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la théorie temporelle des modes couplées a été utilisée pour décrire le fonctionnement de cavités optiques absorbantes. Elle permet d'obtenir une condition simple de l'optimisation de l'absorption pouvant servir au design de la cavité.

Dans un premier temps, l'étude analytique d'une cavité Fabry-Perot absorbante a permis de décrire ce résonateur en terme de taux de pertes. L'application de la TCMT a permis d'obtenir différentes règles de design qui sont en accord avec celles décrites dans la littérature, confirmant ainsi l'intérêt de la TCMT dans le cadre des micro-cavités optiques.

Par la suite, la modélisation de l'antenne patch en cavité Fabry-Perot a permis d'exprimer les taux de pertes du réseau d'antennes patch en fonction des différents paramètres de design. Le design permettant la maximisation du QE dans le réseau d'antennes patch peut ainsi être obtenu de manière analytique.

Le modèle ainsi développé permet de constater que la valeur de QE maximale dépend essentiellement des paramètres matériaux : plus le semiconducteur est absorbant et moins le métal l'est, plus des QE élevés pourront être obtenus. Ce modèle peut être étendue à la plupart des résonateurs plasmoniques utilisant un mode gap-plasmon. L'intérêt de l'utilisation de modes plasmoniques MSM pour la photodétection a été discutée pour différentes filières. Le réseau

d'antennes patch permet d'atteindre des gains en détectivité spécifique d'un facteur 5 à 10.





---

## Chapitre 4

# Conception d'une photodiode assistée d'un résonateur plasmonique en technologie HgCdTe

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Conception optique de la diode plasmonique . . . . .</b>	<b>92</b>
4.1.1	Problématique de la localisation verticale . . . . .	92
4.1.2	Couplage au mode de surface . . . . .	92
4.1.3	Hybridation au mode MIM vertical . . . . .	95
<b>4.2</b>	<b>Intégration matricielle . . . . .</b>	<b>101</b>
4.2.1	Effet de taille finie de réseau / problématique de la localisation latérale	102
4.2.2	Réalisation d'un pixel 3D . . . . .	107
4.2.3	Accordabilité en longueur d'onde du mode hybride pour des applications multispectrales . . . . .	109
<b>4.3</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>110</b>

---

Dans ce chapitre, nous allons concevoir une photodiode utilisant un résonateur plasmonique pour absorber un maximum d'énergie incidente dans un minimum de volume. Afin de rendre cette absorption utile à la photodétection, le design de la photodiode doit permettre aux porteurs photogénérés par l'absorption du mode plasmonique d'être collectés électriquement par la diode de manière efficace. Un mode plasmonique est conçu afin d'optimiser la localisation du champ électromagnétique dans la couche de HgCdTe. L'hybridation d'un mode de surface et d'un mode de cavité permet d'obtenir des caractéristiques modales particulièrement intéressantes pour la photodétection infrarouge.

Enfin l'étude des problématiques inhérentes à la mise en matrice de ces photodiodes résonantes est abordée en particulier à travers la localisation latérale du mode optique.

## 4.1 Conception optique de la diode plasmonique

### 4.1.1 Problématique de la localisation verticale

Il faut donc concevoir une résonance optique qui permet de concentrer de l'énergie à distance du résonateur afin d'obtenir une augmentation d'absorption dans la couche active<sup>2</sup>.

Le champ électrique du mode doit être suffisamment délocalisé verticalement de l'interface métallique afin d'être partiellement localisé dans la couche active. L'utilisation du mode plasmon de surface apparaît comme une solution permettant d'obtenir cette localisation de champ. En effet, nous avons vu dans le premier chapitre l'expression du vecteur d'onde parallèle à l'interface du mode plasmon de surface  $k_x = \sqrt{\frac{\epsilon_{Au}\epsilon_d}{\epsilon_{Au} + \epsilon_d}} k_0$ . Le vecteur d'onde perpendiculaire dans le diélectrique s'écrit  $k_z^d = \sqrt{k_x^2 - \epsilon_d k_0^2}$ . La longueur de propagation du mode vaut alors  $\delta_d = \frac{1}{\text{Im}(k_z^d)}$ . Pour un mode à  $4\mu\text{m}$ , on a  $\delta_d \approx 2\mu\text{m}$ . L'évanescence du champ électrique du mode SPP peut donc être partiellement absorbée par une couche active placée à distance de l'interface métallique.

À l'inverse le mode gap-plasmon étudié dans le chapitre 3 apparaît comme trop localisant verticalement puisqu'il concentre le champ entre des plans métalliques séparées d'au plus 200 à 300nm.

Dans la prochaine section, nous allons voir comment le mode de surface peut être couplé à l'aide d'une structuration périodique.

### 4.1.2 Couplage au mode de surface

#### 4.1.2.1 Éléments de théorie

Le couplage de la lumière incidente au plasmon de surface peut être réalisé en structurant périodiquement la surface métallique avec par exemple une structure de plots métalliques de période  $P$ . D'après le théorème de Bloch dans le cas non dégénéré, la composante parallèle à la surface du vecteur d'onde de la lumière se propageant dans un réseau périodique est :

$$k_{//} = k_0 \sin(\theta) + m \frac{2\pi}{P} \quad , \quad m \in \mathbb{Z} \quad (4.1)$$

où  $\theta$  est l'angle d'incidence de la lumière par rapport à la normale.

Pour coupler la lumière incidente au mode plasmon de surface, la composante parallèle du vecteur d'onde de la lumière incidente doit être égale à celle du plasmon.

2. De la même manière que dans le chapitre 3, on appellera rendement et on notera QE le rapport de la puissance absorbée sur la puissance incidente. Ce rendement ne prend pas en compte les effets électriques de la photodiode.

Le diagramme de dispersion des modes existant sur une surface métallique périodiquement structurée est représenté figure 4.1 a).

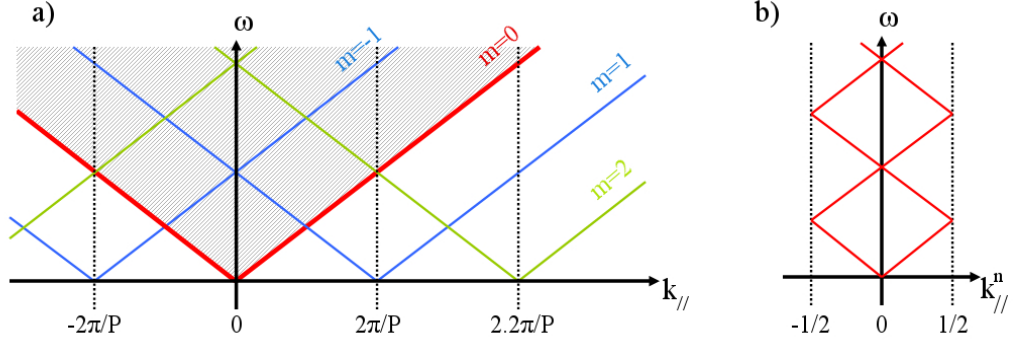


FIGURE 4.1 – a) Illustration du théorème de Bloch à l'aide du diagramme de dispersion du mode plasmon de surface. b) Diagramme de dispersion du mode plasmon de surface existant sur une surface métallique périodiquement structurée de période  $P$ . Ici, le vecteur d'onde parallèle a été normalisé par  $\frac{P}{2\pi}$

Nous avons tracé en rouge, la courbe de dispersion du plasmon de surface pour une surface non structurée, qui correspond à  $m = 0$ . Ici l'étude des plasmons de surface est effectuée dans le domaine infrarouge, la courbe de dispersion du plasmon est quasi-linéaire et elle est située juste en deçà du cône de lumière, représenté par la zone grise hachurée. Pour chaque valeur de  $m$ , la courbe de dispersion du plasmon est translatée dans l'espace des vecteurs d'onde de  $m\frac{2\pi}{P}$ . Sur la figure, les cas  $m = -1, 0, 1, 2$  ont été représentés. Cette superposition d'états possibles dans un réseau structuré fait apparaître des possibilités de couplage dans le cône de lumière. Le réseau permet alors de coupler l'énergie incidente au plasmon de surface. On note en particulier que pour un vecteur d'onde parallèle nul, c'est-à-dire une incidence normale par rapport à la surface, on arrive à exciter le mode plasmon pour certaines pulsations. Dans l'infrarouge, en considérant un milieu diélectrique homogène de constante diélectrique  $\epsilon_d$  avec  $|\epsilon_{met}| \gg \epsilon_d$ , les longueurs d'ondes de couplage de l'onde incidente au plasmon de surface sont :

$$\lambda_{res} = \frac{\sqrt{\epsilon_d}P}{m}, \quad m \in \mathbb{N}^* \quad (4.2)$$

Le théorème de Bloch indique que le diagramme de dispersion des modes d'un réseau périodique est un objet périodique de période  $\frac{2\pi}{P}$ . Nous le tracerons généralement sur l'intervalle  $[-\frac{\pi}{P}, \frac{\pi}{P}]$  qui correspond à la première zone de Brillouin du réseau. La figure 4.1 b) présente le diagramme de dispersion du mode plasmon de surface existant sur une surface métallique périodiquement structurée. Ici, le vecteur d'onde parallèle a été normalisé par  $\frac{P}{2\pi}$ .

#### 4.1.2.2 Propriétés du mode de surface

Afin de clarifier l'intérêt de ce mode pour la photodétection infrarouge, on s'intéresse dans un premier temps à un modèle simplifié de l'empilement et de la structuration métallique. On considère un réseau métallique de plots rectangulaires. La périodicité  $P$  est de 1000nm, l'espace-ment  $w$  entre les plots est choisi à 100nm et la hauteur de la structuration métallique est de  $h_{met} = 100nm$ . Le réseau est réalisé dans un matériau d'indice  $n_d = \sqrt{\epsilon_d} = 3$ . On place une couche absorbante d'indice  $n_{SC} + jk_{SC} = \sqrt{\epsilon_{SC}} = 3 + 0.2j$  et d'épaisseur  $h_{SC} = 100nm$  à une distance  $t$  du réseau. Le schéma 4.2 résume ces notations.

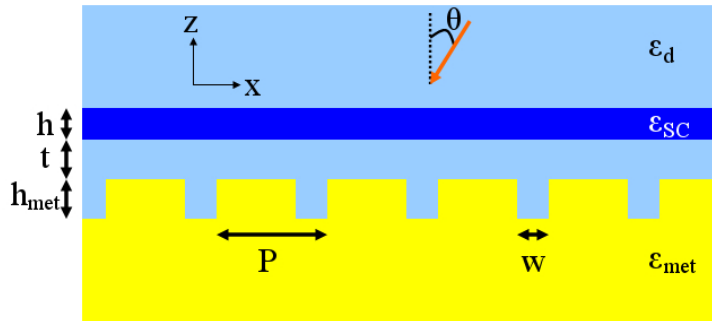


FIGURE 4.2 – Schéma de la structure de réseau d'étude correspondant à un empilement simplifié de diode HgCdTe

Sur la figure 4.3 a), on a tracé le diagramme de dispersion d'un tel réseau sans couche absorbante. Ce diagramme montre la réflexion du réseau calculée par RCWA pour différentes valeurs de l'angle d'incidence  $\theta$ . Pour cela, on calcule le spectre en réflexion du réseau pour différentes valeurs de  $\theta$ , l'angle d'incidence. Ici, l'angle varie entre  $0^\circ$  et  $19^\circ$  dans le substrat, ce qui correspond à  $0^\circ$  -  $77^\circ$  dans l'air. On fait ainsi varier  $k_x = n_d k_0 \sin(\theta)$ .<sup>3</sup>

On vérifie que le réseau couple bien l'onde plane incidente au plasmon de surface dans le cône de lumière. Conformément à ce qui a été décrit précédemment, la signature du mode correspond bien à des branches se croisant pour  $k_x = 0$  et  $k_x = 0.5$ . Pour une incidence normale, une résonance à  $\omega = 6.3 \cdot 10^{14} \text{s}^{-1}$  est observée, elle correspond à une longueur d'onde de  $\lambda = n_d P = 3000 \text{nm}$ . La ligne noire en pointillée représente un angle d'incidence  $\theta$  de  $3^\circ$  dans le substrat soit  $9^\circ$  dans l'air.

Ce mode de surface permet de concentrer du champ à distance de la surface métallique et donc d'être utilisé pour améliorer l'absorption dans une couche fine absorbante. La figure 4.3 b) montre le QE (rendement d'absorption) obtenu dans une couche absorbante de  $100 \text{nm}$  d'épaisseur en fonction de la distance  $t$  entre la couche et le réseau et de la longueur d'onde. On observe une résonance située à  $3000 \text{nm}$ , avec  $30$  à  $50\%$  d'absorption au pic, sans optimiser le design du réseau.

La variation du fond continu d'absorption entre  $0$  et  $30\%$  en fonction de  $t$  est due à la réflexion directe de l'onde incidente sur la surface métallique. En dehors de la fréquence de résonance, le réseau se comporte comme un miroir métallique, conduisant à la formation d'une onde stationnaire. Suivant la position de la couche absorbante par rapport aux lobes de champ électrique de cette onde stationnaire, le rendement quantique du fond continu sera fortement modulé. L'absorption résultante sera d'autant plus importante que la couche absorbante sera épaisse et qu'elle sera positionnée dans un lobe de champ, soit pour  $n_d t + n_{SC} h_{SC} / 2 \approx (2m + 1)\lambda_0 / 4$ ,  $m \in \mathbb{N}$ . On remarque que cet effet s'additionne à celui apporté par le couplage au mode plasmon de surface par le réseau. Dans le cas des QWIP, cet effet de fond continu est inexistant pour des raisons de règles de sélection qui annule l'absorption de ces empilements sous éclairage par une onde plane en incidence normale.

Le mode plasmon de surface présente cependant quelques inconvénients dans la perspective de son utilisation pour l'imagerie thermique. D'une part, la largeur spectrale du pic est très faible : ici elle est de l'ordre de  $10 \text{nm}$ . Si un facteur de qualité du résonateur élevé peut être intéressant

3. Puisque qu'on travaille dorénavant dans le plan (xz) représenté figure 4.2, le vecteur d'onde  $k_x$  correspond au vecteur d'onde parallèle à l'interface métal-diélectrique.

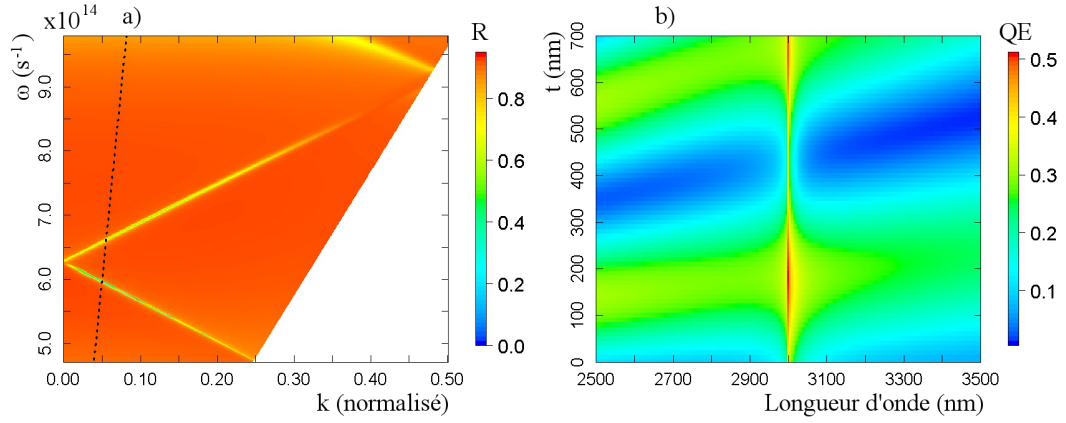


FIGURE 4.3 – a) Diagramme de diffraction en réflexion d’un réseau permettant le couplage au mode plasmon de surface sans couche absorbante ; b) absorption dans 100nm de matériau absorbant en fonction de la distance de cette couche au réseau. Calculs réalisés par RCWA pour le réseau d’étude simplifié avec  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$ ,  $h_{met} = 300nm$ ,  $\epsilon_d = 3^2$  et  $\epsilon_{SC} = (3 + 0.2j)^2$

pour certaines applications comme la détection de gaz à une longueur d’onde précise, l’imagerie privilégie des réponses spectrales larges permettant de maximiser le photosignal électrique en sortie de la diode. D’autre part, la longueur d’onde de couplage au mode de surface couplé par réseau s’avère très instable avec l’angle d’incidence : pour  $3^\circ$  d’incidence, le pic de résonance à 3000nm est divisé en deux pics résonants à 2850nm et 3150nm. Le rendement spectral d’un pixel détecteur utilisant une résonance instable angulairement va donc être un rendement moyen sur toutes ces incidences : entraînant une large mais faible résonance du rendement quantique.

Malgré sa faculté à concentrer du champ à distance du réseau, le mode plasmon de surface n’est donc pas adapté à l’imagerie infrarouge. Son instabilité angulaire et sa finesse spectrale peuvent cependant être optimisées par hybridation avec un mode plasmonique de type MIM.

### 4.1.3 Hybridation au mode MIM vertical

La structuration métallique de la figure 4.2 ne supporte pas seulement le mode plasmon de surface couplé par diffraction, mais aussi des modes de cavités plasmoniques MIM verticaux. Dans cette section, on montre que ces deux types de modes peuvent se coupler, et qu’un des modes résultant de ce couplage est particulièrement intéressant pour l’imagerie.

#### 4.1.3.1 Mode MIM : design et propriétés

Le mode de cavité MIM concentre le champ dans la fente de diélectrique présente entre les plots du réseau. Il est équivalent au mode de cavité étudié dans le chapitre 3. Cependant il diffère par son organisation verticale (et non horizontale) et par sa longueur de cavité qui est approximativement deux fois plus courte ( $\approx \lambda_0/(4n_d)$  du fait de la réflexion métallique en fond de cavité). Il a été largement étudié dans la littérature [López-Ríos 98] [Le Perchec 6].

La figure 4.4 présente, de la même manière que pour le mode de surface, le diagramme de dispersion de la structure sans couche absorbante (a) et l’absorption dans une couche de semiconducteur à une distance  $t$  du réseau (b).

La résonance MIM est située à  $\omega = 3.3 \cdot 10^{14} s^{-1}$  soit 5700nm. Cette valeur de longueur d’onde

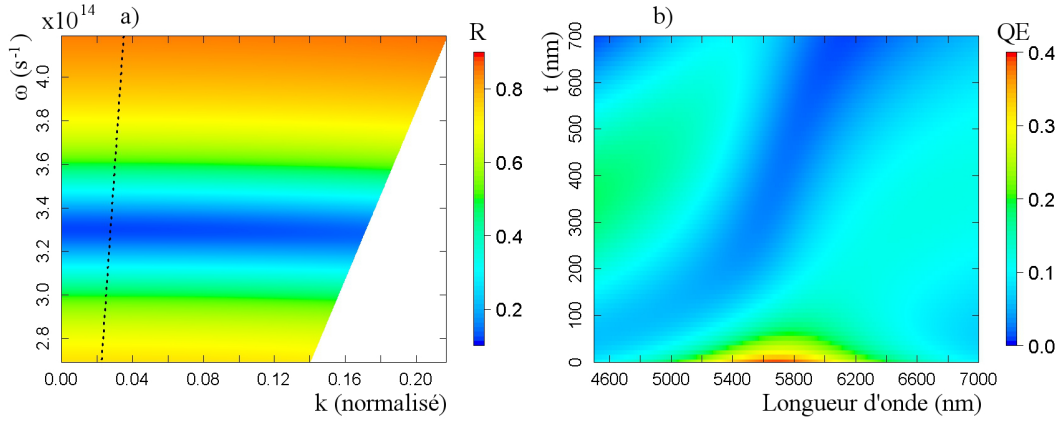


FIGURE 4.4 – Diagramme de diffraction en réflexion d'un réseau permettant le couplage au mode plasmon de cavité (sans couche absorbante) (a), absorption dans  $h = 100nm$  de matériau absorbant en fonction de la distance de cette couche au réseau (b). Calculs réalisés par RCWA pour un réseau avec  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$ ,  $h_{met} = 300nm$ ,  $\epsilon_d = 3^2$  et  $\epsilon_{SC} = (3 + 0.2j)^2$

de résonance est significativement supérieure à celle attendue par le calcul du mode propagatif dans un guide d'onde réfléchi sans phase en bord de guide :  $\lambda_{res} = 4n_{eff} * h_{SC} \approx 4300nm$ . Dans cette configuration, à l'inverse de l'antenne patch, la variation de phase à la réflexion en sortie de cavité n'est plus négligeable. En prenant en compte ces effets, on trouve bien, à l'aide de l'équation 4.3 [Perchec 07], une longueur d'onde de résonance de 5700nm.

$$\omega_{MIM} = \frac{c}{n_{MIM}} \left( \frac{\pi}{2h_{met}} - \frac{w}{2h_{met}^2} \left( \frac{3}{2} - 0.5771 - \ln \left( \frac{\pi w}{4h_{met}} \right) \right) \right) \quad (4.3)$$

où  $n_{MIM}$  est l'indice effectif du mode MIM.

Le mode MIM est stable angulairement : sur l'intervalle 0-19° dans le substrat, il n'y a pas de variation significative de la longueur d'onde de résonance. De plus, le spectre d'absorption présente une grande largeur spectrale : près de 1000nm pour une longueur d'onde de résonance à 5700nm, soit un facteur de qualité de l'ordre de 5. Ce mode de cavité est donc très intéressant pour des applications d'imagerie.

Cependant, la concentration de champ due au mode est essentiellement dans la fente du réseau, c'est-à-dire que le recouvrement avec la couche absorbante placée en dehors sera faible, à la différence de la configuration étudiée au chapitre 3. La figure 4.4 b) montre que le mode de cavité n'est plus du tout utile pour absorber l'onde plane incidente dans la couche de semiconducteur dès que cette dernière est à plus de 100nm de l'ouverture de la cavité. Ce mode seul ne peut pas être utilisé pour la photodétection. Dans d'autres filières, il a cependant été utilisé pour générer du photocourant. Karar montre par exemple que l'énergie couplée dans un guide MIM peut être utilisée pour améliorer le photocourant d'une diode MSM GaAs profitant de la concentration de champ en ouverture de la cavité [Karar 3]. Cependant les rendements quantiques obtenus ne sont pas calculés. L'absorption dans le métal et l'importante surface d'incidence de la lumière, utile à la normalisation du rendement, imposent probablement des valeurs relativement faibles de rendement quantique.

## 4.1.3.2 Hybridation mode de surface / mode MIM

Pour comprendre pourquoi le mode de surface et le mode de cavité peuvent être hybridés, observons les cartographies de champ de ces modes. La figure 4.5 présente les différentes cartographies de champs ( $E_x$ ,  $E_z$  et  $H_y$ ) de la structure réseau sous une excitation à  $\lambda = 3000nm$  pour le mode plasmon de surface et  $\lambda = 5800nm$  pour le mode plasmon de cavité.

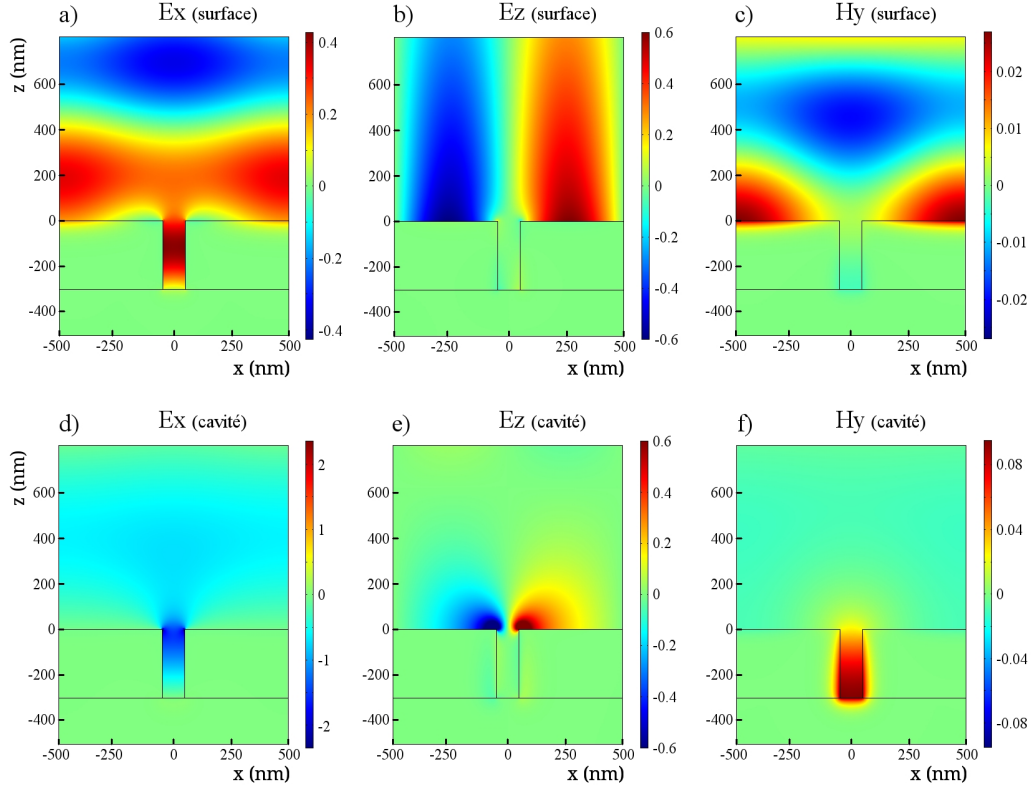


FIGURE 4.5 – Cartographies de champ des modes plasmon de surface (a,b,c) et de cavité (d,e,f). Les champs  $E_x$  (a,d),  $E_z$  (b,e) et  $H_y$  (c,f) sont présentés.

Le champ du mode de surface est dominé par la composante  $E_z$  qui est caractéristique de la propagation d'énergie le long de l'interface. Ce champ est décroissant exponentiellement dans le diélectrique. Cette décroissance est relativement lente : à plus de 700nm de l'interface, on concentre encore une quantité importante d'énergie. Comme expliqué précédemment, une partie de l'énergie incidente est réfléchi, ceci est visible sur le profil de champ  $E_x$  (fig. 4.5 a). Des lobes de champs apparaissent à 200 puis 700nm de distance de la surface métallique, en accord avec la position des maximum de QE en fonction de la position  $t$  de la couche absorbante dans la figure 4.3.

Le champ électrique du mode de cavité est en revanche dominé par le champ  $E_x$  dans la fente (fig. 4.5 d). Les profils de champ  $E_x$  et  $H_y$  sont typiques d'une résonance de cavité quart-d'onde d'un mode guidé dans la structure MIM. On observe aussi une proportion non négligeable de champ  $E_z$  le long de l'interface métal/diélectrique en sortie de fente (fig. 4.5 e). L'intensité de ce champ en dehors la cavité peut être ajusté à travers la variation de la largeur  $w$  de la fente [Karar 3].

Le couplage entre deux modes est caractérisé par un coefficient de couplage spatial [Haus 84].

Dans le cas de modes plasmoniques dans un réseau, celui-ci est défini comme le produit des profils normalisés de champs électriques des modes intégré dans l'espace [Khurgin 07]. Le calcul exact du coefficient de couplage entre les modes de surface et de cavité est un sujet en soi qui ne sera pas développé ici. En revanche, un simple examen des profils de champs (figures 4.5 b) et e) montre qu'un couplage significatif entre le mode de cavité et le mode de surface est possible. En effet leur champ  $E_z$  respectifs ont la même symétrie avec un plan nodal en  $x = 0$ , et ils présentent un recouvrement important de leur profil de champ de part et d'autre de l'embouchure de la cavité.

Pour obtenir le couplage de ces modes, leurs pulsations propres doivent être accordées [Haus 84]. On quantifiera par la suite cet accord par le paramètre :

$$\delta\omega = \frac{\omega_{MIM} - \omega_{SPP}}{\omega_{MIM} + \omega_{SPP}} \quad (4.4)$$

où  $\omega_{MIM}$  est connu grâce à l'équation 4.3 et  $\omega_{SPP} = n_{eff} * P$  avec  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode plasmon de surface se propageant à l'interface métal-diélectrique. ici  $n_{eff} = 3$ .

En diminuant  $h_{met}$  la hauteur de la fente, on diminue la taille du résonateur Fabry-Perot quart-d'onde et donc on augmente la pulsation de résonance du mode de cavité  $\omega_{MIM}$  pour la rapprocher de celle du mode de surface  $\omega_{SPP}$ . Alternativement, on obtiendrait le même effet en augmentant la période  $P$  à  $h_{met}$  constant de manière à augmenter pulsation de résonance du mode plasmon de surface, et ainsi accorder les pulsations propres de résonance des deux modes. Lorsque  $\delta\omega \rightarrow 0$ , le couplage entre les deux modes est maximal [Haus 84].

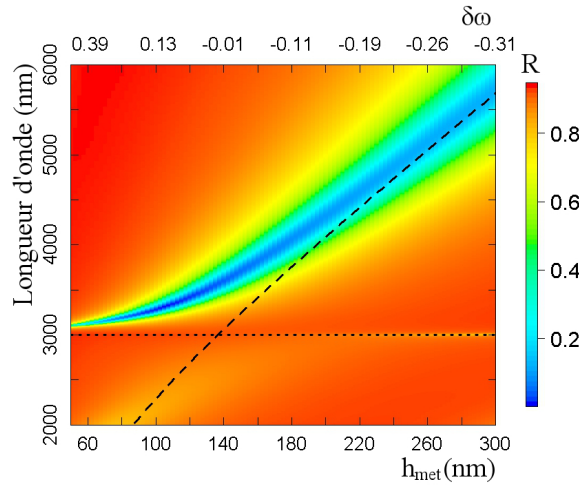


FIGURE 4.6 – Spectres de réflexion illustrant le couplage du modes de surface et du mode de cavité en fonction de la hauteur de la fente  $h_{met}$  et donc du désaccord de pulsation propres  $\delta\omega$  pour un réseau avec  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$  et  $n_d = 3$ , le tireté correspond au calcul analytique de la longueur d'onde de résonance du mode de cavité et les pointillés à celui du mode de surface

la figure 4.6 présente l'évolution de la réponse spectrale en fonction de  $h_{met}$ . Une diminution de  $h_{met}$  entraîne une diminution de la longueur d'onde de résonance du mode de cavité qui correspond à une augmentation du désaccord de pulsation  $\delta\omega$  (présenté sur l'axe des abscisses en haut de la figure). La ligne en traits discontinus correspond à la longueur d'onde de résonance du mode de cavité calculée théoriquement pour une cavité isolée, c'est-à-dire sans effet de réseau. On vérifie que la formule 4.3 est en bon accord avec la simulation tant que la résonance de cavité est éloignée spectralement de la résonance de surface.



La longueur d'onde de résonance du mode de surface est constante à 3000nm car elle dépend essentiellement du pas de réseau  $P = 1000nm$  (maintenu constant), et de l'indice du diélectrique  $n_d = 3$ , la hauteur  $h_{met}$  ne jouant que sur l'intensité du couplage entre l'onde incidente et le mode de surface.

Lorsque  $\delta\omega \rightarrow 0$ , le mode de cavité se couple au mode de surface. Le mode résultant de ce couplage est appelé « mode hybride » dans la suite de ce mémoire. Il possède des caractéristiques intermédiaires entre le mode de surface et le mode de cavité. Lorsque  $\delta\omega > 0$ , le mode hybride est plus fortement couplé au mode de surface qu'au mode de cavité et inversement lorsque  $\delta\omega < 0$ .

Il est à noter que la modification de la largeur de la fente  $w$  permet également de modifier la nature de l'hybridation. La figure 4.7 illustre cet effet dans le cas d'une cavité de hauteur  $h_{met} = 100nm$ .

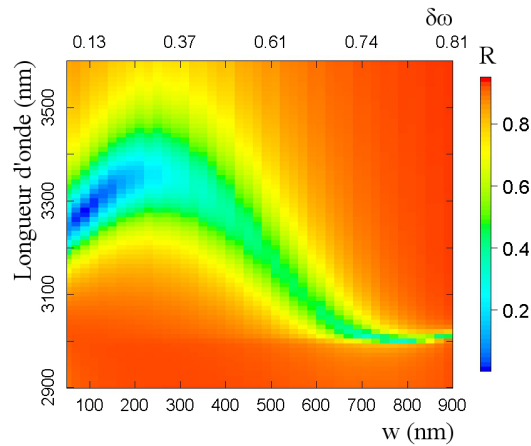


FIGURE 4.7 – Spectres de réflexion à incidence normale illustrant le couplage du modes de surface et du mode de cavité en fonction de la largeur de la fente  $w$  et donc du désaccord de pulsation propres  $\delta\omega$  pour un réseau avec  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$ ,  $h_{met} = 100nm$  et  $n_d = 3$

Pour des faibles largeurs de fente (inférieures à 300nm), le mode hybride a un caractère mode de cavité encore prononcé :  $\delta\omega < 0.3$ . La diminution de la longueur de résonance du mode hybride est liée au fait que le mode de cavité seul a ici une longueur d'onde de résonance aux alentours de 2000nm et tire donc la résonance du mode hybride vers les basses longueurs d'onde. Lorsque  $w$  augmente, le mode hybride est beaucoup plus fortement couplé au mode de surface ( $\delta\omega = 0.8$  à  $w = 900nm$ ) et donc sa longueur d'onde de résonance tend vers celle du mode de surface (3000nm).

L'existence de ce mode hybride a déjà été mise en évidence par des simulations et par des mesures expérimentales en réflexion [García-Vidal 99] sur réseau métallique. Dans le cadre de ce travail, nous montrons l'intérêt d'un tel mode pour la photodétection et l'imagerie infrarouge.

#### 4.1.3.3 Propriétés du mode hybride pour la photodétection

La figure 4.8 a) présente le diagramme de dispersion de la structure d'étude pour  $h_{met} = 100nm$ , sur la base de la réflexion du système calculée en RCWA. La relation de dispersion du mode de surface théorique est présentée en pointillés et celle du mode de cavité théorique en tireté. Ici le désaccord de pulsation est de  $\delta\omega = 0.12$  traduisant un mode hybride plus couplé au mode de surface qu'au mode de cavité.

Comme attendu dans la littérature [García-Vidal 99], une importante ouverture de gap sur les modes de la relation de diffraction apparaît pour les vecteurs d'onde proche de 0. La partie inférieure de la bande donne une condition de résonance à  $\omega = 5.7.10^{14}s^{-1}$ . Elle correspond au mode optique pour lequel on couple le mieux l'énergie (c'est-à-dire que l'énergie incidente est entièrement absorbée). La partie supérieure de la bande n'est pas observable sur ce diagramme de dispersion. On ne couple pas d'énergie à ce mode pour des raisons de conservation de la symétrie des champs. Un troisième mode apparaît dans l'ouverture gap : aux alentours de  $\omega = 6.25.10^{14}s^{-1}$  pour des incidences non nulles. Ce mode concentre essentiellement du champ à l'intérieur de la cavité [López-Ríos 98], il est relativement mal couplé dans notre configuration, en particulier dans le cadre d'une incidence nulle.

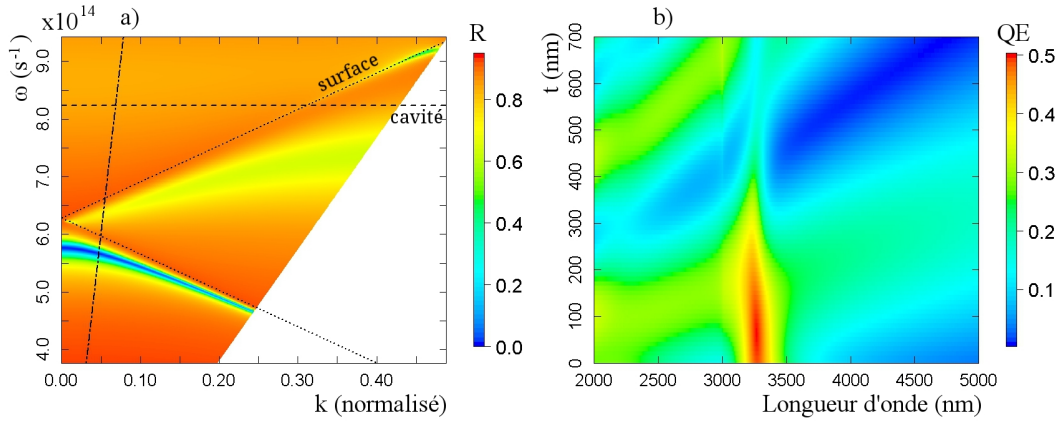


FIGURE 4.8 – a) Diagramme de diffraction en réflexion d'un réseau permettant le couplage au mode hybride avec la relation de dispersion du mode de surface théorique (pointillés) et celle du mode de cavité théorique (tireté), b) absorption dans 100nm de matériau absorbant en fonction de la distance de cette couche au réseau (b)

On s'intéresse par la suite uniquement au mode hybride correspondant à la bande inférieure au gap. Ce mode a des propriétés très intéressantes pour l'imagerie. Il est tout d'abord relativement large spectralement : environ 200nm de largeur à mi-hauteur à  $\lambda = 3300nm$ , soit un facteur de qualité de 16. Son facteur de qualité est ajustable dans une gamme comprise entre celui du mode de cavité ( $\approx 10$ ) et celui du mode de surface ( $> 100$ ), comme l'illustre la figure 4.9).

Il est de plus peu dépendant angulairement : entre 0 et 3 ° dans le substrat, la longueur d'onde de résonance a été décalée de 70nm. On remarque cependant qu'un second pic d'absorption, d'intensité plus faible, apparaît à incidence non nulle, manifestation du mode dans le gap. Les propriétés de stabilité angulaire et de largeur spectrale peuvent aussi être ajustées en modifiant la force du couplage entre les deux modes. Plus le mode hybride sera proche du mode de surface, plus il sera fin spectralement et instable angulairement.

La figure 4.10 présente les cartographies de champ du mode hybride. Sur la cartographie de champ  $H_y$  on observe le caractère hybride du mode avec du champ dans le fond de la cavité (mode de cavité) et du champ le long de la surface métallique (mode de surface). De la même manière que pour le mode de surface, cartographie 4.5 b), le mode hybride permet de concentrer du champ électrique  $E_z$  à l'extérieur de la cavité.

La figure 4.8 b) illustre l'intérêt du mode hybride pour la photodétection. L'insertion d'une couche absorbante de  $h_{SC} = 100nm$  à une distance inférieure à  $t = 200nm$  du réseau permet d'obtenir des rendements d'absorption dans le semiconducteur de l'ordre de 50%. Au-delà de  $t = 200nm$ , le QE diminue drastiquement.

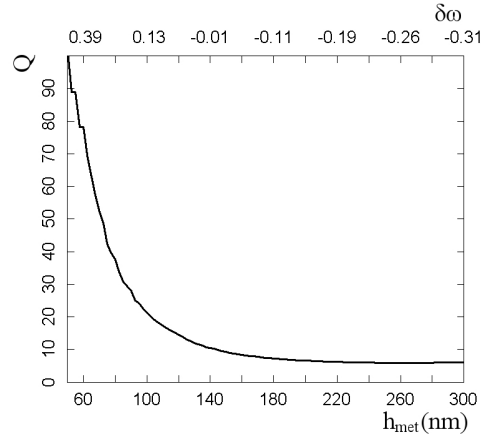


FIGURE 4.9 – Évolution du facteur de qualité du mode hybride en fonction de la hauteur de la fente  $h_{met}$  et donc du désaccord de pulsation propres  $\delta\omega$  pour un réseau avec  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$  et  $n_d = 3$

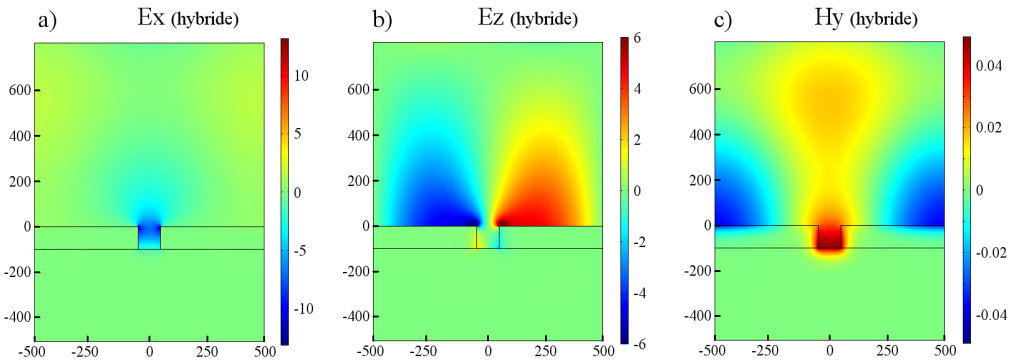


FIGURE 4.10 – Cartographies de champ du mode hybride. Les champs  $E_x$  (a),  $E_z$  (b) et  $H_y$  (c) sont présentés pour un réseau avec  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$ ,  $h_{met} = 100nm$  et  $n_d = 3$ .

Grâce à sa capacité à concentrer du champ dans une couche absorbante à une distance du réseau métallique ajustable et compatible avec l'introduction d'une passivation, tout en conservant de la stabilité angulaire et de la largeur spectrale, le mode hybride offre une résonance optique intéressante pour une utilisation en photodétection infrarouge.

## 4.2 Intégration matricielle

Afin de fabriquer un imageur infrarouge, les photodiodes doivent être disposées en matrice de manière à obtenir une matrice de plan focal (FPA) permettant l'imagerie infrarouge d'une scène. La densité d'intégration de photodiodes en matrice, c'est-à-dire les problématiques de diminution de taille de pas pixel et de cross-talk interpixel, est un des enjeux majeurs de l'imagerie infrarouge. Ces problématiques prennent un sens particulier dans ce mémoire, où l'on a vu précédemment l'intérêt d'utiliser des réseaux pour ajuster le couplage à une couche mince de semiconducteur

---

absorbant. La littérature rapporte à ce propos un effet de décroissance d'efficacité quantique à mesure que la taille pixel diminue [De Rossi 03, Andersson 92]. Nous montrons ci-dessous comment le mode hybride précédemment décrit peut apporter une solution à ce problème, grâce à la possibilité d'ajuster son extension latérale.

## 4.2.1 Effet de taille finie de réseau / problématique de la localisation latérale

### 4.2.1.1 Présentation du problème

Comme expliqué dans la partie 4.1.2, le mode de surface est excité à l'aide d'un effet de réseau qui permet d'obtenir l'accord de phase en incidence normale. Jusqu'à présent, seuls des réseaux périodiques infinis ont été considérés. Le passage à une taille finie de réseau peut faire diminuer le couplage entre l'onde plane incidente et le mode plasmon de surface, avec pour conséquence une perte de rendement quantique.

Ces effets de taille finie de réseau ont été largement observés et étudiés dans le cas de réseaux diélectriques permettant l'absorption dans des QWIP [Stabellini 08] [Wilson 09]. De Rossi [De Rossi 03] montre que lorsque la taille du réseau devient trop faible, le couplage optique n'est plus dominé par l'effet de réseau et que la sensibilité du capteur QWIP diminue drastiquement pour atteindre celle d'un capteur sans réseau. Différentes méthodes d'amélioration du couplage à un réseau fini ont été proposées. On cite en particulier l'utilisation de structures réfléchissantes en bords de pixel [Choi 12] et l'utilisation de réseaux non-périodiques présentant des variations de période et/ou de taux de remplissage [Berurier 11]. Dans le cadre de réseau plasmonique, la baisse de couplage pour des réseaux finis a été mise en évidence dans le cas de structures de transmission optique extraordinaire [Fernandez-Dominguez 07]. L'utilisation du mode hybride est une autre réponse à cette problématique de taille finie de pixel.

En effet, si le mode plasmon de surface couplé par réseau de diffraction nécessite un grand nombre de périodes pour être excité (cette grandeur est explicitée plus loin dans la section 4.2.1.3), le mode de cavité n'est pas dépendant des effets réseaux. Avec une cavité, on peut coupler et absorber l'énergie provenant d'une surface plus grande que la largeur géométrique de la cavité [Bouchon 11, Perchec 07, Le Perchec 2]. En hybridant les modes de surface et de cavité, on crée un mode dont la dépendance à la taille du réseau dépend du degré d'hybridation.

La figure 4.11 b) illustre ce phénomène. Nous avons réalisé une série de calcul FDTD du dispositif optique de la partie 4.1.3.3 excitant un mode hybride dans un réseau de fentes. On utilise le réseau d'étude du mode hybride pour lequel  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$  et  $n_d = 3$ . Afin de simuler l'effet de taille finie du réseau, un dispositif à  $N$  fentes est placé dans une boîte de calcul limitée latéralement par des PML (*Perfectly Matched Layers*, cf. chapitre 2). De cette manière, le champ diffusé par le dispositif et arrivant au bord de la boîte de simulation est absorbé par la PML et n'est pas réfléchi dans la boîte de simulation, ce qui correspond à une perte radiative. Le QE à la résonance est calculé pour des valeurs de hauteur de fente  $h_{met}$  de 100, 150 et 200nm soient des désaccords de pulsations propres  $\delta\omega$  de respectivement 0.12, -0.05 et -0.16. On fait varier le nombre de fentes entre 1 et 50 ce qui correspond à des pixels de 1 à 50 $\mu m$  puisque  $P = 1\mu m$ . Sur le schéma 4.11 a), un dispositif à 5 périodes tel qu'il est simulé en FDTD est représenté.

La figure 4.11 b) présente le résultat du calcul. Ici le QE a été normalisé par sa valeur quand la longueur du pixel tend vers l'infini.

On observe que les résonateurs présentant un mode hybride plus fortement couplé au mode de surface ( $\delta\omega$  grand) nécessitent un pixel plus large pour atteindre leur rendement maximum. Et inversement, lorsque le mode hybride est plus fortement couplé au mode localisé de cavité ( $\delta\omega$

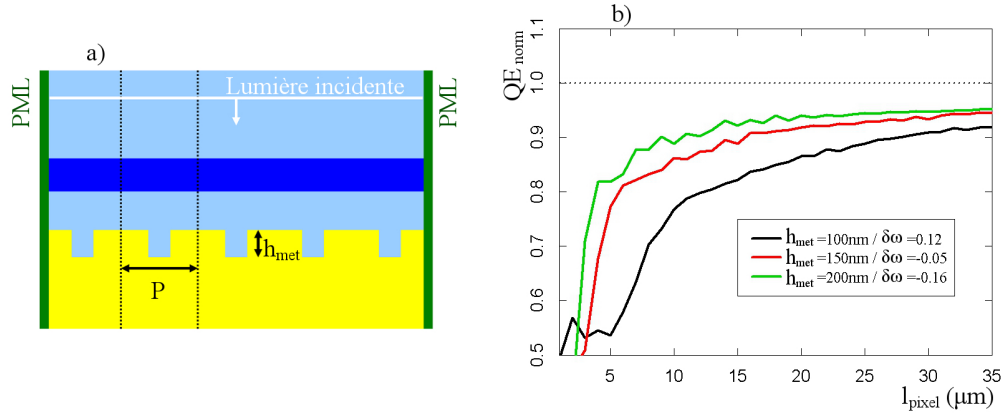


FIGURE 4.11 – Effet de la taille finie de pixel sur le rendement d’absorption à la résonance du mode hybride dans la configuration du réseau d’étude (figure 4.2) avec  $P = 1000\text{nm}$ ,  $w = 100\text{nm}$  et  $n_d = 3$ ,  $t = 100\text{nm}$  et  $h = 100\text{nm}$

petit), le rendement maximum de la résonance est atteint pour des tailles de pixels plus faibles<sup>4</sup>

Afin de déterminer simplement la taille de réseau nécessaire à l’excitation efficace du mode hybride, nous développons dans la prochaine section un modèle de calcul de longueur de mode à l’aide de simulations numériques périodiques infinies.

#### 4.2.1.2 Couplage et longueur de mode

Puisque le mode hybride est un mode se propageant le long de l’interface métal diélectrique (cartographie de champ figure 4.10), on peut définir la vitesse de groupe du mode le long de l’interface métallique comme  $v_g = \frac{d\omega}{dk_{//}}$ . Cette vitesse de mode est directement observable via la dérivée de la courbe de dispersion du mode. La vitesse de groupe d’un mode va dépendre fortement de la nature de ce mode et, en particulier dans le cas des modes hybrides, du couplage entre les modes. Le mode de surface a une vitesse de groupe relativement constante avec  $k_{//}$ . Le mode de cavité a une vitesse de groupe quasi nulle. Et le mode hybride possède une vitesse de groupe intermédiaire, et variable avec  $k_{//}$ .

Un temps de vie du mode peut par ailleurs être défini grâce à la largeur à mi-hauteur de la résonance du mode [Haus 84], il correspond, en accord avec le chapitre 3, à l’inverse du taux de pertes total du résonateur  $\gamma_{\text{tot}}$ . Ce temps de vie correspond au temps moyen pour que 63% des photons du mode expérimentent une absorption ou une diffusion hors du mode. Pendant cette durée de présence dans le mode, les photons parcourent donc une distance typique de  $l_{\text{mode}} = v_g \tau$  parallèlement au réseau.

Cette longueur du mode est à comparer avec le pas pixel  $l_{\text{pixel}}$  qui correspond à la taille du réseau fini. Si la longueur de mode est plus grande que la longueur du pixel, on s’attend à ce que le mode ne puisse pas être pleinement excité par le réseau fini. Au contraire si la longueur de mode est petite devant la longueur du pixel, il sera excité de manière similaire à l’excitation dans un réseau infini.

L’efficacité de couplage à un réseau fini ( $ECR$ ) est définie comme le rapport de la puissance

4. Il faut noter que le comportement optique va être perturbé par la présence des PMLs pour les pixels de petite taille. On peut considérer que pour  $l_{\text{pixel}} < 5$ , le QE mesuré résulte essentiellement d’effets d’absorption/réflexion (imperfections) liés aux PMLs. Ces perturbations sont également observables pour  $l_{\text{pixel}}$  entre 5 et  $10\mu\text{m}$  sous la forme de faibles oscillations du QE.

---

absorbée par le pixel fini ( $QE(pixel)$ ) sur la puissance absorbée par un pixel infini ( $QE(\infty)$ ), valeurs dont la puissance absorbée par le même dispositif sans réseau ( $QE_{BG}$ ) a été soustraite :

$$ECR = \frac{QE(pixel) - QE_{BG}}{QE(\infty) - QE_{BG}} \quad (4.5)$$

De cette manière, lorsque le réseau est infini, l'efficacité de couplage au réseau est de 1 et elle tend vers 0 lorsque le pixel devient petit et que le mode de réseau n'est plus excité ( $QE(pixel) \rightarrow QE_{BG}$ ).

Cette efficacité de couplage peut être estimée par le rapport des longueurs de pixel et de mode, comme nous l'avons fait dans la référence [Fowler 3] :

$$ECR = \frac{l_{pixel}}{l_{pixel} + l_{mode}} \quad (4.6)$$

On vérifie bien que lorsque  $l_{pixel} \gg l_{mode}$ , l'efficacité tend vers 1. Lorsque  $l_{pixel}$  devient petit devant  $l_{mode}$ , l'efficacité tend vers 0.

Cette description des effets de taille finie du réseau nous permet d'exprimer l'absorption en fonction de la longueur de mode qui peut être calculée à partir de simulations périodiques infinies.

#### 4.2.1.3 Calcul de la longueur de mode et discussion

Dans cette section, nous nous intéressons au calcul de la longueur de mode. Afin de prendre en compte les variations de propriétés du mode dues au caractère fini du réseau, une fonction enveloppe de mode est utilisée pour calculer la vitesse moyenne du mode dans l'ensemble du pixel et son temps de vie moyen et ainsi remonter à la longueur du mode.

La présence des PML dans le calcul numérique de la réponse d'un pixel de taille finie fait apparaître une modulation du champ électrique du mode en fonction de la position latérale. La figure 4.12 présente le profil de champ en bordure de la couche de semiconducteur d'un pixel fini de taille  $10\mu m$  avec  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$ ,  $h_{met} = 100nm$  et  $n_d = 3$  à une longueur d'onde de  $3300nm$ .

Cette modulation latérale du mode plasmonique de réseau peut être décrite par une fonction enveloppe du champ [Pincemin 96]. Différentes fonctions mathématiques sont utilisées pour décrire cette fonction [Wilson 09, De Rossi 03, Fernandez-Dominguez 07], elles dépendent essentiellement des conditions d'absorption/réflexion du champ au bord du pixel. Pour notre étude utilisant des PML et limitée à des pixels de taille inférieure à 100 périodes, nous approximerons

la fonction enveloppe observée par une fonction gaussienne de profil  $e^{-\frac{x^2}{l_{pixel}^2}}$ . Cette hypothèse semble une bonne approximation au vue de la cartographie de champ de la figure 4.12.

La transformée de Fourier de la fonction enveloppe fait apparaître une distribution dans l'espace des vecteurs d'onde de la forme  $e^{-\frac{k^2 l_{pixel}^2}{4}}$ . La vitesse et le temps de vie du mode de réseau fini sont calculés en prenant en compte cette distribution de  $k$ . La vitesse de groupe moyenne du mode de réseau fini est obtenue en pondérant ces vitesses à l'aide de la distribution de vecteurs d'onde (de même pour le temps de vie).

La figure 4.13 a) présente sur le diagramme de dispersion du mode hybride calculé pour une période infinie, la pondération à considérer en fonction du vecteur  $k$  pour prendre en compte l'influence de la fonction enveloppe d'un pixel de  $10$  ou  $50\mu m$  de longueur sur les calculs de vitesse de groupe et de temps de vie. On observe que pour des pixels de grande taille ( $l_{pixel} = 50\mu m$ )

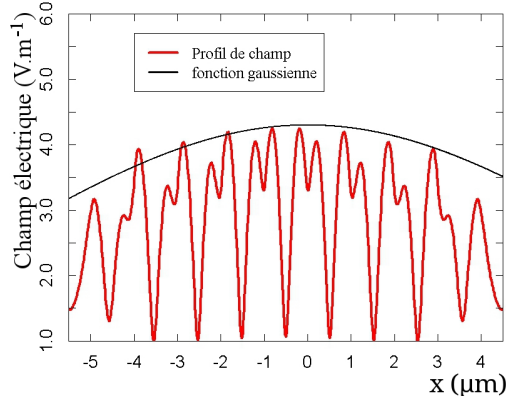


FIGURE 4.12 – Profil de champ électrique à 100nm de distance du réseau en fonction de la position latérale  $x$  (courbe rouge) et approximation gaussienne  $e^{-\frac{x^2}{l_{pixel}^2}}$  (courbe noire). Structure d'étude simplifiée :  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$ ,  $h_{met} = 100nm$ ,  $n_d = 3$  et  $\lambda = 3300nm$ , comportant 10 périodes.

la vitesse de groupe moyenne et le temps de vie moyen du mode de pixel fini seront proches de la vitesse et du temps de vie du mode de pixel infini car la fonction de pondération moyenne essentiellement ces valeurs pour des vecteurs d'onde proches de 0. La diminution du pas pixel ( $l_{pixel} = 10\mu m$ ) entraîne une pondération sur une plus large de gamme de vecteur d'onde.

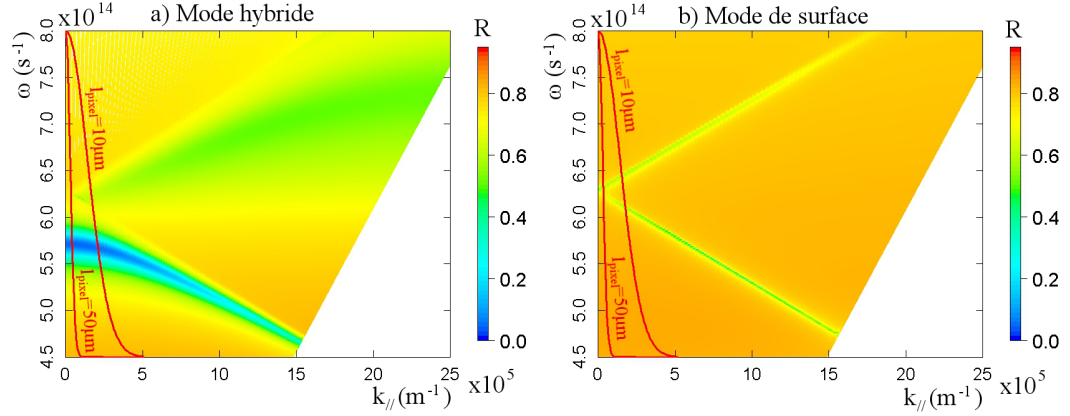


FIGURE 4.13 – Diagrammes de dispersion du mode hybride ( $h_{met} = 100nm$ ) (a) et du mode plasmon de surface ( $h_{met} = 300nm$ ) (b) dans le cas périodique infini du réseau d'étude  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$  et  $n_d = 3$ . Courbes rouges : fonctions de pondération due à la fonction enveloppe du mode de pixel fini en fonction du vecteur d'onde pour  $l_{pixel} = 10$  et  $50\mu m$

Dans tous les cas, on constate que la dérivée  $\frac{d\omega}{dk_{||}}$  est en moyenne bien plus faible dans le cas du mode hybride que dans celui du mode de surface, figure 4.13 b), ceci entraîne que la vitesse de groupe moyenne du mode hybride est plus lente que celle du mode de surface. De plus, la largeur à mi-hauteur de la résonance de mode hybride est plus importante que celle du mode de surface impliquant une diminution du temps de vie moyen pour le mode hybride. La longueur de mode est donc attendue comme étant bien plus faible pour le mode hybride que pour le mode de surface.

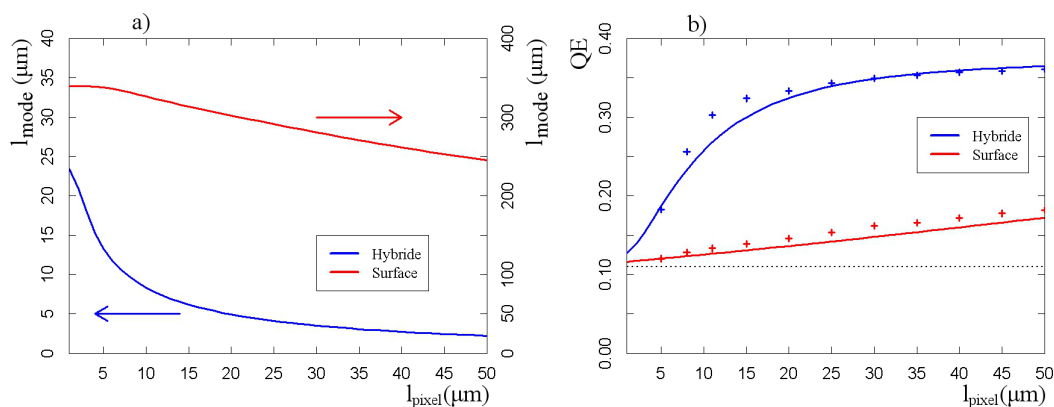


FIGURE 4.14 – a) Longueurs de mode des modes hybride et de surface dans des pixels de taille variable. b) Évolution du QE en fonction de la taille du pixel : simulations FDTD (croix) et modèle (courbes). Modèle et Calcul effectués sur le réseau d'étude :  $P = 1000nm$ ,  $w = 100nm$  et  $n_d = 3$  avec  $h_{met} = 100nm$  pour le mode hybride et  $h_{met} = 300nm$  pour le mode de surface

La figure 4.14 a) montre le résultat du calcul de longueur de mode. Pour le mode de surface, la longueur de mode est supérieure à  $200\mu m$  tandis que pour le mode hybride, elle varie entre 2 et  $20\mu m$  en fonction de la taille du réseau. Comme attendu, la longueur du pixel devra être bien plus grande dans le cas d'un mode de surface que dans le cas d'un mode hybridé afin d'être comparable à la longueur du mode.

La figure 4.14 b) présente le rendement quantique obtenu en fonction de la taille du pixel. Ce rendement à la résonance est calculé à l'aide du modèle de longueur de mode et de l'équation 4.5 (courbes continues), et il est comparé au résultat du calcul fini FDTD (croix) réalisé dans les mêmes conditions que celui de la section 4.2.1.1. On observe un bon accord entre le modèle et la simulation numérique en configuration pixel fini. Le mode hybride est pleinement excité au-delà de  $20\mu m$  de taille de pixel, le QE d'un pixel de  $20\mu m$  est à quelques pourcents près le même que celui d'un pixel infini. Le mode de surface reste en revanche très peu excité en deçà de  $l_{pixel} = 50\mu m$ . Sa taille caractéristique de mode étant de l'ordre de quelques centaines de microns, il faut atteindre 300 à  $400\mu m$  de taille de réseau pour atteindre l'absorption attendue pour un réseau infini.

L'écart entre la simulation et la théorie pour le mode hybride entre 5 et  $20\mu m$  peut être expliqué par le choix de la fonction enveloppe du mode dans le pixel fini. L'utilisation d'une autre fonction enveloppe (sinusoïdale, crête ou gaussienne avec une autre largeur) pour le calcul fait varier le QE obtenu dans cette gamme de taille de pixel. Si ces variations peuvent expliquer l'écart observé avec la simulation, elle n'induit pas pour autant un changement d'ordre de grandeur. Le modèle développé, malgré l'approximation faite sur la définition de la fonction enveloppe, permet d'obtenir un bon ordre de grandeur de la taille de pixel nécessaire pour obtenir une absorption par un pixel fini équivalente à celle d'un pixel infini.

Le mode hybride permet de répondre à la problématique de taille finie de pixel. Il permet avec un design en accord avec les paramètres technologiques de la filière HgCdTe d'exploiter au mieux les résonance de réseau jusqu'à des tailles de pixel de  $10\mu m$ .



### 4.2.2 Réalisation d'un pixel 3D

Toutes les études réalisées jusqu'à présent ont été menées sur des structures en 2 dimensions en polarisation TM. La réalisation d'une matrice pour l'imagerie implique une conception en 3D des pixels répondant à toutes les polarisations de la lumière incidente (TE et TM).

Les calculs précédents faits en 2D reviennent à étudier la réponse d'un réseau de lignes infinies, dans le plan perpendiculaire à ces lignes. En incidence normale, les réponses en TE et TM dans le plan perpendiculaire aux lignes sont égales aux réponses en TM et TE, respectivement, dans le plan parallèle aux lignes. Restons dans le plan perpendiculaire aux lignes. La réponse en TE (champ électrique de l'onde plane incidente normal au plan d'incidence) dans ce plan est comparée à la réponse en TM dans la figure 4.15.

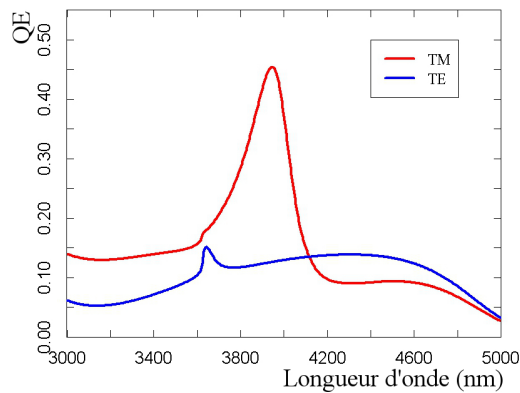


FIGURE 4.15 – Spectre d'absorption pour des excitations TE et TM avec un réseau métallique de paramètres  $P = 1300nm$ ,  $h_{met} = 140nm$ ,  $ff = 0.7$

Comme précédemment, on excite la résonance plasmon en polarisation TM avec un QE de plus de 45%. En revanche, la réponse du réseau en TE est dominée par le fond continu dû à la réflexion de l'onde incidente, le réseau se comporte alors comme un simple miroir métallique.

On notera au passage qu'une photodiode présentant une forte différence d'absorption entre les modes TE et TM peut être utilisée pour déterminer la polarisation de la lumière incidente [Tyo 06]. L'imagerie polarisante est un domaine en expansion qui s'ouvre à de nombreuses applications telles que la télédétection, l'étude météorologique, l'étude de systèmes biologiques ou le contrôle industriel. La réalisation de détecteurs QWIP en matrice utilisant des réseaux de diffraction polarisant a permis d'obtenir plus de 50% de contraste entre les polarisation pour des faibles pas de pixel (inférieurs à  $30\mu m$ ) [Antoni 07]. Ici, le mode hybride plasmonique supporté par un réseau de lignes métalliques présente un intérêt pour l'imagerie polarisante, et permettrait d'atteindre au maximum un contraste de 40%.

En l'absence de réponse en polarisation TE des réseaux de lignes, nous avons considéré dans la suite une bipériodisation de la structure métallique, et examinons les manières de maintenir un mode hybride métallique.

Le motif de réseau peut se bipériodiser de deux façons différentes, soit sous la forme de réseau de plots, soit sous la forme de réseaux de trous. Ici on souhaite conserver le caractère couplé SPP-MIM du mode utilisé, étant donné l'intérêt de ce mode pour l'imagerie discuté ci-dessus. Cependant, on observe sur la figure 4.16 que la configuration en réseau de trous ne permet pas

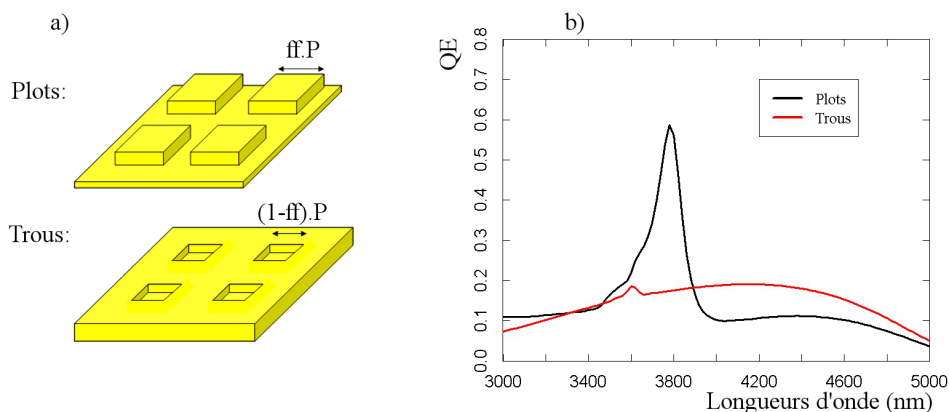


FIGURE 4.16 – a) Schéma des structures métalliques en plots et en trous, b) spectres d'absorption de ces structures avec un réseau métallique de paramètres  $P = 1300nm$ ,  $h_{met} = 140nm$ ,  $ff = 0.7$ .

d'exciter le mode plasmonique hybride. La largeur des plots et des trous est choisie de manière à conserver dans les axes des structures des taux de remplissage en métal  $ff = 0.7$ .

On utilisera donc des formes de plots et par ailleurs, on privilégiera une géométrie de réseau permettant de conserver une haute symétrie ; par exemple des plots carrés ou ronds en maille carrée, ou des plots ronds en maille hexagonale. On s'attend alors à peu de variations sur les propriétés du mode plasmonique et en particulier sur sa réponse en absorption que ce soit en fonction de la forme des plots [Andersson 92] ou de la disposition des plots dans le pixel [Zhao 03]. La figure 4.17 présente les spectres d'absorption obtenus avec un réseau de lignes (tireté,  $P = 1300nm$ ), un réseau de plots carrés dans une matrice carré (courbe noire,  $P = 1300nm$ ), un réseau de plots ronds dans une matrice carré (courbe rouge,  $P = 1300nm$ ), un réseau de plots ronds dans une matrice hexagonale (courbe verte,  $P = 1500nm \approx 1300/\sin(\pi/3)$  conformément à la littérature [Andersson 92]). Ici la période  $P$  est définie comme la plus courte distance entre les centres de deux plots voisins. Le côté des plots carrés et le diamètre des plots circulaires est de  $0.7P$ .

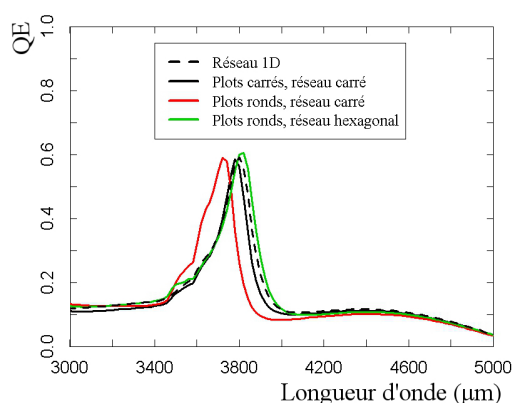


FIGURE 4.17 – Influence de la forme des plots et de la forme de la matrice sur la résonance de mode hybride dans les cas 2D et 3D avec un réseau métallique de paramètres  $P = 1300nm$  ( $P = 1500nm$  dans le cas hexagonal),  $h_{met} = 140nm$ ,  $ff = 0.7$ .

Le rendement à la résonance est constant à 60% et la largeur à mi-hauteur de la résonance

est également constante, traduisant une conservation du caractère hybridé du mode. Un décalage en longueur d'onde apparaît pour la structure composée de plots ronds dans une maille carrée. Dans cette configuration, les fentes métalliques dans lesquelles le mode de cavité se propage ne possèdent plus une largeur définie. De par la sphéricité du plot, le guide MIM entre deux plots à une largeur en moyenne plus grande que celle prévue par le calcul 2D. Cette augmentation de la largeur de la fente entraîne une diminution de la longueur d'onde de résonance du mode de cavité. Celle-ci peut facilement être compensée par un réajustement du facteur de remplissage.

### 4.2.3 Accordabilité en longueur d'onde du mode hybride pour des applications multispectrales

Comme nous l'avons discuté dans le premier chapitre, l'utilisation de résonances plasmoniques pour la photodétection infrarouge adresse deux enjeux majeurs : la détection HOT (High Operating Temperature via l'utilisation d'une couche mince de semiconducteur et la détection multi-spectrale via la fonctionnalisation spectrale de la réponse optique du détecteur.

Pour un empilement technologique donné, la période  $P$ , le facteur de remplissage  $ff$  (et donc la largeur de fente  $w = (1 - ff)P$ ), et la hauteur des plots  $h_{met}$  permettent d'obtenir une résonance à la longueur d'onde souhaitée, et ayant un niveau de couplage donné entre le mode de surface et le mode de cavité. Une telle optimisation des photodiodes plasmoniques est souhaitable lorsque des applications de type HOT sont visées.

Un autre intérêt des photodiodes plasmoniques est la détection hyperspectrale, où l'on utilise le caractère fonctionnalisant spectralement de leur réponse. Dans ce cas, on souhaite réaliser des pixels résonants à plusieurs longueurs d'onde différentes (au moins deux). Afin de réaliser simplement ces objets, le design doit permettre cette accordabilité spectrale grâce aux dimensions latérales des résonateurs utilisés pour générer les réponses spectralement signées.

Ainsi nous allons discuter ci-dessous de la possibilité d'accorder spectralement la résonance du mode hybride dans la bande MWIR à l'aide de la période, d'une hauteur unique pour les plots du réseau  $h_{met}$ , et d'un facteur de remplissage  $ff$  fixé dans la gamme [0.5-0.9]. Une telle gamme de facteur de remplissage assurant un degré de couplage significatif entre le mode plasmon de surface et le mode de cavité MIM (section 4.1.3.2).

La figure 4.18 a) illustre l'effet d'une variation de pas de réseau à  $h_{met} = 140nm$  et  $ff = 0.7$  constant sur le QE obtenu dans une configuration d'empilement réaliste.

Comme attendu, la position de résonance de QE va croissante avec la période du réseau, sur l'ensemble de la gamme MWIR de  $3\mu m$  pour  $P = 1\mu m$  à  $5\mu m$  pour une période  $P = 1.7\mu m$ . Cependant, le degré de couplage SPP-MIM du mode diminue avec  $P$ , ce dont témoigne l'augmentation du désaccord de pulsation propre qui passe de 0.12 pour  $P = 1000nm$  à 0.55 pour  $P = 1700nm$ .

Le choix du couple de paramètres  $(h_{met}, ff)$  permet de déplacer la condition d'égalité des conditions de résonances et donc d'optimiser le design du réseau de manière à obtenir un mode bien hybridé sur l'ensemble de la bande 3-5 $\mu m$ . Ici un facteur de remplissage de  $ff = 0.7$  combiné à une hauteur de métal  $h_{met} = 140nm$  offre un bon compromis, en plaçant la condition de couplage optimale au centre de la bande spectrale d'intérêt.

La réalisation d'un photodétecteur hyperspectral utilisant un mode hybride supporté par un réseau avec  $h_{met}$  et  $ff$  constant est bien possible dans l'ensemble de la gamme MWIR.

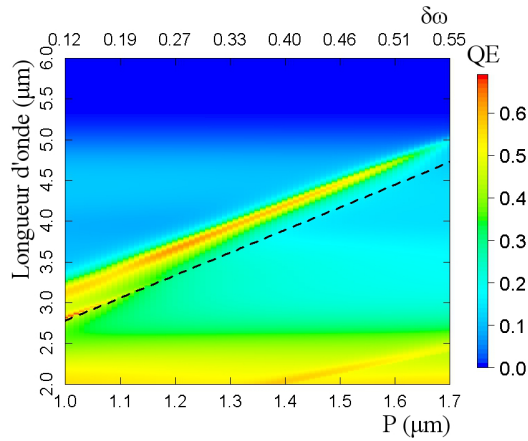


FIGURE 4.18 – Spectres de QE en fonction de  $P$  à  $ff = 0.7$  pour l'empilement avec un réseau métallique avec  $h_{met} = 140nm$ . La condition d'excitation du mode de guide d'onde photonique d'indice effectif 2.78 est tracé en tireté.

### 4.3 Conclusion

À travers le design d'un mode de réseau, nous avons montré la faisabilité d'une photodiode HgCdTe possédant une couche fine de semiconducteur et permettant d'absorber 45% de l'énergie incidente à une longueur d'onde donnée. L'utilisation d'un mode plasmonique hybride par couplage d'un mode plasmon de surface et d'un mode de cavité MIM permet d'obtenir une résonance de l'efficacité quantique dont les propriétés sont particulièrement intéressantes pour l'imagerie : la largeur spectrale est de plusieurs centaines de nanomètres et la réponse angulaire reste stable dans une plage de  $\pm 15^\circ$ .

Le design complet de la photodiode HgCdTe plasmonique comprend le résonateur ainsi conçu pour localiser verticalement et latéralement le champ dans la diode et la structure de collection latérale devant permettre une collection efficace des porteurs photogénérés.

---

# Conclusion

Ce travail de thèse montre comment des résonateurs plasmoniques peuvent être intégrés au sein dans la filière HgCdTe d'imagerie infrarouge refroidie, au plus près de la photodiode, pour apporter un gain en bruit et donc en température de fonctionnement et également permettre une fonctionnalisation spectrale.

Dans un premier temps (chapitre 3), nous montrons l'intérêt de la théorie temporelle des modes couplés pour comprendre les conditions d'optimisation de l'absorption d'une radiation incidente sur un semiconducteur absorbant placé à proximité d'un résonateur. La condition de couplage critique résultante de cette théorie est bien connue dans la littérature lorsqu'il s'agit de minimiser l'énergie réfléchi par ce résonateur. Nous avons reformulé cette condition dans l'optique de maximisation de l'absorption dans le semiconducteur, en présence de canaux de pertes supplémentaires, telles les pertes dans les parties métalliques d'un résonateur plasmonique. Cette condition a été ensuite formulée analytiquement dans le cas canonique d'une cavité Fabry-Perot absorbante. Les résonateurs plasmoniques métal-semiconducteur-métal (MSM) sont ensuite étudiés à travers l'exemple d'un réseau d'antennes patch chargées par un semiconducteur absorbant. Nous avons exprimé analytiquement les différents taux de pertes d'une telle structure, ce qui permet d'écrire explicitement une condition de couplage critique en fonction de ses paramètres géométrique et matériau. Pour ces antennes, la largeur de la cavité MSM apparait comme le paramètre déterminant du couplage. Le modèle indique que le rendement quantique maximum dépend fortement des propriétés des matériaux utilisés. Il est nécessaire, pour obtenir des rendement quantique supérieur à 50%, que l'absorption du semiconducteur soit importante ( $k_{SC} > 0.05$ ) et que le choix du métal se fasse parmi Ag, Au, Cu, Al qui possèdent de faibles pertes optiques. Par exemple, le choix du couple (HgCdTe, Au) permet d'espérer des efficacités quantique de 85% et une amélioration de la détectivité d'un facteur 10. Notons que la prise en compte des contraintes technologiques telles que la présence de couches d'accroches ou la passivation du semiconducteur fera diminuer ce rendement maximum.

Suite à cette quantification du gain de performance de photodétection apporté par les résonateurs plasmoniques, nous présentons dans le chapitre 4 la manière dont leur conception doit être adaptée pour une intégration dans une filière d'imagerie infrarouge refroidie. Nous avons proposé l'utilisation du couplage entre un mode de surface SPP délocalisé et un mode MIM de cavité fortement localisé afin de conserver de bonnes performances optiques de concentration de champ tout en éloignant la couche active et le réseau métallique. Ce mode hybride possède des propriétés ajustables permettant d'assurer un rendement d'absorption supérieur à 60% tout en étant stable angulairement dans la gamme  $\pm 15^\circ$  et avec un facteur de qualité de l'ordre 20 dans la gamme MWIR. De plus, il répond à la problématique de taille finie de pixel en permettant d'ajuster la taille latérale du mode afin qu'elle soit inférieure à la longueur du pixel.



---

## Annexe A

# Calcul de l'indice effectif du mode gap-plasmon

Dans cette annexe, les notations utilisées sont celles de la figure 1.6.

De part la symétrie du système, le champ magnétique dans le guide MIM peut s'écrire à partir de l'équation de Helmholtz en séparant les variables suivant  $x$  et  $z$  :

$$H_y^{(i)}(x, z) = \left( A_i e^{jk_z^{(i)}z} + B_i e^{-jk_z^{(i)}z} \right) \left( C_i e^{jk_x x} + D_i e^{-jk_x x} \right) \quad (\text{A.1})$$

avec  $k_x$  et  $k_z^i$  les composante horizontale et verticale du vecteur d'onde dans le milieu (i) qui suivent les relations :

$$\begin{cases} k_z^{SC} = \sqrt{\epsilon_{SC} k_0^2 - k_x^2} = k_z^{(2)} \\ k_z^m = \sqrt{\epsilon_m k_0^2 - k_x^2} = k_z^{(1)} = k_z^{(3)} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

La relation de dispersion dans la structure MIM est obtenue en exprimant les différentes conditions limites. L'évanescence du champ électro-magnétique dans le métal impose :  $B_1 = A_3 = 0$ , car sinon l'énergie divergerait pour  $z \rightarrow \pm\infty$ . Les conditions de continuité à l'interface métal/diélectrique donne, pour tout  $x$  :

$$H_y^{(1)}\left(\frac{h}{2}\right) = H_y^{(2)}\left(\frac{h}{2}\right) \quad (\text{A.3a})$$

$$H_y^{(3)}\left(-\frac{h}{2}\right) = H_y^{(2)}\left(-\frac{h}{2}\right) \quad (\text{A.3b})$$

$$\frac{1}{\epsilon_m} \frac{\partial H_y^{(1)}}{\partial z}\left(\frac{h}{2}\right) = \frac{1}{\epsilon_{SC}} \frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial z}\left(\frac{h}{2}\right) \quad (\text{A.3c})$$

$$\frac{1}{\epsilon_m} \frac{\partial H_y^{(3)}}{\partial z}\left(-\frac{h}{2}\right) = \frac{1}{\epsilon_{SC}} \frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial z}\left(-\frac{h}{2}\right) \quad (\text{A.3d})$$

En remplaçant l'expression du champ A.1 dans les équations A.3, et en utilisant le fait que

ces équations sont vraies pour tout  $x$ , on obtient :

$$A_1 e^{jk_z^m \frac{h}{2}} = (A_2 + B_2) \cos\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) + j(A_2 - B_2) \sin\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) \quad (\text{A.4a})$$

$$B_3 e^{-jk_z^m \frac{h}{2}} = (A_2 + B_2) \cos\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) - j(A_2 - B_2) \sin\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) \quad (\text{A.4b})$$

$$j \frac{k_z^m}{\epsilon_m} A_1 e^{jk_z^m \frac{h}{2}} = -(A_2 + B_2) \frac{k_z^{SC}}{\epsilon_{SC}} \sin\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) + j(A_2 - B_2) \frac{k_z^{SC}}{\epsilon_{SC}} \cos\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) \quad (\text{A.4c})$$

$$-j \frac{k_z^m}{\epsilon_m} B_3 e^{-jk_z^m \frac{h}{2}} = (A_2 + B_2) \frac{k_z^{SC}}{\epsilon_{SC}} \sin\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) + j(A_2 - B_2) \frac{k_z^{SC}}{\epsilon_{SC}} \cos\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) \quad (\text{A.4d})$$

Des modes dans la structure MIM apparaissent lorsque le déterminant de ce système est nul. Ceci est vérifié pour les équations suivantes :

$$j \frac{k_z^m}{\epsilon_m} + \frac{k_z^{SC}}{\epsilon_{SC}} \tan\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) = 0 \quad (\text{A.5a})$$

$$j \frac{k_z^m}{\epsilon_m} \tan\left(k_z^{SC} \frac{h}{2}\right) + j \frac{k_z^{SC}}{\epsilon_{SC}} = 0 \quad (\text{A.5b})$$

Les solutions de l'équation A.5a correspondent aux modes paires de la structure MIM :  $H_y^{(2)} = A'_2 \cos(k_z^{SC} z) (C_2 e^{jk_x x} + D_2 e^{-jk_x x})$ , tandis que les solutions de l'équation A.5b correspondent aux modes impaires :  $H_y^{(2)} = A'_2 \sin(k_z^{SC} z) (C_2 e^{jk_x x} + D_2 e^{-jk_x x})$ . À présent, nous nous intéresserons essentiellement aux modes paires qui sont ceux généralement excités dans les cavités MIM de faible épaisseur  $h$ .

Les équations A.2 et A.5a permettent d'obtenir la relation de dispersion du mode paire dans la structure MIM (relation entre  $k_0$  et  $k_x$ ). Malheureusement cette équation n'est pas simplement résoluble analytiquement. Pour obtenir une expression simplifiée de la relation de dispersion, on considère l'approximation  $|k_z^{SC} h| \ll 1$ , ce qui est généralement le cas pour les  $h$  faibles et les  $\epsilon_m$  grand. L'équation A.5a devient :

$$j \frac{\sqrt{\epsilon_m k_0^2 - k_x^2}}{\epsilon_m} + \frac{\epsilon_{SC} k_0^2 - k_x^2}{\epsilon_{SC}} \frac{h}{2} = 0 \quad (\text{A.6})$$

En résolvant cette équation en  $k_x$ , la composante parallèle du vecteur d'onde s'exprime :

$$k_x^2 = \epsilon_{SC} k_0^2 + \frac{1}{2} k_{0gsp}^2 + \sqrt{k_{0gsp}^2 \left( \frac{1}{4} k_{0gsp}^2 + k_0^2 (\epsilon_{SC} - \epsilon_m) \right)} \quad (\text{A.7})$$

avec  $k_{0gsp}^2 = \frac{4}{h^2} \left( \frac{\epsilon_{SC}}{\epsilon_m} \right)^2$

En utilisant l'approximation  $\frac{1}{k_0 h \sqrt{\epsilon_m}} \ll 1$ , valable généralement pour les métaux utilisés en plasmonique infrarouge, la relation de dispersion précédente peut être simplifiée en :

$$k_x = k_0 \sqrt{\epsilon_{SC}} \sqrt{1 - \frac{2j}{k_0 h \sqrt{\epsilon_m}}} \quad (\text{A.8})$$



---

## Annexe B

# Calcul du coefficient de réflexion du mode gap-plasmon en sortie de guide MSM

Afin de calculer le coefficient de réflexion du mode gap-plasmon en sortie de guide MSM, nous allons exprimer les conditions de continuité des champs électromagnétiques à la limite de guide.

Dans cette annexe la direction  $x$  correspond à celle du guide, la direction  $z$  à celle normale au guide et le point  $O$  est situé à l'interface guide/milieu extérieur au centre du guide dans la direction  $z$ . On notera II le demi-plan  $x < 0$  (milieu guidé) et I le demi-plan  $x > 0$  (milieu extérieur libre).

Comme présenté dans l'annexe A, le champ électrique dans la partie diélectrique du guide d'onde MSM peut être écrit sous la forme :

$$H_y^{(x,z)} = \left( A e^{jk_z^{SC} z} + B e^{-jk_z^{SC} z} \right) \left( C e^{jk_x x} + D e^{-jk_x x} \right) \quad (\text{B.1})$$

En considérant l'approximation  $|k_z^{SC} h| \ll 1$ , le champ magnétique dans la direction  $z$  de la cavité peut être considéré comme constant dans le diélectrique et nul dans le métal. Afin de conserver l'impact des effets plasmoniques sur les propriétés de ce guide d'onde, l'indice du semiconducteur dans le guide MSM est remplacé par l'indice effectif du mode gap-plasmon ( $n_g$ ) présenté en annexe A. Nous noterons  $\epsilon_g = n_g^2$ . Le champ magnétique dans le guide d'onde s'écrit alors :

$$H_y^{II} = A \left( e^{jk_x^{II} x} + r e^{-jk_x^{II} x} \right) \Gamma(z) \quad \text{avec} \quad \Gamma(z) = \begin{cases} 1 & \text{quand } z \in [-h/2, h/2] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

$r$  est le coefficient de réflexion du mode gap-plasmon à l'interface que l'on cherche à déterminer.

En utilisant l'équation de Maxwell-Ampère, le champ électrique dans le guide MSM s'exprime :

$$E_z^{II}(x,z) = \frac{\eta_0}{\epsilon_g} \frac{k_x^{II}}{k_0} A \left( e^{jk_x^{II} x} - r e^{-jk_x^{II} x} \right) \Gamma(z) \quad (\text{B.3})$$

avec  $\eta_0$  l'impédance du vide.

Puisque le milieu I ( $x > 0$ ) est un milieu libre semi-infini de constante diélectrique  $\epsilon_{air}$ , les champs électrique et magnétique peuvent être écrits sous la forme de sommes continues d'ondes planes (TM), grâce à l'expression d'une transformée de Fourier :

$$H_y^I(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{H}_y^I(k_z^I) e^{jk_x^I x + jk_z^I z} dk_z^I \quad \text{et} \quad E_z^I(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_z^I(k_z^I) e^{jk_x^I x + jk_z^I z} dk_z^I \quad (\text{B.4})$$

avec  $\tilde{H}_y^I$  et  $\tilde{E}_z^I$  la transformée de Fourier de  $H_y^I$  et  $E_z^I$ , et  $k_x^I = \sqrt{\epsilon_{air} k_0^2 - k_z^I{}^2}$ .

La condition de continuité des champs électriques et magnétiques à  $x = 0$  donne :

$$H_y^{II}(x = 0, z) = H_y^I(x = 0, z) \quad (\text{B.5a})$$

$$E_z^{II}(x = 0, z) = E_z^I(x = 0, z) \quad (\text{B.5b})$$

La transformée de Fourier de ces expressions dans la direction  $z$  permet d'écrire :

$$\tilde{H}_y^{II}(k_z^I)|_{x=0} = \tilde{H}_y^I(k_z^I)|_{x=0} \quad (\text{B.6a})$$

$$\tilde{E}_z^{II}(k_z^I)|_{x=0} = \tilde{E}_z^I(k_z^I)|_{x=0} \quad (\text{B.6b})$$

Puisque  $\tilde{H}_y^I = \omega \frac{\epsilon_0 \epsilon_{air}}{k_x^I} \tilde{E}_z^I$  (équation de Maxwell dans le milieu I), les équations B.6a et B.6b donnent :

$$\tilde{H}_y^{II}(k_z^I)|_{x=0} = \omega \frac{\epsilon_0 \epsilon_{air}}{k_x^I} \tilde{E}_z^I(k_z^I)|_{x=0} = \omega \frac{\epsilon_0 \epsilon_{air}}{k_x^I} \tilde{E}_z^{II}(k_z^I)|_{x=0} \quad (\text{B.7})$$

En multipliant cette expression par  $\tilde{E}_z^{II}(k_z^I)|_{x=0}$  et en intégrant suivant  $k_z$ , on obtient :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{H}_y^{II}(k_z^I) \tilde{E}_z^{II}(k_z^I)|_{x=0} dk_z^I = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega \frac{\epsilon_0 \epsilon_{air}}{k_x^I} \left( \tilde{E}_z^{II}(k_z^I)|_{x=0} \right)^2 dk_z^I \quad (\text{B.8})$$

$$2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} H_y^{II}(x = 0, z) E_z^{II}(x = 0, z) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega \frac{\epsilon_0 \epsilon_{air}}{k_x^I} \left( \tilde{E}_z^{II}(k_z^I)|_{x=0} \right)^2 dk_z^I \quad (\text{B.9})$$

En utilisant l'expression B.3, la transformée de Fourier du champ électrique dans le milieu II vaut :

$$\tilde{E}_z^{II} = \frac{\eta_0 k_x^{II}}{\epsilon_g k_0} Ah(1-r) \text{sinc} \left( k_z^I \frac{h}{2} \right) \quad (\text{B.10})$$

Enfin, en remplaçant les expressions B.2, B.3 et B.10 dans B.9, on obtient l'équation :

$$\frac{1+r}{1-r} = \frac{\sqrt{\epsilon_{air}} k_x^{II}}{\epsilon_g k_0} \frac{h}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{sinc}^2 \left( k_z^I \frac{h}{2} \right)}{\sqrt{1 - \frac{k_z^I{}^2}{\epsilon_{air} k_0^2}}} dk_z^I \quad (\text{B.11})$$

qui peut également être écrite sous la forme :

$$r = \frac{n_{air} - n_g/G}{n_{air} + n_g/G} \quad \text{with} \quad G = \frac{\phi}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{sinc}^2 \left( t \frac{\phi}{2} \right)}{\sqrt{1 - t^2}} dt \quad (\text{B.12})$$

avec  $\phi = n_{air} k_0 h$ .

---

# Glossaire

<b>BLIP</b>	=	Photodétecteur infrarouge limité par le bruit de fond ( <i>Background Limited Infrared Photodetector</i> )
<b>ECR</b>	=	Efficacité de Couplage au Réseau fini
<b>EJM</b>	=	Épitaxie par Jet Moléculaire
<b>FDTD</b>	=	Différences finies dans le domaine temporel ( <i>Finite-Difference Time-Domain</i> )
<b>FEM</b>	=	Méthode des éléments finis ( <i>Finite Element Method</i> )
<b>FTIR</b>	=	Spectromètre infrarouge à transformée de Fourier ( <i>Fourier Transform InfraRed spectrometer</i> )
<b>HOT</b>	=	Haute température de fonctionnement ( <i>High Operating Temperature</i> )
<b>LPE</b>	=	Épitaxie à phase liquide ( <i>Liquid Phase Epitaxy</i> )
<b>LWIR</b>	=	Infrarouge Lointain ( <i>Long-Wave InfraRed</i> )
<b>MCT</b>	=	Mercure-Cadmium-Tellure (HgCdTe)
<b>MIM</b>	=	Métal-Isolant-Métal
<b>MOCVD</b>	=	Dépôt chimique aux organométalliques en phase vapeur ( <i>MetalOrganic Chemical Vapor Deposition</i> )
<b>MSM</b>	=	Métal-Semiconducteur-Métal
<b>MWIR</b>	=	Infrarouge moyen ( <i>Medium-Wave InfraRed</i> )
<b>NEP</b>	=	Puissance équivalente au bruit ( <i>Noise Equivalent Power</i> )
<b>OG</b>	=	Ouverture de Gap
<b>PEC</b>	=	Conducteur électrique parfait ( <i>Perfect Electrical Conductor</i> )
<b>PML</b>	=	Couche absorbante parfaitement adaptée ( <i>Perfectly Matched Layer</i> )
<b>QDIP</b>	=	Photodétecteur infrarouge à points quantiques ( <i>Quantum Dots Infrared</i>
<b>QE</b>	=	Efficacité quantique ( <i>Quantum Efficiency</i> ) <i>Photodetector</i> )
<b>QWIP</b>	=	Photodétecteur infrarouge à puits quantiques ( <i>Quantum Wells Infrared</i> <i>Photodetector</i> )
<b>RCWA</b>	=	Analyse rigoureuse des ondes couplées ( <i>Rigorous Coupled-Wave Analysis</i> )
<b>SPP</b>	=	Plasmon-polariton de surface ( <i>Surface Plasmon-Polariton</i> )
<b>SPR</b>	=	Résonance plasmonique de surface ( <i>Surface Plasmon Resonance</i> )
<b>SWIR</b>	=	Proche infrarouge ( <i>Short-Wave InfraRed</i> )
<b>TCMT</b>	=	Théorie temporelle des modes couplés ( <i>Temporal Coupled-Mode Theory</i> )
<b>TE</b>	=	Transverse Électrique
<b>TM</b>	=	Transverse Magnétique
<b>WG</b>	=	Guide d'onde ( <i>WaveGuide</i> )
<b>ZCE</b>	=	Zone de Charge d'Espace



---

# Bibliographie

- [Andersson 91] JY Andersson, L Lundqvist & ZF Paska. *Quantum efficiency enhancement of AlGaAs/GaAs quantum well infrared detectors using a waveguide with a grating coupler*. Applied physics letters, vol. 58, no. 20, pages 2264–2266, 1991.
- [Andersson 92] JY Andersson & L Lundqvist. *Grating-coupled quantum-well infrared detectors : Theory and performance*. Journal of applied physics, vol. 71, no. 7, pages 3600–3610, 1992.
- [Antoni 07] Thomas Antoni, Alexandru Nedelcu, Xavier Marcadet, Hugues Fa-coetti & Vincent Berger. *High contrast polarization sensitive quantum well infrared photodetectors*. Applied physics letters, vol. 90, no. 20, pages 201107–201107, 2007.
- [Atwater 0] Harry A. Atwater & Albert Polman. *Plasmonics for improved photo-voltaic devices*. Nature Materials, vol. 9, no. 3, pages 205–213, MAR 2010.
- [Balanis 05] Constantine A. Balanis. *Antenna Theory : Analysis and Design*, 3rd Edition. Wiley-Interscience, 3 edition, April 2005.
- [Barnard 08] Edward S Barnard, Justin S White, Anu Chandran & Mark L Brongersma. *Spectral properties of plasmonic resonator antennas*. Opt. Express, vol. 16, no. 21, pages 16529–16537, 2008.
- [Beck 1] W.A. Beck & M.S. Mirotznik. *Microstrip antenna coupling for quantum-well infrared photodetectors*. Infrared Physics & Technology, vol. 42, no. 3-5, pages 189–198, JUN-OCT 2001. Workshop on Quantum Well Infrared Photodetectors (QWIP 2000), DANA POINT, CALIFORNIA, JUL 27-29, 2000.
- [Berurier 11] Arnaud Berurier, Alexandru Nedelcu, Vincent Guériaux, Toufiq Bria, Alfredo de Rossi, Xavier Marcadet & Philippe Bois. *Optimization of broadband (11–15 $\mu$ m) optical coupling in Quantum Well Infrared Photodetectors for space applications*. Infrared Physics & Technology, vol. 54, no. 3, pages 182–188, 2011.
- [Bouchon 11] Patrick Bouchon, Fabrice Pardo, Benjamin Portier, Laurence Fer-lazzo, Petru Ghenuche, Gulnar Dagher, Christophe Dupuis, Nathalie Bardou, Riad Haïdar & Jean-Luc Pelouard. *Total funneling of light in high aspect ratio plasmonic nanoresonators*. Applied Physics Letters, vol. 98, no. 19, pages 191109–191109, 2011.
- [Bozhevolnyi 06] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet & T. W. Ebbesen. *Channel plasmon subwavelength waveguide components in-*

- 
- cluding interferometers and ring resonators.* Nature, vol. 440, pages 508–511, March 2006.
- [Bozhevolnyi 07] Sergey I Bozhevolnyi & Thomas Søndergaard. *General properties of slow-plasmon resonant nanostructures : nano-antennas and resonators.* Optics Express, vol. 15, no. 17, pages 10869–10877, 2007.
- [Bozhevolnyi 08] Sergey Bozhevolnyi. Plasmonic nanoguides and circuits. Pan Stanford Publishing, Chicago, 2008.
- [Cai 0] M Cai, O Painter & KJ Vahala. *Observation of critical coupling in a fiber taper to a silica-microsphere whispering-gallery mode system.* Physical Review Letters, vol. 85, no. 1, pages 74–77, JUL 3 2000.
- [Carras 06] Mathieu Carras & Alfredo De Rossi. *Photonic modes of metallodielectric periodic waveguides in the midinfrared spectral range.* Physical Review B, vol. 74, no. 23, page 235120, 2006.
- [Chandran 12] Anu Chandran, Edward S Barnard, Justin S White & Mark L Brongersma. *Metal-dielectric-metal surface plasmon-polariton resonators.* Physical Review B, vol. 85, no. 8, page 085416, 2012.
- [Chang 10] Chun-Chieh Chang, Yagya D Sharma, Yong-Sung Kim, Jim A Bur, Rajeev V Shenoi, Sanjay Krishna, Danhong Huang & Shawn-Yu Lin. *A surface plasmon enhanced infrared photodetector based on InAs quantum dots.* Nano letters, vol. 10, no. 5, pages 1704–1709, 2010.
- [Choi 12] Kwong-Kit Choi, Murzy D Jhabvala, David P Forrai, Augustyn Waczynski, Jason Sun & Robert Jones. *Electromagnetic modeling of quantum well infrared photodetectors.* Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 48, no. 3, pages 384–393, 2012.
- [Ciupa 97] R. Ciupa & A. Rogalski. *Performance limitations of photon and thermal infrared detectors.* Opto-electronics review, vol. 5, no. 4, pages 257–266, 1997.
- [Codreanu 9] I Codreanu, C Fumeaux, DF Spencer & GD Boreman. *Microstrip antenna-coupled infrared detector.* Electronics Letters, vol. 35, no. 25, pages 2166–2167, DEC 9 1999.
- [Collin 3] S. Collin, F. Pardo & J.L. Pelouard. *Resonant-cavity-enhanced subwavelength metal-semiconductor-metal photodetector.* Applied Physics Letters, vol. 83, no. 8, pages 1521–1523, AUG 25 2003.
- [Crouse 05] David Crouse & Pavan Keshavareddy. *Role of optical and surface plasmon modes in enhanced transmission and applications.* Optics Express, vol. 13, no. 20, pages 7760–7771, 2005.
- [De Rossi 03] Alfredo De Rossi, Eric Costard, Nicolas Guerineau & Sylvain Rommeluere. *Effect of finite pixel size on optical coupling in QWIPs.* Infrared physics & technology, vol. 44, no. 5, pages 325–330, 2003.
- [Dhar 12] Nibir K Dhar, Ravi Dat & Booz Allen Hamilton. *Advanced imaging research and development at DARPA.* In Proc. of SPIE Vol, volume 8353, pages 835302–1, 2012.
- [Ebbesen 8] TW Ebbesen, HJ Lezec, HF Ghaemi, T Thio & PA Wolff. *Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays.* Nature, vol. 391, no. 6668, pages 667–669, FEB 12 1998.

- 
- [Economou 9] E.N. Economou. *Surface plasmons in thin films*. Physical Review, vol. 182, no. 2, page 539, 1969.
- [Fan 03] Shanhui Fan, Wonjoo Suh & J. D. Joannopoulos. *Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators*. Journal of the Optical Society of America A, vol. 20, no. 3, pages 569–572, Mar 2003.
- [Fano 56] U. Fano. *Atomic Theory of Electromagnetic Interactions in Dense Materials*. Phys. Rev., vol. 103, pages 1202–1218, Sep 1956.
- [Fernandez-Dominguez 07] AI Fernandez-Dominguez, FJ García-Vidal & L Martín-Moreno. *Resonant transmission of light through finite arrays of slits*. Physical Review B, vol. 76, no. 23, page 235430, 2007.
- [Feuillet-Palma 13] Cheryl Feuillet-Palma, Yanko Todorov, Angela Vasanelli & Carlo Sirtori. *Strong near field enhancement in THz nano-antenna arrays*. Scientific reports, vol. 3, 2013.
- [Fischer 08] Holger Fischer & Olivier J. F. Martin. *Engineering the optical response of plasmonic nanoantennas*. Optics Express, vol. 16, no. 12, pages 9144–9154, Jun 2008.
- [Fowler 3] D. Fowler, S. Boutami, M. Duperron, G. Moille, G. Badano, F. Boulard, J. Rothman, O. Gravrand & R.E. de Lamaestre. *Partially localized hybrid surface plasmon mode for thin-film semiconductor infrared photodetection*. Optics Letters, vol. 38, no. 3, pages 254–256, FEB 1 2013.
- [Fujiwara 07] Hiroyuki Fujiwara. *Spectroscopic ellipsometry : Principles and applications*. Wiley, Chichester, 2007.
- [García-Vidal 99] F.J. García-Vidal, J. Sanchez-Dehesa, A. Dechelette, E. Bustarret, T. López-Rios, T. Fournier & B. Pannetier. *Localized surface plasmons in lamellar metallic gratings*. Lightwave Technology, Journal of, vol. 17, no. 11, pages 2191–2195, 1999.
- [Gong 10] Yongkang Gong, Xueming Liu & Leiran Wang. *High-channel-count plasmonic filter with the metal-insulator-metal Fibonacci-sequence gratings*. Optics Letters, vol. 35, no. 3, pages 285–287, Feb 2010.
- [Goossen 85] KW Goossen & SA Lyon. *Grating enhanced quantum well detector*. Applied physics letters, vol. 47, no. 12, pages 1257–1259, 1985.
- [Gordon 6] R Gordon. *Light in a subwavelength slit in a metal : Propagation and reflection*. Physical Review B, vol. 73, no. 15, APR 2006.
- [Gramotnev 2] Dmitri K. Gramotnev, Anders Pors, Morten Willatzen & Sergey I. Bozhevolnyi. *Gap-plasmon nanoantennas and bowtie resonators*. Physical Review B, vol. 85, no. 4, JAN 20 2012.
- [Gravrand 12] O Gravrand & G Destefanis. *Recent Progress for HgCdTe Quantum Detection in France*. Infrared Physics & Technology, vol. 59, pages 163–171, 2012.
- [Griffiths 07] Peter Griffiths & James A De Haseth. *Fourier transform infrared spectrometry*, volume 171. John Wiley & Sons, 2007.

- 
- [Gunapala 05] S.D. Gunapala, S.V. Bandara, J.K. Liu, C.J. Hill, S.B. Rafol, J.M. Mumolo, J.T. Trinh, M.Z. Tidrow & P.D. LeVan. *1024 x 1024 pixel mid-wavelength and long-wavelength infrared QWIP focal plane arrays for imaging applications*. Semiconductor Science and Technology, vol. 20, no. 5, page 473, 2005.
- [Halas 1] Naomi J. Halas, Surbhi Lal, Wei-Shun Chang, Stephan Link & Peter Nordlander. *Plasmons in Strongly Coupled Metallic Nanostructures*. Chemical Reviews, vol. 111, no. 6, SI, pages 3913–3961, JUN 2011.
- [Hansen 82] G.L. Hansen, J.L. Schmit & T.N. Casselman. *Energy gap versus alloy composition and temperature in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te*. Journal of Applied Physics, vol. 53, no. 10, pages 7099–7101, 1982.
- [Haus 84] Hermann A. Haus. Waves and fields in optoelectronics. Prentice-Hall, 1984.
- [Haus 87] H.A. Haus, W-P Huang, S. Kawakami & N. Whitaker. *Coupled-mode theory of optical waveguides*. Journal of Lightwave Technology, vol. 5, no. 1, pages 16–23, 1987.
- [Hench 08] John J Hench & Zdenek Strakoš. *The RCWA method-a case study with open questions and perspectives of algebraic computations*. Electronic Transactions on Numerical Analysis, vol. 31, pages 331–357, 2008.
- [Homola 99] J. Homola, S.S. Yee & G. Gauglitz. *Surface plasmon resonance sensors : review*. Sensors and Actuators B : Chemical, vol. 54, no. 1, pages 3–15, 1999.
- [Ishi 05] Tsutomu Ishi, Junichi Fujikata, Kikuo Makita, Toshio Baba & Keishi Ohashi. *Si nano-photodiode with a surface plasmon antenna*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 44, pages L364–L366, 2005.
- [Jones 53] R. Clark Jones. *Performance of Detectors for Visible and Infrared Radiation*. volume 5 of *Advances in Electronics and Electron Physics*, pages 1 – 96. Academic Press, 1953.
- [Kaminski 07] F Kaminski, V Sandoghdar & M Agio. *Finite-difference time-domain modeling of decay rates in the near field of metal nanostructures*. Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, vol. 4, no. 3, pages 635–643, 2007.
- [Karar 3] Ayman Karar, Chee Leong Tan, Kamal Alameh, Yong Tak Lee & Fouad Karouta. *Metal Nano-Grating Optimization for Higher Responsivity Plasmonic-Based GaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetector*. Journal of Lightwave Technology, vol. 31, no. 7, pages 1088–1092, APR 1 2013.
- [Khurgin 9] J. B. Khurgin & G. Sun. *Enhancement of light absorption in a quantum well by surface plasmon polariton*. APPLIED PHYSICS LETTERS, vol. 94, no. 19, MAY 11 2009.
- [Khurgin 07] Jacob B. Khurgin, Greg Sun & Richard A. Soref. *Enhancement of luminescence efficiency using surface plasmon polaritons : figures of merit*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 24, no. 8, pages 1968–1980, Aug 2007.



- 
- [Khurgin 09] Jacob B Khurgin & Greg Sun. *Enhancement of light absorption in a quantum well by surface plasmon polariton*. Applied Physics Letters, vol. 94, no. 19, pages 191106–191106, 2009.
- [Kimukin 2] I Kimukin, N Biyikli, B Butun, O Aytur, MS Unlu & E Ozbay. *InGaAs-based high-performance p-i-n photodiodes*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, no. 3, pages 366–368, MAR 2002.
- [Koechlin 13] Charlie Koechlin, Patrick Bouchon, Fabrice Pardo, Jean-Luc Pelouard & Riad Haïdar. *Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination*. Optics express, vol. 21, no. 6, pages 7025–7032, 2013.
- [Kovacs 7] G.J. Kovacs & G.D. Scott. *Optical excitation of surface plasma-waves in layered media*. Physical Review B, vol. 16, no. 4, pages 1297–1311, 1977.
- [Krishnamurthy 96] Srinivasan Krishnamurthy, A-B Chen & A Sher. *Near band edge absorption spectra of narrow-gap III-V semiconductor alloys*. Journal of Applied Physics, vol. 80, no. 7, pages 4045–4048, 1996.
- [Kurokawa 7] Yoichi Kurokawa & Hideki T. Miyazaki. *Metal-insulator-metal plasmon nanocavities : Analysis of optical properties*. Physical Review B, vol. 75, no. 3, JAN 2007.
- [Landau 60] Lev Davidovich Landau, Evgenij Mihajlovič Lifšic, John Bradbury Sykes, John Stewart Bell, MJ Kearsley & Lev Petrovich Pitaevskii. *Electrodynamics of continuous media, volume 364*. Pergamon press Oxford, 1960.
- [Le Dantec 99] R. Le Dantec, T. Benyattou, G. Guillot, A. Spisser, C. Seassal, J. L. Leclercq, P. Viktorovitch, D. Rondi & R. Blondeau. *Tunable microcavity based on InP-air Bragg mirrors*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 5, no. 1, pages 111–114, 1999.
- [Le Perchec 6] J. Le Perchec, P. Quemerais, A. Barbara & T. Lopez-Rios. *Controlling strong electromagnetic fields at subwavelength scales*. Physical Review Letters, vol. 97, no. 3, JUL 21 2006.
- [Le Perchec 9] J. Le Perchec, Y. Desieres & R. Espiau de Lamaestre. *Plasmon-based photosensors comprising a very thin semiconducting region*. Applied Physics Letters, vol. 94, no. 18, MAY 4 2009.
- [Le Perchec 2] J. Le Perchec, Y. Desieres, N. Rochat & R. Espiau de Lamaestre. *Subwavelength optical absorber with an integrated photon sorter*. Applied Physics Letters, vol. 100, no. 11, MAR 12 2012.
- [Le Perchec 08] Jérôme Le Perchec, Pascal Quémerais, Aude Barbara & Tomas Lopez-Rios. *Why metallic surfaces with grooves a few nanometers deep and wide may strongly absorb visible light*. Physical review letters, vol. 100, no. 6, page 066408, 2008.
- [Lee 12] Hyun Seok Lee, Chawki Awada, Salim Boutami, Fabrice Charra, Ludovic Douillard & Roch Espiau de Lamaestre. *Loss mechanisms of surface plasmon polaritons propagating on a smooth polycrystalline Cu surface*. Optics Express, vol. 20, no. 8, pages 8974–8981, 2012.

- 
- [Lévêque 06] Gaëtan Lévêque & Olivier JF Martin. *Optimization of finite diffraction gratings for the excitation of surface plasmons*. Journal of applied physics, vol. 100, no. 12, pages 124301–124301, 2006.
- [Liu 13] Runyu Liu, Puminun Vasinajindakaw, Guiru Gu, Jarrod Vaillancourt & Xuejun Lu. *Optimizing light absorption in quantum dot infrared photodetectors by tuning surface confinement of surface plasmonic waves*. Journal of Physics D : Applied Physics, vol. 46, no. 1, page 015102, 2013.
- [López-Rios 98] T. López-Rios, D. Mendoza, F. J. García-Vidal, J. Sánchez-Dehesa & B. Pannetier. *Surface Shape Resonances in Lamellar Metallic Gratings*. Physical Review Letters, vol. 81, pages 665–668, Jul 1998.
- [Manolatu 8] Christina Manolatu & Farhan Rana. *Subwavelength nanopatch cavities for semiconductor plasmon lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 44, no. 5-6, pages 435–447, MAY-JUN 2008.
- [Martyniuk 3] P. Martyniuk & A. Rogalski. *HOT infrared photodetectors*. Opto-electronics Review, vol. 21, no. 2, pages 239–257, JUN 2013.
- [Milotti 02] E. Milotti. *1/f noise : a pedagogical review*. ArXiv Physics e-prints, April 2002.
- [Olmon 12] Robert L Olmon, Brian Slovick, Timothy W Johnson, David Shelton, Sang-Hyun Oh, Glenn D Boreman & Markus B Raschke. *Optical dielectric function of gold*. Physical Review B, vol. 86, no. 23, page 235147, 2012.
- [Orfanidis 02] Sophocles J. Orfanidis. *Electromagnetic waves and antennas*. 2002.
- [Oulton 09] R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R.-M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal & X. Zhang. *Plasmon lasers at deep subwavelength scale*. Nature, vol. 461, pages 629–632, October 2009.
- [Palik 99] Edward D Palik & Gorachand Ghosh. *Electronic handbook of optical constants of solids : User guide*. Academic Press, New York, NY, 1999. with user manual.
- [Parashar 11] T.K. Parashar & R.K. Lal. *Modeling and simulation of HgCdTe based photodetector for N2O gas detection*. Journal of electron devices, vol. 11, 2011.
- [Perchec 07] Jérôme Le Perchec. *Localisations et exaltations de la lumière dans des structures métalliques sub-longueur d'onde*. PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble, 2007.
- [Pincemin 96] François Pincemin & Jean-Jacques Greffet. *Propagation and localization of a surface plasmon polariton on a finite grating*. JOSA B, vol. 13, no. 7, pages 1499–1509, 1996.
- [Pines 56] David Pines. *Collective energy losses in solids*. Reviews of Modern Physics, vol. 28, no. 3, page 184, 1956.
- [Posani 6] K.T. Posani, V. Tripathi, S. Annamalai, N.R. Weisse-Bernstein, S. Krishna, R. Perahia, O. Crisafulli & O.J. Painter. *Nanoscale quantum dot infrared sensors with photonic crystal cavity*. Applied Physics Letters, vol. 88, no. 15, APR 10 2006.

- 
- [Quemerais 5] P. Quemerais, A. Barbara, J. Le Perchec & T. Lopez-Rios. *Efficient excitation of cavity resonances of subwavelength metallic gratings*. Journal of Applied Physics, vol. 97, no. 5, MAR 1 2005.
- [Ritchie 57] RH Ritchie. *Plasma losses by fast electrons in thin films*. Physical Review, vol. 106, no. 5, page 874, 1957.
- [Rodriguez 05] JB Rodriguez, P Christol, L Cerutti, F Chevrier & A Joullié. *MBE growth and characterization of type-II InAs/GaSb superlattices for mid-infrared detection*. Journal of crystal growth, vol. 274, no. 1, pages 6–13, 2005.
- [Rogalski 02] Antoni Rogalski. *Comparison of performance limits of infrared detector materials*. In SPIE, volume 4650, pages 117–127, 2002.
- [Rogalski 03] A. Rogalski. *Infrared detectors : status and trends*. Progress in Quantum Electronics, vol. 27, pages 59 – 210, 2003.
- [Rogalski 07] A Rogalski. *Material considerations for third generation infrared photon detectors*. Infrared physics & technology, vol. 50, no. 2, pages 240–252, 2007.
- [Rogalski 10] A. Rogalski. Infrared detectors, second edition. Taylor & Francis, 2010.
- [Rosenberg 9] J. Rosenberg, R.V. Sheno, T.E. Vandervelde, S. Krishna & O. Painter. *A multispectral and polarization-selective surface-plasmon resonant midinfrared detector*. Applied Physics Letters, vol. 95, no. 16, OCT 19 2009.
- [Seok 1] Tae Joon Seok, Arash Jamshidi, Myungki Kim, Scott Dhuey, Amit Lakhani, Hyuck Choo, Peter James Schuck, Stefano Cabrini, Adam M. Schwartzberg, Jeffrey Bokor, Eli Yablonovitch & Ming C. Wu. *Radiation Engineering of Optical Antennas for Maximum Field Enhancement*. Nano Letters, vol. 11, no. 7, pages 2606–2610, JUL 2011.
- [Shaw 95] D Shaw. *Diffusion in mercury cadmium telluride-an update*. Journal of electronic materials, vol. 24, no. 5, pages 587–598, 1995.
- [Shaw 01] MJ Shaw, EA Corbin, MR Kitchin & M Jaros. *Structural parameters governing properties of GaInSb/InAs infra-red detectors*. Microelectronics journal, vol. 32, no. 7, pages 593–598, 2001.
- [Siliquini 98] JF Siliquini, JM Dell, CA Musca, L Faraone & J Piotrowski. *Characterisation of reactive-ion-etching-induced type-conversion in p-type HgCdTe using scanning laser microscopy*. Journal of crystal growth, vol. 184, pages 1219–1222, 1998.
- [Stabellini 08] Luca Stabellini, Wei Lu, Alfredo De Rossi, Thomas Antoni, Mathieu Carras, Stefano Trillo & Gaetano Bellanca. *An FDTD approach to the simulation of quantum-well infrared photodetectors*. Optical and quantum electronics, vol. 40, no. 14-15, pages 1085–1090, 2008.
- [Suh 04] Wonjoo Suh, Zheng Wang & Shanhui Fan. *Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multi-mode cavities*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 40, no. 10, pages 1511–1518, 2004.

- 
- [Tang 08] Liang Tang, Sukru Ekin Kocabas, Salman Latif, Ali K Okyay, Dany-Sebastien Ly-Gagnon, Krishna C Saraswat & David AB Miller. *Nanometre-scale germanium photodetector enhanced by a near-infrared dipole antenna*. Nature Photonics, vol. 2, no. 4, pages 226–229, 2008.
- [Tobin 80] S.P. Tobin, S. Iwasa & T.J. Tredwell. *1/F noise in (Hg,Cd)Te photodiodes*. IEEE Transactions on electron devices, vol. 27, no. 1, pages 43–48, 1980.
- [Todorov 0] Y. Todorov, L. Tosetto, J. Teissier, A. M. Andrews, P. Klang, R. Colombelli, I. Sagnes, G. Strasser & C. Sirtori. *Optical properties of metal-dielectric-metal microcavities in the THz frequency range*. Optics Express, vol. 18, no. 13, pages 13886–13907, JUN 21 2010.
- [Tyo 06] J Scott Tyo, Dennis L Goldstein, David B Chenault & Joseph A Shaw. *Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications*. Applied Optics, vol. 45, no. 22, pages 5453–5469, 2006.
- [Unlu 95] M Selim Unlu & Samuel Strite. *Resonant cavity enhanced photonic devices*. Journal of Applied Physics, vol. 78, no. 2, pages 607–639, 1995.
- [Verslegers 0] Lieven Verslegers, Zongfu Yu, Peter B. Catrysse & Shanhui Fan. *Temporal coupled-mode theory for resonant apertures*. Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, vol. 27, no. 10, pages 1947–1956, OCT 2010.
- [Vuckovic 00] J. Vuckovic, M. Loncar & Axel Scherer. *Surface plasmon enhanced light-emitting diode*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 36, no. 10, pages 1131–1144, 2000.
- [Wenus 01] J. Wenus, J. Rutkowski & A. Rogalski. *Two-dimensional analysis of double-layer heterojunction HgCdTe photodiodes*. In Symposium on Integrated Optics, pages 335–344. International Society for Optics and Photonics, 2001.
- [Wilson 09] Daniel W Wilson. *Electromagnetic modeling of multi-wavelength QWIP optical coupling structures*. Infrared Physics & Technology, vol. 52, no. 6, pages 224–228, 2009.
- [Yang 12] Jianji Yang, Christophe Sauvan, Anthony Jouanin, Stéphane Collin, Jean-Luc Pelouard, Philippe Lalanne *et al.* *Ultrasmall metal-insulator-metal nanoresonators : impact of slow-wave effects on the quality factor*. Optics Express, vol. 20, no. 15, pages 16880–16891, 2012.
- [Yoon 10] Jaewoong Yoon, Kang Hee Seol, Seok Ho Song & Robert Magnusson. *Critical coupling in dissipative surface-plasmon resonators with multiple ports*. Optics express, vol. 18, no. 25, pages 25702–25711, 2010.
- [Yu 6] Z. Yu, G. Veronis, S. Fan & M.L. Brongersma. *Design of midinfrared photodetectors enhanced by surface plasmons on grating structures*. Applied Physics Letters, vol. 89, no. 15, OCT 9 2006.

- 
- [Yu 11] Zongfu Yu, Aaswath Raman & Shanhui Fan. *Nanophotonic light-trapping theory for solar cells*. Applied Physics A, vol. 105, no. 2, pages 329–339, 2011.
- [Zhang 8] Shuang Zhang, Dentcho A. Genov, Yuan Wang, Ming Liu & Xiang Zhang. *Plasmon-induced transparency in metamaterials*. Physical Review Letters, vol. 101, no. 4, JUL 25 2008.
- [Zhao 03] LinLin Zhao, K Lance Kelly & George C Schatz. *The extinction spectra of silver nanoparticle arrays : influence of array structure on plasmon resonance wavelength and width*. The Journal of Physical Chemistry B, vol. 107, no. 30, pages 7343–7350, 2003.

---

## Résumé

L'imagerie infrarouge refroidie est portée par une demande forte pour des applications dans les secteurs militaire, industriel et spatial. Les enjeux actuels de ce marché sont le fonctionnement à haute température et la fonctionnalisation spectrale des détecteurs. Ces enjeux peuvent être adressés grâce à l'utilisation de résonateurs optiques et leur faculté à concentrer le champ électromagnétique. Ce travail de thèse montre comment des résonateurs plasmoniques peuvent être intégrés dans la filière HgCdTe. La théorie temporelle des modes couplés a été utilisée, de manière analytique, pour optimiser à travers la condition de couplage critique, l'absorption dans un résonateur plasmonique chargé par un semiconducteur. La conception d'une photodiode HgCdTe ultramince plasmonique est ensuite détaillée. Elle repose sur l'utilisation d'un mode optique résultant du couplage entre un mode plasmon de surface et un mode gap plasmon de cavité.

Mots-clés : Résonance plasmonique de surface - Optoélectronique - Imagerie infrarouge - Photodiodes - Nanophotonique

## Abstract

The market for cooled infrared imaging technologies is growing fast due to a range of applications covering military, commercial and space. Current research for innovative systems focuses on high operating temperature and multispectral detectors. To achieve these aims, optical resonators can be used to concentrate electromagnetic fields in thin absorbing media. This thesis investigates the possibility of using plasmonic resonators for HgCdTe photodetection. Temporal coupled-mode theory is used to optimise analytically the absorption in a plasmonic resonator incorporating an absorbing semiconductor subject to the critical coupling condition. A design of a thin plasmonic HgCdTe diode is then described. This includes a hybrid plasmonic mode arising from the coupling between a surface plasmon and a cavity gap-plasmon mode.

Keywords : Surface Plasmon Resonance - Optoelectronics - Infrared imaging - Photodiodes - Nanophotonics

# Matthieu DUPERRON

## Doctorat : Optique et Nanotechnologies

### Année 2013

#### Conception et caractérisation de nano-antennes plasmoniques pour la photo-détection infrarouge refroidie

L'imagerie infrarouge refroidie est portée par une demande forte pour des applications dans les secteurs militaire, industriel et spatial. Les enjeux actuels de ce marché sont le fonctionnement à haute température et la fonctionnalisation spectrale des détecteurs. Ces enjeux peuvent être adressés grâce à l'utilisation de résonateurs optiques et leur faculté à concentrer le champ électromagnétique. Ce travail de thèse montre comment des résonateurs plasmoniques peuvent être intégrés dans la filière HgCdTe. La théorie temporelle des modes couplés a été utilisée, de manière analytique, pour optimiser à travers la condition de couplage critique, l'absorption dans un résonateur plasmonique chargé par un semiconducteur. La conception d'une photodiode HgCdTe ultramince plasmonique est ensuite détaillée. Elle repose sur l'utilisation d'un mode optique résultant du couplage entre un mode plasmon de surface et un mode gap plasmon de cavité.

Mots clés : résonance plasmonique de surface - imagerie infrarouge - nanophotonique - opto-électronique - photodiodes.

#### Design and Characterisation of Plasmonic Nanoantennas for Cooled Infrared Photodetection

The market for cooled infrared imaging technologies is growing fast due to a range of applications covering military, commercial and space. Current research for innovative systems focuses on high operating temperature and multispectral detectors. To achieve these aims, optical resonators can be used to concentrate electromagnetic fields in thin absorbing media. This thesis investigates the possibility of using plasmonic resonators for HgCdTe photodetection. Temporal coupled-mode theory is used to optimise analytically the absorption in a plasmonic resonator incorporating an absorbing semiconductor subject to the critical coupling condition. A design of a thin plasmonic HgCdTe diode is then described. This includes a hybrid plasmonic mode arising from the coupling between a surface plasmon and a cavity gap-plasmon mode.

Keywords: surface plasmon resonance - infrared imaging - nanophotonics - optoelectronics - photodiodes.

Thèse réalisée en partenariat entre :

