



**HAL**  
open science

# Applications des métamatériaux en optique guidée

Yulong Fan

► **To cite this version:**

Yulong Fan. Applications des métamatériaux en optique guidée. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLS092 . tel-01535737

**HAL Id: tel-01535737**

**<https://theses.hal.science/tel-01535737>**

Submitted on 9 Jun 2017

**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.

NNT : 2017SACLS092

THESE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY  
préparée à l'Université Paris Sud

Ecole Doctorale n° 575  
Electrical, optical, bio-physics and engineering

Spécialité de doctorat : Physique

Par

**FAN Yulong**

Applications des métamatériaux en optique guidée

**Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 05 Mai 2017 :**

**Composition du Jury :**

M. Olivier Vanbesien	Professeur, IEMN	Président du jury
M. Renaud Bachelot	Professeur, LNIO	Rapporteur
M. Nicolas Bonod	Chargé de recherche, Institut Fresnel	Rapporteur
M. Anatole Lupu	Chargé de recherche, C2N	Examineur
M. André de Lustrac	Professeur, Université Paris Ouest	Directeur de thèse
M. Aloyse Degiron	Chargé de recherche, C2N	Invité
M. Xavier Leroux	Ingénieur, C2N	Invité



*A ma maman (ZHANG Xiangqin)*

*A mon papa (FAN Xuesheng)*

*A ma chérie (WANG Yanan)*

*A mes amis*

谨以此文献给我的母亲张向琴，我的父亲范学胜，我的女神王亚楠以及所有朋友



# Remerciement

---

Ces quatre années à l'IEF, y compris mes 6 mois en stage, ont été très riches pour moi. Maintenant que cette thèse arrive à sa fin, j'ai beaucoup de gens à remercier pour avoir rendu mon séjour et mon travail si agréable.

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse M. André de Lustrac (directeur de l'IEF pendant ma thèse), pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire dans son équipe pour le stage de fin d'études d'ingénieur et de double cursus M2R, et m'avoir aussi proposé ce sujet de thèse passionnant, ainsi que pour la confiance, les encouragements et le soutien sans faille qu'il m'a accordé.

Un grand merci tout spécial à M. Anatole Lupu pour ses conseils très riches sur la fabrication des échantillons nanométriques et son aide inlassable dans les mesures ainsi que ses travaux pour le traitement de données durant cette thèse. C'était un grand plaisir pour moi de travailler avec lui.

Je dois remercier également M. Xavier Le Roux, notre ingénieur de la salle blanche, pour ses précieux conseils et son soutien technique sur chaque détail de la technologie au long de cette thèse ainsi que pour sa patience infinie quand je commettais des erreurs de la manipulation.

Je remercie aussi tous les ingénieurs et techniciens de la centrale de technologie de l'IEF (CTU-Minerve). Cette recherche n'aurait pas été possible sans leurs formations et leurs conseils : Jean-René Coudeville, Fabien Bayle, Marie-Paule Planté, Cédric Villebasse, Abdelhanin Aassime, David Bouville, Benoît Bellier, et François Maillard.

Grand merci également à M. Abderrahim Ramdane, directeur de recherche à LPN, pour sa proposition d'hébergement dans son bureau pendant l'inondation de l'IEF pour un mois et demi.

Merci aussi à M. Shah Nawaz Burokur et M. Jianjia Yi pour m'avoir accueilli pour le stage de fin d'études et pour mon insertion réussie au sein de notre équipe grâce à eux.

Merci à tous les alumni de notre équipe, Hongyue Wang, Anna Niang, Quynh Le Van, Natalia Dubrovina, Tatiana Teperik, Paul-Henri Tichit, Dylan Germain, Alexandre Sellier, Jiaming Hao et Alassane Sidibé, pour leur amitié et pour tous les moments inoubliables durant cette thèse.

Tous les doctorants, Badreddine Ratni, Elena Bochkova et Yifan Sun, vont aussi me manquer !

Je tiens également à remercier mes amis chinois en France, Feihu Wang, Fu Feng et Chao Dong, qui ont passé du temps avec moi pendant cette période.

Les mots me manquent pour exprimer ma gratitude à mes parents, à mes proches, à ma chérie et à mes amis en Chine pour leur support, compréhension, confiance et préoccupation persistants. Ma cousine Yujing Fan et mon beau-frère Quanxin Yuan m'ont accueilli et m'ont hébergé dans leur logement à Pékin pendant mon retour en Chine. Mes amis Yahui Li, Kai Cui et Zhiwei Zeng ont toujours partagé de leurs nouvelles avec moi et m'ont tenu au courant de ce qu'il leur était arrivé et donc m'ont permis de bien connaître ce qui s'était passé en Chine pendant mon absence.

Enfin, je voudrais remercier la fondation Airbus Group qui a financé ma thèse, et l'Université Paris-Saclay (Université Paris Sud) où j'ai passé 6 ans (y compris 3 ans en Ingénieur / Master) de mon meilleur âge.



# Table de matières

<b>Abréviations, indications et unités standards</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction Générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Etat de l'art</b>	<b>3</b>
1.1 Métamatériaux électromagnétiques.....	3
1.1.1 Définition et histoire.....	3
1.1.2 Métamatériau optique.....	6
1.2 Condition de propagation d'une onde dans un milieu.....	8
1.2.1 Equations de Maxwell.....	8
1.2.2 Paramètres électromagnétiques $\epsilon$ et $\mu$ .....	9
1.3 Matériaux à indice de réfraction négatif — "Matériau de main-gauche".....	11
1.3.1 Modèle de Drude et plasmon polariton de surface (SPP).....	11
1.3.1.1 Plasma et Modèle de Drude.....	11
1.3.1.2 Plasmon polariton de surface (SPP).....	13
1.3.2 Plasmon de surface localisé (LSP).....	14
1.3.3 Matériau main-gauche optique.....	16
1.4 Projet Metaphotonique: principaux résultats (thèse de R. Ghasemi et N. Dubrovina).....	17
1.4.1 Interaction guide silicium-métamatériaux.....	17
1.4.2 Indice effectif.....	18
1.4.3 Métamatériaux 3D sur silicium.....	20
1.5 Exemple d'applications de métamatériaux.....	22
1.5.1 Lentille parfaite.....	22
1.5.2 Convertisseurs de mode en micro-ondes et en optique.....	23
1.5.3 Capes d'invisibilité en micro-onde et optique.....	25
1.6 Motivations de cette thèse.....	27
<b>2 Métamatériaux en optique guidée</b>	<b>39</b>
2.1 Introduction.....	39
2.2 Composants d'optique intégrée.....	40
2.2.1 Réflexion et réfraction de lumière à l'interface de deux milieux.....	40
2.2.2 Confinement latéral de guide d'onde en relief à métamatériau.....	42



2.2.2.1	Guide d'onde en relief.....	42
2.2.2.2	Indice effectif et modes du guide d'onde.....	45
2.2.2.3	Guide d'onde droit en relief à métamatériau.....	48
2.2.2.4	Guide d'onde coudé en relief à métamatériau.....	52
2.2.3	Exemples.....	56
2.3	Conclusion.....	57
<b>3.</b>	<b>Technologies de fabrication de métamatériaux en optique guidée et méthodes de caractérisation</b>	<b>61</b>
3.1	Méthodologie de fabrication.....	61
3.2	Principe de fabrication d'un guide d'onde en relief à métamatériau.....	62
3.2.1	Nettoyage du substrat.....	64
3.2.2	Enrésinement avant métallisation.....	65
3.2.3	Lithographie par faisceau d'électron avant métallisation.....	66
3.2.4	Développement avant métallisation.....	67
3.2.5	Déposition du métal.....	68
3.2.6	Lift-off.....	69
3.2.7	Enrésinement pour gravure du substrat.....	70
3.2.8	Lithographie par faisceau d'électron pour gravure du substrat.....	70
3.2.9	Développement pour gravure du substrat.....	71
3.2.10	Gravure du substrat.....	72
3.2.11	Nettoyage final.....	72
3.2.12	Clivage du substrat.....	73
3.3	Observation par SEM.....	73
3.4	Caractérisation de l'échantillon avec le banc de mesure «Elliot-Martock».....	74
3.5	Conclusion.....	77
<b>4.</b>	<b>Indice effectif de métamatériaux métalliques sur guide silicium</b>	<b>81</b>
4.1	Calcul de l'indice effectif: propagation de l'onde par rapport à l'extraction des paramètres S.....	84
4.2	Indice effective avant, au voisinage et après la fréquence de résonance.....	87
4.3	Si 100nm/200nm et d= 50nm/150nm.....	89
4.4	Si 200nm avec SiO <sub>2</sub> 5nm.....	90
4.4.1	Relation de dispersion de fils d'or avec différentes longueurs avec d=50nm / 150nm...90	

4.4.2 Relation de dispersion de fils d'or avec différentes longueurs à 190THz avec $d=50\text{nm}$ /150nm.....	92
4.5 Effet de $\text{SiO}_2$ .....	92
4.6 Effet de SOI.....	93
4.7 Conclusion.....	94
<b>5. Conception de composants à métamatériaux sur guide silicium</b>	<b>99</b>
5.1 Interféromètre Mach-Zehnder.....	99
5.1.1 Sur Si 100nm et sur Si 100nm, travaillant autour de 165THz.....	99
5.1.1.1 Structure.....	99
5.1.1.2 Simulation.....	101
5.1.2 Sur Si 100nm et sur Si 200nm, travaillant autour de 200THz.....	104
5.1.2.1 Structure.....	104
5.1.2.2 Simulation.....	104
5.2 Lentilles plasmoniques.....	107
5.2.1 Sur Si 100nm, travaillant autour de 170THz.....	108
5.2.1.1 Structure simple.....	108
5.2.1.2 Simulation.....	109
5.2.2 Sur Si 200nm, fonctionnant autour de 200THz.....	110
5.2.2.1 Structure.....	110
5.2.2.2 Simulation.....	113
5.3 Démultiplexeur en longueur d'onde.....	116
5.3.1 Structure.....	116
5.3.2 Simulation .....	118
5.3.3 Les désavantages et les avantages de ce démultiplexeur.....	120
5.4 Conclusion.....	121
<b>6. Réalisation et caractérisation des composants en optique guidée</b>	<b>129</b>
6.1 Mach-Zehnder.....	130
6.1.1 Réalisation du Mach-Zehnder et le guide d'onde adapté.....	130
6.1.2 Résultats de caractérisation du Mach-Zehnder.....	131
6.2 Lentille plasmonique.....	133
6.2.1 Réalisation de la lentille plasmonique le guide d'onde adapté.....	133
6.2.2 Résultats de caractérisation de la lentille plasmonique.....	136
6.3 Démultiplexeur en longueur d'onde.....	139
6.3.1 Réalisation du démultiplexeur en longueur d'onde et le guide d'onde adapté.....	139

6.3.2 Résultats de caractérisation du démultiplexeur en longueur d'onde.....	141
<b>7. Conclusion générale et perspectives</b>	<b>145</b>
7.1 Conclusion générale.....	145
7.2 Perspectives.....	146
7.2.1 Mach-Zehnder.....	146
7.2.2 Lentille plasmonique.....	148
7.2.3 Démultiplexeur en modes en polarisation.....	150
Liste de publications.....	153

## Abréviations, indications et unités standards

### Abréviations utilisées

<b>2D</b>	<b>Deux-dimension</b>
<b>3D</b>	<b>Trois-dimension</b>
<b>TE</b>	<b>Electrique transversal</b>
<b>MM</b>	<b>Métamatériau</b>
<b>SPP</b>	<b>Plasmon polariton de surface</b>
<b>LSP</b>	<b>Plasmons de surface localisés</b>
<b>NP</b>	<b>Nanoparticule</b>
<b>CW</b>	<b>Cut wire</b>
<b>HFSS</b>	<b>High frequency structural simulator</b>
<b>SEM (MEB)</b>	<b>Scanning electron microscopy (microscopie électronique à balayage)</b>
<b>NBL</b>	<b>Nanobeam lithographie</b>
<b>Si</b>	<b>Silicium</b>
<b>SiO<sub>2</sub></b>	<b>Silice</b>
<b>SOI</b>	<b>Silicium sur isolant</b>
<b>PMMA A6</b>	<b>6% de polyméthacrylate de méthyle avec 94% d'anisole (ration en poids)</b>
<b>IPA</b>	<b>Alcool isopropylique</b>
<b>MIBK</b>	<b>Méthylisobutylcétone</b>
<b>H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub></b>	<b>Acide sulfurique</b>
<b>H<sub>2</sub>O<sub>2</sub></b>	<b>Peroxyde d'hydrogène</b>
<b>ZEP 520</b>	<b>1:1 copolymère de α-chlorométhacrylate et α-méthylstyrène</b>
<b>C<sub>4</sub>F<sub>8</sub></b>	<b>Octafluorocyclobutane</b>
<b>SF<sub>6</sub></b>	<b>Hexafluorure de soufre</b>

## Indications utilisées

$\epsilon$	Permittivité diélectrique
$\mu$	Perméabilité magnétique
$n$	Indice de réfraction
$\vec{E}$	Vecteur du champ électrique
$\vec{H}$	Vecteur du champ magnétique
$\vec{k}$	Vecteur d'onde
$f$	Distance focale
$f_r$	La fréquence de résonance

## Unités standards de mesure

dB	Décibel
kV	Kilovolt
mm	Millimètre
$\mu\text{m}$	Micromètre/micron
nm	Nanomètre
nA	Nanoampère
THz	Térahertz
W	Watt
min	Minute
sec	Second
rpm	Retour par minute
sccm	Standard cubic centimeters per minute
dB	Décibel
kV	Kilovolt

## Introduction Générale

Les métamatériaux (MM) sont des milieux composites artificiels qui possèdent des propriétés n'existant pas dans les matériaux conventionnels. Cette caractéristique exotique nous permet d'exploiter la possibilité de concevoir des composants innovants et miniaturisés, qui sont impossibles à réaliser avec les matériaux conventionnels, e.g. la cape d'invisibilité qui rend une région donnée invisible dans l'espace libre à la fréquence de travail. Depuis l'apparition du mot métamatériau dans l'année 2001, ce nouveau champ de recherche a été créé et l'essor des études dans ce domaine a déjà donné naissance à des produits commerciaux en radiofréquence et en micro-ondes s'appliquant dans la télécommunication. Les produits vont améliorer la radiation, ou dévier la directivité du lobe principal, ou miniaturiser la taille de l'antenne. La longueur d'onde dans cette bande de fréquence varie de 1mm à 100km, du coup l'approche de la fabrication de ces composants en MM est assez mature à l'aide des techniques classiques ou de l'impression 3D.

Depuis dizaines d'années, on a aussi assisté à un progrès explosif de la recherche sur les MMs dans le THz, l'infrarouge et le visible, qui correspondent aux longueurs d'onde entre quelques cents nanomètres à quelques cents microns, ce qui nécessite une taille mésoscopique des éléments en MM pour réaliser un composant fonctionnel. De ce fait, la cellule du MM dans ce domaine est tellement petit que la stratégie technologique n'est plus pareille que celle dans la radiofréquence. De plus, la limite de la technologie de la réalisation du MM en 3D avec dimension mésoscopique contraignent aussi le contrôle de la permittivité et la perméabilité simultanément comme la réussite dans la radiofréquence. D'ailleurs, il faut aussi prendre en compte la perte métallique dû à l'absorption ou la résonance du MM.

Dans cette thèse, on va discuter et exploiter la possibilité de réaliser des composants d'optique intégrée basés sur MMs à partir des résultats obtenus dans les recherches déjà faites dans notre groupe. On va essayer de concevoir des composants fonctionnels à partir du contrôle de l'indice de réfraction (la permittivité) du MM non magnétique avec la nanotechnologie de nos jours.

Le premier chapitre fournit un contexte théorique pour comprendre à quoi est consacré le MM, accompagnés par les résultats obtenus dans notre groupe et des exemples déjà réalisés à base de MM. Je me propose d'abord d'introduire le concept de MM et de présenter les propriétés exotiques correspondantes à partir des équations de Maxwell. Puis la permittivité et la perméabilité extraordinaires et le "matériau main-gauche" seront discutés. Ensuite on va passer en revue les résultats obtenus par R. GHASEMI et N. DUBROVINA et des composants conçus à base de MM travaillant dans différentes bandes de fréquence. A la fin, je vais présenter la motivation de cette thèse.

Le deuxième chapitre se propose d'introduire et de discuter le concept de l'optique guidée et des composants d'optique intégrée à base de MM. On va discuter en détail le principe du composant d'optique intégrée conventionnel à partir de l'analyse de du comportement de la lumière à l'interface de deux milieux. Ensuite le guide d'onde en relief (rectangulaire) conventionnel, son mode et l'indice de réfraction correspondant sont discutés, suivi par l'introduction de 2 types de guide d'onde en

relief à MM, soit le guide d'onde droit et le guide d'onde coudé. On peut trouver un guidage de rapport à un guide d'onde conventionnel, ainsi que la capacité de couder le guide d'onde en simplement tournant la rangée de fils d'or ou en déplaçant les fils d'or. Puis je vais donner un exemple de guide d'onde à MM déjà réalisé par R. GHASEMI et je vais conclure ce chapitre à la fin.

Dans le chapitre 3, je vous montrerai la méthodologie et la méthode de la technologie de fabrication de structures nanométriques. On va commencer par la comparaison de 2 différentes approches de fabrications qui sont très bien connues au niveau de la micro/nanofabrication, soit l'approche «bottom-up» qui s'appuie fortement sur un procédé de la croissance de nanoparticule et l'auto-assemblage (ou auto-organisation), et l'approche de «top-down» qui se fonde sur la lithographie. La deuxième approche est choisi pour la réalisation de nos composants en SOI. On verra ensuite le processus en détail de l'approche «top-down» en deux niveau: soit la métallisation et la gravure du guide d'onde. Les mesures de l'échantillon consistent en deux partie, soit la mesure de la dimension de l'échantillon à l'aide du SEM, et la caractérisation de l'échantillon avec un banc de mesure «Elliot-Martock».

Le chapitre 4 concerne la démonstration de l'art de contrôler de l'indice de réfraction par rapport à l'indice de silicium à l'aide des simulations effectués par le logiciel HFSS. On va faire un rappel de l'indice de réfraction du MM, une brève présentation de la méthode de calcul d'indice de réfraction et une introduction de la structure du modèle établi dans HFSS. Puis on discutera la variation de l'indice avant, dans et après la bande de fréquence de résonance. On discutera aussi à quelle fréquence la canalisation du fil d'or est utilisable et la perte est limitée. Ensuite je montrerai successivement l'indice de réfraction calculé par HFSS pour des couches de Si avec différentes épaisseurs, de fils d'or avec différentes longueurs et de différentes distances périodiques entre les fils d'or. On va discuter aussi l'impact sur l'indice effectif de réfraction de la couche fine de SiO<sub>2</sub> sur le Si et le SiO<sub>2</sub> sous le Si (la «box» de SOI). Je me propose de faire aussi une comparaison du résultat de ma simulation avec le résultat extrait de façon de «retrieved method» qui peut être utilisé pour décrire la propriété d'un réseau de fils d'or.

Le chapitre 5 explicitera les composants réalisés durant cette thèse. On va discuter les idées de conceptions de différents composants d'optique intégrée qui sont assez compacts, et voir ensuite les résultats de simulations de ces composants, y compris un Mach-Zender sur Si 200nm travaillant à 200THz, une lentille plasmonique simple sur Si 100nm travaillant à 170THz pour illustrer le principe du fonctionnement de la lentille, une lentille plasmonique sur Si 200nm travaillant à 200THz qui sera fabriquée, et un démultiplexeur en longueur d'onde sur Si 200nm qui est très compact et qui est capable à diviser la bande de la 2<sup>ème</sup> fenêtre (1.3µm) et la bande de la 3<sup>ème</sup> fenêtre (1.55µm) de la communication optique. On va discuter les avantages et les désavantages de ces composants à la fin.

Le chapitre 6 fournit un contexte pour les résultats de la fabrication et de la caractérisation. Je listerai les résultats pris par le SEM de la réalisation des composants et les résultats de la caractérisation donnés par notre banc de mesure. Comparés avec les résultats de simulations, on pourra trouver l'écart de la théorie et la réalité, et une correction ou amélioration possible pour les recherches dans le futur.

Le dernier chapitre consiste en une conclusion générale et les perspective générées par ce travail.

# Chapitre 1

## Etat de l'art

---

### 1.1 Métamatériaux électromagnétiques

#### 1.1.1 Définition et histoire

En physique, en électromagnétisme, le mot "métamatériau" (MM) désigne un matériau composite, artificiel et structuré, qui fait référence à ses propriétés électromagnétiques qu'on ne retrouve pas dans un matériau conventionnel. Le préfixe "méta" provient du grec et signifie "au-delà de". Ce type de matériau s'agit principalement de structures périodiques, diélectriques ou métalliques, dont la taille de chaque cellule est beaucoup plus petite que la longueur d'onde de travail  $\lambda$  (typiquement inférieure aux quelques dixièmes de  $\lambda$ ), et les cellules s'appellent alors «méta-atomes» ou «nanoparticule» en raison de leurs tailles sub-longueur d'onde. De ce point, le MM se comporte comme un matériau homogène qui a des nouvelles propriétés n'existant pas à l'état naturel, en raison d'interactions spécifiques avec les champs électriques.

Le mot "métamatériau" a été inventé et premièrement utilisé par Rodger M. Walsler [1]. Il existe plusieurs types de MMs en électromagnétisme, dont le plus connu est probablement ceux qui présentent à la fois une permittivité et une perméabilité négatives. Mais il en existe d'autres: milieu d'impédance infinie, milieu à permittivité relative inférieure à 1, etc. De même on peut considérer les cristaux photoniques comme des métamatériaux.

En fait la naissance et l'utilisation du matériau artificiel dans l'histoire peuvent possiblement dater du 4ème siècle, à l'époque de l'Empire Romain où le mécanisme n'était pas vraiment compris par l'homme. Un exemple impressionnant est la Coupe de Lycurgue (figure 1-1), qui est verte quand elle est illuminée par lumière blanche à l'extérieur (a) et qui apparaît rouge quand elle est illuminée par lumière blanche à l'intérieur (b) [2-3]. Cette propriété est en raison des nanoparticules d'or et d'argent embarquées dans le matériau composite avec une taille variante de 50nm à 100nm, qui sont responsables du changement du spectre de transmission et du spectre de réflexion cette coupe par rapport aux vitreux conventionnels [4].

La recherche d'un matériau artificiel structuré a sans doute débuté à la même époque que la découverte des équations de Maxwell, quand Lord Rayleigh a étudié une structure de multicouches diélectriques qui pouvaient causer une totale réflexion d'un faisceau à une seule longueur d'onde, qui est appelée «miroir de Bragg» de nos jours [5]. D'autres recherches en matériaux artificiels structurés dans ses travaux plus tardifs sont tels que l'iridescence résultant de l'interférence dans un matériau périodique et structuré [6], et la proposition d'un matériau composé d'obstacles sphériques avec un agencement rectangulaire qui se comporte comme un milieu homogène continu [7]. Le livre périodiquement inséré par des feuilles métalliques qui peuvent beaucoup augmenter la polarisation linéaire de ce livre [8], et le paquet de fibres de jute vrillées qui jouent d'un matériau chiral 3D et qui



est capable de changer la polarisation de l'onde radio [9], étudiés par Jagadis Chunder Bose, peuvent être regardés comme des matériaux artificiels. Après la seconde guerre mondiale, la recherche sur les matériaux artificiels structurés a connu un grand progrès avec le rapide développement de communications radios et la technologie de radar.



Figure 1-1 Coupe de Lycurgue (a) illuminée par lumière réfléchie; (b) illuminée par lumière transmise.

Ce qui avait aidé le MM à se développer et devenir une branche d'étude distincte plus que trente ans plus tard est la recherche de l'indice de réfraction négatif par le physicien théoricien Victor G. Veselago en l'année 1968 quand il étudia la propriété électromagnétique et les applications potentiels d'un milieu supposé avoir simultanément une permittivité négative et une perméabilité négative [10]. Il a remarqué dans cet article qu'un tel matériaux inverse toutes les lois de l'électromagnétisme classiques, et exhibent même des propriétés contre-intuitives. Il a noté que, par exemple, la vitesse de phase et la vitesse de groupe se propage dans directions opposées, autrement dit, le vecteur du champ électrique, le vecteur magnétique et le vecteur d'onde se forment un triplet de main gauche, et les lentilles convexes et les lentilles concaves se comportent d'une manière opposée que les lentilles conventionnelles avec indice positif. Il a prédit aussi qu'une plaque avec indice négatif est capable de réaliser une image réelle au voisinage après la plaque. Cependant, bien que l'homme dans cette époque ait connu l'existence de  $\epsilon$  négatif et  $\mu$  négatif respectifs à l'aide du plasma et de ferrite, on ne sut pas comment les combiner dans un même milieu. Donc, le manque de vérification expérimentale a laissé cette recherche à titre de curiosité et resté inconnu jusqu'à la fin des années 1990.

La série de travaux de J. B. Pendry et D. R. Smith a initié l'ère moderne des MMs. Pendry a étudié un milieu artificiel structuré exhibant une permittivité négative en 1996 [11], et plusieurs structures qui exhibent une perméabilité négative en 1999 [12] dont la structure de «split-ring resonator» avait été introduite par W. N. Hardy et L. A. Whitehead [13]. Une année plus tard, Smith et al. ont combiné les deux milieux prédits pour avoir un indice de réfraction négatif [14] (voir figure 1-2 a), et une analyse théorique a été démontrée dans [15]. La première validation expérimentale a été réalisée dans [16] (figure 1-2 b), et des recherches et des simulations de structures très similaires peuvent être trouvées dans [17-18] et [19]. En le même temps, Pendry et al. ont démontré la possibilité de réalisation de lentille parfaite à base de MM avec indice de réfraction -1, qui va restaurer toutes les informations, même les modes évanescents, après la lentille au moyen de réfraction négative [20]. Beaucoup d'études, progrès et d'avancements sur les superlentilles en champ proche [21-31], même en champ lointain [32-36] ont été effectués, accompagnés par plusieurs débats polémiques et

## 1.1 Métamatériaux électromagnétiques

arguments avancés [37-43]. Le schéma du processus de la restauration de mode évanescent et le schéma de la réfraction négative fictive sont montrés dans figure 1-2 (c) et (d), respectivement.

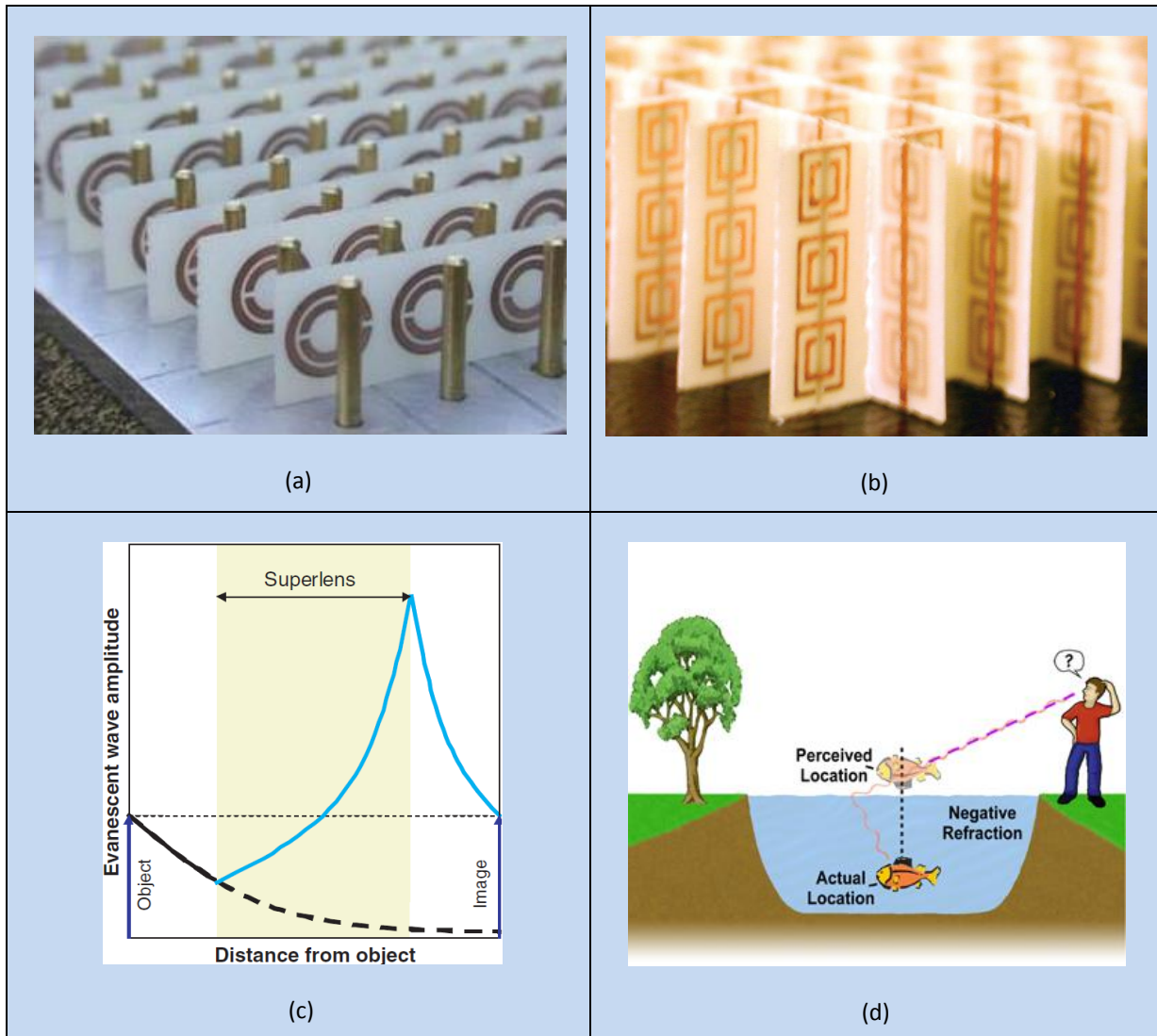


Figure 1-2. MMs avec indice négatif (a) premier MM réalisé avec simultanément négative permittivité et négative perméabilité [14]; (b) premier MM pour la démonstration de l'indice de réfraction négative [16]; (c) principe de restauration de mode évanescent dans super lentille [22, 25]; (d) réfraction négative [44].

C'est aujourd'hui un domaine de recherche très actif et fructueux: la première cape d'invisibilité travaillant à micro-onde conçue et caractérisée par Smith et al. en 2006 [45] (voir figure 1-3) de façon de la «transformation d'espace» [46]; un trou de ver électromagnétique en 2007 [47]; un tapis d'invisibilité en 2008 [48] et la première validation en 2009 [49]; imitation du comportement du trou noir en 2009 [50]; cape d'invisibilité de large bande pour très longs objets cylindriques [51]; une cape sismique qui va contrecarrer les effets néfastes des ondes sismiques conçu en 2009 [52] et premièrement caractérisé en 2014 [53]. Des composants innovants en MMs aujourd'hui sont déjà très proches de leurs applications commerciales dans les domaines radar, imagerie, communication et acoustique.

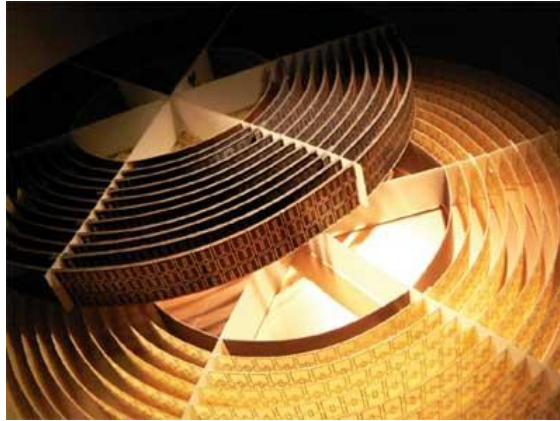


Figure 1-3 Implémentation de cape d'invisibilité en métamatériaux à micro-onde (photo fournie par Duke University).

### 1.1.2 Métamatériau optique

Il y a également eu un vif intérêt à étendre l'approche du MM en régimes de plus hautes fréquences, en adaptant progressivement les concepts démontrés initialement dans la gamme GHz au THz, à l'infrarouge (moyen et proche) et aux fréquences visibles [54]. La première stratégie en ces régimes est simplement de réduire la taille du MM de sorte qu'elle reste proportionnelle aux longueurs d'onde plus courtes, et le succès de la réalisation des composants en THz l'a prouvé [55-56]. Cependant, quand fréquence s'augmente à fréquence de l'infrarouge moyen ou proche, ou fréquence visible, la méthodologie prédite s'y échoue dans la plupart des cas à cause des pertes plasmoniques [57-61] issues de la croissance rapide de la partie imaginaire de l'indice de réfraction au voisinage de la fréquence de résonance [62], car l'onde incidente dans ce domaine va provoquer facilement l'interaction onde-matière, qui est déterminée par les propriétés du milieu hybride (MMs). Une autre contrainte dans ce domaine est la stratégie de la réalisation de cellule en MM, car la longueur d'onde en ce régime devient très petite, inférieur à  $10\mu\text{m}$ , signifiant que la taille interne de chaque cellule devient micrométrique ou nanométrique. Alors cela requiert particulièrement de la technologie spécifique au niveau de la fabrication, qui s'appelle aujourd'hui la nanotechnologie et elle sera présentée dans le chapitre 3.

La figure 1-4(a) fait la synthèse de l'évolution de la nanofabrication dans différentes bandes de fréquence. Dans cette figure, les fréquences de fonctionnement de MMs à perméabilité magnétique négative  $\mu$  (triangle vide) et l'indice de réfraction négatif  $n$  (triangle solide) sont présentés avec une échelle logarithmique du micro-ondes aux longueurs d'onde visibles. Les quatre inserts montrent les photographies optiques ou électroniques de quatre types de structures. La couleur codée sous les inserts s'associe avec les couleurs de triangles [54]. La figure 1-4(b) montre le résultat de la distribution du champ magnétique donné par la simulation numérique par éléments finis. L'onde se propage comme s'il n'y avait pas d'obstacle encombrant. Les fronts d'ondes et l'amplitude du champ magnétique derrière la cape d'invisibilité sont essentiellement les mêmes que ceux dans l'absence de l'objet cylindrique, démontrant ainsi l'efficacité de cette cape [63]. Un laser émanant du couplage entre le mode plasmonique diffractif d'un réseau de particules d'argent et la couche dopée par le colorant Rhodamine 6G qui sert à la même fois la matière amplification et aussi un guide d'onde. On trouve que l'intensité du laser augmente rapidement avec la croissance de l'énergie du pompage

## 1.1 Métamatériaux électromagnétiques

supérieur au seuil [64, 66]. Figure 1-4(d) révèle le mécanisme du hologramme à partir d'une méta-surface dont chaque nanorod joue un pixel et l'orientation est précisément calculée [67]. Les méta-atomes absorbent les lumières circulairement polarisées qui portent des informations de l'objet, et puis les remettent dans une polarisation opposée et l'image de l'objet se reconstituera à l'intérieur de la distance de Fresnel [65].

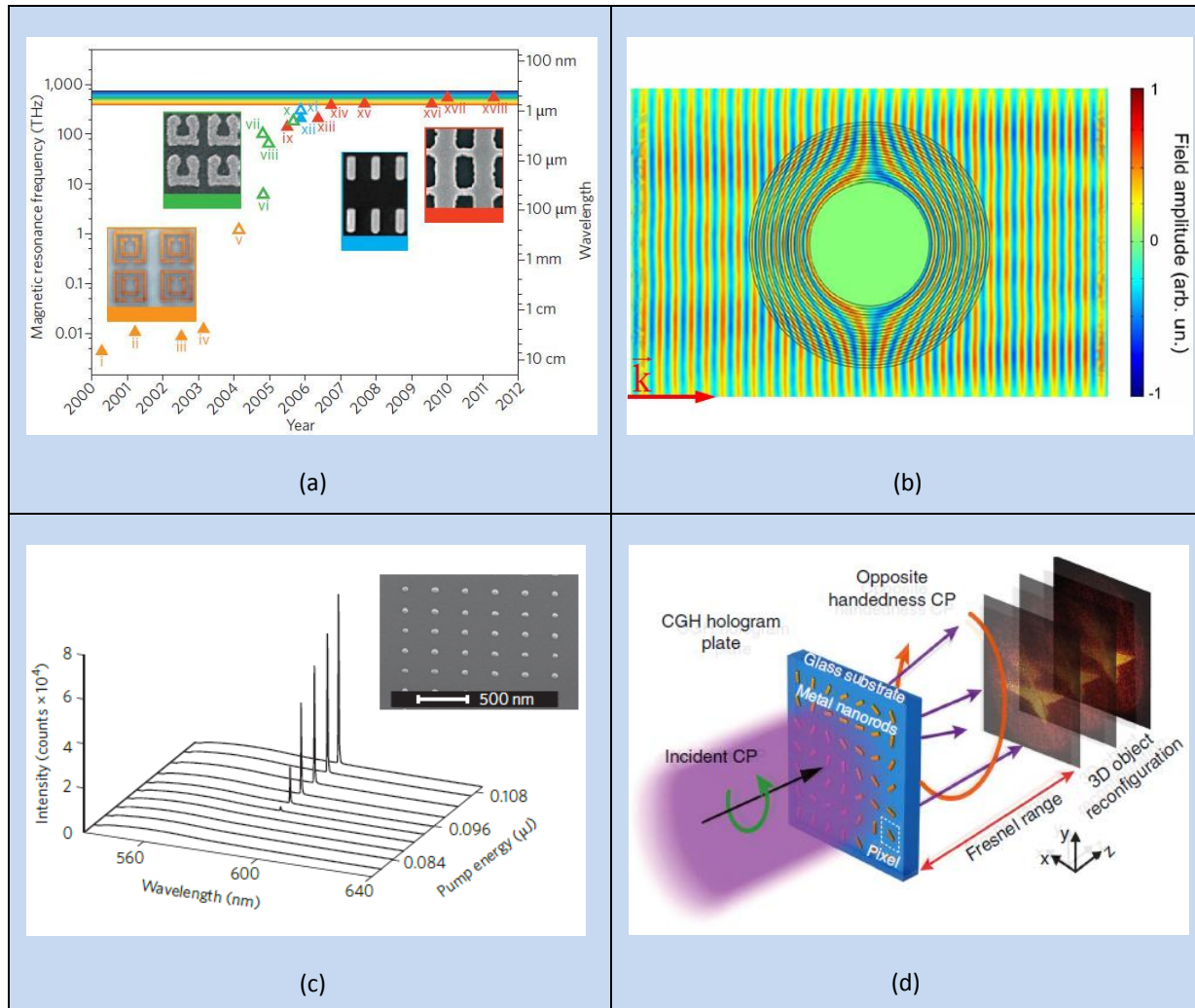


Figure 1-4. Métamatériaux optique en 2D: (a) synthèse du progrès de contrôle de fréquence de travail du MM en 2D [54]; (b) cape d'invisibilité à 100THz dans le vide[63]; (c) spectres d'émission d'un réseau plasmonique «band-edge» comprenant un réseau carré de nanoparticules d'argent couverts par une couche de polymère à la rhodamine-6G, avec différentes énergies pompée [64]; schéma du hologramme dont la circularité du faisceau avant la plaque photographique s'oppose à celle du faisceau incident à la méta-surface à gradient de phase [65].

Sauf les MMs qui travaillent en mode propagatif dans figure 1-4(b) et mode diffractif dans (c) et (d), MM peut aussi se coupler à l'onde en mode diffusif [68][69] ou au photon émis par l'émission spontanée [70-71]. Dans [69], le «split ring resonator» piloté par le signal du laser crée un champ plasmonique assez intense. L'intensité du signal de Raman émis par le graphène à côté de SRR est beaucoup amplifiée de la manière du fort couplage entre le signal de Raman et le champ plasmonique. Dans [70-71], la luminescence est très amplifiée par la couche méta-surface qui peut être considérée comme un réseau d'antennes qui améliore la directivité de l'émission spontanée émise par les quantum-dots ou par la couche colorante.

D'autres résultats impressionnants ont été également démontrés: loupe plasmonique en MM avec une résolution 70nm [72]; cape d'invisibilité optique avec fils métalliques [73], cape d'invisibilité infrarouge avec des implants métalliques [74] et multicouche plasmonique cape d'invisibilité optique avec multi-plage de travail [75]; diélectrique tapis d'invisibilité infrarouge de la manière de «quasi-conformal mapping» [76] et tapis d'invisibilité optique en semi-conducteur de la manière de «quasi-conformal mapping» [77], cape d'invisibilité infrarouge en Si wafer [78], et massif MM optique à indice de réfraction négatif en 3D [79] (voir figure 1-5), etc.



Figure 1-5 Illustration d'un modèle de MM optique à indice de réfraction négatif (photo fournie par Ames Laboratory).

## 1.2 Condition de propagation d'une onde dans un milieu

Pour mieux comprendre quel sont les MMs, et comment est l'interaction entre l'onde incidente et les MMs, il est nécessaire de rappeler la réponse des matériels conventionnels aux ondes électromagnétiques. Dans ce paragraphe, on se concentre sur les équations de Maxwell, qui peuvent s'appliquer dans le cas microscopique et aussi dans le cas macroscopique.

### 1.2.1 Equations de Maxwell

Dans un milieu homogène, en l'absence de charges et source de courant, l'équation de Maxwell s'écrit comme:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1-1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (1-2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (1-3)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (1-4)$$

dont  $\vec{E}$  est le vecteur du champ électrique,  $\vec{H}$  le vecteur du champ magnétique et  $\vec{J}$  est la densité du courant électrique, avec la relation  $\vec{D} = \varepsilon(\omega)\vec{E}$  et  $\vec{B} = \mu(\omega)\vec{H}$  dont  $\varepsilon(\omega)$  s'appelle la permittivité,

## 1.2 Condition de propagation d'une onde dans un milieu

$(\omega)$  la perméabilité et  $\omega$  la fréquence angulaire. Il faut savoir que  $\varepsilon(\omega)$  et  $\mu(\omega)$  sont des propriétés intrinsèques du milieu, et dans un milieu homogène sans source de courant,  $\vec{J} = 0$ .

Si on relie l'équation (1-2) à l'équation (1-1) avec la relation  $\vec{B} = \mu(\omega)\vec{H}$  et  $\vec{D} = \varepsilon(\omega)\vec{E}$ , on aura:

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon(\omega)\mu(\omega) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-5)$$

L'équation (1-5) s'appelle l'équation d'onde. Le champ électrique et le champ magnétique sont deux composantes symétriques dans l'équation de Maxwell. Donc on peut en déduire la valeur de H si on obtient la valeur du champ électrique E en résolvant l'équation d'onde.

La permittivité et la perméabilité peuvent être 1D, 2D ou 3D. Dans n'importe quel cas, dès que la modalité de l'onde incidente  $\vec{E}$  est définie et la propriété électromagnétique  $\varepsilon(\omega)$  et  $\mu(\omega)$  du milieu est connue, la propagation de l'onde dans le milieu peut être déterminée temporairement et spatialement.

Dans la plupart des cas, en utilisant la fonction harmonique, la solution de l'équation (1-5) peut s'interpréter comme:

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (1-6)$$

et

$$\vec{k}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_r(\omega) \mu_r(\omega) \quad (1-7)$$

La formule (1-6) s'appelle aussi la solution de Helmholtz qui consiste en une composition de différentes séries de l'onde plane dont  $E_0$  est l'amplitude de l'onde,  $\vec{r}$  le vecteur du rayon et  $\vec{k}$  le vecteur d'onde. La formule (1-7) s'appelle la relation de dispersion dont c est la vitesse de l'onde dans le vide,  $\varepsilon_r(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0}$  et  $\mu_r(\omega) = \frac{\mu(\omega)}{\mu_0}$  s'appellent la permittivité relative et la perméabilité relative respectivement, et  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  sont les constantes de la permittivité et de la perméabilité du vide. En plus, le champ électrique  $\vec{E}$ , le champ magnétique  $\vec{H}$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$  sont perpendiculaires l'un à l'autre.

### 1.2.2 Paramètres électromagnétiques $\varepsilon$ et $\mu$

Traditionnellement l'indice de réfraction est défini comme:

$$n^2(\omega) = \varepsilon_r(\omega) \mu_r(\omega) \quad (1-8)$$

Au niveau des différents types de MMs qui ont beaucoup étendu la plage de l'indice effectif, leurs  $\varepsilon_r(\omega)$  et  $\mu_r(\omega)$  peuvent tous varier de  $-\infty$  à  $+\infty$  théoriquement. L'indice de réfraction peut se représenter en 4 quadrants en fonction du signe de  $\varepsilon_r(\omega)$  et  $\mu_r(\omega)$ , comme le montre la figure 1-6.

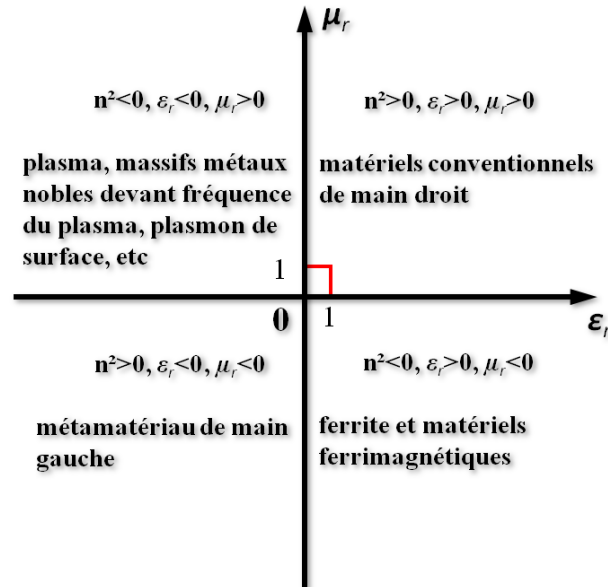


Figure 1-6 : Diagramme sur quatre quadrants de l'indice de réfraction du milieu effectif en fonction de  $\epsilon$  et  $\mu$ .

Dans le diagramme ci-dessus, on trouve généralement quatre milieux effectifs:

1. Le premier quadrant où  $\epsilon_r > 0$  et  $\mu_r > 0$  qui donnent  $n^2 > 0$  et  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{k}$  forme un triplet de main droite, représente les matériaux conventionnels de main droite. Il y a aussi une famille de MMs dans cette zone, afin d'obtenir possiblement une propriété électromagnétique anormale, e.g. très haut indice de réfraction [80].
2. Dans le deuxième quadrant où  $\epsilon_r < 0$  et  $\mu_r > 0$  qui donnent  $n^2 < 0$ , autrement dit un indice de réfraction complexe, les matériaux dans cette zone permettent une propagation évanescente, comme le plasma du gaz [57], le plasma dans massif métaux nobles [58], plasmon (polariton) de surface [59-61]. Il existe une grande famille de MM dans cette quadrant à partir de la proposition de Pendre dans [11]
3. Dans le troisième quadrant, où  $\epsilon_r < 0$  et  $\mu_r < 0$ , qui donnent  $n^2 > 0$  et  $n = -\sqrt{\epsilon_r \mu_r} < 0$ , on trouve des MMs à l'indice négatif, qui s'appelle aussi MM de main gauche (sera discuté dans le paragraphe 1.3.3). Comme discuté dans le paragraphe 1.1.1 et 1.1.2, les valeurs négatives de  $\epsilon$  et  $\mu$  proviennent de la résonance plasmonique qui est lié aussi à un mode évanescent de la propagation de l'onde dans ce MM [81-83].
4. Il n'y a pas de matériaux naturels avec permittivité positive et perméabilité négative autres que les ferrites ou matériaux ferrimagnétiques excités par une onde électromagnétique dont la fréquence est inférieure à fréquence de résonance du plasma magnétique [84]. Des MMs avec la structure en anneau proposée par Pendry dans [12] peuvent exhiber une telle propriété anormale.

### 1.3 Matériaux à indice de réfraction négatif — "Matériau de main-gauche"

Dans le texte suivant, on va discuter le mécanisme la formation du plasma dans un gaz ionisé ou dans un massif métal noble à partir du modèle de Drude, puis plasmon polariton de surface (SPP) qui existe à l'interface métal-diélectrique, plasmon de surface localisé (LSP) qui est confiné à la surface du diélectrique et ne se propage pas, et qu'est ce que le "matériau de main gauche" signifie-il.

#### 1.3.1 Modèle de Drude et plasmon polariton de surface (SPP)

##### 1.3.1.1 Plasma et modèle de Drude

Je présente ici la notion de plasma, de plasmon et de plasmon polariton de surface (SPP) en introduisant d'abord le modèle de Lorentz, puis le modèle de Drude: l'oscillation de l'électron pilotée par une onde incidente dans un métal noble massif avec  $\mu_0=1$  (ou un gaz ionisé). Ce modèle consiste en un électron libre avec une charge négative et un noyau avec une charge positive (voir figure 1-7).

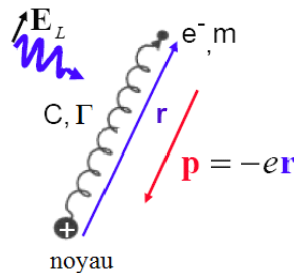


Figure 1-7 : Modèle de Lorentz dont  $\vec{E}_L$  est le champ électrique incident;  $m$ , la masse de l'électron;  $e^-$ , électron;  $+$ , noyau;  $\vec{p}$ , vecteur de la polarisation du champ électrique entre l'électron et le noyau;  $\vec{r}$ , vecteur de déplacement de l'électron à partir du noyau;  $\Gamma$ , le coefficient de la force d'amortissement d'oscillation et  $C$ , le coefficient de la force de ressort [85].

L'équation du mouvement de Lorentz peut bien expliciter le comportement de l'électron:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m\Gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + C\vec{r} = -e\vec{E}_L \quad (1-9)$$

Quand  $C=0$ , l'équation de Lorentz devient l'équation de Drude:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} + \Gamma\vec{J} = -\left(\frac{Ne^2}{m}\right)\vec{E}_L \quad (1-10)$$

dont  $\vec{v} = \frac{d\vec{r}(t)}{dt}$  qui est la vitesse de l'oscillation de l'électron.

On sait que:  $\vec{J} = -Ne\vec{v}$  dont  $\vec{J}$  est la densité du courant et  $N$  est la densité d'électron du métal. Si on remplace  $\vec{v}$  dans (1-10) par  $\vec{J} = -Ne\vec{v}$  on obtiendra:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} + \Gamma\vec{J} = -\left(\frac{Ne^2}{m}\right)\vec{E}_L \quad (1-11)$$

Après des simplifications, on a:



$$\vec{J} = \left( \frac{\sigma_0}{1 - (i\omega/\Gamma)} \right) \vec{E} = \sigma_\omega \vec{E} \quad (1-12)$$

dont  $\sigma_0 = \left( \frac{Ne^2}{m\Gamma} \right)$  est la conductivité statique et  $\sigma_\omega = \frac{\sigma_0}{1 - (i\omega/\Gamma)}$  est la conductivité dynamique.

Si on revient au formule (1-2), la loi d'Ampère doit se réécrire sous la forme:

$$\nabla \times \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{J} \quad (1-13)$$

On prend formule (1-13) dans formule (1-1), loi de Faraday, l'équation d'onde devient:

$$\nabla^2 \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (1-14)$$

On prend (1-12) et le formule (1-6) dans (1-14), et on obtiendra le nombre d'onde en résolvant l'équation d'onde:

$$k = \frac{\omega^2}{c^2} + i \left( \frac{\sigma_0 \omega \mu_0}{1 - (i\omega/\Gamma)} \right) \quad (1-15)$$

avec  $c = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}}$  qui s'appelle la constante de vitesse de la lumière dans le vide, et

$$n^2 = \epsilon_r = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\Gamma \sigma_0 c^2 \mu_0}{\omega + i\Gamma} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} \quad (1-16)$$

la formule (1-16) est l'expression de l'indice effectif du métal si on fixe  $\mu_r=1$ , dont

$\omega_p = \Gamma \sigma c^2 \mu_0 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}$  est la fréquence du plasma qui est une valeur intrinsèque du métal. Quand

$\omega < \omega_p$ ,  $n$  est complexe, la radiation est atténuée; par contre quand  $\omega > \omega_p$ ,  $n$  est réel et le métal devient transparent. La variation de la permittivité relative et celle de l'indice de réfraction en fonction de fréquence sont montrées dans figure 1-8 (a) et (b), respectivement.

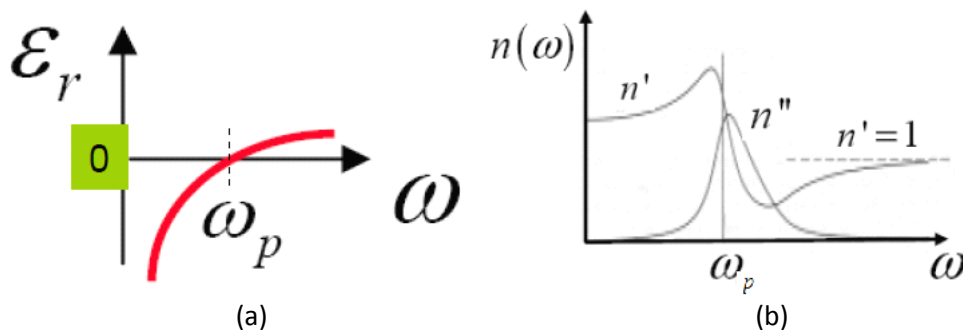


Figure 1-8 : Schéma de la variation de la permittivité relative (a) et de l'indice de réfraction effectif (b) du plasma en fonction de fréquence, dont  $n'$  est la partie réelle de l'indice et  $n''$  est la partie imaginaire de l'indice.

### 1.3 Matériaux à indice de réfraction négatif — "Matériau de main-gauche"

Dans un métal, un plasmon est une oscillation de plasma quantifiée, ou un quantum d'oscillation de plasma. Le plasmon est une quasi-particule résultant de la quantification de fréquence plasma, tout comme le photon et le phonon sont des quantifications de vibrations respectivement lumineuses et mécaniques. Dans la figure 1-9 on voit le schéma de l'oscillation du plasmon dans un métal massif dans (a), et la relation de dispersion du métal dans (b). La flèche rouge dans 1-9 (a) représente l'onde émise par l'oscillation du plasmon et la courbe rouge dans 1-9 (b) démontre le mode propagatif correspondant.

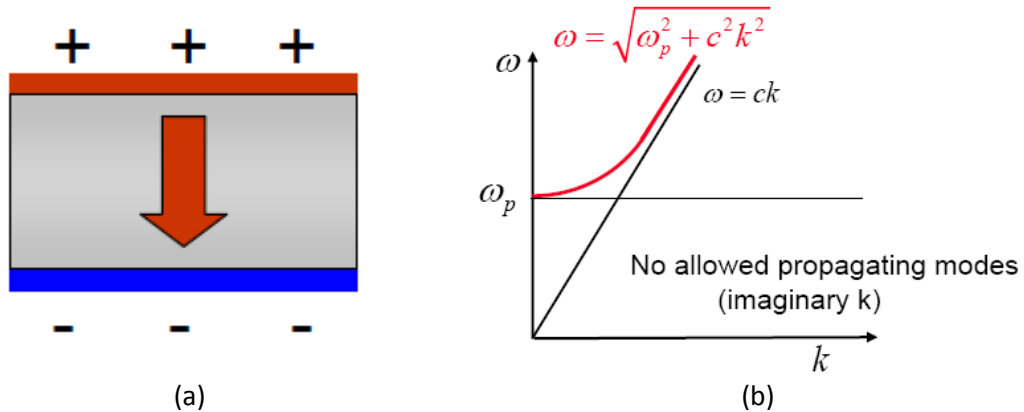


Figure 1-9 : Schéma du plasmon dans métal massif (a) et la relation de dispersion du métal (b). + signifie les charges positives et -, les négatives. Flèche rouge dans (a) est la direction de propagation de l'onde dans ce métal et le courbe rouge dans (b), courbe de relation de dispersion de l'onde propageant dans ce métal.

#### 1.3.1.2 Plasmon-polariton de surface (SPP)

Si le métal est voisin d'un diélectrique, les plasmons confinés en surface peuvent s'interagir avec l'onde incidente et se propager sur l'interface métal-diélectrique ou métal-air. Ils s'appellent alors plasmons-polaritons de surface (SPP).

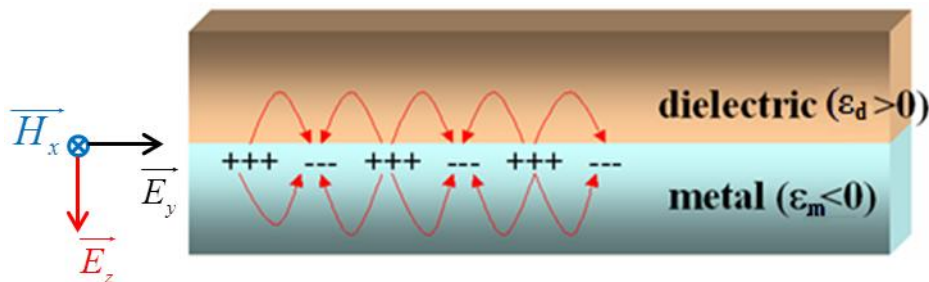


Figure 1-10 Schéma de plasmon polariton de surface (SPP), avec  $\epsilon_d$  la permittivité du diélectrique et  $\epsilon_m$  la permittivité effective du métal. Le SPP se propage suivant l'axe y.

Imaginons que la permittivité du diélectrique est  $\epsilon_d$  et celle du métal est  $\epsilon_m$  ( $\epsilon_m$  est pareil que  $\epsilon_r$  dans la section 1.3.1.1) et que le SPP se propage suivant l'axe y (voir figure 1-10). En bref, en appliquant la règle de continuité de la composante tangentielle du  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  en travers l'interface, on obtient la relation de dispersion dans formule (1-17):

$$\vec{k}_y = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (1-17)$$

dont  $k_z$  est la composante du vecteur d'onde suivant la direction de propagation.

En fonction de la formule (1-17)  $k_y$  est positif signifiant que l'onde est propagative sur cette interface quand  $\epsilon_m < \epsilon_d$ , équivalent à la formule (1-18):

$$\omega < \omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_d}} \quad (1-18)$$

dont  $\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_d}}$  est fréquence du SPP. N.B. en ce mode, le polariton est confiné sur l'interface métal-diélectrique. Donc ce mode est appelé aussi mode lié (à l'interface). La figure (1-11) démontre l'ensemble de la relation de dispersion du plasma, y compris le mode de radiation à haute fréquence et le mode lié à basse fréquence.

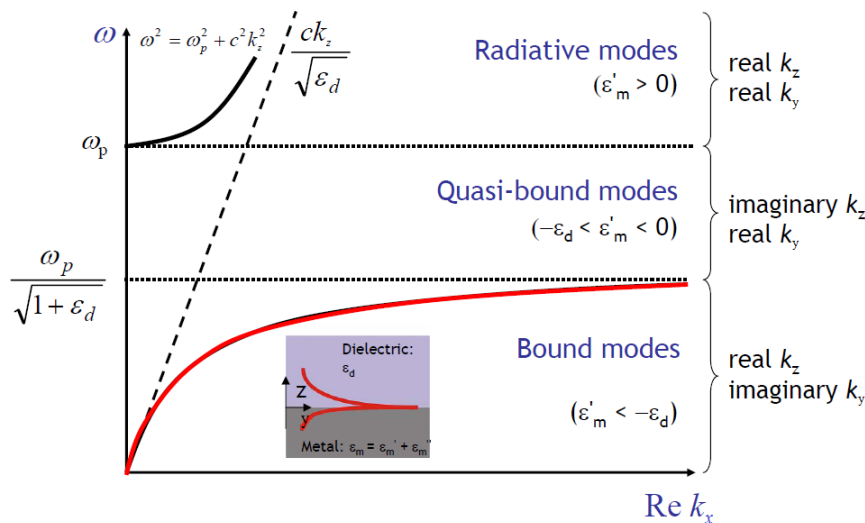


Figure 1-11 Relation de dispersion du plasma dont  $\omega_p$  est fréquence angulaire du plasma;  $\epsilon_d$ , la permittivité du diélectrique;  $\epsilon'_m$ , la partie réelle de la permittivité du métal;  $k_y$ , le nombre d'onde suivant la direction de propagation et  $k_z$ , le nombre d'onde transversal: à haute fréquence quand  $\omega > \omega_p$ , le métal massif est transparent donc,  $k_z$  est réel et l'oscillation du plasmon massif passe des charges positives aux charges négatives et puis une onde est remise; à basse fréquence quand  $\omega < \omega_{sp}$ , l'onde est liée à l'interface métal-diélectrique suivant la direction de propagation avec une forte atténuation suivant la direction transversale.

### 1.3.2 Plasmon de surface localisé (LSP)

Différent du mode propagatif très bien connu, présenté dans le texte ci-dessus, le plasmon de surface localisé (LSP) est le résultat du confinement d'un plasmon de surface dans une nanoparticule (NP) de taille comparable à ou inférieure de la longueur d'onde pour exciter le plasmon. Ce plasmon localisé créé ne se propage pas mais il peut fortement s'interagir avec le champ électrique incident, et modifier la propriété du milieu autour de la NP, ainsi moduler la propagation de l'onde (voir figure 1-12). La référence [86] a résumé les morphologies de NP développées ces dernières années et leurs spectres de fréquence de résonance correspondants.

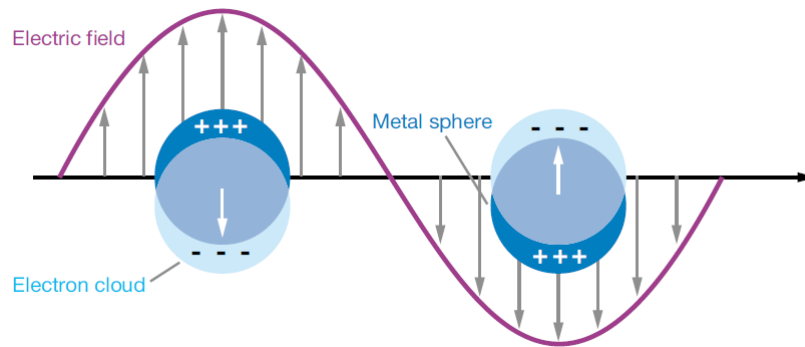


Figure 1-12 L'interaction de NP avec le champ électrique incident.

En général, le LSP a trois effets importants :

1. Le champ électrique près de la surface de la NP est grandement renforcé [70, 87]. Cette augmentation diminue rapidement avec la croissance de la distance depuis la surface.
2. L'absorption de l'énergie optique par la particule exhibe un maximum à la fréquence de résonance plasmonique  $\omega_{lps}$ . Pour les nanoparticules de métaux nobles,  $\omega_{lps}$  tombe principalement dans les fréquences visibles [88]. Quant aux NPs en semi-conducteurs fortement dopés, l'absorption optique maximale a lieu souvent dans la région du proche infrarouge ou de l'infrarouge moyen [89-91].
3. La fréquence de résonance de LSP est très sensible à l'indice de réfraction du milieu alentour; un grand changement de fréquence de résonance peut résulter du changement de l'indice de réfraction de l'environnement [92-95], et il est assez difficile d'en déduire une fréquence de résonance des LSPs  $\omega_{lps}$ , et l'indice effectif à cause de la diversité de leurs morphologies, de la topologie et des diélectriques alentour [87, 91-95]. La manière de la modélisation du circuit LC (bobine-capacité) peut s'appliquer au calcul de  $\omega_{lps}$  [96-99], cependant traditionnellement on recourt au logiciel numérique pour calculer l'indice effectif et  $\omega_{lps}$  du LSP.

Comme la fréquence de résonance est facile à détecter, ceci permet aux LSPs d'être utilisés dans des applications de détection à l'échelle nanométrique [86-88], [91] pour améliorer les signaux dans les techniques modernes d'analyse basées sur la spectroscopie.

Pourtant, des recherches pour appliquer les LSP en optique guidée ouvrent une nouvelle porte potentielle pour une nouvelle famille de composants optoélectronique très compacts [62, 95-100]. Dans l'article [95], un capteur optique a été réalisé; l'article [100] introduit un réseau de fibre Bragg qui travaille en infrarouge proche, recouvrant la deuxième et la troisième fenêtres de communication optique. L'article [62] sera discuté en détail dans le paragraphe 1.4.

### 1.3.3 Matériau main-gauche optique

Le premier MM à indice de réfraction négatif optique (150THz) est réalisé en 2005, avec une structure de double couches de «fishnet» en or [101-102], dont l'interaction du plasmon de surface et l'onde incidente sur le plan de la couche en or offre une permittivité négative et l'interaction entre les deux couches métalliques espacés par  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , donne un perméabilité négative. Un MM en LSP peut aussi exhiber un indice de réfraction négatif à 300THz [103] et à 200THz [104]. Dans ce deux cas, les «split ring resonators» ou fils coupés peuvent être considérés comme l'analogie de Babinet du «fishnet».

Si on revient au doublet  $\epsilon_r$  et  $\mu_r$  du MM à indice de réfraction négatif dans le troisième quadrant dans figure 1-6, où  $n = -\sqrt{\epsilon_r \mu_r} < 0$ , on a  $v_{\text{ph}} = \frac{c}{n} < 0$  [105] et  $\vec{k} = \frac{n\omega}{c} = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ . Dans ce cas, les vecteurs  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{k}$  forme un triplet de main gauche, voir figure 1-13.

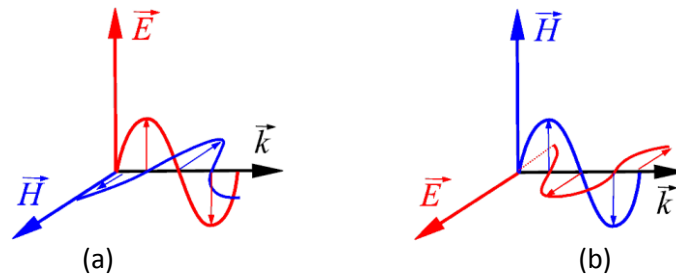


Figure 1-13 Schéma du triplet de  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  et  $\vec{k}$  du matériau conventionnel de main droite dans (a) et matériau de main gauche.

La propriété étrange du matériau de main gauche exhibe des phénomènes contre-intuitifs:

1.  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  et le vecteur de Poynting  $\vec{S} = \frac{c}{8\pi}(\vec{E} \times \vec{H})$  qui représente la directionnel densité d'énergie de flux de l'onde, toujours forme un triplet de main droite, et  $\vec{S}$  se propage dans la direction inverse de  $\vec{k}$ . Voir figure 1-14.
2. En fonction de loi de Snell-Descartes,  $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$  dont  $n_1$  et  $n_2$  sont les indices des deux milieux et  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont l'angle incident et l'angle de sortie respectivement. Quand  $n_2$  est négatif et  $\theta_1 \in (0, 90^\circ)$ , alors  $\theta_2$  est négatif qui signifie que  $\theta_1$  et  $\theta_2$  restent du même côté de la ligne normale (voir figure 1-15). De cette façon, on peut en déduire l'indice de réfraction du MM de main gauche [16, 106].

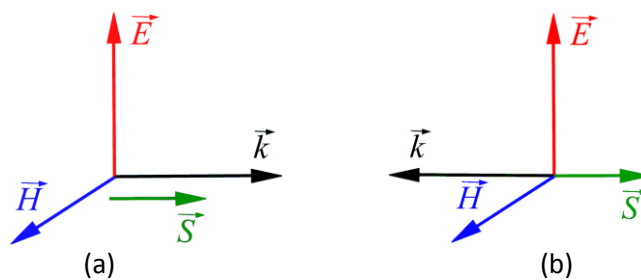


Figure 1-14 : Quadruplet de  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$  et  $\vec{S}$  du matériau de main droite dans (a) et celui du MM de main gauche dans (b). Dans (a)  $\vec{k}$  et  $\vec{S}$  se propagent dans la même direction, par contre dans (b) les deux se propagent dans les direction inversée.

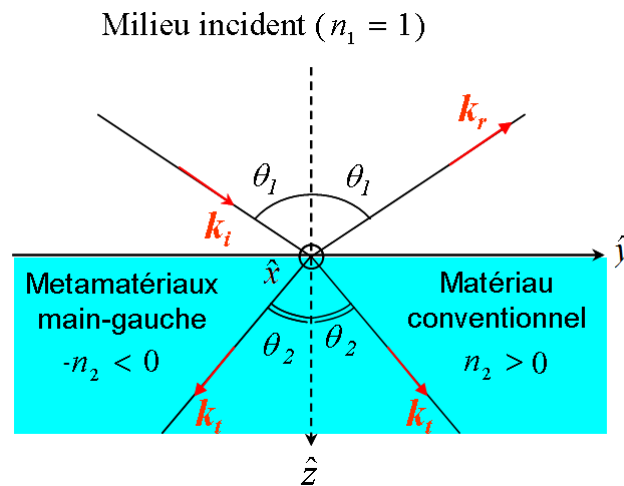


Figure 1-15 Réfraction dans milieu de droit ( $\vec{k}_i$  dans le droit) et réfraction dans milieu de main gauche ( $\vec{k}_t$  dans la gauche). Dans un milieu conventionnel  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_t$  restent dans les différents côtés de la ligne normale et dans un milieu de main gauche,  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_t$  se trouvent dans le même côté de la ligne normale.  $\theta_1$  correspond de l'angle de l'onde incidente et aussi de l'angle de l'onde réfléchi;  $\theta_2$  signifie l'angle de la réfraction dans les deux milieux.

### 1.4 Projet Metaphotonique: principaux résultats (thèses de R. Ghasemi et N. Dubrovina)

#### 1.4.1 Interaction guide silicium-métamatériaux

Comme discuté ci-dessus, les MM peuvent changer l'indice optique effectif du substrat sur lequel ils sont posés, ce qui est beaucoup utilisé à l'aide de la manière «transformation d'espace» obéissant à «conformal mapping» [45-52, 63, 73, 76-78]. Dans sa thèse Mme R. Ghasemi a proposé l'idée initiale de l'application de MM en optique guidée.

Dans la figure 1-16, l'onde incidente dans la gauche du guide d'onde en relief est guidée par la couche Si et puis entre dans la zone MM qui va moduler l'onde pendant la propagation. L'onde à travers la zone MM est le résultat attendu. N.B. le guide d'onde de sortie doit bien s'adapter à l'onde modulée, qui n'est pas forcément l'apparence montrée dans ce schéma. Par exemple la lentille en MM et le démultiplexeur possèdent plusieurs sorties en fonction de la distribution de l'onde en sortie.

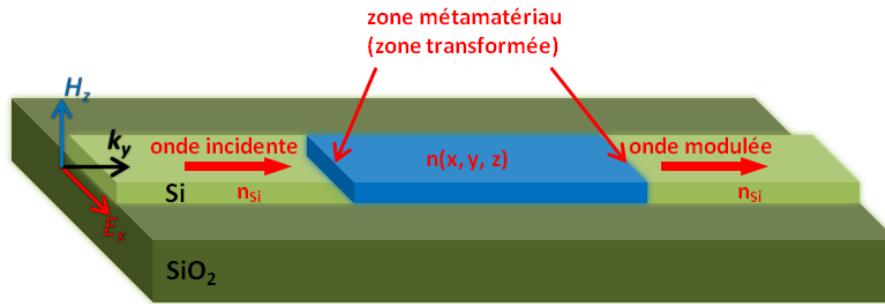
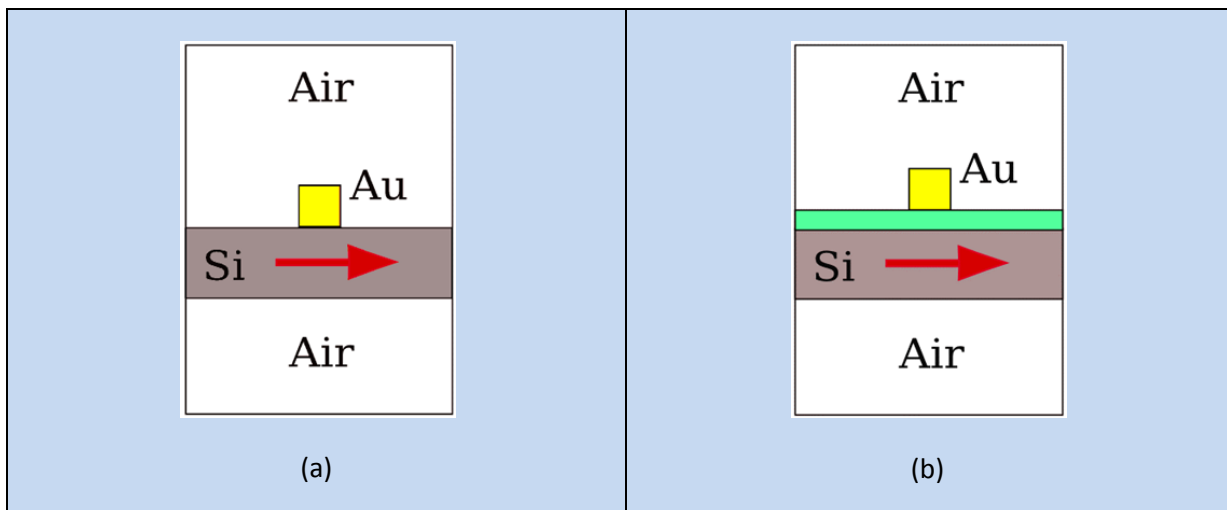


Figure 1-16 Application de MM en optique guidée. Le guide d'onde en relief consiste en une couche BOX (burried oxide) en  $\text{SiO}_2$  de  $2\mu\text{m}$  et au-dessus, une couche de Si de  $220\text{nm}$ . Onde en mode fondamental qui entre dans la gauche du guide d'onde hybride est guidée par la couche de Si et puis arrive à la zone métamatériau où l'onde est modulée. L'onde en sortie est l'ensemble de l'onde modulée par la zone MM.

### 1.4.2 Indice effectif

Les indices effectifs de MM de nanofils dans l'espace libre et sur guide d'onde, premièrement proposé par Dolling [103], ont été calculées par N. Dubrovina dans sa thèse [62]. Car chaque cellule de MM est petite devant la longueur d'onde, elle peut être traitée comme un milieu avec un indice de réfraction homogène. Figure 1-17 est le résultat du MM en guide d'onde.

Dans la figure 1-17, on fait une comparaison d'étude d'un seul fil d'or sur Si avec le cas du fil d'or sur Si avec une couche intermédiaire de  $\text{SiO}_2$   $10\text{nm}$  dont (a) et (b) sont les modèles; (c) et (d) sont les transmission-réflexion-absorption dans ces deux cas; et (e) et (f) sont les indices de réfraction effectifs dans ces deux cas. On peut voir que dans le premier cas, au voisinage de  $170\text{THz}$ , on a le minimum transmission et le maximum réflexion et absorption signifiant que c'est  $f_r$  de ce fil d'or coupé et ce phénomène se conforme à la propriété de LPS.



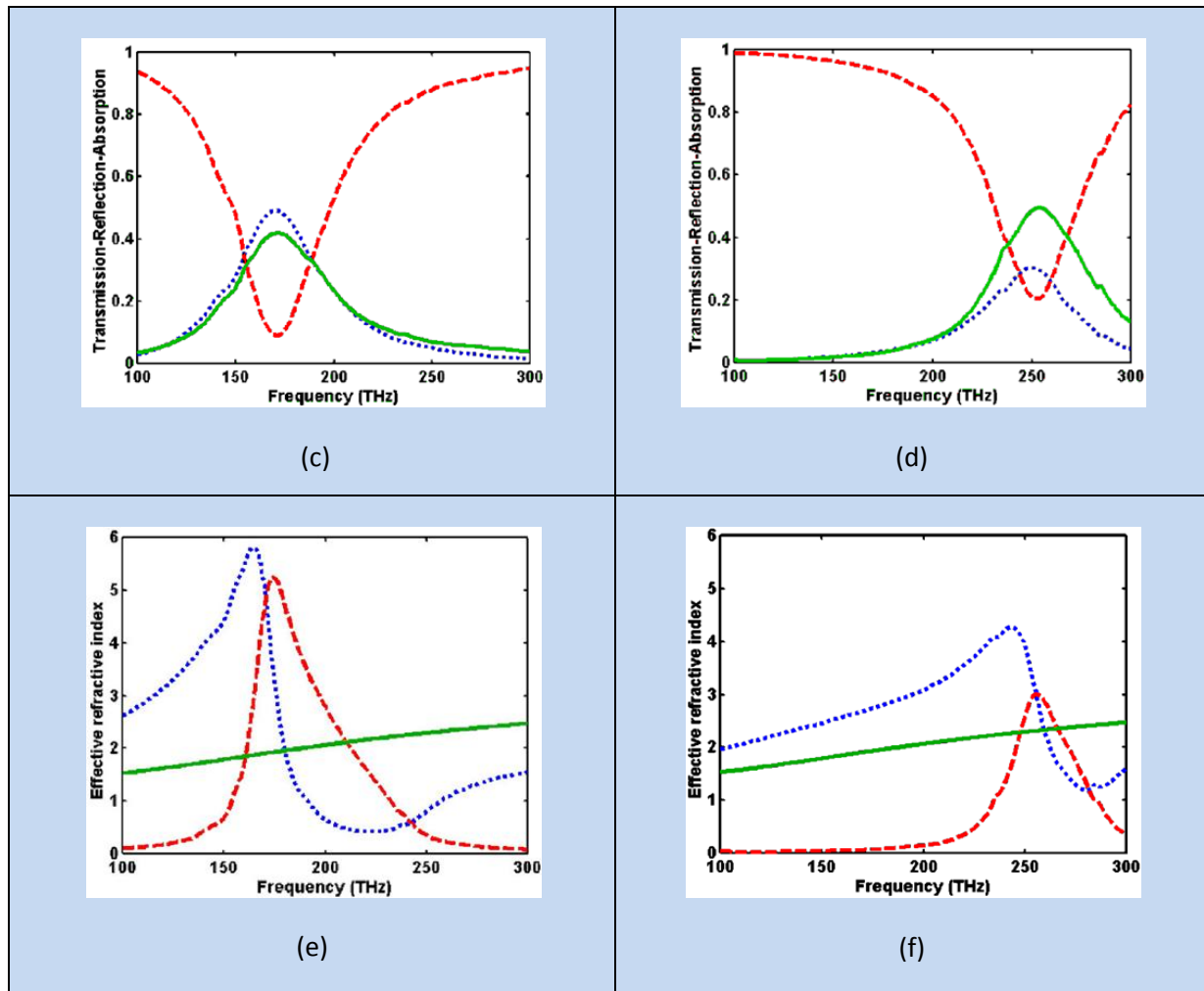


Figure 1-17 Calcul de l'indice optique équivalent d'un seul fil d'or cubique sur le guide d'onde. (a), (c) et (e) sont le schéma d'un seul fil d'or sur Si 100nm, transmission-réflexion-absorption d'un seul fil d'or sur Si et l'indice de réfraction effectif correspondant, respectivement. (b), (d) et (f) démontrent le cas du métal sur Si interposé par une couche de SiO<sub>2</sub>, toutes les autres conditions de calcul sont pareilles que le cas premier. Dans (c) et (d), la ligne rouge pointillée représente la transmission, ligne bleue pointillée, la réflexion et ligne verte solide, l'absorption (plutôt la perte en réalité). Dans (e) et (f), la ligne bleue pointillée est la partie réelle de l'indice de MM; la ligne rouge pointillée la partie imaginaire de l'indice de MM; et la ligne verte solide, l'indice de réfraction effectif du Si (avec SiO<sub>2</sub> dans (f)) sans fil d'or.

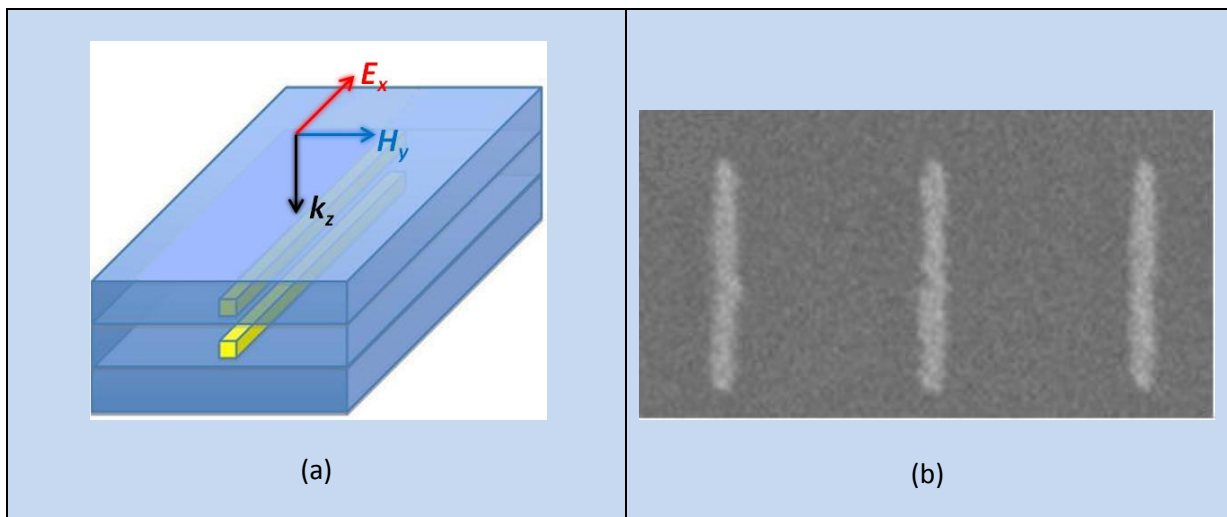
Au niveau de l'indice de réfraction effectif avant  $f_r$ , la partie réelle est toujours supérieur à l'indice du Si et augmente avec une accélération, et elle plombe brusquement quand  $f$  s'approche de  $f_r$  et à  $f_r$ , sa valeur est très proche de celle du Si sans fil d'or. Par contre, la partie imaginaire de ce modèle, son asymptote à fréquence loin de  $f_r$  est 0, et à  $f_r$ , sa valeur s'atteint son maximum rapidement et se diminue autant rapidement après  $f_r$ . Cette variation de la partie réelle et la partie imaginaire peut s'expliquer par les relations de Kramers-Krönig [107]. La plus grande de valeur de cette partie imaginaire signifie la plus grande perte en énergie de l'onde. Au niveau du MM sur Si avec SiO<sub>2</sub>, la transmission-réflexion-absorption et l'indice de réfraction effectif ont les formes très similaire que le premier cas. La différence est que: dans (d),  $f_r$  est beaucoup décalée jusqu'à environ 250THz, la transmission et l'absorption est plus grande avec une moins grande réflexion à  $f_r$  que (c); dans (f), au voisinage de  $f_r$ , la valeur maximum de la partie réelle avant  $f_r$  est beaucoup moins grand et la valeur minimum après à  $f_r$  est relativement plus grand que celles dans (e). D'ailleurs, à  $f_r$  le maximum de la



partie imaginaire est beaucoup moins grand que (e) qui se concorde avec le spectre de transmission donné dans (d). Cette règle signifie que avec une couche  $\text{SiO}_2$  on peut facilement gérer  $f_r$ , ainsi modifie l'indice de réfraction spécifique à une fréquence donnée (plus détaillé dans la section 4.6), avec le coût du moins grand de contraste de l'indice entre l'indice du MM et l'indice du guide d'onde sans fil d'or, par rapport au premier cas dans (a), (c) et (e).

### 1.4.3 Métamatériaux 3D sur silicium

Un des résultats de Mlle Ghasemi concerne son travail sur la fabrication de multicouches de MM en espace libre, inspiré par les MMs à indices optiques négatifs proposés par [101-104]. Dans ces études, MM en une monocouche, double-couche, triple-couche et quadruple-couche sont introduits. Bien que ses recherches ne montrent pas de perméabilité négative à  $f_r$ , ces études montrent une possibilité pour les appliquer en optique guidée. Les résultats sont illustrés dans la figure 1-18. On prend le résultat d'une double couche comme exemple. La figure 1-18 nous montre la structure, le principe du fonctionnement et les propriétés correspondantes. L'image (a) montre le MM double-couche sans désalignement, avec angle d'incidence de l'onde  $90^\circ$ , et la polarisation du champ électrique parallèle à l'axe long de fil d'or dont le fil d'or est 440nm de long, 30nm de large et 50nm de large. Les deux couches sont espacées par 100nm avec un diélectrique à indice de réfraction 1.4 et elles se fondent sur un substrat en  $\text{SiO}_2$ . L'image (b) donne l'image du MM fabriqué avec une résine HSQ (Hydrogen silsesquioxane) pour présenter le diélectrique utilisé dans (a). L'image ne montre pas d'alignement entre les deux couche et le sombre de l'image est à cause de la couche HSQ recouvrant la deuxième couche de MM. Dans l'image (c) on peut trouver en fait deux  $f_r$  de 0THz à 250THz marquées par flèche (1) et flèche (2), et l'asymptote de la transmission loin des  $f_r$  est 1.



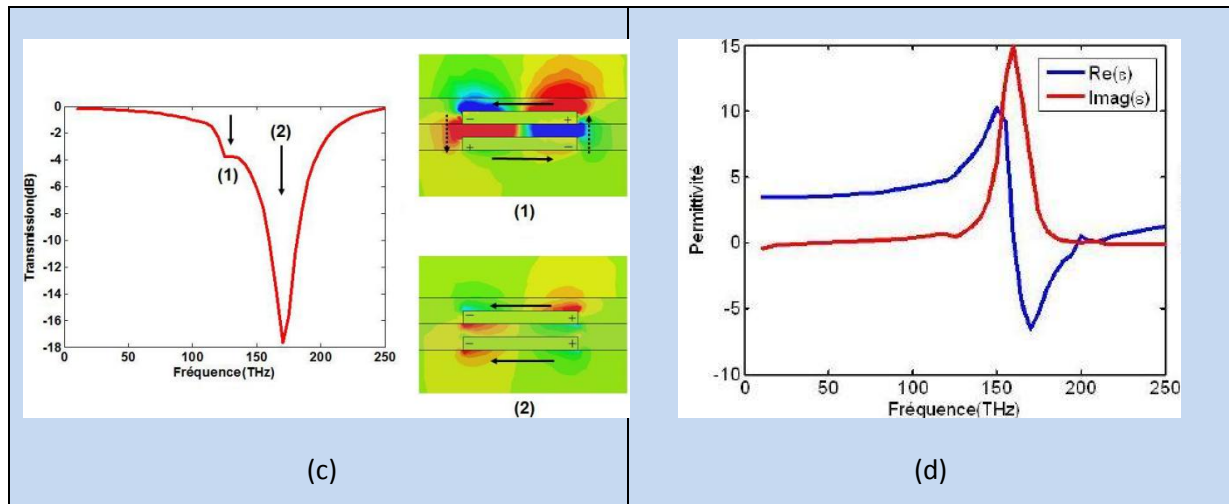


Figure 1-18 MM en double-couche: (a) structure avec le triplet  $E_x$ ,  $H_y$  et  $k_z$  signifiant l'incidence normale de l'onde; (b) photo MEB; (c) à gauche spectre de transmission en fonction de la fréquence et flèche (1) et flèche (2) correspondent de deux  $f_r$  de ce MM, et les image (1) et (2) sont les champs électriques correspondant aux flèche (1) et flèche (2) dans le spectre; (d) permittivité effective en fonction de la fréquence, avec la ligne bleue la partie réelle de permittivité et la ligne rouge, la partie imaginaire de permittivité.

La première  $f_r$  correspond à l'interaction forte entre les deux couches, et le champ électrique est montré dans l'image (1) en haut à droite, dont le champ électrique se distribue symétriquement au centre de deux couches (champ positif est en rouge et champ négatif en bleu). Dans ce cas-là, les champs électriques aux extrémités des fils d'or forment une boucle fermée. Le champ électrique de la deuxième  $f_r$ , marquée par flèche (2), est donné dans l'image (2). Dans ce cas-là, la symétrie du champ électrique est détruit et il y a très peu d'énergie transmise. L'image (d) montre la variation de la partie réelle de permittivité et la partie imaginaire de permittivité. Cette variation est très similaire que les résultats de Dubrovina (voir la section 1.4.2) et ils se conforment aussi aux relation de Kramers-Kronig.

Au niveau de l'optique intégrée en mode fondamental (sera présenté dans le chapitre prochain) dont le champ électrique est aussi parallèle à l'axe long de fil d'or, donc, on peut imaginer qu'en optique guidée, la résonance de ce MM multicouche est similaire au cas discuté ci-dessus, et la variance de permittivité effective peut être possiblement utilisée dans les très compacts composants en optique guidée.

### 1.5 Exemple d'applications

#### 1.5.1 Lentille parfaite

Dès la naissance du mot «métamatériau», la lentille parfaite est toujours notre favori et un des focus importants dans les recherches jusqu'à aujourd'hui, comme on en a discuté en bref dans la section 1.1.1 et montré dans la figure 1-2 c. La lentille parfaite capable de restaurer les modes évanescents a été premièrement introduite et analysée théoriquement par G. Veselago dans [10] et réveillé notre attention par les études de J. B. Pendry sur la permittivité négative et la perméabilité négative [11-12, 20]. Une autre super lentille étonnante est conçu par X. Zhang en 2004 [24-25]. Elle a surmonté la limite de la diffraction en champ proche (en fonction de la limite d'Abbé, la taille minimum de l'image d'un objet illuminé par l'onde avec longueur d'onde  $\lambda_0$  est  $d = \frac{\lambda_0}{2n \sin \theta} \geq \frac{\lambda_0}{2n}$ , dans l'air,  $d = \lambda_0/2$  avec  $n=1$  considéré comme la limite de diffraction d'Abbé.

Dans la figure 1-18 (a), un objet est placé dans l'air devant la lentille avec  $n=-1$  et l'épaisseur  $d$ . Dans ce cas tous les modes incidents dans cette lentille sont capturés et se focalisent derrière la lentille. La distance objet est  $2d$  et l'image réelle est non-inversée sans amplification. Par contre, quant à une lentille conventionnelle dans (b) dont l'indice de réfraction est supérieur à 1 et l'objet est placé plus loin que  $f$  (distance focale), les faisceaux 1 et 2 peuvent être guidés par la lentille, cependant l'information du faisceau 3 est perdue. La capacité du pouvoir de guidage de lumière du composant est surtout mesurée par l'ouverture numérique  $NA = n_2 \sin \theta_2$  dont  $n_2$  est l'indice de réfraction et  $\theta_2$  est l'angle maximum de l'onde inférieure à qui les ondes peuvent être guidées par la lentille. D'ailleurs, les modes guidés se focalisent inversement (voir les flèches rouges) sur le plan image, avec une amplification  $\in (0, +\infty)$ .

Les Images 1-18 (c) et d représentent la lentille au-delà de la limite de la diffraction et les résultats de mesures. Dans (c), une couche de Cr 50nm est déposée sur le substrat de glace, recouvert par une couche PMMA 40nm. Une couche d'argent 35nm sur PMMA reçoit les faisceaux incidents et l'image se restaure sur la couche PR en haut. d (1), (2) et (3) sont les images non-illuminées, illuminée par  $\lambda_0=365\text{nm}$  et échantillon sans argent illuminé par  $\lambda_0=365\text{nm}$ . L'image d (4) constitue en deux courbes de l'intensité moyenne de lettre «A» dont la ligne rouge correspondant à image (3) et ligne bleue, image (2). On voit que la largeur du trait de l'image dans le cas avec lentille est 89nm qui fait  $\lambda_0/4$ , cependant sans la largeur du trait de l'image dans le cas sans lentille fait  $321\text{nm} \pm 10\text{nm}$ , qui est beaucoup supérieur à la limite d'Abbé  $\lambda_0/2=182.5\text{nm}$ .

## 1.5 Exemple d'applications

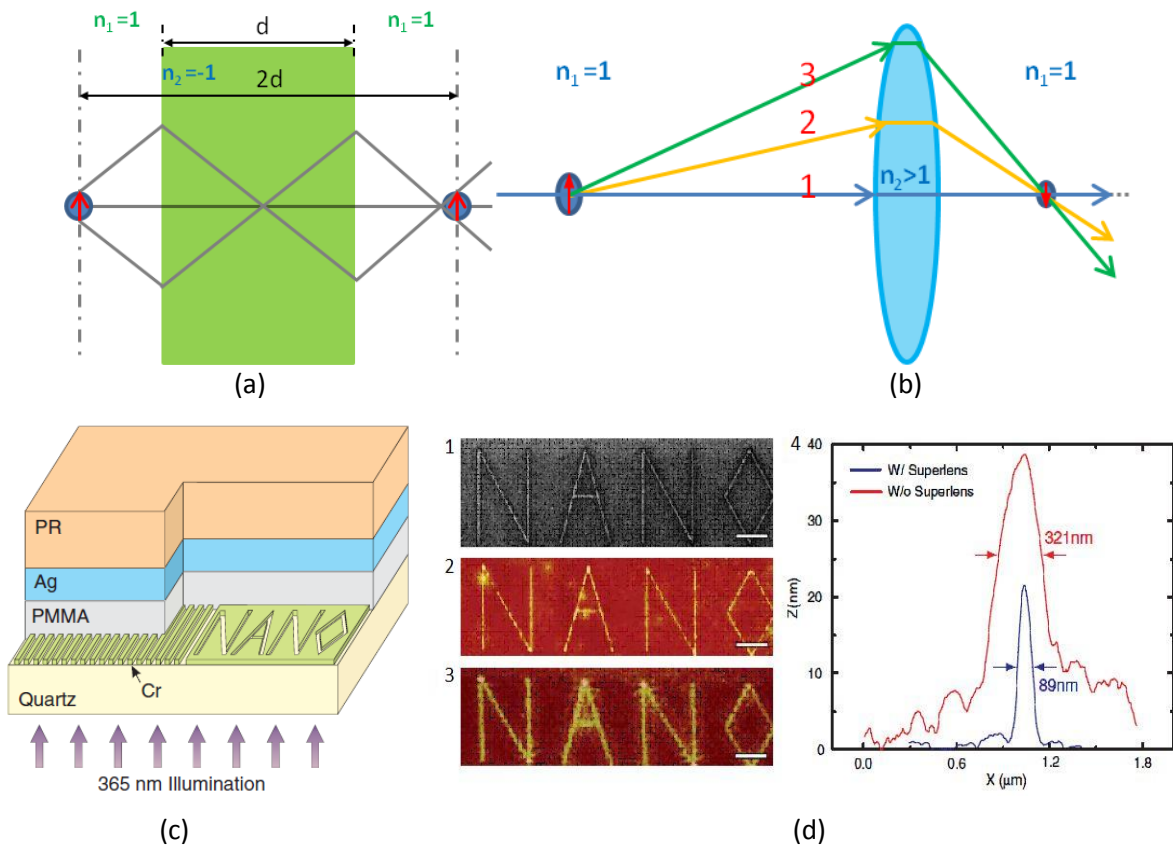


Figure 1-18 Super lentille: Lentille en MM dont  $n=-1$  proposée et étudiée par J. B. Pendry dans (a) par rapport à la lentille conventionnelle dans (b) dont ligne 1 et 2 représentent mode guidé et ligne 3, mode évanescent; Lentille au-delà de la limite de diffraction proposée et étudiée par X. Zhang [24-25]. Le schéma de cette lentille est montré dans (c) et les résultats sont montrés dans (d). Dans (c), à la gauche du mot «NANO» il y a un réseau de nanofentes de taille 60nm de la largeur et 50 nm de profondeur et la longueur est relativement infinie, la période de nanofente est 120nm (résultat meilleur), et la largeur du trait de «NANO» est 40nm, profondeur 50nm. Les autres paramètres: couche de Cr 50nm, PMMA 40nm, argent 35nm (résultat meilleur) et PR (photorésine) 120-150nm. Dans (d), image (1) est la photo prise par FIB (Focused Ion beam), image (2), photo de AFM (Atomic Force Microscope) de l'échantillon illuminé par l'onde avec  $\lambda_0=365\text{nm}$ , image (3), photo de AFM (Atomic Force Microscope) de l'échantillon illuminé par l'onde avec  $\lambda_0=365\text{nm}$  dont la couche d'argent est remplacée par PMMA et image (4), la largeur moyenne du lettre «A» dans «NANO» dont ligne rouge correspond à l'image (3) et ligne bleue, image (2). Les photos dans (1), (2) et (3) sont prises sur la couche PR.

### 1.5.2 Convertisseurs de mode en micro-ondes et en optique

Les MMs peuvent aussi s'appliquer à réaliser les convertisseurs de mode, en micro-onde [108] et en guide d'onde optique [109]. La figure 1-19 (a) montre un convertisseur de mode étudié par M. J. Yi dans sa thèse [108] avec sa simulation dans HFSS qui démontre une compression de l'onde évaluée par le ratio de compression de l'onde  $a/b_2$ . Le schéma (a) montre le principe du convertisseur et l'image (b), le résultat de simulation dont le ratio de compression de l'onde fait  $28.5/2.5=11.4$  fois. L'enjeu de la réalisation de ce composant est la complexité de chaque cellule dans les quatre parties après la discrétisation.

Les images (c) et (d) sont la structure et le résultat de simulation du composant proposée par Mme R. Ghasemi [109] dont le ratio de compression de l'onde est  $3/0.6=5$  fois. On trouve que la méthodologie de la transformation d'espace en guide d'onde [110] est aussi valable dans le domaine d'optique guidée et le front d'onde dans (d) montre une bonne adaptation entre le guide d'onde d'entrée, la zone transformée et le guide d'onde de sortie. La difficulté de la réalisation du composant d'optique intégrée est la technologie de la nanofabrication en 3D d'aujourd'hui ne supporte pas une variation d'indice optique  $n$  continu à chaque position dans le guide d'onde en dépit de la discrétisation. Cette application en optique guidée mérite quelques efforts pour être réalisée.

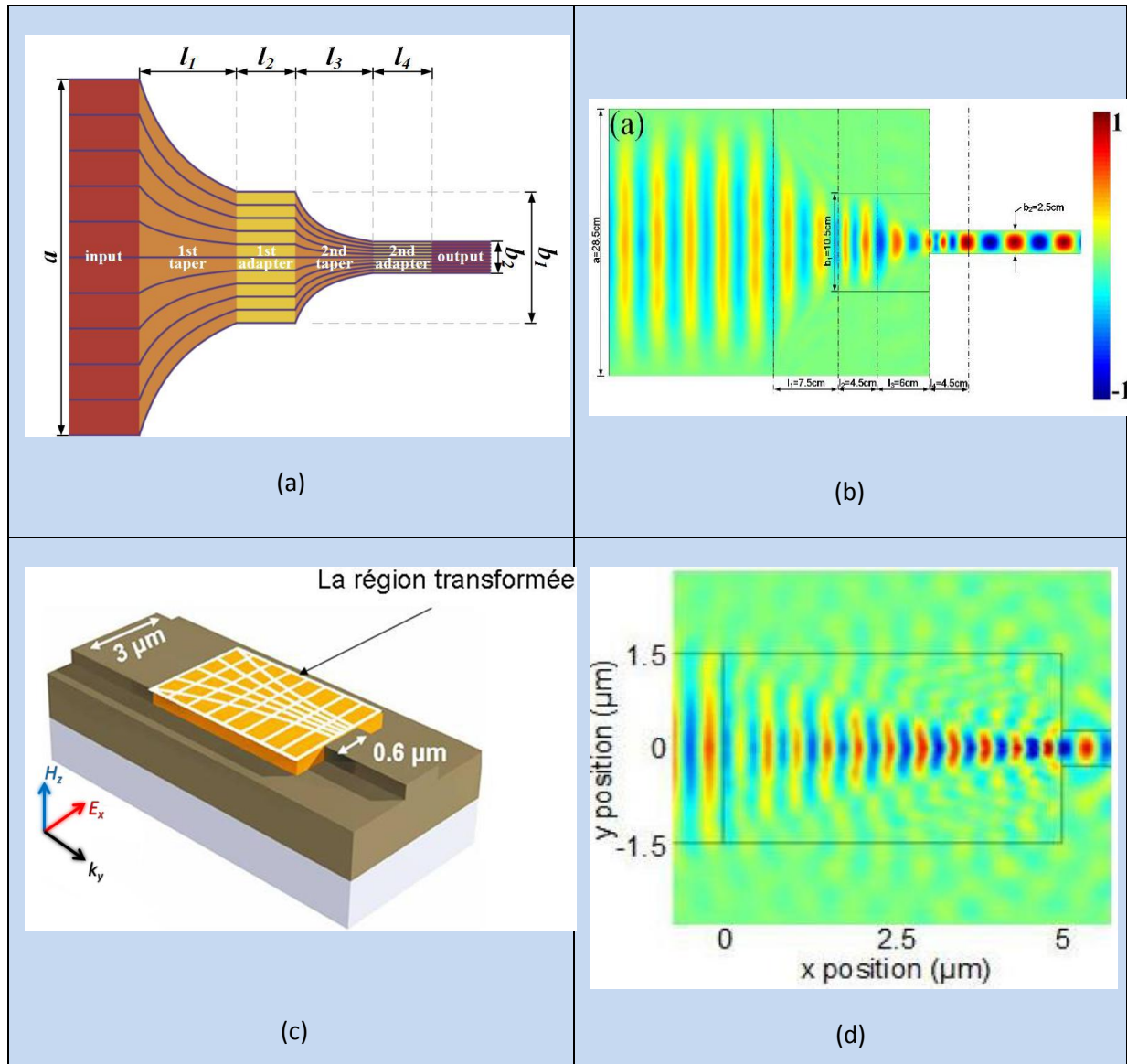


Figure 1-19 Convertisseurs de mode en micro-onde à 8GHz en optique guidée à 200THz. (a) est le schéma du convertisseur de mode consistant en 2 tapers et 2 adaptateurs dont les lignes violettes représentent la trajectoires des lumières dans ce convertisseur. (b) montre la distribution du champ électrique avec la dimension de chaque partie de ce composant. La largeur d'entrée est 28.5cm et la largeur de sortie est 2.5cm. (c) est la schéma de la structure du convertisseur de mode en optique, où l'onde incidente à gauche et guidée par le guide d'onde en arrête dont la largeur est 3  $\mu\text{m}$ . Les lignes blanches dans la zone transformée désigne la trajectoire exponentielle de l'onde dans cette zone et l'onde finalement arrive au guide d'onde de monomode avec largeur 0.6 $\mu\text{m}$  à droite. Le ratio de

## 1.5 Exemple d'applications

compression dans ce cas est 5. L'image (d) est le résultat de la distribution du champ électrique dans la simulation.

### 1.5.3 Capes d'invisibilité en micro-onde et optique

La manière de la transformation d'espace, premièrement proposée par J. B. Pendry à partir des équations de Maxwells [46] et U. Leonhardt à partir de l'équation de Helmholtz [111] en le même temps.

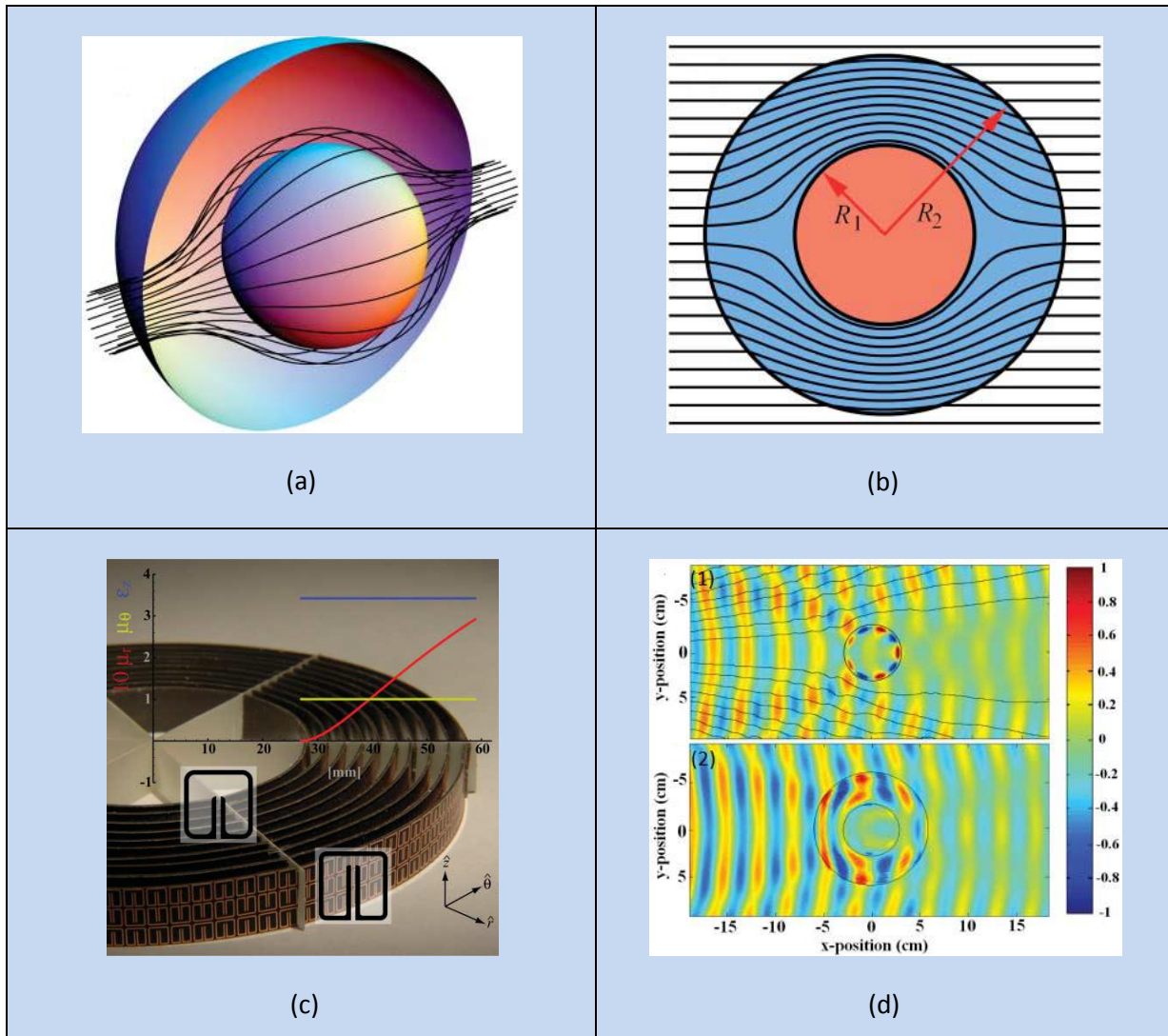


Figure 1-20 Structure 3D et 2D de la cape d'invisibilité de Pendry dans (a) et (b) en fonction de la transformation d'espace [46] dont  $R_1$  et  $R_2$  dans (b) sont le rayon de l'objet et le rayon de la cape, respectivement, et la structure de l'objet et celle de la cape sont concentriques. Premier prototype de cape d'invisibilité en micro-onde (8.5GHz) réalisée par D. R. Smith [45] dans (c) dont l'insert est l'élément basique de chaque cellule dans le MM et l'abscisse horizontale de l'échelle mesure la dimension de la cape et l'abscisse verticale montre la valeur de  $\mu(\mu_r, \mu_\theta, \mu_z)$  dans une coordonnée cylindrique dans ce MM. (d) montre les résultats de l'expérimentation de l'objet cylindrique en conducteur (1) et celle de l'objet cylindrique en conducteur entouré par une cape d'invisibilité (2) dont la dimension et la barre de couleur sont pareille dans les deux simulation.

La cape d'invisibilité proposée par J. B. Pendry à partir de la transformation d'espace est dessinée dans la figure 1-20 (a) en 3D et (b) en 2D. On peut voir que tous les rayons incidents sont comprimés dans la zone  $\in [R_1, R_2]$  et reviennent dans la position originale comme s'il n'y a pas d'objet au long de la trajectoire de l'onde et du cours rend l'objet invisible. Image (c) montre la structure de la première cape réalisée dont  $R_1=30\text{mm}$  et  $R_2=60\text{mm}$ . Cette cape est composée de 10 couches de MMs, dont chaque couche consiste en « split ring resonator » sur substrat diélectrique. Le détail de la dimension de chaque split ring resonator est bien calculé afin d'obtenir une variation de la perméabilité conformément aux courbes dans l'insert de cette image. La vérification expérimentale dans (d2) démontre le bon fonctionnement de la cape à 8.5GHz par rapport à l'objet sans cape dans (d1). On voit que le front d'onde déformé après l'objet dans (d1) est rectifié dans une grande mesure dans (d2). La validation d'une cape d'invisibilité similaire à 11GHz a été effectuée par M. B. Kanté [112]. Dans ce dernier cas la permittivité était variable et la perméabilité fixe.

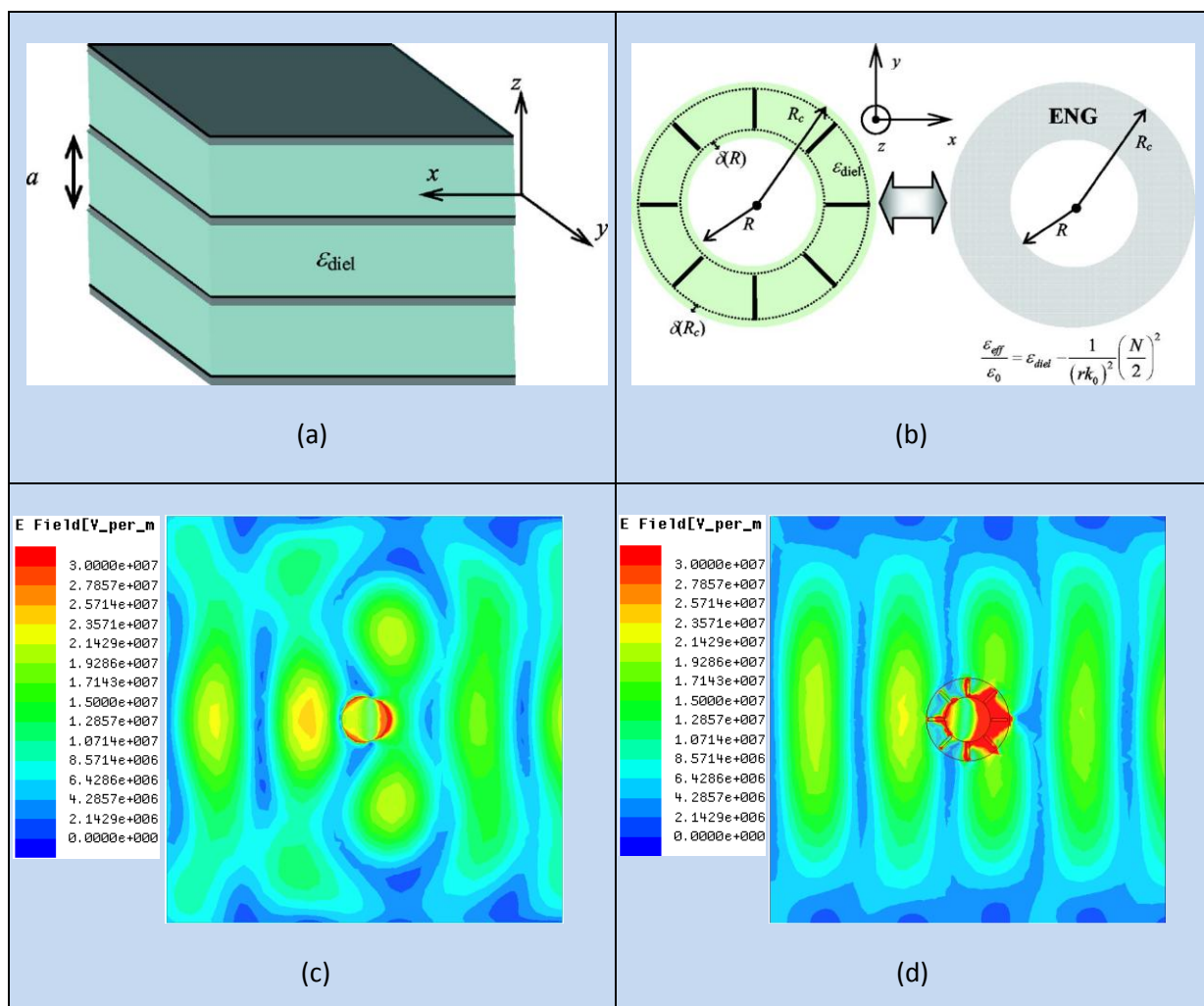


Figure 1-21 MM en plaque parallèle dans (a) où  $a$  est la distance de la période du milieu, et la couche en verte foncée est métal noble espacé par quelque diélectrique. Le MM plan transforme en cape d'invisibilité dans (b), avec  $R$ , rayon de l'objet,  $R_c$ , rayon de la cape,  $\delta(R)$  est la distance de l'objet à l'extrémité du métal,  $\delta(R_c)$  est la distance du métal au bord de la cape et  $N$ , le nombre de barres métalliques dans cette cape [116]. Simulation de l'or à 200THz dans (c) et celle de l'or recouvert par la cape en silicium et or à 200THz (d).

## 1.6 Motivation de cette thèse

---

De la même façon, des recherches sur les capes d'invisibilité optiques sont effectuées à partir de la transformation d'espace [63, 113-111]. Depuis 2005, des gens se concentrent sur la robustesse de la cape d'invisibilité d'après la théorie de (diffusion de) Mie, qui s'applique à l'objet dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde en analysant le MM en plaque parallèle afin de réaliser des capes non-magnétique, où la cape est considérée comme une transformation de MM de ce type [116-120]. De cette façon, plusieurs capes d'invisibilité en micro-onde [121-123] et optique [74] sont déjà réalisées. Le MM plan composé des couches métalliques espacées par un diélectrique avec permittivité  $\epsilon_{diel}$  dans figure 1-21(a) peut se transformer en une cape d'invisibilité dont la permittivité effective du

MM  $\epsilon_{eff}$  peut s'écrire comme 
$$\frac{\epsilon_{eff}}{\epsilon_0} = \epsilon_{diel} - \frac{1}{(rk_0)^2} \left( \frac{N}{2} \right)^2$$
 dont  $r$  est la distance du centre de l'objet,  $k_0$

est le nombre d'onde dans le vide et  $N$ , le nombre du métal dans cette cape (ENG est l'abréviation de  $\epsilon$  négatif). Ma simulation dans (c) est le cas d'un cylindre en or qui rencontre l'onde à 200THz, et ma cape entourant l'objet dans (d) consiste en 8 barres en or fourrés dans un anneau en Si. On peut voir que la forte déformation du front d'onde diffusé par l'or dans (c) est beaucoup corrigée dans (d).

## 1.6 Motivation de cette thèse

Dès la naissance du mot métamatériau en 2001, on assiste à une explosion exponentielle dans la recherche, ainsi la réalisation de MM de différents types: la combinaison des matériaux de permittivité négative et de perméabilité négative de J. B. Pendry, la cape d'invisibilité de D. R. Smith, le fishnet de X. Zhang, la tapis d'invisibilité de J. S. Li, etc comme discuté ci-dessous, voire des MM à radiofréquence sera appliqué dans l'application commerciale tout de suite, mais quasiment toutes ces réussites sont obtenues en espace libre, autrement dit en mode radiatif et on voit très rarement l'application de MM en optique guidée sauf des travaux précurseurs de P-H Tichit et R. Ghasemi [110] dans notre équipe.

Au niveau de la réalisation des composants en MM en optique guidée, signifiant chaque cellule de MM est inférieur à la longueur d'onde où les composants travaillent, la simplification de split ring resonator [62, 103] facilite la fabrication d'un objet à taille nanométrique. Le travail présenté dans la référence [62, 107] de N. Dubrovina, composé de la caractérisation d'un seul ou d'un réseau de nanofil(s) sur une seule couche diélectrique a proposé la possibilité de gestion de l'indice de réfraction dans les guide d'onde. Les résultats révèle qu'en contrôlant l'épaisseur du couche oxydée sur le substrat ou la longueur de nanofil, la méta-surface va changer l'indice optique effectif local par interaction avec l'onde incidente.

Dès que l'indice du guide d'onde peut devenir variable, avec une fréquence de résonance dépend de la forme, la dimension du nanofil et du diélectrique hybride, il existe une grande marge de réaliser des composants nouveaux en fonction de cette propriété de MM surfacique, c'est ce que j'ai exploré au long de cette thèse.

Cette thèse se compose de l'introduction de la notion des MMs à radiofréquence et optique dans le 1<sup>er</sup> chapitre, l'introduction d'optique intégrée, les modes et l'indice de réfraction correspondant dans le 2<sup>ème</sup> chapitre, la présentation de la technologie de nanofabrication dans le 3<sup>ème</sup> chapitre, le calcul et la règle du shift de l'indice effectif en fonction des alentours dans 4<sup>ème</sup> chapitre, résultats de



## Chapitre 1. Etat de l'art

---

simulations de tous les composants réalisés dans 5<sup>ème</sup> chapitre suivi par les résultats de caractérisations dans 6<sup>ème</sup> chapitre et une conclusion général et les perspectives dans le 7<sup>ème</sup> chapitre.

## Références

- [1] R. M. Walsler, "Electromagnetic metamaterials", Proc. SPIE-Complex Mediums II: Beyond Linear Isotropic Dielectrics, Vol. 4467, 1-15 (2001)
- [2] "The Lycurgus Cup". The British Museum website, <http://britishmuseum.tumblr.com/post/120689869617/the-lycurgus-cup> (04/06/2015)
- [3] U. Leonhard, "Optical metamaterials Invisibility cup", Nature Photonics, Vol.1, 207-208 (2007)
- [4] Ian Freestone, Nigel Meeks, Margaret Sax and Catherine Higgitt, "The Lycurgus Cup—A Roman Nanotechnology", Gold Bulletin 2007, 40/4, 270-277 (2007)
- [5] J. W. S. Rayleigh, "On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure", Phil. Mag., S 5, Vol. 24, No. 147, 145-159 (1887)
- [6] J. W. S. Rayleigh, "On the remarkable phenomenon of crystalline reflexion described by Prof. Stokes", Phil. Mag., S 5, Vol. 26, No. 160, 256-265 (1888)
- [7] Lord Rayleigh Sec. R.S., "LVI. On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium", Philosophical Magazine Series 5, 34:211, 481-502 (1892)
- [8] Jagadis Chunder Bose, "On the selective conductivity exhibited by some polarising substances", Proceedings of the Royal Society, London, Vol. LX, pp. 433–436 (1897)
- [9] Jagadis Chunder Bose, "On the rotation of plane of polarization of electric waves by a twisted structure", Proceedings of the Royal Society of London, Vol. 60, 146-152 (1898)
- [10] V. G. Veselago. "The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of  $\epsilon$  and  $\mu$ ", Sov. Phys. Uspekhi, Vol. 10, 509-513 (1968)
- [11] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures", Phys. Rev. Lett. Vol. 76, No. 25, 4773-4776 (1996)
- [12] J. B. Pendry, A. J. Holden, D.J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 47, No. 11, 2075-2084 (1999)
- [13] W. N. Hardy and L. A. Whitehead. "Split-ring resonator for use in magnetic resonance from 200-2000 MHz". Rev. Sci. Instrum., Vol. 52, No. 2, 213-216 (1981)
- [14] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity", Phys. Rev. Lett., Vol. 84, No. 18, 4184-4187 (2000)
- [15] D. Smith and N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials", Phys. Rev. Lett., Vol. 85, No. 14, 2933-2936 (2000)

- [16] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz , "Experimental Verification of a Negative Index of Refraction", *SCIENCE*, Vol. 292, 77-79 (2001)
- [17] Mehmet Bayindir, K. Aydin, E. Ozbay, P. Markoš and C. M. Soukoulisc , "Transmission properties of composite metamaterials in free space", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, No. 1, 120-122 (2002)
- [18] Ilya V. Shadrivov, David A. Powell, Steven K. Morrison, Yuri S. Kivshar and Gregory N. Milford, "Scattering of electromagnetic waves in metamaterial superlattices", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 90, 201919 (2007)
- [19] T. Weiland, R. Schuhmann, R. B. Gregor, C. G. Parazzoli, A. M. Vetter et al., "Ab initio numerical simulation of left-handed metamaterials Comparison of calculations and experiments", *J. Appl. Phys.*, Vol. 90, No. 10 (2001)
- [20] J. B. Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 85, No. 18, 3966-3969 (2000)
- [21] S. ANANTHA RAMAKRISHNA, J. B. PENDRY, D. SCHURIG, D. R. SMITH and S. SCHULTZ, "The asymmetric lossy near-perfect lens", *JOURNAL OF MODERN OPTICS*, Vol. 49, No. 10, 1747–1762 (2002)
- [22] D. R. Smith, "APPLIED PHYSICS: How to Build a Superlens," *SCIENCE*, Vol. 308, No.5721, 502–503, (2005)
- [23] Zhaowei Liu, Nicholas Fang, Ta-Jen Yen, and Xiang Zhang, "Rapid growth of evanescent wave by a silver superlens", *APPLIED PHYSICS LETTERS*, Vol. 83, No. 25 (2003)
- [24] Nicholas Fang, Hyesog Lee, Cheng Sun, Xiang Zhang, "Sub-Diffraction-Limited Optical Imaging with a Silver Superlens", *SCIENCE*, VOL. 308, No. 5721, 534-537 (2005)
- [25] Hyesog Lee, Yi Xiong, Nicholas Fang, Werayut Srituravanich, Stephane Durant, Muralidhar Ambati, Cheng Sun and Xiang Zhang, "Realization of optical superlens imaging below the diffraction limit", *New Journal of Physics*, Vol. 7, 255 (2005)
- [26] T. Taubner, D. Korobkin, Y. Urzhumov, G. Shvets, and R. Hillenbrand, "Near-Field Microscopy Through a SiC Superlens," *SCIENCE*, VOL. 313, No. 5793, 1595 (2006)
- [27] E. Cubukcu, K. Aydin, and E. Ozbay, S. Foteinopoulou and C. M. Soukoulis, "Subwavelength Resolution in a Two- Dimensional Photonic-Crystal-Based Superlens", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 91, No. 20, 207401 (2003)
- [28] David O. S. Melville and Richard J. Blaikie, "Super-resolution imaging through a planar silver layer", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 13, No. 6, 2127-2134 (2005)
- [29] Anthony Grbic, Lei Jiang, Roberto Merlin, "Near-Field Plates: Subdiffraction Focusing with Patterned Surfaces", *Science*, Vol. 320, No. 5875, 511–513 (2008)
- [30] M. Scalora, G. D'Aguanno, N. Mattiucci, M. J. Bloemer, D. de Ceglia, M. Centini, A. Mandatori, C. Sibilia, N. Akozbek, M. G. Cappeddu, M. Fowler, and J. W. Haus, "Negative refraction and sub-

wavelength focusing in the visible range using transparent metallo-dielectric stacks", OPTICS EXPRESS, Vol. 15, No. 2, 508-523 (2007)

[31] B. Wood, J. B. Pendry, and D. P. Tsai, "Directed subwavelength imaging using a layered metal-dielectric system", Phys. Rev. B, Vol. **74**, No. 11, 115116 (2006)

[32] Alessandro Salandrino and Nader Engheta, "Far-field subdiffraction optical microscopy using metamaterial crystals Theory and simulations", PHYS. REV. B, Vol. **74**, No. 7, 075103 (2006)

[33] Zhaowei Liu, Hyesog Lee, Yi Xiong, Cheng Sun, Xiang Zhang, "Far-Field Optical Hyperlens Magnifying Sub-Diffraction-Limited Objects", Science, Vol. 315, No. 5819, 1686 (2007)

[34] Zhaowei Liu, Stéphane Durant, Hyesog Lee, Yuri Pikus, Nicolas Fang, Yi Xiong, Cheng Sun, and Xiang Zhang, "Far-Field Optical Superlens", Nano Lett., Vol. 7, No. 2, 403-408 (2007)

[35] Evgenii E. Narimanov, "FAR-FIELD SUPERLENS Optical Nanoscope", Nature Photonics, Vol. 1, 260-261 (2007)

[36] Yi Xiong, Zhaowei Liu, Cheng Sun, and Xiang Zhang, "Two-Dimensional Imaging by Far-Field Superlens at Visible Wavelengths", Nano Lett., Vol. 7, No. 11, 3360-3365 (2007)

[37] G.W.'t Hooft, "Comment on 'Negative Refraction Makes a Perfect Lens'", Phys. Rev. Lett., Vol. 87, NO. 24, 249701 (2001)

[38] JB Pendry, "Pendry Replies", Phys. Rev. Lett., Vol. 87, No. 24, 249702 (2001)

[39] John Michael Williams, "Some Problems with Negative Refraction", Phys. Rev. Lett., Vol. 87, No. 24, 249703 (2001)

[40] JB Pendry, "Pendry Replies", Phys. Rev. Lett., Vol. 87, No. 24, 249704 (2001)

[41] N. Garcia<sup>1</sup> and M. Nieto-Vesperinas, "Left-Handed Materials Do Not Make a Perfect Lens", Phys. Rev. Lett., Vlo. 88, No. 20, 4184-4187 (2002)

[42] JB Pendry, Comment on "Left-Handed Materials Do Not Make a Perfect Lens", arXiv: cond-mat, 0206561 (2002)

[43] A.G. Ramm, "Does negative refraction make a perfect lens", Physics Letters A, Vol. 372, 6518–6520 (2008)

[44] <http://io9.gizmodo.com/5036183/secrets-of-the-metamaterials-that-will-make-you-invisible>

[45] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, D. R. Smith, "Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies", SCIENCE, Vol. 314, 977-980 (2006)

[46] J. B. Pendry, D. Schurig, D. R. Smith, "Controlling Electromagnetic Fields", SCIENCE, Vol. 312, 1780-1782 (2006)

[47] A. Greenleaf, Y. Kurylev, M. Lassas, G. Uhlmann, "Electromagnetic Wormholes and Virtual Magnetic Monopoles from Metamaterials", Phys. Rev. Lett., Vol. 99 , 183901 (2007)

- [48] Jensen Li and J. B. Pendry, "Hiding under the Carpet: A New Strategy for Cloaking", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 101, 203901 (2008)
- [49] R. Liu, C. Ji, J. J. Mock, J. Y. Chin, T. J. Cui and D. R. Smith, "Broadband Ground-Plane Cloak", *SCIENCE*, Vol. 323, 366-369 (2009)
- [50] Dentcho A. Genov, Shuang Zhang and Xiang Zhang, "Mimicking celestial mechanics in metamaterials", *NATURE PHYSICS*, Vol. 5, 687-692 (2009)
- [51] Sergei Tretyakov, Pekka Alitalo, Olli Luukkonen and Constantin Simovski, "Broadband Electromagnetic Cloaking of Long Cylindrical Objects", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 103, 103905 (2009)
- [52] M. Brun, S. Guenneau and A. B. Movchan, "Achieving control of in-plane elastic waves", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 94, 061903 (2009)
- [53] S. Brûlé, E. H. Javelaud, S. Enoch and S. Guenneau, "Experiments on Seismic Metamaterials: Molding Surface Waves", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 112, 113901 (2014)
- [54] Costas M. Soukoulis and Martin Wegener, "Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials", *Nature Photonics*, Vol. 5, 523-530 (2011)
- [55] Hou-Tong Chen, Willie J. Padilla<sup>1</sup>, Joshua M. O. Zide, Arthur C. Gossard, Antoinette J. Taylor and Richard D. Averitt, "Active terahertz metamaterial devices", *Nature*, Vol. 444, 597-600 (2006)
- [56] Oliver Paul, Christian Imhof, Benjamin Reinhard, Remigius Zengerle and René Beigang, "Negative index bulk metamaterial at terahertz frequencies", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 9, 6736-6744 (2008)
- [57] Satio HAYAKAWA and Kazuo KITAO, "Energy Loss of a Charged Particle Traversing Ionized Gas and Injection Energies of Cosmic Rays", *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 16, No. 2, 139-148 (1956)
- [58] R. H. RITCHIE, "Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films", *Phys. Rev.*, Vol. 106, No. 5, 874-881 (1957)
- [59] E. A. STERN and R. A. FKRRKLL, "Surface Plasma Oscillations of a Degenerate Electron Gas", *Phys. Rev.*, Vol. 120, No. 1, 130-136 (1960)
- [60] 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, 8974-8981 (2012)
- [61] M. A. Noginov<sup>1</sup>, V. A. Podolskiy, G. Zhu, M. Mayy, M. Bahoura<sup>1</sup>, J. A. Adegoke, B. A. Ritzo, K. Reynolds, "Compensation of loss in propagating surface plasmon polariton by gain in adjacent dielectric medium", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 2, 1385-1392 (2008)
- [62] A. Lupu, N. Dubrovina, R. Ghasemi, A. Degiron and A. de Lustrac, "Metal-dielectric metamaterials for guided wave silicon photonics", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 19, No. 24, 24746-24761 (2011)

- [63] Boubacar Kanté, André de Lustrac, Jean-Michel Lourtioz, Shah Nawaz Burokur, "Infrared cloaking based on the electric response of split ring resonators", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 12, 9191-9198 (2008)
- [64] Nina Meinzer, William L. Barnes and Ian R. Hooper, "Plasmonic meta-atoms and metasurfaces", *Nature Photonics*, Vol. 8, 889-898 (2014)
- [65] Lingling Huang, Xianzhong Chen, Holger Mühlenbernd, Hao Zhang, Shumei Chen, Benfeng Bai, Qiaofeng Tan, Guofan Jin, Kok-Wai Cheah, Cheng-Wei Qiu, Li Jensen, Thomas Zentgraf, and Shuang Zhang, "Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface", *Nature Communications*, Vol. 4, 2808 (2013)
- [66] A. Hinke Schokker and A. Femius Koenderink, "Lasing at the band edges of plasmonic lattices", *PHYS. REV. B*, Vol. 90, 155452 (2014)
- [67] Hao Zhang, Qiaofeng Tan and Guofan Jin, "Holographic display system of a three-dimensional image with distortion-free magnification and zero-order elimination", *Optical Engineering*, Vol. 51, 075801 (2012)
- [68] Alan Champion and Patanjali Kambhampati, "Surface-enhanced Raman scattering," *Chemical Society Reviews*, Vol. 27, 241-250 (1998)
- [69] George Sarau, Basudev Lahiri, Peter Banzer, Priti Gupta, ArnabBhattacharya, Frank Vollmer and Silke Christiansen, "Enhanced Raman Scattering of Graphene using Arrays of Split Ring Resonators", *Adv. Optical Mater.*, Vol. 1, 151–157 (2013)
- [70] Reuben M. Bakker, Vladimir P. Drachev, Zhengtong Liu, Hsiao-Kuan Yuan, Rasmus H Pedersen, Alexandra Boltasseva, Jiji Chen, Joseph Irudayaraj, Alexander V. Kildishev and Vladimir M. Shalaev, "Nanoantenna array-induced fluorescence enhancement and reduced lifetimes", *New Journal of Physics*, Vol. 10, 125002 (2008)
- [71] K. Tanaka, E. Plum, J. Y. Ou, T. Uchino, and N. I. Zheludev, "Multifold Enhancement of Quantum Dot Luminescence in Plasmonic Metamaterials", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 105, 227403 (2010)
- [72] Igor I. Smolyaninov, Yu-Ju Hung and Christopher C. Davis, "Magnifying Superlens in the Visible Frequency Range", *SCIENCE*, Vol. 315, 1699-1701 (2007)
- [73] WENSHAN CAI, UDAY K. CHETTIAR, ALEXANDER V. KILDISHEV AND VLADIMIR M. SHALAEV, "Optical cloaking with metamaterials", *nature photonics*, Vol. 1, 224-227 (2007)
- [74] Mário G. Silveirinha, Andrea Alù, and Nader Engheta, "Infrared and optical invisibility cloak with plasmonic implants based on scattering cancellation", *PHYS. REV. B*, Vol. 78, 075107 (2008)
- [75] Andrea Alù and Nader Engheta, "Multifrequency Optical Invisibility Cloak with Layered Plasmonic Shells", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100, 113901 (2008)
- [76] Jason Valentine, Jensen Li, Thomas Zentgraf, Guy Bartal and Xiang Zhang, "An optical cloak made of dielectrics", *NATURE MATERIALS*, Vol. 8, 568-571 (2009)

- [77] Majid Gharghi, Christopher Gladden, Thomas Zentgraf, Yongmin Liu, Xiaobo Yin, Jason Valentine, and Xiang Zhang, "A Carpet Cloak for Visible Light", *Nano Lett.*, Vol. 11, 2825–2828 (2011)
- [78] Lucas H. Gabrielli, Jaime Cardenas, Carl B. Poitras and Michal Lipson, "Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies", *NATURE PHOTONICS*, Vol. 3, 461-463 (2009)
- [79] Durdu Ö. Güney, Thomas Koschny and Costas M. Soukoulis, "Intra-connected three-dimensionally isotropic bulk negative index photonic metamaterial", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, No. 12, 12348-12353 (2010)
- [80] Muhan Choi, Seung Hoon Lee, Yushin Kim, Seung Beom Kang, Jonghwa Shin, Min Hwan Kwak, Kwang-Young Kang, Yong-Hee Lee, Namkyoo Park and Bumki Min, "A terahertz metamaterial with unnaturally high refractive index", *NATURE*, Vol. 470, 369-373 (2011)
- [81] Vladimir M. Shalaev, T. A. Klar, V. P. Drachev, and A. V. Kildishev, "Optical Negative-Index Metamaterials: from Low to no Loss", *OSA/META 2006*
- [82] Vasundara V. Varadan, and Liming Ji, "Does a Negative Refractive Index always result in Negative Refraction? – Effect of Loss", *Microwave Symposium Digest, 2009. MTT '09. IEEE MTT-S International*
- [83] Sebastian Wuestner, Andreas Pusch, Kosmas L. Tsakmakidis, Joachim M. Hamm, and Ortwin Hess, "Overcoming Losses with Gain in a Negative Refractive Index Metamaterial", *Phys. Rev. Lett.*, Vol.105, 127401 (2010)
- [84] Andrey K. Sarychev, Gennady Shvets, Vladimir M. Shalaev, "Magnetic plasmon resonance", *PHYS. REV. E*, Vol. 73, 036609(2006)
- [85] Prof. Robert P. Lucht, *Drude Model for dielectric constant of metals*, Purdue University
- [86] Surbhi Lal, Stephan Link and Naomi J. Halas<sup>1</sup>, "Nano-optics from sensing to waveguiding", *Nature Photonics*, Vol. 1, 641-648 (2007)
- [87] Katherine A. Willets and Richard P. Van Duyne, "Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing", *Annu. Rev. Phys. Chem.*, Vol. 58, 267-297 (2007)
- [88] Matthew Rycenga, Claire M. Cobley, Jie Zeng, Weiyang Li, Christine H. Moran, Qiang Zhang, Dong Qin, and Younan Xia, "Controlling the Synthesis and Assembly of Silver Nanostructures for Plasmonic Applications", *Chem. Rev.*, Vol. 111, 3669–3712 (2011)
- [89] Xin Liu and Mark T. Swihart, "Heavily-doped colloidal semiconductor and metal oxide nanocrystals: an emerging new class of plasmonic nanomaterials". *Chem. Soc. Rev.* Vol. 43, 3908–3920 (2014)
- [90] Shu Zhou, Xiaodong Pi, Zhenyi Ni, Yi Ding, Yingying Jiang, Chuanhong Jin, Christophe Delerue, Deren Yang, and Tomohiro Nozaki, "Comparative study on the localized surface plasmon resonance of boron- and phosphorus-doped silicon nanocrystals". *ACS Nano*, Vol. 9, 378–386 (2015)
- [91] Kathryn M. Mayer and Jason H. Hafner, "Localized Surface Plasmon Resonance Sensors", *Chem. Rev.*, Vol. 111, 3828–3857 (2011)

- [92] Traci R. Jensen , Michelle L. Duval , K. Lance Kelly , Anne A. Lazarides , George C. Schatz and Richard P. Van Duyne, "Nanosphere lithography effect of the external dielectric medium on the surface plasmon resonance spectrum of a periodic array of silver nanoparticles", *J. Phys. Chem. B*, Vol. 103 No. 45, 9846–9853 (1999)
- [93] K. Lance Kelly, Eduardo Coronado, Lin Lin Zhao, and George C. Schatz, "The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment", *J. Phys. Chem. B*, Vol. 107, 668-677 (2003)
- [94] Molly M. Miller and Anne A. Lazarides, "Sensitivity of Metal Nanoparticle Surface Plasmon Resonance to the Dielectric Environment", *J. Phys. Chem. B*, Vol. 109, 21556-21565 (2005)
- [95] Maysamreza Chamanzar and Ali Adibi, "Hybrid integrated plasmonic-photonic waveguides for on-chip localized surface plasmon resonance (LSPR) sensing and spectroscopy", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 21, No. 26, 32086-32098 (2013)
- [96] Stefan Linden, Christian Enkrich, Martin Wegener, Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny and Costas M. Soukoulis, "Magnetic Response of Metamaterials at 100 Terahertz", *SCIENCE*, Vol. 306, 1351–1352 (2004)
- [97] M. Kafesaki, I. Tsiapa, N. Katsarakis, Th. Koschny, C. M. Soukoulis and E. N. Economou, "Left-handed metamaterials: The fishnet structure and its variations", *Phys. Rev. B*, Vol. 75, 235114 (2007)
- [98] Boubacar Kanté, André de Lustrac, Jean-Michel Lourtioz and Frédérique Gadot, "Engineering resonances in infrared metamaterials", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 10, 6774-6784 (2008)
- [99] Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny and Costas M. Soukoulis, "An efficient way to reduce losses of left-handed metamaterials", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 15, 11147-11152 (2008)
- [100] M. Fevrier, P. Gogol, A. Aassime, R. Megy, D. Bouville, J.M. Lourtioz, B. Dagens, "Localized surface plasmon Bragg grating on SOI waveguide at telecom wavelengths", *Appl. Phys. A*, Vol. 109, 935-942 (2012)
- [101] Shuang Zhang, Wenjun Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood and S. R. J. Brueck, "Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 95, 137404 (2005)
- [102] Uday K. Chettiar, Alexander V. Kildishev, Thomas A. Klar and Vladimir M. Shalaev, "Negative index metamaterial combining magnetic resonators with metal films ", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 14, No. 17, 7872-7877 (2006)
- [103] G. Dolling, C. Enkrich, and M. Wegener, J. F. Zhou and C. M. Soukoulis, S. Linden, "Cut-wire pairs and plate pairs as magnetic atoms for optical metamaterials", *OPTICS LETT.*, Vol. 30, No. 23, 3198-3200 (2005)
- [104] Vladimir M. Shalaev, Wenshan Cai, Uday K. Chettiar, Hsiao-Kuan Yuan, Andrey K. Sarychev, Vladimir P. Drachev and Alexander V. Kildishev, "Negative index of refraction in optical metamaterials", *OPTICS LETT.*, Vol. 30, No. 24, 3356-3358 (2005)



- [106] P.V. Parimi, W.T. Lu, P. Vodo, J. Sokoloff, J. S. Derov and S. Sridhar, "Negative Refraction and Left-Handed Electromagnetism in Microwave Photonic Crystals", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 92, No. 12 (2004)
- [105] Gunnar Dolling, Christian Enkrich, Martin Wegener, Costas M. Soukoulis and Stefan Linden, "Simultaneous Negative Phase and Group Velocity of Light in a Metamaterial", *SCIENCE*, Vol. 312 892-894 (2006)
- [107] Thèse de Natalia Dubrovina, *Metamaterials for photonic applications* (2014)
- [108] Thèse de Jianjia Yi, *TRANSFORMATION OPTICS: APPLICATION FOR ANTENNAS AND MICROWAVE DEVICES* (2015)
- [109] R. Ghasemi, P.-H. Tichit, A. Degiron, A. Lupu, and A. de Lustrac, "Efficient control of a 3D optical mode using a thin sheet of transformation optical medium", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, No. 19, 20305-20312 (2010)
- [110] Paul-Henri Tichit, Shah Nawaz Burokur, and André de Lustrac, "Waveguide taper engineering using coordinate transformation technology", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, No. 2, 767-772 (2010)
- [111] U. Leonhardt, "Optical conformal mapping", *Science* Vol. 312, 1777-1780 (2006)
- [112] Boucabar Kanté, Dylan Germain and André de Lustrac, "Experimental demonstration of a nonmagnetic metamaterial cloak at microwave frequencies", *Phys. Rev. B*, Vol. 80, 201104 (2009).
- [113] Steven A. Cummer, Bogdan-Ioan Popa, David Schurig and David R. Smith, "Full-wave simulations of electromagnetic cloaking structures", *Phys. Rev. E*, Vol. 74, 036621 (2006)
- [114] Andrea Alù and Nader Engheta, "Cloaking and transparency for collections of particles with metamaterial and plasmonic covers", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 15, No. 12, 7578-7590 (2007)
- [115] Wenshan Cai, Uday K. Chettiar, Alexander V. Kildishev and Vladimir M. Shalaev, "Designs for optical cloaking with high-order transformations", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 8, 5444 (2008)
- [116] Andrea Alù and Nader Engheta, "Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings", *Phys. Rev. E*, Vol. 72, 016623 (2005)
- [117] Mário G. Silveirinha, Andrea Alù and Nader Engheta, "Parallel-plate metamaterials for cloaking structures", *Phys. Rev. E*, Vol. 75, 036603 (2007)
- [118] Andrea Alù and Nader Engheta, "Plasmonic materials in transparency and cloaking problems: mechanism, robustness, and physical insights", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 15, No. 6, 3318-3332 (2007)
- [119] Zhichao Ruan, Min Yan, Curtis W. Neff and Min Qiu, "Ideal Cylindrical Cloak: Perfect but Sensitive to Tiny Perturbations", *Phys. Rev. Lett.*, VOL. 99, 113903 (2007)
- [120] Wenshan Cai, Uday K. Chettiar, Alexander V. Kildishev, Vladimir M. Shalaev, and Graeme W. Milton, "Nonmagnetic cloak with minimized scattering", *APPLIED PHYSICS LETTERS*, VOL. 91, 111105 (2007)

- [121] Brian Edwards, Andrea Alù, Mário G. Silveirinha and Nader Engheta, "Experimental Verification of Plasmonic Cloaking at Microwave Frequencies with Metamaterials", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 103, 153901 (2009)
- [122] Andrea Alù, David Rainwater and Aaron Kerkhoff, "Plasmonic cloaking of cylinders: finite length, oblique illumination and cross-polarization coupling", *New Journal of Physics*, Vol. 12, 103028 (2010)
- [123] D Rainwater, A Kerkhoff, K Melin, J C Soric, G Moreno and A Alù, "Experimental verification of three-dimensional plasmonic cloaking in free-space", *New Journal of Physics*, Vol. 14, 013054 (2012)
- [124] Constantin R. Simovski and Sergei A. Tretyakov, "Local constitutive parameters of metamaterials from an effective-medium perspective", *Phys. Rev. E*, Vol. 75, 195111 (2007)
- [125] Boubacar Kanté, Jean-Michel Lourtioz and André de Lustrac, "Infrared metafilms on a dielectric substrate", *Phys. Rev. B*, Vol. 80, 205120 (2009)
- [126] Christoph Menzel, Ranjan Singh, Carsten Rockstuhl, Weili Zhang, and Falk Lederer, "Effective properties of terahertz double split-ring resonators at oblique incidence", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 26, No. 12, B143-B147 (2009)
- [127] C R Simovski, "On electromagnetic characterization and homogenization of nanostructured metamaterials", *J. Optics*, Vol. 13, 013001 (2011)



## Chapitre 2

### Métamatériaux en optique guidée

#### 2.1 Introduction

L'optique guidée est l'étude de la propagation et le comportement de la lumière qui est guidée et confinée par un guide spécial qui s'appelle alors un guide d'onde optique [1]. Parmi tous les guides d'onde optiques, le guide d'onde diélectrique est le plus reconnu et le plus utilisé dans l'optique intégrée qui est basée normalement sur le guide d'onde diélectrique plan [2-5], ou dans la communication optique à longue distance et à haute vitesse qui repose principalement sur la fibre optique [6-8] (voir figure 2-1 (a) et (b)).

L'optique intégrée consiste à combiner plusieurs fonctions optiques sur un même substrat, qui a été proposée par Stewart E. MILLER [9] quand il a étudié la technologie de la réalisation des composants optiques à travers des petites lignes de transmission optiques nommées guides d'ondes. Un des objectifs de l'optique intégrée est donc la miniaturisation des systèmes grâce à la petite longueur d'onde de la lumière qui s'y propage, qui est une tendance de la recherche de nos jours. Dans mon travail, des composants d'optique intégrée à base MMs sont étudiés et ils sont associés à une fibre optique dont la fonction est la transmission de l'information. Le but de cette thèse est d'essayer de trouver une stratégie de miniaturisation de composants intégrés optiques en utilisant des MMs basés sur les plasmons de surface localisé, qui sont les ondes hybrides résultant de l'interaction entre les photons incidents transportés par l'onde guidée et les électrons à la surface du métal.

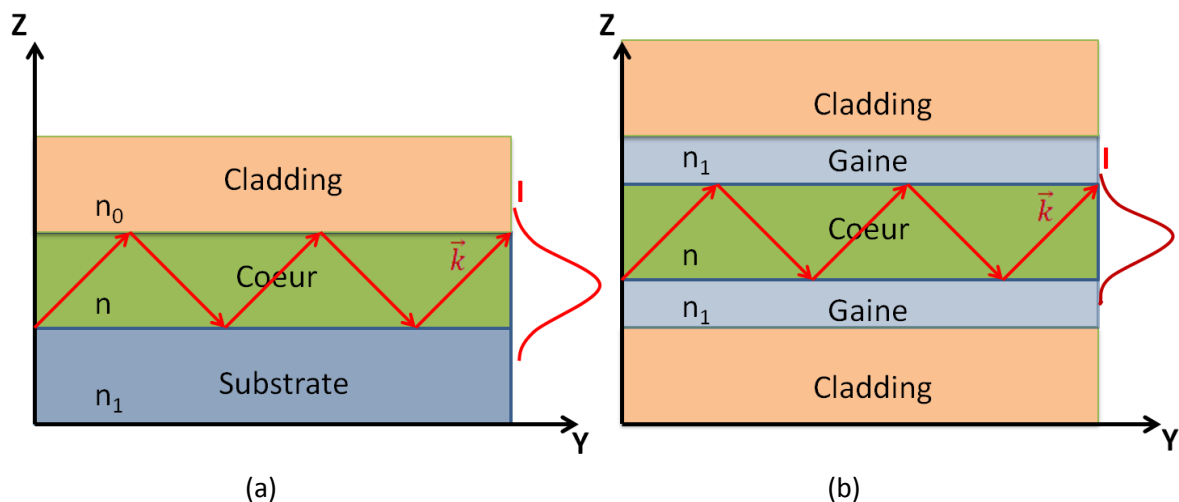


Figure 2-1 Schéma de l'onde guidée dans (a) un guide d'onde plan et dans (b) une fibre optique en supposant que l'abscisse  $y$  est l'axe de la propagation. (a) l'onde se propage dans le cœur avec un indice de réfraction  $n$ , qui est entouré par une couche supérieure de revêtement d'indice de réfraction  $n_0 < n$  et une couche inférieure de substrat d'indice de réfraction  $n_1 < n$ ; (b) l'onde se propage aussi dans le cœur cylindrique d'indice de réfraction  $n$ , entouré d'une couche de gaine cylindrique d'indice  $n_1 < n$ . Une couche de revêtement protectrice cylindrique recouvre la couche de gaine. «I» correspond à l'intensité de la lumière en mode fondamental.

### 2.2 Composants d'optique intégrée

Le guide d'onde optique diélectrique plan est l'élément basique dans l'application de l'optique intégrée, dont le composant est actif ou passif, par exemple l'amplificateur [10], le coupleur [11], le modulateur [12] l'interféromètre de Mach-Zehnder [3], le convertisseur de mode [4], etc. Le confinement vertical de la lumière profite de l'aide de la réflexion totale à l'interface cœur-revêtement et à l'interface cœur-substrat grâce au plus haut indice de réfraction du cœur (figure 2-1 (a)), et le confinement latéral est réalisé aussi par la totale réflexion entre le cœur et le substrat, y compris plusieurs sortes de guide d'onde classées par les différentes géométries latérales, montré dans figure 2-2. En raison des confinements de l'onde dans deux directions (verticale et latérale), l'onde est guidée et confinée et se propage dans les guides d'onde en empruntant un parcours zigzag, illustré dans figure 2-1.

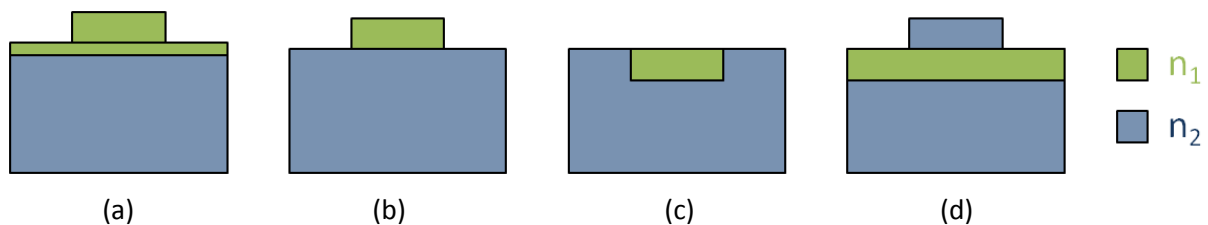


Figure 2-2 Différents types de guides d'onde: (a) guide en arête (« rib waveguide » en anglais); (b) guide en relief (ridge waveguide en anglais) (c) guide d'onde enterré (« buried waveguide » en anglais) (d) guide d'onde « strip-loaded ». Dans tous les guides d'onde, on a  $n_1 > n_2$ .

Le guide d'onde optique en relief est utilisé tout au long de ma thèse. Le fonctionnement du guide d'onde optique en relief à MM sera mis en évidence dans le texte suivant dans cette section.

#### 2.2.1 Réflexion et réfraction de lumière à l'interface de deux milieux

Il est bien connu que quand la lumière arrive à l'interface de deux différents milieux transparents, une réflexion, une réfraction, une diffusion et une absorption peuvent s'y produire suivant la nature de l'interface entre les deux milieux. Nous supposons ici que la dispersion et l'absorption sont négligeables. Quand les deux milieux sont non magnétiques, le comportement de l'onde est illustré dans la figure 2-3. Il faut savoir que la lumière polarisée en mode p (ou mode TM) signifie que la polarisation du champ électrique est parallèle au plan d'incidence de la lumière avec une polarisation du champ magnétique perpendiculaire au plan d'incidence; la lumière polarisée en mode s (ou mode TE) est le cas contraire.

## 2.2 Composants d'optique intégrée

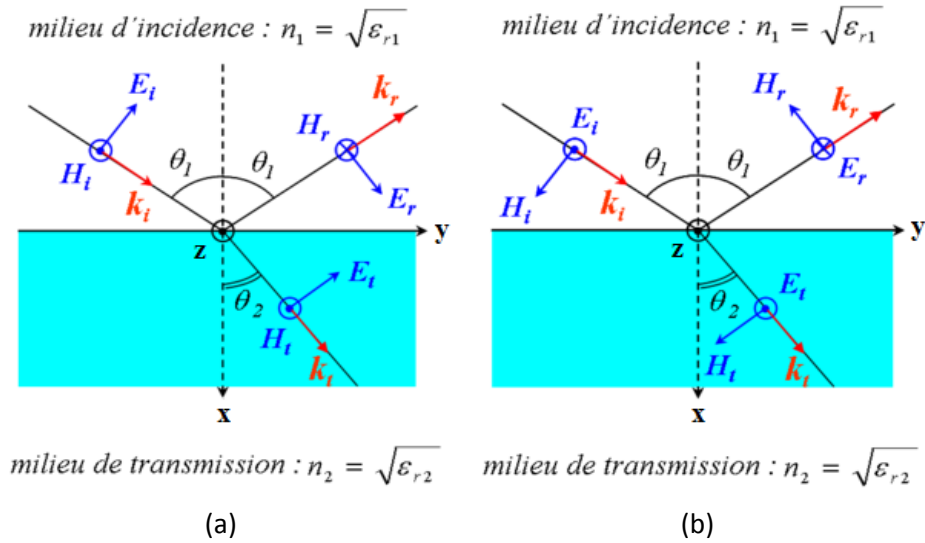


Figure 2-3 Réflexion et transmission (réfraction) de lumière sur une interface entre 2 milieux non magnétique: (a) comportement de lumière polarisée en mode p (ou mode TM), dont  $(\vec{E}_i, \vec{H}_i, \vec{k}_i)$ ,  $(\vec{E}_t, \vec{H}_t, \vec{k}_t)$  et  $(\vec{E}_r, \vec{H}_r, \vec{k}_r)$  signifie le triplet du vecteur du champ électrique, vecteur du champ magnétique et vecteur d'onde de la partie incidente, transmise et réfléchi, respectivement;  $\theta_i$ ,  $\theta_t$  et  $\theta_r$  sont l'angle d'incidence, l'angle de transmission et l'angle de réflexion;  $n_1$  et  $\epsilon_{r1}$  sont l'indice de réfraction et la permittivité relative du milieu 1, avec  $n_2$  et  $\epsilon_{r2}$  sont l'indice de réfraction et la permittivité relative du milieu 2; (b) comportement de lumière polarisée en mode s (ou mode TE), avec les mêmes sens des signes dans ce schéma.

En fonction de la loi de Snell-Descartes, on sait que:

$$\theta_i = \theta_r, \quad (2-1)$$

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t, \quad (2-2)$$

Dans ce cas-là, le coefficient de la réflexion et de la transmission de la lumière s'écrit comme l'équation 2-3 et 2-4 pour la lumière p et pour la lumière s.

$$R_p = \left| \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \right|^2 = \frac{\left| n_1 \sqrt{1 - \left( \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right)^2} - n_2 \cos \theta_t \right|^2}{\left| n_1 \sqrt{1 - \left( \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right)^2} + n_2 \cos \theta_t \right|^2}, \text{ avec } T_p = 1 - R_p \quad (2-3)$$

$$R_s = \left| \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \right|^2 = \frac{\left| n_1 \cos \theta_i - n_2 \sqrt{1 - \left( \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right)^2} \right|^2}{\left| n_1 \cos \theta_i + n_2 \sqrt{1 - \left( \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right)^2} \right|^2}, \text{ avec } T_s = 1 - R_s \quad (2-4)$$

Maintenant, imaginer que le milieu 1 avec indice de réfraction  $n_1$  est la couche du cœur du guide d'onde et le milieu 2 avec  $n_2$  est la couche du revêtement ou la couche du substrat, on a alors  $n_1 > n_2$ , et  $\sin\theta_t = (n_1/n_2) \cdot \sin\theta_i > \sin\theta_i$  qui signifie que  $\theta_t > \theta_i$  (dans le premier quadrant de phase, la plus grande valeur de sinus signifie le plus grand angle, voir figure 2-4). Donc, il existe un angle  $\theta_c$  appelé angle de critique, qui nous donne  $\sin\theta_t = (n_1/n_2) \cdot \sin\theta_c = 1$ , autrement dit  $\theta_t = 90^\circ$ , et au-delà de cet angle  $\sin\theta_t = (n_1/n_2) \cdot \sin\theta_c > 1$ , qui ne donne plus de lumière réfractée. En fonction de l'équation (2-3) et (2-4), le terme de la réfraction disparaissent et le coefficient de la réflexion de lumière p ainsi que celui de la lumière s devient  $R_p = R_s = 1$ , cela va dire que toute l'énergie de la lumière incidente sera réfléchiée par l'interface et retourne dans le milieu 1. Ce phénomène de la réflexion de toute l'énergie sans réfraction s'appelle la réflexion totale, qui est le même mécanisme pour le confinement latéral. En conséquence des confinements dans deux directions, la lumière se propage grâce à une série de réflexions totales internes.

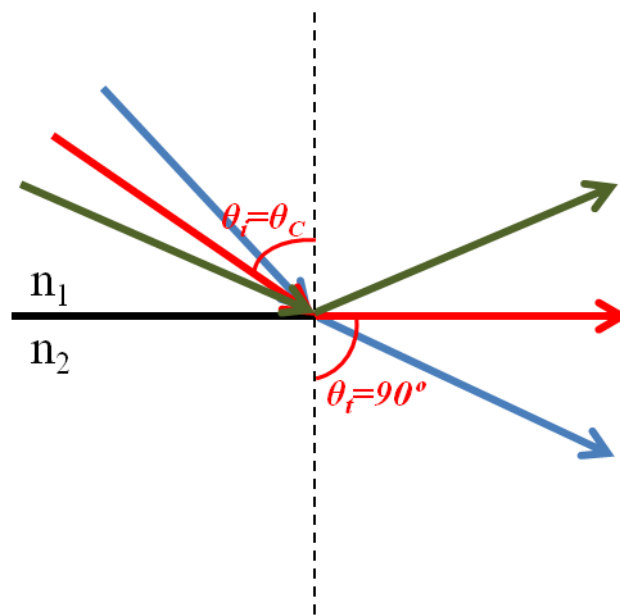


Figure 2-4 Propagation de la lumière à la surface de deux milieux diélectriques, dont la lumière en rouge signifie l'incidence à l'angle critique et la lumière en vert olive signifie le cas de la réflexion totale.

### 2.2.2 Confinement latéral de guide d'onde en relief à métamatériau

#### 2.2.2.1 Guide d'onde en relief

La règle des confinements dans deux directions est déjà discutée dans le paragraphe ci-dessus. Deux exemples s'appliquant à illustrer le confinement latéral de guide d'onde en relief sont montrés dans la figure 2-5 pour un guide d'onde monomode en relief et dans la figure 2-6 pour une guide d'onde multimode en relief.

## 2.2 Composants d'optique intégrée

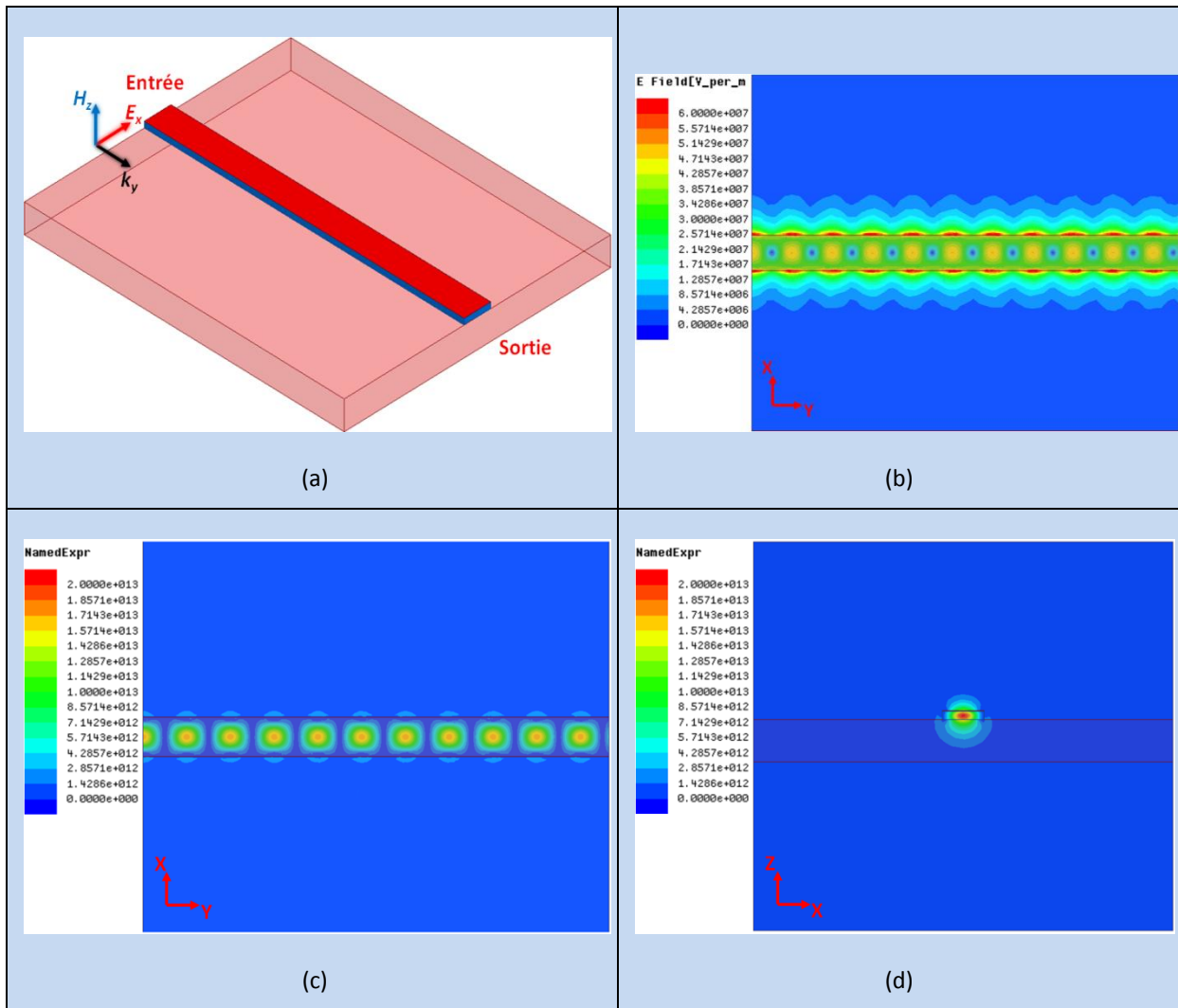


Figure 2-5 Guide d'onde monomode en relief et propagation de l'onde pour  $\lambda=1667\text{nm}$  ( $f=180\text{THz}$ ). (a) structure du guide d'onde monomode en relief : une couche en rose de  $\text{SiO}_2$  de 6000nm de long, 5000nm de large et 500nm de haut se situe en bas; une couche en bleu de Si 500nm\*6000nm\*100nm sur la couche de  $\text{SiO}_2$ , dont une largeur de 500nm (proche de  $\lambda/2 \approx 424\text{nm}$ ) permet d'éliminer tous les modes d'ordre supérieur; une couche fine en rouge de  $\text{SiO}_2$  de 5nm d'épais sur Si représente l'effet d'oxydation dans l'ambiance de salle blanche; (b) vue de la projection de la distribution de la magnitude du champ électrique dans le guide d'onde; (c) vue de la projection de la distribution de l'énergie (présentée par la magnitude du vecteur de Poynting) dans le guide d'onde; (d) vue transversale au milieu du guide d'onde de l'énergie.

Ce modèle est dessiné et les résultats de calcul sont donnés par le logiciel HFSS. Le champ électrique et le vecteur de Poynting sont les résultats à un instant donné avec la phase d'incidence du champ électrique à  $90^\circ$ . La variation du champ électrique et la variation de l'énergie dans la direction de propagation peuvent être trouvées dans (b) et (c), avec le champ électrique et l'énergie confinée latéralement dans la zone du guide d'onde avec un coefficient de transmission en énergie  $S_{12} = -0.00004\text{dB}$ , qui signifie une transmission sans perte. L'image (d) démontre un bon confinement de l'onde dans la couche Si, à la fois en vertical et en latéral.



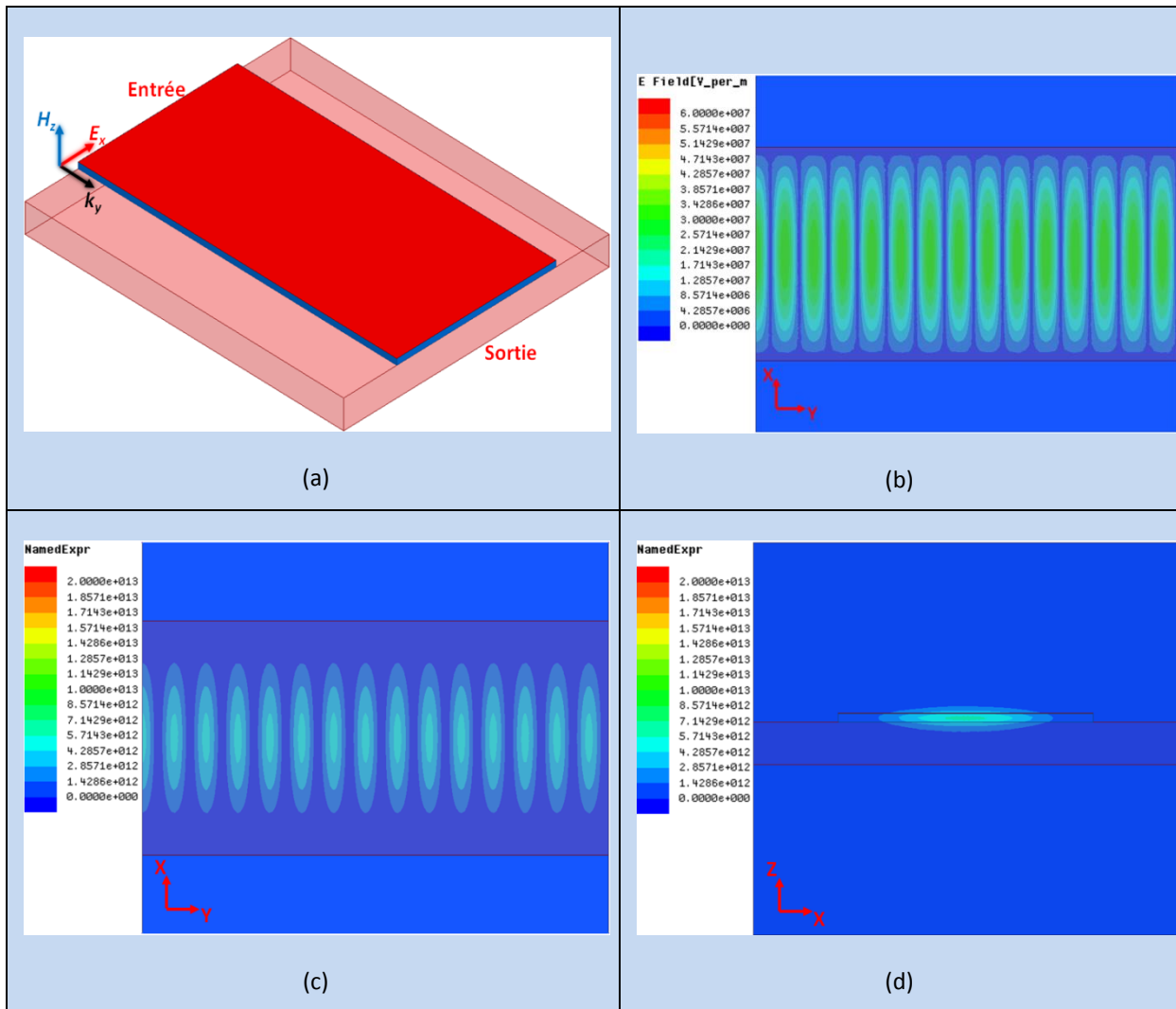


Figure 2-6 Guide d'onde en relief multimode et la propagation de l'onde pour  $\lambda=1667\text{nm}$  ( $f=180\text{THz}$ ) dans le mode fondamental. (a) structure du guide d'onde en relief multimode: structure identique à la figure 2-5 sauf que la largeur du Si est  $3000\text{nm}$  qui permet la propagation éventuelle de modes d'ordre supérieur; (b) vue de la distribution de l'amplitude du champ électrique dans le guide d'onde; (c) vue de la distribution de l'énergie (présentée par l'amplitude du vecteur de Poynting) dans le guide d'onde; (d) vue transversale au milieu du guide d'onde de l'énergie.

L'effet du confinement est quasiment pareil que sur la figure 2-5, ce qui signifie un bon guidage de l'onde dans ce guide d'onde multimode, sauf que la taille de chaque maximum lumineux est plus large dans la direction transversale et moins large dans la direction longitudinale. L'élargissement de l'onde dans l'axe  $x$  est en raison de l'élargissement de la structure du guide d'onde, et le rétrécissement de l'onde suivant l'axe  $y$  est une conséquence du grandissement de l'indice effectif dans la direction de propagation de l'onde. D'ailleurs, la densité d'énergie dans le guide d'onde est plus faible que la figure 2-4 et par conséquent, la couleur de chaque maximum est moins intense si la puissance de l'injection de la lumière est une constante. La transmission dans ce cas est  $S_{12}=0.000004\text{dB}$  (transmission sans perte).

## 2.2 Composants d'optique intégrée

### 2.2.2.2 Indice effectif et modes du guide d'onde diélectrique plan

Avant d'introduire le guide d'onde à MM, il faut prendre connaissance de l'indice de réfraction effectif dans le guide d'onde diélectrique plan. Imaginer qu'une onde optique se propage dans ce guide d'onde avec indice de réfraction  $n$  suivant l'axe  $y$  sans aucune source de charge (voir figure 2-7), alors le comportement de l'onde peut être représenté par le comportement du champ électrique  $\vec{E}$ , décrit par l'équation d'onde dans (2-5), en raison de la symétrie entre le champ électrique et le champ magnétique dans les équations de Maxwell. L'épaisseur du guide d'onde est  $d$ .

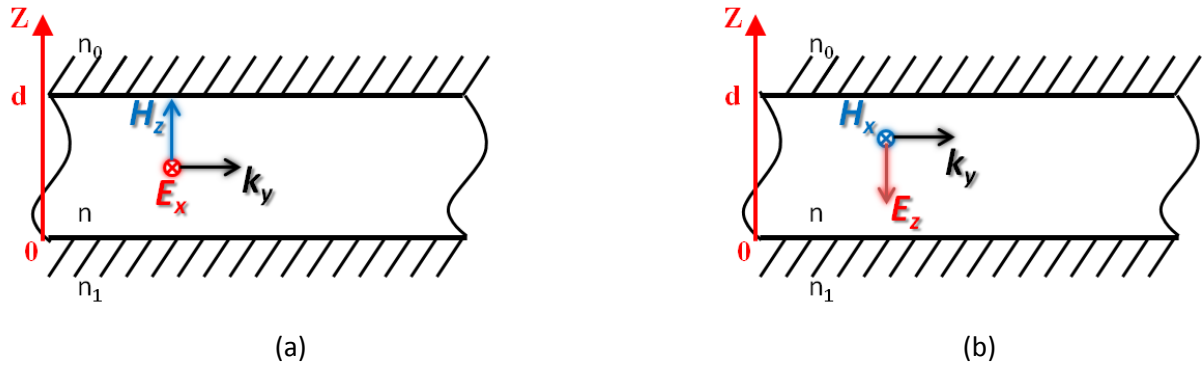


Figure 2-7 (a) schéma de propagation de l'onde en mode TE dans le guide d'onde en relief; (b) schéma de propagation de l'onde en mode TM dans le guide d'onde en relief.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \text{ avec } v = \frac{c}{n} \quad (2-5)$$

D'abord on se rappelle l'équation d'onde (2-5), avec  $v$  la vitesse de l'onde dans le milieu,  $c$  la vitesse de l'onde dans le vide, et  $n$  l'indice de réfraction du milieu. Puisque le champ électrique se varie en fonction du temps, il peut s'écrire comme:

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y, z) e^{i\omega t} \quad (2-6)$$

avec  $\omega$  vitesse angulaire ou la fréquence temporaire de l'onde (séparation de temps et espace). Alors l'équation (2-5) devient:

$$\nabla^2 \vec{E}(x, y, z) + k^2 \vec{E}(x, y, z) = 0, \text{ avec } k = \frac{2n\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega}{v} \quad (2-7)$$

dont  $k$  s'appelle le nombre d'onde ou la fréquence spatiale de l'onde et  $\lambda_0$ , la longueur d'onde dans le vide. Cette équation s'appelle l'équation de Helmholtz.

Car le guide d'onde est homogène dans la direction  $y$  et l'onde s'y propage, la solution peut s'écrire sous la forme:

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, z) e^{-i\beta y}, \text{ avec } k_y = \beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{\text{eff}} \quad (2-8)$$

dont  $k_y$  ou  $\beta$  s'appelle la constante de propagation longitudinale et  $n_{\text{eff}}$ , l'indice de réfraction effectif (séparation de modes transversal et longitudinal).

On revient dans les figure 2-7 (a) et 2-7 (b), il existe seulement les composantes  $E_x(z)$ ,  $H_y$  et  $H_z$  pour les modes TE et il existe les composantes  $H_x(z)$ ,  $E_y$  et  $E_z$  pour les modes TM, dont  $E_x$  et  $H_x$  sont fonctions de  $z$ . On prend le mode TE comme un exemple, dans ce cas l'équation de Helmholtz devient:

$$\nabla^2 \vec{E}_x(z) + (k^2 - \beta^2) \vec{E}_x(z) = 0, \quad (2-9)$$

$$H_z = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_x,$$

$$H_y = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial x}. \quad (2-10)$$

L'équation (2-10) s'appelle la relation du mode longitudinal et mode transversal, signifiant que l'on obtient une solution complète pour un mode en solvant seulement le mode transversal ( $E_x$ ), autrement dit dès que  $E_x$  est résolu, les autres composantes sont déterminées. La solution de l'équation (2-9) est:

$$\vec{E}_x(z) = E_0 \cos(Kz - \varphi_0) \quad (2-11)$$

$$\text{avec } K^2 = k^2 - \beta^2 \quad (2-12)$$

Le mode dans le cœur du guide d'onde diélectrique plan est démontré dans l'équation (2-11) dont  $\varphi_0$  est une constante de phase imposée par le substrat et le revêtement, et l'équation (2-12) est la relation de dispersion du guide d'onde.

En même temps, les modes dans le substrat et dans le revêtement peuvent s'écrire comme les équations (2-13) - (2-16), respectivement:

$$\vec{E}_x(z) = E_0 \cos \varphi_0 e^{\alpha_s z} \quad (z < 0) \quad (2-13)$$

$$\text{avec } \alpha_s^2 = \beta^2 - n_1^2 k^2 \quad (2-14)$$

$$\vec{E}_x(z) = E_0 \cos(Kd - \varphi_0) e^{-\alpha_c(z-d)} \quad (z > d) \quad (2-15)$$

$$\text{avec } \alpha_c^2 = \beta^2 - n_0^2 k^2 \quad (2-16)$$

En fonction des équations (2-13) et (2-15), l'amplitude du champ électrique dans le substrat ou dans le revêtement s'atténue exponentiellement à partir de l'interface diélectrique-substrat ou à partir de l'interface diélectrique-revêtement.  $\alpha_s$  et  $\alpha_c$  dans les équations (2-14) et (2-16) sont les coefficients d'atténuation du champ électrique dans le substrat et dans le revêtement, respectivement.

En appliquant la condition de la continuité de la partie tangentielle de la composante  $E_x$  et de la composante  $H_y$  à  $z=0$  et à  $z=d$ , on trouve une relation entre  $K$ ,  $\alpha_c$  et  $\alpha_s$ :

$$\tan(Kd - N\pi) = \frac{K(\alpha_c + \alpha_s)}{K^2 - \alpha_c \alpha_s} \quad (N=0, 1, 2, \dots) \quad (2-17)$$

## 2.2 Composants d'optique intégrée

dont  $N=0, 1, 2, \dots$  est l'ordre du mode transversal signifiant qu'une onde stationnaire existe suivant l'axe  $z$  dans le guide d'onde.

En combinant les équations (2-12), (2-14), (2-16) et (2-17), on obtient 4 variables dans 4 équations qui nous permettent de résoudre les modes précis.

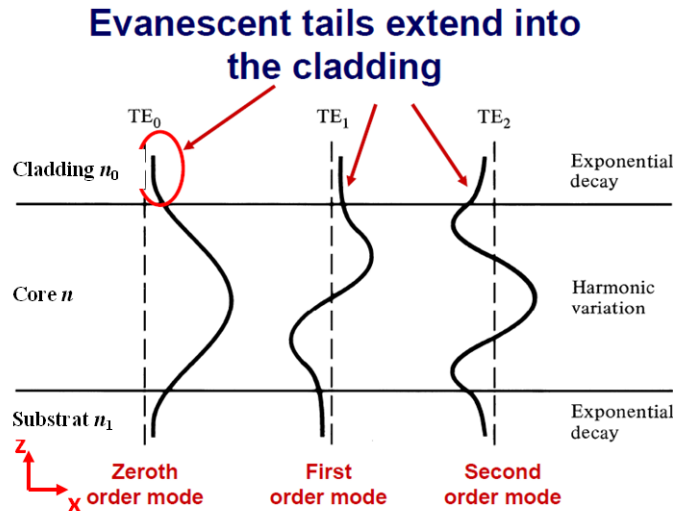


Figure 2-8 Profil du guide d'onde diélectrique plan et 3 modes à ordres les plus bas, dont le mode à ordre 0 est le mode fondamental en mode TE.

La figure 2-8 nous montre la distribution du champ électrique de 3 modes dans les ordres les plus bas, où on peut trouver une variation harmonique du champ électrique dans le cœur du guide d'onde et une atténuation exponentielle du champ dans le substrat et dans le revêtement.

On obtient la solution pour le mode TM en remplaçant  $E_x(z)$ ,  $H_y$ ,  $H_z$  et  $\mu_0$  par  $H_x(z)$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  et  $\epsilon$ .

On revient maintenant à l'équation (2-8), l'indice effectif peut s'écrire comme:

$$n_{eff} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \beta, \quad (2-18)$$

qui détermine l'indice de réfraction suivant la direction longitudinale du guide d'onde quand une onde s'y propage. Chaque mode longitudinal possède un indice effectif identique en fonction des équations (2-12), (2-14), (2-16) et (2-17), dont le mode fondamental donnera un indice le plus grand lors de  $K$  est le plus petit à priori.

N.B. le modèle du guide d'onde diélectrique plan est universel pour analyser les modes dans les guides d'onde diélectrique. Cependant le cas réel du guide d'onde monomode en relief dans la figure 2-5, ou du multimode dans la figure 2-6, est qu'il existe aussi un confinement suivant l'axe  $x$  qui exige aussi une onde stationnaire (ou un vecteur d'onde  $k_x$ ) suivant cette direction. On peut aussi trouver un mode évanescent dans la direction  $x$  dans la figure 2-5(b). Pour analyser le vrai comportement de tel guide d'onde, un modèle qui s'appelle guide d'onde microstrip (strip waveguide en anglais) doit être appliqué. Enfin, pour simplifier notre étude, on en conclut que le guide d'onde diélectrique plan définit principalement le mode TE ou TM du notre guide d'onde en relief, en même temps le confinement dans la direction  $x$  contribue aussi à déterminer l'indice effectif dans l'équation (2-18).

Par exemple dans la figure 2-6(b), le nombre d'onde transversal de mode fondamental (TE),  $k_{x(multi)}$  est plus petit que  $k_{x(mono)}$  dans la figure 2-5(b), car guide d'onde multimode est plus large que le guide d'onde monomode. Par conséquent,  $\beta_{multi}=k-k_{x(multi)}-K$  est plus grand que  $\beta_{mono}=k-k_{x(mono)}-K$ , qui détermine un plus grand indice de effectif en fonction de l'équation (2-18). C'est pour ça le maximum lumineux dans la direction de propagation dans figure 2-6(b) est plus mince que celle dans la figure 2-5(b) dans la direction de propagation  $y$ .

D'ailleurs, on peut en déduire l'indice de réfraction effectif dans la figure 2-5 et celui dans la figure 2-6 en comparant la longueur d'onde dans ce guide monomode avec celle dans le vide:

$$n_{eff} = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \lambda_0 / \frac{L_y}{N_y/2} \quad (2-19)$$

dont  $L_y$  est la longueur du substrat dans la simulation et  $N_y$  est le nombre de demi-période de l'onde de l'entrée à la sortie. Dans le premier cas,  $L_{y(mono)}=6000\text{nm}$ ,  $N_{y(mono)}\approx 10.65$  et  $\lambda_0=1667\text{m}$ , qui donnent un indice  $n_{eff(mono)}\approx 1.48$ . De la même façon, on obtient  $n_{eff(multi)}\approx 2.01$ .

De plus, l'équation (2-9) et l'équation (2-18) révèlent que l'on est capable de contrôler la propagation de l'onde en modifiant l'indice effectif du milieu du substrat. S'inspirant des résultats de N. Dubrovina, on va concevoir des composants d'optique intégrée à partir du MM, grâce à sa capacité de changement de l'indice effectif de réfraction.

En fait, le mode TE et le mode TM sont les plus connus, et principalement les plus discutés et étudiés dans les recherches. Le champ électrique et le champ magnétique sont symétriques dans les équations de Maxwell, donc la déduction de mode TM est similaire que celle du mode TE, comme le montre ci-dessus, et on ne le démontre pas dans cette thèse. N.B. seulement le mode fondamental de TE est étudié au long de cette thèse.

### 2.2.2.3 Guide d'onde droit en relief à métamatériau

Maintenant, on revient au guide d'onde en relief à MM. Dans la figure 2-6 (b), le mode fondamental TE est aussi large que le substrat du Si. Cependant, si le substrat Si est chargé par des fils d'or, ce substrat devient un guide d'onde hybride optique en relief à MM dans la figure 2-9 (a). L'énergie en mode fondamental TE sur la couche de Si, sur le plan  $x-z$  en entrée et sur le plan  $x-z$  en sortie du guide d'onde sont dessinées dans figure 2-9 (b)-(d). Puisque le SOI interpose une fine couche isolante d'oxyde de silicium entre l'épi-couche et le substrat en silicium (voir figure 3-4 dans le prochain paragraphe) pour réduire des effets nuisibles pour le fonctionnement du circuit, e.g. la capacité parasite et donc, améliorer la performance du composant, cette couche d'isolant va changer très peu la propriété principale du substrat Si, e.g. l'indice effectif du guide d'onde multimode dans figure 2-6 devient  $n_{eff(multi)}=1.94$ .

## 2.2 Composants d'optique intégrée

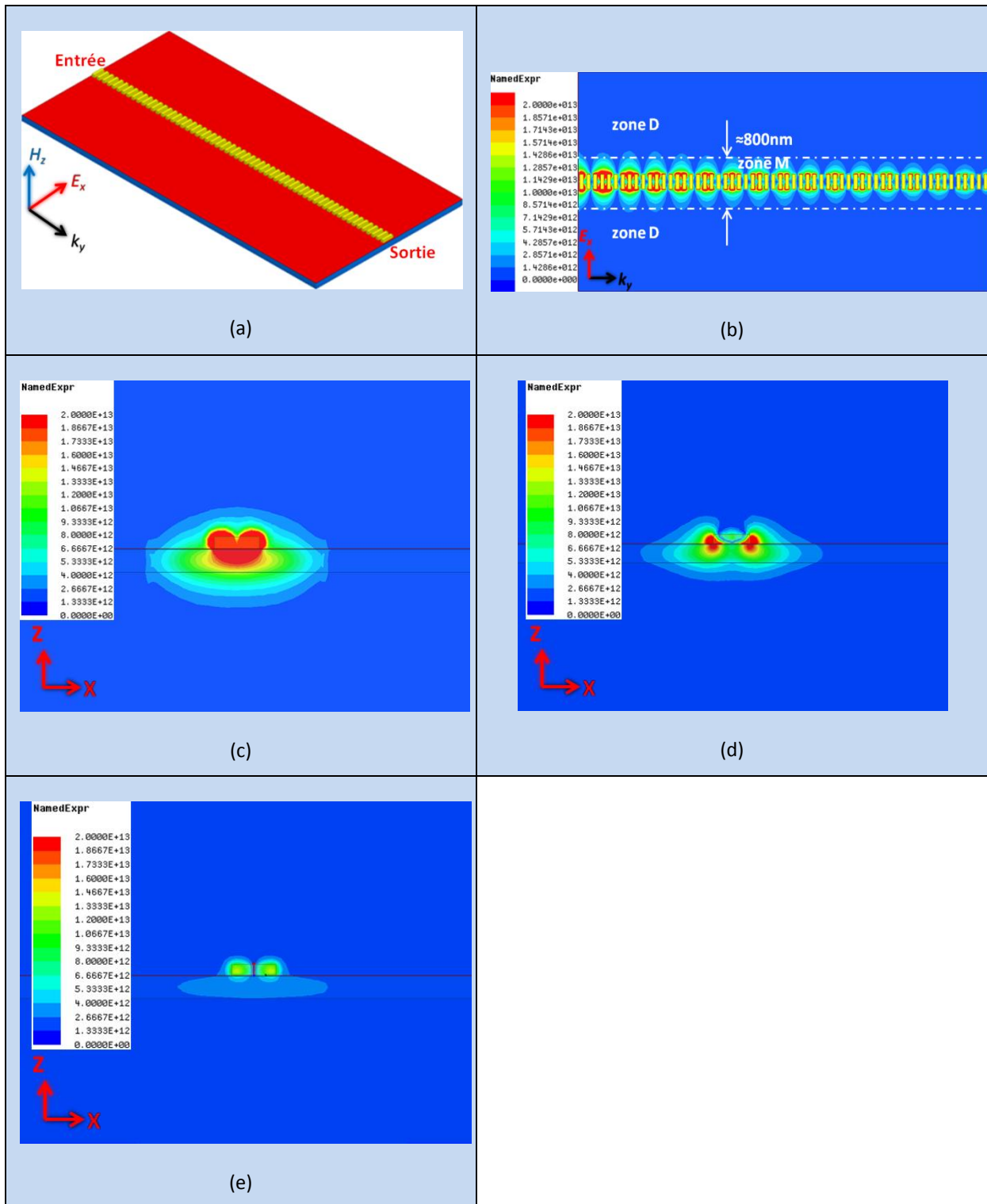


Figure 2-9 Guide d'onde en relief hybride et propagation de l'onde pour  $\lambda=1667\text{nm}$  ( $f=180\text{THz}$ ) dans le mode fondamental plasmonique. (a) structure de guide d'onde à MM: silicium (+silice) identique que la figure 2-6 (a), chargé par une rangée de 60 fils d'or cubiques  $200\text{nm} \times 50\text{nm} \times 50\text{nm}$  du port d'entrée jusqu'au port de sortie, avec la distance côté à côté entre chaque deux fils voisins  $d=50\text{nm}$ ; (b) vue verticale (plan x-y) de la distribution de l'énergie dans le guide d'onde; (c) vue transversale sur plan x-z de l'énergie en entrée du guide d'onde; (d) profil de l'énergie (plan x-z) au milieu du guide d'onde; (e) profil de l'énergie (plan x-z) en sortie du guide d'onde.

Donc, afin de diminuer la complexité de la simulation du guide d'onde optique hybride à MM dans HFSS, c'est mieux d'enlever la couche du silice en bas dans la figure 2-6 (a) et on simule seulement le substrat en Si (avec  $\text{SiO}_2$  de 5nm en haut). Dans la figure 2-9 (b), on trouve que l'énergie est principalement confinée et compressée dans une zone rubanée d'environ 800nm de large (notée zone M dans l'image), qui est totalement différent que le cas du multimode dans figure 2-6, mais plus proche du cas du monomode dans figure 2-5. Cela représente actuellement le mode fondamental plasmonique du guide d'onde hybride à MM. On peut calculer l'indice de réfraction du MM dans la zone M en fonction de la propagation de l'onde:  $n_{\text{eff}(\text{méta})} = 1667\text{nm} / [6000\text{nm} / (15.9/2)] \approx 2.21$ , qui est supérieur à l'indice effectif dans la zone D. Le MM (zone M) est un milieu hybride optiquement plus dense que la zone D. De ce fait, la réflexion totale a lieu à la bordure de la zone 1 et l'onde est alors confinée en vertical et guidée par le MM à base des fils d'or. Dans les images (c), (d) et (e), on voit que l'énergie est principalement confinée dans la couche de Si avec forte interaction (présentée par la couleur) entre les fils d'or et le mode évanescent (celle qui passe au-dessus du guide d'onde). Le coefficient de transmission de l'énergie  $S_{12} = -7.9\text{dB}$ , qui explique la faiblesse d'énergie au fur et à mesure dans les images (d) et (e) par rapport à l'image (c) au long de la propagation. Cette perte d'énergie est un coût acceptable pour le guidage de l'onde, qui se traduit notamment par l'absorption d'énergie par les fils d'or (partie imaginaire de l'indice de réfraction effectif) et la dispersion à la surface des fils d'or en raison de leurs tailles sub-longueur d'onde.

Dans cette thèse, on ne tente pas de faire la description précise de l'optique guidée dans ce type de guide à MM, ni déterminer la largeur effective de la zone M en fonction de longueur d'onde dans la figure 2-9, mais de calculer l'indice effectif du guide et d'exploiter ses applications potentielles. Pour comparer et mieux comprendre la différence du confinement vertical du guide d'onde à MM par rapport au guide d'onde conventionnel, je liste la structure d'un guide d'onde le plus simple et les résultats correspondants dans la figure 2-11.

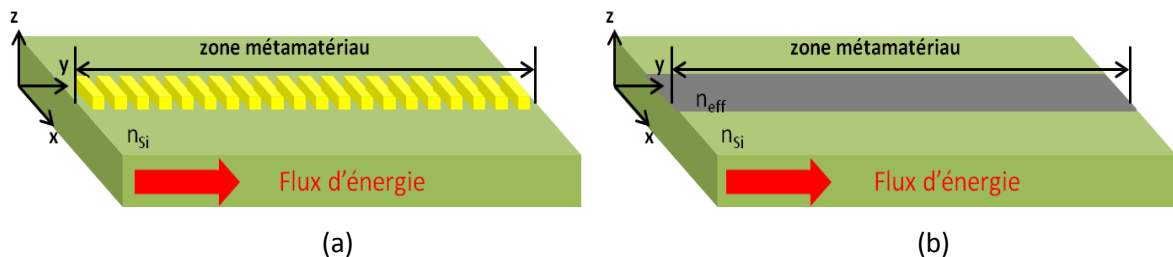


Figure 2-10 (a) schéma de MM en cas réel; (b) modèle équivalent pour la conception des composants d'optique intégrée.

## 2.2 Composants d'optique intégrée

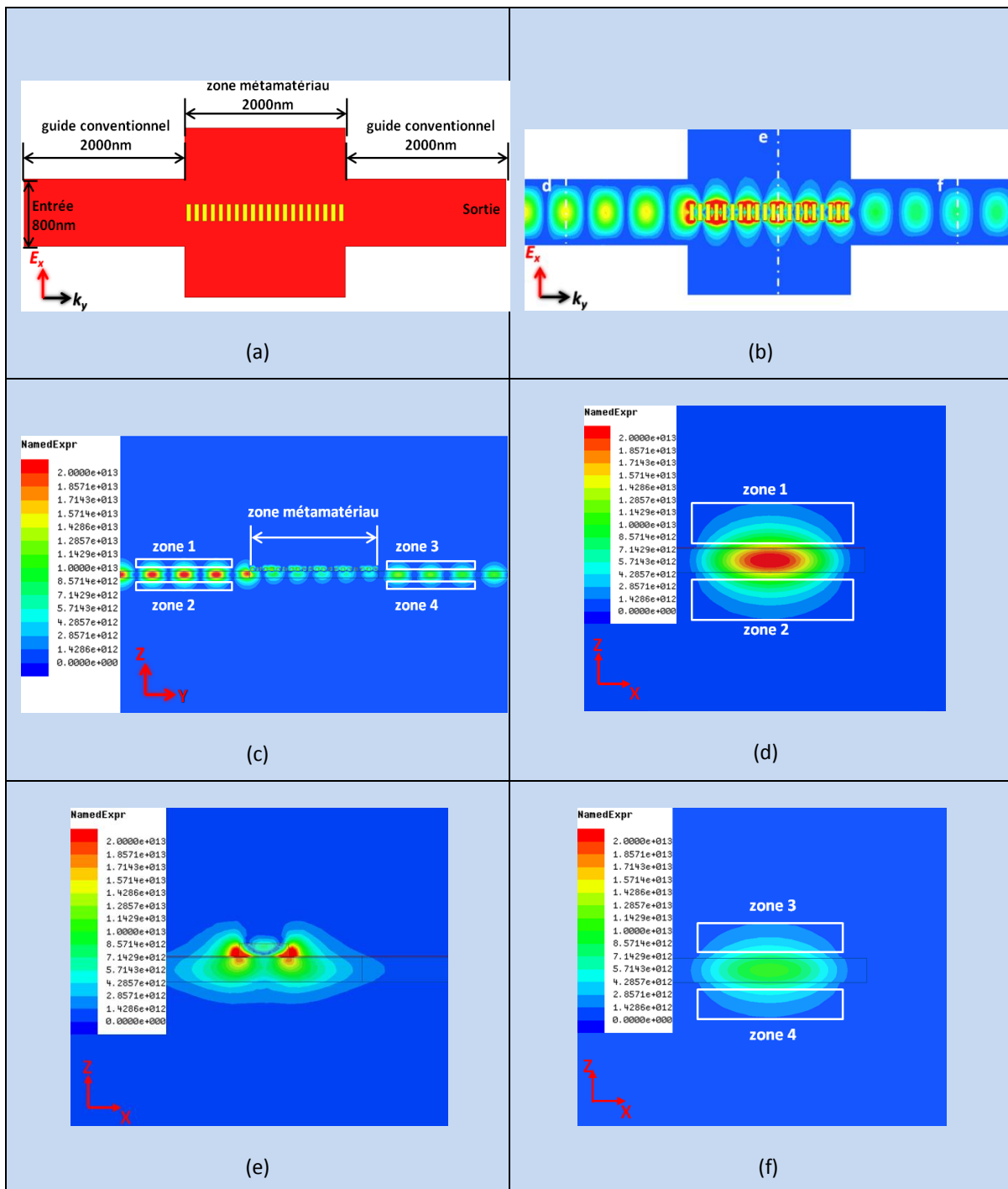


Figure 2-11 Propagation de l'onde pour  $\lambda=1667\text{nm}$  dans guide d'onde conventionnel et dans guide d'onde hybride (a) vue de dessus de deux guide d'onde conventionnels 2000nm de long et 800nm de large à gauche et à droite, reliés par un guide d'onde à MM 2000nm de long, avec une largeur arbitraire (dans notre cas, 2000nm) au milieu. Le substrat Si+SiO<sub>2</sub> et les fils d'or sont identiques que celui dans figure 2-9 sauf la largeur du substrat et le nombre de fils d'or; (b) vue de dessus de la distribution de l'énergie dans le substrat, les trois lignes pointillées blanches «d», «e» et «f» signifient 3 coupes des dessins en énergie dans les images correspondantes; (c) vue latérale de l'énergie dans le guide d'onde. Zones 1, 2, 3 et 4 présentent le mode évanescent dans l'air qui s'atténue exponentiellement de l'interface Si-air à l'air; (d) vue transversale de l'énergie à 500nm de l'entrée; (e) vue transversale de l'énergie à 3100nm de l'entrée; (f) vue transversale de l'énergie à 5300nm de l'entrée.



L'exemple dans la figure 2-11 s'interprète comme le fonctionnement du guide d'onde à MM dans les composants d'optique intégrée: le guide d'onde est alimenté par un flux d'énergie dans le guide d'onde conventionnel dans l'image (b), l'onde se propage dans le substrat diélectrique conventionnel jusqu'à la zone MM qui va la guider et modifier ses propriétés après la traversée de cette zone. Puis l'onde ré-entre dans le guide conventionnel. La zone MM est composée de substrat et fils d'or spécialement conçus à l'intention d'exécuter des fonctions spécifiques pour le composant. L'image 2-7 (c) dévoile le fonctionnement du MM dans le guide d'onde optique: la partie principale de l'onde est essentiellement confinée dans la couche Si et seulement le mode évanescent (marqué zone 1) interagit avec les fils d'or quand l'onde entre dans la zone MM, ce qui va ajouter une perte acceptable pour la transmission des signaux. Autrement dit, le MM joue le rôle d'un perturbateur qui modifie seulement l'indice de réfraction par l'interaction avec une onde évanescente et permet un bon confinement de la lumière dans la zone du guide d'onde sous le MM. Regarder plus précisément la zone 1 et la zone 2 dans les images (c) et (d) : elles sont horizontalement symétriques en raison de la symétrie de la structure établie dans la simulation. Cependant dans la zone MM dans l'image (c) et la vue transversale dans l'image (e), la taille de la zone 1 est beaucoup réduite et le mode évanescent quasiment disparaît, signifiant que les LSPs sont stimulés par le mode évanescent du mode fondamental TE et ce dernier est fortement couplé à la surface métal-diélectrique du MM. De ce fait, l'onde propagative dans la couche Si est «ralentie» et en même temps la taille de la zone 2 aussi diminue sous l'impact de cette interaction, ce qui donne une vue de l'intensité en énergie horizontalement asymétrique dans l'image (e), qui est presque pareille que l'image (d) dans la figure 2-9. Ce processus à base de l'interaction avec les LSPs ressemble au plasmon-polariton de surface, dont l'onde est fortement liée à l'interface de métal-diélectrique et elle s'y propage avec une perte au long de cette interface. La différence est que le plasmon polariton de surface existe sur un film métallique consécutive et infini par rapport à la longueur d'onde. Par contre dans notre cas, les LSPs se forment à l'aide de NPs dont la période spatiale est très petite devant la longueur d'onde. Quand l'onde arrive à la sortie du composant à travers la zone MM, l'onde est effectivement relâchée par le plasmon et elle redevient le mode TE fondamental dans un guide d'onde conventionnel (voir l'image (f)). Dans ce cas, le coefficient de transmission  $S_{12}=-2.88\text{dB}$  et c'est moins grand que le cas dans figure 2-9 grâce au raccourcissement de la zone MM.

### 2.2.2.4 Guide d'onde coudé en relief à métamatériau

Etant donné le confinement dans deux directions et le principe du fonctionnement du guide d'onde droit à MM présenté dans le texte ci-dessus, on s'intéresse à étudier un guide d'onde coudé en relief à MM. L'indice de réfraction du guide d'onde hybride dans figure 2-9 est  $n_{\text{eff(méta)}}=2.21$  par rapport à l'indice du guide d'onde  $n_{\text{eff(multi)}}=1.94$ , alors l'angle critique de réflexion totale est  $\theta_c=\arcsin(n_{\text{eff(multi)}}/n_{\text{eff(méta)}}) \approx 61.4^\circ$  théoriquement, qui signifie une rotation d'inférieur à  $28.6^\circ$  de la direction de propagation est permise. Cependant en réalité, des simulations nous montrent moins bon confinement si l'angle est supérieur à  $22^\circ$ , c'est-à-dire que l'on choisit  $\theta$  préférentiellement inférieur à  $22^\circ$  a priori. Dans notre cas, on prend  $\theta=11.3^\circ$ , soit  $\tan\theta=0.2$ , une valeur arbitrairement petite pour éviter des pertes d'énergie inattendues.

Deux modèles sont introduits dans figures 2-11 et 2-12 respectivement. Les structures sont pareille que celle dans figure 2-9 (a) sauf que dans la deuxième partie, les fils sont tournés par  $11.3^\circ$  et leurs

## 2.2 Composants d'optique intégrée

axes longs sont perpendiculaires à la direction de propagation dans le premier cas, et les fils d'or déplace -20nm en l'axe x et 100nm en l'axe y entre deux fils d'or pour avoir le même angle de rotation du chemin de l'onde que le précédent. J'opte pour la deuxième structure durant cette thèse et on discutera son avantage dans le texte suivant.

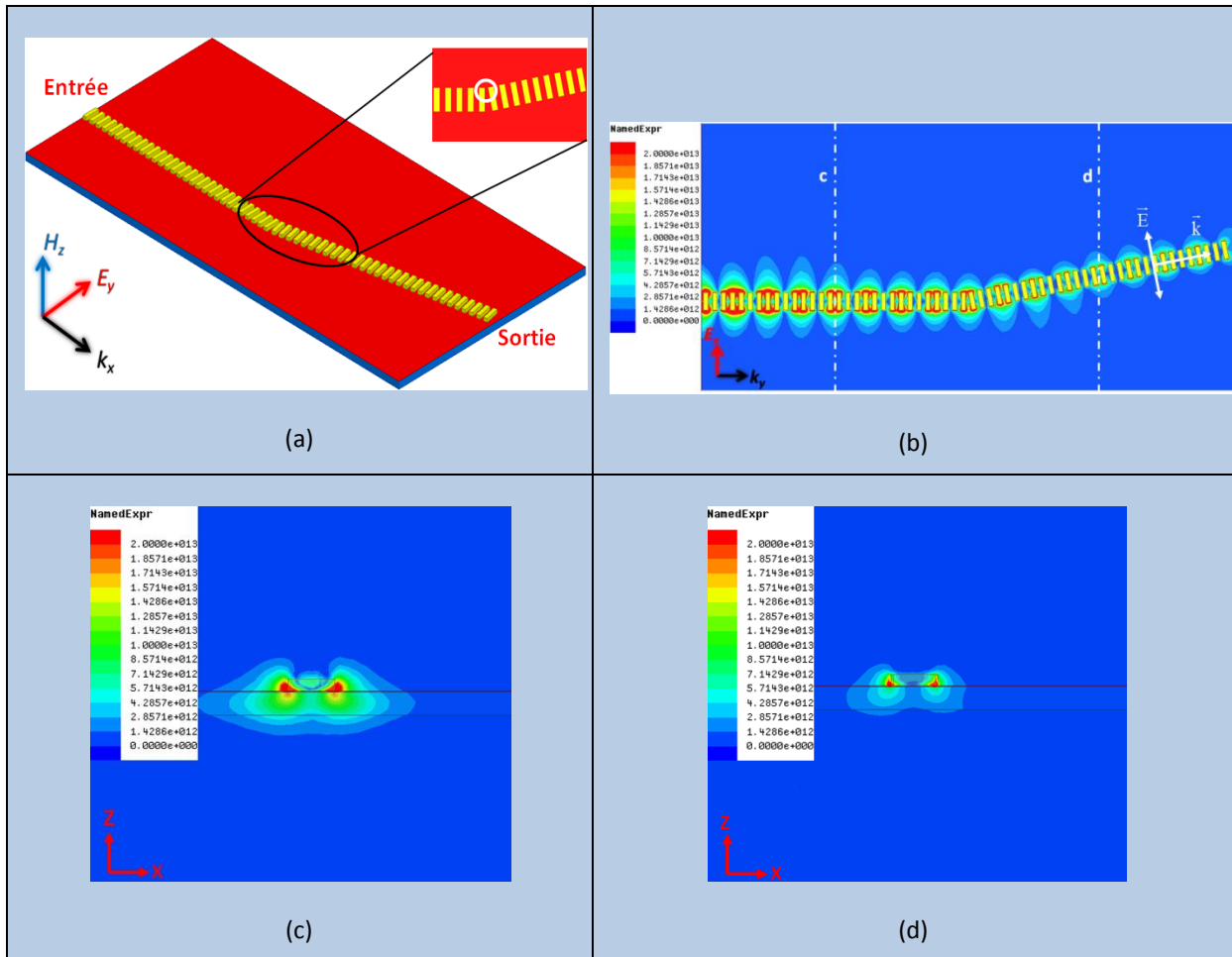


Figure 2-12 Guidage du guide d'onde hybride coudé avec fils d'or tournés et propagation de l'onde pour  $\lambda=1667\text{nm}$  en mode fondamental. (a) substrat en Si et fils d'or pareils que ceux dans l'image 2-9 (a). Au milieu du substrat, la rangée de fils d'or devient oblique avec l'angle de rotation  $\theta=11.3^\circ$ ; (b) vue de dessus de la distribution de l'énergie dans le guide d'onde, avec les lignes pointillées blanches c et d, deux coupes pour montrer les profils d'énergie dans les images correspondantes; (c) vue transversale de l'énergie à 1500nm de l'entrée; (d) vue transversale de l'énergie à 4470nm de l'entrée.

L'insert dans l'image 2-12 (a) met en relief la rotation des fils d'or au milieu de guide d'onde, dont la boucle blanche montre le rétrécissement de la distance entre le dernier fil dans la rangée droite et le premier fils d'or dans la rangée oblique. L'image (b) démontre le bon guidage de l'onde dans les deux demi-parties de guide d'onde. Un effet remarquable est dans la rangée de fils d'or oblique, avec le tour de chemin de l'onde, la polarisation du champ E est toujours perpendiculaire au vecteur d'onde, présentés par  $\vec{E}$ ,  $\vec{k}$  et les flèches blanches. D'ailleurs, la longueur de ce guide d'onde coudé avec l'angle de tour 0.2 est  $L=3000+3000*(1+0.2^2)^{1/2}\approx 6060\text{nm}$ , avec le nombre des maximums lumineux presque 16.1, qui donne un indice effectif  $n_{\text{eff}(\text{coudé}1)}=1667\text{nm}/[6060\text{nm}/(16.1/2)]\approx 2.21$ , équivalent à  $n_{\text{eff}(\text{méta})}$  du guide droit à MM. Dans l'image (d), l'énergie est aussi principalement confinée dans la couche Si et l'interaction est aussi forte, avec l'énergie verticalement asymétrique dans le profil, car

la polarisation de l'onde n'est pas parallèle au profil du substrat. Dans ce cas, la transmission  $S_{12} = -8.3\text{dB}$ , qui est très proche du résultat du cas dans figure 2-9. Cela signifie une perte négligeable du guide d'onde oblique par rapport au guide d'onde droit si l'angle de tour est petit.

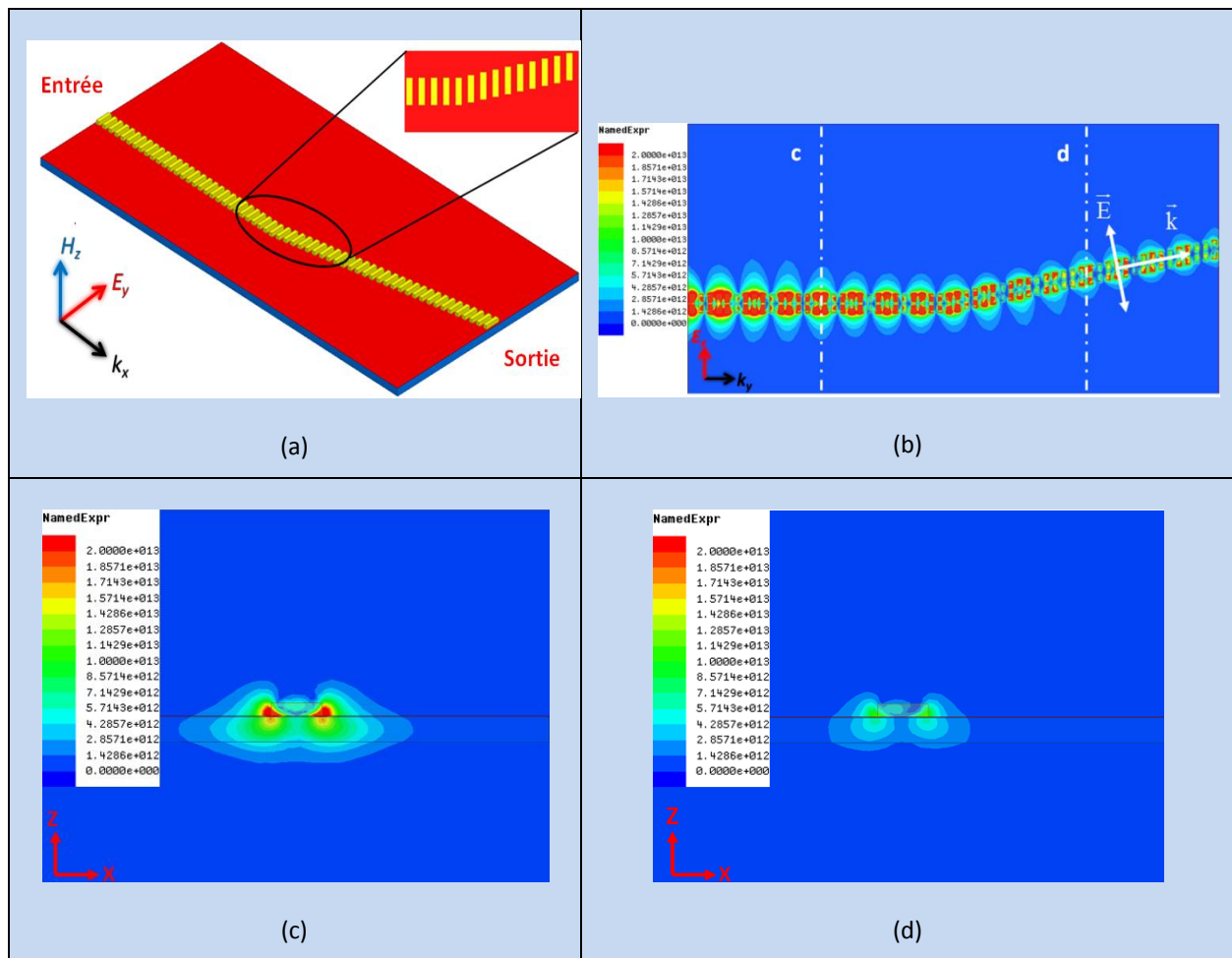


Figure 2-13 Guidage du guide d'onde hybride coudé avec fils d'or déplacés et propagation de l'onde pour  $\lambda=1667\text{nm}$  en mode fondamental. (a) guide d'onde coudé pareil que le précédent sauf fil d'or déplacé en  $-20\text{nm}$  en  $x$  et  $100\text{nm}$   $y$  entre chaque 2 fils d'or voisins pour avoir le même angle de tour du chemin de l'onde; (b) vue de dessus de la distribution de l'énergie dans le guide d'onde, avec les lignes pointillées blanches  $c$  et  $d$ , deux coupes pour montrer les profils d'énergie dans les images correspondantes; (c) vue transversale de l'énergie à  $1500\text{nm}$  de l'entrée; (d) vue transversale de l'énergie à  $4500\text{nm}$  de l'entrée.

L'insert dans l'image 2-13 (a) accentue les premiers fils d'or déplacés par rapport à la rangée droite. Dans l'image 2-13 (b), l'onde est guidée par la rangée de fils d'or droite ainsi que la rangée oblique à l'aide de l'interaction du champ électrique avec les LSPs, ce qui est pareil que le cas dans figure 2-12. En comparaison avec l'image 2-12 (b), on voit quasiment la même propagation de l'onde dans ces deux types de guide d'onde hybride coudé, y compris le même nombre des maximums de l'intensité de l'énergie et la même polarisation de l'onde qui est aussi perpendiculaire au vecteur d'onde et ne suit pas l'axe long de fils d'or. Cette propriété provient du fait que c'est la composante du champ électrique parallèle à l'axe long de fils d'or qui stimule les LSPs, ce qui fait une partie de  $\cos 11.3^\circ = 0.98$  du vecteur d'onde totale. L'ensemble de tous ces paramètres identiques confirme un modèle identique pour ces deux types de guides d'onde coudés à MM quand l'angle de tour est assez petit (voir figure 2-14), e.g. même si à  $\theta=20^\circ$  (ou déplacement  $-36.4\text{nm}$  en  $x$  pour  $100\text{nm}$  en  $y$ ), la

## 2.2 Composants d'optique intégrée

composante du champ électrique parallèle à l'axe long du fil d'or fait  $\cos\theta=0.94$  par rapport au champ électrique dans le guide d'onde droit, qui exerce très petit d'impact sur la propagation de l'onde dans le deuxième cas par rapport au premier. D'ailleurs, la transmission dans le deuxième cas  $S_{12}=-8.0\text{dB}$ , qui est une valeur très proche du cas de guide d'onde hybride droite et un peu plus grand que le premier type de guide coudé grâce à la moins forte interaction avec les LSPs.

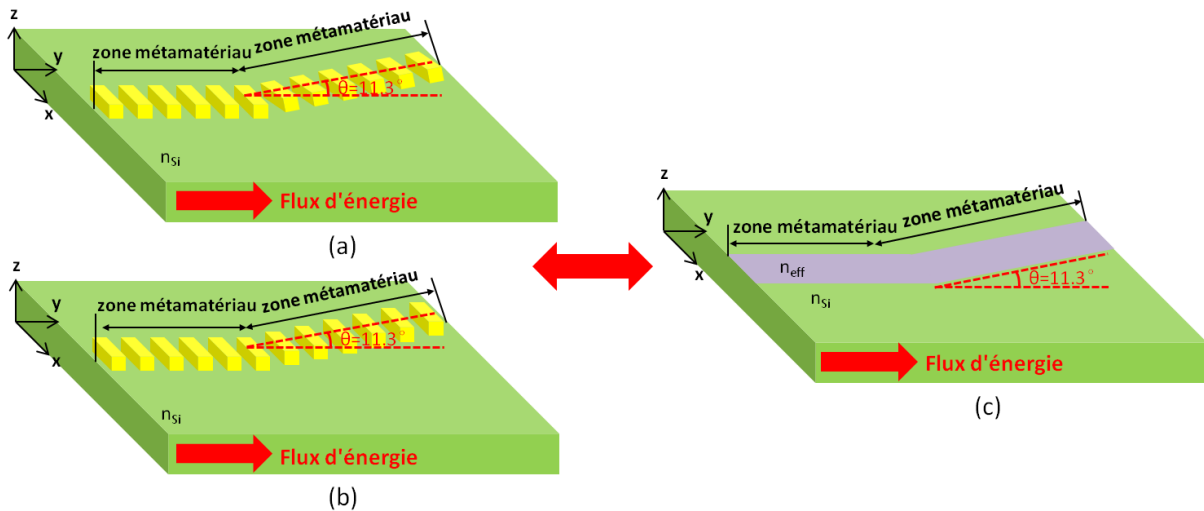


Figure 2-14 Modélisation de guides d'onde hybrides coudés à MM. (a) guide d'onde coudé avec fils d'or tournés; (b) guide d'onde coudé avec fils d'or déplacés; (c) modèle identique pour les deux types de guides d'onde coudés.

L'équivalence de ces deux types de guides d'onde coudés ont été discutée ci-dessus. Néanmoins, au niveau de la fabrication réelle, le premier type risque des défauts critiques à cause de sa forme irrégulière de fils d'or. Cela veut dire qu'en réalité, la Nanobeam 4 (présentée en détail dans le prochain chapitre) va détecter la forme de la zone à écrire avant l'insolation. Si la zone n'est pas rectangulaire, alors elle sera approximée par les carreaux les plus petits. Par exemple dans figure 2-15, si un coin de la zone à écrire est irrégulier, alors seulement les sub-zones encadrées par lignes rouges seront insolées et les zones encerclées par une ligne noire et 2 lignes rouge ne seront pas insolées. Donc, dans la figure 2-12, la rangée avec fils d'or tournée est un objet de forme irrégulière à l'égard de la Nanobeam 4 et elle courra un grand risque de mauvaise métallisation après l'insolation. De plus, les deux fils d'or encerclés par la boucle blanche dans l'insert de l'image 2-12 (a) risque de se connecter l'un avec l'autre à cause de l'incertitude de la Nanobeam 4.

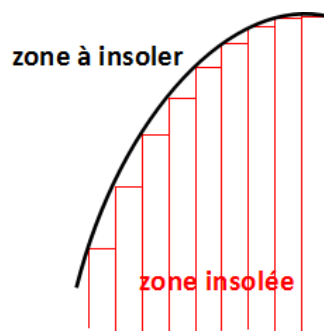


Figure 2-15 Approximation de l'écriture de Nanobeam 4

Comme discuté précédemment, c'est mieux de prendre le deuxième type de guide coudé pour éviter les défauts potentiels pendant la fabrication.

2.2.3 Exemples

Les guides d'ondes plans optique à MM à dimension transversale infinie par rapport à la longueur d'onde ont attiré beaucoup d'attention ces dernière années et différentes structures sont étudiées, y compris la structure «fishnet» métal-diélectrique-métal [13], diélectrique prisme-métafilm [14], puits dans métal [15], 3D en multicouche [16], etc. Ces composants optiques intégrés sont principalement basés sur des surfaces plasmon polariton, qui travaillent avec de grandes pertes métallique. Cependant, des recherches montrent que les guides d'onde en film monocouche basés su LSPs peuvent confiner les ondes avec faible perte [17], notamment quand le nombre de cellule à MM dans la direction transversale est limité [18], voire une seule chaîne de nanoparticule métallique sur SOI assez étroit où propage le mode plasmonique de Bloch [19-21].

Une application déjà réalisée dans notre laboratoire est le taper pour guide d'onde, autrement dit, un convertisseur de mode sur SOI. La simulation dans COMSOL profite d'une zone à MM (zone orange dans figure 2-8 (a)), dont l'indice de réfraction varie en continu [22]. Le résultat de la simulation de la zone à MM est illustré dans (b) et les évolutions du profil de mode transverse aux différentes positions sont présentées dans (c).

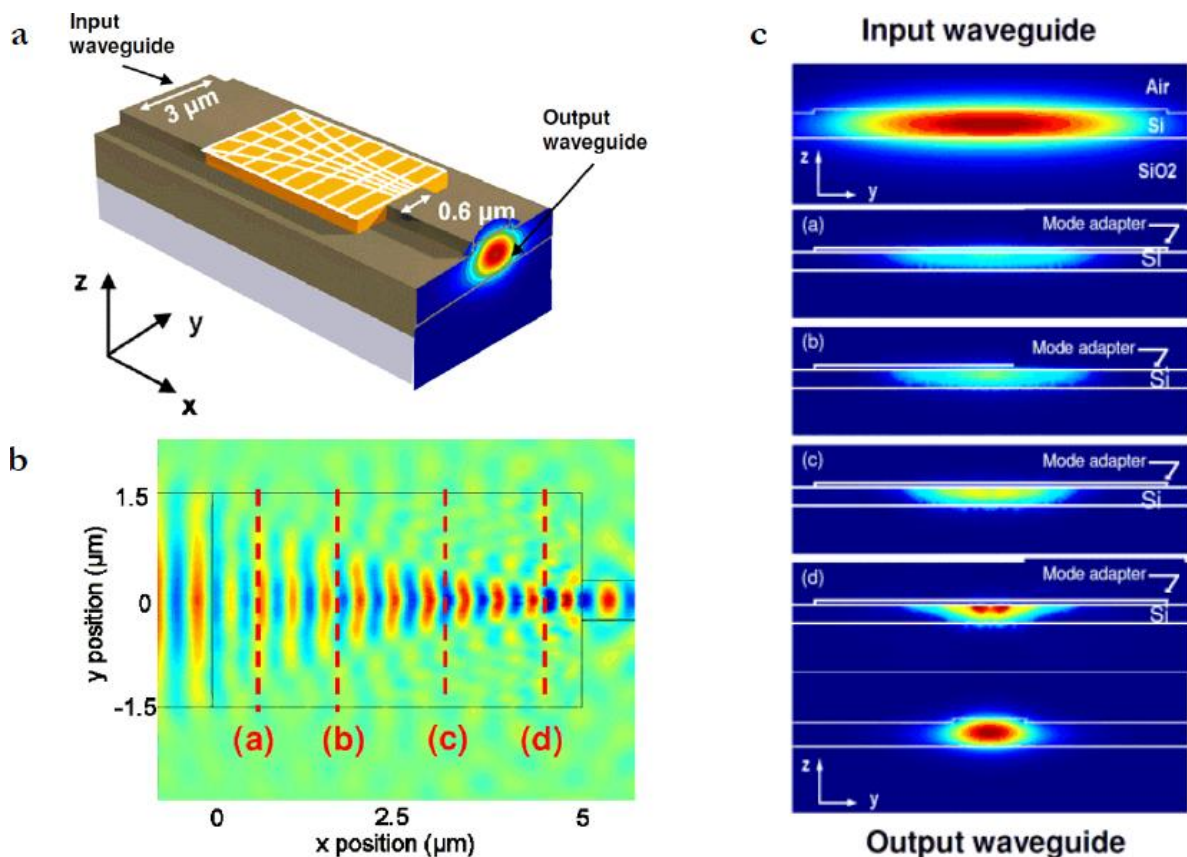


Figure 2-8 (a) Géométrie de convertisseur de mode; (b) transition du guide d'onde large au guide d'onde étroit en utilisant le convertisseur de mode, le champ E sur le plan x-y au milieu de la couche Si est tracé; (c) évolution du mode transversal dans le plan y-z à  $x=0.25\mu\text{m}$ ,  $x=1.75\mu\text{m}$ ,  $x=3.25\mu\text{m}$  et  $x=4.75\mu\text{m}$  respectivement.

La validation de cette approche de la zone à MM qui transforme le mode de l'onde est réalisée par R. Ghasemi dans sa thèse[23]. Dans cet exemple, le guide d'onde d'entrée, le guide d'onde de sortie et le guide d'onde dans la zone à MM est Si 30nm sur Si 170nm, qui constitue en fait un guide d'on

## 2.3 Conclusion

optique à MM en arête, très similaire au guide d'onde dans mes études. Le modèle ci-dessus est un modèle idéal qui n'est pas réalisable. Une réalisation possible passe par la discrétisation en 150 cellules de taille finie par exemple (voir figure 2-9), dont chaque cellule possède un indice effectif qui est donné par le MM placé dans cette cellule. Les indices de réfraction de MM seront discutés dans le chapitre 4.

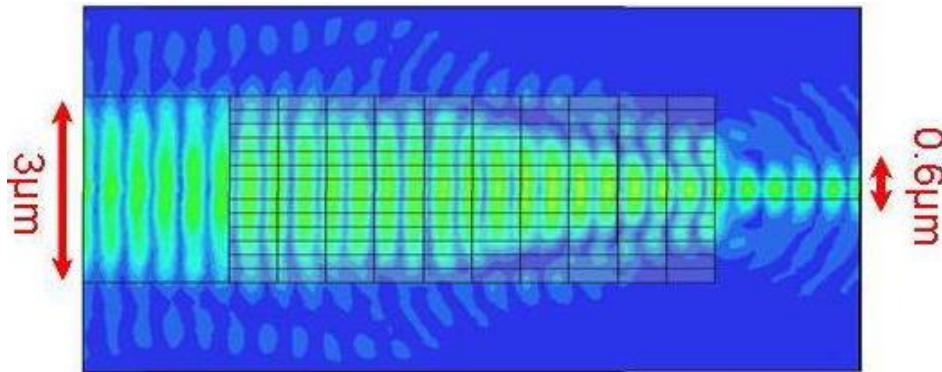


Figure 2-9 Simulation de la structure du convertisseur en mode sur HFSS.

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, on rappelle d'abord le principe du fonctionnement du guide d'onde plan en optique et son utilisation dans les composants d'optique intégrée. Puis, le comportement de lumière à l'interface de deux milieux et le confinement de la lumière dans guide d'onde optique dans 2 directions sont introduits. A partir des présentations du guide d'onde monomode et du guide d'onde multimode, on a discuté l'indice optique effectif et les modes correspondants. Ensuite le principe du fonctionnement du guide d'onde droit à MM est discuté, suivi par la conception de guide d'onde coudé à métamatériau, y compris la description de deux types de guides d'onde coudé et la décision de notre choix au niveau de la fabrication. Un exemple du composant basé sur ce type de guide est montré. Le but de cette étude est de rappeler notre idée de contrôler le flux de lumière à l'aide de la variation de l'indice optique effectif déterminée par le MM placé à la surface du guide et plongé dans l'onde évanescente.

Dans le prochain chapitre, on va présenter le processus de fabrication de deux niveaux de guide d'onde en relief en MM, et le calcul de l'indice effectif sera présenté dans le chapitre 4.



## Références

- [1] COLLIN, R. E., *Field theory of guided waves*, McGraw-Hill (1960)
- [2] William M. J. Green, Michael J. Rooks, Lidija Sekaric, and Yurii A. Vlasov, "Ultra-compact, low RF power, 10 Gb/s silicon Mach-Zehnder modulator", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 15, No. 25, 17106-17113 (2007)
- [3] Kyowon Kim and Thomas E. Murphy, "Porous silicon integrated Mach-Zehnder interferometer waveguide for biological and chemical sensing", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 21, No. 17, 19488-19497 (2013)
- [4] Daoxin Dai, Yongbo Tang, and John E Bowers, "Mode conversion in tapered submicron silicon ridge optical waveguides", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 20, No. 12, 13425-13439 (2012)
- [5] Alexander W. Fang, Hyundai Park, Oded Cohen, Richard Jones, Mario J. Paniccia, and John E. Bowers, "Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 14, No. 20, 9203-9210 (2006)
- [6] K. C. Kao, B.Sc.(Eng.), Ph.D., A.M.I.E.E., and G. A. Hockham, B.Sc.(Eng.), "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies", *PROC. IEE*, Vol. 113, No. 7, 1151-1158 (1966)
- [7] M. S. Alfiad, D. van den Borne, T. Wuth, M. Kuschnerov, B. Lankl, C. Weiske, E. de Man, A. Napoli, H. de Waardt, "111-Gb/s POLMUX-RZ-DQPSK Transmission over 1140 km of SSMF with 10.7-Gb/s NRZ-OOK Neighbours", *IEEE*, 978-1-4244-2228-9/08 (c), Vol 1, 117-118 (2008)
- [8] Hussam G. Batshon<sup>1</sup>, Ivan Djordjevic, and Ted Schmidt, "Ultra high speed optical transmission using subcarrier-multiplexed four-dimensional LDPC-coded modulation", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, No. 19, 20546-20551 (2010)
- [9] STEWART E. MILLER, "Integrated Optics An Introduction", *THE BELL SYSTEM TECHNICAL JOURNAL*, Vol. 48, 2059-2069 (1969)
- [10] Richard Jones, Haisheng Rong, Ansheng Liu, Alexander W. Fang, and Mario J. Paniccia, " Net continuous wave optical gain in a low loss silicon-on-insulator waveguide by stimulated Raman scattering ", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 13, No. 2, 519-525 (2005)
- [11] Laurent Vivien, Daniel Pascal, Sebastien Lardenois, Delphine Marris-Morini, Eric Cassan, Frédéric Grillot, Suzanne Laval, Jean-Marc Fédéli, and Loubna El Melhaoui, "Light Injection in SOI Microwaveguides Using High-Efficiency Grating Couplers", *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, Vol. 24, No. 10 (2006)
- [12] C. Angulo Barrios, V. R. Almeida, R. Panepucci, and M. Lipson, Member, "Electrooptic Modulation of Silicon-on-Insulator Submicrometer-Size Waveguide Devices", *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, Vol. 21, No. 10 (2003)
- [13] David J. Cho, Wei Wu, Ekaterina Ponizovskaya, Pratik Chaturvedi, Alexander M. Bratkovsky, Shih-Yuan Wang, Xiang Zhang, Feng Wang, and Y. Ron Shen, "Ultrafast modulation of optical metamaterials", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 17, No. 20, 17652-17657 (2009)



- [14] Matthew J. Lockyear, Alastair P. Hibbins, and J. Roy Sambles, "Microwave Surface-Plasmon-Like Modes on Thin Metamaterials", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 102, 073901 (2009)
- [15] C. R. WILLIAMS, S. R. ANDREWS, S. A. MAIER, A. I. FERNANDEZ-DOMINGUEZ, L. MARTIN-MORENO AND F. J. GARCIA-VIDAL, "Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces", *Nature Photonics*, Vol. 2, (2008)
- [16] Yingran He, Sailing He, Jie Gao, and Xiaodong Yang, "Nanoscale metamaterial optical waveguides with ultrahigh refractive indices", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 29, No. 9 (2012)
- [17] A. Lupu, N. Dubrovina, R. Ghasemi, A. Degiron and A. de Lustrac, "Metal-dielectric metamaterials for guided wave silicon photonics", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 19, No. 24, 24746-24761 (2011)
- [18] Stefan A. Maier, Paul E. Barclay, Thomas J. Johnson, Michelle D. Friedman, and Oskar Painter, "Low-loss fiber accessible plasmon waveguide for planar energy guiding and sensing", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 84 (2004)
- [19] Mickaël Février, Philippe Gogol, Abdelhanin Aassime, Robert Mégy, Cécile Delacour, Alexei Chelnokov, Aniello Apuzzo, Sylvain Blaize, Jean-Michel Lourtioz and Béatrice Dagens, "Giant Coupling Effect between Metal Nanoparticle Chain and Optical Waveguide", *Nano Lett.*, Vol. 12, 1032-1037 (2012)
- [20] A. Apuzzo, M. Février, R. Salas-Montiel, A. Bruyant, A. Chelnokov, G. Léronnel, B. Dagens and S. Blaize, "Observation of Near-Field Dipolar Interactions Involved in a Metal Nanoparticle Chain Waveguide", *Nano Lett.*, Vol. 13, 1000-1006 (2013)
- [21] B. Dagens, M. Février, P. Gogol, S. Blaize, A. Apuzzo, G. Magno, R. Mégy and G. Lerondel, "Direct Observation of Optical Field Phase Carving in the Vicinity of Plasmonic Metasurfaces", *Nano Lett.*, Vol. 16, 4014-4018 (2016)
- [22] R. Ghasemi, P.-H. Tichit, A. Degiron, A. Lupu, and A. de Lustrac, "Efficient control of a 3D optical mode using a thin sheet of transformation optical medium", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, No. 19, 20305-20312 (2010)
- [23] Thèse de Rasta Ghasemi, *Métamatériaux pour l'infrarouge et applications* (2012), <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00819621/document>

## Chapitre 3

# Technologies de fabrication de métamatériaux en optique guidée et méthode de caractérisation

### 3.1 Méthodologie de fabrication

Puisque l'objectif de cette thèse est de réaliser des nouveaux composants en MMs travaillant dans l'infrarouge, la première chose à prendre en compte est la technologie de fabrication, qui est particulièrement déterminée par les tailles des matériaux qui constituent nos composants.

On constate que la fréquence de résonance de SP (plasmon de surface) peut varier du proche ultraviolet jusqu'au moyen infrarouge en fonction des différentes morphologies de nanoparticules d'où proviennent les plasmons de surface localisé, et leurs tailles [1]. La figure 3-1 tirée de la référence [1] nous montre la relation entre la fréquence de résonance des nanoparticules (NPs) et leurs morphologies. En fonction des résultats montrés et discutés dans chapitre 1.2.2, les fréquences de résonance intéressantes sont 250THz, 200THz et 150THz, ou en longueur d'onde 1.2 $\mu\text{m}$ , 1.5 $\mu\text{m}$  et 2 $\mu\text{m}$ , qui couvrent la plage de la 2<sup>ème</sup> fenêtre (autour de 1.3 $\mu\text{m}$ ) et la 3<sup>ème</sup> (autour de 1.55 $\mu\text{m}$ ) fenêtres de communication optique, correspondent aux fils d'or coupés de 150nm, 200nm et 250nm de long. Donc, les éléments basiques à fabriquer sont de quelques centaines de nanomètres de long, 50nm de large et 50nm de haut.

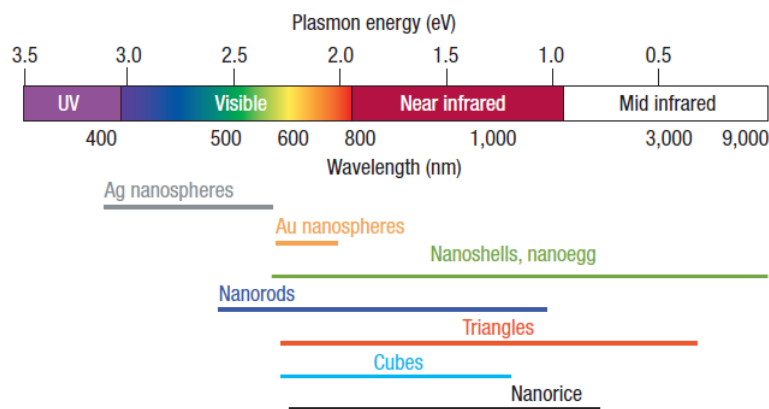


Figure 3-1: Fréquence de résonance et variété de formes de NPs.

Maintenant, il faut introduire la description du guide d'onde qui est chargé par les NPs. La figure 3-2 (a) est la vue transversale du guide d'onde : l'énergie est injectée et se propage dans le Si (guide en relief), isolé par 2 fossés à chaque côté dont la largeur est >3 $\mu\text{m}$  pour assurer une bonne isolation, une très faible interaction avec les énergies dans les guides voisins et une très faible fuite d'énergie

vers les guides à côté. On prend le cas de la lentille plasmonique comme exemple dans la figure 3-2 (b):

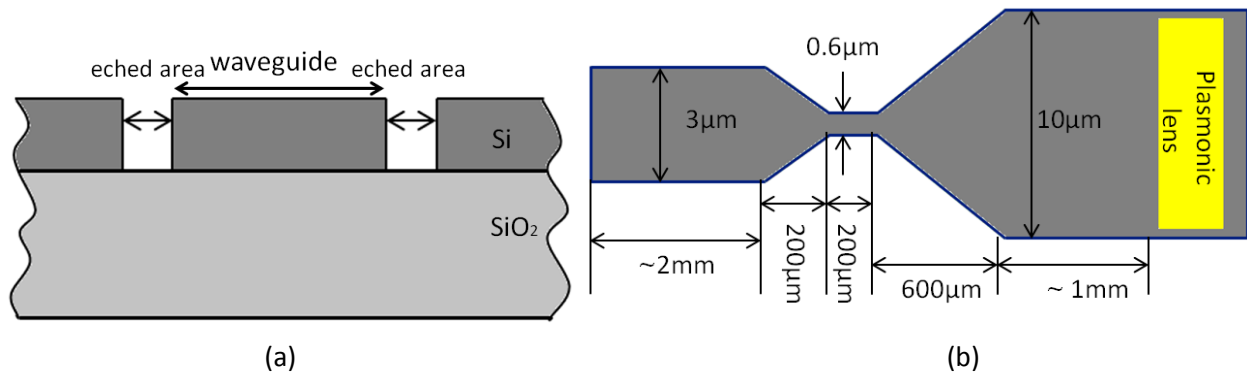


Figure 3-2: (a) profil de guide d'onde on SOI: la lumière se propage dans le Si entre deux fossés qui jouent un guide d'onde en relief; (b) projection de guide d'onde de lentille plasmonique composée d'un guide d'onde d'entrée, un taper d'entrée, un filtre spatial monomode, un taper de sortie, une zone MMs et un guide d'onde de sortie, les dimensions correspondantes sont marquées.

De nos jours, il y a deux approches de nanofabrication bien développées, soit la méthode «bottom-up», soit la méthode «top-down». Les deux sont très utilisées et chacune a ses avantages irremplaçables pour fabriquer des composants tels que des nanolaser [3], nanosenseur [4], nanofil [5], nanorod [6], quantum dots [7], etc... La technique dite «bottom-up» consiste normalement en une synthèse chimique des particules et un auto-assemblage moléculaire [8]. Cette technique est toujours limitée par le difficile contrôle d'uniformité et le rendement de production. Cependant, la technique «top-down», quelquefois appelée «méthode de force brute», combinant la lithographie et la déposition de métal, permet une massive production au niveau de la métallisation. S'agissant de la configuration verticale du guide d'onde, la méthode «top-down», consistant en une lithographie et une gravure sèche, peut nous assurer une taille précise et une bonne forme. Donc, la technique «top-down» est préférée, et c'est ce que j'ai utilisé tout au long de ma thèse.

### 3.2 Principe de fabrication d'un guide d'onde en relief à métamatériau

Les réalisations technologiques sont effectuées dans la CTU (la Centrale de Technologie Universitaire) à l'IEF (Institut d'Electronique Fondamentale) devenu récemment le Centre de nanosciences et de Nanotechnologies (C2N).

La fabrication d'un guide d'onde en relief à MMs se compose de deux processus principaux pour deux niveaux de fabrication : le 1<sup>er</sup> processus pour la métallisation et le 2<sup>er</sup> processus pour la gravure du substrat qui sont montrés dans la figure 3-3 (a) et (b) respectivement. Toutes les deux lithographies sont positives.

### 3.2 Principe de fabrication d'un guide d'onde en relief à métamatériau

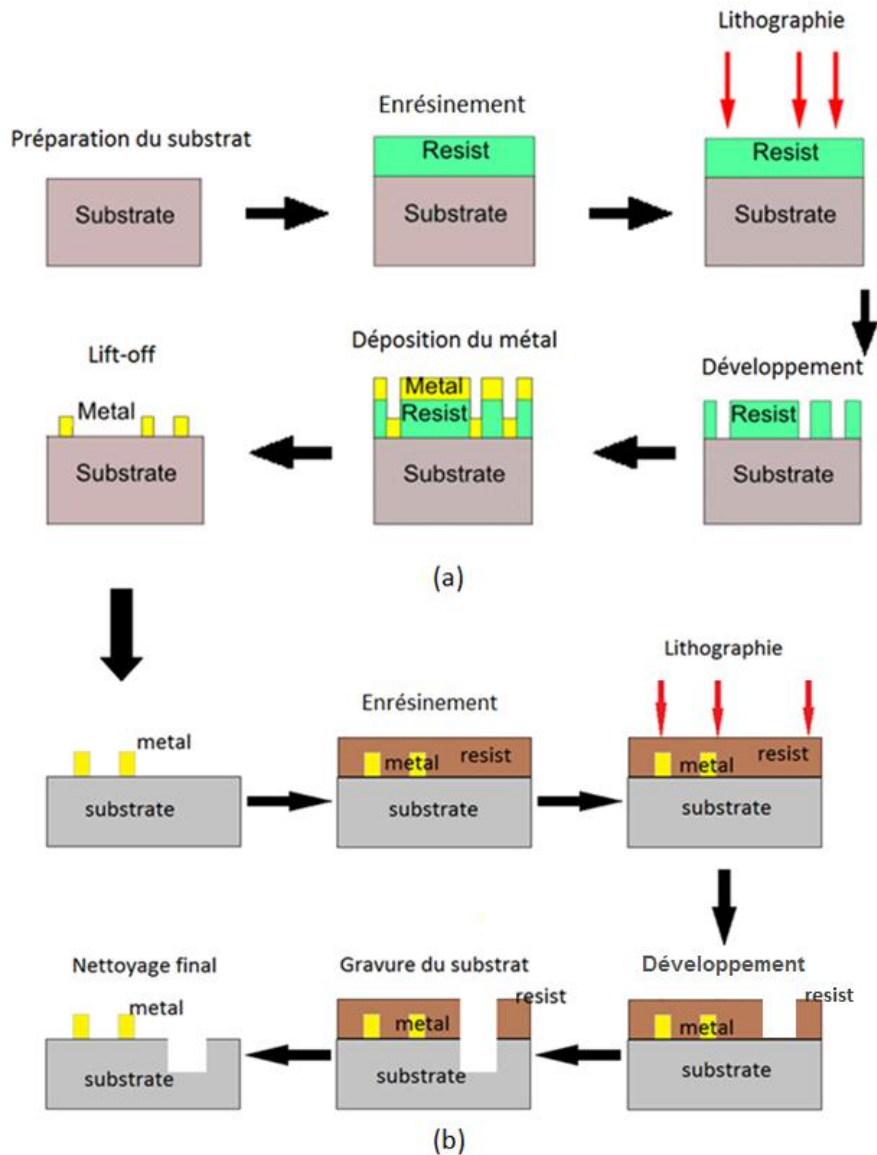


Figure 3-3 Processus de réalisation d'un guide d'onde en relief à MM: (a) processus de métallisation; (b) processus de gravure du substrat.

La métallisation consiste en 6 étapes principales :

- nettoyage du substrat
- enrésinement avant métallisation
- lithographie par faisceau d'électron avant métallisation
- développement avant métallisation
- métallisation
- lift-off

Après le lift-off, une soufflette au plasma  $O_2$  (présentée dans le paragraphe 3.2.11 «nettoyage final») est utilisée pour enlever tous les résidus de résine si l'échantillon n'est pas propre quand il est observé au microscope optique.

Le processus de réalisation du guide d'onde se décompose en 5 étapes suivantes:

- enrésinement pour gravure du substrat
- lithographie par faisceau d'électron pour gravure du substrat
- développement pour gravure du substrat
- gravure du substrat
- nettoyage final

Après le nettoyage final, le substrat sera clivé en petits morceaux d'environ 6mm de long comme montré dans la figure 3-2 (b), et sera mesurable à l'aide de notre banc de mesure.

### 3.2.1 Nettoyage du substrat

Un substrat bien nettoyé et préparé est la promesse d'un bon échantillon après la fabrication. Le substrat utilisé pendant cette thèse est un SOI, composé par une couche de Si de 220nm en haut, sur lequel seront déposés les métaux et qui sera gravé, une couche d'isolant de SiO<sub>2</sub> de 2μm au-dessous du Si, et une couche de support de Si de 500μm en bas (voir figure 3-4).



Figure 3-4: structure du substrat utilisé (vue transversale).

Le nettoyage est d'abord réalisé par acétone pour enlever les sels et les bases organiques, et ensuite par IPA (alcool isopropylique) et puis à l'aide d'une soufflette au N<sub>2</sub> pour essuyer IPA et l'eau grâce à leur volatilité à la température ambiante. Après une post-cuisson sur une plaque chaude (un four) à 170-190°C en 5-10min, on passera à la prochaine étape.

### 3.2.2 Enrésinement avant métallisation

Sachant que la hauteur escomptée de notre métal sur Si est 50nm, alors l'épaisseur de la résine sur le substrat préférée est approximativement 3 fois de celle de métal, soit 150nm. Plusieurs résines positives conviennent à cette fabrication d'après la thèse de N. Dubrovina [9].

Resist	Dilution with anisole	Spin-coating		Post-baking	
		Speed, rpm	Time, sec	Temperature, °C	Time, min
HDMS	-	6000	60	170 / -	3 / -
PMMA A6	1:1	3000	60	170	15
ZEP520A	-	6000	60	190	3
Espaser 300Z	-	6000	30	90	3

Tableau 3-1: Résines utilisables pour la première lithographie, avec la vitesse, le temps de la tournette, la température et le temps de post-cuisson sur le four, dont le HMDS (hexaméthylsilazane) est souvent utilisé comme promoteur d'adhérence pour les résines photosensibles[9]

Parmi toutes les résines listées dans le tableau 3-1, le PMMA A3 (PMMA A6 dilué par 2 en poids par anisol) et le ZEP 520A sont les plus courants et les plus utilisés dans le processus «top-down» sauf besoin spécifique demandé dans des cas spéciaux.

Pendant ma thèse, j'ai utilisé des wafers déjà enrésinés par 950PMMA A3 (950 signifie le poids d'une molécule de PMMA est 950000) à priori afin d'être utilisé dans plusieurs projets (schéma dans la figure 3-5 (a)). Donc, ce n'est pas la peine d'enrésiner un substrat par ZEP 520A. Les courbes techniques de la famille des solutions 950PMMA sont montrées dans la figure 3-5 (b). On trouve qu'à la vitesse 3000rpm, l'épaisseur de 950PMMA A3 est approximativement 150nm (le point rouge)[10].

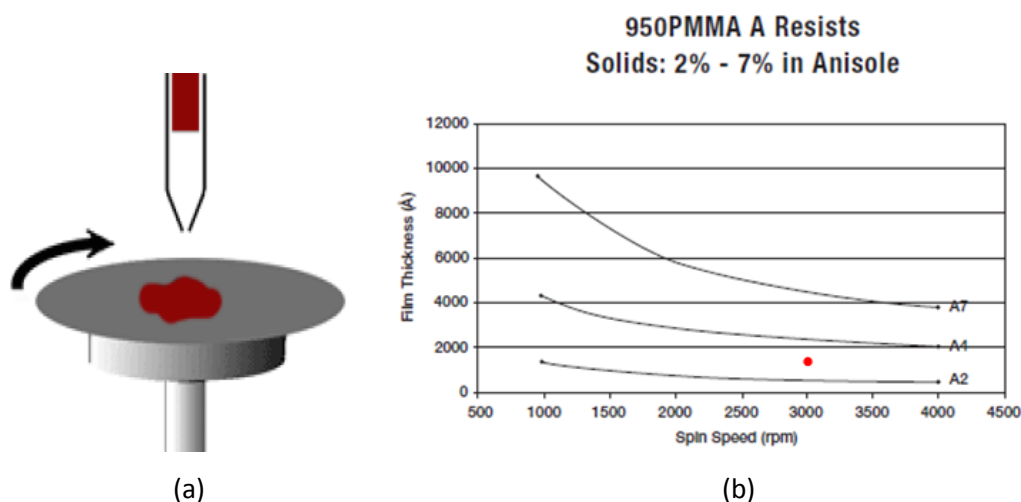


Figure 3-5: (a) schéma de la tournette; (b) épaisseur de résine sur substrat en fonction de la vitesse de la tournette pour différentes densités de PMMA, (e.g. A7 signifie 7% de PMMA en poids) avec l'abscisse y en angström [10].

Le substrat est cuit au four à 170°C en 15min immédiatement après la tournette pour sécher, solidifier et densifier la résine.

### 3.2.3 Lithographie par faisceau d'électron avant métallisation

La méthode «top-down» repose sur la lithographie par faisceau d'électron, qui est l'impression par un faisceau d'électrons focalisé sur la résine pour dessiner des formes personnalisées à taille micrométrique et nanométrique. La longueur d'onde du faisceau d'électron accéléré à haute tension est assez petite et elle va beaucoup limiter la diffraction, et par conséquent, permettre d'atteindre une très haute précision.

Dans notre salle blanche, deux machines de lithographie à électron sont accessibles et à niveau commercial, soit le Raith 150 et le Nanobeam 4 (nB4). Les deux machines ont chacune leur atouts, e.g. la Raith 150 est équipée d'un SEM génial dont la résolution d'un pixel peut atteindre quelques nanomètres, qui est autant forte que le professionnel SEM SU 8000 (de l'entreprise Hitachi), et la nB4 offre au total 11 «chucks» (signifie un plateau portant les échantillons) permettant un grand rendement de production et 9 pouces dédiées à une variance de 0.9mm de distance focus de travail, ainsi qu'un très bon système de stabilisation, qui garde la bonne position avec un shift de «chuck» inférieur à 150nm par heure.

La nB4 a été choisie durant cette thèse, avec les paramètres suivants pour notre fabrication : courant 1.9nA (0.5-50nA accessible), tension 80kV (30kV-100kV accessible), dose 8.7-10 (>0.1). Un courant modérément petit implique un fin faisceau d'électron et moindre des électrons entrant dans la proximité inattendue d'être insolée; une tension haute signifie électron à haute vitesse et par conséquent, une petite longueur d'onde de De Broglie pour minimiser la diffraction; la dose est le nombre d'électron (en coulomb) passant une unité de surface, et la sélection d'une dose ni petite (pas assez à enlever la résine après développement, risque d'échec de métallisation) ni grande (trop de résine enlevée et métal beaucoup plus large que prévu) est la clé de la lithographie. Le temps de cette lithographie est quelques dizaines de minutes.

Il nous reste 2 choses à savoir : 1) l'erreur de taille de métal liée à la lithographie, et 2) il faut corriger le champ principal et le sous-champ de nB4 pour mettre les motifs métalliques au point sous le canon à électron chaque fois.

Technologiquement, l'erreur due au PMMA est de 10nm et l'erreur due à la nB4 est de 5nm dans une direction, et donc, l'erreur de taille au maximum peut atteindre  $(10+5)*2=30\text{nm}$  dans les 2 directions. Dans ce cas-là, on ne sera pas surpris si on trouve des fils d'or de 80nm de large et ils se connectent dans quelque région. Ce que doit être fait est seulement de réduire un peu la taille du métal dans le masque ou peut-être diminuer un peu la dose de lithographie.

Quand une tâche est mise en exécution dans la NBL, la machine va diviser le masque en plein de cellules, qui sont appelées les champs principaux pour les éléments micrométriques et des sous-champ pour les éléments nanométriques. Chaque fois, il faut faire attention à la taille des différents éléments dans nos designs.

### 3.2 Principe de fabrication d'un guide d'onde en relief à métamatériau

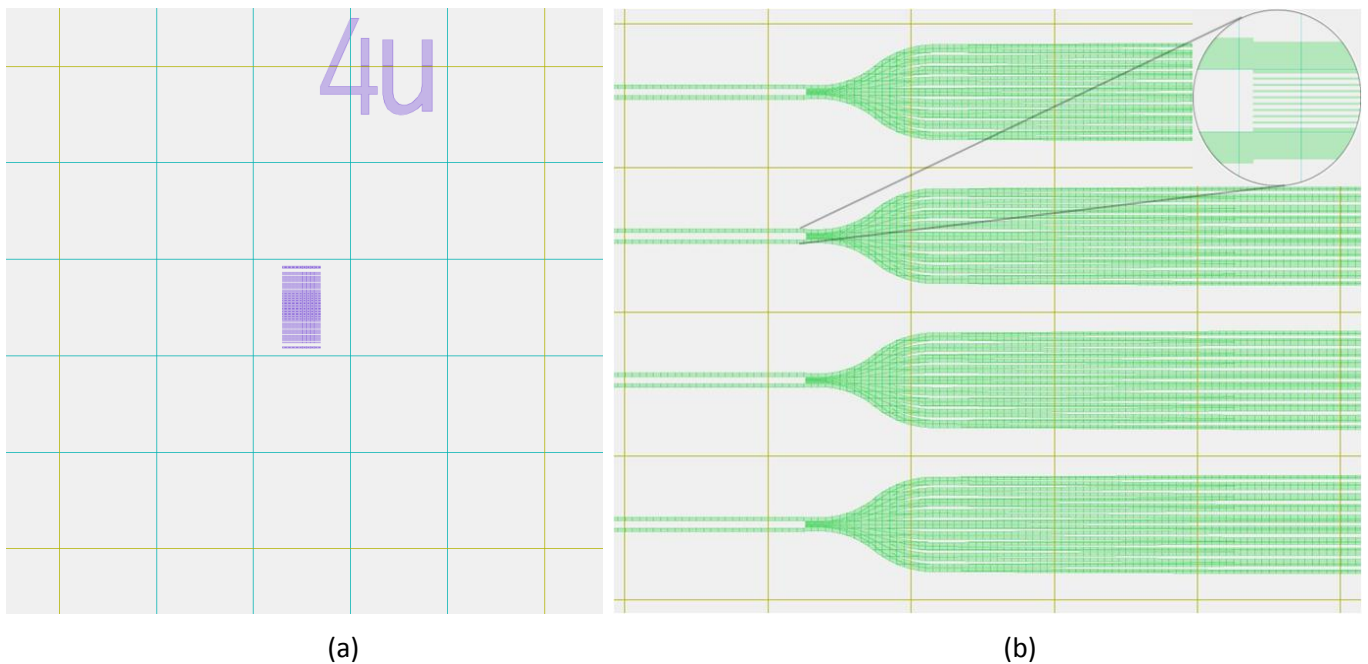


Figure 3-6: (a) champs principaux (en vert, dimension 50nm) et sub-champ (en violet, dimension 10µm). Le motif rectangulaire en bleu est le motif métallique (lentille plasmonique) numéroté par «4u»; (b) champs principaux (en vert, dimension 150µm) du guide d'onde de lentille plasmonique.

Un exemple de la manière de régler les champs principaux et les sous-champs du design de la lentille plasmonique est présenté dans la figure 3-6. Dans figure 3-6 (a), le masque est d'abord divisé par les champs principaux de 50µm\*50µm (carré en vert) et ensuite, redivisé par les sous-champs de 10µm\*10µm. La mise au point de chaque motif métallique dans le sous-champ est très importante parce que pendant l'écriture de nB4, chaque fois, après l'écriture d'un champ principal, le «chuck» se déplace pour mettre le prochain champ principal sous le canon à électron, et la NBL va écrire un par un les sous-champs qui ne sont pas blancs. C'est à dire que le sous-champ est l'élément basique insolé par la NBL chaque fois. En sachant que le faisceau d'électron au centre du sous-champ est plus homogène que celui au bord du sous-champ, de ce fait, la mise au centre dans le sous-champ assure l'homogénéité de chaque NP dans le motif métallique. Les zones en fossé qui seront insolées dans la figure 3-6 (b) sont 5µm de large, et la mise au centre dans les champs principaux suffit à notre fabrication sauf la zone encadrée en haut à droite, qui sera discutée dans le Chapitre 6.

#### 3.2.4 Développement avant métallisation

Chaque paramètre du développement va beaucoup impacter le résultat de développement, incluant la solution développeur, la proportion de chaque solution, le temps et la température de solution mixte, voire la méthode de mouvement de l'échantillon. Dans notre cas, la solution développeur est 1 MIBK : 3 IPA (en volume) avec le temps du développement 90sec. Ensuite on met l'échantillon dans la solution IPA pour 30sec pour stopper le développement et puis sécher l'échantillon quand soufflé au N<sub>2</sub>. Toutes les deux manipulations sont faites en température ambiante de salle blanche (20-23°C). La manière du développement est illustrée dans figure 3-8: l'échantillon est gardé tout droit et immergé dans le développeur ou IPA; la flèche en vert claire est la direction du mouvement de l'échantillon dans la solution, qui est perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Attention à ne pas



laisser l'échantillon oblique, ni le bouger dans autres directions, ni agiter et ni tourner, pour éviter tout ce qui peut causer l'inhomogénéité dans les motifs métalliques après la métallisation.

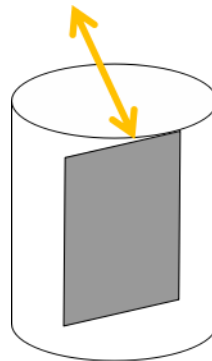
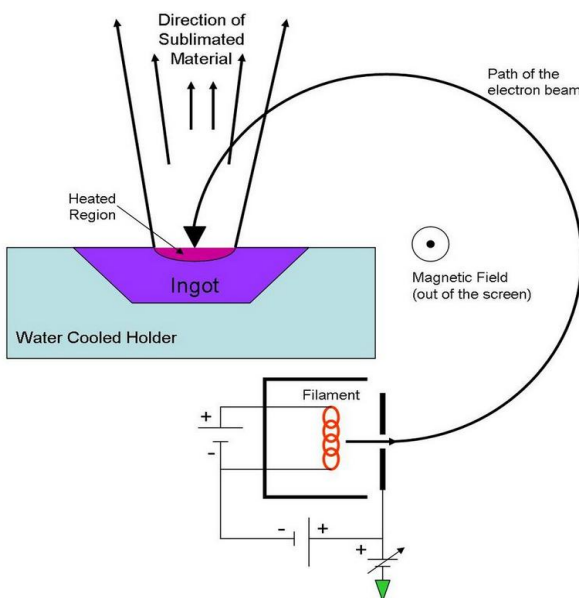


Figure 3-8: Schéma de la manière de développement.

#### 3.2.5 Dépôt de métal

La métallisation est faite à l'aide du système Plassys MEB 550S, qui réalise une déposition de métal par évaporation par canon à électrons (en anglais, «EBPVD» ou «Electron Beam Physical Vapor Deposition»). Ce système et le schéma d'EBPVD sont présentés sur la figure 3-9.



(a)

(b)

Figure 3-9: (a) schéma d'EBPVD; (b) photo du système Plassys MEB 550S.

L'EBPVD est une forme de dépôt physique en phase gazeuse dans laquelle une anode cible sous vide poussé est bombardée par un faisceau d'électrons émis par un filament de tungstène chargé. Le faisceau d'électrons transforme les molécules de la cible en phase gazeuse. Ces molécules précipitent alors sous forme solide, recouvrant toute la chambre à vide (en quelque sorte) d'une couche mince du matériau de l'anode (voir figure 3-9(a)).

### 3.2 Principe de fabrication d'un guide d'onde en relief à métamatériau

Figure 3-9 (b) est la photo du système Plassys MEB 550S dans notre salle blanche. On charge l'échantillon sur un des trois substrat dans le «loadlock», puis on envoie les consignes suivantes: pomper le «loadlock» (pour un environnement du vide); renverser le substrat pour être bombardé par les atomes gazeux évaporés; activer la source d'alimentation et augmenter le courant en la maximum valeur acceptable jusqu'au seuil du courant d'évaporation; au-delà, le creuset est allumé, qui peut être supervisé par la fenêtre d'observation, et il faut augmenter le courant en la minimum valeur fixée par la machine à priori jusqu'à la vitesse de déposition attendue; puis activer la déposition et elle va s'arrêter automatiquement quand la hauteur du métal est atteinte; après, fermer la source d'alimentation, re-renverser le substrat de la machine, ventiler le «loadlock» et puis sortir notre échantillon.

La recette de cette étape est : 2nm de chrome qui sert à une meilleur adhésion entre le substrat et l'or en ne changeant pas significativement la propriété de MM; 50nm d'or à priori; une vitesse de déposition la plus petite, soit 0.05nm/s, pour avoir les plus fins films cumulés.

#### 3.2.6 Lift-off

Le processus de lift-off sert à enlever toute la résine sur le substrat. A priori, un trempage dans l'acétone pour au moins de 16 heures suffit au besoin (voir figure 3-10). L'échantillon est attaché sur un support-échantillon oblique dans un bécher plein d'acétone qui est recouvert par un gant latex pour empêcher la fuite de vapeur d'acétone. Le lendemain, on sort l'échantillon avec le support et on le rince par acétone pour éliminer tous les métaux avec les résines sur le substrat, ensuite on le nettoie par IPA et soufflette au N<sub>2</sub> comme usuel. Attention, cette étape est finie seulement quand l'échantillon est entièrement propre avec confirmation par microscope optique.



Figure 3-10. Lift-off dans acétone.

Néanmoins de temps en temps, l'échantillon n'est pas propre après le lift-off, ou s'est contaminé à cause de quelque manipulation incorrecte, un bain dans acétone à ultrason pour 10-20min (puissance 300-500W, température 20°C) ou une soufflette au plasma O<sub>2</sub> pour 5 min, ou au pire, un

nettoyage dans une solution Piranha pour 3 sec vont normalement résoudre le problème (discuté en détail dans paragraphe 3.2.11).

### 3.2.7 Enrésinement pour gravure du substrat

Cette étape est destinée à réaliser les guides d'onde. Cette fois, l'échantillon est enrésiné par la solution ZEP 520A, dont le « datasheet » [11] est montré dans figure 3-11.

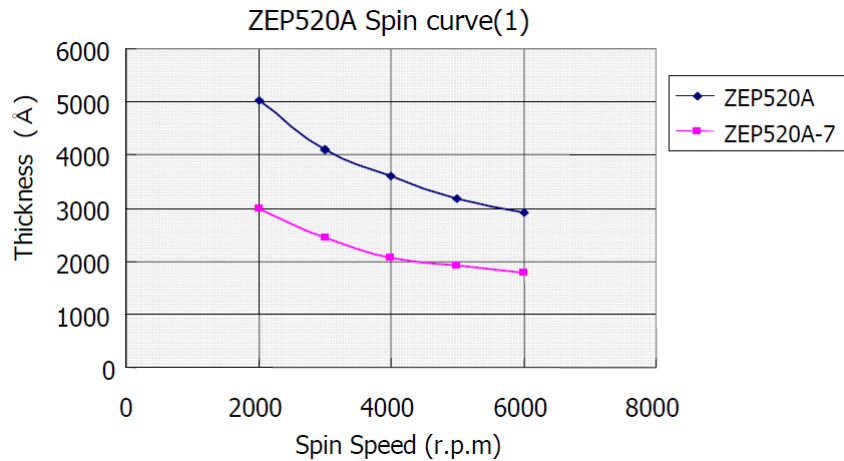


Figure 3-11: épaisseur de ZEP 520A sur substrat en fonction de vitesse de tournette pour différentes solutions (ZEP 520A a une viscosité 11 et ZEP 520A-7, 7) avec l'abscisse y en angström [11].

Une épaisseur autour de 300nm convient bien à la gravure du substrat. Donc la vitesse de 6000rpm pour 60 sec est utilisée dans cette thèse. De plus, comme on en a parlé dans le paragraphe 3.2.2, la résine ZEP 520A est particulièrement utilisée ensemble avec le promoteur HDMS pour améliorer l'adhésion entre ZEP 520A et le substrat. De ce fait, on enrésine l'échantillon d'abord par le HDMS sans post-cuisson et ensuite avec ZEP 520A, avec une post-cuisson sur une plaque chaude à 170-190°C pour 3min.

### 3.2.8 Lithographie par faisceau d'électron pour gravure du substrat

La structure du substrat a déjà été montrée dans la figure 3-2 et déjà explicitée dans le paragraphe 3.2. Cette 2<sup>ème</sup> NBL profite de la fonction d'auto-localisation du nB4 à l'aide des marques métalliques auxiliaires, qui sont écrites pendant la 1<sup>ère</sup> NBL. La figure 3-12 est l'ensemble de deux niveaux (niveau du métal et niveau du substrat) de notre design initial. Quand l'origine (0, 0) est déclarée, le SEM de nB4 peut se localiser et se focaliser sur les marques identiques existant dans la librairie de nB4 (la marque rectangulaire de 6µm\*8µm, les numéros (2) dans figure 3-12), qui signifie que nB4 va noter toutes les positions des marques (2) et leurs focus, et en comparant ces positions avec les coordonnées des marques (2) dans le « npf » (Nanobeam Pattern File), la nB4 va trouver la coordonnées orthogonales du substrat et le plan de focus pour l'insolation. Etant donné que l'écriture d'un ensemble de masque de figure 3-12 (structure symétrique, composant écrit deux fois) a besoin de 6-8h, et le shift du système est environ 150nm, alors le désalignement du guide d'onde et les motifs métalliques peut atteindre 0.9-1.2µm au maximum qui n'est pas acceptable par rapport à la taille du métal, donc la bonne manière est diviser le masque en plusieurs parts, et chaque part

### 3.2 Principe de fabrication d'un guide d'onde en relief à métamatériau

individuelle commence l'écriture par la citation de la position de l'origine. La manière de rédiger les files programmables est pareille que ceci présenté dans 3.2.3.

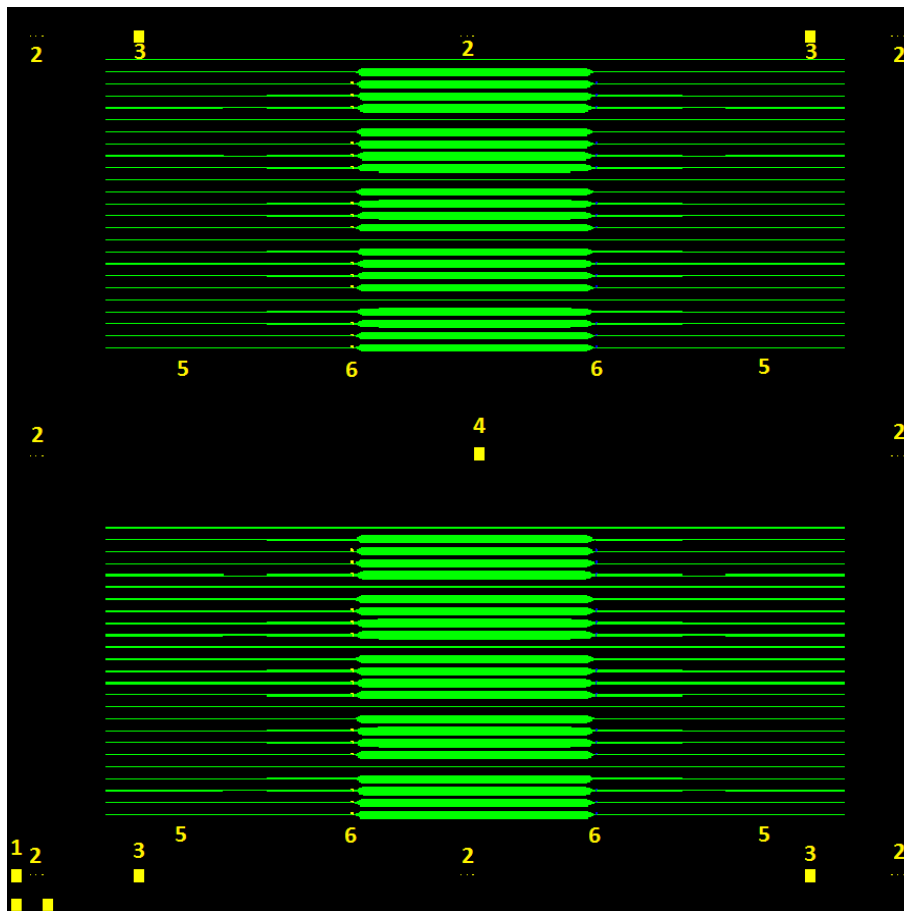


Figure 3-12: Design initial avec deux niveaux de lentille plasmonique. Les marques «1» facilitent à trouver l'origine du substrat à petite amplification de SEM (même microscope optique), avec dimension  $150\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ ; marques «2» constituent en 3 marques identiques ( $6\mu\text{m} \times 8\mu\text{m}$ ) qui aide le nB4 à se localiser et se focalise automatiquement, dont le centre de la 3<sup>ème</sup> marque identique dans la marque «2» en bas à gauche est défini (0, 0) du masque; marques «3» est pour le clivage, 0.5mm loin du début du guide d'onde d'entrée; marque «4» est pour le clivage au centre; marques «5» sont la numérotation sur le niveau de guide d'onde pour la localisation pendant la caractérisation; marques «6» sont la numérotations sur le niveau de métal pour aider à trouver les motifs métalliques sous microscope optique (le rectangle dans figure 3-6 (b)).

#### 3.2.9 Développement pour gravure du substrat

Cette étape sera faite dans l'ordre suivant : 40sec dans solution ZED-N50; 30sec dans solution 1MIBK : 3 IPA et 30sec dans solution IPA. Les autres paramètres et la manière du mouvement sont pareils que le développement de la 1<sup>ère</sup> lithographie. Après une soufflette au  $\text{N}_2$ , on passera à la prochaine étape.

### 3.2.10 Gravure du substrat

L'échantillon doit être collé sur un wafer Si de 4 pouces super propre et puis transmis dans la machine d'ICP DRIE (Inductively Coupled Plasma–Deep Reactive Ion Etching), fournie par l'entreprise STS. Les paramètres de ce processus sont  $C_4F_8$  (200sccm) et  $SF_6$  (200sccm) sous une basse pression 5mTorr, à température  $10^\circ C$ , avec puissance 2000W, pour 18sec. Cette recette permet une gravure très effective en donnant des murs tout droits. Le principe du fonctionnement de ce processus est: ce rapport fournit un préféré équilibre entre le plasma  $SF_6$  qui sert à la gravure et le plasma  $C_4F_8$  qui sert à la passivation (empêcher la gravure). Etant donné que le plasma  $C_4F_8$  sert d'une couche de polymère de passivation à base de carbone, tandis que le plasma  $SF_6$  grave les matériaux à base de Si, le débit à haute vitesse  $C_4F_8$  va réduire la chance de la gravure de la paroi latérale par  $SF_6$  et la couche de  $C_4F_8$  au fond du substrat sera enlevée par la collision du plasma  $SF_6$ , donc, la gravure du fond peut continuer. Après le décollage de l'échantillon, si la couleur de la zone gravée est uniformément violette, cette étape est finie.

### 3.2.11 Nettoyage final

Trois manières de nettoyage pour enlever ZEP-520A sont proposées ici: 1. 15-30min de soufflette au plasma  $O_2$ [12] dont la résonance du plasma va bruler toutes les résines, sous une pression 0.8mTorr, avec une puissance d'environ 120W (machine Pico–Diener electronic, offerte par STS); ou une heure au minimum de trempage dans butanol standard; ou 10-15sec dans solution Piranha, qui est une solution mixte de 3 doses de sulfurique  $H_2SO_4$  plus 1 dose de peroxyde d'hydrogène  $H_2O_2$  en volume. En raison de la très forte corrosion et de la très forte oxydation, il faut des protections additionnelles pour la sécurité, e.g. une 2<sup>ème</sup> paire de gant, une visière de protection doivent être portée. Le mélange de  $H_2SO_4$  et  $H_2O_2$ , et le nettoyage de l'échantillon va émettre beaucoup de chaleur, par conséquent, il faut attendre au moins de 20 mins du refroidissement avant de jeter les déchets dans la cuve de récupération de solution Piranha. De plus, il faut éviter un nettoyage trop long, sinon les métaux seront oxydés.

Pendant ma thèse, j'ai toujours utilisé la 1<sup>ère</sup> méthode (voir figure 3-13), qui est rapide et sans danger.



Figure 3-13: Nettoyage au plasma  $O_2$  : les résines sont brûlées et les produits de réaction sont emportés par le flux de plasma  $O_2$  circulant.

### 3.3 Observation par SEM

#### 3.2.12 Clivage du substrat

Etant donné un échantillon avec les marque auxiliaires à cliver, on doit d'abord ajouter des fissures par un couteau diamant à l'aide des marques «3» dans figure 3-12 sous un microscope, à la bordure du substrat où est directement au-dessus et au-dessous des marques auxiliaires, numérotée par 1, 2, 3, 4, 5 et 6 dans figure 3-14 (a). Puis, sous une force verticale par une pince, l'échantillon sont clivé et il devient les morceaux de guide d'onde dans figure 3-14 (b), dont la taille est environ 0.5cm\*2cm.

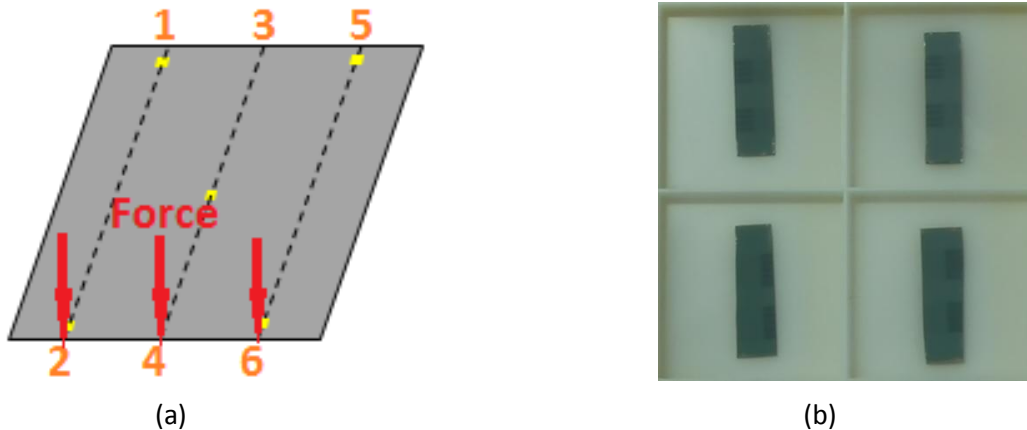


Figure 3-14: (a) schéma du clivage du substrat, dont les carrées en jaunes à côté des numéros 1, 2, 5 et 6 correspondent aux marques «3» dans figure 3-12, la carrée au milieu correspond à la marque «4» dans figure 3-12 et les trois lignes pointillées représentent les lignes du clivage; (b) exemples des échantillons découpés et mesurables, avec une taille de 0.6cm\*2cm environ.

### 3.3 Observation par SEM

Quand l'échantillon a été clivé, ce qu'il nous reste à faire est l'observation pour vérifier la bonne forme des NPs, prendre des photos afin de mesurer les tailles de NPs et les dimensions de guides d'onde ainsi que l'alignement entre les guides d'ondes et les motifs métalliques, etc.

La microscopie de SEM est une technique de microscopie électronique capable de produire des images en haute résolution de la surface d'un échantillon en utilisant le principe des interactions électrons-matière. Le SEM consiste en un faisceau d'électrons balayant la surface de l'échantillon à analyser qui, en réponse, réémet certains électrons secondaires. Ces particules sont analysées par différents détecteurs qui permettent de reconstruire une image en trois dimensions de la surface. La manipulation de SEM est simple: 1. placer l'échantillon sur un support et mesurer la hauteur de la surface de l'échantillon et la saisir dans la fenêtre du logiciel de SEM pour paramétrer la condition de SEM à priori; 2. placer l'échantillon avec le support dans le «loadlock chamber» de SEM et puis les mettre dans la chambre à vide; 3. traduire l'échantillon jusqu'au-dessous de la caméra de SEM; 4. allumer la caméra à haute tension ni très petite (pas assez d'électrons secondaires), ni très grande (trop d'électrons secondaires viennent de l'atomes plus fondes), avec un courant pertinent (pas assez d'électron avec un très petit courant, et une grande incertitude avec très grand courant); 5. trouver

## Chapitre 3. Technologies de fabrication de métamatériaux en optique guidée et méthode de caractérisation

le bon focus de l'or, choisir une bonne magnitude d'amplification, bonne luminosité et bon contraste, puis en mode «wobbling» le faisceau d'électron, optimiser l'alignement et l'aperture du système et minimiser le stigmatisme de x-direction et le stigmatisme de y-direction; 6. prendre les photos à haute résolution par le choix d'une bonne vitesse de balayage d'électron. Le principe est pareil pour la machine Raith 150 et le microscope SU 8000. Deux photos prises par la Raith 150 et par le SU 8000 sont montrées séparément dans les figures 3-15 (a) et (b). Les composants dans les photos seront discutés et illustrés en détail dans chapitres 5 et 6.

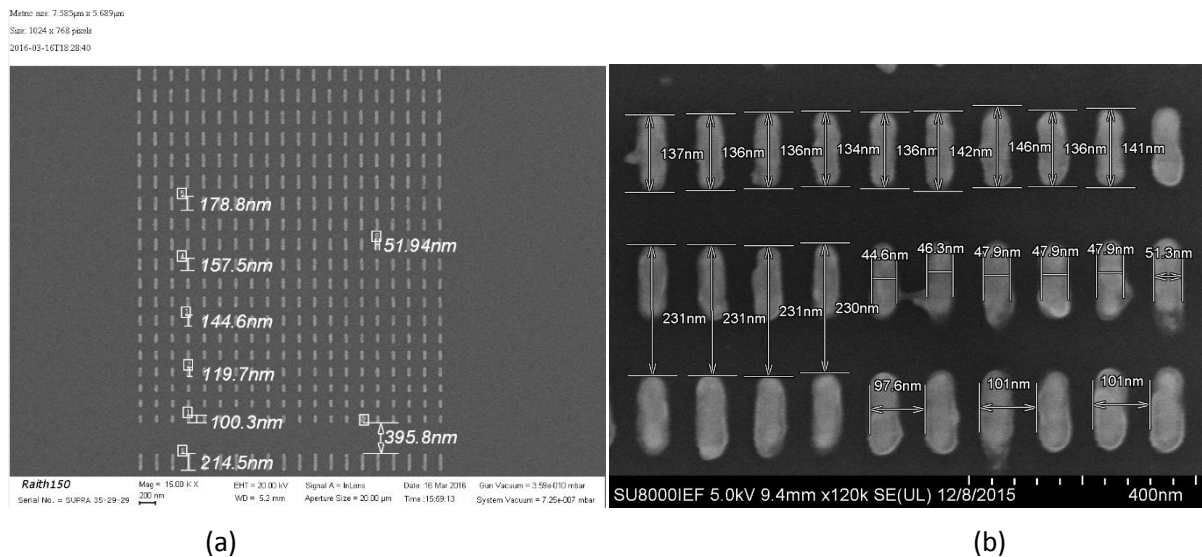


Figure 3-15: (a) photo prise par la Raith 150 et mesure de dimension; (b) photo prise par le SU 8000 et mesure de dimension.

D'ailleurs, il semble que la résolution de chaque pixel de configuration de la Raith 150 est un peu plus grande que le SU 8000 sous une même amplification. Donc, la mesure de NPs de la Raith 150 sous une relativement plus grande amplification que le SU 8000 peut introduire une même incertitude.

### 3.4 Caractérisation de l'échantillon avec le banc de mesure «Elliot-Martock»

Le composant est alors caractérisé par le banc de mesure «Elliot-Martock» de notre équipe, qui est composée d'un contrôleur d'asservissement, un laser «TUNIQUE plus» accordable de 1250nm à 1640nm (183THz-240THz), un segment de fibre optique, un polariseur en mode TE devant l'échantillon, un microscope avec une caméra qui supervise l'échantillon en permanence, un objectif, un polariseur après l'échantillon, une caméra infrarouge avec un miroir et un photodétecteur, ou une caméra CCD, et le contrôleur d'asservissement informatique.

A la mesure, une consigne est envoyée au laser accordable pour émettre un signal qui sera couplé par la fibre optique et deviendra en mode TE à travers le polariseur et arrive à la facette d'entrée de l'échantillon qui est supervisé par le microscope pour sélectionner lequel à mesurer. Ensuite, le signal entre dans l'échantillon, et puis, il est collimaté par l'objectif avec un piézo consacré à mettre au

### 3.4 Caractérisation de l'échantillon avec le banc de mesure «Elliot-Martock»

point dans le focus de l'objectif aux différentes fréquences. Par conséquent, le signal est collimaté par l'objectif et il est repolarisé par le deuxième polariseur et sera détecté par le photodétecteur et on prend la photo par la caméra infrarouge lorsque la valeur du photodétecteur est au maximum, ou le signal est directement lu par la caméra CCD. Les résultats de la caméra CCD seront retournés à notre contrôleur d'asservissement informatique. Les consignes sont émises via un logiciel de contrôle dans langage Labview, qui pilote la carte d'acquisition de donnée (DAQ, data acquisition en anglais) de «National Instruments», et les données numériques sérielles collectées par la DAQ sont renvoyées et enregistrées par notre logiciel de contrôle. La caméra infrarouge donne des images à une fréquence chaque fois, cependant la CCD nous rend des résultats continus à l'aide d'un balayage de fréquence automatisée par notre logiciel de contrôle. Le schéma du mini-banc et la photo de la partie clé du mini-banc de mesure sont montrés dans figure 3-16 (a) et (b) respectivement.

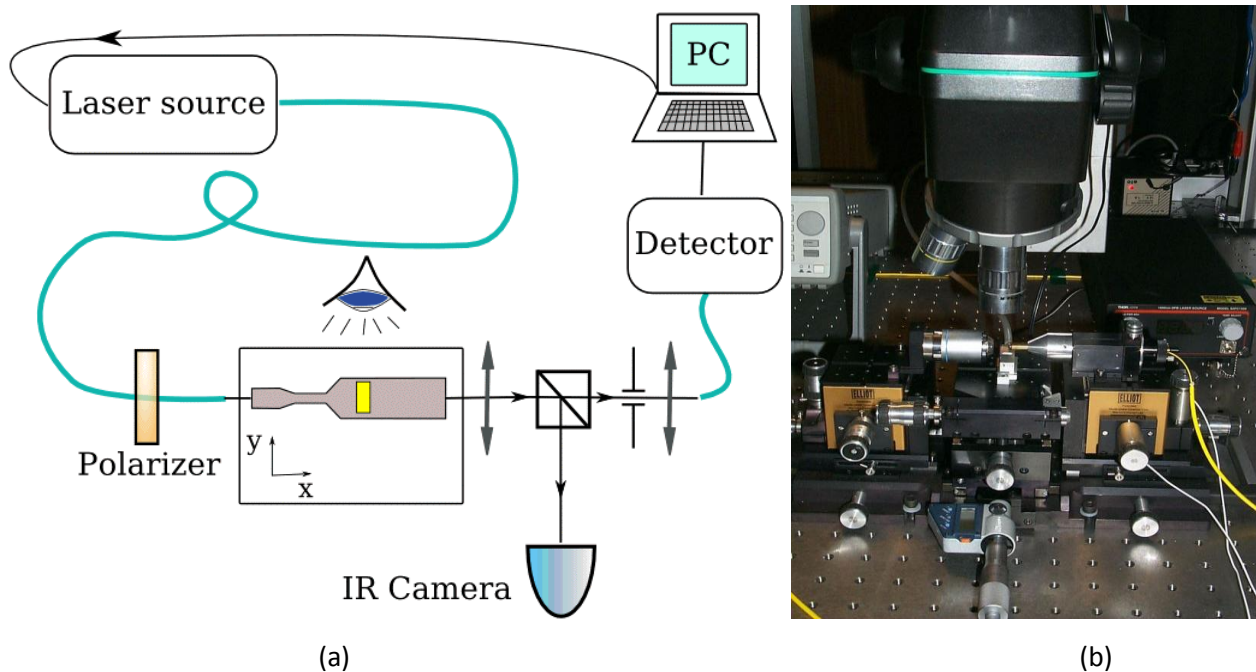
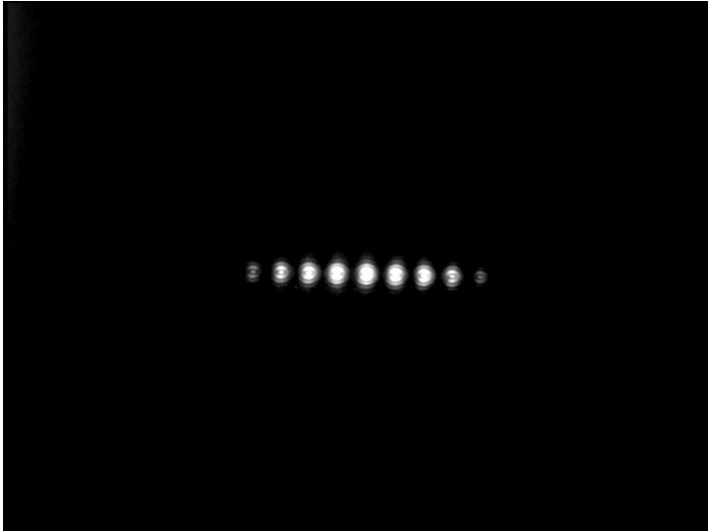


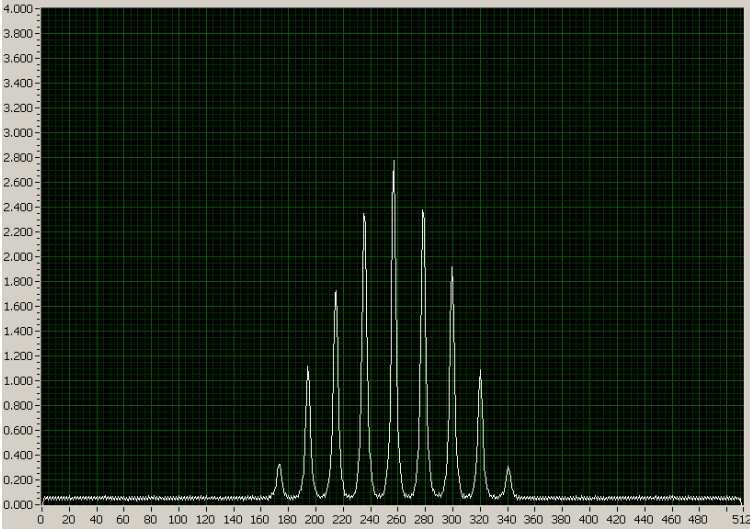
Figure 3-16: (a) schéma du mini-banc «Elliot-Martock»; (b) photo du mini-banc «Elliot-Martock» aligné.

Un résultat d'une lentille plasmonique de la caméra infrarouge à une certaine fréquence pendant le balayage de fréquence est montré dans figure 3-17 (a) et le résultat correspondant caractérisé par la CCD est montré dans (b) et le résultat de spectre de transmission retraité sous Matlab en fonction de des résultats de CCD est montré dans (c). Ce composant et ses résultats seront discutés dans le chapitre 5 et 6.

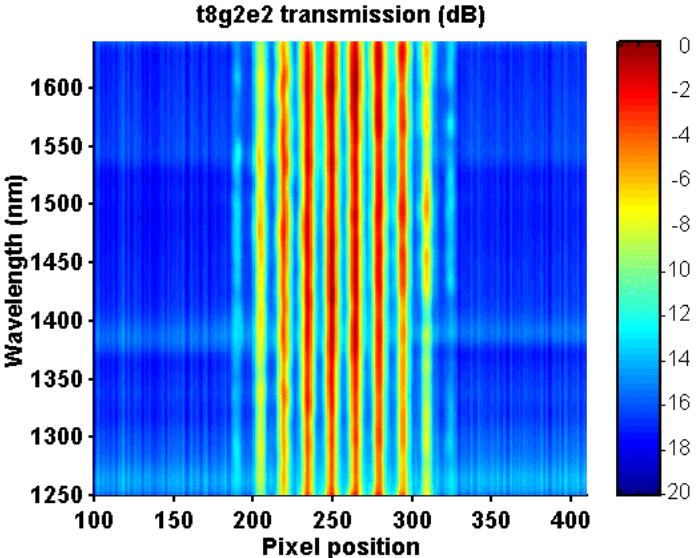




(a)



(b)



(c)

Figure 3-17: (a) image de caméra infrarouge à certaine fréquence; (b) résultat momentané de caméra CCD; (c) spectre de transmission en fonction des résultats mesuré par la caméra CCD.

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, on a discuté d'abord la méthodologie de choix de la technique de la fabrication d'un composant à MMs sur deux niveaux. La méthode «top-down» a été choisie pendant cette thèse. Puis j'ai présenté tous les moyens disponibles dans notre salle blanche et les solutions, machine(s) et matériels dont nous avons besoin, ainsi que leurs principes de fonctionnement pour chaque phase de fabrication. Ensuite, le principe du fonctionnement et la manipulation du microscope SEM sont explicités dans le troisième paragraphe, suivi par la manière de caractérisation de nos échantillon dans le quatrième partie.

En général, le processus de fabrication de mes composants est un peu compliqué et l'échec d'une phase peut provoquer le besoin de refaire cette phase, voire de recommencer la fabrication, par exemple les motifs métalliques qui ne sont pas mis au centre du sous-champ de nB4 va causer sans aucun doute l'inhomogénéité de la taille de métal, et donc il faut toujours faire attention à chaque phase et toujours réfléchir aux paramètres dont on a besoin. Si on ne connaît pas clairement ces paramètres, ou si on commet une erreur incontrôlable par nous, il faut tout de suite demander des conseils au responsable de cette phase et se renseigner. De plus, le temps de fabrication de deux niveaux est normalement de 7 jours ouvrables, et un dysfonctionnement d'une machine peut retarder notre fabrication d'une durée incertaine. Par conséquent, tous ces risques nécessitent une bonne planification qui va faciliter beaucoup la fabrication et augmenter dans une large mesure la probabilité de réussite.



## Références

- [1] Surbhi Lal, Stephan Link and Naomi J. Halas<sup>1</sup>, "Nano-optics from sensing to waveguiding", *Nature Photonics*, Vol. 1, 641-648 (2007)
- [2] P. Markos, I. Rousochatzakis, and C. M. Soukoulis, "Transmission losses in left-handed materials", *PHYSICAL REVIEW E*, Vol. 66, 045601 (R) (2002)
- [3] Michael H. Huang, Samuel Mao, Henning Feick, Haoquan Yan, Yiyang Wu, Hannes Kind, Eicke Weber, Richard Russo, Peidong Yang, "Room-Temperature Ultraviolet Nanowire Nanolasers", *Science*, Vol. 292, 1897 (2001);
- [4] Yi Cui, Qingqiao Wei, Hongkun Park, Charles M. Lieber, "Nanowire Nanosensors for Highly Sensitive and Selective Detection of Biological and Chemical Species", *Science*, Vol. 293, 1289 (2001)
- [5] Si-Young Park, Sandro J. Di Giacomo, R. Anisha, Paul R. Berger, Phillip E. Thompson, and Ilesanmi Adesida, "Fabrication of nanowires with high aspect ratios utilized by dry etching with SF<sub>6</sub> : C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> and self-limiting thermal oxidation on Si substrate", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, Vol. 28, 763 (2010)
- [6] Xudong Wang, Christopher J. Summers, and Zhong Lin Wang, "Large-Scale Hexagonal-Patterned Growth of Aligned ZnO Nanorods for Nano-optoelectronics and Nanosensor Arrays", *Nano Lett.*, Vol. 4, 423 (2004)
- [7] X. Michalet, F. F. Pinaud, L. A. Bentolila, J. M. Tsay, S. Doose, J. J. Li, G. Sundaresan, A. M. Wu, S. S. Gambhir, S. Weiss, "Quantum Dots for Live Cells, in Vivo Imaging, and Diagnostics", *Science*, Vol. 307, 538 (2005);
- [8] Matthew Rycenga, Claire M. Copley, Jie Zeng, Weiyang Li, Christine H. Moran, Qiang Zhang, Dong Qin, and Younan Xia, "Controlling the Synthesis and Assembly of Silver Nanostructures for Plasmonic Applications", *Chem. Rev.*, Vol. 111, 3669–3712 (2011)
- [9] Thèse de Natalia Dubrovina, *Metamaterials for photonic applications* (2014)
- [10] MicroChem, "PMMA Data Sheet — MicroChem" (2001)
- [11] ZEON CORPORATION, "ZEP520A Technical Report — ZEON Chemicals" (2010)
- [12] Jenny Gun, Dan Rizkov, Ovadia Lev, Maryam H. Abouzar, Arshak Poghossian, Michael J. Schöning, "Oxygen plasma-treated gold nanoparticle-based field-effect devices as transducer structures for biochemical sensing", *Microchim Acta*, Vol. 164: 395–404 (2009)



## Chapitre 4

### Indice effectif de métamatériaux métalliques sur guide silicium

---

Comme discuté dans le chapitre 1, l'indice effectif et la fréquence de résonance du milieu composite à MM en mode LSP sont inconnus à cause de la diversité de formes de nanoparticules, des différentes topologies et de la variété de matériaux environnants. Du coup, il nous manque un modèle général pour calculer l'indice effectif dans tous les cas. Cependant il y existe des modèles spécifiques dans des cas particuliers, e.g.:

- La théorie de Mie est utilisée quand on conçoit une cape d'invisibilité sphérique en fonction du MM plan (présentée dans la section 1.5.3) afin de minimiser la diffusion de l'onde par la cape dont la taille est comparable à la longueur d'onde.
- L'approximation de Maxwell-Garnett [1] s'applique dans le cas où les milieux composites sont électrodynamiquement isotropes, où la taille de chaque inclusion dans le milieu de référence est beaucoup plus petite que la longueur d'onde, et où toutes les inclusions sont aléatoirement orientées [2]. Cette approximation est valable en général quand les inclusions sont sphériques [3] ou ellipsoïdales [4].
- La relation de Clausius-Mossotti, aussi connue sous le nom de l'équation de Lorentz-Lorenz, est une transformation de l'équation de Maxwell-Garnett et elle lie le paramètre microscopique (e.g. la polarisabilité du molécule) à la valeur du paramètre macroscopique (e.g. la constante du diélectrique). Cette méthode est valable en supposant que le milieu composite est homogène [5].
- La méthode de Nicolson-Ross-Weir (NRW) se base sur l'extraction de l'information ( $\epsilon$  et  $\mu$ ) du milieu à partir de l'inversion des formules de Fresnel-Airy exprimant les coefficients de réflexion et de transmission d'une couche de matériau. Une fois que les coefficients sont obtenus, on peut en déduire la permittivité et la perméabilité ainsi que l'indice de réfraction (pour les milieux anisotropes — les tenseurs tangentiels de la permittivité et de la perméabilité). Cette méthode a été proposée d'abord par Smith *et al.* [6] pour extraire les propriétés effectives de MMs, et les conditions d'application de cette méthode ont été discutées dans [7-12]

Les trois premières approximations sont valables en particulier dans le cas où le milieu composite est homogène et que tous les effets anisotropes soient négligés. Pour des structures complexes, ces méthodes ne sont plus utilisables et il faut faire appel à la méthode NRW qui est largement utilisée dans le calcul des indices effectifs de MMs périodiques ou quasi-périodiques [13] si on mesure les facteurs de transmission et de réflexion de MMs en amplitude et en phase comme pour les composants micro-onde pouvant être mesurées directement à condition de disposer d'un analyseur

de réseau [14-17]. Par contre, en optique, tous les détecteurs sont quadratiques, ce qui signifie que seules les intensités de transmission et de réflexion peuvent être mesurés, et non la phase ou l'amplitude de l'onde. Dans ce cas-là, il faut utiliser un interféromètre optique qui va enregistrer le retard ou l'avance de phase (déphasage) du faisceau en traversant le MM par rapport à l'onde qui ne traverse pas l'échantillon qui sert du faisceau de référence. En faisant interférer les deux faisceaux, on obtiendra la différence de phase entre les deux faisceaux et on en déduira les propriétés effectives [18-22].

En pratique, la méthode NRW est la plus simple et la plus utilisée pour déterminer la propriété effective optique dans les structures : le « fishnet » [23-25], des réseaux de trous dans une double couche en or espacé par un diélectrique [20, 26], paire de diélectrique-nanofils [27], nanopiliers [28-29] et «split ring resonators» [30-32]. Il faut savoir que toutes ces méthodes de calcul de l'indice effectif présentées ci-dessus s'appliquent initialement en espace libre, autrement dit en mode radiatif, et avec plusieurs couches de MMs.

Pour un MM monocouche, un des défauts de la méthode de calcul d'indice optique est que l'épaisseur effective du MM est difficile à estimer pour appliquer la méthode NRW et que le niveau de la confiance des valeurs calculées en fonction de la mesure expérimentale est faible, car l'épaisseur du MM est beaucoup plus petite que la longueur d'onde et l'interféromètre est toujours très sensible au chemin d'optique et à une petite variation de l'épaisseur, causée par un défaut de la technologie par exemple, ce qui peut conduire à de grandes variations du résultat. En dépit de ces difficultés, le travail de B. Kanté [33] à l'aide de l'interféromètre en 2009 et celui de N. Dubrovina [34] à l'aide de simulation en 2012 ont permis de caractériser les propriétés, et d'estimer l'indice effectif d'un milieu monocouche composite en MM en mode radiatif.

Dans le même temps, les études d'applications de MMs en optique guidée ont été initiées par R. Ghasemi et P.H Tichit en 2010 [35-36] basées sur la méthode de la transformation d'espace, et le calcul de l'indice effectif de MM en optique guidée a été effectuée par A. Lupu en 2011 [37] avec la méthode de NRW à partir de simulations HFSS, et la fréquence de résonance du LSP est aussi calculée en même temps. Il faut noter cependant que dans ce cas ce n'est pas l'indice effectif de la couche de MM que l'on cherche à estimer mais plutôt l'indice effectif du guide de silicium modifié par la couche de fils d'or que l'on a déposés dessus. On se place également dans le cas où l'onde se propage majoritairement dans le silicium.

Le contrôle de l'indice effectif (ou de la permittivité avec  $n_{eff} = \sqrt{\epsilon_{eff} \cdot \mu_{eff}} = \sqrt{\epsilon_{eff}}$  puisque  $\mu_{eff}=1$  ici) du MM est aussi étudiée dans cet article, en particulier lors de l'ajout d'une couche intermédiaire de SiO<sub>2</sub> entre les métaux et le substrat en Si [37-38], résultant de l'oxydation, comme on le montre dans la section 1.4.1, ou du contrôle de la longueur de fil d'or coupé (voir la figure 4-1 (b)). Comme cela a été discuté dans la figure 1-17 dans la section 1.4.1, le MM composé d'un fil d'or L=200nm sur une couche de silicium de 100nm exhibe une résonance vers 168THz, et la fréquence de résonance est décalée jusqu'à 250THz s'il y a une couche de silice de 10nm entre le Si et l'or. De la même façon, si la longueur du fil d'or est raccourcie à L=100nm, sa fréquence de résonance sera supérieure à 250THz, avec une transmission plus élevée, une réflexion beaucoup plus faible, une perte plus grande et un contraste d'indice plus faible par rapport à celui du silicium seul aux alentours de la fréquence de résonance. Parmi tous ces paramètres, notre objectif est le contrôle de l'indice effectif comme nous l'avons montré dans la section 2.2.2.2, pour la réalisation des composants très compacts.

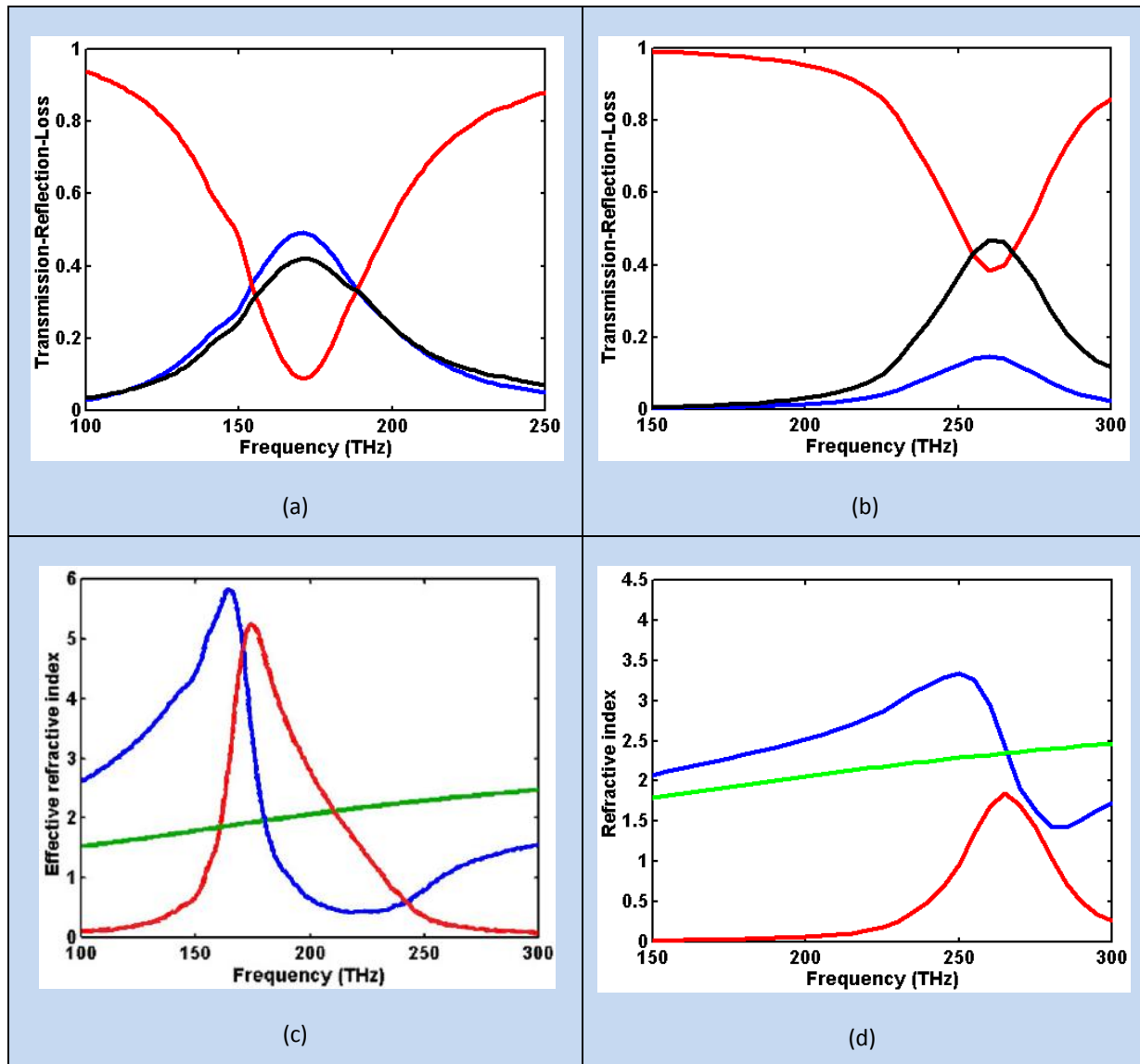


Figure 4-1 Contrôle de l'indice effectif du MM composé de fils d'or sur silicium par variation de la longueur de fils d'or: les courbes de transmission (rouge), réflexion (bleu) et perte (noir) d'un seul fil d'or  $L=200\text{nm}$  sur silicium  $100\text{nm}$  dans (a), et les courbes de la partie réelle de l'indice de réfraction (bleu), de la partie imaginaire (rouge) et du silicium (vert) par rapport au cas d'un seul fil d'or coupé  $L=100\text{nm}$  sur silicium  $100\text{nm}$  avec transmission-réflexion-perte dans (b) et indice optique dans (d) [37].



### 4.1 Calcul de l'indice effectif: propagation de l'onde par rapport à l'extraction des paramètres S

D'abord je fais une brève introduction des paramètres S: pour un système électrique (ou électronique) composé de  $n$  ports ( $n \in \mathbb{Z}^+$ ), alors le coefficient  $S_{ii}$  ( $0 < i < n$ ) correspond au coefficient de réflexion mesuré sur le port  $i$  et le coefficient  $S_{ij}$  ( $0 < j < n$ ) correspond au coefficient de transmission entre le port  $i$  et le port  $j$ .

Comme le montre le texte ci-dessus, l'extraction de l'indice optique à partir des résultats de simulation permet de calculer les indices effectifs du MM (aussi de Si sans fils d'or) (voir la figure 4-2 (a)). Dans 4-2 (a), un exemple de MM composé de 30 fils d'or d'affilée, dont les dimensions du fil coupé sont  $200 \times 50 \times 50 \text{nm}$  avec un espacement  $d=150 \text{nm}$  entre les fils et des dimensions de la couche Si  $12000 \times 300 \times 200 \text{nm}$  recouvert par une couche de silice épaisse de  $5 \text{nm}$ . Les fils sont placés au milieu du substrat, soit à  $50 \text{nm}$  de chaque bord du substrat. Les frontières latérales de MM des conducteurs parfaits (PEC: perfect electric conductor). Donc, tous les champs électriques incidents sur les frontières latérales sont présumés d'être normaux aux frontières, ce qui signifie par symétrie une structure identique de l'autre côté de chaque frontière, et en effet, cela est équivalent à une structure avec des rangées parallèles infinies de fils d'or. Dans ce cas-là, le vecteur d'onde  $k_x$  est nul (voir la section 2.2.2.2), et le résultat obtenu pour l'indice est la valeur intrinsèque du MM sur un guide d'onde diélectrique plan. Les courbes de transmission-réflexion-perte sont montrées dans (b). Il faut cependant remarquer que cet indice n'est valable que pour un réseau infini dans les deux dimensions de fils coupés déposés sur une couche de silicium d'épaisseur donnée. Cette disposition ne se rencontre pas toujours dans les dispositifs compacts où on utilise un nombre limité de fils coupés. Ce qui conduit à utiliser dans ce cas une méthode différente.

Il n'y a pas de moyen simple pour calculer l'indice équivalent du mode plasmonique fondamental d'un MM formé d'une seule rangée de fils d'or ( $200 \times 50 \times 50 \text{nm}$ ,  $d=150 \text{nm}$ ) placée sur un guide d'onde silicium, comme illustré sur la figure 4-2 (c), et la seule méthode possible est d'utiliser le même substrat que pour la figure 4-2 (a) sauf que la longueur est  $6000 \text{nm}$  et la largeur est  $3000 \text{nm}$  avec des frontières latérales assignées comme ouvertes «Radiation», signifiant que la partie normale de tous les champs incidents sur les surfaces latérales est absorbée. La largeur du port d'entrée et du port de sortie est  $1500 \text{nm}$ . On compte le nombre de période de l'onde se propageant le long de la ligne de fils d'or à chaque fréquence intéressante dans le guide d'onde, du port d'entrée jusqu'au port de sortie, puis la longueur d'onde dans MM pourra être déduit et l'indice effectif du mode plasmonique fondamental sera obtenu en la comparant avec la longueur d'onde dans le vide. Un exemple du champ électrique à  $190 \text{THz}$  est tracé dans (d), avec  $L=200 \text{nm}$  et espacement  $d=150 \text{nm}$ . Ce champ tracé est la distribution sur le plan de coupe de la structure du port d'entrée jusqu'au port de sortie. Dans ce cas, il y a environ  $20.85$  demi-périodes du champ électrique sur ce plan, équivalent à un indice effectif  $n_{\text{eff}}=6/(20.85/2)/(300/190) \approx 2.743$  en fonction de l'équation (2-19).

#### 4.1 Calcul de l'indice effectif: propagation de l'onde par rapport à l'extraction de paramètres S

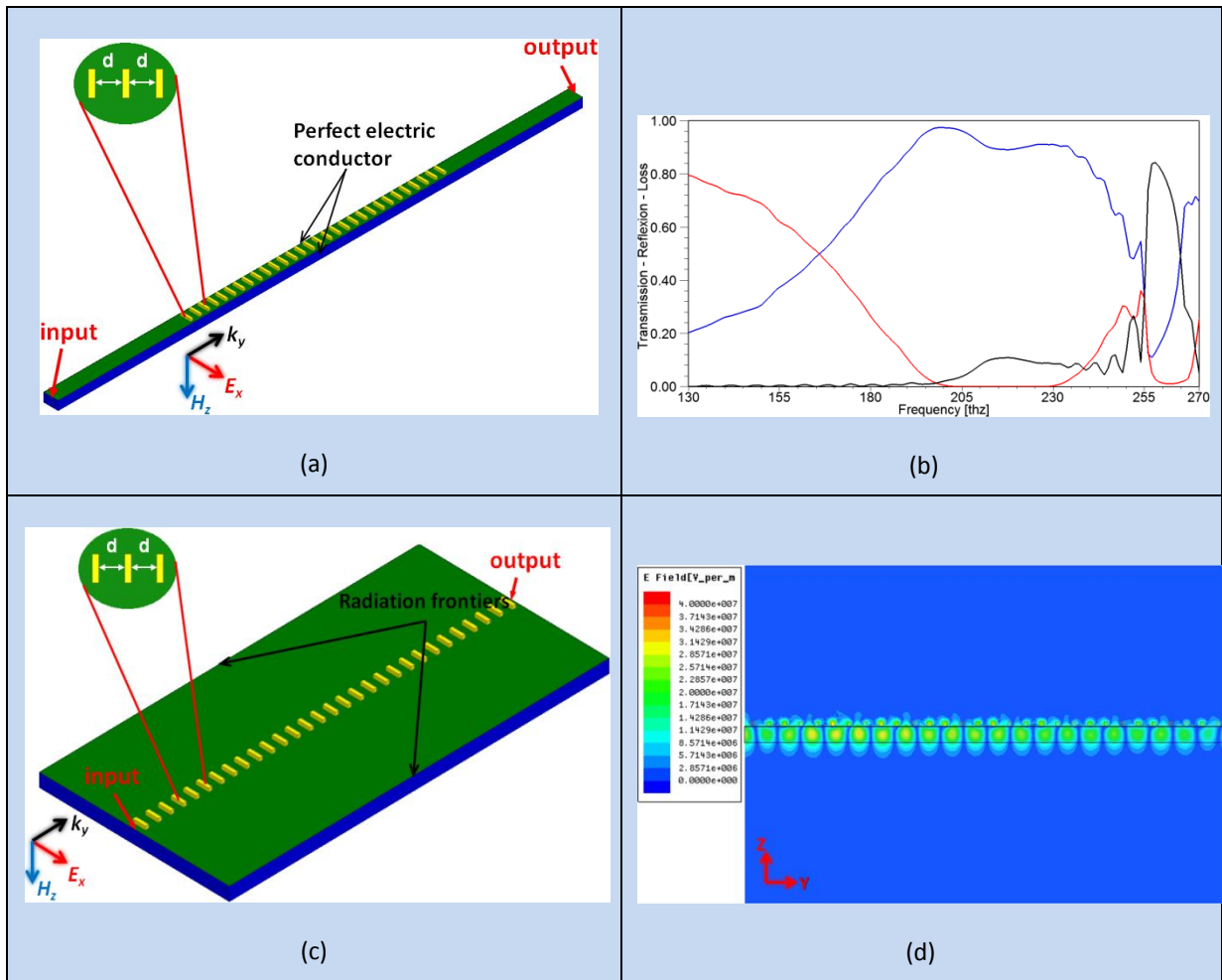


Figure 4-2 (a) Modèle de calcul de l'indice optique basé sur la méthode NRW et (b) courbes de transmission (rouge)-réflexion (bleu)-perte (noir) obtenues pour  $L=200\text{nm}$ ,  $d=150\text{nm}$ , sur Si  $300\text{nm}$  de large et  $12000\text{nm}$  de long ; (c) modèle de calcul de l'indice optique d'après la propagation de l'onde et (d) exemple de distribution du champ électrique sur la coupe au milieu de fils d'or à  $190\text{THz}$  dont  $L=200\text{nm}$ ,  $d=150\text{nm}$  sur Si  $200\text{nm}$ .

Un exemple de comparaison de l'indice calculé des deux manières est illustré par la figure 4-3, dont la partie (a) montre la relation de dispersion d'un fil coupé (CW) avec  $L=200\text{nm}$  par rapport à l'indice du silicium en fonction de la fréquence et la partie (b) les variations de l'indice pour différentes longueurs de fils d'or à  $190\text{THz}$ , pour un réseau infini de fils d'or (courbe cyan) et pour une ligne unique (courbe orange).

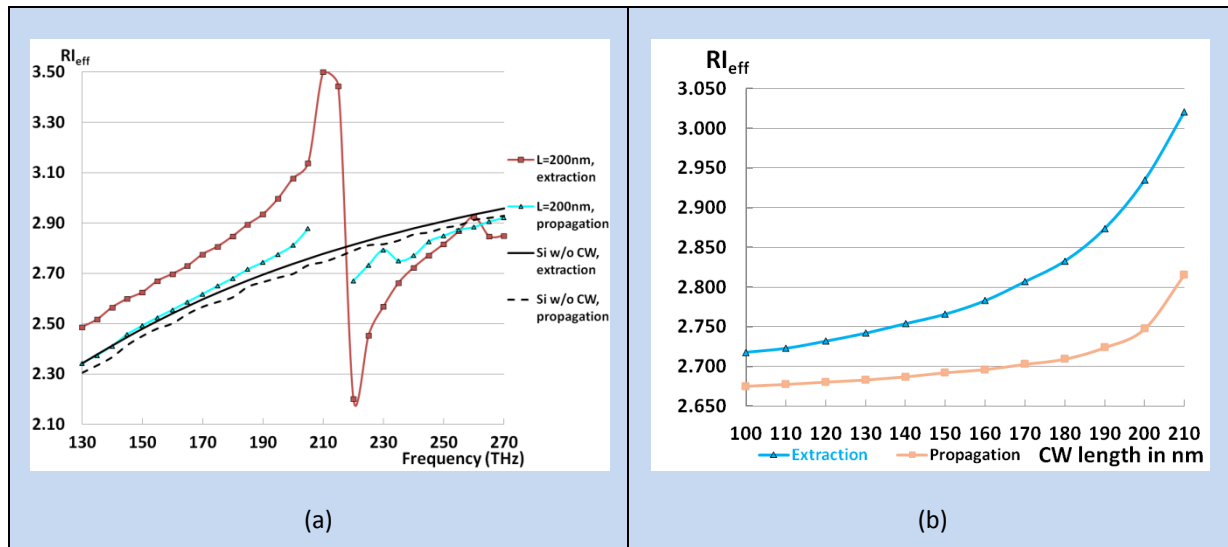


Figure 4-3 Comparaison entre l'indice calculé par la méthode NRW et l'indice calculé à l'aide de la propagation de l'onde. (a) courbe d'indice d'un réseau infini de fils coupés avec  $L=200\text{nm}$ ,  $d=150\text{nm}$  sur Si 200nm et  $\text{SiO}_2$  5nm (rouge), et courbe de l'indice du guide d'onde Si sans fil d'or (noir) comparés à la courbe d'indice d'une seule rangée de MM (cyan) et du guide d'onde sans fil d'or avec largeur du port 1500nm (pointillée noire); (b) variation de l'indice effectif de CW en fonction de l'augmentation de  $L$ , extrait de la méthode NRW à 190THz fixé (courbe bleue claire) par rapport à celle calculé d'après la propagation de l'onde dans le MM (courbe orange).

En (a), l'indice de fils d'or dans le réseau infini est plus grand que celui de Si avant la fréquence de résonance  $f_r$ . Après la résonance l'indice est moins grand que celui du Si. Le contraste d'indice entre le MM et le Si est de plus en plus petit quand la fréquence s'éloigne de  $f_r$ . Concernant la ligne unique de fils d'or la relation de dispersion garde la même forme et la même  $f_r$  mais avec une amplitude moins grande et aussi un contraste moins grand que les valeurs extraites, ce qui est normal car le vecteur d'onde  $k_x$  n'est pas nul dans ce cas, et le vecteur d'onde longitudinal devient plus petit. La courbe de l'indice calculé par la méthode de la propagation est limitée à cause de l'augmentation rapide de la partie imaginaire au voisinage de la  $f_r$ , en fonction des relations Kramers–Kronig. D'ailleurs, le contraste d'indice entre le MM et le Si dans la plage [130THz, 205THz] étant entre [0.038, 0.146] avec la méthode de propagation, est beaucoup plus petit par rapport aux valeurs [0.145, 0.381] obtenues par la méthode de NRW. Pour la même raison la relation de dispersion des CWs à différentes longueurs à 190THz, qui est supérieure à toutes les fréquences de résonance de tous les CWs, garde aussi la même forme mais avec une moins grande amplitude dans (b).

En conclusion, si le composant plasmonique est composé de plusieurs rangées de fils d'or couplés, les valeurs calculées à l'aide la méthode NRW doivent être utilisées dans la conception à priori. Par contre s'il n'y a qu'une seule rangée de fils d'or couplés dans le composant, il faut prendre en compte les valeurs calculées à l'aide de la propagation de l'onde.

Dans cette thèse, tous les indices optiques sont calculés à l'aide de la propagation de l'onde sauf mention spéciale, et les indices calculés dans différents cas seront discutés dans les sections suivantes.

## 4.2 Indice effective avant, au voisinage et après la fréquence de résonance

Avant d'appliquer les MMs dans la conception des composants plasmoniques très compacts, on va discuter d'abord à quelle fréquence le MM peut être utilisé si la longueur de MM est donnée, autrement dit quel MM peut être exploité si la fréquence de travail est fixée. On considère le CW avec  $L=200\text{nm}$  sur silicium  $200\text{nm}$  espacé par  $150\text{nm}$  dans le sens de propagation comme exemple (voir la figure 4-4).

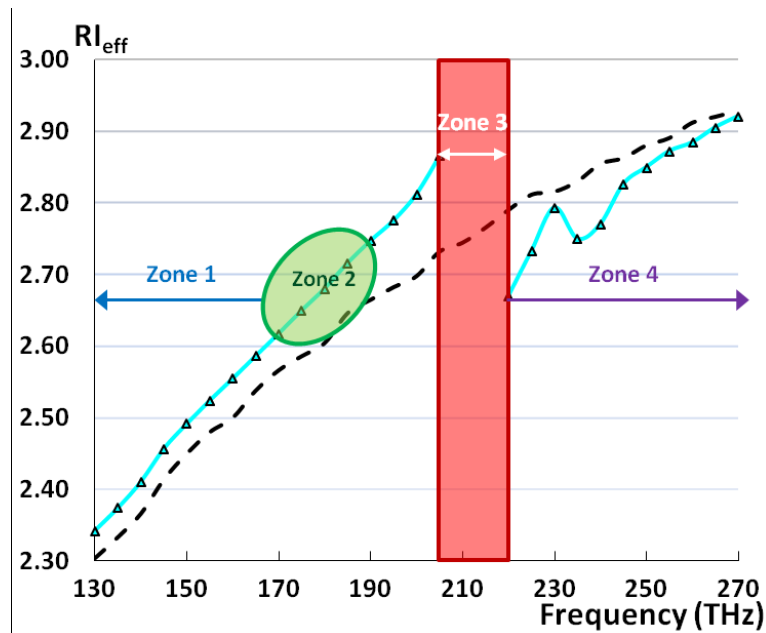


Figure 4-4 Relation de dispersion de CW avec  $L=200\text{nm}$  sur Si  $200\text{nm}$  par rapport à l'indice du silicium  $200\text{nm}$  en fonction de la fréquence.

La figure 4-4 montre la relation de dispersion du MM avec des fils coupés (CW)  $L=200\text{nm}$  espacés par  $d=150\text{nm}$  sur Si  $200\text{nm}$  (et silice  $5\text{nm}$ ) entre  $130\text{THz}$  et  $270\text{THz}$ . Cette courbe est divisée en 4 zones, soit la zone 1 avant mais loin de  $f_r$ , la zone 2 avant et proche de  $f_r$ , la zone 3 autour de  $f_r$ , et la zone 4 après la  $f_r$ .

Dans la zone 1, l'indice du MM (fil coupé + silicium) est toujours supérieur à celui de Si seul mais le contraste de l'indice est relativement petit. L'onde est guidée dans le silicium sous les fils d'or. Le champ électrique correspondant à  $f=130\text{THz}$  calculé à l'aide du logiciel HFSS est tracé sur la figure 4-5 (a), où la largeur du port d'entrée est  $1500\text{nm}$ . On peut trouver que l'onde à  $130\text{THz}$  (dans la zone 1) est guidée au long du guide d'onde en MM.

L'onde à  $190\text{THz}$  (dans la zone 2) se propageant dans le guide d'onde en MM est montrée sur la figure 4-5 (b), dont la largeur du mode fondamental du MM est plus étroite que  $1500\text{nm}$ . On trouve que l'onde incidente se transforme en mode fondamental du MM après quelques périodes de propagation avec une petite perte vers les frontières latérales. L'élargissement de l'onde avant le port de sortie est due à la réflexion sur ce port. Il faut noter que toutes les ondes dans la zone 1 et dans la zone 2 peuvent être guidées par le guide d'onde en MM, et la seule différence est que l'onde dans la zone 2 est relativement plus fort confinée grâce au plus grand contraste de l'indice optique du MM par rapport à l'indice de Si seul.

La fréquence de résonance  $f_r$  tombe dans la zone 3, où la propagation de l'onde dans la rangée en MM est très difficile à cause de l'augmentation de la partie imaginaire de l'indice qui absorbe beaucoup de l'énergie de l'onde incidente comme le montre sur la figure 4-1 qualitativement malgré les différentes  $f_r$ s. Dans la zone 3, l'indice optique varie très fortement avec de très grandes pertes. Le champ électrique à  $f=215\text{THz}$  dans cette zone est tracé dans la figure 4-5 (c), où le champ électrique dans la rangée de fils d'or s'atténue très vite le long de la rangée et seul la partie du mode transversal qui ne touche pas les fils d'or se propage dans les deux demi-parties du Si en haut et en bas de la rangée.

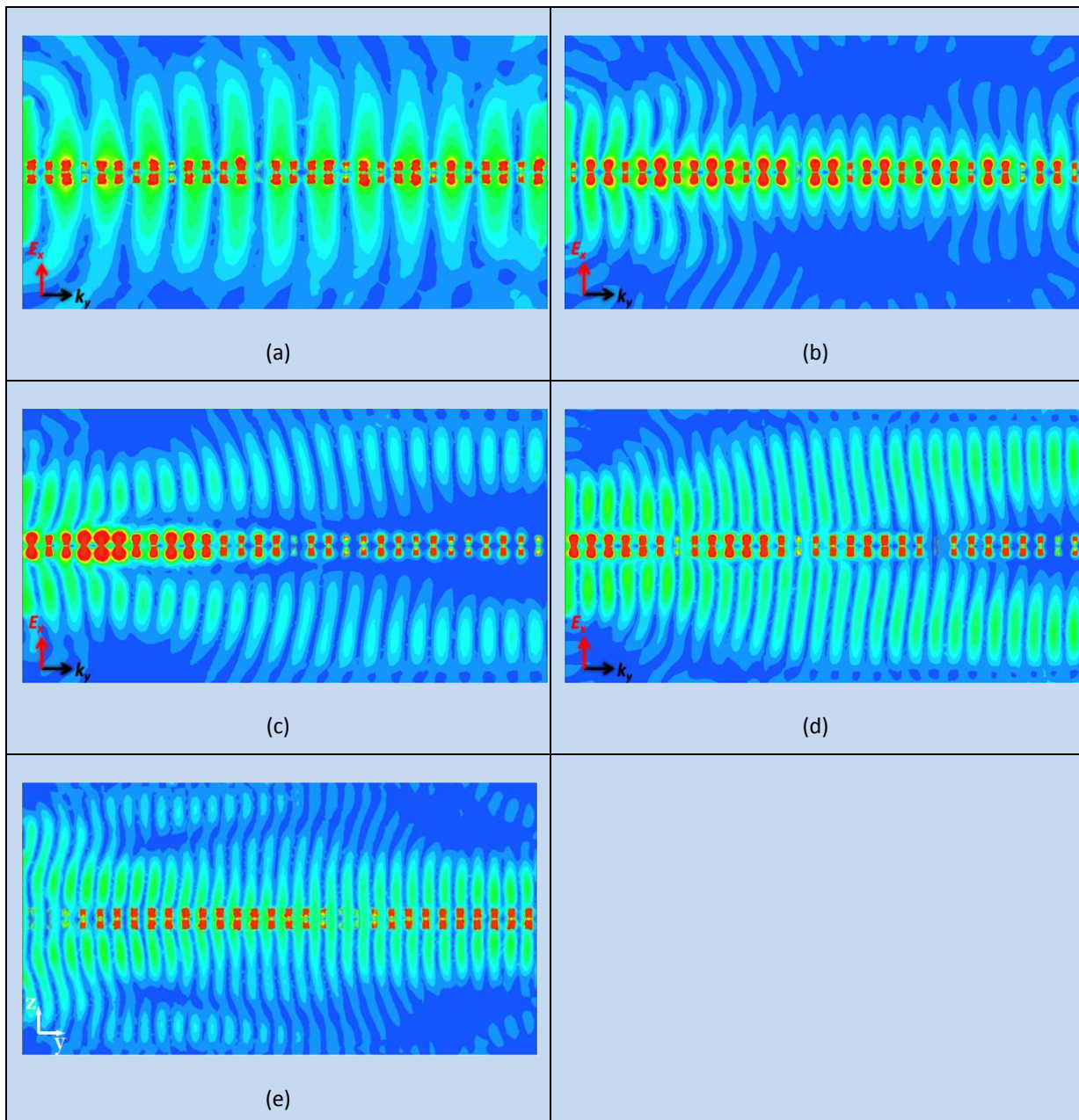


Figure 4-5 Distribution du champ électrique sur le plan  $y$ - $z$  à la surface du substrat : (a) 130THz (dans zone 1); (b) 190THz (dans la zone 2); (c) 215THz (dans zone 3); (d) 230THz (dans la zone 4); (e) 270THz (dans la zone 4).

### 4.3 Si 100nm/200nm et d= 50nm/150nm

L'indice dans la zone 4 exhibe une valeur toujours inférieure à celle du Si et le champ à 235THz est représenté dans la figure 4-5(d) , où la réflexion totale a lieu aux alentours de la rangée de fils d'or et donc le substrat en Si est effectivement divisé en 2 parties en haut et en bas où se propagent les deux demi parties de l'onde électromagnétique. Un autre exemple dans la zone 4 est montré sur la figure 4-5 (e) pour  $f=270\text{THz}$ , dont l'indice effectif est très proche de l'indice du Si et dans ce cas, l'onde incidente se propage comme dans un substrat en Si homogène.

Comme discuté dans la section 2.2.2.2, on a la possibilité de guider, ou de moduler la propagation de l'onde en contrôlant l'indice de réfraction effectif dans le guide d'onde où se propage cette onde. Puisque l'écart d'indice entre le MM et le Si varie entre 0.038 et 0.146 avec une augmentation en fonction de la fréquence dans la plage [130THz, 205THz], il vaut mieux utiliser cette caractéristique de la zone 2 qui est proche de la  $f_r$ , et en même temps, moins dissipative que la zone 3 à priori.

### 4.3 Si 100nm/200nm et d= 50nm/150nm

Dans cette partie on va faire une comparaison des indices effectif du MM avec une seule rangée sur Si 100nm avec une distance entre fils  $d=50\text{nm}$  et  $150\text{nm}$  (voir la figure 4.6 (a)), et sur Si 200nm avec  $d=50\text{nm}$  et  $150\text{nm}$  (dans la figure 4.6 (b)).

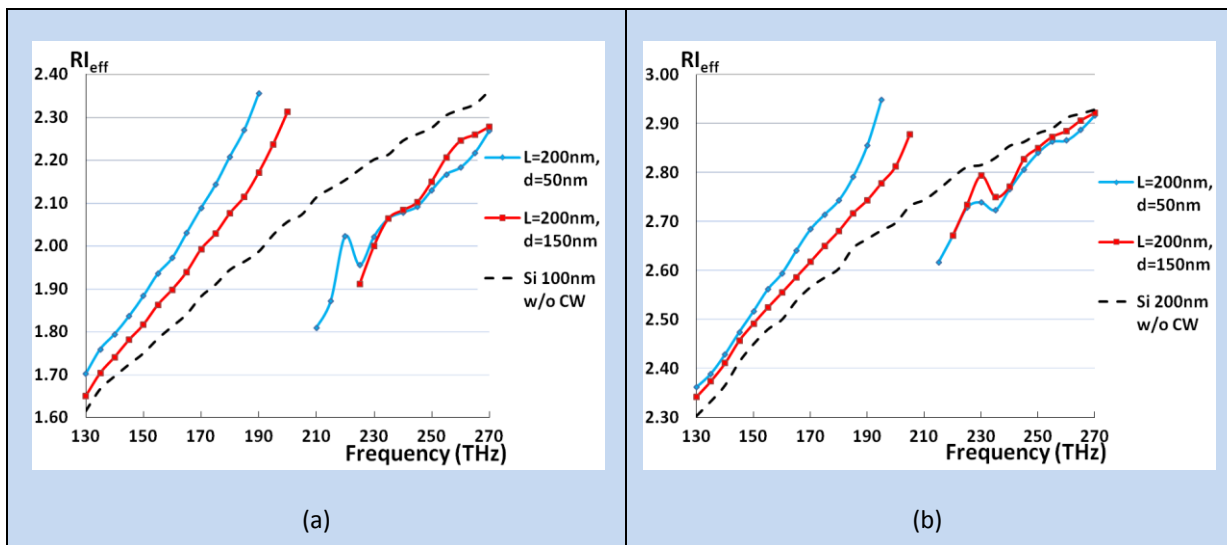


Figure 4-6 Relations de dispersion en fonction de la fréquence de CW dont  $L=200\text{nm}$ ,  $d=50\text{nm}$  et  $150\text{nm}$  sur Si 100nm (a) et 200nm (b) entre [130THz, 270THz] par rapport à celles de Si 100nm et 200nm, respectivement.

Dans la figure 4-6 (a), avant la  $f_r$ , l'indice de MM de  $L=200\text{nm}$  sur Si 100nm est supérieur à l'indice du Si seul à chaque fréquence dans les deux cas. Cependant l'indice pour  $d=50\text{nm}$  est toujours supérieur à l'indice pour  $d=150\text{nm}$  et la  $f_r$  pour  $d=50\text{nm}$  tombe dans la plage [195THz, 205THz], et elle est environ 10THz plus basse que la  $f_r$  pour  $d=150\text{nm}$  qui tombe dans la zone [205THz, 220THz]. Le contraste entre l'indice du MM et du Si dans le cas de  $d=50\text{nm}$  est [0.087, 0.368] dans la plage

[130THz, 190THz], lors que le contraste pour  $d=150\text{nm}$  est [0.035, 0.256] dans la plage [130THz, 200THz]. Cela signifie que le pouvoir du confinement pour  $d=50\text{nm}$  est un peu plus fort que pour  $d=150\text{nm}$  avec un petit décalage de la  $f_r$  vers les basses fréquences. Après la  $f_r$ , les indices dans les deux cas sont similaires.

Dans la figure 4-6 (b), la forme de la relation de dispersion, le décalage de la  $f_r$  de  $d=50\text{nm}$  par rapport à  $d=150\text{nm}$  et la différence du contraste entre les MMs avec différents espacements et Si sont similaires à ceux de la figure 4-6 (a). Concernant le guide d'onde en Si, l'indice de Si 200nm est plus grand que celui du Si 100nm, même pour le MM sur Si 200nm par rapport au MM sur Si 100nm dans les deux cas d'espacement. Dans (b), la  $f_r$  du cas de  $d=50\text{nm}$  tombe dans la plage [200THz, 210THz], et elle est aussi environ 10THz plus basse que la  $f_r$  du cas de 150nm qui tombe dans la zone [210THz, 215THz]. La  $f_r$  dans (b) est quasiment équivalent à celle dans (a), tandis que le résultat dans la référence [37] nous montre un shift d'environ 10THz vers les plus basses fréquences. Le contraste entre l'indice du MM et du Si seul pour le cas  $d=50\text{nm}$  est [0.058, 0.267] dans la plage [130THz, 195THz], alors que le contraste du cas de  $d=150\text{nm}$  est [0.038, 0.146] dans la plage [130THz, 205THz]. Donc, le confinement avec  $d=50\text{nm}$  sera plus fort que pour  $d=150\text{nm}$ , en même temps que le confinement du MM avec Si 100nm sera plus fort que pour le MM avec Si 200nm.

### 4.4 Si 200nm avec SiO<sub>2</sub> 5nm

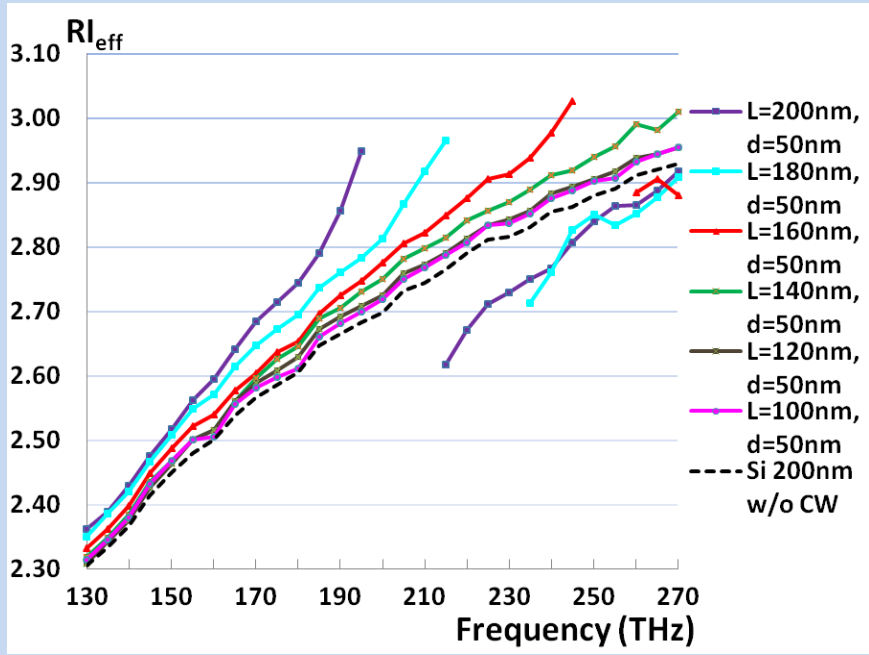
#### 4.4.1 Relation de dispersion de fils d'or avec différentes longueurs avec $d=50\text{nm}$ / $150\text{nm}$

Les relations de dispersion de MMs avec différentes longueurs sur Si 200nm sont montrées dans la figure 4-7. Le cas  $d=50\text{nm}$  est tracée dans la figure (a) et celui de  $d=150\text{nm}$  dans la figure (b). La différence entre les deux figures (a) et (b) est conforme à la règle discutée dans la figure 4-6 (b). Ici, je prends la figure 4-7 (a) comme un exemple pour discuter la différence entre les courbes d'indices de MMs avec différentes longueurs :

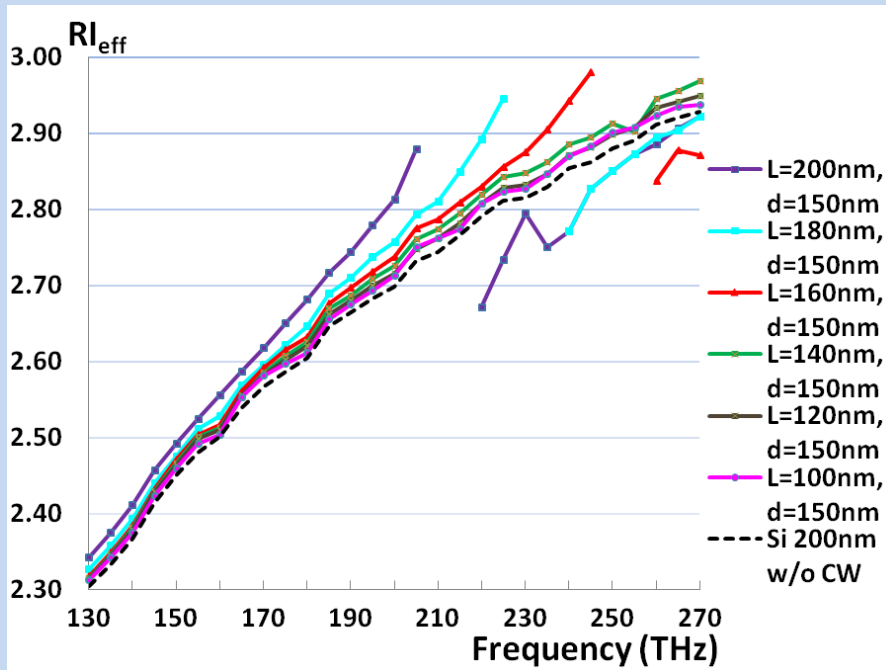
- Toutes les courbes augmentent avec la fréquence avant leurs fréquences de résonance  $f_r$ , et chute fortement après la résonance. Pour  $L=100\text{nm}$ ,  $L=120\text{nm}$  et  $L=140\text{nm}$  les  $f_r$ s sont au-delà de 270THz, elles ne sont pas visibles dans la plage intéressante dans cette thèse
- Plus long est le fil, plus haute est la fréquence de résonance
- Avant  $f_r$ , l'indice du MM est toujours supérieur à l'indice du MM avec  $L$  moins long à une fréquence donnée, e.g.  $n_{\text{eff}}(200\text{nm}) > n_{\text{eff}}(180\text{nm}) > n_{\text{eff}}(160\text{nm}) > n_{\text{eff}}(140\text{nm}) > n_{\text{eff}}(120\text{nm}) > n_{\text{eff}}(100\text{nm}) > \dots$

Le point anormal autour de 260THz dans la courbe de  $L=140\text{nm}$  dans la figure 4-7 (a) et celui autour de 255THz dans la figure 4-7 (b) ne sont pas gênant et ils n'ont pas d'impact sur le fonctionnement du composant travaillant dans la 2<sup>ème</sup> fenêtre (vers 229THz) et dans la 3<sup>ème</sup> fenêtres (vers 194THz) en communication optique.

#### 4.4 Si 200nm avec SiO<sub>2</sub> 5nm



(a)



(b)

Figure 4-7 Relations de dispersion de MMs avec différentes longueurs sur Si 200nm, avec  $d=50$ nm dans (a) et  $d=150$ nm dans (b).



### 4.4.2 Relation de dispersion de fils d'or avec différentes longueurs à 190THz avec $d=50\text{nm}$ / $150\text{nm}$

Je trace ici la courbe de relation de dispersion du MM avec différentes longueurs à 190THz dans la figure 4-8 dont la courbe bleue représente  $d=50\text{nm}$  et la courbe verte  $d=150\text{nm}$ . Les courbes démontrent la possibilité de créer des composants travaillant à une fréquence donnée.

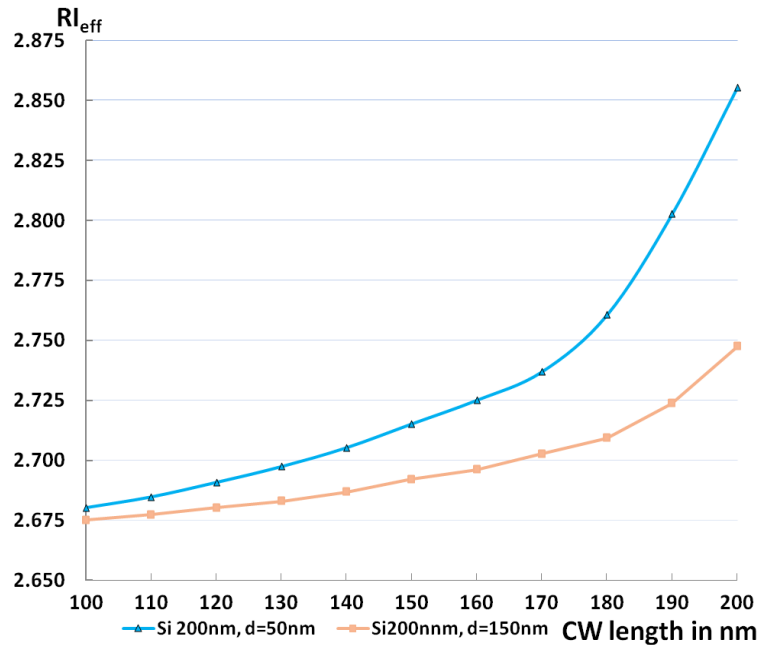


Figure 4-8 Courbes des relations de dispersion des MMs avec différentes longueurs, dont la courbe bleue présente le cas de  $d=50\text{nm}$ , et la courbe verte,  $d=150\text{nm}$ .

Dans les deux cas dans la figure 4-8, l'indice augmente avec une accélération liée à l'augmentation de la longueur. Cette propriété peut nous permettre de concevoir des composants d'optique intégrée à gradient d'indice pour une fréquence donnée.

## 4.5 Effet du $\text{SiO}_2$

Dans cette partie je trace les relations de dispersion des MMs pour différentes épaisseurs de  $\text{SiO}_2$ . Dans la figure 4-9, on trouve très peu de différence pour l'indice du guide d'onde sans CW, et dans une grande plage de fréquences les courbes bleue et orange se superposent, autrement dit la différence entre ces deux courbes risque d'être l'incertitude du calcul de manière de la propagation et les indices peuvent être considérés pareils a priori si l'épaisseur du silice est très fine. Par contre, la  $f_r$  dans le cas où une couche de silice de 10nm recouvre le Si est énormément décalée vers les plus hautes fréquences, qui tombent dans la plage [225THz, 230THz] par rapport à la  $f_r$  du cas de la silice de 5nm qui tombe dans la plage [200THz, 210THz]. De cette manière la  $f_r$  peut être contrôlé à volonté théoriquement en utilisant une couche de silice. Néanmoins, les 5nm du silice sont la conséquence de l'oxydation à l'air libre et donc, l'épaississement de la couche de  $\text{SiO}_2$  pour décaler la fréquence de résonance  $f_r$  n'est pas vraiment pratique dans cette thèse.

## 4.6 Effet de SOI

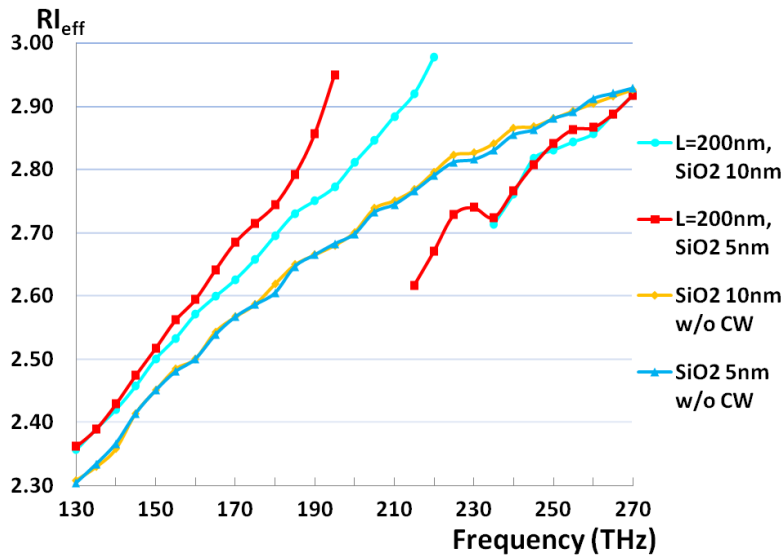


Figure 4-9 Relations de dispersion des MM sur Si 200nm avec  $d=50\text{nm}$  et différentes épaisseurs de  $\text{SiO}_2$  par rapport à celles du guide d'onde sans CW.

## 4.6 Effet de SOI

Pour étudier l'impact de la couche de SOI placée sous le Si sur les propriétés du MM, une couche de silice de  $500\text{nm}$  au lieu de  $2\mu\text{m}$  en réalité (pour simplifier la complexité des simulations), est ajoutée sous la couche de Si comme la couche rose dans la figure 2-6 (a). Les résultats calculés du MM en SOI et le guide d'onde sans CW en SOI sont montés dans la figure 4-10, avec les résultats du MM sur Si 200nm et Si 200nm sans CW pour faire une comparaison.

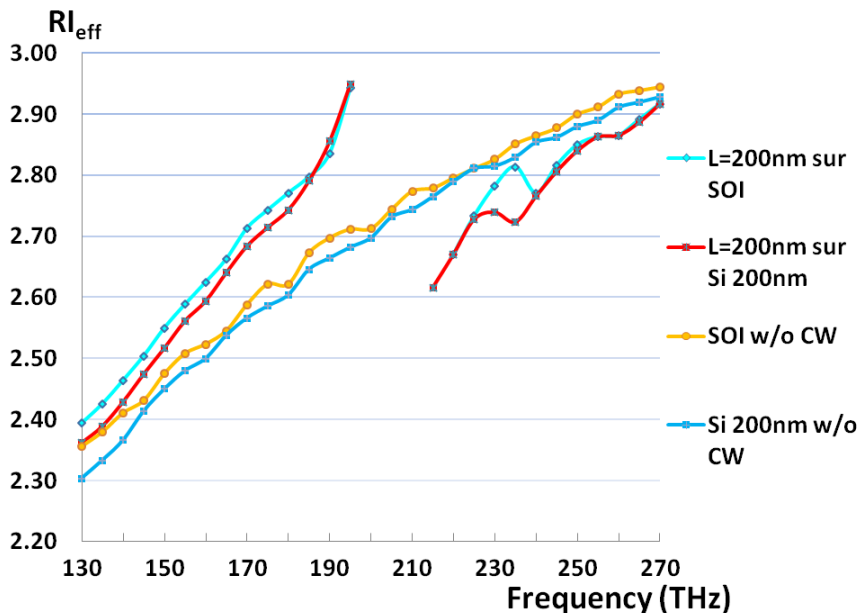


Figure 4-10 Relations de dispersion du MM en SOI, et du SOI sans CW, par rapport à celles du MM sur du guide d'onde sans CW et du guide d'onde sans CW.

On peut observer que l'indice du guide d'onde en SOI est un peu plus grand que celui du guide d'onde en Si, et aussi que l'indice du MM sur SOI est un peu plus grand que celui sur Si 200nm. En dépit de cette différence, le modèle du MM sur Si 200nm suffit à faire des études des composants en MM et va beaucoup réduire la complexité des simulations.

### 4.7 Conclusion

Ce chapitre a commencé par l'introduction des différentes méthodes du calcul de l'indice effectif du MM en mode radiatif, ainsi qu'en guide d'onde. Nous avons montré que la méthode NRW est applicable dans l'optique guidée pour un réseau infini de fils d'or. Pour une simple ligne de fils d'or nous utiliserons la méthode de propagation.

La méthode de NRW développée par M. Lupo *et al.* dans notre équipe est présentée et la condition d'application de cette méthode est discutée. Une comparaison des calculs de l'indice optique du MM en mode radiatif et du MM en optique guidée est présentée. En général, la méthode NRW est applicable pour extraire l'indice effectif d'un réseau infini de MM, au moins pour quelques périodes de rangées du MM. Pour en déduire l'indice effectif d'une seule rangée du MM, il faut utiliser la méthode de propagation.

La zone préférée du spectre de fréquence du MM est discutée ensuite. C'est la zone avant  $f_r$ , mais très proche de  $f_s$  qui permet de mieux à guider l'onde dans le guide d'onde avec une perte acceptable à priori.

L'épaississement du Si va augmenter son indice effectif et augmenter aussi l'indice du MM en même temps, avec l'inconvénient de perdre un peu le pouvoir de confiner l'onde dans le guide d'onde et un petit changement de la  $f_r$ . L'augmentation de l'espacement entre fils va modifier aussi un peu la  $f_r$  et la capacité du confinement de l'onde.

Les relations de dispersion des MMs avec différentes longueurs, et avec différents espacements sont ensuite illustrées. On trouve qu'avant la  $f_r$  du MM avec une longueur quelconque, son indice est généralement supérieur au MM avec une longueur plus courte. De ce point, on trace alors 2 courbes de relations de dispersion des MMs entre [100nm, 200nm] avec différents espacements, qui montrent une augmentation avec une accélération de l'indice en fonction de la longueur des fils d'or dans les deux cas.

En fin, l'effet de l'épaississement de la silice, couche intermédiaire entre les fils d'or et le Si, peut beaucoup décaler la  $f_r$ , mais n'est pas utilisée dans mon travail. Et la structure de SOI va principalement améliorer la performance du circuit en changeant très peu les propriétés du circuit. Par contre la suppression de cette couche ne va pas fortement impacter nos études.

Dans le chapitre prochain, je vais introduire les idées et les simulations des composants d'optique intégrée basées sur les calculs d'indice.

## Références

- [1] J. C. Maxwell Garnett, "Colours in Metal Glasses and in Metallic Films", *Phil. Trans. R. Soc. Lond., series A*, Vol. 203, 385-420 (1904)
- [2] M. Y. Koledintseva, R. E. DuBroff, and R. W. Schwartz, "A Maxwell garnett model for dielectric mixtures containing conducting particles at optical frequencies", *PIER*, VOL, PIER 63, 223–242, (2006)
- [3] Ruben G. Barrera, Jairo Giraldo and W. Luis Mochan, "Effective dielectric response of a composite with aligned spheroidal inclusions", *Phys. Rev. B*, Vol. 47, No. 14, 8528(1993)
- [4] B. Salski, "The extension of the Maxwell Garnett mixing rule for dielectric composites with nonuniform orientation of ellipsoidal inclusions", *PIERL*, Vol. 30, 173-184 (2012)
- [5] T. C. Choy, *Effective medium theory: principles and applications*, Oxford University Press (1999)
- [6] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš and C. M. Soukoulis, "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients", *Phys. Rev. B*, Vol. 65, 195104 (2002)
- [7] Constantin R. Simovski and Sergei A. Tretyakov, "Local constitutive parameters of metamaterials from an effective-medium perspective", *Phys. Rev. B*, Vol. 75, 195111 (2007)
- [8] Aaron D. Scher and Edward F. Kuester, "Extracting the bulk effective parameters of a metamaterial via the scattering from a single planar array of particles", *Metamaterials* 3, 44–55 (2009)
- [9] Christopher L. Holloway, Andrew Dienstfrey, Edward F. Kuester, John F. O’Hara, Abul K. Azadd and Antoinette J. Taylor, "A discussion on the interpretation and characterization of metafilms/ metasurfaces: The two-dimensional equivalent of metamaterials", *Metamaterials* 3, 100–112 (2009)
- [10] C R Simovski, "On electromagnetic characterization and homogenization of nanostructured metamaterials", *J. Opt.*, VOL. 13, 013001 (2011)
- [11] Xudong Chen, Tomasz M. Grzegorzczak, Bae-lan Wu, Joe Pacheco, Jr. and Jin Au Kong, "Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials", *Phys. Rev. E*, Vol. 70, 016608 (2004)
- [12] D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny and C. M. Soukoulis, "Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials", *Phys. Rev. E*, Vol. 71, 036617 (2005)
- [13] N.S. Bakhvalov and G. Panasenko, *Homogenisation: Averaging Processes in Periodic Media: Mathematical Problems in the Mechanics of Composite Materials (Mathematics and its Applications)*, Vol. 36, Kluwer Academic Publisher Group, Dordrecht (1989)
- [14] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity", *Phys. Rev.Lett.*, VOL. 84, No. 18, 4184-4187 (2000)

- [15] D. Smith and N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials", *Phys. Rev. Lett.*, VOL. 85, NO. 14, 2933-2936 (2000)
- [16] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz, "Experimental Verification of a Negative Index of Refraction", *SCIENCE*, VOL. 292, 77-79 (2001)
- [17] P.V. Parimi, W.T. Lu, P. Vodo, J. Sokoloff, J. S. Derov and S. Sridhar, "Negative Refraction and Left-Handed Electromagnetism in Microwave Photonic Crystals", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 92, NO. 12 (2004)
- [18] M. Scalora, G. D'Aguanno, N. Mattiucci, M. J. Bloemer, D. de Ceglia, M. Centini, A. Mandatori, C. Sibilia, N. Akozbek, M. G. Cappeddu, M. Fowler, and J. W. Haus, "Negative refraction and sub-wavelength focusing in the visible range using transparent metallo-dielectric stacks", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 15, No. 2, 508-523 (2007)
- [19] Oliver Paul, Christian Imhof, Benjamin Reinhard, Remigius Zengerle and René Beigang, "Negative index bulk metamaterial at terahertz frequencies", *OPTICS EXPRESS*, VOL. 16, No. 9, 6736-6744 (2008)
- [20] Shuang Zhang, Wenjun Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood and S. R. J. Brueck, "Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 95, 137404 (2005)
- [21] Vladimir M. Shalaev, Wenshan Cai, Uday K. Chettiar, Hsiao-Kuan Yuan, Andrey K. Sarychev, Vladimir P. Drachev and Alexander V. Kildishev, "Negative index of refraction in optical metamaterials", *OPTICS LETT.*, Vol. 30, No. 24, 3356-3358 (2005)
- [22] Gunnar Dolling, Christian Enkrich, Martin Wegener, Costas M. Soukoulis and Stefan Linden, "Simultaneous Negative Phase and Group Velocity of Light in a Metamaterial", *SCIENCE*, VOL. 312 892-894 (2006)
- [23] Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny and Costas M. Soukoulis, "An efficient way to reduce losses of left-handed metamaterials", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 15, 11147-11152 (2008)
- [24] Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny, Maria Kafesaki and Costas M. Soukoulis, "Size dependence and convergence of the retrieval parameters of metamaterials", *Photon. Nanostruct: Fundam. Appl.*, Vol. 6, 96-101 (2008).
- [25] M. Kafesaki, I. Tsiapa, N. Katsarakis, Th. Koschny, C. M. Soukoulis, and E. N. Economou, "Left-handed metamaterials The fishnet structure and its variations", *Phys. Rev. B*, Vol. 75, 235114-235114(2007)
- [26] Shuang Zhang, Wenjun Fan, Kevin J. Malloy, and Steven R. J. Brueck, Nicolae C. Panoiu and Richard M. Osgood, "Demonstration of metal-dielectric negative-index metamaterials with improved performance at optical frequencies", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 23, No. 3, 434-438 (2006)
- [27] T. F. Gundogdu, N. Katsarakis, M. Kafesaki, R. S. Penciu<sup>1</sup>, G. Konstantinidis<sup>1</sup>, A. Kostopoulos, E. N. Economou and C. M. Soukoulis, "Negative index short-slab pair and continuous wires metamaterials in the far infrared regime", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 12, 9173-9180 (2008)

## Références

---

- [28] Y. Ekinici, A. Christ, M. Agio, O. J. F. Martin, H. H. Solak and J. F. Löffler, "Electric and magnetic resonances in arrays of coupled gold nanoparticle in-tandem pairs", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 17, 13287-13295 (2008)
- [29] A. N. Grigorenko, "Negative refractive index in artificial metamaterials", *OPTICS LETTERS*, Vol. 31, No. 16, 2483-2485 (2006)
- [30] Stefan Linden, Christian Enkrich, Martin Wegener, Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny and Costas M. Soukoulis, "Magnetic Response of Metamaterials at 100 Terahertz", *SCIENCE*, VOL. 306, 1351–1352 (2004)
- [31] T. J. Yen, W. J. Padilla, N. Fang, D. C. Vier, D. R. Smith, J. B. Pendry, D. N. Basov and X. Zhang, "Terahertz Magnetic Response from Artificial Materials", *SCIENCE*, VOL. 303, 1494-1496 (2003)
- [32] Na Liu, Hongcang Guo, Liwei Fu, Stefan Kaiser, Heinz Schweizer and Harald Giessen, " Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies ", *Nat. Mater.*, Vol. 7, 31-37 (2008)
- [33] Boubacar Kanté, Jean-Michel Lourtioz and André de Lustrac, "Infrared metafilms on a dielectric substrate", *Phys. Rev. B*, Vol. 80, 205120 (2009)
- [34] Natalia Dubrovina, Loïc O. Le Cunff, N. Burokur, R. Ghasemi, A. Degiron, A. De Lustrac, A. Vial, G. Lerondel and A. Lupu, "Single metafilm effective medium behavior in optical domain: Maxwell–Garnett approximation and beyond", *Appl. Phys. A*, Vol. 109, 901-906 (2012)
- [35] R. Ghasemi, P.-H. Tichit, A. Degiron, A. Lupu, and A. de Lustrac, "Efficient control of a 3D optical mode using a thin sheet of transformation optical medium", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, No. 19, 20305-20312 (2010)
- [36] Paul-Henri Tichit, Shah Nawaz Burokur, and André de Lustrac , "Waveguide taper engineering using coordinate transformation technology", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, No. 2, 767-772 (2010)
- [37] A. Lupu, N. Dubrovina, R. Ghasemi, A. Degiron and A. de Lustrac, "Metal-dielectric metamaterials for guided wave silicon photonics", *OPTICS EXPRESS* , Vol. 19, No. 24, 24746-24761 (2011)
- [38] D. J. Shelton, D. W. Peters, M. B. Sinclair, I. Brener, L. K. Warne, L. I. Basilio, K. R. Coffey and G. D. Boreman, "Effect of thin silicon dioxide layers on resonant frequency in infrared metamaterials", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, No. 2, 1085–1090 (2010).



## Chapitre 5

### Conception de composants à métamatériaux sur guide silicium

---

#### 5.1 Interféromètre Mach-Zehnder sur Si 100nm et sur Si 200nm

En physique, l'interféromètre de Mach-Zehnder est un dispositif créé pour déterminer le déphasage relatif entre deux faisceaux collimatés, et divisés en deux à partir d'une seule source lumineuse. L'appareil est nommé d'après les physiciens Ludwig Mach [1] et Ludwig Zehnder [2], et a été largement utilisé dans les expérimentations dans différents domaines : réseau monophotonique [3], visualisation de soufflerie [4-5], intrication quantique (ou enchevêtrement quantique) [6-7], imagerie holographique [8-9], processeur quantique [10], expérimentation de gomme quantique [11-12], interférence du neutron [13], etc.

Traditionnellement en électronique, l'interféromètre Mach-Zehnder peut servir d'un multi/démultiplexeur sur un semi-conducteur composé d'un Y-jonction symétrique qui divise l'énergie en deux parties dans deux voies et d'un hybride directionnel coupleur qui laisse l'interférence constructive et l'interférence destructive passer dans deux voies différentes [14-18]; ou servir d'un modulateur électro-optique dans la technologie de télécommunication du démultiplexage en longueur d'onde (WDM, wavelength division multiplexing en anglais), avec un cristal électro-optique dans un bras de l'interféromètre, qui change son indice pour différentes tensions appliquées [19-22].

Le développement rapide de la nanotechnologie a déjà donné naissance aux modulateurs Mach-Zehnder nanométriques : dans un guide d'onde en relief sur SOI [22] ou dans un guide d'onde en relief Si/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ou un guide d'onde micro-ruban avec graphène [23], ou un guide d'onde métallique en mode SPP [24], ou en mode SPP dans «channel plasmon polariton» [25].

Dans cette section, je propose un modulation Mach-Zehnder en mode LSP basé sur des MMs dont la taille est comparable à [24]. Cette recherche préliminaire démontre seulement l'interférence constructive, et le changement de l'indice du bras sous un champ appliqué (signal modulant) mérite plus de recherche à l'avenir.

##### 5.1.1 Sur Si 100nm et sur Si 100nm, travaillant autour de 165THz

###### 5.1.1.1 Structure

La structure du Mach-Zehnder sur Si 100nm est présentée dans la figure 5-1, composée principalement d'un «Y-splitter» en entrée et d'un «Y-coupleur» en sortie. La longueur de tous les CWs dans la figure 2-1(a) est  $L=200\text{nm}$  avec l'espacement  $d=50\text{nm}$  et  $2\theta=25.9^\circ$ , qui est l'angle maximum dans ce modulateur. La relation de dispersion en fonction de la fréquence est montrée dans la figure 5-1 (b) avec une zone rose représentant la plage de fréquence où travaille



pratiquement le Mach-Zehnder. L'angle critique de totale réflexion est calculé dans la figure 5-1(c) sous la formule  $\theta_c = \arcsin(n_{Si}/n_{MM})$ , qui démontre qu'à partir de  $f=165\text{THz}$  le confinement du modulateur marche bien théoriquement. Par contre, je ne propose pas d'utiliser les fréquences 185THz et 190THz à cause des fortes pertes dues à la résonance du LSP.

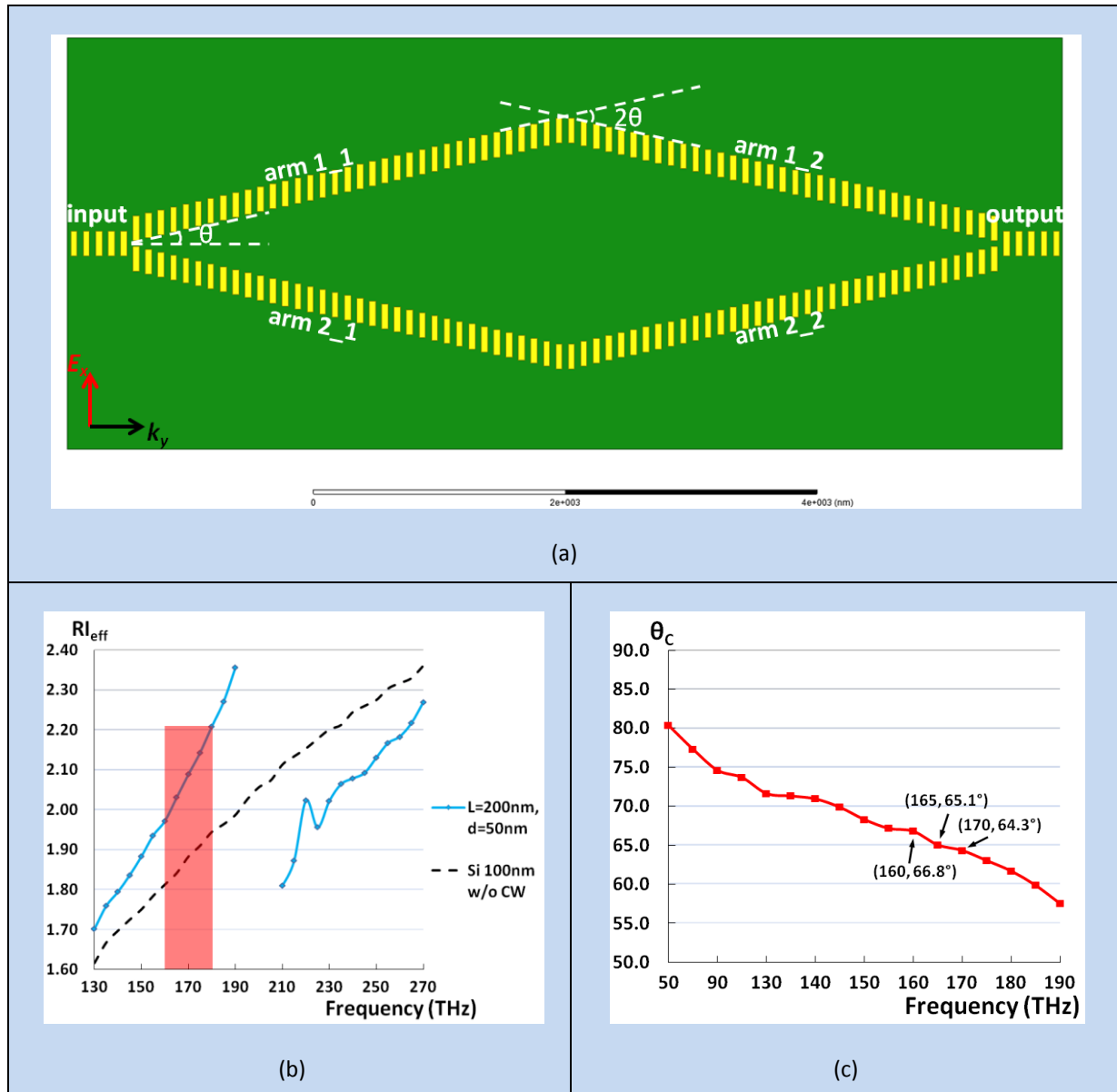


Figure 5-1 Structure du modulateur Mach-Zehnder dans (a) avec des dimensions du substrat  $8000 \times 3300 \times 100\text{nm}$ . L'onde entre dans le guide d'onde à la gauche du dispositif, et sort à droite. Ce Mach-Zehnder est composé de deux bras : bras 1 en haut et bras 2 en bas dont l'angle entre le guide d'onde droit et le bras 1\_1 est  $\theta = \arctan(0.23) \approx 13^\circ$  et l'angle entre le bras 1\_1 et le bras 1\_2 fait  $2\theta \approx 25.9^\circ$ . Longueur de fils d'or dans tous les bras  $L=200\text{nm}$  avec un espacement  $d=50\text{nm}$ ; (b) relation de dispersion du CM avec  $L=200\text{nm}$  sur Si 100nm avec  $d=50\text{nm}$ ; (c) l'angle critique du MM par rapport au Si massif, calculé en fonction de la formule  $\theta_c = \arcsin(n_{Si}/n_{MM})$ . Largeur du port d'entrée 800nm.

### 5.1.1.2 Simulation

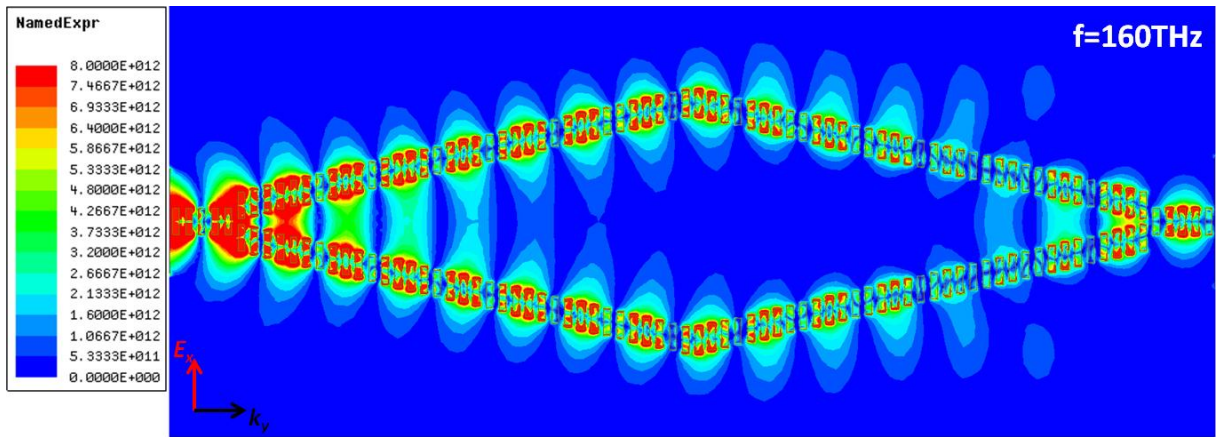
Les résultats de distribution de l'énergie représentant par l'intensité du vecteur de la densité du flux d'énergie (vecteur de Poynting), sont listées dans la figure 5-2, dont (a), (b) et (c) sont à 160THz, à 165THz et à 170THz, respectivement. En même temps, (a), (b) et (c) dans figure 5-3 démontrent les rayonnements de l'onde et révèlent leurs comportements après Mach-Zehnder aux 3 fréquences susdites

Dans la figure 5-2, on peut voir que l'onde incidente se divise en deux parties équivalentes et est guidée dans les deux bras en haut et en bas, et les deux parties en phase se rejoignent en sortie et puis, créent une interférence constructive aux 3 fréquences avec une intensité moins forte que celle en entrée.

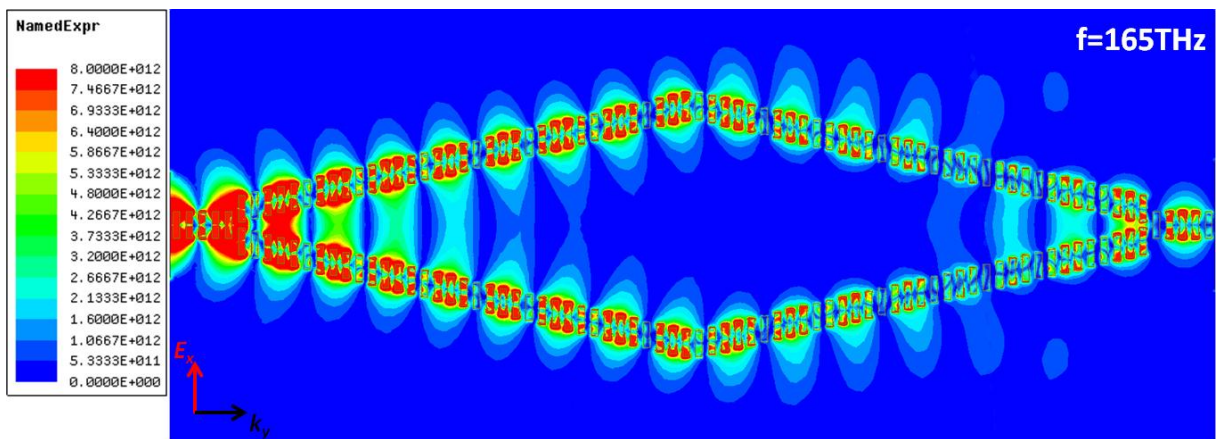
La figure 5-3 démontre la direction de propagation de l'onde après la zone du modulateur Mach-Zehnder aux trois fréquences. A 160THz dans (a), la directivité du lobe principal est inférieure à 1, pourtant il est plus grand que les lobes secondaires. Dans (b) et (c), les directivités des lobes principaux sont supérieures à 3, signifiant une bonne propagation de l'onde suivant l'abscisse y et les lobes secondaires sont bien limités. Les directivités du lobes principaux dans (b) et (c) sont beaucoup plus grandes que les lobes secondaires par rapport à celle dans (a) grâce à leurs angles critiques qui sont plus petits que  $(90^\circ - 24.7^\circ) = 65.3^\circ$  (voir la figure 5-1 (c)). Ces diagrammes du champs lointain sont tracés sur la circonférence d'une sphère infinie dans le même plan du composant en fixant l'angle d'élévation à  $0^\circ$ .

Les paramètres de transmission et de réflexion sont:  $S_{12} = -7.0\text{dB}$ ,  $S_{11} = -12.8\text{dB}$  à 160THz;  $S_{12} = -8.1\text{dB}$ ,  $S_{11} = -13.5\text{dB}$  à 165THz et  $S_{12} = -9.3\text{dB}$ ,  $S_{11} = -13.9\text{dB}$  à 170THz. Les transmissions aux trois fréquences représentent une bonne modulation en mode constructif avec une perte acceptable.

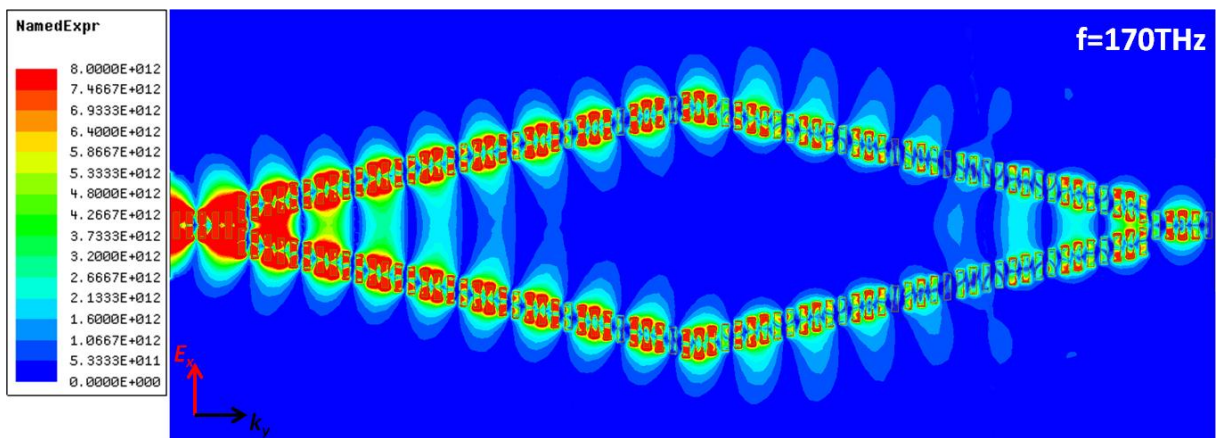
Ce Mach-Zehnder doit pouvoir travailler jusqu'à 180THz (ou plus haute fréquence) avec de plus fortes pertes. Mais une telle simulation n'a pas été faite à cause du très volumineux maillage demandé par HFSS, qui nécessite d'une mémoire supérieure à 150Go.



(a)



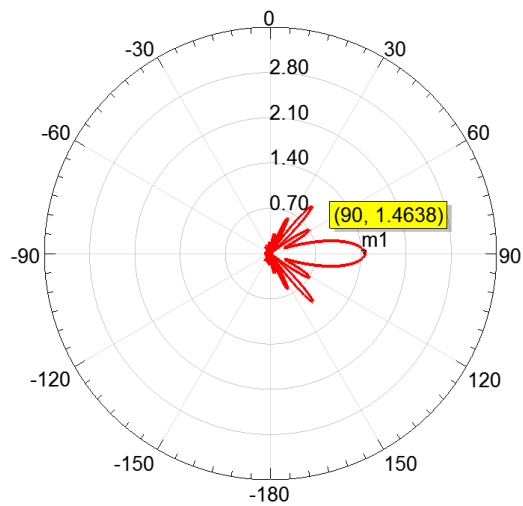
(b)



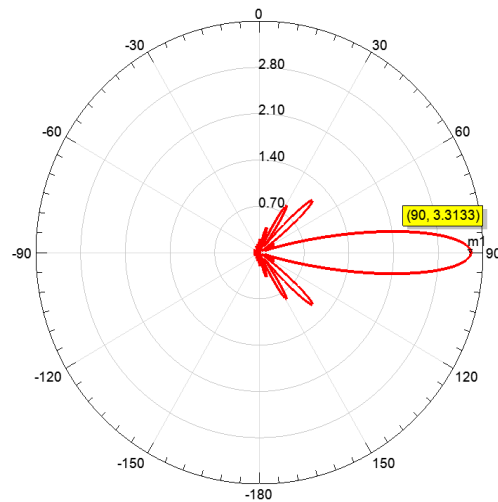
(c)

Figure 5-2 Distribution de l'énergie du modulateur Mach-Zehnder sur Si 100nm à 160THz (a), à 165THz (b) et à 170THz (c)

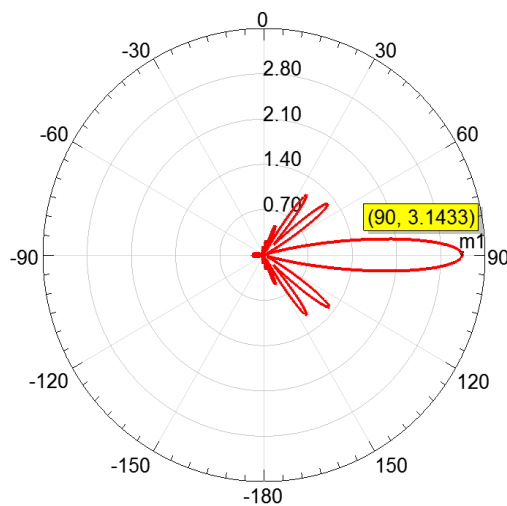
## 5.1 Interféromètre Mach-Zehnder sur Si 100nm et sur Si 200nm



(a)



(b)



(c)

Figure 5-3 Diagrammes de rayonnement du modulateur Mach-Zehnder sur Si 100nm à 160THz (a), à 165THz (b) et à 170THz (c). Plus la fréquence augmente plus l'onde est transmise sans pertes.

### 5.1.2 Sur Si 200nm, fonctionnant autour de 200THz

Pour faciliter la fabrication du modulateur Mach-Zehnder sur SOI 220nm et la mesure du fonctionnement dans plage [1250nm, 1640nm] ([183THz, 240THz]), qui couvre la 2<sup>ème</sup> et la 3<sup>ème</sup> fenêtre de communication optique, il faut réétudier et modifier la structure du Mach-Zehnder pour atteindre un résultat optimal pendant la mesure.

#### 5.1.2.1 Structure

La structure est présentée dans la figure 5-4 avec tous les paramètres choisis empiriquement dans la figure 4-7 (a). La figure 4-7 (a) révèle que la  $f_r$  du CW avec  $L=180\text{nm}$  est supérieur à 200THz. Du coup  $L=170\text{nm}$  est choisi pour éviter une forte perte par rapport à  $L=180\text{nm}$  à priori à 205THz. Ce modulateur est accompagné par des CWs avec  $L=200\text{nm}$  à chaque côté et au sein de ce modulateur pour filtrer des fuite d'énergie dans les alentours, conséquence de sa  $f_r$  très proche de 200THz où la réflexion et l'absorption sont énormes et du coup il y a très peu d'énergie existant dans cette zone.

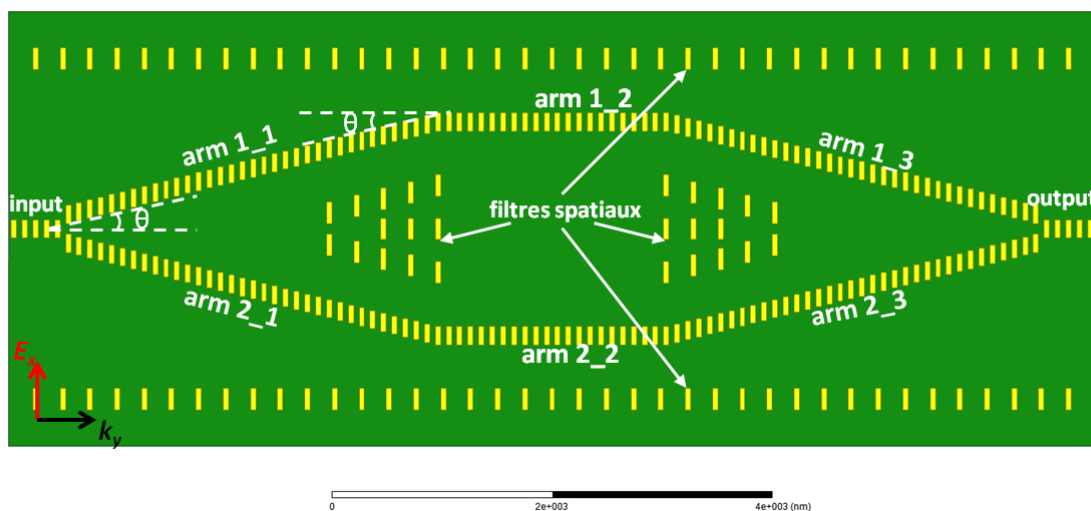
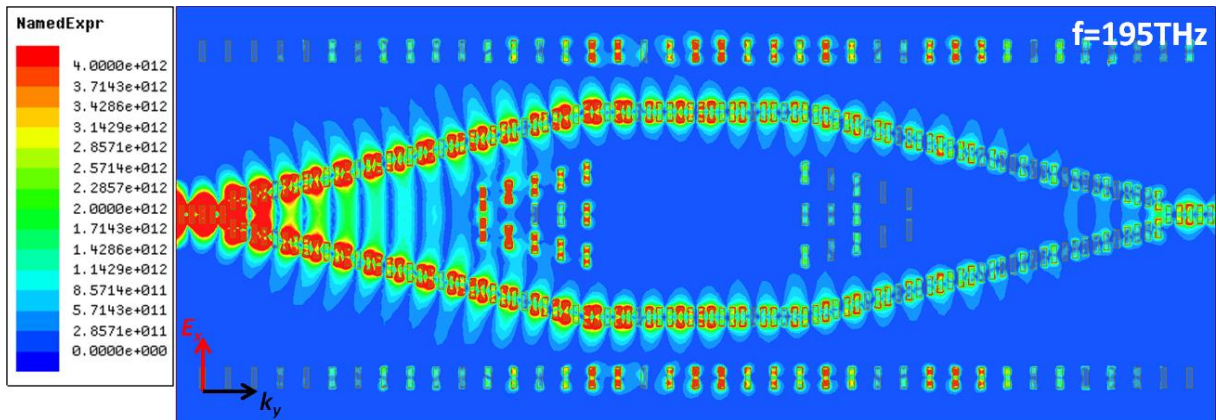


Figure 5-4 Structure de Mach-Zehnder sur Si 200nm. Ce modulateur est aussi composé d'un «Y-splitter» en entrée et d'un «Y-coupleur» en sortie, et de deux segments de bras droits qui lie le splitter au coupleur. L'angle dans ce modulateur est  $\arctan(0.25) = 14^\circ$ . La longueur des CWs dans le splitter, dans le coupleur et dans les bras droits est 170nm, et la longueur des CWs dans les filtres spatiaux est 200nm espacé par 250nm. Taille du substrat 10000\*4000\*200nm et largeur du port d'entrée 600nm.

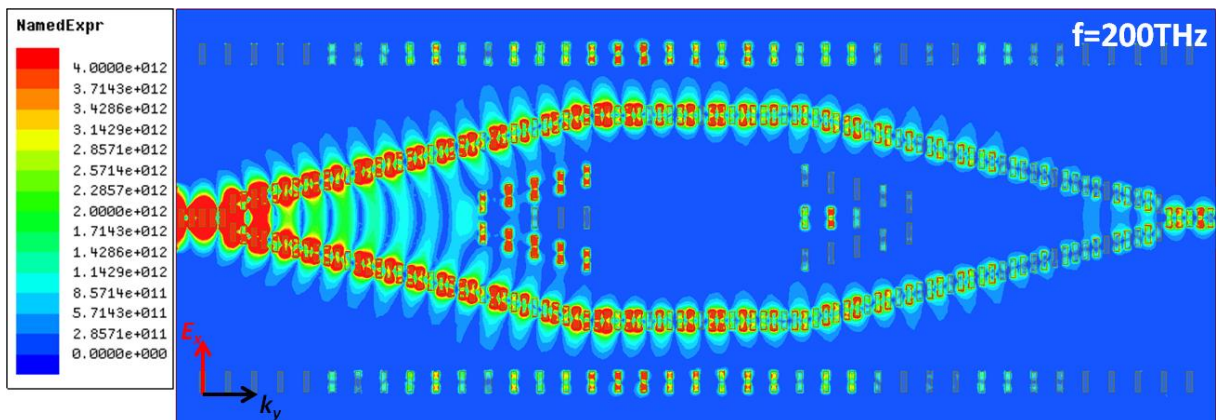
## 5.1 Interféromètre Mach-Zehnder sur Si 100nm et sur Si 200nm

### 5.1.2.2 Simulation

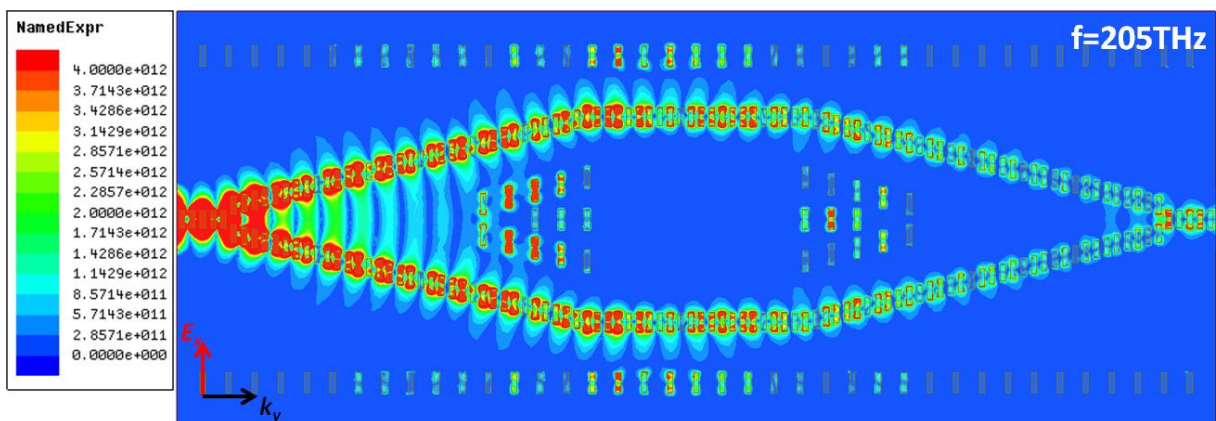
Les distributions d'énergie sont listées dans la figure 5-5, à 195THz (a), 200THz (b) et 205THz (c). Les diagrammes du rayonnement sont listés dans la figure 5-6, aux fréquence susdites, respectivement.



(a)

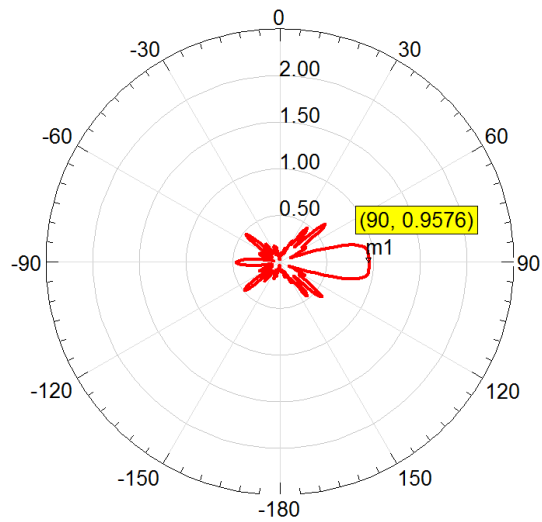


(b)

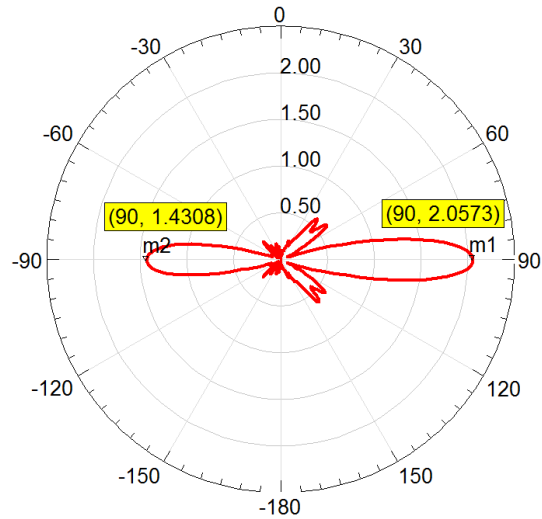


(c)

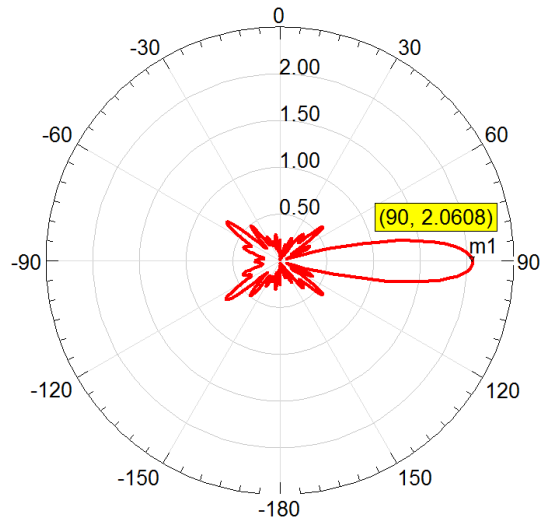
Figure 5-5 Distribution de l'énergie du modulateur Mach-Zehnder sur Si 200nm à 195THz (a), à 200THz (b) et à 205THz (c).



(a)



(b)



(c)

Figure 5-6 Diagrammes de rayonnement du modulateur Mach-Zehnder sur Si 200nm à 195THz (a), à 200THz (b) et à 205THz (c).

## 5.2 Lentilles plasmoniques

---

La figure 5-5 révèle les propagations de l'onde aux trois fréquences dans le modulateur sur Si 200nm. Comme dans le modulateur précédent, l'énergie entrant dans ce modulateur sur Si 200nm aussi se divise en 2 parties au splitter et puis les 2 parties se propagent dans le bras en haut et en bas jusqu'au coupleur et finalement se rejoignent en sortie en mode constructif. Toutes les énergies en mode évanescent qui entrent au sein du modulateur ou qui passent vers la surface latérale sont filtrées par les CWs avec  $L=200\text{nm}$ .

La figure 5-6 montrent le comportement de l'onde à travers du modulateur. Les directivités des lobes principaux dans (b) et (c) sont aussi plus grandes que celle dans (a). Cependant dans (b), une réflexion en entrée est trouvée. La cause n'est pas très claire. Elle est sans doute due à une désadaptation.

Les paramètres de la transmission et de la réflexion de ce modulateur sont :  $S_{12}=-11.6\text{dB}$ ,  $S_{11}=-22.6\text{dB}$  à 195THz;  $S_{12}=-12.2\text{dB}$ ,  $S_{11}=-17.3\text{dB}$  à 200THz et  $S_{12}=-13.6\text{dB}$ ,  $S_{11}=-32.5\text{dB}$  à 205THz. La réflexion à 200THz est plus grande et son amplitude est comparable à la transmission, qui peut être responsable du lobe à  $-90^\circ$  dans la figure 5-6 (b).

## 5.2 Lentilles plasmoniques

La focalisation de l'onde dans des structures plasmoniques a ouvert de nouvelles opportunités pour les applications basées sur l'interaction lumière-matière [26-29]. La forte augmentation du champ optique dans les structures plasmoniques permet une pléthore d'applications dans la détection, l'optique non linéaire et les nano-émetteurs simples [30-32].

Avec le développement de la technologie 2D standard plane en lithographie électronique, les gens se sont intéressés aux réseaux 2D de résonateurs sub-longueur d'onde, aussi appelés métasurfaces, ce qui a permis un contrôle de phase et d'amplitude spatialement résolu en espace libre avec interaction de ces métasurfaces avec l'onde incidente [33-43].

Une autre opportunité de contrôler l'onde offerte par une métasurface est de considérer l'utilisation dans une configuration d'onde guidée de manière à l'intégrer avec un guide d'onde diélectrique [44-47]. Dans cette section, j'introduis la première lentille dans un guide d'onde de SOI, basée sur une métasurface plasmonique.

Etant donné la figure 4-8, soit la courbe de l'indice effectif de CWs avec différentes longueurs à une fréquence fixée (190THz), une application facile à envisager est de concevoir une lentille à gradient d'indice (« GRIN lens » en anglais) sur un guide d'onde placé sous la métasurface (voir la figure 5-7). Dans ce cas-là, la relation de dispersion dans la figure 4-8 n'est pas correcte à cause de la méthode de propagation dédiée au calcul de l'indice de MM dans une seule rangée. Cependant la loi selon laquelle l'indice d'un CW plus long est plus grand que celui des CWs moins longs avant sa fréquence de résonance marche quand même, pour n'importe quel espacement entre les fils d'or (50nm ou 150nm), et n'importe quelle épaisseur du Si. Je démontre la validation de cette idée par les résultats de simulations d'une lentille plasmonique petite sur Si 100nm, puis je vais montrer les simulations d'une lentille large sur Si 200nm, qui sera effectivement fabriquée et testée.



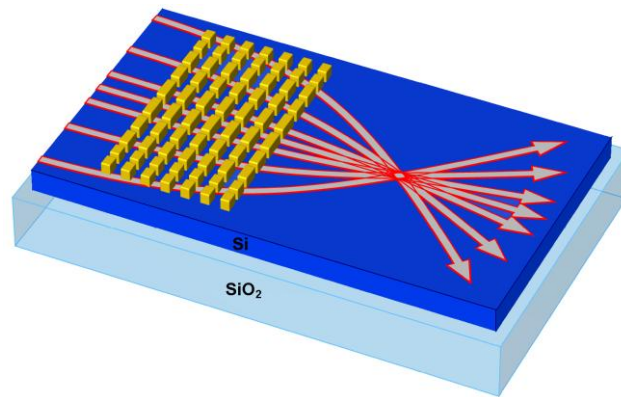


Figure 5-7 Schéma de la configuration d'une lentille plasmonique à gradient d'indice.

## 5.2.1 Sur Si 100nm, travaillant autour de 170THz

### 5.2.1.1 Structure simple

La figure 5-8 représente une lentille plasmonique assez simple : 6 rangées de 14 CWs avec  $L=200\text{nm}$  au milieu de la lentille, avec 3 rangées de 14 CWs avec  $L=150\text{nm}$  sur les côtés et 3 rangées de 14 CWs sur chaque bord de la lentille. Cette lentille est symétrique par rapport à la ligne blanche en pointillés. Le port d'entrée a  $500\text{nm}$  de large, et il est de la même taille que la largeur du guide d'onde monomode  $\lambda/(2n)\approx 461.5\text{nm}$  à  $170\text{THz}$ . Dans ce cas, la directivité du port travaillant à  $170\text{THz}$  est proportionnelle à  $(500/923)^2\approx 0.293$ , signifiant une onde très divergente incidente dans la lentille (voir la figure 5-9).

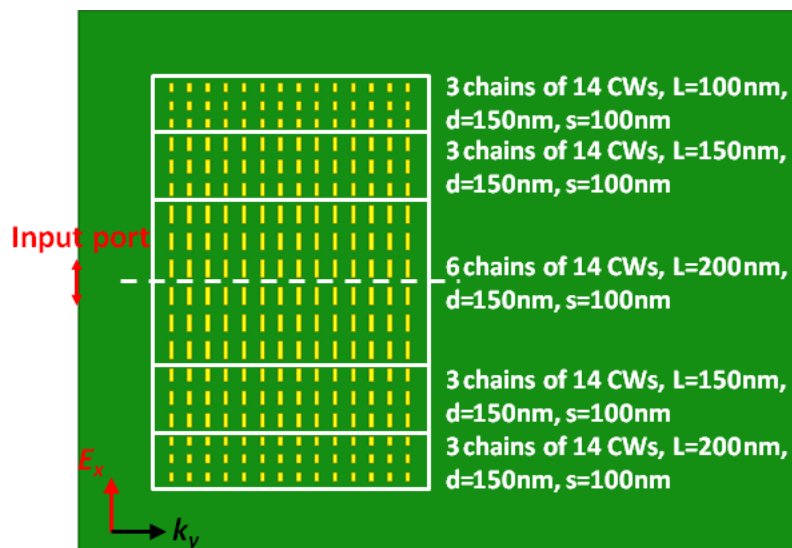


Figure 5-8 Structure d'une lentille plasmonique composée de 18 rangées de CWs dont 6 rangées de CWs avec  $L=200\text{nm}$  au milieu, 3 rangées de CWs avec  $L=150\text{nm}$  à chaque côté du CW avec  $L=150\text{nm}$ , et 3 rangées de CWs avec  $L=100\text{nm}$  à chaque bord de la lentille. Le nombre de CWs dans une rangée est 14 avec  $d=150\text{nm}$ , l'espacement longitudinal et  $s=100\text{nm}$ , l'espacement transversal entre les rangées. La ligne blanche en pointillée représente la ligne de symétrie. La taille du substrat  $8000*6000*100\text{nm}$ , et la largeur du port d'entrée  $500\text{nm}$ . La double flèche rouge représente le port d'entrée.

## 5.2 Lentilles plasmoniques

### 5.2.1.2 Simulation

(1)  $d=150\text{nm}$

Les simulations à 170THz avec distance port-lentille 1000nm, 2000nm et 3000nm sont présentées dans les figures 5-9 (a), (b) et (c), respectivement. On voit que l'onde émise par le port est assez divergente à la sortie du port de la lentille. Ce port joue le rôle d'objet. On observe que la distance de l'image correspondante est de plus en plus petite après traversée de la lentille. Ce phénomène montre qu'une métasurface composée de différents longueurs de fils d'or peut jouer vraiment le rôle d'une lentille à gradient d'indice.

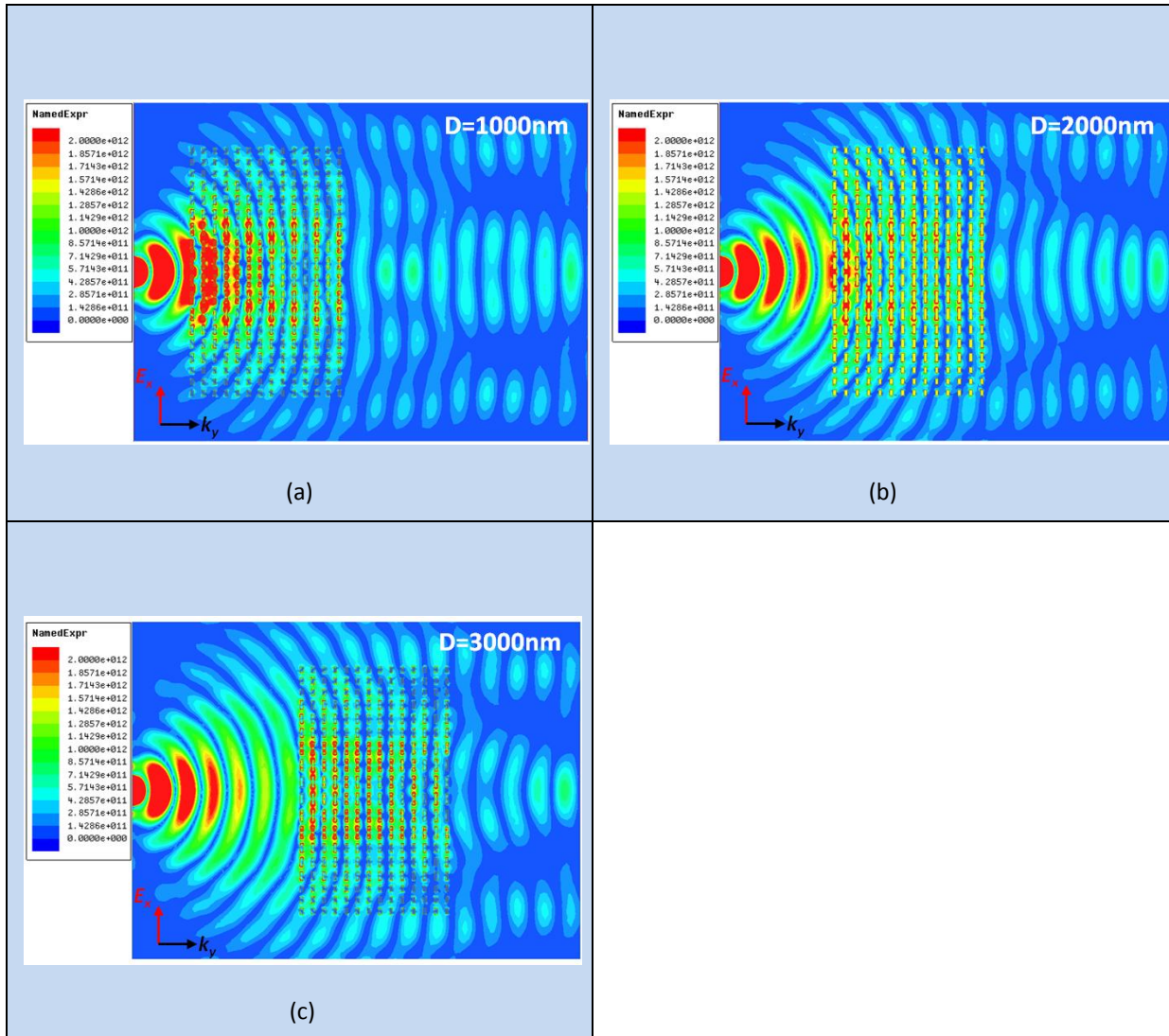


Figure 5-9 Distribution de l'énergie sur le plan x-y à 170THz quand la distance port-lentille est 1000nm (a), 2000nm (b) et 3000nm (c).

### 5.2.2 Sur Si 200nm, fonctionnant autour de 200THz

Avec la preuve qu'un réseau de CWs de différentes longueurs peut se comporter comme une lentille à gradient d'indice, il faut élaborer un design pour fabriquer et tester la distance focale d'une lentille similaire sur SOI 220nm autour de 200THz, et il faut aussi trouver une bonne modélisation pour prédire la distance focale.

Inspiré par la méthode de la mesure de la distance focale des lentilles conventionnelles, on illumine la lentille par un faisceau parallèle. Pour faire ça dans un guide d'onde, le mode fondamental d'un très large guide d'onde (plusieurs fois de la longueur d'onde) peut être considéré comme la propagation d'une onde plane, et en même temps, nous utilisons la méthode NRW pour en déduire l'indice effectif de CWs avec différentes longueurs composant cette lentille.

#### 5.2.2.1 Structure

Suite à la simulation dans la section 5.1.1.2, on place la lentille sur un substrat très large pour tester la distance focale dans le cas où le plan du mode fondamental de ce substrat est très large et donc où l'onde incidente ressemble à une onde plane comme dans la mesure d'une lentille conventionnelle.

Deux types de lentilles plasmoniques sont proposées ici, identifiées par l'espacement  $d$  (voir la figure 5-10 et la figure 5-12) :

(1)  $d=150\text{nm}$  : En fonction de la figure 4-7, la différence entre les indices de CWs de différentes longueurs sur Si 200nm est plus petite que celle sur Si 100nm, alors pour voir une focalisation pas trop loin de la lentille, on met 20 CWs dans une rangée afin de créer une différence de chemin optique plus grande que les 14 CWs utilisés dans un premier temps (voir la figure 5-10).

port d'onde plane



Figure 5-10 Lentille plasmonique sur un guide d'onde Si de taille  $25000 \times 8000 \times 200\text{nm}$ . Le gradient de la longueur des CWs est : 180nm, 160nm, 140nm, 120nm et 100nm. 20 CWs forment une rangée et la répétition de rangée dans la direction transversale est 3 (6 rangées de CWs avec  $L=180\text{nm}$  au milieu de la lentille en raison de la ligne de symétrie est l'abscisse  $y$ ). La double flèche noire représente le port d'entrée.

## 5.2 Lentilles plasmoniques

Dans la figure 5-11, on voit la discrétisation de l'indice effectif (colonnes rouges) de la moitié lentille à  $f=190\text{THz}$ , à partir de l'origine (0, 0) suivant la direction de l'axe x, dans la figure 5-10. La courbe bleue est l'asymptote de la variation de l'indice en fonction du modèle de la lentille à gradient d'indice conventionnelle (voir l'équation 5-1). Les valeurs effective des indices à 190THz sont:  $n(L=100\text{nm})=2.792$ ,  $n(L=120\text{nm})=2.805$ ,  $n(L=140\text{nm})=2.821$ ,  $n(L=160\text{nm})=2.853$  et  $n(L=180\text{nm})=2.889$ . Il faut faire attention que ces indices sont extraits dans les résultats simulations dans HFSS car on profite d'un réseau de fils d'or dans la lentille.

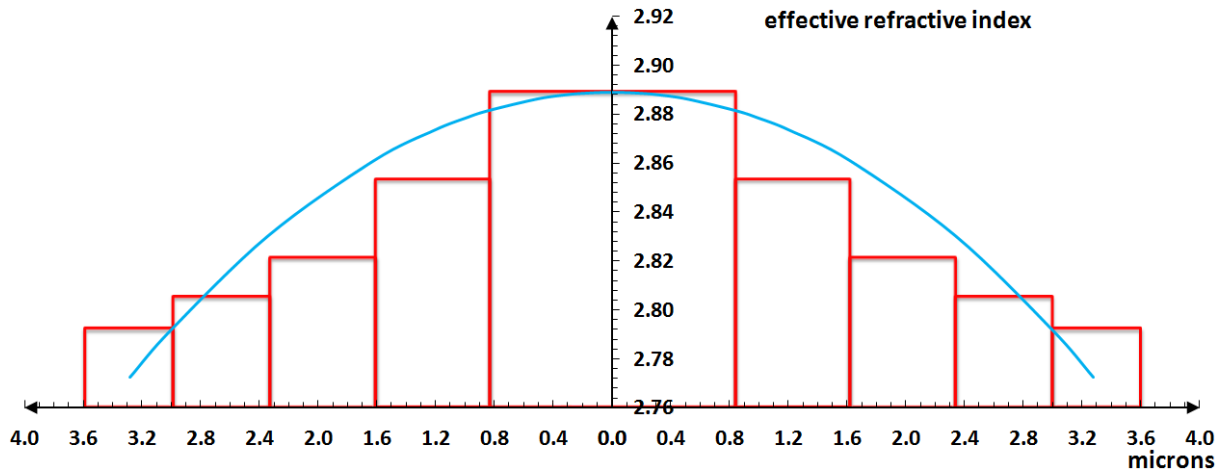


Figure 5-11 Discrétisation de l'indice effectif (colonne rouge) de la moitié lentille à  $f=190\text{THz}$  à partir du centre de la lentille. Courbe bleue est l'asymptote de l'approximation de l'évolution de l'indice de la lentille en fonction du modèle conventionnel.

$$n^2(r) = n_0^2 [1 - (gr)^2] \quad (5-1)$$

$$f = \frac{1}{n_0 g \sin(gd)} \cos(gd) \quad (5-2)$$

En fonction de la figure 5-11,  $n_0=2.889$  et  $g=0.0857\mu\text{m}^{-2}$  pour l'équation (5-1). En appliquant ces valeurs dans l'équation (5-2) pour en déduire la distance focale, on obtient  $f=11.3\mu\text{m}$  [48].

(2)  $d=50\text{nm}$  : Une autre manière d'augmenter la différence de chemin optique sur Si 200nm est de raccourcir l'espace entre les fils d'or en déplaçant légèrement la résonance de chaque fils d'or, ce qui va exercer un très faible impact sur le fonctionnement de la lentille. La structure est montrée dans la figure 5-12. La structure est identique à celle de la figure 5-10, avec seulement un plus petit espacement  $d=50\text{nm}$ , et le nombre de fils d'or dans une rangée est alors doublé à 40 pour garder une même épaisseur de la lentille. Dans ce cas, la discrétisation de la nouvelle lentille est donnée dans la figure 5-11. Les valeurs concrètes sont  $n(L=100\text{nm})=2.833$ ,  $n(L=120\text{nm})=2.845$ ,  $n(L=140\text{nm})=2.869$ ,  $n(L=160\text{nm})=2.917$  et  $n(L=180\text{nm})=3.018$ .

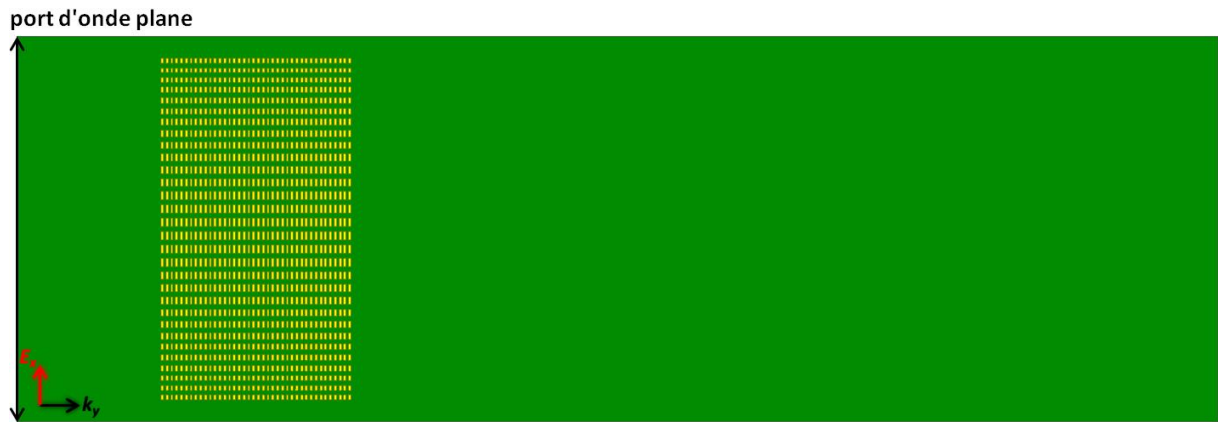


Figure 5-12 Structure de lentille plasmonique toute pareille que celle présentée dans la figure 5-10 sauf l'espacement entre les fils est  $d=50\text{nm}$  et le nombre de fils d'or dans une rangée est 40. La double flèche noire est le port d'entrée.

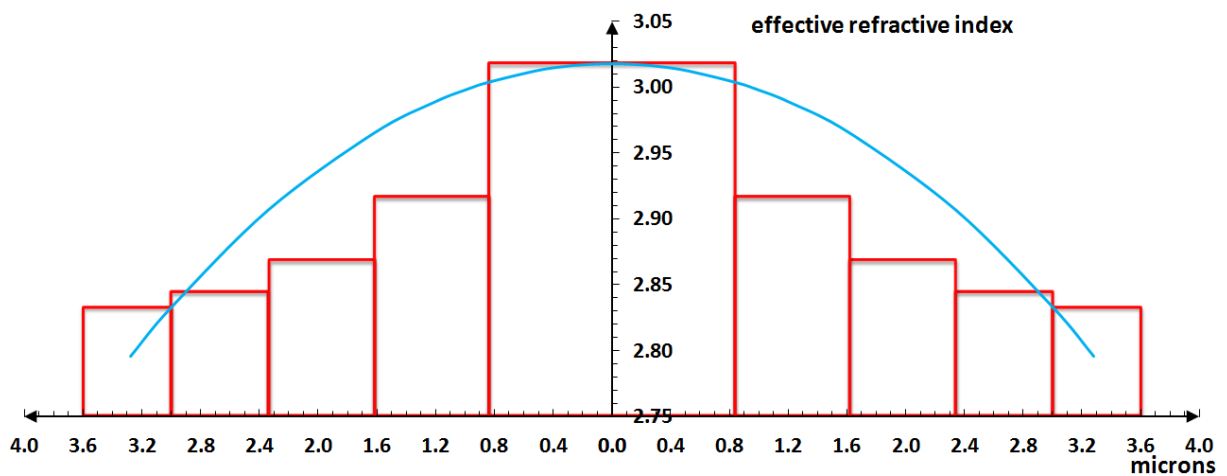


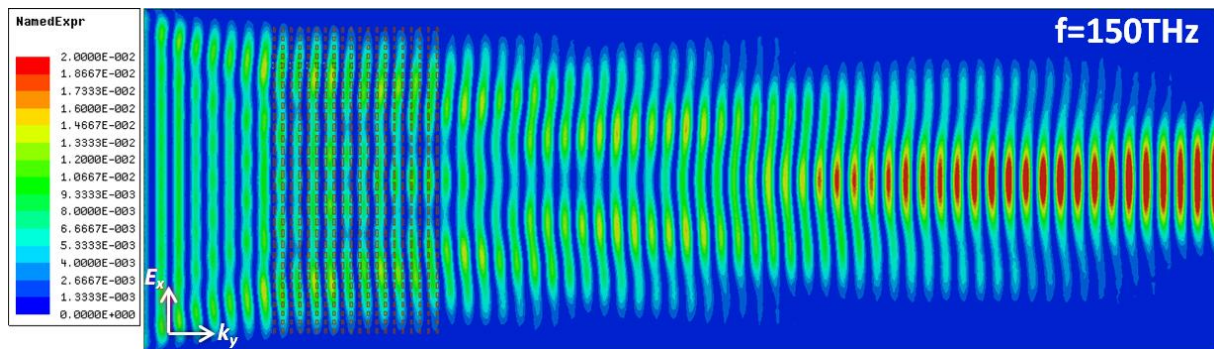
Figure 5-12 Discretisation de l'indice effectif (colonne rouge) de la moitié lentille à  $f=190\text{THz}$  à partir du centre de la lentille. Courbe bleu est l'asymptote d'approximation de l'évolution de l'indice de la lentille en fonction du modèle conventionnel.

En fonction de la figure 5-12, dans ce cas,  $n_0=3.018$  et  $g=0.1149\mu\text{m}^{-2}$  pour l'équation (5-1). En appliquant ces valeurs dans l'équation (5-2) pour en déduire la distance focale, on obtient  $f= 5.8\mu\text{m}$  [48].

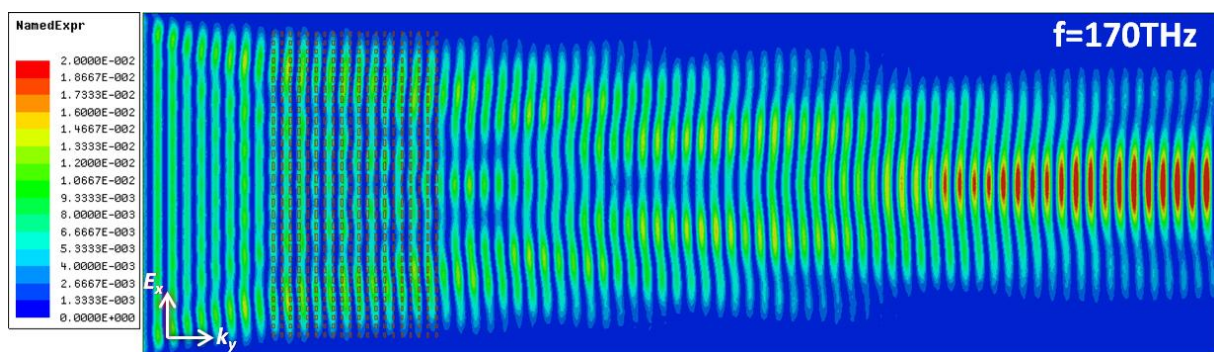
## 5.2 Lentilles plasmoniques

### 5.2.2.2 Simulation

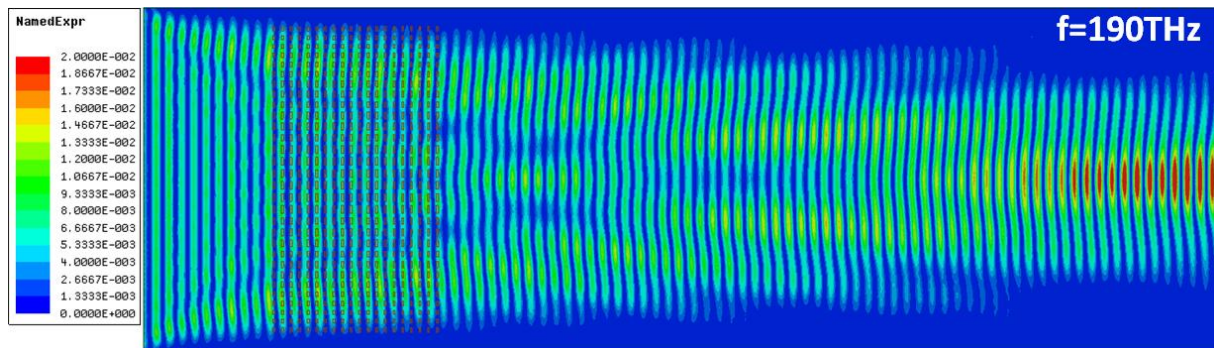
(1)  $d=150\text{nm}$  :



(a)



(b)



(c)

Figure 5-13 Distribution de l'énergie dans le substrat dans la zone proche de la lentille large avec  $d=150\text{nm}$ , à  $f=150\text{THz}$  (a), à  $f=170\text{THz}$  (b) et à  $f=190\text{THz}$  (c).

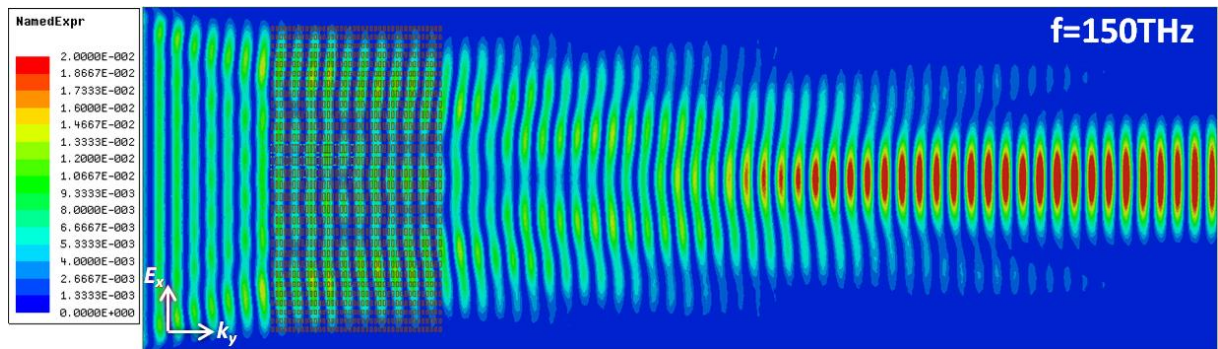
Les résultats de simulations de la lentille avec  $d=150\text{nm}$  sont présentées dans la figure 5-13. On voit que l'onde incidente émise par un port très large est quasiment plane et après la lentille, le front d'onde devient plutôt circulaire. A  $f=150\text{THz}$ , la focalisation se trouve à partir de  $10.8\mu\text{m}$  à  $f=150\text{THz}$  (a), à partir de  $13.4\mu\text{m}$  à  $f=170\text{THz}$  (b) et la focalisation à  $190\text{THz}$  n'est pas trouvée dans cette simulation, cependant la convergence de l'énergie apparaît effectivement à l'extrémité du port de sortie (c). On peut dire en le premier temps que l'onde se focalise au-delà de  $15\mu\text{m}$  à  $190\text{THz}$ , et la plus haute fréquence, la plus grande distance focale possède la lentille.

A noter, les équations (5-1) et (5-2) s'appliquent principalement pour calculer la distance focale d'une lentille dont la taille est beaucoup plus grande que la longueur d'onde. Par conséquent, les résultats calculés en fonction de ces équations et les approximations dans la figure 5-10 et dans la figure 5-11 ne sont pas qu'indicatifs et seules les simulations permettent de prédire des valeurs proches des résultats de mesure (à condition que les paramètres introduits dans ces simulations soient proches des paramètres réels en particulier pour l'or des fils). On trouvera très grande différence entre le résultat calculé et le résultat de la simulation de la distance focale à  $190\text{THz}$  dans le prochain cas avec  $d=50\text{nm}$ .

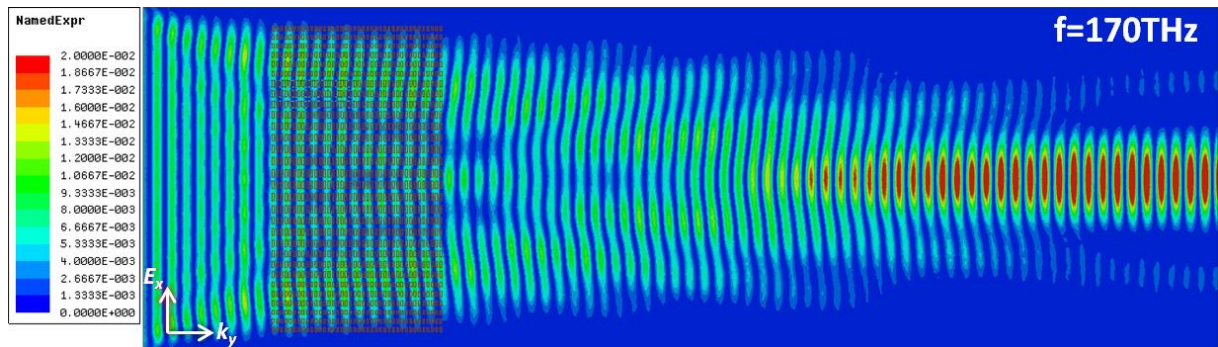
(b)  $d=50\text{nm}$

Les simulations du cas  $d=50\text{nm}$  sont présentées dans la figure 5-14. On voit qu'à  $f=150\text{THz}$  dans (a), la distance focale est quasiment  $8.5\mu\text{m}$  (a), à  $f=170\text{THz}$ , la distance focale est environ  $10.4\mu\text{m}$  (b) et à  $f=190\text{THz}$ , la distance tombe à environ  $12.3\mu\text{m}$  (c). Dans ce cas, on a aussi une distance focale plus loin de la lentille quand la fréquence est plus grande. Comparé avec les résultats dans la figure 5-14, la distance focale à chaque fréquence est toujours plus petite comme prévu.

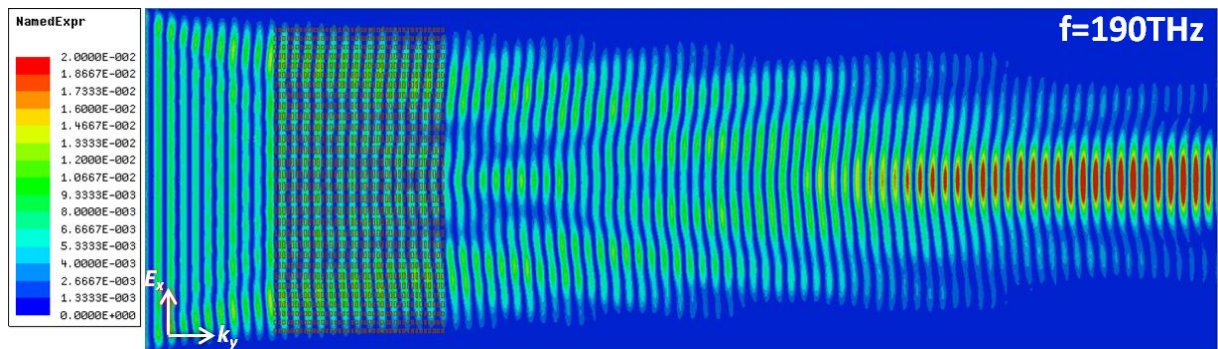
## 5.2 Lentilles plasmoniques



(a)



(b)



(c)

Figure 5-14 Distribution de l'énergie dans la zone proche de la lentille à  $f=150\text{THz}$  (a), à  $f=170\text{THz}$  (b) et à  $f=190\text{THz}$  (c).



### 5.3 Démultiplexeur en longueur d'onde

Le 3<sup>ème</sup> composant étudié concerne un démultiplexeur. Le multiplexage par division en longueur d'onde (wavelength division multiplexing, or WDM en anglais) est l'une des principales méthodes permettant de multiplier les flux de données dans une seule fibre optique, et du cours d'augmenter énormément la capacité de communication, en particulier dans les deuxième et troisième fenêtres de la communication optique contemporaine. La première idée de WDM est venue en 1970 [49] avec la première expérimentation effectuée en 1978 [50] et le premier système de communication WDM réalisé en 1980. Le système WDM dans les premières années offrait un multiplexage à deux canaux (1310nm et 1550nm), et contenait un réseau de Bragg à fibre [51] (fiber Bragg grating, or FBG en anglais) servant de démultiplexeur en longueur d'onde à la sortie de ce système. Classiquement, la période de réseau de Bragg  $\Lambda = 500\text{nm}$  [52], qui est du même ordre que la longueur d'onde NIR dans la fibre de verre. Parmi les différents types de FBG, il existe un réseau de Bragg ultra-court, dont les longueurs de réseau typiques mesurent seulement des centaines voire des dizaines de microns [53-54], et qui peuvent être utilisés comme des dispositifs de détection avec un spectre de réflexion élargi [55] et une très faible réflectivité résultant d'une longueur de réseau ultra-courte [56]. Quant au FBG standard, la longueur du réseau doit s'étendre de plusieurs dizaines de millimètres [53, 56] pour obtenir une bonne réflectivité avec un spectre de réflexion très étroit [56]. Un FBG aussi long pourrait facilement aboutir à une distribution non uniforme de la pression ou de la température, et va avoir un impact considérable sur le spectre de mesure et ainsi affecter la précision de la mesure [57]. D'ailleurs, la réflexion de la fibre de Bragg exige spécifiquement un circulateur optique [58-59] pour extraire du flux de données les signaux réfléchis par la fibre de Bragg, ce qui va augmenter certainement la taille et la complexité du système de communication.

Le composant plasmonique peut probablement diminuer la taille du multiplexeur ou démultiplexeur : démultiplexeur en mode SPP pour longueur d'onde ( $\lambda$ ) autour de 1000nm [60], démultiplexeur en mode SPP avec une résolution de 10nm pour  $\lambda$  autour de 850nm [61] et ultracompact démultiplexeur en mode SPP travaillant dans une très large bande [780nm, 980nm] [62]. Des (dé)multiplexeurs sur guide d'onde Si sont aussi démontrés : (dé)multiplexeur de mode basé sur le couplage plasmonique-diélectrique [61], démultiplexeur de mode de polarisation basé sur un résonateur micro-anneau [62] et démultiplexeur large-bande basé sur un cristal photonique [63].

Ici dans cette section, j'utilise le LSP avec guide d'onde SOI pour concevoir un démultiplexeur ultracompact en longueur d'onde 1310nm / 1550nm vers l'avant, avec une taille typique  $4 \times 4 \mu\text{m}$ , ce qui est le plus petit à ma meilleure connaissance.

#### 5.3.1 Structure

La structure 3D de ce composant est montrée dans la figure 5-15 (a) et la structure 2D dans la figure 5-15 (b). Les CWs de différentes longueurs sont marquées dans ces figures et la figure 5-15(c) révèle la dépendance de l'indice effectif avec la longueur de fils d'or à  $f=190\text{THz}$  sur Si 200nm. Les valeurs sont obtenues par la méthode de la propagation, et pour  $L=140\text{nm}$  et  $L=190\text{THz}$  on a  $n(L=140\text{nm})=2.705$  et  $n(L=190\text{THz})=2.803$  respectivement, dont leurs fréquences de résonance sont supérieures à 190THz comme le montre dans la figure 5-15 (d).

### 5.3 Démultiplexeur en longueur d'onde

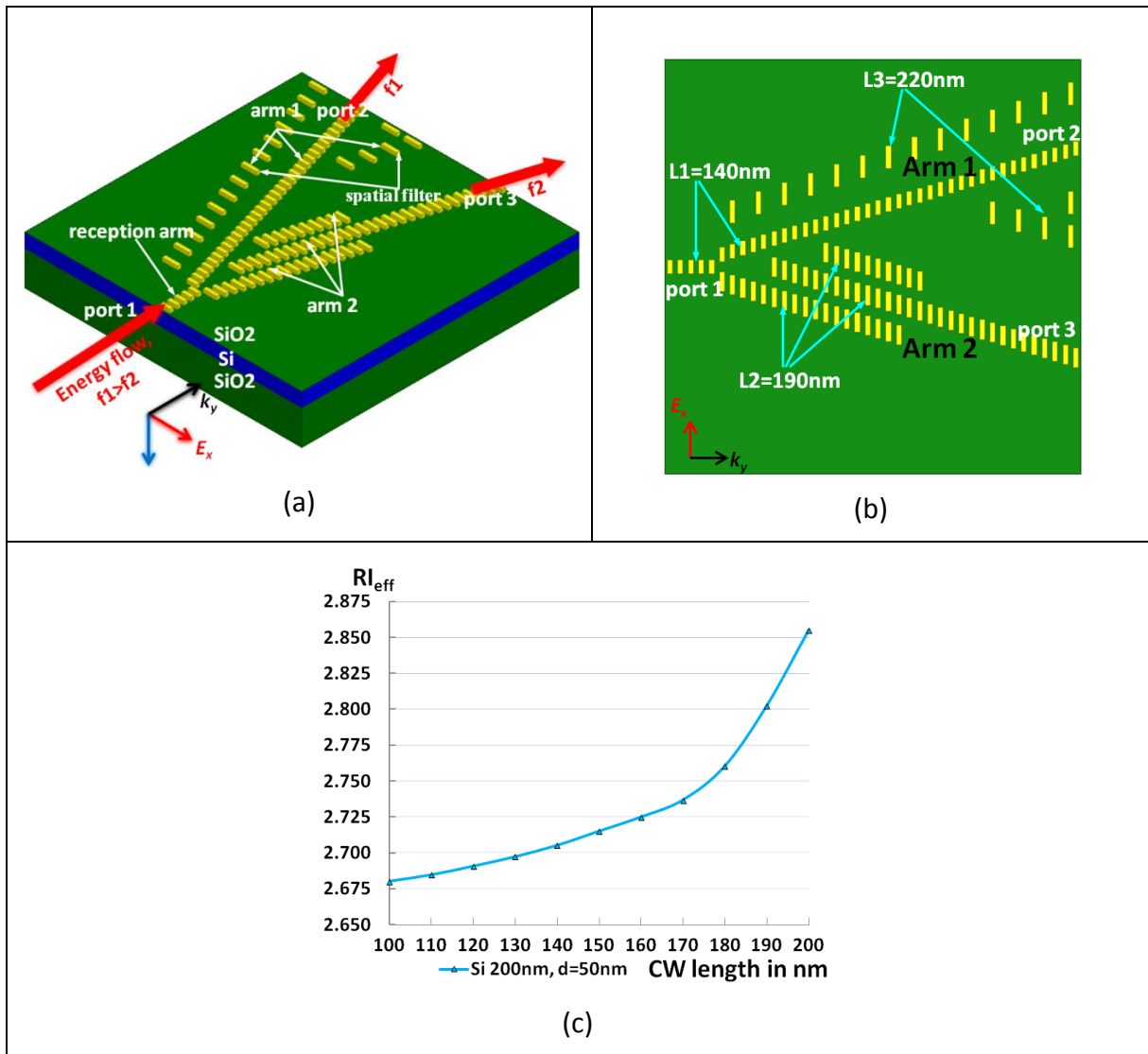


Figure 5-15. (a) Schéma 3D des nanofils d'or déposés sur un guide d'onde SOI avec les flèches rouges les directions des flux d'énergie. (b) schéma 2D de la composition de CWs sur le guide d'onde. Trois types de CWs sont utilisés. (c) la dépendance de l'indice effectif du guide d'ondes Si 200nm avec différentes longueurs du CW à  $f = 190\text{THz}$  ( $\lambda = 1579\text{nm}$ ). La largeur du port 1 est 600nm, celle du port 2 600nm et celle du port 3 1000nm.

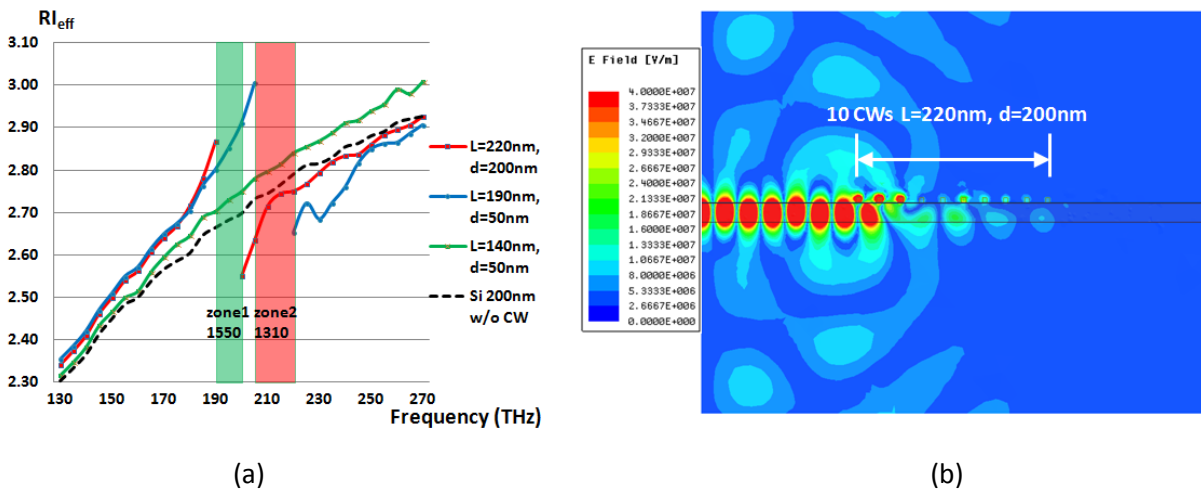


Figure 5-16 (a) Spectre de l'indice effectif de CWs 220nm (rouge), 190nm (bleu) et 140nm (vert) par rapport à celui du silicium sans fils d'or (noir en pointillé); (b) transmission du champ électrique dans une chaîne de 10 CWs 220nm de long espacé par 200nm

Le spectre de l'indice effectif en fonction de la fréquence pour CWs avec différentes longueurs est présentée sur la figure 5-16(a). Pour  $L=220\text{nm}$  ou  $190\text{nm}$ , l'indice optique est toujours plus grand que Si avant sa fréquence de résonance, toujours moins grand après la fréquence de résonance et dans la zone loin de leurs fréquences de résonance, l'indice tend vers l'indice du Si. L'indice pour  $L=140\text{nm}$  est toujours supérieur à celui du silicium dans la plage de fréquences [130THz-270THz] car sa fréquence de résonance est en dehors de cette bande (proche de 290THz, non représentée dans cette figure) et sa courbe suit le même principe pour  $L_3=220\text{nm}$  et  $L_2=190\text{nm}$ . La fréquence de résonance et son voisinage du CW forment un coupe-bande du spectre où l'énergie incidente est principalement absorbée ou réfléchi vers l'espace libre par les CW (figure 5-16 (b)), avec un indice effectif dont la partie réelle est inconnue du fait de la l'augmentation de la partie imaginaire. Dans une certaine mesure, une chaîne de CWs peut être considérée comme un filtre coupe-bande à leurs fréquence de résonance si l'on prend en compte les spectres de transmission [66].

Dans la zone 1 dans la figure 5-16(a) pour  $\lambda=1550\text{nm}$ , l'indice de CWs dans le bras 2 avec  $L_2=190\text{nm}$  est plus grand que celui des fils de longueur  $L_1=140\text{nm}$  dans le bras 1. Pour assurer une bonne interdiction de transmission de l'énergie dans le bras 1, une chaîne de CWs avec  $L_3=220\text{nm}$  dont la coupe-bande se trouve au voisinage de  $1550\text{nm}$ , est ajoutée dans le bras 1, et 3 chaînes de  $L_2=190\text{nm}$  sont créées dans le bras 2 pour attirer la plus grande partie de l'énergie dans la zone 1 à basse fréquence. Quant à la zone 2 pour  $\lambda=1310\text{nm}$ , cette fenêtre de communication est recouverte par la coupe-bande formé de fils de longueur  $L_2=190\text{nm}$ . Ainsi l'énergie dans cette zone sera filtrée directement par les trois chaînes de  $L_2$  dans le bras 2 et du coup, l'énergie va se propager dans le bras 1. La bande de la zone 1 est [190THz, 200THz] en fréquence, ou [1500nm, 1579nm] en longueur d'onde et pour la zone 2 [205THz, 225THz] en fréquence, ou [1333nm, 1463nm] en longueur d'onde. Ces deux bandes correspondent bien aux fréquences attribuées par l'UIT-T [67].

### 5.3.2 Simulation

Les résultats de simulations sont listés dans la figure 5-17 dont (a)-(c) sont à 180THz-190THz, et (d)-(f) sont à 225THz-235THz. Nous voyons sur la figure 3 que l'énergie aux basses fréquences (figures 3a, b et c) se propage dans le bras 2 entre la fréquence [180THz, 190THz], égaux à un spectre [1579nm, 1667nm] en longueur d'onde, qui forme un segment dans la troisième fenêtre de communication optique. En revanche, les hautes fréquences (figure 3d, e et f), l'énergie entre dans le bras 1, avec une forte interdiction de transmission en entrée du bras 2. La bande passante de travail est [225THz, 235THz] en fréquence ou [1277nm, 1333nm] en longueur d'onde, qui tombe dans la deuxième fenêtre de communication. Le faible décalage de fréquence des résultats de la simulation par rapport aux résultats calculés (figure 2b) n'entraînerait aucune différence dans le processus de fabrication et non plus dans la caractérisation suivante.

Les paramètres  $S$  peuvent être utilisés dans nos simulations pour mesurer la transmission-réflexion à la sortie de chaque bras aux différentes fréquences. Comme le montre dans les figures 5-15 (a) et 5-15 (b), le port d'entrée est appelé port 1, la sortie du bras 1 est appelée port 2 et le troisième port est appelé port 3. Donc, les paramètres  $S_{12}$  et  $S_{13}$  représentent la transmission de l'énergie entre le

### 5.3 Démultiplexeur en longueur d'onde

port1 et le port 2, et entre le port 1 et le port 3, respectivement. Les résultats sont présentés dans la table 1.

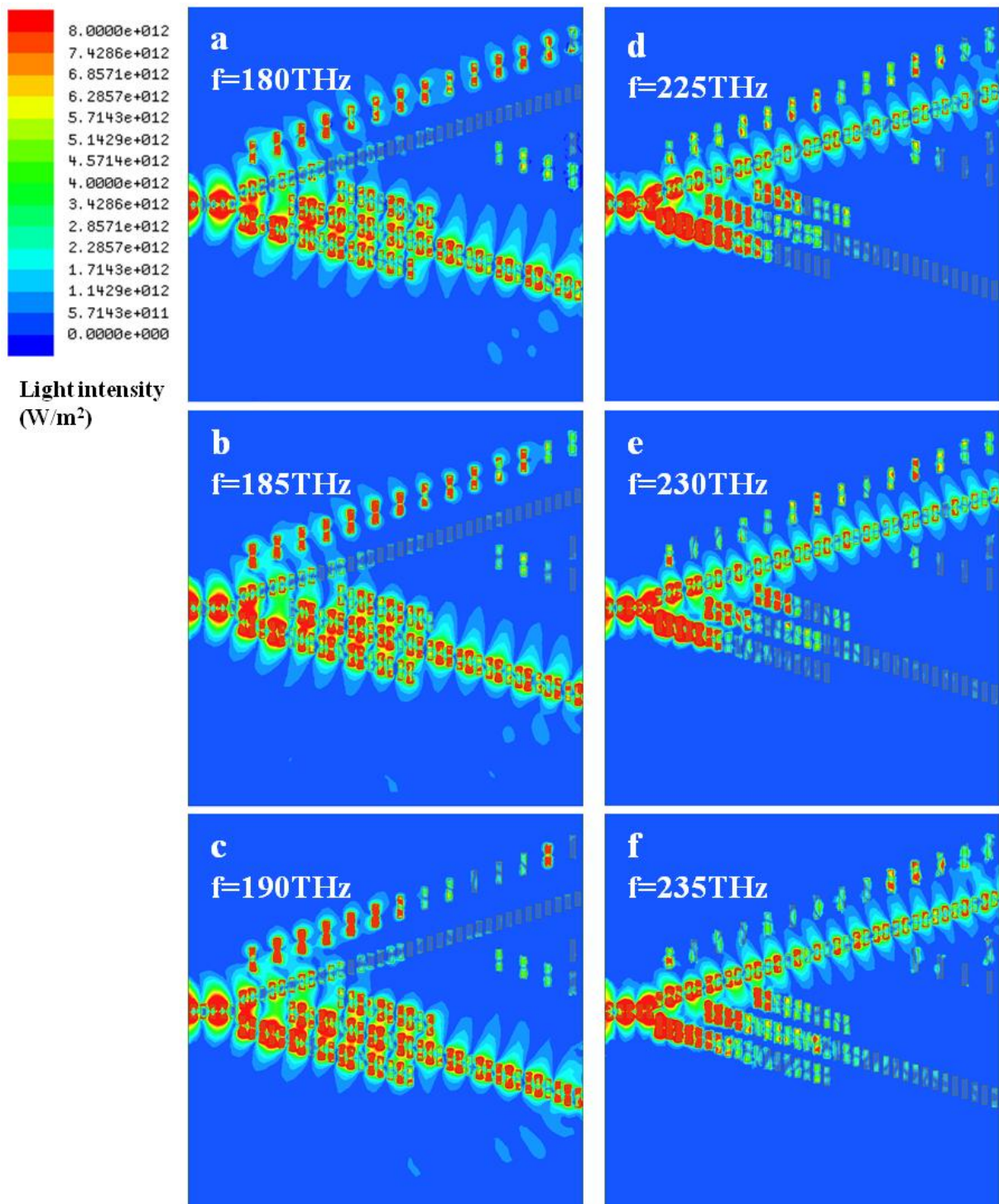


Figure 5-17. Distributions d'énergie des simulations à différentes fréquences: (a) à  $f=180\text{THz}$  ( $\lambda=1667\text{nm}$ ); (b) à  $f=185\text{THz}$  ( $\lambda=1622\text{nm}$ ); (c) à  $f=190\text{THz}$  ( $\lambda=1579\text{nm}$ ); (d) à  $f=225\text{THz}$ : ( $\lambda=1333\text{nm}$ ); (e) à  $f=230\text{THz}$  ( $\lambda=1304\text{nm}$ ) et (f) à  $f=235\text{THz}$  ( $\lambda=1277\text{nm}$ ).

frequency	180THz	185THz	190THz	225THz	230THz	235THz
S12 (dB)	-24.2	-33.2	-22.6	-8.9	-8.4	-8.3
S13 (dB)	-7.3	-7.7	-8.8	-36.5	-32.2	-26.1

Table 1. Transmission between input port and output ports at different frequencies

On constate dans la table 1, qu'en basse fréquence, la transmission d'énergie dans le bras 2 est comprise entre -8,8dB et -7,3dB. Par contre la transmission dans le bras 1 est comprise entre -33,2dB et -22,6dB, qui est beaucoup plus faible que dans le bras 2. En ce qui concerne les hautes fréquences, la transmission dans le bras 1 varie de -8,9dB à -8,3dB. Et la transmission dans le bras 2 varie de -36,5dB à -26,1dB, qui est beaucoup plus petite que celle dans bras 1. On peut alors déduire, le ratio d'extinction minimum en énergie de hautes fréquences par rapport à basses fréquences est  $R_1 = -8.9\text{dB} - (-22.6\text{dB}) = 13.7\text{dB}$ . De la même manière, le ratio d'extinction minimum en énergie de basses fréquences par rapport à hautes fréquences dans le bras 2 est  $R_2 = -8.8\text{dB} - (-26.1\text{dB}) = 17.3\text{dB}$ . Ainsi, le ratio d'extinction en énergie de ce démultiplexeur plasmonique est de  $R = 13,7\text{dB}$ .

### 5.3.3 Les désavantages et les avantages de ce démultiplexeur

Ce démultiplexeur plasmonique en longueur d'onde permet une séparation de la bande de la 2<sup>ème</sup> fenêtre et de la bande de la 3<sup>ème</sup> fenêtre de la communication optique. La transmission du signal et le ratio d'extinction sont franchement très petits devant le FBG conventionnel [50-52]. Un FBG assez long permet d'une réflexion quasiment 100% de l'énergie avec un spectre très étroit (jusqu'à 0.2nm possible [68]) qui est beaucoup utilisé dans la technologie de DWDM (Dense Wavelength Division multiplexing) [69]. Cependant le spectre de mon démultiplexeur ne supporte quand même pas pour l'instant un WDM défini par [67].

Cependant, les avantages de ce démultiplexeur par rapport à un FBG sont:

- la taille réduite à  $4 \times 4 \mu\text{m}$  (équivalent aux 6-7 périodes de variation de l'onde) et qui peut s'appliquer probablement dans les télécommunications de nano-réseau [70],
- le signal transmis ne demande plus un circulateur optique pour sortir à la longueur d'onde escomptée. Cela va réduire dans une large mesure la complexité dans la fabrication dans le nano-réseau.

Par rapport à un démultiplexeur basé sur un interféromètre Mach-Zehnder [14-19], on n'a plus besoin d'un diviseur asymétrique en sortie, ni d'une électrode de phase-shifter, ni d'un interféromètre qui va fortement agrandir la taille du système.

### 5.4 Conclusion

Suite à la discussion des applications de LPS induit par CWs dans la section 4.2, dans ce chapitre, on a présenté des structures de nouveaux composants plasmoniques basés sur LPS.

On a d'abord discuté de la structure conventionnelle d'un interféromètre Mach-Zehnder, et du modulateur Mach-Zehnder, puis du modulateur Mach-Zehnder sur Si 100nm / 200nm en mode d'interférence constructive. Il reste à chercher une manière valable à caractériser l'impact de l'onde incident en mode radiatif sur l'indice effectif du mode guidé dans le futur.

Ensuite j'ai introduit une lentille plasmonique sur Si 100nm pour démontrer qu'un réseau de CWs avec différentes longueurs de fils d'or peut servir à réaliser une vraie lentille de très petite taille. Puis les lentilles larges sur Si 200nm avec  $d=150\text{nm}$  et  $d=50\text{nm}$ , avec un gradient d'indice 180nm, 160nm, ..., 100nm sur un guide d'onde de  $10\mu\text{m}$  de large sont présentées. On profite des simulations dans HFSS pour prédire leurs distances focales.

Un démultiplexeur ultra-compact en longueur d'onde est introduit à la fin, avec la discussion de sa structure, l'introduction des résultats de simulations, l'analyse de son fonctionnement en fonction des résultats obtenus dans les simulations. On parle à la fin des avantages et des désavantages de ce démultiplexeur en comparaison avec le FBG conventionnel et le démultiplexeur basé sur l'interféromètre Mach-Zehnder.

Dans le chapitre prochain, je vais montrer les résultats de caractérisations de chaque composant fabriqué et ainsi faire une comparaison avec les résultats de simulations.



## Références

- [1] Zehnder, Ludwig, "Ein neuer Interferenzrefraktor", Zeitschrift für Instrumentenkunde, Vol. 11, 275-285 (1891)
- [2] Mach, Ludwig, "Ueber einen Interferenzrefraktor", Zeitschrift für Instrumentenkunde, Vol. 12, 89-93 (1892)
- [3] H P Seigneur, Michael N Leuenberger and W V Schoenfeld, "Single photon Mach-Zehnder interferometer for quantum networks based on the Single Photon Faraday Effect principle and applications", arXiv.org (2007)
- [4] R. Chevalerias, Y. Latron and C. Veret, "Methods of Interferometry Applied to the Visualization of Flows in Wind Tunnels", Journal of the Optical Society of America, Vol. 47 NO. 8, 703-706 (1957)
- [5] Ristić, Slavica, "Flow visualization techniques in wind tunnels – optical methods (Part II)", Military Technical Institute, Serbia, 38-49 (2012)
- [6] Matteo G. A. Paris, "Entanglement and visibility at the output of a Mach-Zehnder interferometer", Physical Review A, Vol. 59 NO. 2, 1615-1621 (1999)
- [7] Géraldine Haack, Heidi Förster and Markus Büttiker, "Parity detection and entanglement with a Mach-Zehnder interferometer", Physical Review B, Vol. 82, NO. 15 (2010)
- [8] Francois Bruno, Jérôme Laurent, Daniel Royer and Michael Atlan, "Holographic imaging of surface acoustic waves", Applied Physics Letters, Vol. 104, NO. 8, 083504 (2014)
- [9] C. Magnain, A. Castel, T. Boucneau, M. Simonutti, I. Ferezou, A. Rancillac, T. Vitalis, J. A. Sahel, M. Paques and M. Atlan, "Holographic laser Doppler imaging of microvascular blood flow", Journal of the Optical Society of America A, Vol. 31, 2723-2735 (2014)
- [10] Angik Sarkar, T. K. Bhattacharyya, and Ajay Patwardhan, "Quantum logic processor Implementation with electronic Mach-Zehnder interferometer", Applied Physics Letters, Vol. 88, 213113 (2006)
- [11] Mark B. Schneidera and Indhira A. LaPumab, "A simple experiment for discussion of quantum interference and which-way measurement", Am. J. Phys., Vol. 70, 266-271 (2002)
- [12] T L Dimitrova and A Weis, "Single photon quantum erasing: a demonstration experiment", Eur. J. Phys., Vol. 31, 625-637 (2010)
- [13] Charles W. Clark<sup>1</sup>, Roman Barankov, Michael G. Huber, Muhammad Arif, David G. Cory and Dmitry A. Pushin, "Controlling neutron orbital angular momentum", Nature, Vol. 525, 504-506 (2015)
- [14] W.K. Burns and A.F. Milton, "Mode conversion in planar dielectric separating waveguides", IEEE Journal of Quantum Electronics QE-11, NO. 1, 32-39 (1975)



- [15] Masayuki Izutsu, Akira Enokihara, and Tadasi Sueta, "Optical-waveguide hybrid coupler", OPTICS LETTERS, Vol. 7, No. 11, 549-551 (1982)
- [16] B.H. Verbeek, C.H. Henry, N.A. Olsson, K.J. Orlowsky, R.F. Kazarinov and B.H. Johnson, "Integrated Four-channel Mach-Zehnder Multi/Demultiplexer Fabricated with phosphorous Doped SiO<sub>2</sub> Waveguides on Si", JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, VOL. 6, NO. 6, 1015-1011 (1988)
- [17] Ari Tervonen, Pekka Poyhonen, Seppo Honkanen and Markku Tahkokorpi, "A Guided-Wave Mach-Zehnder Interferometer Structure for Wavelength Multiplexing", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3, NO. 6, 516-518 (1991)
- [18] Ary Syahriar, "Mach Zehnder Interferometer for Wavelength Division Multiplexing", Proceedings, Komputer dan Sistem Intelijen, Auditorium Universitas Gunadarma, 45-50 (2002)
- [19] W. E. Martin, "A new waveguide switch/modulator for integrated optics", Appl. Phys. Lett., Vol. 26, No. 10, 562-564 (1975)
- [20] Y. Ohmachi and J. Noda, "Electro-optic light modulator with branched ridge waveguide", Appl. Phys. Lett., Vol. 27, NO.10, 544-546 (1975)
- [21] V. Ramaswamy, M. D. Divino, and R. D. Standley, "Balanced bridge modulator switch using Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides," Appl. Phys. Lett., Vol. 32, NO. 10, 644-646 (1978)
- [22] Ofer Limon, Arkady Rudnitsky, Zeev Zalevsky, Menachem Nathan, Luca Businaro, Dan Cojoc, "All-optical nano modulator on a silicon chip", OPTICS EXPRESS, Vol. 15, No. 14, 9029-9039 (2007)
- [23] Zhaolin Lu and Wangshi Zhao, "Nanoscale electro-optic modulators based on graphene-slot waveguides", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 29, No. 6, 1490-1495 (2012)
- [24] C. Haffner<sup>1</sup>, W. Heni, Y. Fedoryshyn, J. Niegemann, A. Melikyan, D. L. Elder, B. Baeuerle, Y. Salamin, A. Josten, U. Koch, C. Hoessbacher, F. Ducry, L. Juchli, A. Emboras, D. Hillerkuss, M. Kohl, L. R. Dalton, C. Hafner and J. Leuthold, "All-plasmonic Mach-Zehnder modulator enabling optical high-speed communication at the microscale", NATURE PHOTONICS, VOL 9, 525-528 (2015)
- [25] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, and T. W. Ebbesen, "Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators", Nature (London), Vol. 440, 508-511 (2006)
- [26] Peter J. Reece, "Plasmonics: Finer optical tweezers, Nature Photonics", Nature Photonics, Vol. 2, 333-335 (2008)
- [27] John Kohoutek, Dibyendu Dey, Alireza Bonakdar, Ryan Gelfand, Alejandro Sklar, Omer Gokalp Memis and Hooman Mohseni, "Opto-mechanical force mapping of deep subwavelength plasmonic modes", Nano Lett., Vol. 11, 3378-3382 (2011)
- [28] Zachary J. Coppens, Wei Li, D. Greg Walker and Jason G. Valentine, "Probing and Controlling Photothermal Heat Generation in Plasmonic Nanostructures", Nano Lett., Vol. 13, 1023-1028 (2013)

- [29] Kai Wang, Ethan Schonbrun, Paul Steinvurzel and Kenneth B. Crozier, "Trapping and rotating nanoparticles using a plasmonic nano-tweezer with an integrated heat sink", *Nature Communications*, Vol. 2, NO. 469 (2011)
- [30] Anika Kinkhabwala, Zongfu Yu, Shanhui Fan, Yuri Avlasevich, Klaus Müllen and W. E. Moerner, "Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bowtie nanoantenna", *NATURE PHOTONICS*, Vol. 3, 654-657 (2009)
- [31] Mario Hentschel, Tobias Utikal, Harald Giessen and Markus Lippitz, "Quantitative modeling of the third harmonic emission spectrum of plasmonic nanoantennas", *Nano Lett.*, Vol. 12, 3778-3782 (2012)
- [32] Hanwei Gao, Jiun-Chan Yang, Julia Y. Lin, Andreea D. Stuparu, Min Hyung Lee, Milan Mrksich and Teri W. Odom, "Using the Angle-Dependent Resonances of Molded Plasmonic Crystals To Improve the Sensitivities of Biosensors", *Nano Lett.*, Vol. 10, 2549-2554 (2010)
- [33] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J. P. Tetienne, F. Capasso and Z. Gaburro, "Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction", *Science*, Vol. 334, 333-337 (2011)
- [34] X. Ni, N. K. Emani, A. V. Kildishev, A. Boltasseva and V. M. Shalaev, "Broadband light bending with plasmonic nanoantennas", *Science*, Vol. 335, 427 (2012)
- [35] L. Huang, X. Chen, H. Mühlenbernd, G. Li, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, T. Zentgraf and S. Zhang, "Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation", *Nano Lett.*, Vol. 12, 5750-5755 (2012)
- [36] F. Aieta, P. Genevet, M. A. Kats, N. Yu, R. Blanchard, Z. Gaburro and F. Capasso, "Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces", *Nano Lett.*, Vol. 12, 4932-4936 (2012)
- [37] X. X. Chen, L. Huang, H. Mühlenbernd, G. Li, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, C. W. Qiu, S. Zhang, and T. Zentgraf, "Dual-polarity plasmonic metalens for visible light", *Nature Comm.*, Vol. 3, 1198 (2012)
- [38] N. Yu, F. Aieta, P. Genevet, M. A. Kats, Ze. Gaburro, and F. Capasso, "A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces", *Nano Lett.*, Vol. 12, 6328-6333 (2012)
- [39] L. L. Huang, X. Chen, H. Mühlenbernd, H. Zhang, S. Chen, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, K.-W. Cheah, C.-W. Qiu, J. Li, T. Zentgraf and S. Zhang, "Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface", *Nature Comm.*, Vol. 4, 2808 (2013)
- [40] X. Ni, A. V. Kildishev and V. M. Shalaev, "Metasurface holograms for visible light", *Nature Comm.*, Vol. 4, 2807 (2013)
- [41] N. Yu and F. Capasso, "Flat optics with designer metasurfaces", *Nat. Mater.*, Vol. 13, NO. 2, 139-150 (2014)
- [42] G. Zheng, H. Mühlenbernd, M. Kenney, G. Li, T. Zentgraf and S. Zhang, "Metasurface holograms reaching 80% efficiency", *Nature Nanotechnology*, Vol. 10, 308-312 (2015)

- [43] A. F. Koenderink, A. Alù, A. Polman, "Nanophotonics: Shrinking light-based technology", *Science*, Vol. 348, 516-521 (2015)
- [44] S. A. Maier, P. E. Barclay, T. J. Johnson, M. D. Friedman and O. Painter, "Low-loss fiber accessible plasmon waveguide for planar energy guiding and sensing", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 84, 3990 (2004)
- [45] S. A. Maier, M. D. Friedman, P.E. Barclay and O. Painter, "Experimental demonstration of fiber-accessible metal nanoparticle plasmon waveguides for planar energy guiding and sensing", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 86, 071103 (2005)
- [46] S. R. K. Rodriguez, S. Murai, M. A. Verschuuren and J. Gómez Rivas, "Light-Emitting Waveguide-Plasmon Polaritons", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 109, 166803 (2012)
- [47] S. R. K. Rodriguez, Y. T. Chen, T. P. Steinbusch, M. A. Verschuuren, A. F. Koenderink and J. Gómez Rivas, "From weak to strong coupling of localized surface plasmons to guided modes in a luminescent slab", *Phys. Rev. B*, Vol. 90, 235406 (2014)
- [48] Reinhard März, *Integrated Optics, Design and Modeling*. Artech House, Boston•London (1994)
- [49] O. E. DeLange, "Wide-band Optical Communication Systems: Part II—Frequency-Division Multiplexing", *Proc. IEEE.*, Vol. 58, No. 10, 1683-1690 (1970)
- [50] W. J. Tomlinson and Chinlon Lin, "Optical wavelength division multiplexer for the 1-1.4  $\mu$ m spectral region", *Electron. Lett.*, Vol. 14, No.11, 345-347 (1978)
- [51] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 32, No. 10, 647-649 (1978)
- [52] Marcelo M. Werneck, Regina C. S. B. Allil, Bessie A. Ribeiro, and Fábio V. B. de Nazaré, "Chapter 1: A Guide to Fiber Bragg Grating Sensors", InTech (2013)
- [53] Rui Cheng, Li Xia, Chaotan Sima, Yanli Ran, Jalal Rohollahnejad, Jiaao Zhou, Yongqiang Wen and Can Yu, "Ultra-short FBG based distributed sensing using shifted optical Gaussian filters and microwave-network analysis", *Opt. Express*, Vol. 24, No. 3, 2466-2484 (2016)
- [54] Xiaolei Li, Qizhen Sun, Duan Liu, Ruibing Liang, Jiejun Zhang, Jianghai Wo, Perry Ping Shum and Deming Liu, "Simultaneous wavelength and frequency encoded microstructure based quasi-distributed temperature sensor", *Opt. Express*, Vol. 20, No. 11, 12076-12084 (2012)
- [55] Zhuang Wang, Fabian Shen, Lijun Song, Xingwei Wang and Anbo Wang, "Multiplexed Fiber Fabry-Pérot Interferometer Sensors Based on Ultrashort Bragg Gratings", *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. 19, NO. 8, 622-624(2007)
- [56] Turan Erdogan, "Fiber Grating Spectra", *Journal of Lightwave Technol.*, Vol. 15, No. 8, 1277-1294 (1997)
- [57] K.S.C. Kuanga, R. Kennyb, M.P. Whelanb, W.J. Cantwella and P.R. Chalkera, "Embedded fibre Bragg grating sensors in advanced composite materials", *Compos. Sci. Technol.*, Vol. 61, 1379-1387 (2001)

- [58] H. Iwamura, H. Iwasaki, K. Kubodera, Y. Torii and J. Noda, "Simple polarisation-independent optical circulator for optical transmission systems", *Electron. Lett.*, Vol. 15, No. 25, 830-831 (1979)
- [59] Takao Matsumoto and Ken-ichi Sato, "Polarization-independent optical circulator: an experiment", *Appl. Opt.*, Vol. 19, No. 1, 108-112 (1980)
- [60] Jianjun Chen, Zhi Li, Jia Li and Qihuang Gong, "Compact and high-resolution plasmonic wavelength demultiplexers based on Fano interference", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 19, No. 10, 9976-9985 (2011)
- [61] Chenglong Zhao and Jiasen Zhang, "Plasmonic demultiplexer and guiding", *ACS Nano*, Vol. 4, No. 11, 6433-6438 (2010)
- [62] Cuicui Lu, Yong-Chun Liu, Xiaoyong Hu, Hong Yang and Qihuang Gong, "Integrated ultracompact and broadband wavelength demultiplexer based on multicomponent nano-cavities", *Scientific Reports*, Vol. 6, 27428 (2016)
- [63] M. Yin, Q. Deng, Y. Li, X. Wang and H. Li, "Compact and broadband mode multiplexer and demultiplexer based on asymmetric plasmonic–dielectric coupling," *Appl. Opt.*, Vol. 53, NO. 27, 6175–6180 (2014)
- [64] Yin Xu and Jinbiao Xiao, "Compact silicon hybrid plasmonic microring resonator-based polarization demultiplexer", *Japanese Journal of Applied Physics* Vol. 54, 082201 (2015)
- [65] Damien Bernier, Xavier Le Roux, Anatole Lupu, Delphine Marris-Morini, Laurent Vivien and Eric Cassan, "Compact, low cross-talk CWDM demultiplexer using photonic crystal superprism", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 16, No. 22, 17209-17214 (2008)
- [66] A. Lupu, N. Dubrovina, R. Ghasemi, A. Degiron and A. de Lustrac, "Metal-dielectric metamaterials for guided wave silicon photonics", *OPTICS EXPRESS*, Vol. 19, No. 24, 24746-24761 (2011)
- [67] ITU-T, G.694.2 (2003)
- [68] [http://www.o-eland.com/FiberGratingProducts/FiberGrating\\_wdm.php](http://www.o-eland.com/FiberGratingProducts/FiberGrating_wdm.php)
- [69] ITU-T, G.694.1 (2012)
- [70] <https://en.wikipedia.org/wiki/Nanonetwork>



## Chapitre 6

### Réalisation et caractérisations des composants en optique guidée

---

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats de caractérisation de nos composants. Comme cela a été présenté dans le chapitre 5, les entrées du Mach-Zehnder et du démultiplexeur en longueur d'onde sont des guides d'onde monomodes. Par contre les lentilles sont réalisées sur des guides d'onde très larges. D'ailleurs, il nous faut mesurer l'énergie au centre et en sortie du Mach-Zehnder. Concernant les lentilles elles nécessitent un test de l'énergie à différentes distances pour démontrer leur bon fonctionnement. Quant au démultiplexeur, deux guides d'onde transportant l'énergie séparée par les deux bras suffisent à caractériser le fonctionnement de ce composant en fonction de la longueur d'onde.

Donc, lors de la réalisation du composant, il faut aussi toujours réfléchir quelle particularité doit présenter le guide d'onde dédié à un composant spécifique. N.B. les caractéristiques communes de tous les guides d'onde pour n'importe que composant sont: un guide d'onde d'entrée avec largeur  $3\ \mu\text{m}$  (voir la figure 6-1 (a)) pour bien coupler le mode fondamental émis par la fibre optique avec une taille  $1.5\ \mu\text{m}$  C.f. la figure 3-16 (b); un taper-in avec un demi-angle environ  $0.34^\circ$  (voir la figure 6-1 (b)) pour connecter le guide d'onde d'entrée à un filtre monomode avec largeur  $500\text{-}600\ \text{nm}$  (voir la figure (c)) pour filtrer tous les modes à ordre supérieur, et les guides d'onde de sortie avec largeur  $3\text{-}5\ \mu\text{m}$  (voir la figure 6-1(d)) pour faciliter la mesure avec la CCD / caméra infrarouge c.f. la section 3.1. Il faut aussi savoir qu'une largeur de fossé  $3\text{-}10\ \mu\text{m}$  de chaque côté du guide d'onde va bien isoler les signaux dans le guide d'onde de sortie et empêcher l'interaction entre les guides d'ondes.

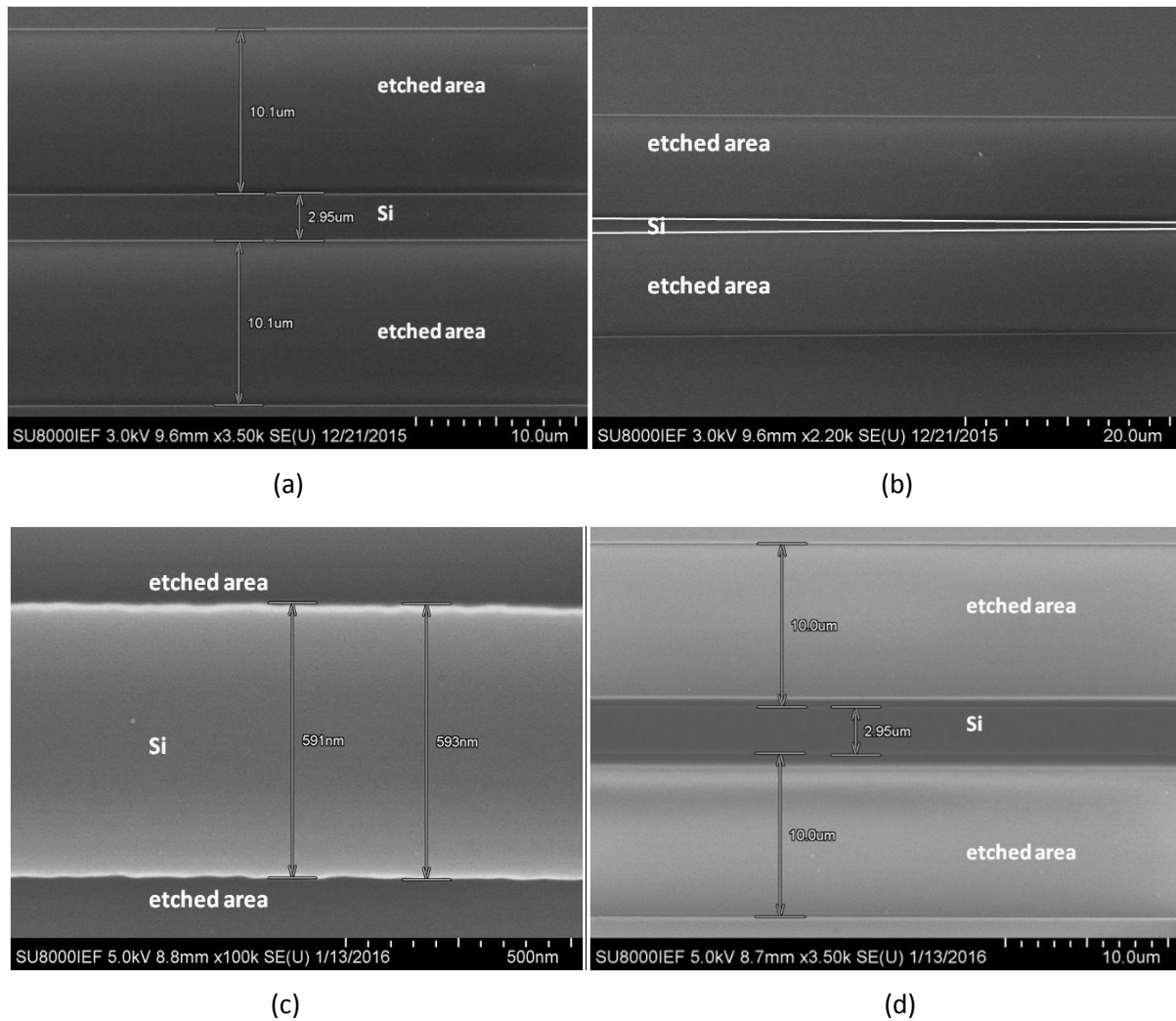


Figure 6-1. Configuration des photos de MEB du guide d'onde d'entrée (a); du taper-in marqué par lignes blanches (b); du détail de filtre monomode (c) et du guide d'onde de sortie.

## 6.1 Mach-Zehnder

### 6.1.1 Réalisation du Mach-Zehnder et le guide d'onde adapté

Comme le montre la figure 5-4, la largeur du port d'entrée du Mach-Zehnder est de 600 nm, équivalent à un guide d'onde monomode. Donc, on peut le placer directement après le filtre monomode (voir la figure 6-2 (a)). Pour tester l'énergie au centre du Mach-Zehnder, on coupe le Mach-Zehnder au milieu en deux (voir la figure 6-2 (b)) et on mesure l'énergie dans le bras 1-2 et l'énergie dans le bras 2-2 c.f. la figure 5-4. Les trois guides d'onde de sortie sont de 700 nm de large, espacés par un fossé 300 nm de large. Puis ils se séparent rapidement (voir la figure 6-2 (c)) en suivant 2 arcs de cercle par symétrie centrale, et les guides d'onde deviennent parallèle. Après un taper-out avec un demi-angle  $\approx 0.34^\circ$  les guides d'onde de sortie s'élargissent progressivement et ils deviennent finalement des guides de 3 μm en parallèle (voir la figure 6-2 (d)).

## 6.1 Mach-Zehnder

Un Mach-Zehnder complet est situé dans une zone rectangulaire de  $10000 \times 4000 \mu\text{m}$  représentant la zone métamatériau dans la figure 3-2 (a).

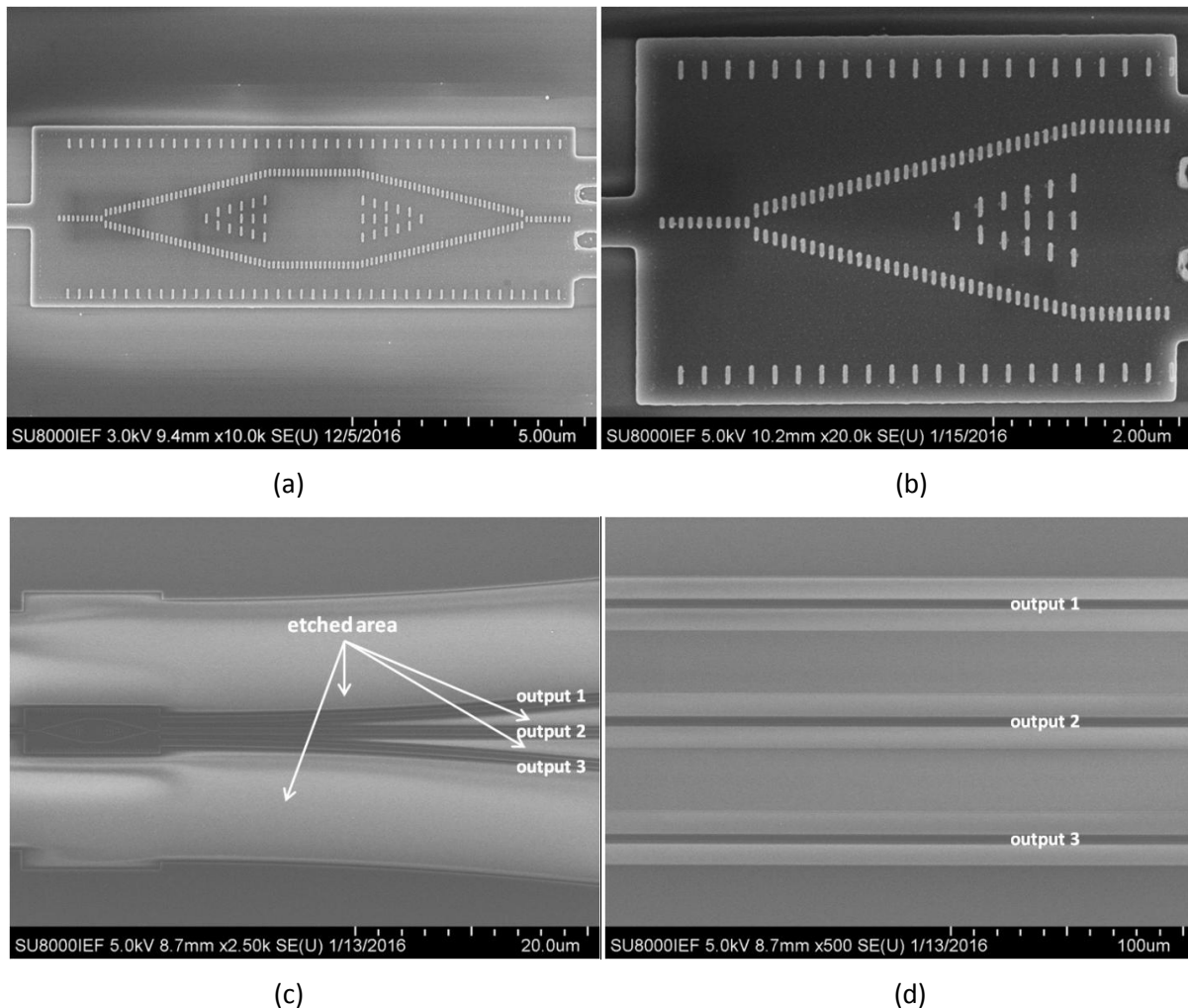


Figure 6-2 Configuration du Mach-Zehnder (a) , de la moitié du Mach-Zehnder (b), de l'expansion des guides d'onde de sortie (c) et des guides d'onde de sortie parallèles pour la mesure (d).

### 6.1.2 Résultats de caractérisation du Mach-Zehnder

La caractérisation démontre le bon fonctionnement de la moitié du Mach-Zehnder vers 190THz dans la figure 6-2 (b) (voir les résultats dans la figure 6-3(a)): entre 183THz et 195THz, l'énergie dans la sortie 1 et celle dans la sortie 3 sont beaucoup plus fortes que celle dans la sortie 2, signifiant que l'énergie incidente dans le Mach-Zehnder se divise bien en deux parties équivalentes dans les deux bras séparés et très peu d'énergie passe au centre du Mach-Zehnder. Aux fréquences  $>190\text{THz}$ , l'énergie dans les sortie 1 et 3 est relativement plus petite qu'à 190THz, à cause de l'absorption des fils d'or (la partie imaginaire de l'indice effectif est élevée). Cependant, on ne trouve aucun ensemble du Mach-Zehnder travaillant correctement comme prévu dans l'échantillon fabriqué, malgré 16 prototypes de Mach-Zehnder. Un typique résultat est illustré dans la figure 6-3 (b) où on peut trouver toujours forte énergie dans la sortie 1 et aussi dans la sortie 3 sauf à haute fréquence ( $>230\text{THz}$ ). En



même temps, l'intensité est assez forte dans la sortie 2 entre [180THz, 195THz] et [210THz, 240THz]. Le dysfonctionnement de l'ensemble du Mach-Zehnder peut être probablement expliqué par le schéma de la figure 6-3 (c), soit par la réflexion des fuites d'énergie sur les murs latéraux malgré les filtres spatiaux c.f. la figure 5-4. Ces fuites sont possiblement dues à un défaut de cette structure, ou plus précisément au léger désalignement entre le Mach-Zehnder et le guide d'onde (voir la figure 6-3 (d)). En revanche la structure moitié n'est pas beaucoup affectée par cette réflexion probablement grâce à sa plus petite taille et du cours les guides d'onde de sortie ne reçoivent pas les énergies réfléchies en comparant la figure 6-2 (b) et la figure 6-3(c).

Pour des études dans l'avenir de ce Mach-Zehnder, il faut penser à créer une zone rectangulaire plus large pour éviter cette réflexion sur les bords de la structure. D'ailleurs les sorties étroites à droite dans la figure 6-3 (c) et aussi dans la figure 6-3 (d) doivent être améliorées.

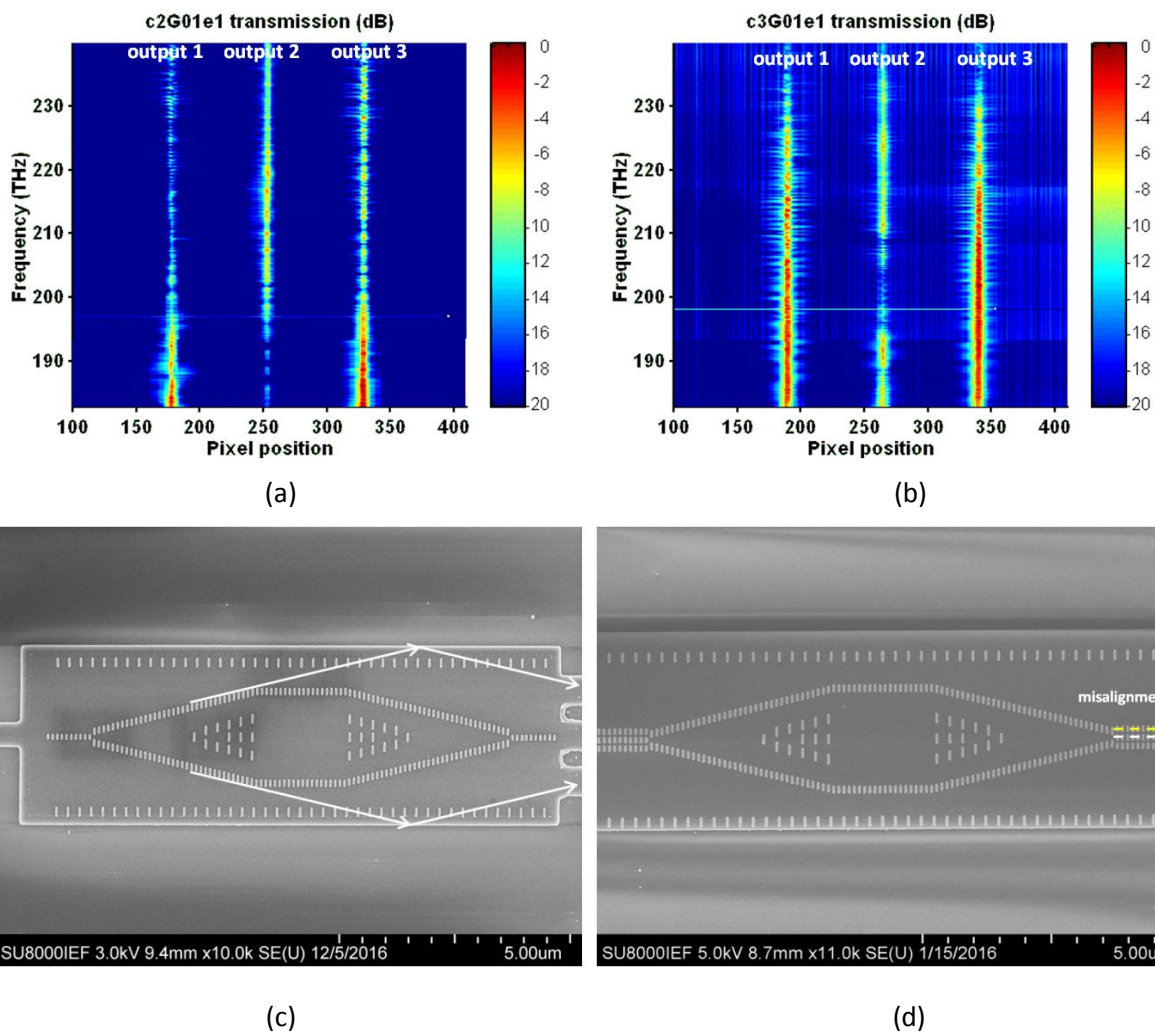


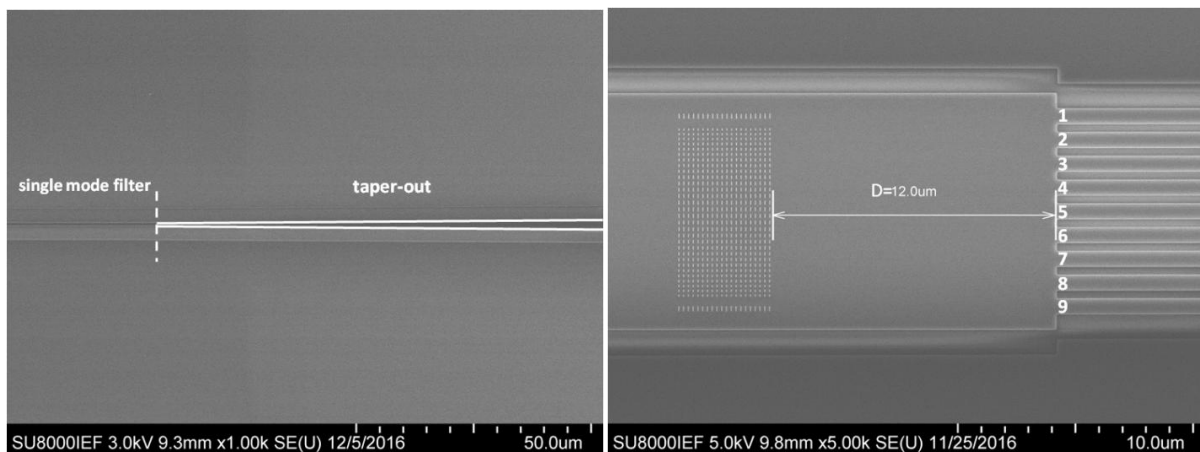
Figure 6-3 Spectre du fonctionnement de la moitié du Mach-Zehnder caractérisé par la caméra CCD infrarouge (a); dysfonctionnement de l'ensemble du Mach-Zehnder (b); la fuite possible dans l'ensemble du Mach-Zehnder (c); et le défaut technologique aboutissant au désalignement entre la sortie et le guide d'onde dont le centre de la sortie du Mach-Zehnder et le centre du guide d'onde au milieu sont accentués par la ligne blanche en pointillé et par la ligne jaune en pointillé respectivement (d).

## 6.2 Lentille plasmonique

### 6.1.1 Réalisation de la lentille plasmonique et du guide d'onde adapté

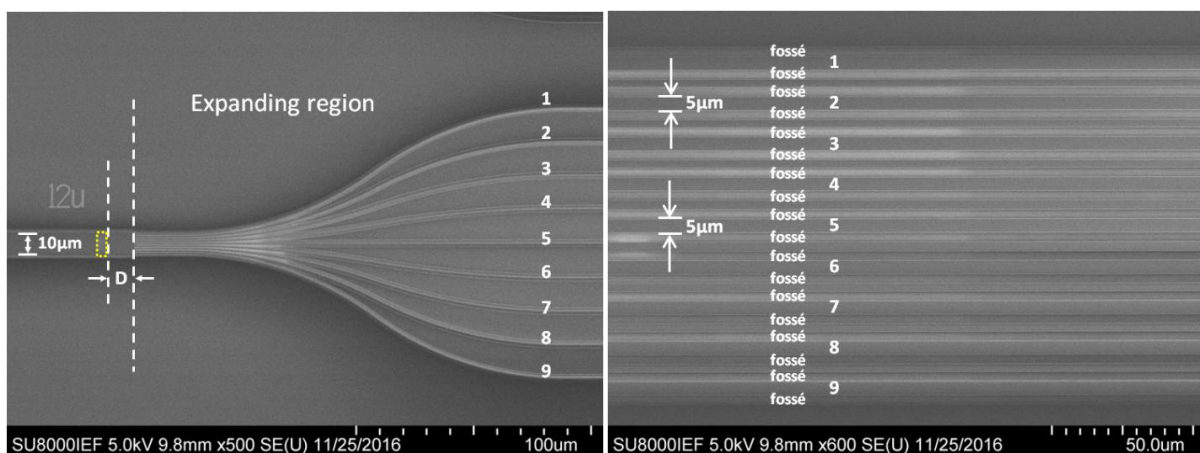
Comme le montre la figure 5-10, la lentille plasmonique se situe sur un guide d'onde très large ( $10\mu\text{m}$ ). Donc, un taper-out avec demi-angle  $\approx 0.32^\circ$  après le filtre monomode dans la figure 6-1 (c) est construit (voir la figure 6-4 (a)) pour connecter le filtre monomode ( $0.6\mu\text{m}$ ) au guide d'onde de  $10\mu\text{m}$  dédié à la lentille.

Pour faciliter la caractérisation avec la CCD infrarouge, on ajoute 9 sorties à la droite de la lentille (voir la figure 6-4 (b)) pour mesurer la distribution d'énergie spatiale après la lentille en faisant varier la distance  $D$  entre la lentille et les sorties (on prend ici la lentille avec  $d=150\text{nm}$  comme exemple). La largeur des guides d'onde de sortie est de  $700\text{nm}$  et l'espacement entre les guides est de  $300\text{nm}$  identiques à ceux du Mach-Zehnder dans la figure 6-2. Les guides de sortie se séparent rapidement et redeviennent parallèles après une région d'expansion, comme le montre dans la figure 6-4(c) dont le rectangle jaune en pointillée est la zone où se situe la lentille. La région d'expansion peut s'appeler un élargisseur. Avec un taper-out à la fin de chaque élargisseur, pareil à celui avant la lentille, les guides de sortie en parallèle deviennent des guides de  $5\mu\text{m}$  de large, présentés dans la figure 6-4 (d). L'ensemble de la lentille avec  $d=150\text{nm}$ , entouré par 5 photos de CWs de différentes longueurs ( $180\text{nm}$ ,  $160\text{nm}$ ,  $140\text{nm}$ ,  $120\text{nm}$  et  $100\text{nm}$ ) est présentée sur la figure 6-4 (e), et le cas de la lentille avec  $d=50\text{nm}$  sur la figure 6-4 (f).



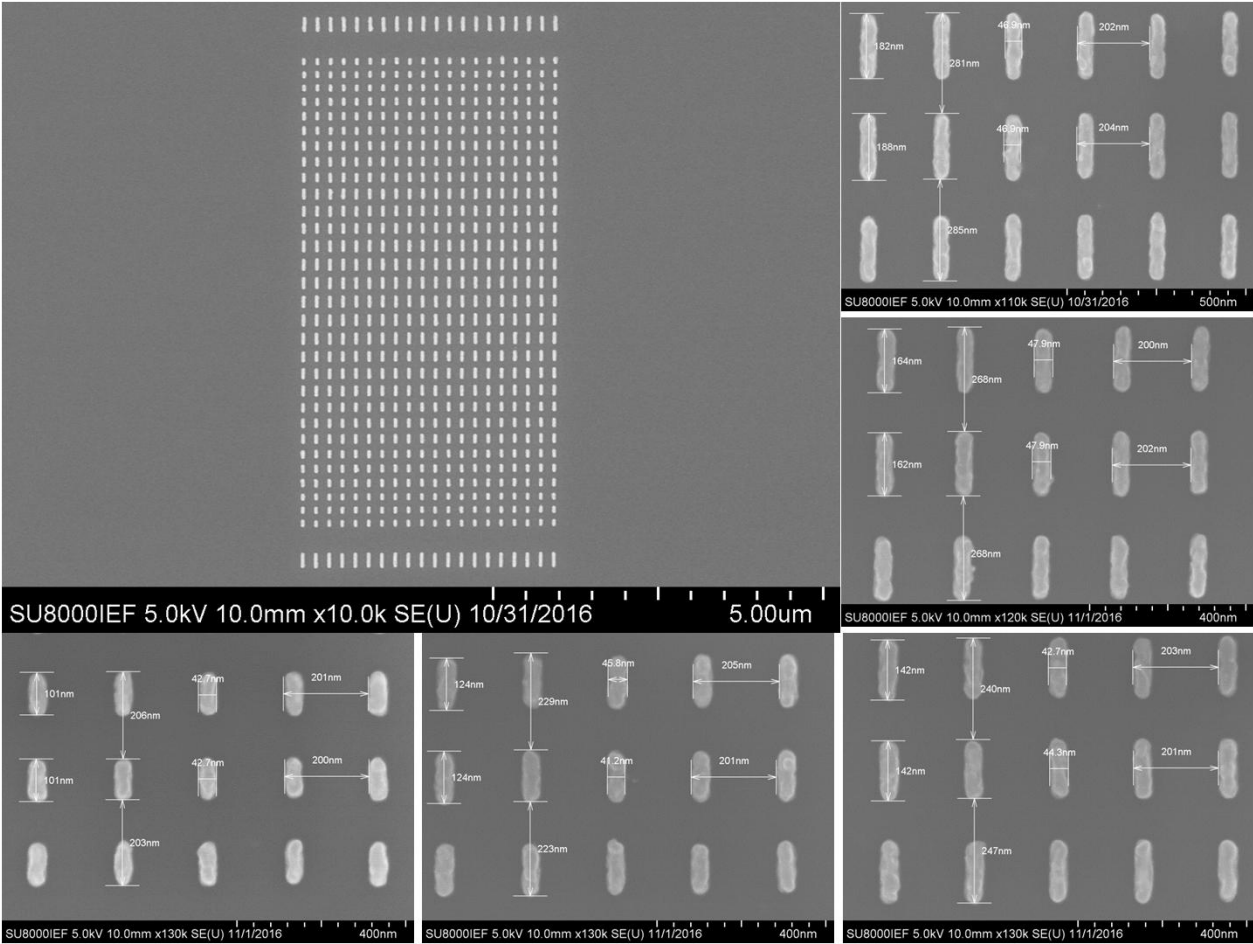
(a)

(b)



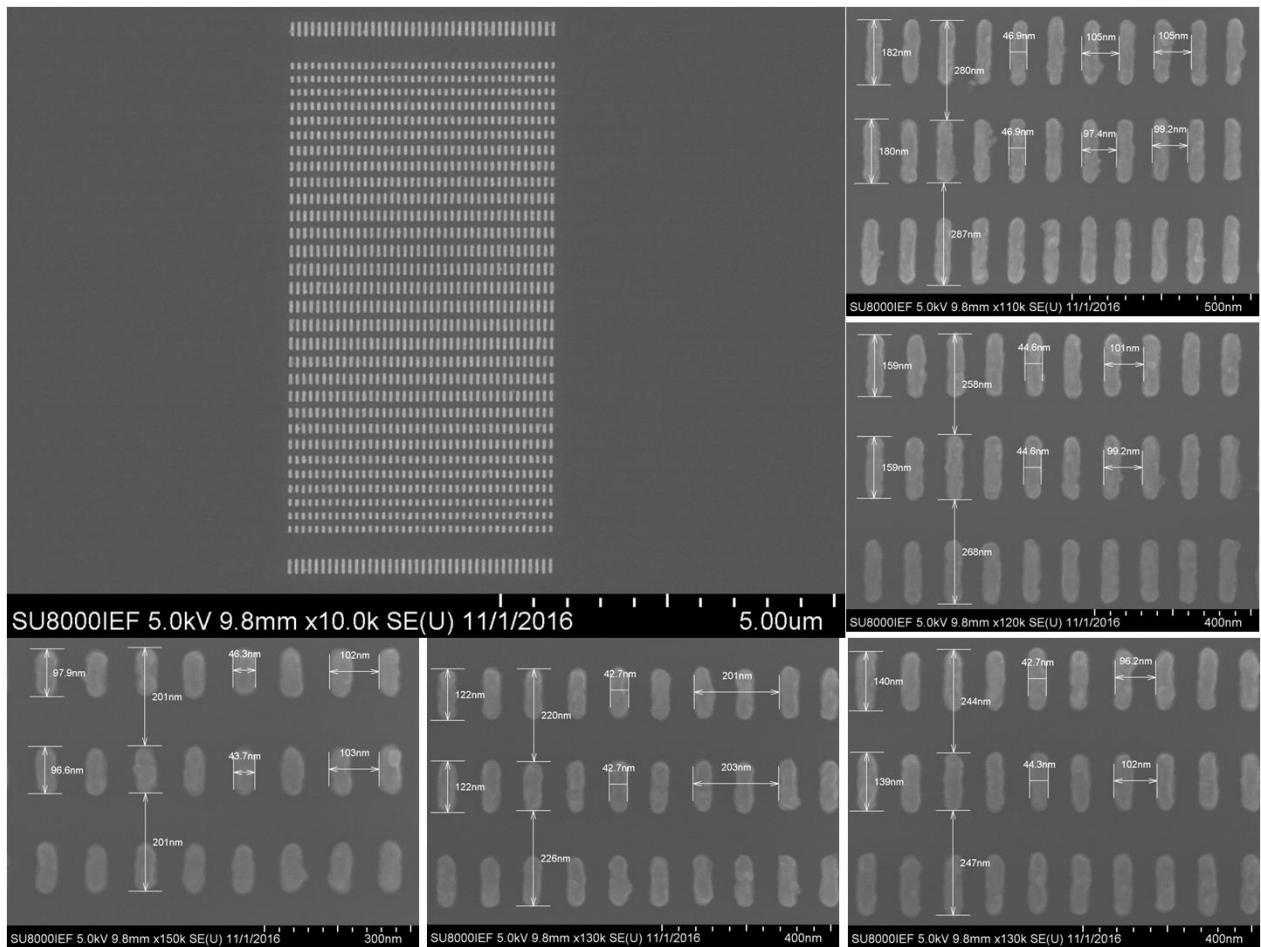
(c)

(d)



(e)

## 6.2 Lentille plasmonique



(f)

Figure 6-4 Configuration du taper-out (a) connecte le filtre monomode et le guide d'onde de  $10\mu\text{m}$  de large ; de la lentille avec 9 sorties de l'élargisseur, (b); de l'ensemble de l'élargisseur avec 9 sorties (c) et des guides d'onde de sortie en parallèle après l'élargisseur (d); de l'ensemble de la lentille avec  $d=150\text{nm}$  entouré par les CWs de différentes longueurs (180nm, 160nm, 140nm, 120nm et 100nm) (e) et du cas de la lentille avec  $d=50\text{nm}$  (f).

Dans la figure 6-4 (e) et dans la figure 6-4 (f), on trouve très bon accord de la taille de différentes CWs entre la fabrication et la simulation.

On fait varier la distance  $D$  entre la sortie de la lentille et les 9 entrées des guides de sortie pour tenter de mesurer la distance focale de la lentille plasmonique. Dans le travail présent,  $D$  est compris dans l'intervalle  $[0.4\mu\text{m}, 16\mu\text{m}]$  avec un pas de  $0.4\mu\text{m}$ , signifiant une incertitude de  $0.4\mu\text{m}$  au maximum. La diminution du pas peut nous permettre de mesurer plus précisément la distance focale sans difficulté technique.

6.2.2 Résultats de caractérisation de la lentille plasmonique

(1)  $d=150\text{nm}$

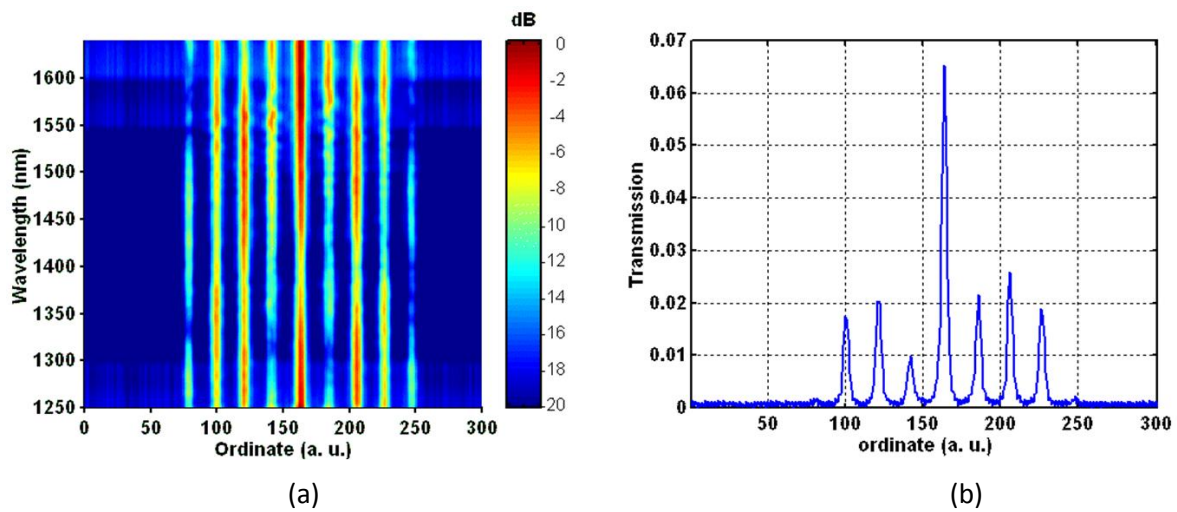


Figure 6-5 Table des couleurs de l'intensité de la lumière reçue par la CCD en fonction de la longueur d'onde avec  $D=15.6\mu\text{m}$  (a); intensité de la lumière lue par les pixels de CCD à  $\lambda=1580\text{nm}$  ( $\approx 190\text{THz}$ ).

On voit que dans la figure 6-5 (a), il y a toujours une forte focalisation de l'onde au voisinage du pixel 160 quand  $\lambda > 1550\text{nm}$  ( $f < 194\text{THz}$ ). La focalisation trouvée dans le pixel 160 entre  $[1250\text{nm}, 1300\text{nm}]$  est due au fonctionnement des CWs avec  $L \leq 160\text{nm}$ . C'est à dire que le gradient d'indice optique composé par CWs avec  $L=160\text{nm}, 140\text{nm}, 120\text{nm}$  et  $100\text{nm}$  est probablement capable de converger l'onde malgré le dysfonctionnement du CW avec  $L=180\text{nm}$  au centre de la lentille. Dans la figure 6-5 (b), on voit quand  $\lambda=1580\text{nm}$  ( $f=190\text{THz}$ ) et  $D=15.6\mu\text{m}$ , l'intensité de l'énergie au voisinage du pixel 160 est au moins de 2.5 fois supérieure à l'intensité la plus forte dans les 8 autres sorties qui conduit à un SMSR (side-mode suppression ratio)  $\approx 4\text{dB}$ . Du coup, pour  $\lambda=1580\text{nm}$  ( $f=190\text{THz}$ ), la distance focale est à  $D=15.6\mu\text{m}$  en fonction de notre travail présent, ce qui conforme très bien au résultat de simulation dans la section 5.2.2.2 pour le cas  $d=150\text{nm}$ .

On peut tracer la distribution de l'énergie après la lentille aux différentes longueurs d'onde fixées en balayant la variable  $D$  (voir la figure 6-6). Dans cette figure, quand la longueur d'onde varie de  $1500\text{nm}$  (dans la figure 6-6 (a)) à  $1640\text{nm}$  (dans la figure 6-4 (d)), correspondant à  $[200\text{THz}, 183\text{THz}]$  en fréquence, l'intensité dans la sortie au centre de l'élargisseur s'augmente rapidement et les modes secondaires baissent en même temps, notamment quand  $\lambda \geq 1600\text{nm}$  ( $f \leq 187.5\text{THz}$ ) et  $D > 14\mu\text{m}$ . Pour une longueur d'onde donnée, e.g.  $\lambda=1600\text{nm}$  ( $f=187.5\text{THz}$ ) dans la figure 6-6 (c), quand  $D < 10\mu\text{m}$ , on trouve tellement forte intensité optique dans les modes secondaires qu'ils sont comparables à celle du mode principal au milieu, ce qui signifie une mauvaise focalisation dans ces distances. Quant à  $D > 10\mu\text{m}$ , le mode principal au milieu avec un pic très devant les modes secondaires est clairement le dominant. Mais il faut savoir que la figure 6-6 (a) et la figure 6-6 (b) seulement démontrent qu'il n'y pas de bonne focalisation trouvée pour  $\lambda < 1550\text{nm}$  ( $f > 194\text{THz}$ ) quand  $D \leq 16\mu\text{m}$  et cela ne signifie pas forcément le dysfonctionnement de la lentille à ces longueurs (fréquences).

## 6.2 Lentille plasmonique

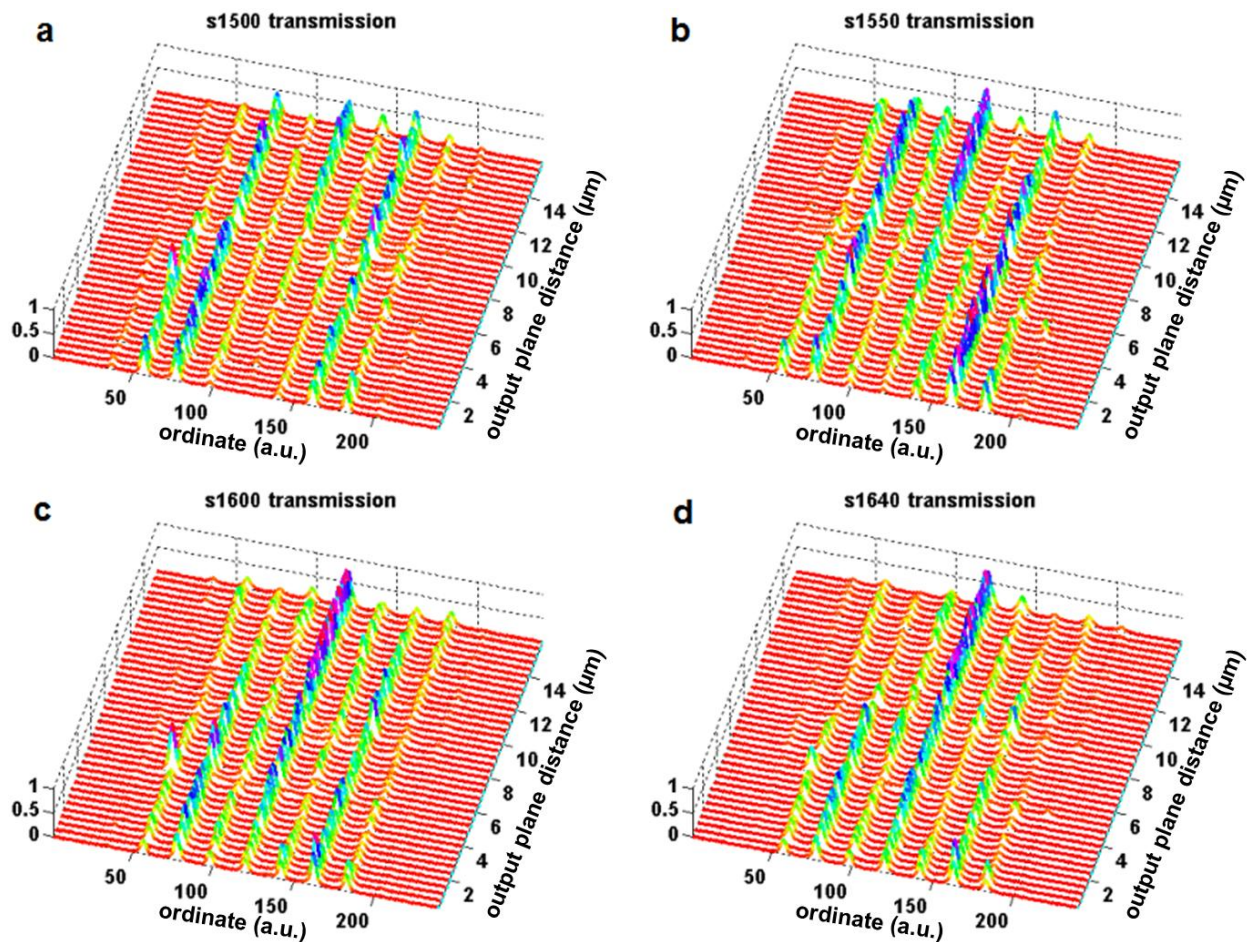


Figure 6-6 Evolution de la distribution de l'intensité de l'onde avec la variation de de la distance entre la lentille et les 9 sorties à  $\lambda=1500\text{nm}$  ( $f=200\text{THz}$ ) (a);  $\lambda=1550\text{nm}$  ( $f\approx 193.5\text{THz}$ ) (b);  $\lambda=1600\text{THz}$  ( $f=187.5\text{THz}$ ) (c) et  $\lambda=1640\text{nm}$  ( $f\approx 183\text{THz}$ ) (d).

(2)  $d=50\text{nm}$

De manière identique aux résultats montrés dans la figure 6-5, on trouve une très bonne focalisation de l'onde au voisinage du pixel 160 quand  $\lambda > 1500\text{nm}$  ( $f < 200\text{THz}$ ) dans la figure 6-7(a). Dans la figure 6-7 (b), on voit quand  $\lambda=1580\text{nm}$  ( $f=190\text{THz}$ ) et  $D=12.4\mu\text{m}$ , l'intensité de l'énergie optique dans le pixel 160 est environ 3.1 fois supérieure à l'intensité la plus forte dans les 8 autres sorties qui conduit à un  $\text{SMSR}\approx 4.9\text{dB}$ . Du coup, pour  $\lambda=1580\text{nm}$  ( $f=190\text{THz}$ ), la distance focale est environ  $D=12.4\mu\text{m}$  en fonction de notre travail présent, ce qui est exactement le résultat obtenu dans la simulation dans la section 5.2.2.2 pour le cas  $d=50\text{nm}$ .

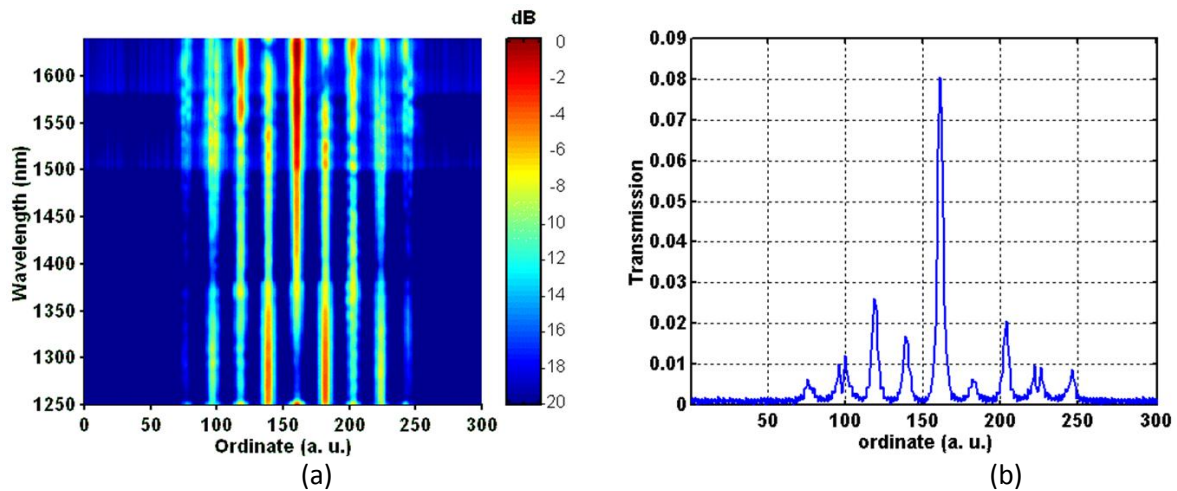


Figure 6-7 Table des couleurs de l'intensité de la lumière reçue par la CCD en fonction de la longueur d'onde avec  $D=12.4\mu\text{m}$  (a); intensité de la lumière lue par les pixels de CCD à  $\lambda=1580\text{nm}$  ( $\approx 190\text{THz}$ ).

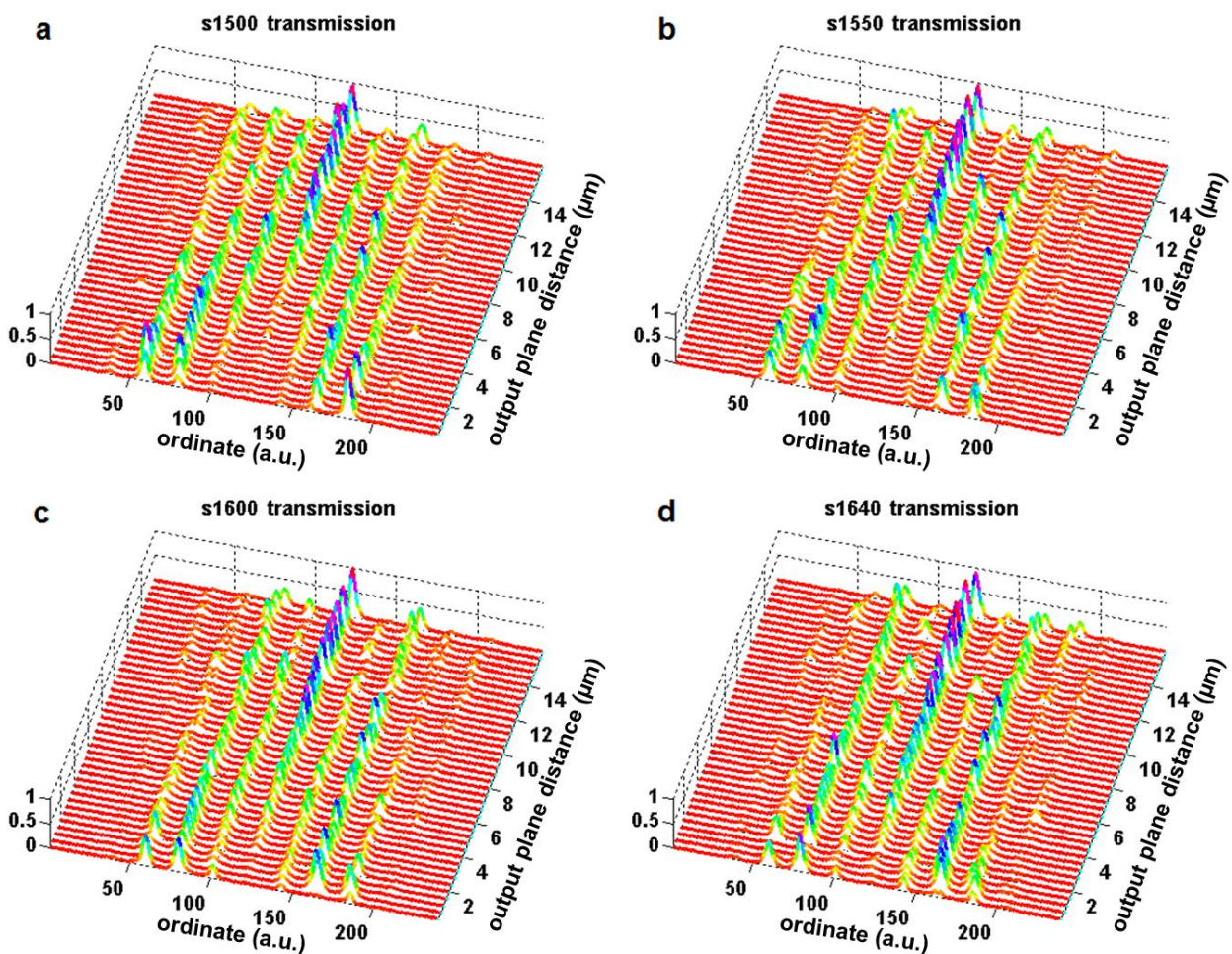


Figure 6-8 Evolution de la distribution de l'intensité de l'onde avec la variation de de la distance entre la lentille et les 9 sorties à  $\lambda=1500\text{nm}$  ( $f=200\text{THz}$ ) (a);  $\lambda=1550\text{nm}$  ( $f\approx 193.5\text{THz}$ ) (b);  $\lambda=1600\text{THz}$  ( $f=187.5\text{THz}$ ) (c) et  $\lambda=1640\text{nm}$  ( $f\approx 183\text{THz}$ ) (d).

## 6.3 Démultiplexeur en longueur d'onde

---

On trace également la distribution de l'énergie après la lentille aux différentes longueurs d'onde fixées en balayant la variable  $D$  (voir la figure 6-8 comme un exemple). On trouve très petite différence dans les quatre images (a)-(d) pour une intervalle de la longueur d'onde [1500nm, 1640nm] ou en fréquence [183THz, 200THz]. En gros, dans chaque image dans la figure 6-8, il y a très petite énergie dans la sortie au centre de l'élargisseur quand  $D$  est petit et bonne focalisation se trouve quand  $D$  s'augmente avec très petits modes secondaires, notamment quand  $D > 10\mu\text{m}$ . La seule différence principale est qu'avec la croissance de  $D$ , le pic du mode principal apparaît plus vite si  $\lambda$  est plus grand, ce conforme aux résultats dans la section 5.2.2.2 pour le cas  $d=50\text{nm}$ . En réalité, les 4 images dans la figure 6-6 s'obéissent également à cette différence illustrée dans la figure 6-8. Et la différence entre la figure 6-6 et la figure 6-8 est la distance focale pour une lentille avec  $d=150\text{nm}$  est plus loin (c.f. la section 5.2.2.2) qu'une lentille avec  $d=50\text{nm}$  et du coup on ne trouve pas de focalisation sur la figure 6-6 (a).

## 6.3 Démultiplexeur en longueur d'onde

### 6.3.1 Réalisation du démultiplexeur en longueur d'onde et le guide d'onde adapté

Comme le montre la figure 5-15 (a), le démultiplexeur se situe dans une zone  $4 \times 4\mu\text{m}$  avec un port d'entrée de 600nm de large. Etant donné que la largeur du filtre monomode est 600nm, on peut alors placer le démultiplexeur directement à la sortie du filtre monomode comme ce que l'on a fait pour le Mach-Zehnder (voir figure 6-9 (a)). La taille de chaque type de CWs est mesurée (voir la figure 6-9 (b)). Un arc de cercle est assigné à chaque sortie du démultiplexeur (voir la figure 6-9 (c)). Ils sont symétriques sauf leurs largeurs qui sont déterminées par les largeurs des ports de sortie dans la figure 5-15 (a). A la fin de chaque arc de cercle, les deux guides d'onde de sortie deviennent droit en parallèle, espacé par  $58.5\mu\text{m}$  (voir la figure 6-9 (d)).

A noter, dans la figure 6-9 (b), la largeur de chaque CW est toujours plus faible de 10nm que dans la figure 5-15 (b), ce qui résulte probablement d'un décalage du spectre des deux bras vers les plus hautes fréquences.



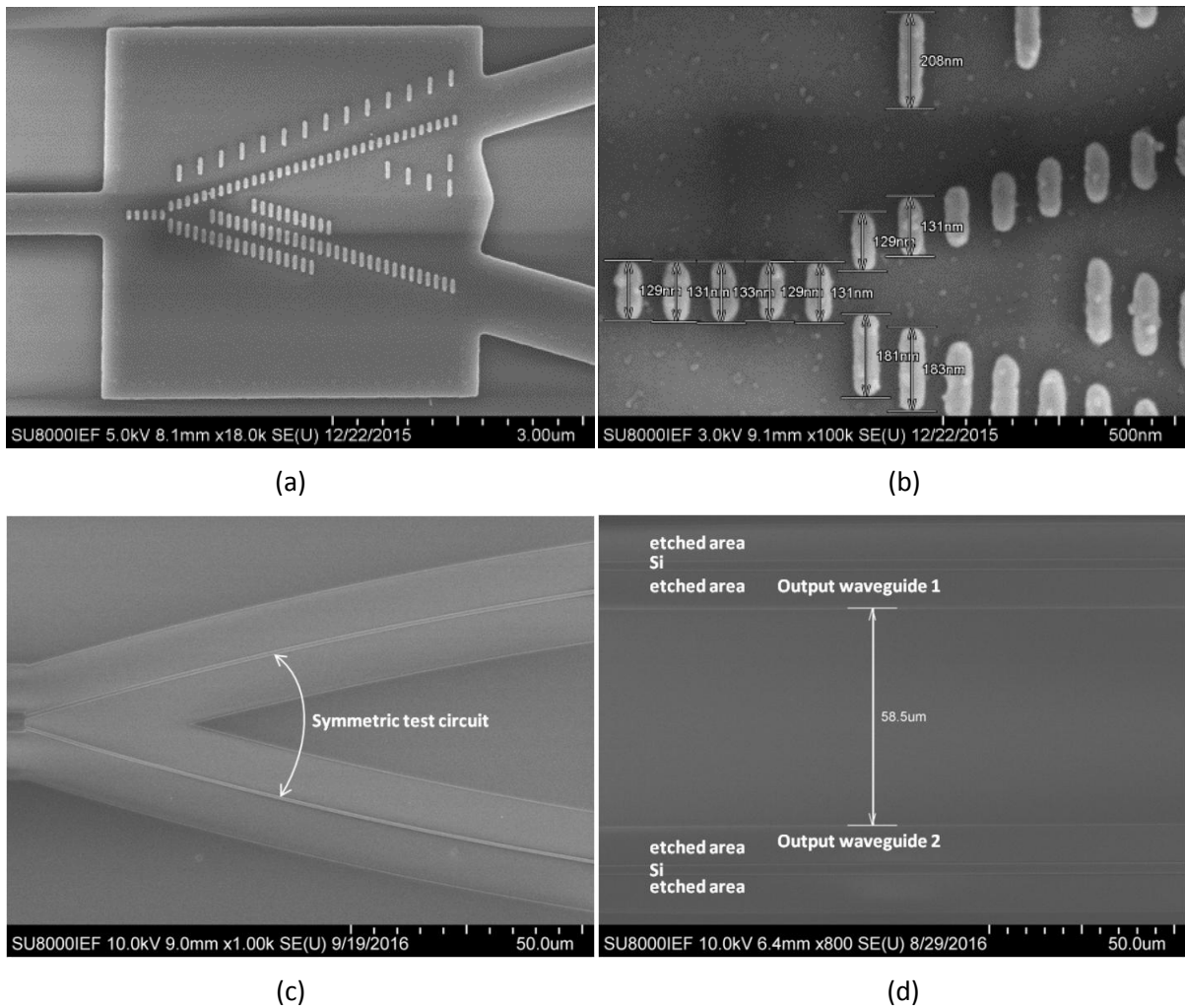


Figure 6-9 (a) Configuration de l'ensemble du démultiplexeur; (b) détail de 3 types de CWs utilisés : 140nm nominal, 190nm nominal et 220nm nominal; (c) et (d) détail des deux sorties inclinées symétriques (sauf la largeur) adaptées aux ports de sortie et des guides de sortie de 3µm de large en parallèle espacés par 58.5µm.

## 6.3 Démultiplexeur en longueur d'onde

### 6.3.2 Résultats de caractérisation du démultiplexeur en longueur d'onde

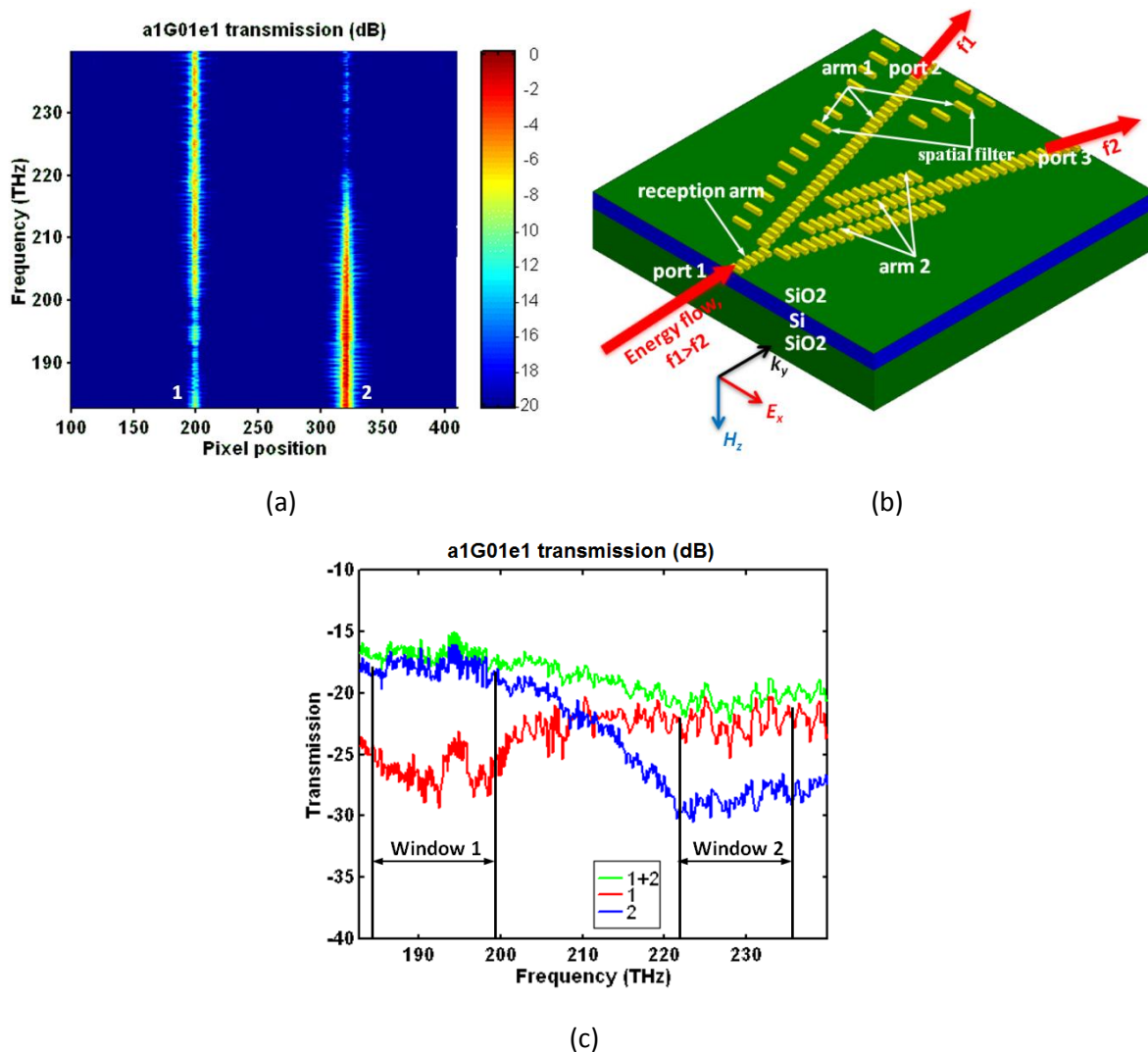


Figure 6-10 (a) Table des couleurs de l'intensité optique reçue dans les deux guides d'onde de sortie, caractérisée par la caméra CCD infrarouge, dont 1 et 2 correspondent aux ports 2 et 3 dans (b); (c) spectre de la transmission dans les deux guides de sortie, dont la ligne rouge nommée 1 et la ligne bleue nommée 2 équivalent à 1 et 2 dans (b) et la ligne nommée 1+2 est le spectre de la transmission de l'ensemble de ce démultiplexeur.

Les résultats de l'information enregistrée par la caméra CCD après le filtrage sont montrés sur la figure 6-10 (a), dont l'échelle de couleur représente l'intensité relative des signaux. Les chiffres 1 et 2 correspondent aux ports 2 et 3 respectivement dans la figure 5-15 (fig. 6-10(b)). On voit dans cette figure, la sortie 1 produit une intensité plus faible de signal en basse fréquence et relativement plus forte à haute fréquence, ce qui signifie qu'il s'agit du canal pour les hautes fréquences dans la figure 5-15. C'est le cas contraire pour la sortie 2 où le signal est fort aux basses fréquences et assez faibles aux hautes fréquences. On voit numériquement les spectres de transmission pour les deux canaux dans la figure 6-10 (c). La courbe rouge correspond à la sortie 1 et la courbe bleue à la sortie 2 en fonction de la fréquence. La courbe verte nommée 1+2 désigne l'énergie totale reçue par la caméra CCD. Du coup on peut définir 2 fenêtres de communication, marquées par fenêtre 1 et

fenêtre 2, dans cette figure, et ces fenêtres sont [185THz, 200THz] et [220THz, 235THz] ce qui correspond bien à nos simulations. Le ratio d'extinction peut également être évalué pour les deux bras en fonction de ce spectre de transmission de cette figure, soit vers 7dB dans les basses fréquences et vers 6dB pour les hautes fréquences. Donc, le ratio d'extinction de l'ensemble de ce démultiplexeur est 6dB.

En outre, nous avons fabriqué un autre prototype que tous les détails sont les mêmes, sauf il y a 3 CWs avec  $L_3=220\text{nm}$  moins que le premier. La photo de ce prototype et les résultats de la caractérisation sont montrés à la figure 6-11.

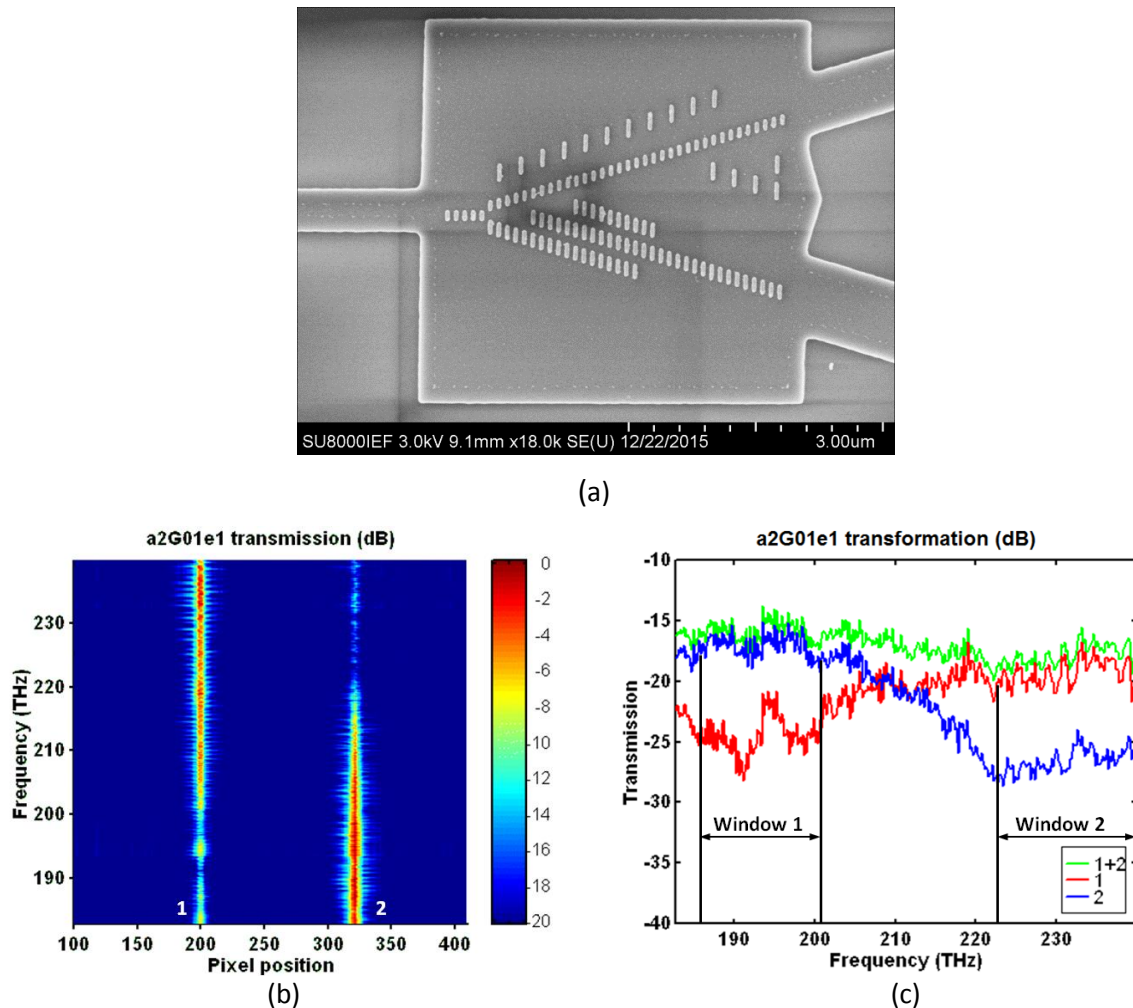


Figure 6-11 Configuration du 2<sup>ème</sup> prototype fabriqué (a); table des couleurs de l'intensité optique reçue dans les deux guides d'onde de sortie, caractérisée par la caméra CCD infrarouge (b); spectre de la transmission dans les deux guides de sortie (c). Tous les codes et les couleurs sont pareils que la figure 6-10.

Des résultats similaires de mesures de l'intensité reçus par la camera CCD infrarouge sont présentés sur la figure 6-11. Cependant, dans la figure 6-11 (c), la transmission totale (ligne nommée 1+2) est un peu plus forte que celle de la figure 6-10 (b), de même que la transmission dans le canal 1 en hautes fréquences et celle dans le canal 2 en basses fréquences. De plus, le ratio d'extinction (RE) dans la deuxième fenêtre, qui limite la performance de l'ensemble du dispositif dans la figure 6-10, est relativement corrigé dans ce nouvel échantillon. On peut en déduire que le  $RE \approx 7\text{dB}$  dans la

### 6.3 Démultiplexeur en longueur d'onde

---

fenêtre 1 et  $RE \approx 7\text{dB}$  dans la fenêtre 2, c'est un peu mieux que dans le premier cas et cela aboutit à un diagramme de l'oeil plus ouvert dans la figure 6-11 (c).

Les résultats dans la figure 6-10 et dans la figure 6-11 sont ceux que nous avons obtenus, mais il reste encore des marges de progression pour améliorer les performances de ce dispositif, e.g. ajouter quelques CWs en ligne droite comme dans le bras de réception de la figure 5-15 à la fin de ce composant afin de raccourcir le circuit de test. Du coup le circuit incliné sera éliminé, et ainsi on pourra réduire la perte pendant la propagation dans le filtre monomode du circuit de test. D'ailleurs, sachant que la fréquence de résonance peut être déplacée sans difficulté en contrôlant la longueur des fils d'or, cela nous permet de réaliser des démultiplexeurs large bande à différentes fréquences.



## Chapitre 7

### Conclusion générale et perspectives

---

#### 7.1 Conclusion générale

Au cours des seize dernières années, il y a eu beaucoup de progrès concernant les applications des métamatériaux en radiofréquence. Des produits commerciaux ont vu le jour. Néanmoins, la recherche de composants optiques à base de MM reste encore dans les laboratoires. Malgré les progrès considérables des nanotechnologies pendant ces dernières années, il y a très peu de composants en optique à base de métamatériaux publiés dans des articles sauf sous la forme de simulations.

A partir des résultats obtenus dans la recherche d'applications de MM en mode LPS en optique guidée, obtenus dans notre équipe dans le cadre des thèses de R. Ghasemi et N. Dubrovina, j'ai pu tenter la simulation, la fabrication et la caractérisation de composants basés sur des MM (y compris, et surtout à base de métasurfaces) qui sont littéralement les premières preuves de l'applicabilité de MM en optique guidée en infrarouge à notre meilleure connaissance.

Etant donné les propriétés des CWs avec différentes longueurs dans le proche infrarouge en optique guidée, déjà caractérisées avant mon arrivée dans l'équipe par N. Dubrovina *et al.*, le calcul d'indice optique effectif d'une seule rangée de fils d'or sur un large substrat en Si a été effectué avant la conceptions des composant pour expliquer le confinement par une seule rangée de CW en mode fondamental plasmonique en optique guidée pendant cette thèse. Du coup trois composants ont été proposés dont 2 ont été correctement réalisés et caractérisés.

Le premier composant proposé est le Mach-Zehnder. Ce composant avait pour but de montrer que l'on pouvait canaliser et guider l'énergie électromagnétique dans un substrat silicium en utilisant des réseaux de fils d'or coupés de longueur choisie pour obtenir un indice effectif suffisant dans le silicium. La simulation du Mach-Zehnder sur Si 100nm en mode d'interférence constructive montre un bon comportement de ce composant entre 160THz et 170THz. Cependant concernant le Mach-Zehnder sur Si 200nm travaillant autour de 200THz, son pouvoir de confinement de l'onde est plus faible que celui sur Si 100. Des fils d'or formant des filtres spatiaux sont insérés au sein du Mach-Zehnder et tout le long à l'extérieur du Mach-Zehnder. La caractérisation démontre le bon fonctionnement de la moitié du Mach-Zehnder pour diviser l'énergie en 2 parties équivalentes. Cependant je n'ai pas obtenu de résultats satisfaisants sur le Mach-Zehnder complet, correspondant aux résultats de simulations. La réflexion sur les murs latéraux ou un léger désalignement entre le Mach-Zehnder et le guide d'onde de sortie sont peut-être responsables de ce dysfonctionnement.

Le deuxième composant conçu et caractérisé est la lentille plasmonique à gradient d'indice en infrarouge. Les CWs de différentes longueurs déposées sur Si donnent au silicium différents indices

optiques effectifs à une fréquence donnée, ce qui laisse la possibilité de réaliser des composants à gradient d'indice. Donc un réseau de plusieurs rangées de CWs de taille différente va présenter une variation de l'indice spatial, et du coup former une lentille à gradient d'indice. La démonstration d'un réseau de CWs de 200nm, 150nm et 100nm à 170THz sur Si 100nm, avec un port d'entrée étroit simulant une source ponctuelle à différentes distances de ce réseau et donnant une image à distance après la lentille, distance variant en fonction de l'éloignement de la source démontre numériquement le fonctionnement de ce composant. Des simulations ont été faites au préalable avant de réaliser une lentille très large avec port d'entrée 10 $\mu$ m, dont la distance focale est mesurable. Finalement 2 lentilles plasmoniques à gradient d'indice avec différents espacements (150nm et 50nm) ont été réalisées et la caractérisation a démontré une distance focale correspondant très bien aux résultats de simulations.

Le dernier composant étudié est un démultiplexeur plasmonique profitant du spectre de différents CWs, ce qui permet de séparer les ondes dans la deuxième la troisième fenêtre de communication optique. Le composant est formé de deux voies. L'onde autour de 1.55 $\mu$ m (194THz) se propage dans un des bras avec des fils d'or plus longs dont l'indice est supérieur. Dans l'autre bras avec des CWs moins longs l'onde est filtrée par des filtres spatiaux. Inversement l'onde autour de 1.31 $\mu$ m (229THz) ne peut pas se propager dans le bras où les CWs sont plus longs à cause de leur fréquence de résonance plus basse, et du coup elle est guidée dans le bras avec les CWs moins longs. Les simulations montrent un ratio d'extinction obtenu supérieur à 13.7dB. La caractérisation du démultiplexeur réalisé démontre un très bon accord entre le résultat de mesure et le résultat de simulations avec un ratio d'extinction 5dB et 7dB identiques pour 2 prototypes fabriqués, malgré des fils d'or un peu moins longs dans le prototype réalisé que dans la simulation.

En conclusion, on peut dire que les composants plasmoniques en mode fondamental du guide d'onde en infrarouge sont réalisables, et que leurs fréquences de travail sont accordables en contrôlant la taille des CWs. Ce sont littéralement les premières démonstrations des applications de MM (métasurfaces) en optique guidée et du coup on peut considérer qu'une nouvelle famille de composants a été créée, composants qui devraient permettre de fortement miniaturiser la taille des composants conventionnels. De plus cette famille de composants est compatible avec les technologies électroniques sur silicium.

## 7.2 Perspectives

### 7.2.1 Mach-Zehnder

Le travail au préalable sur le Mach-Zehnder était de vérifier son fonctionnement en mode d'interférence constructive en réalisant un composant sur un guide très large afin d'éviter les réflexions sur les murs latéraux. La deuxième chose à faire maintenant est de tester le fonctionnement du Mach-Zehnder en mode d'interférence destructive.

Ceci passe par 3 étapes :

## 7.2 Perspectives

1. Trouver une méthode correcte de calcul des coefficients d'indice  $n_{eff}$  du MM montré dans la figure 7-1. Etant donné les résultats dans [1] et précisément dans la thèse de N. Dubrovina [2], on sait que la résonance du MM en LPS est stimulée quand la polarisation du champ électrique de l'onde incidente est parallèle à l'axe long du fil d'or cubique coupé, n'importe quel mode de l'onde (radiatif, ou en optique guidée). Donc, c'est probablement que l'onde incidente sous la direction  $-z$  avec la polarisation du champ électrique parallèle à l'axe long du CW dans la figure 7-1 est capable de changer l'indice optique effectif pour l'onde se propageant dans la direction  $+y$ .

2. Fabriquer un échantillon comme on le montre sur la figure 7-1, dont les deux barres le long de ce substrat sont deux couches en or qui peuvent être déposées ensemble avec les fils d'or. Les deux barres métalliques doivent être alimentées par source extérieure et permettent d'appliquer un champ  $E_x$ . Puis on peut caractériser la transmission de ce circuit avec alimentation et sans alimentation pour faire une comparaison avec les résultats de mesure et avoir une idée de l'évolution de l'indice avec le champ  $E_x$ .

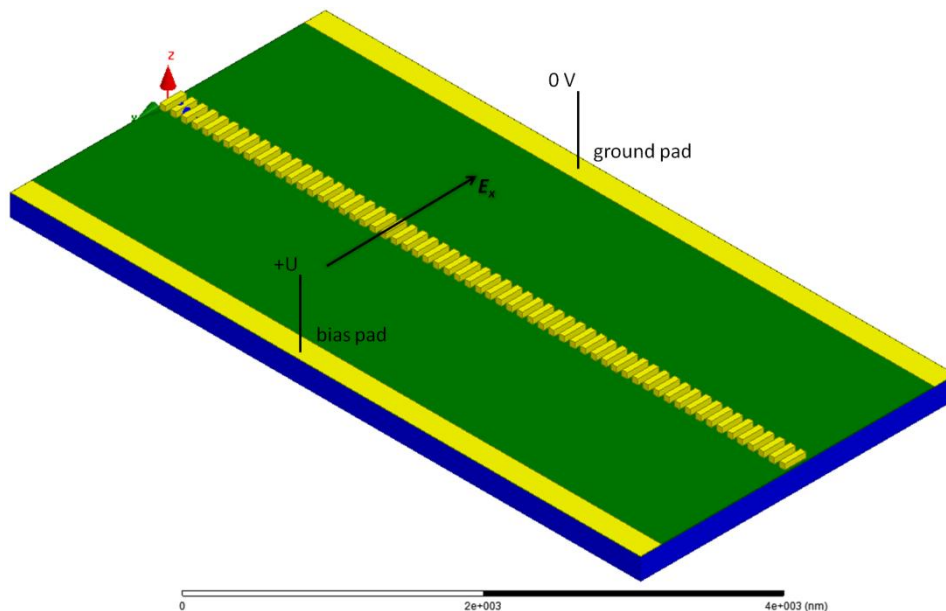


Figure 7-1 Schéma du Mach-Zehnder à simuler et à fabriquer pour caractériser l'indice effectif dans la direction  $z$  sous un champ électrique dans la direction  $x$ .

3. Si  $n_{eff}$  peut être vraiment changé par l'incidence de l'onde dans l'espace et il est caractérisé, on peut ensuite calculer combien de CWs dans le bras rouge de la figure 7-2 qui permettraient de calculer un déphasage de  $90^\circ$  de l'onde à 200THz en sortie. La figure 7-2 est un schéma du Mach-Zehnder qui démontre seulement le principe du fonctionnement en mode destructif mais pas la vraie structure à réaliser. Si la longueur du bras rouge dans la figure 7-2 est supérieure à quelques microns, le bras rouge est alors accessible par quelque micro-guide d'onde transportant des signaux encodés unipolaires (unipolar encoded signals), ou il est accessible par deux électrodes comme on le montre dans la figure 7-1 où une ligne suspendue liée au centre du Mach-Zehnder servant la masse. Ce Mach-Zehnder peut potentiellement permettre un débit de transmission jusqu'à quelques térahertz.



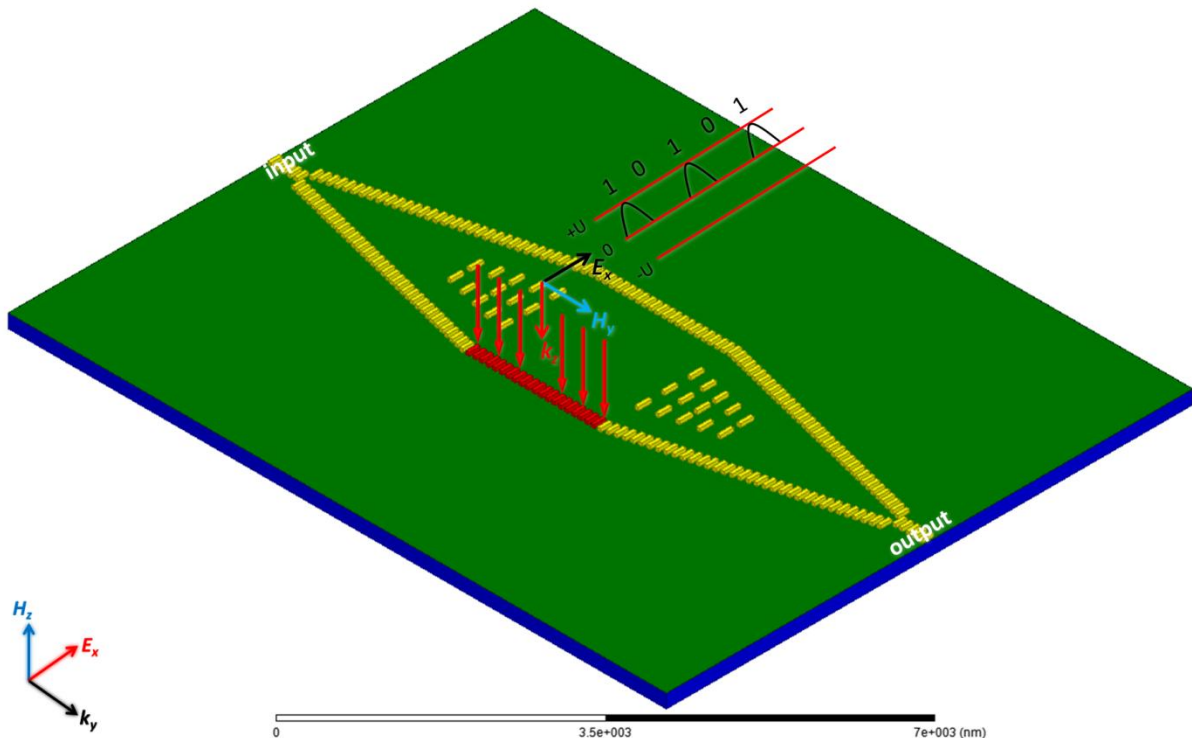


Figure 7-2 Schéma du Mach-Zehnder situé dans une large zone à fabriquer dont le bras rouge est affecté par l'incidence de l'onde électromagnétique avec la polarisation du champ électrique parallèle à l'axe long du CW cubique.

### 7.2.2 Adaptateur de mode

La lentille que nous avons réalisée peut servir d'adaptateur de mode entre un guide d'onde large et un guide d'onde étroit, ce qui est potentiellement équivalent au taper de Mme Ghasemi calculé par transformation optique, illustré sur la figure 1-19 (c) et le modèle discrétisé montré dans la figure 2-9. L'idée préliminaire a été menée sous forme de simulations dans la figure 7-3.

Pour reprendre l'idée de Mme Ghasemi, un guide d'onde en arête SOI 220nm est créé dans la figure 7-3 (a), dont la hauteur de l'arête est de 20nm et l'arête est recouverte par une couche d'oxyde de silicium 5nm. Sur la figure la boîte Si est en bleu et la couche de SiO<sub>2</sub> est en vert (l'arête en bleu est cachée par SiO<sub>2</sub>). La largeur du port d'entrée est de 3μm est la largeur du port de sortie de 0.6μm. On voit que, sans lentille, si l'onde incidente arrive sur le port d'entrée à gauche, l'arête va bien confiner l'onde et la largeur de l'onde s'étend à 3 μm dans la figure 7-3 (b). En sortie seule une partie de l'énergie de l'onde est guidée dans le guide étroit avec une forte perte d'énergie (mode dans la gaine). Un réseau de CWs (une rangée de CWs avec L=170nm au milieu, 2 rangées de CWs avec L=140nm à chaque côté de L=170nm, et 2 rangées de CWs avec L=100nm à chaque côté de L=140nm), accompagné par une rangée de CWs à chaque côté du réseau de CWs, forme une petite lentille et elle est placée sur le guide d'onde large dans la figure 7-3 (c). L'onde se focalise après cette petite lentille mais à une distance très proche de la sortie de cette lentille. Dans cette figure, le guide d'onde est pareil que sur la figure 7-3 (a) mais il n'y a pas de guide étroit. Dans la figure 7-3 (d) la lentille est placée sur le même guide d'onde que la figure 7-3 (a) avec le début du guide d'onde étroit

## 7.2 Perspectives

placé au foyer de la lentille. Dans ce cas, une très forte intensité est obtenue dans le guide d'onde étroit. Le ratio de la compression fait  $3\mu\text{m}/0.6\mu\text{m}=5$  fois.

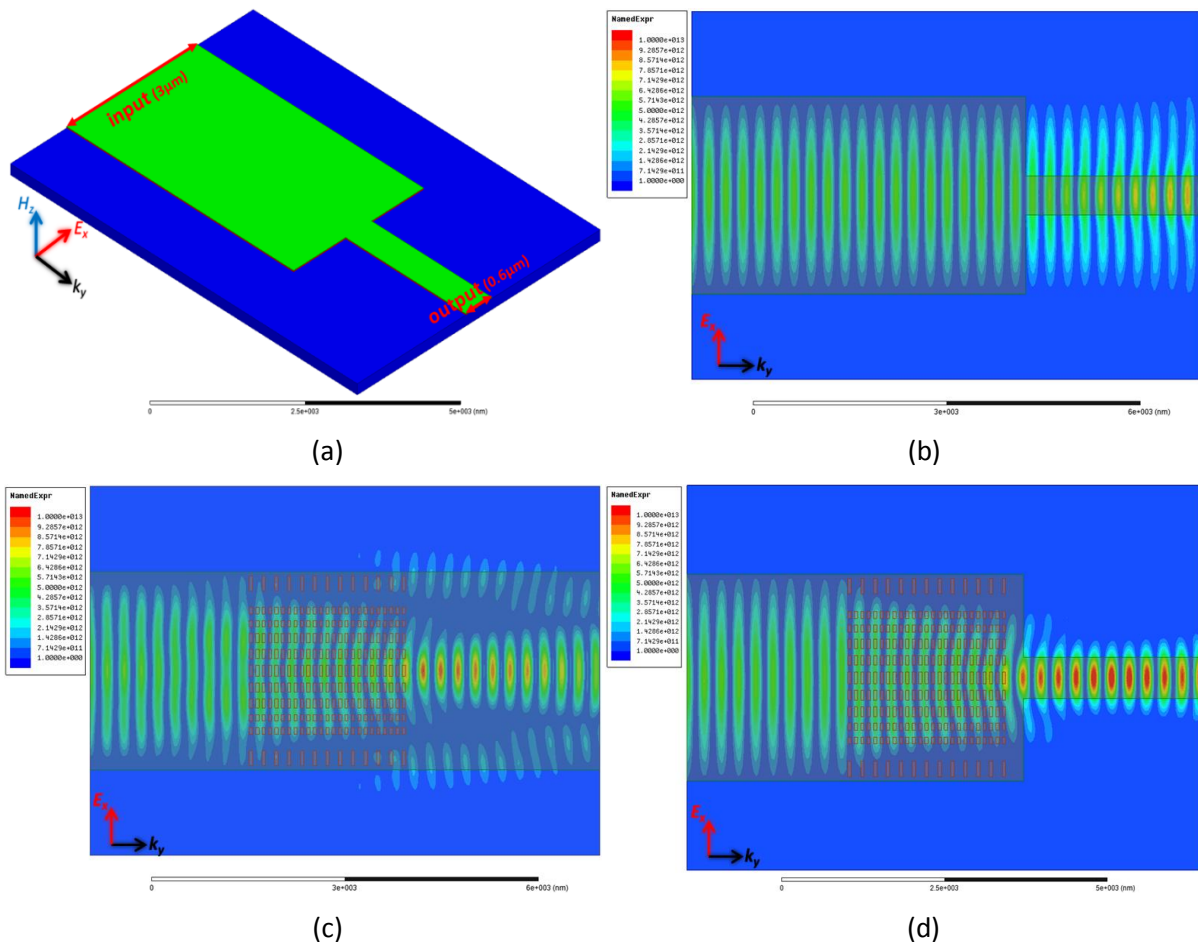


Figure 7-3 Convertisseur de mode composé d'une lentille et de deux guides d'onde en arête adaptés: (a) les deux guides d'onde large et étroit; (b) propagation de l'onde dans les deux guides d'onde; (c) propagation de l'onde à travers la lentille sur un guide d'onde plan pareil au (a) sauf qu'il n'y a pas de guide d'onde de sortie étroit; (d) propagation de l'onde dans la lentille avec les deux guides d'onde : le guide étroit est placé au foyer de la lentille.

Etant donné les résultats ci-dessus et les résultats de la lentille plasmonique dans la section 6.2.2, une lentille large avec un guide d'onde d'entrée large et un guide d'onde de sortie étroit pourrait former un convertisseur de mode avec un ratio  $10\mu\text{m}/0.7\mu\text{m}=14.3$  fois. En réalité, une lentille large avec un élargisseur placé au foyer sans les sorties 1-4 et 6-9 dans les figures 6-4 (b)-(d) forme déjà un convertisseur de mode. Un point fort du convertisseur large est son guide d'onde en relief qui nécessite de 2 niveaux de lithographie. Cependant la structure dans la figure 7-3 a besoin de 3 niveaux.

Les deux types de composants pourraient être réalisés à l'avenir en utilisant la technologie développée dans cette thèse. Cependant la structure avec un lentille large demande plus d'études.

### 7.2.3 Démultiplexeur en modes en polarisation

Toutes mes études au long de cette thèse se concentrent sur le mode fondamental (TE) du guide d'onde rectangulaire, car le LSP dans les fils d'or coupés peut être excité seulement par un champ électrique parallèle à son axe long. Inspiré par cette propriété significative, une possibilité d'application est de créer un démultiplexeur en modes en polarisation (voir la figure 7-5).

Dans cette figure on voit qu'une onde en polarisation circulaire se transforme en mode TE et en mode TM à l'entrée de ce dispositif, car le mode fondamental de la fibre optique monomode et le mode fondamental (TE) et le mode TM à ordre le plus bas du guide d'onde microstrip peuvent s'exciter directement sans condition. Les deux modes se séparent en deux modes indépendants à travers les fils d'or, dont le mode TE est guidé par les fils d'or dans le bras en bas à gauche. Par contre le mode TM n'est pas guidé par ces fils d'or donc, il se propage dans la direction originale et sort du guide d'onde en haut à droite. Une longueur de  $10\mu\text{m}$  de guide d'onde suffit à cette fonctionnalité, avec une dimension du port d'entrée au deuxième tournant d'environ  $3200 \times 6700 \times 200\text{nm}$ . Vu que très peu de fils d'or sont déposés, la perte de la transmission de chaque mode devrait être assez basse. Cependant la figure 7-5 est l'idée initiale et il nécessite des retraitements plus précis e.g. pour le 2<sup>ème</sup> tournant où la direction du guide d'onde change très brusquement s'il n'y a pas de CWs.

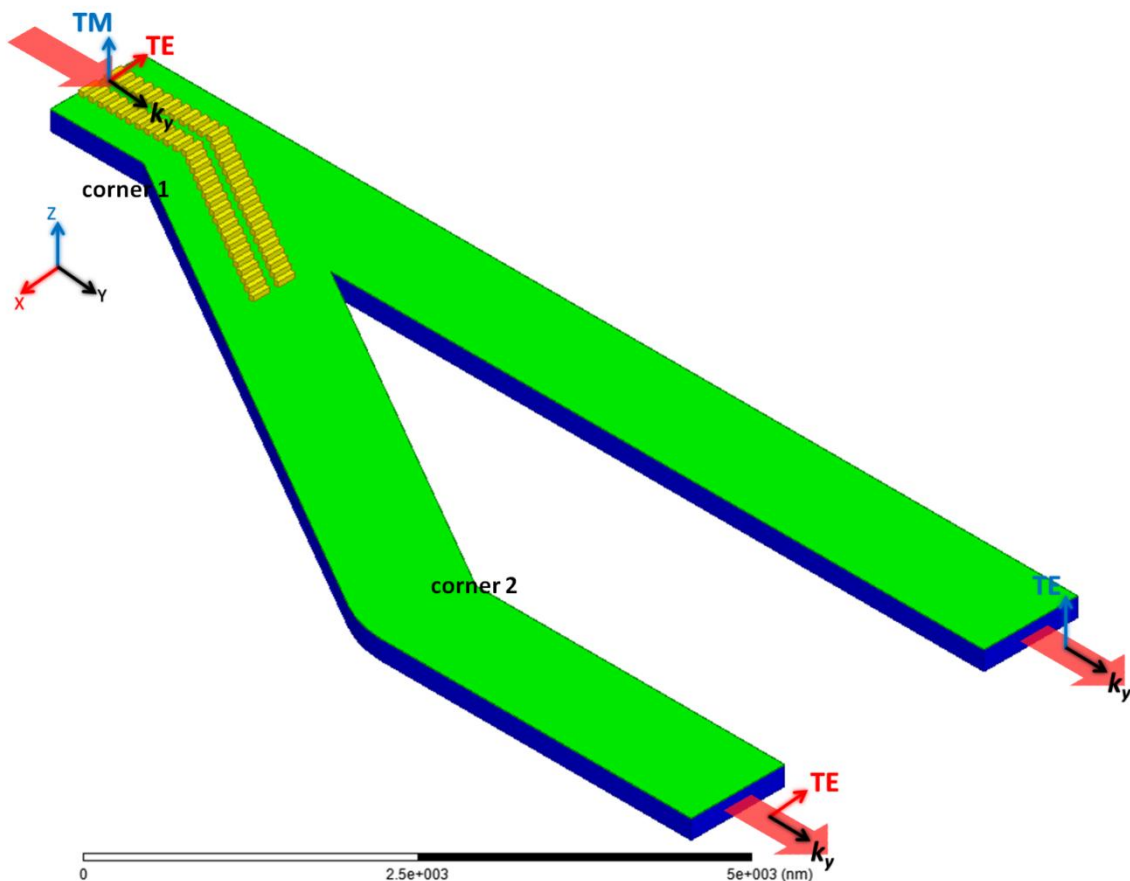


Figure 7-5 Schéma du démultiplexeur en modes en polarisation: les modes mixtes entrent dans le port en haut à gauche, et ils se séparent en deux modes indépendants dont le mode TE entre dans le bras en bas à gauche, en même temps le mode TM dans le bras en bas à droite.

## Références

- [1] Natalia Dubrovina, Loïc O. Le Cunff, N. Burokur, R. Ghasemi, A. Degiron, A. De Lustrac, A. Vial, G. Lerondel and A. Lupu, "Single metafilm effective medium behavior in optical domain: Maxwell–Garnett approximation and beyond", *Appl. Phys. A*, Vol. 109, 901-906 (2012)
- [2] Thèse de Natalia Dubrovina, *Metamaterials for photonic applications* (2014)



## Liste de publications

### Publications

[1] Y. Fan, A. Lupu, and A. de Lustrac, "Infrared waveguided graded-index plasmonic lens on SOI in TE mode," 10<sup>th</sup> International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics - Metamaterials 2016, Chania (Greece), 17-22 September 2016. IEEEExplore, DOI: 10.1109/MetaMaterials.2016.7746450, 752-754, ISBN 978-88-941141-1-9.

[2] Yulong Fan, Xavier Leroux, Alexander Korovin, Anatole Lupu and Andre de Lustrac, "Integrated 2D Graded Index Plasmonic Lens on a Silicon Waveguide for Operation in the Near Infrared Domain," ACS Nano 2017, 11, 4599–4605 (2017)

[3] Y. Fan, A. Lupu, and A. de Lustrac, "Ultra-compact plasmonic wave splitter in NIR domain," 11th International Congress on Engineered Material Platforms for Novel Wave Phenomena – Metamaterials 2017, Marseille (France) 28 August–2 September 2017.

[4] Natalia Dubrovina, Yulong Fan, Xavier Le Roux, André de Lustrac, and Anatole Lupu, "Guided wave metamaterials for integrated optics applications", 19th International Conference on Transparent Optical Networks – ICTON 2017, Girona, Catalonia (Spain) 2-6 July 2017.

[5] Yulong Fan, Xavier Leroux, Anatole Lupu, and André de Lustrac, "Ultra-compact infrared plasmonic metasurface-based demultiplexer on SOI", submitted to Nature Photonics.

### Conférences

[1] Fan Y., Lupu A., de Lustrac A., "Infrared waveguided graded-index plasmonic lens on SOI in TE mode", 10<sup>th</sup> International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics - Metamaterials 2016, Chania (Greece), 17-22 september 2016 (oral).

[2] Yulong Fan, Xavier Leroux, Alexander Korovin, Anatole Lupu, and André de Lustrac, "Silicon waveguided plasmonic NIR focusing nanodevices for integrated optics", Colloque National Métamatériaux 2017 (CNM 2017), Orsay (France), 27-28 March 2017 (poster).

[3] Y. Fan, A. Lupu, and A. de Lustrac, "Ultra-compact plasmonic wave splitter in NIR domain," 11th International Congress on Engineered Material Platforms for Novel Wave Phenomena – Metamaterials 2017, Marseille (France) 28 August–2 September 2017 (oral).

[4] Natalia Dubrovina, Yulong Fan, Xavier Le Roux, André de Lustrac, and Anatole Lupu, "Guided wave metamaterials for integrated optics applications", 19th International Conference on Transparent Optical Networks – ICTON 2017, Girona, Catalonia (Spain) 2-6 July 2017 (oral).



**Titre :** Applications des métamatériaux en optique guidée

**Mots clés :** Métamatériau plasmonique, optique guidée, optoélectronique, fréquence de la résonance

**Résumé :** Les métamatériaux (MMs) sont des composants artificiels présentant des propriétés électromagnétiques qui n'existent pas dans les matériaux conventionnels naturels. Malgré des développements spectaculaires depuis les années 2000 en radiofréquence et aussi en optique, principalement en mode radiatif, les applications des MMs en optique guidée dans l'objectif de la miniaturisation des composants optoélectroniques sont restés très rares. Donc, poursuivant les recherches sur les MMs plasmoniques en optique guidée initiées par M. Kanté, Mme Ghasemi et Mme Dubrovina, ce travail de thèse constitue une contribution originale à la conception et à la réalisation de composants optoélectroniques basés sur des MMs, y compris leur simulation et leur caractérisation.

Durant cette thèse, 3 composants ont été proposés dont 2 ont été réalisés et caractérisés. Ce sont littéralement les premières démonstrations d'applications des MMs à des composants compacts en optique guidée et on peut en conclure qu'une nouvelle famille de composants infrarouges est ici proposée. Cette approche considérée est générique, et elle est compatible avec les plateformes de circuit intégrés conventionnels: Si, InGaAsP / InP, silice dopé, etc. En outre, on démontre que le contrôle à la fois de la variation de l'indice effectif du guide associé au MM et de la fréquence de résonance du MM avec qui travaillent ces composants, sont accessibles simplement en modifiant les dimensions des nanofils qui les composent. Cela permettra à ces composants de fonctionner à d'autres fréquences intéressantes.

**Title :** Applications of metamaterials in waveguided optics

**Keywords :** Plasmonic metamaterial, guided optics, optoelectronic, resonant frequency

**Abstract :** Metamaterials (MMs) are artificial components with electromagnetic properties that do not exist in conventional natural materials. Despite tremendous developments achieved since the 2000s in radiofrequency and also in optics, mainly in the radiative mode, the applications of MMs in guided optics, in order to miniaturize the conventional optoelectronic components still remain nearly blank. Following the studies on plasmonic MM in waveguided optics initiated by Mr. Kanté, Mrs. Ghasemi and Mrs. Dubrovina, this thesis work constitutes an original contribution to the design and realization of optoelectronic components based on MMs, including their simulation and characterization methods.

During this thesis, 3 components have been proposed, of which 2 have been realized and characterized. These are literally the first demonstrations of MM applications to compact components in waveguided optics and it can be concluded that a new family of infrared components is proposed here. This approach is generic and compatible with conventional integrated circuit platforms: Si, InGaAsP / InP, doped silica, etc. Moreover, it is shown that the control of both the variation of the effective index of the guide associated with the MM, and the resonance frequency of the MM with which these components work, is accessible simply by modifying the dimensions of the nanowires. This will allow these components to operate at other frequencies.

