



**HAL**  
open science

# Etude et développement d'un système de signalisation holographique

Benjamin Leroy

► **To cite this version:**

Benjamin Leroy. Etude et développement d'un système de signalisation holographique. Optique / photonique. Université Paris Saclay (COMUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS126 . tel-04119927

**HAL Id: tel-04119927**

**<https://theses.hal.science/tel-04119927>**

Submitted on 7 Jun 2023

**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.

# Etude et développement d'un système de signalisation holographique

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°575 electrical, optical, bio: physics and engineering  
(EOBE)  
Spécialité de doctorat: Electronique et Optoélectronique, Nano et  
Microtechnologies

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 6 juin 2018, par

**Benjamin Leroy**

Composition du Jury :

Olivier Gauthier-Lafaye Directeur de recherche, LAAS CNRS	Président
Emmanuel Centeno Professeur, Université Blaise Pascal (Institut Pascal)	Rapporteur
Nathalie Destouches Professeur, Université Jean Monnet (Laboratoire Hubert Curien)	Rapporteur
Elizabeth Boer-Duchemin Maitre de conférence, Université Paris Sud (ISMO)	Examineur
Giovanna Calo Professeur, Politecnico di Bari	Examineur
Kevin Heggarty Professeur, IMT Atlantique	Examineur
Béatrice Dagens Directeur de recherche, Université Paris Sud (C2N)	Directeur de thèse
David Barat Docteur ingénieur, PSA groupe	Encadrant



# Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier André De Lustrac et Giancarlo Faini, directeurs successifs de l'IEF devenu C2N, de m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je remercie Nathalie Destouches et Emmanuel Centeno d'avoir rapporté mes travaux, Olivier Gauthier-Lafaye d'avoir présidé mon jury, ainsi qu'Elizabeth Boer-Duchemin, Giovanna Calo et Kevin Heggarty d'avoir accepté d'être examinateurs.

Je voudrais ensuite sincèrement remercier ma directrice de thèse Béatrice Dagens et mon encadrant David Barat de m'avoir fait confiance sur ce sujet très complet et intéressant. En particulier, je remercie Béatrice de m'avoir laissé beaucoup de liberté tout en étant toujours disponible pour me conseiller et David de m'avoir suivi régulièrement jusqu'au bout malgré de nouvelles contraintes professionnelles.

J'ai été très bien accueilli dans l'équipe Cimphonie, avec qui nous avons tout de même remporté le dernier concours gâteau de l'histoire de l'IEF ! Merci à Navy Yam et Philippe Gogol pour leurs conseils, en particulier sur mes présentations et ma soutenance. Je remercie très chaleureusement Robert Mégy, toujours de bon conseil, sur tous les sujets, et avec qui j'ai toujours eu les mêmes avis sur les films. Cela a été un très grand plaisir de partager ton bureau ! Je remercie énormément Hervé Bertin pour toute son aide précieuse, en particulier tout le temps passé à me former en salle blanche. Même si l'élève n'a certainement pas atteint le niveau du maître, ton travail n'a pas été vain ! Enfin, un très grand merci à Giovanni Magno, sûrement le plus sympathique italien que j'ai pu rencontrer, pour toute son aide sur les simulations, les discussions scientifiques très enrichissantes et, évidemment, son savoir-faire dans la confection des pizzas ! Je souhaite à présent bon courage à Aurore Ecarnot pour la fin de son manuscrit et sa soutenance à venir, je te remercie au passage pour les quelques services MEB ainsi que ton soutien pendant les conférences à travers le monde !

Je souhaite aussi remercier l'équipe SIEP du groupe PSA pour son accueil et en particulier Franck Guillemard et Laetitia Pradere de m'avoir suivi et m'avoir permis de présenter mes travaux au sein de PSA. Merci également à Mihai Socoliuc de m'avoir accueilli dans la communauté des doctorants et m'avoir donné l'occasion de participer aux journées poster, qui m'ont été d'une bonne aide pour prendre un peu de recul sur mon travail.

J'ai passé une certaine partie de mon temps en salle blanche et je n'aurai pas pu accomplir tout ce travail sans l'aide et les conseils de Jean-René Coudevylle, Nathalie Isaac, François Maillard, David Bouville et Xavier Leroux. Je remercie également ceux avec qui j'ai pu travailler : Fabien Bayle, Benoit Bellier, Jean-Luc Perrossier, Marie-Paule Planté et Cédric Villebasse.

Cette thèse a été riche en débats tels que l'intérêt (évident pourtant) des sachets de thé de forme tétraédrique, et ces débats ont été longs mais passionnants en grande partie grâce Etienne Thiebaut, que je remercie pour les bons conseils scientifiques et à qui je souhaite bien sûr « bonne continuation ». Je passe d'un frère de jab à un autre, qui a également été mon plus gros payeur de cafés en raison de ses arrivées tardives à 7h40 : un immense merci à Michel Geahel, éternel boulanger, pour le soutien mutuel qui nous a permis d'aller au bout tout en sombrant parfois lamentablement dans quelques excès de pessimisme. Les pains aux raisins se vendent beaucoup moins bien à présent parait-il. Loïc Guillemot oserait appeler ça une raisintine, ce qui n'a aucun sens, mais je le remercie quand même, d'une part pour les quelques précieuses mesures AFM, mais aussi parce qu'il est très bon public (« c'est un gars dans un bar, un barman »). Bon courage pour la fin mais je ne me fais pas trop de soucis, Nicolas veille sur toi mamene !

Je tiens ensuite à saluer les personnes que j'ai côtoyées au quotidien et qui ont contribué à la très bonne ambiance dans laquelle j'ai effectué cette thèse : tout d'abord mes collègues de bureau Sylvia Matzen et François Pesty mais aussi Guillaume Agnus, Gregory Barbillon, Aloyse Degiron, Thibault Devolder, Philippe Lecoeur et Thomas Maroutian. Mention spéciale pour Pascal Aubert, qui j'espère ne maltraitera pas les nouveaux doctorants maintenant que je ne suis plus là. Je ne peux évidemment pas oublier Jean-François Bryche, mon représentant à tous les niveaux possibles de représentation, Guillaume Marcaud, jamais à court d'énergie, Ngoc Nguyen, merci pour ta bonne humeur communicative et les découvertes culinaires, ainsi qu'Amina, Amal, Matthias, Stefano, Son, Yida, Florian, Petru, Guillaume, Abdelnour, Florence et Sevag.

Enfin, je voudrais remercier ma famille pour m'avoir soutenu, et bien sûr Adèle, qui m'a largement devancé. Cela n'a pas toujours été facile mais je suis sûr qu'on s'en souviendra bientôt comme de belles années !

# Table des matières

<i>Introduction générale</i> .....	9
<b>Chapitre I Les nano-antennes optiques plasmoniques</b> .....	15
<b>I.1 Plasmon de surface localisé</b> .....	17
I.1.1 Description générale .....	17
I.1.2 Influence de la forme.....	19
I.1.3 Influence de la taille.....	22
I.1.4 Propriétés des métaux.....	22
I.1.5 Distribution du champ : cas de particules individuelles et de dimères .....	25
<b>I.2 Nano-antennes optiques</b> .....	27
I.2.1 Notions générales sur les antennes .....	27
I.2.2 Spécificités des antennes optiques .....	32
I.2.3 Les nano-antennes de type Yagi-Uda.....	34
I.2.4 Autres antennes compactes directives.....	37
<b>I.3 Structures périodiques</b> .....	39
I.3.1 Réseaux de diffraction .....	40
I.3.2 Leaky-wave antenna.....	40
<b>I.4 Chaines de nanoparticules métalliques</b> .....	42
I.4.1 Premières démonstrations et théories.....	42
I.4.2 Intégration d'une chaîne de particules métalliques sur un guide d'onde.....	45
<b>Conclusion</b> .....	47
<b>Chapitre II Simulations</b> .....	49
<b>Introduction</b> .....	50
<b>II.1 Cadre de l'étude</b> .....	50

II.1.1	Structure.....	50
II.1.2	Dimensionnement du guide d'onde.....	52
II.1.3	Principe de l'étude.....	52
<b>II.2</b>	<b>Méthodes .....</b>	<b>53</b>
II.2.1	La méthode FDTD .....	54
II.2.2	Outils d'analyse.....	56
<b>II.3</b>	<b>Couplage .....</b>	<b>58</b>
II.3.1	Cas d'une chaine de période $d = 130$ nm.....	59
II.3.2	Influence de la période.....	67
<b>II.4</b>	<b>Rayonnement dans le plan XZ.....</b>	<b>72</b>
II.4.1	Chaine de période $d = 130$ nm .....	72
II.4.2	Structure 3D.....	73
II.4.3	Chaine de type réseau de diffraction.....	76
<b>II.5</b>	<b>Cas pratique <math>d = 260</math> nm / Rayonnement dans le plan XY.....</b>	<b>81</b>
II.5.1	Particules à côté du guide d'onde.....	82
II.5.2	Particules au-dessus du guide d'onde .....	87
	<b>Conclusion.....</b>	<b>90</b>
	<b><i>Chapitre III Fabrication des échantillons.....</i></b>	<b>93</b>
	<b>Introduction .....</b>	<b>94</b>
<b>III.1</b>	<b>Description des techniques de fabrication .....</b>	<b>95</b>
III.1.1	Nettoyage .....	95
III.1.2	Dépôt PECVD .....	95
III.1.3	Ellipsométrie .....	96
III.1.4	Enrésinement/Développement .....	97
III.1.5	Lithographie électronique.....	99

III.1.6	Gravure RIE.....	101
III.1.7	Evaporation métallique – Lift-off.....	102
III.1.8	MEB - métallisation .....	103
III.1.9	Découpe .....	104
<b>III.2</b>	<b>Protocoles et développement des procédés .....</b>	<b>105</b>
III.2.1	Fabrication des bases d'échantillon .....	105
III.2.2	Développement du procédé de fabrication des guides d'onde .....	107
III.2.3	Développement du procédé de fabrication des nanostructures .....	109
III.2.4	Particularités voie A.....	112
III.2.5	Particularités voie B.....	116
<b>III.3</b>	<b>Bilan des échantillons fabriqués.....</b>	<b>118</b>
	<b>Conclusion.....</b>	<b>122</b>
<b>Chapitre IV</b>	<b><i>Caractérisation des échantillons.....</i></b>	<b>125</b>
	<b>Introduction .....</b>	<b>126</b>
<b>IV.1</b>	<b>Description du montage expérimental.....</b>	<b>126</b>
IV.1.1	Montage du couplage dans le guide d'onde .....	126
IV.1.2	Principe de caractérisation dans le plan de Fourier .....	128
IV.1.3	Réalisation du montage de caractérisation dans le plan de Fourier .....	129
IV.1.4	Test du montage et calibration de l'objectif .....	131
<b>IV.2</b>	<b>Identification des caractéristiques des diagrammes de rayonnement .....</b>	<b>133</b>
IV.2.1	Variation de la période.....	134
IV.2.2	Disques sombres des diagrammes de rayonnement.....	136
IV.2.3	Double raie de rayonnement.....	140
<b>IV.3</b>	<b>Mesure du rayonnement et interprétation.....</b>	<b>143</b>
IV.3.1	Echantillon A1 (particules à côté du guide d'onde) .....	143



IV.3.2	Echantillon B1 .....	150
IV.3.3	Evaluation de la puissance couplée.....	152
	<b>Conclusion.....</b>	<b>155</b>
	<b>Chapitre V Réseau de guides d'onde .....</b>	<b>157</b>
	<b>Introduction .....</b>	<b>158</b>
<b>V.1</b>	<b>Les guides Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> dans le visible.....</b>	<b>158</b>
<b>V.2</b>	<b>Dimensionnement du réseau de guides d'onde .....</b>	<b>160</b>
V.2.1	Dimensionnement de la section du guide .....	160
V.2.2	Schéma de principe du réseau de guides d'onde .....	160
V.2.3	MMI 1x2 et transcoupleurs .....	162
V.2.4	Design des courbes.....	163
V.2.5	Dessin complet du réseau .....	165
<b>V.3</b>	<b>Fabrication du réseau de guides d'onde .....</b>	<b>166</b>
V.3.1	Solution alternative de fabrication .....	166
V.3.2	Détails des échantillons fabriqués.....	167
<b>V.4</b>	<b>Caractérisation des pertes dans les guides.....</b>	<b>168</b>
<b>V.5</b>	<b>Positionnement des émetteurs .....</b>	<b>172</b>
V.5.1	Simulations SPEOS .....	172
V.5.2	Discussion sur le choix des émetteurs.....	176
	<b>Conclusion.....</b>	<b>181</b>
	<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>	<b>183</b>
	<b>Bibliographie.....</b>	<b>189</b>
	<b>ANNEXE 1 : Diagrammes de bande complémentaires des données en Figure II-15</b>	<b>198</b>
	<b>ANNEXE 2 : Schémas explicatifs des angles <math>\theta</math>, <math>\varphi</math> et <math>\alpha</math> utilisés pour les diagrammes de rayonnement.....</b>	<b>200</b>

# Introduction générale

Ce travail de thèse a été réalisé dans l'équipe Cimphonie de l'Institut d'Electronique Fondamental (IEF) devenu Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), en collaboration avec le groupe PSA. Il a été effectué dans la continuité de la thèse d'Yida Wen (2012-2015) et s'inscrit dans le projet du groupe PSA d'améliorer la compacité d'une source de restitution holographique, en vue d'une application spécifique. Dans cette introduction générale, nous allons commencer par expliquer le contexte industriel ainsi que le principe de cette application. Nous détaillerons ensuite la solution envisagée et les choix déjà opérés avant le début de la thèse. Enfin nous spécifierons les nouveaux aspects étudiés et traités dans ce manuscrit.

Les dispositifs optiques sont de plus en plus nombreux dans les véhicules automobiles. D'abord présents uniquement pour des fonctions d'éclairage et de signalisation avec les différents phares et feux stop ou directionnels, leur utilisation couvre aujourd'hui des fonctions de plus en plus diversifiées telles que la détection, la communication ou l'information. Ils sont en particulier des éléments essentiels des dispositifs d'aide à la conduite (ou ADAS pour Advanced Driver Assistance Systems) avec des dispositifs tels que le LIDAR (Light Detection And Ranging), les caméras et antennes ou encore la vision tête haute. Le marché des dispositifs ADAS est en pleine croissance et les revenus associés sont amenés à presque doubler au cours des quatre prochaines années [Coc15]. D'autre part, les dispositifs optiques sont désormais également utilisés afin d'améliorer l'esthétisme des véhicules par l'intermédiaire des projecteurs avant et de la signalisation arrière dont les formes sont de plus en plus libres avec les dispositifs LED et laser. Des projets d'utilisation des vitres [Ver14] et de la carrosserie [Ben14] directement comme support d'éclairage sont également en cours de développement. Par ailleurs, les signaux visuels sont utiles pour des fonctions relatives à la sécurité et de nouvelles fonctions ont été proposées, telle que l'alerte d'ouverture de porte [Li14], ainsi que des systèmes permettant de signaler la décélération [Hua14] ou l'intensité du freinage [Wil14]. Ces deux derniers dispositifs tentent de compléter la fonction limitée en informations des feux stop arrière.

De manière générale, les dispositifs à base d'optique apportent des améliorations concernant la sécurité, l'esthétisme et la connectivité. Ils ont donc un fort pouvoir d'attractivité, faisant de leur développement un enjeu majeur pour les constructeurs.

### Dispositif d'alerte de proximité

Dans cette optique d'attractivité et de sécurité, le groupe PSA a imaginé une fonction d'alerte proximité par signalisation holographique [Lar09], dont le principe est illustré en Figure II-1. L'idée est d'alerter le conducteur par un signal visuel en cas de non-respect des distances de sécurité. Le dispositif est positionné à l'arrière du véhicule équipé. Plusieurs brevets ont été déposés depuis 2009 sur cette application concernant son principe de fonctionnement ainsi que des technologies compactes permettant la restitution de l'hologramme [Lar09], [Gonc13], [LeD14].

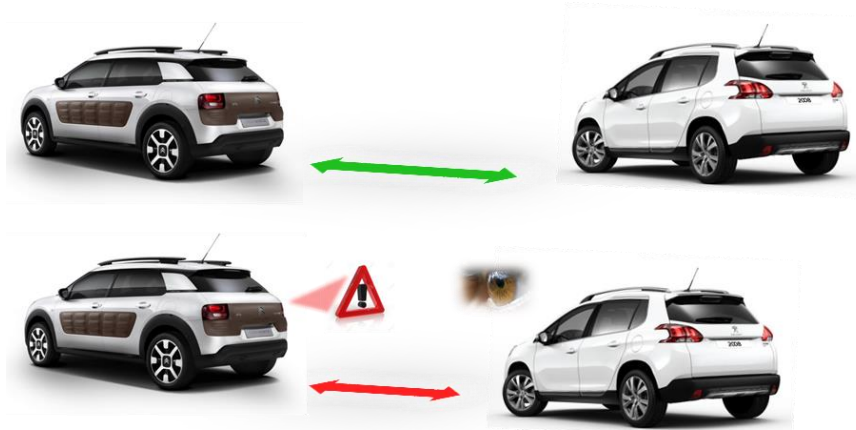


Figure 0-1: Schéma de principe du système d'alerte proximité par signalisation holographique.

La compacité est en effet le point limitant de ce dispositif et ceci est lié aux nombreuses contraintes induites par la restitution holographique. L'hologramme est dans un premier temps enregistré sur un support photosensible appelé film holographique, sous la forme d'interférences entre un faisceau cohérent de référence et un faisceau secondaire réfléchi sur l'objet à imager. Ceci permet d'obtenir dans le film les informations sur la phase de l'objet et donc la possibilité de le restituer en trois dimensions. La position de l'objet par rapport au film holographique au moment de l'enregistrement détermine sa position lors de la restitution. Cette seconde étape est réalisée en éclairant le film holographique contenant toute l'information sur l'objet avec le même faisceau de référence que lors de l'enregistrement. Dans notre cas, l'enregistrement se fait avec un angle de  $56^\circ$  par rapport à la normale au film, avec un faisceau collimaté à 633 nm sur une surface de 40 cm par 11 cm.

Le point limitant est la nécessité d'avoir un éclairage de la plaque holographique préalablement enregistrée avec un faisceau cohérent et collimaté. C'est la mise en forme du

faisceau laser initial, et en particulier son élargissement, qui est volumineux. Un schéma de principe du système de restitution holographique classique est tracé en Figure 0-2. Il est composé d'une source laser et d'un ensemble de miroirs et lentilles permettant l'élargissement du faisceau jusqu'au film holographique. Le prototype actuel, représenté en Figure 0-2, a un encombrement d'une vingtaine de centimètres, ce qui est bien trop important pour son intégration dans un véhicule de série. Il est donc nécessaire de réduire cet encombrement et la solution imaginée est l'utilisation de l'optique intégrée et des nanotechnologies.

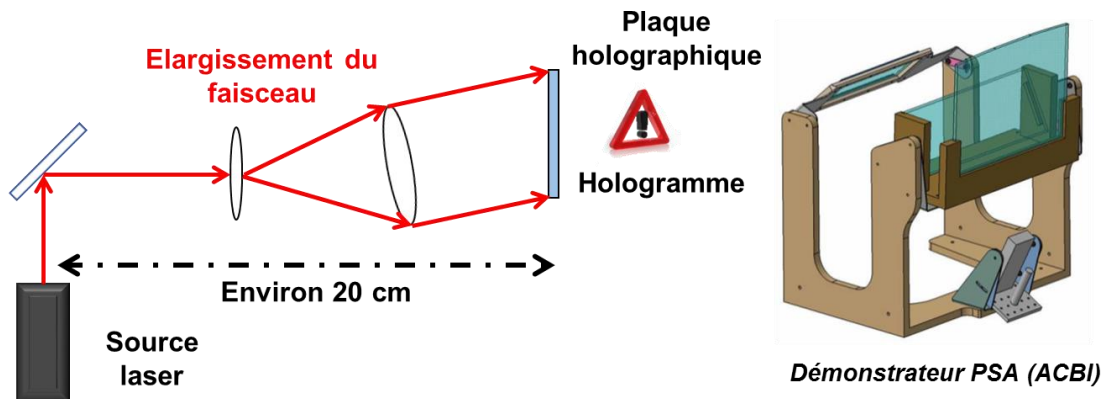


Figure 0-2: Schémas de principe du système de reconstruction de l'image holographique et du prototype réalisé par PSA.

### Solution envisagée

Le dispositif de restitution holographique envisagé est illustré en Figure 0-3. Il peut être décomposé en trois niveaux d'échelle. Le système complet (schéma du haut dans la Figure 0-3) est composé d'une source laser fibrée et d'une plaque éclairante surmontée du film holographique [Bav15]. C'est cette plaque éclairante, dont l'épaisseur ciblée est de l'ordre de 1 cm, qui vise à remplacer l'ensemble des éléments permettant de mettre en forme le faisceau laser dans le schéma en Figure 0-2. L'objectif final est l'obtention d'une plaque de surface égale au film holographique (40 cm par 11 cm). Dans cette thèse, nous nous focaliserons sur un dispositif d'une surface d'1 cm<sup>2</sup>.

Le détail de la composition de la plaque éclairante est illustré sur le schéma du milieu de la Figure 0-3. La génération du faisceau de lumière cohérente sur une grande surface avec un angle particulier est réalisée avec deux éléments principaux. Tout d'abord, un réseau de guides d'onde permet de répartir la lumière sur toute la plaque. Ensuite, des émetteurs sont positionnés à différents endroits du réseau de guides d'onde. Le principe général repose donc sur l'utilisation de plusieurs points sources répartis de manière à obtenir un faisceau uniforme.

## Introduction générale

Le dernier niveau d'échelle, illustré sur le schéma en bas de la Figure 0-3 concerne les émetteurs. Ils sont multiples et soumis à un cahier des charges très spécifique. Ils doivent dans un premier temps être compacts de façon à pouvoir en positionner plusieurs le long d'un guide d'onde. L'autre caractéristique importante est la possibilité de couplage avec un guide d'onde ainsi que la modulation de ce couplage pour avoir des rayonnements d'intensité identiques pour l'ensemble des émetteurs du réseau, indépendamment de la puissance dans le guide d'onde. Concernant le diagramme de rayonnement, il doit être identique pour chaque émetteur, avec un angle spécifique, et monolobe. Le faisceau doit arriver au niveau du film holographique avec un angle de  $56^\circ$  par rapport à la normale dans l'air, ce qui nécessite une émission dans le verre avec un angle de  $34^\circ$  par rapport à la normale. Un dernier point important concerne la fabrication de ces émetteurs. Il est nécessaire que ces étapes puissent être intégrées le plus facilement possible dans le procédé de fabrication du réseau de guide d'onde.

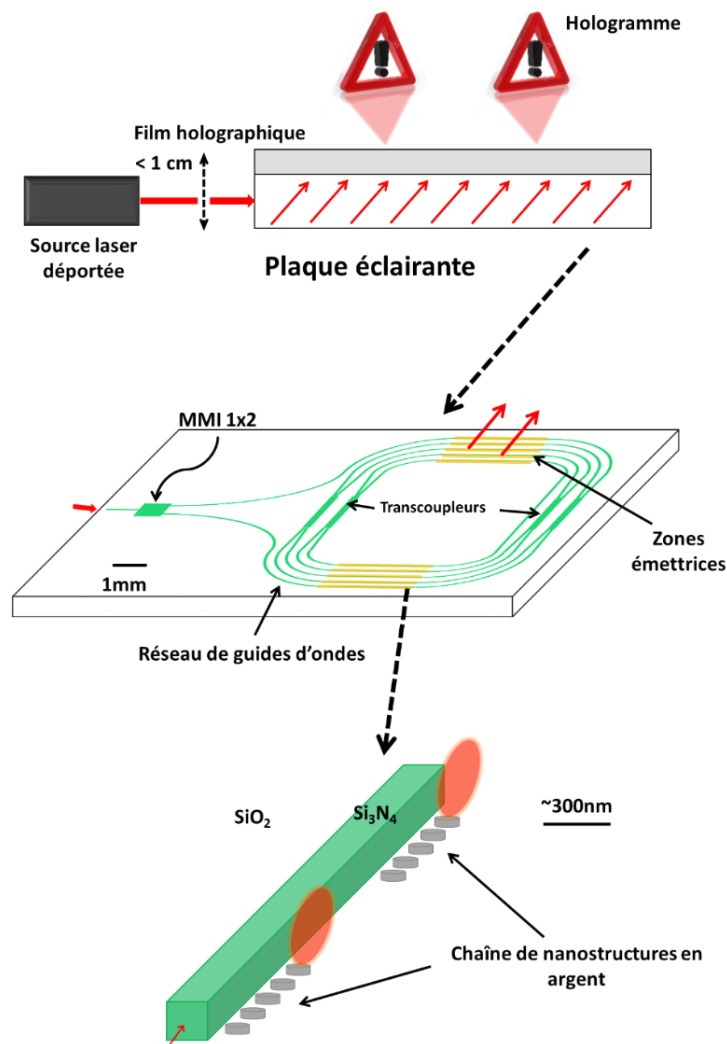


Figure 0-3: Schéma à différentes échelles du dispositif de restitution holographique.

**Etat des travaux au démarrage de la thèse :** le principe de fonctionnement de la plaque éclairante ainsi que le choix des matériaux, de la forme générale et des éléments du réseau de guide d'onde ont été effectués au cours de la thèse d'Yida Wen. Le fonctionnement à la longueur d'onde 633 nm a imposé le choix de guides en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) enterrés dans de la silice ( $\text{SiO}_2$ ). Les guides d'onde ont été dimensionnés avec une section rectangulaire pour être monomode à 633 nm. Les différentes connections choisies sont des MMI (Multimodes Interferometer) 1x2 et transcoupleurs 2x2. La forme du réseau de guides imaginée en fin de thèse d'Yida Wen est semblable à une double spirale qui vise à répartir la lumière sur l'ensemble de la plaque en maximisant la surface utile des zones émettrices, à savoir les portions de guides d'onde rectilignes au niveau desquelles peuvent être positionnés les émetteurs [Bar17]. Enfin, la forme générale des guides courbes a été proposée de façon à générer le moins de pertes possibles. Le procédé de fabrication des guides d'onde a également été développé.

C'est sur l'étude des émetteurs qu'a été principalement concentré le travail de thèse présenté dans ce manuscrit, du dimensionnement à la fabrication et la caractérisation optique.

Toutes ces caractéristiques nous ont orientés vers une solution à base d'antennes, et plus particulièrement d'antennes plasmoniques. Ce type de structure semble en effet réunir une grande partie des critères requis, notamment la compacité et le contrôle local des propriétés de rayonnement.

Ce manuscrit est découpé en 5 chapitres.

Dans le premier chapitre seront introduites et détaillées les informations relatives à la plasmonique et à la caractérisation des antennes. Une revue bibliographique des solutions d'antennes plasmoniques dans le visible ainsi que des structures compactes intégrées permettant l'émission directive sera détaillée.

Dans le deuxième chapitre seront présentés les résultats de simulations des antennes couplées à un guide. La structure retenue sera détaillée dans ses différentes configurations et les méthodes utilisées pour représenter les données seront explicitées. La première partie des résultats est consacrée au couplage entre la chaîne de particules et le guide d'onde et à l'influence des différents paramètres de l'ensemble de la structure. La seconde partie concerne le rayonnement et en particulier l'analyse de différentes configurations dans l'objectif d'obtenir les caractéristiques définies en introduction.

Dans le troisième chapitre seront présentés les méthodes de fabrication salle blanche et les développements des procédés effectués pour la réalisation des échantillons. Deux procédés ont été envisagés et réalisés pour la fabrication d'échantillons selon les deux types de structures étudiées dans le chapitre II.

Le quatrième chapitre, consacré à la caractérisation optique des échantillons fabriqués, est séparé en deux parties. Dans la première partie seront détaillées la mise en place et la calibration du montage de caractérisation du rayonnement. La seconde partie sera consacrée aux résultats obtenus sur les échantillons fabriqués et à la comparaison avec les résultats de simulation.

Le cinquième et dernier chapitre sera consacré au réseau de guides d'onde en nitrure de silicium, en particulier au dimensionnement des courbes et au positionnement des émetteurs. Les résultats préliminaires de caractérisation des guides seront aussi présentés.

# Chapitre I

## Les nano-antennes optiques plasmoniques

### Sommaire

---

<b>I.1</b>	<b><i>Plasmon de surface localisé</i></b> .....	<b>17</b>
I.1.1	Description générale .....	17
I.1.2	Influence de la forme.....	19
I.1.3	Influence de la taille.....	22
I.1.4	Propriétés des métaux.....	22
I.1.5	Distribution du champ : cas de particules individuelles et de dimères.....	25
<b>I.2</b>	<b><i>Nano-antennes optiques</i></b> .....	<b>27</b>
I.2.1	Notions générales sur les antennes .....	27
I.2.2	Spécificités des antennes optiques .....	32
I.2.3	Les nano-antennes de type Yagi-Uda.....	34
I.2.4	Autres antennes compactes directives.....	37
<b>I.3</b>	<b><i>Structures périodiques</i></b> .....	<b>39</b>
I.3.1	Réseaux de diffraction .....	40
I.3.2	Leaky-wave antenna.....	40
<b>I.4</b>	<b><i>Chaines de nanoparticules métalliques</i></b> .....	<b>42</b>
I.4.1	Premières démonstrations et théories.....	42
I.4.2	Intégration d'une chaîne de particules métalliques sur un guide d'onde.....	45
	<b>Conclusion</b> .....	<b>47</b>



Dans son discours « *There's plenty of room at the bottom* » à l'assemblée annuelle de l'American Physical Society en 1959 Richard Feynman a présenté les enjeux et défis de ce que l'on appelle aujourd'hui les nanosciences. Il évoque notamment la capacité de manier des objets de taille nanométrique ainsi que la possibilité de manipuler la lumière avec des antennes, de la même manière que l'on manipule des ondes radio [Fey60].

Pour pouvoir exploiter les propriétés des antennes dans les fréquences visibles, la solution est de diminuer considérablement la taille des éléments résonants, à savoir utiliser des nanoparticules métalliques. Or, dans les fréquences visibles et proche infra-rouge (IR), les métaux ne se comportent plus comme des conducteurs parfaits. En particulier, on excite dans les nanoparticules métalliques des plasmons de surface localisés et ce phénomène est résonant dans le visible et l'infra-rouge. Ceci confère aux nanoparticules métalliques des propriétés tout à fait particulières, comme la concentration de champs dans des volumes très inférieurs à la limite de diffraction. Ainsi le concept de nano-antenne optique a été dans un premier temps repris et utilisé pour la microscopie de champ proche [Poh00]. C'est ensuite grâce au développement des technologies de micro et nano-fabrication héritées de la micro-électronique que la fabrication de nano-antennes optiques s'est généralisée. De nombreuses configurations ont été étudiées, pour diverses applications telles que la spectroscopie haute résolution, le photovoltaïque, les sources de photon unique, les capteurs optiques, la communication optique, les circuits nanophotoniques, ou encore le piégeage optique.

Le premier objectif de ce chapitre est de présenter les concepts utilisés dans la suite de notre travail. Nous introduisons d'abord les plasmons de surface localisés et leurs principales propriétés, ainsi que les paramètres caractéristiques des antennes optiques plasmoniques.

Le second objectif de ce chapitre est de présenter et faire un état de l'art des différentes structures plasmoniques présentant des caractéristiques avantageuses pour notre application de nano-émetteur intégré et directif à 633nm. Nous présentons pour cela des travaux sur les antennes optiques, en commençant par les antennes de type Yagi-Uda et en étendant plus généralement aux antennes de type « phased array ». Nous nous intéressons également à d'autres structures plasmoniques non considérées strictement comme des nano-antennes mais ayant des propriétés de rayonnement, intégration ou couplage particulièrement intéressantes : les réseaux de diffraction et les chaînes de nanoparticules métalliques, en particulier couplées à un guide d'onde.

Afin d'atteindre ces deux objectifs, le chapitre est organisé en quatre parties intitulées « Plasmons de surface localisé », « Nano-antennes optiques », « Structures périodiques » et « Chaines de nanoparticules métalliques ».

Au long du chapitre, nous exposons et justifions les choix de matériaux et structures pour la suite de nos travaux, en fonction du cahier des charges défini dans l'introduction, des résultats de la littérature mais aussi des contraintes de fabrication.

## I.1 Plasmon de surface localisé

### I.1.1 Description générale

Les particules métalliques ont des électrons libres qui, excités par une onde électromagnétique, oscillent collectivement, comme illustré en Figure I-1. Cette oscillation collective est appelée plasmon de surface localisé. Pour les métaux nobles tels que l'or ou l'argent, ce phénomène est résonant aux fréquences optiques et proche infra-rouge. On parle alors de résonance de plasmon de surface localisé (LSPR).

Cette propriété extraordinaire permet le confinement de la lumière dans des volumes sub-longueur d'onde ainsi que la formation de points chauds à la surface des particules excitées. Cela confère de plus aux nanoparticules métalliques des caractéristiques particulières de diffusion et d'absorption utilisées depuis plusieurs siècles à travers le monde pour obtenir des couleurs intenses dans les verres, poteries ou mosaïques [Col09].

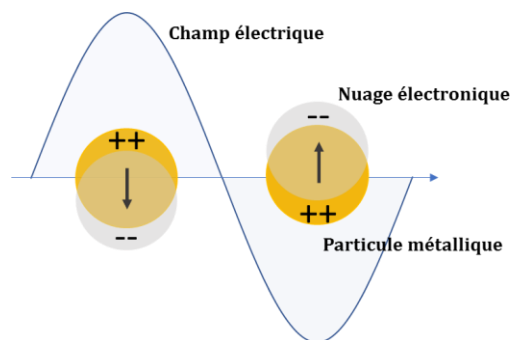


Figure I-1: Schéma de principe de l'oscillation des électrons libres de nanoparticules métalliques excitées par un champ électrique.

Ce phénomène fut expliqué au début du XXe siècle par la théorie de Mie [Mie08], qui décrit analytiquement la réponse d'une particule sphérique à une excitation électromagnétique, dans un milieu homogène. La théorie de Mie permet d'obtenir les efficacités de diffusion, d'absorption et

d'extinction d'une particule. Les deux premières efficacités caractérisent respectivement la capacité de la particule à diffuser l'onde incidente dans toutes les directions autres que sa direction initiale et à absorber son énergie. L'extinction caractérise l'influence globale de la particule sur l'onde incidente. L'efficacité d'extinction est donc la somme de l'efficacité d'absorption et de l'efficacité de diffusion.

Lorsque l'on se place dans le cas d'une particule sphérique très petite devant la longueur d'onde, on peut approximer un comportement dipolaire. On se place dans le cas de l'approximation quasi-statique, à savoir que le champ est considéré comme constant à l'intérieur de la particule. On considère une excitation par un champ uniforme  $\vec{E}_0$  dans un milieu homogène. On peut alors écrire le moment dipolaire  $\vec{p}$  :

$$\vec{p} = \alpha_{QS} \epsilon_0 \epsilon_d \vec{E}_0 \quad (I-1)$$

Avec  $\alpha_{QS}$  la polarisabilité, qui s'écrit [Boh08] :

$$\alpha_{QS} = 4\pi a^3 \frac{\epsilon_m - \epsilon_d}{\epsilon_m + 2\epsilon_d} \quad (I-2)$$

Avec  $a$  le rayon de la particule,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\epsilon_m$  la permittivité du métal et  $\epsilon_d$  la permittivité du milieu diélectrique environnant.

*Remarque : Il faut noter que les permittivités des matériaux et donc la polarisation sont des grandeurs dispersives. Nous détaillerons plus tard dans cette partie des manières de modéliser la permittivité des métaux en fonction de la pulsation  $\omega$ .*

Dans le cas  $\epsilon_m = -2\epsilon_d$  la réponse à l'excitation du champ est résonante. Soit  $\epsilon_m = \epsilon'_m + i\epsilon''_m$  et un milieu environnant diélectrique sans pertes, la condition de résonance s'écrit :

$$\epsilon'_m = -2\epsilon_d \text{ et } \epsilon''_m = 0 \quad (I-3)$$

Cette condition est appelée condition de Fröhlich [Frö49]. Il est important de noter que le milieu environnant est un premier paramètre dont dépend la résonance. Un changement de milieu décale spectralement la résonance. La nature du métal en est un autre. Les métaux nobles tels que l'or et l'argent ont des permittivités diélectriques compatibles avec cette relation dans le visible et le proche infra-rouge. La partie imaginaire de leur permittivité n'est pas nulle mais très faible et la partie réelle est négative et décroît avec la longueur d'onde. Ainsi, l'augmentation de l'indice

de réfraction du milieu environnant va décaler la résonance vers les plus grandes longueurs d'onde.

Les efficacités de diffusion et d'absorption  $Q_{diff}$  et  $Q_{abs}$  s'écrivent :

$$Q_{diff} = \frac{8}{3}\pi k^4 a^6 \left| \frac{\epsilon_m - \epsilon_d}{\epsilon_m + 2\epsilon_d} \right|^2 \quad (I-4)$$

$$Q_{abs} = 4\pi a^3 k \text{Im} \left\{ \frac{\epsilon_m - \epsilon_d}{\epsilon_m + 2\epsilon_d} \right\}$$

Avec  $k$  le vecteur d'onde dans le milieu environnant.

La dépendance en  $a$  de chacune des expressions indique que pour de très petites tailles de particules ( $a \sim 10\text{nm}$ ), l'absorption sera prépondérante. Pour des rayons plus grands, la diffusion devient significative.

### **I.1.2 Influence de la forme**

En restant dans l'approximation quasi-statique, étudions maintenant le cas d'une ellipse dans un milieu homogène. Soit une ellipse de demi-axes  $a_x$ ,  $a_y$  et  $a_z$  respectivement selon  $Ox$ ,  $Oy$  et  $Oz$  d'un repère cartésien. La polarisabilité selon les trois axes de polarisation  $x$ ,  $y$  et  $z$  s'écrit [Boh08] :

$$\alpha_{x,y,z} = 4\pi a_x a_y a_z \frac{\epsilon_m - \epsilon_d}{3\epsilon_d + 3L_{x,y,z}(\epsilon_m - \epsilon_d)} \quad (I-5)$$

Avec  $L_{x,y,z}$  le facteur de dépolariation pour les trois axes de polarisation, qui intervient dans la condition de résonance. La forme de la particule a donc une influence sur la résonance, tout comme l'orientation de la polarisation. En fonction de l'axe de l'ellipsoïde selon lequel l'onde incidente est polarisée, la position spectrale de la résonance change. Pour une onde incidente polarisée suivant plusieurs directions, il y a plusieurs résonances.

Kelly *et al.* ont étudié plusieurs formes de particules en argent et en particulier les ellipsoïdes aplatis, c'est-à-dire avec un petit axe (axe de révolution) et deux grands axes de dimensions identiques [Kel03]. En Figure I-2 sont présentés les spectres d'extinction calculés d'ellipsoïdes aplatis polarisés selon un des grands axes, en faisant varier le rapport d'aspect entre les grands axes et le petit axe, tout en conservant un volume constant. Un rapport d'aspect de 1 : 1 correspond à une sphère. On observe deux pics d'extinction, celui des plus basses longueurs

d'onde correspond au mode quadripolaire et le second, beaucoup plus large au mode dipolaire. La présence du mode quadripolaire est liée au fait que les spectres sont calculés à partir d'un modèle basé sur l'équation de Mie [Vos93] comprenant donc tous les ordres. La résonance dipolaire est fortement décalée vers les grandes longueurs d'onde quand le rapport de forme augmente, démontrant l'influence de la forme. Dans leur étude, ils ont également observé le cas de la polarisation selon un des petits axes, qui présente également une résonance, décalée vers les basses longueurs d'onde quand le rapport de forme augmente. Il est intéressant de noter que la résonance quadripolaire se décale peu spectralement et que son intensité décroît fortement à mesure que le rapport de forme augmente. Dans le cas d'une particule allongée, l'approximation dipolaire semble plus solide que dans le cas d'une sphère.

Ce décalage vers les grandes longueurs d'onde de la résonance avait également été obtenu par [Lin99] en calculant les spectres d'absorption d'ellipses allongées de rapport de forme croissant.

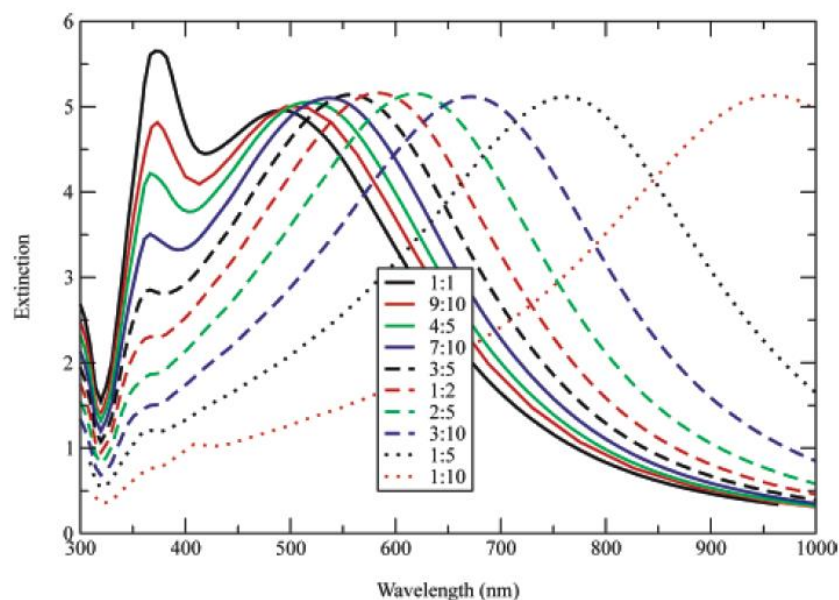


Figure I-2: Spectres d'extinction de sphéroïdes aplaties pour des rapports de forme allant de 1:10 à 1:1. (Extrait de [Kel03])

Expérimentalement, [Wil07] ont étudié des « nanorods » (forme rectangulaire) et « nanorices » (forme plus arrondie) en argent. Le spectre d'extinction des nanorods montre bien deux résonances, dans le bleu et dans le proche infra-rouge correspondant respectivement à une polarisation selon le petit et le grand axe. Concernant les spectres de diffusion des nanorods et nanorices, un décalage vers les grandes longueurs d'onde a été mesuré avec l'augmentation du

rapport de forme. De plus, pour des dimensions et rapports de forme identiques, les nanorices ont une résonance à plus basse longueur d'onde que les nanorods.

En effet, plusieurs travaux ont montré que l'arrondissement des angles de nanostructures métalliques décale leur résonance vers les plus basses longueurs d'onde. McLellan *et al.* ont mesuré les spectres d'extinction de nano-cubes et nanosphères en argent, montrant une résonance à plus basse longueur d'onde pour les nanosphères [McL06]. Mock *et al.* ont étudié et comparé des formes plus spécifiques telles que des triangles, pentagones et sphères [Moc02]. Les spectres mesurés de ces trois formes sont exposés en Figure I-3 (a). Les pics de résonance sont nettement décalés en fonction de la forme. Concernant les particules triangulaires, ils ont également étudié l'influence de l'arrondissement des angles à volume constant. Les spectres de diffusion sont en Figure I-3 (b) et montrent le décalage vers les plus basses longueurs d'onde de la résonance des particules plus arrondies.

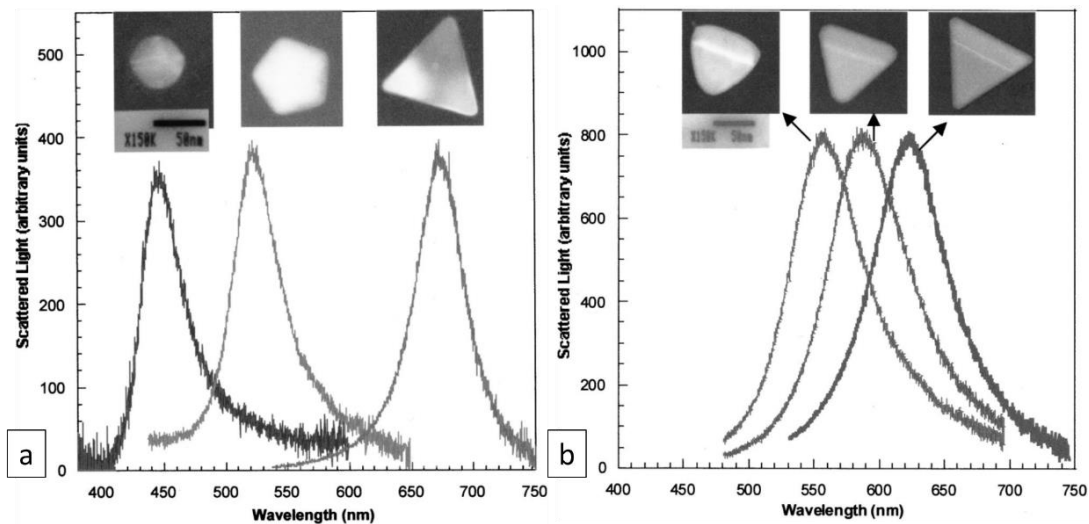


Figure I-3: Spectres de diffusion en fonction de la longueur d'onde pour : (a) pour trois particules de formes différentes. (b) pour trois particules triangulaires avec différents degrés d'arrondissement des angles. Extrait de [Moc02].

Pour des particules de formes aussi particulières, la théorie de Mie ne s'applique pas et il n'y pas de modèle permettant de décrire analytiquement leur comportement. En revanche, de nombreuses méthodes numériques telles que la méthode DDA (pour Discrete Dipole Approximation) ou la FDTD (Finite Difference Time Domain) ont été développées pour modéliser et prédire le comportement de ce genre de structures. La DDA consiste à modéliser une particule de forme quelconque par un ensemble de dipôles ponctuels et de déduire la polarisabilité globale issue du couplage de tous les dipôles. Kelly *et al.* [Kel03] ont utilisé cette méthode pour modéliser

le cas des particules triangulaires et l'effet causé par l'arrondissement des angles et ont obtenu des résultats similaires à Mock *et al.*. Nous aborderons plus en détail l'utilisation de méthodes numériques et en particulier la méthode FDTD dans le chapitre suivant. La DDA sera également détaillée, plus tard dans ce chapitre, dans la partie sur les chaînes de nanoparticules.

Ces différents résultats théoriques comme expérimentaux montrent bien l'influence de la forme des particules sur la position spectrale de la résonance plasmonique. Pour des formes elliptiques en particulier, le rapport de forme est un paramètre intéressant pour moduler la longueur d'onde de résonance de la particule.

### I.1.3 Influence de la taille

Des mesures expérimentales sur des particules sphériques de différentes tailles montrent également un décalage spectral de la résonance. Par exemple, la couleur de solutions de particules en argent change pour des rayons de particules différents [Ygu98]. Pour rendre compte de cette dépendance, il est nécessaire d'ajouter des termes correctifs au modèle considéré jusqu'à présent.

Seules les réponses diélectriques statiques ont été considérées précédemment. Pour aller plus loin, il faut tenir compte de la réponse de la particule, c'est-à-dire des effets de dépolarisation dynamique aussi appelé effet de retard et d'amortissement radiatif.

Ainsi la nouvelle polarisabilité  $\alpha$  s'écrit, en reprenant le cas de la sphère de rayon  $a$  :

$$\alpha(\omega) = \left( \frac{1}{\alpha_{QS}} - i \frac{2}{3} \frac{\omega^3}{c^3} - \frac{\omega^2}{a c^2} \right)^{-1} \quad (\text{I-6})$$

avec  $i \frac{2}{3} \frac{\omega^3}{c^3}$  le terme de retard et  $\frac{\omega^2}{a c^2}$  le terme d'amortissement radiatif qui introduit la taille de la particule. Plus la particule sera grande et plus la résonance sera décalée vers les grandes longueurs d'onde. Cependant, pour des petites particules d'un rayon inférieur à 30nm, le décalage de la résonance reste minime.

### I.1.4 Propriétés des métaux

Voyons à présent les métaux compatibles avec la condition de Fröhlich et avec une application à 633nm.

Les propriétés optiques des métaux sont décrites principalement par leur permittivité diélectrique complexe et dispersive  $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon'_m(\omega) + i\varepsilon''_m(\omega)$ . Le comportement du métal en

réponse à un champ électrique est défini par l'oscillation de ses électrons libres et, dans certains domaines de fréquence, les transitions inter-bandes des électrons liés.

Le modèle de Drude-Sommerfeld décrit la permittivité diélectrique des métaux en ne considérant que les électrons libres. Il est basé sur la dynamique du mouvement d'un électron qui subit la force de Lorentz induite par une onde électromagnétique, avec un frottement  $\Gamma$ . La résolution de l'équation d'oscillateur harmonique amorti qui en résulte donne la permittivité  $\epsilon_{Drude}$ :

$$\epsilon_{Drude} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} \quad (I-7)$$

Avec  $\omega_p$  la pulsation plasma telle que  $\omega_p = \sqrt{ne^2/m_e\epsilon_0}$ , avec  $n$  la densité d'électron,  $e$  la charge de l'électron,  $m_e$  sa masse effective,  $\Gamma$  le facteur d'amortissement.

Ce modèle est valable pour la plupart des fréquences. Cependant, des photons de haute énergie peuvent exciter un électron lié de bandes inférieures vers la bande de conduction. Ce phénomène est appelé transition inter-bandes et intervient dans des gammes de fréquences particulières en fonction des métaux. Pour l'or par exemple, des transitions inter-bandes apparaissent en dessous de 600 nm. Pour modéliser ce phénomène, il faut considérer un modèle d'oscillateur supplémentaire, de l'électron lié cette fois-ci, appelé oscillateur de Lorentz, qui vient s'ajouter au modèle précédent. La permittivité associée est :

$$\epsilon_{Lorentz} = 1 + \frac{\tilde{\omega}_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} \quad (I-8)$$

Avec  $\omega_0$  la pulsation fondamentale des électrons liés,  $\tilde{\omega}_p$  la pulsation plasma associée aux électrons liés et  $\gamma$  le facteur d'amortissement également associé aux électrons liés.

En Figure I-4 est tracée la permittivité de l'or extraite de mesures expérimentales. Le modèle de Drude associé est tracé sur la même figure et l'on remarque que le modèle de Drude est correct au-dessus de 600nm (en dessous de 2 eV) mais devient inapproprié en dessous de 600nm, en particulier concernant la partie imaginaire (Figure I-4 (b)) de la permittivité. Cela est dû à une transition inter-bandes qui peut être prise en compte avec un oscillateur de Lorentz.

Les transitions inter-bandes font grandement augmenter la partie imaginaire de la permittivité, ce qui implique une augmentation drastique des pertes pour le matériau.



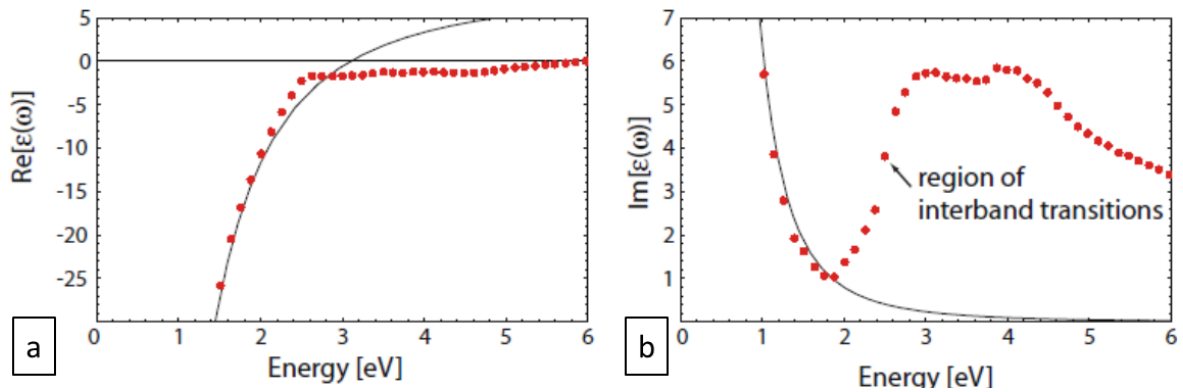


Figure I-4: Comparaison entre les parties réelle (a) et imaginaire (b) de la permittivité de l'or. Les données mesurées expérimentalement sont représentées par des carrés rouges (données issues de [Joh72]). Le modèle de Drude est représenté par la ligne continue noire. Extrait de [Mai07]. La permittivité est tracée en fonction de l'énergie des photons en eV. Une longueur d'onde de 600 nm correspond approximativement à 2 eV.

Ainsi, plus la partie imaginaire est grande, plus les pertes sont élevées. Les parties réelles et imaginaires des principaux métaux intéressants (or, argent, cuivre, aluminium) pour la plasmonique sont tracées en Figure I-5. La partie imaginaire de la permittivité de l'aluminium est très élevée au-dessus de 600 nm, ce métal est plus adapté pour les applications dans le bleu et l'ultraviolet. L'or, métal de prédilection pour l'infrarouge, présente une hausse brutale de la partie imaginaire de sa permittivité aux alentours de 600nm. Le cuivre connaît un comportement assez similaire. En revanche, la partie imaginaire de la permittivité de l'argent est la plus faible dans le spectre visible et ne croît qu'autour de 350nm. En conséquence, l'argent est le métal le plus adapté pour une application dans le visible.

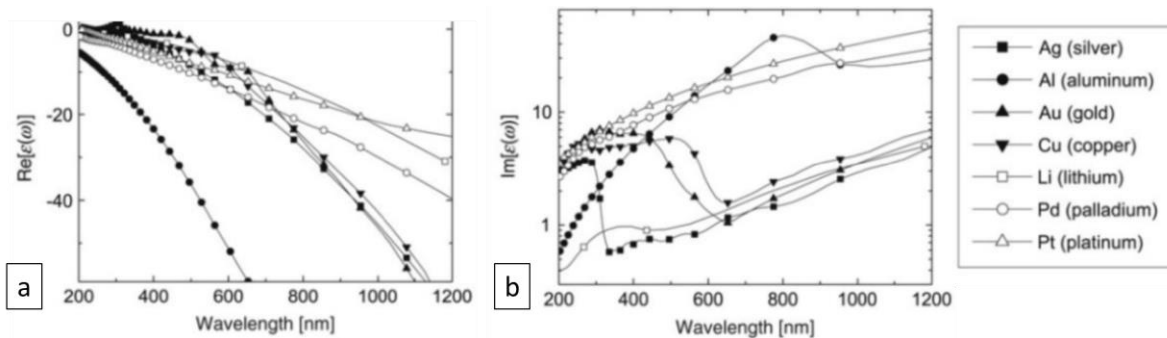


Figure I-5: Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la permittivité des principaux matériaux intéressants pour la plasmonique, entre 200 nm et 1200 nm. Les données ont été obtenues expérimentalement [Pal98].

Le principal inconvénient de l'argent est son oxydation à l'air humide. Ce défaut peut être contourné en adaptant le procédé de fabrication et par une encapsulation en fin de procédé pour une bonne conservation dans le temps.

Plusieurs références de permittivités mesurées sont utilisées telles que [Pal98] ou [Joh72]. Les valeurs sont un peu différentes car elles dépendent du mode de croissance ou de dépôt des matériaux étudiés. Ainsi, pour avoir la meilleure prédictibilité des résultats de simulations vis-à-vis des résultats expérimentaux, nous avons préféré utiliser les valeurs de permittivités mesurées sur des matériaux déposés dans les mêmes conditions que pour la fabrication des échantillons.

### **I.1.5 Distribution du champ : cas de particules individuelles et de dimères**

Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, plusieurs formes de particules ont été étudiées dans la littérature: sphères, bâtonnets, triangles, cubes, étoiles, .... Ces formes ont des intérêts divers. La forme sphérique est par exemple moins sensible à la polarisation de l'onde incidente. Les formes en bâtonnets ou ellipses apportent de la flexibilité dans la position spectrale de la résonance dipolaire en jouant sur le facteur de forme. Les particules triangulaires ou en étoile permettent quant à elles d'obtenir de très grandes intensités du champ local.

En effet, l'excitation par le champ électromagnétique externe induit au niveau des particules un champ dont la distribution dépend de la polarisation de l'onde incidente et de la distribution des charges au niveau de la particule. La concentration du champ sera d'autant plus importante que le volume de concentration des charges sera faible. Ainsi, les formes pointues permettent d'obtenir des intensités de champs locales bien plus importantes que les formes arrondies allant jusque plusieurs centaines de fois l'intensité du champ incident. Expérimentalement, les techniques de fabrication top-down tendent à arrondir les formes, ce qui dégrade fortement les propriétés d'augmentation locale du champ. Cependant, une autre solution permet d'obtenir des augmentations locales de champ très importantes : le couplage de deux particules très faiblement espacées.

Si l'on considère chaque particule comme un résonateur supportant un mode dipolaire, le rapprochement de deux particules donne lieu à une hybridation des modes. Le système complet peut être vu comme deux oscillateurs liés et supporte un mode liant et un mode anti-liant. Cette représentation, illustrée en Figure I-6, a notamment été proposée par Huang et al. [Hua10]. Ils ont étudié le comportement de deux particules avec différentes tailles de gap. En comparaison avec les particules individuelles, la résonance est décalée vers les plus grandes longueurs d'onde pour

le mode liant et vers les plus basses longueurs d'onde pour le mode anti-liant, et ce d'autant plus que le gap est faible (Figure I-6). Concernant la répartition du champ, dans le cas du mode liant, la répartition des charges de part et d'autre du gap génère un champ extrêmement intense.

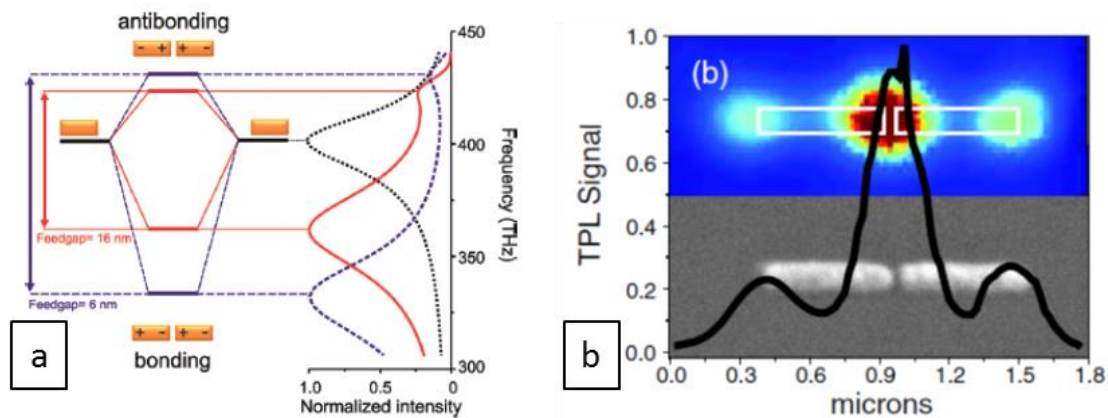


Figure I-6: (a) Représentation des modes liant (bonding) et anti-liant (antibonding) dans le cas d'un dimère. Extrait de [Hua10]. (b) Cartographie du champ obtenu par photoluminescence à deux photons pour deux bâtonnets faiblement espacés. Une intensité forte apparaît au niveau du gap. Extrait de [Ghe08].

Plusieurs autres travaux ont mis en évidence ce phénomène expérimentalement. Dès 2005, Muhlschlegel *et al.* ont constaté par l'intermédiaire de mesures de WLSC (White Light SuperContinuum) et de photoluminescence à deux photons, l'intensification du champ dans le gap entre deux antennes demi-onde en comparaison avec une antenne simple [Muh05]. Ghenuche *et al.* [Ghe08] ont également étudié des bâtonnets par photoluminescence à deux photons, en fonction de la longueur d'onde. L'intensification du champ au niveau du gap est illustrée en Figure I-6. Les résultats sont bien sûr dépendants de la polarisation.

Fromm *et al.* ont étudié des particules triangulaires positionnées tête bêche [Fro04], structures appelées antennes papillon (ou antenne bow-tie). Théoriquement, la forme triangulaire présente une distribution de charges avantageuse par rapport aux bâtonnets. Les antennes papillon présentent une intensification du champ encore plus importante au niveau du gap. Cependant, comme nous l'avons déjà évoqué, les défauts de fabrication réduisent les performances de ce genre de forme.

Nous avons vu dans cette partie les principaux paramètres influençant la résonance plasmonique des particules métalliques aux fréquences optiques. Ils sont nombreux, ce qui donne beaucoup de flexibilité pour ajuster correctement la résonance spectralement. Concernant notre application, l'utilisation de l'argent est la plus appropriée à 633nm. Afin de pouvoir facilement

contrôler le couplage, les formes elliptiques allongées sont les plus intéressantes sur plusieurs plans. La forme allongée réduit la possibilité de présence de modes quadripolaires. La résonance dipolaire est donc dominante et aisément ajustable par le rapport de forme ou la taille globale de la particule. De plus, la forme elliptique est par définition arrondie donc la forme fabriquée sera plus facilement semblable à la forme simulée, ce qui améliore les chances d'avoir une simulation prédictive. En revanche, les méthodes de fabrication que nous utiliserons, de type top-down, ne permettent pas la fabrication d'ellipsoïdes tels que ceux présentés en exemple de la littérature. Le choix s'oriente donc vers un nano-cylindre de forme elliptique.

## **I.2 Nano-antennes optiques**

La nano-antenne optique est simplement définie comme « un dispositif conçu pour convertir efficacement une onde optique en propagation libre en énergie localisée, et vice-versa » [Bha09]. Il s'agit de l'assemblage de structures métalliques vues dans la partie précédente, organisées de manière à émettre ou recevoir la lumière de manière avantageuse. Les antennes optiques ont fait l'objet de nombreux travaux de recherche ces dernières années. Plusieurs revues résument ces travaux. [Bha09], [Gia11], [Nov11], [Mak12], [Agi12], [Bia12], [Kau15].

L'objectif de cette partie n'est pas de faire une revue détaillée et exhaustive de tous les types de nano-antennes optiques mais de présenter celles qui possèdent les caractéristiques les plus intéressantes en vue de notre application de nano-émetteur directif compact à 633nm. Dans un premier temps, nous allons introduire les paramètres liés à la caractérisation des antennes. Puis nous présenterons différentes structures et nous nous intéresserons particulièrement aux antennes de type Yagi-Uda.

### **I.2.1 Notions générales sur les antennes**

Nous introduisons dans cette partie les principaux paramètres caractéristiques des antennes. Ces paramètres sont tirés de la théorie classique des antennes [Bal92] et sont également utilisés pour caractériser les antennes optiques. Afin d'illustrer au mieux ces paramètres nous prendrons l'exemple le plus classique : le dipôle élémentaire.

**Efficacité de rayonnement** : trois puissances liées au fonctionnement d'une antenne peuvent être définies :

- La puissance incidente  $P_0$ , c'est-à-dire la puissance totale injectée dans l'antenne.

- La puissance rayonnée  $P_{rad}$ , c'est-à-dire la puissance totale émise en champ lointain dans toutes les directions.
- La puissance non radiative  $P_{nrad}$ , définie comme  $P_{nrad} = P_0 - P_{rad}$ . La puissance non radiative inclut toutes les pertes.

L'efficacité de rayonnement  $\eta_{rad}$  est définie comme le rapport entre la puissance rayonnée  $P_{rad}$  et la puissance totale injectée  $P_0$  :

$$\eta_{rad} = \frac{P_{rad}}{P_0} \quad (I-9)$$

**Calcul de la puissance rayonnée :** la puissance électromagnétique est calculée à partir du vecteur de Poynting  $\vec{\Pi}$  défini de la façon suivante :

$$\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{H} \quad (I-10)$$

Avec  $\vec{E}$  le champ électrique et  $\vec{H}$  le champ magnétique de l'onde. La moyenne temporelle  $\langle \vec{\Pi} \rangle$  est :

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{1}{2} Re(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \quad (I-11)$$

Dans le cas de la puissance rayonnée, on se place en condition de champ lointain, c'est-à-dire à une distance de la source suffisamment grande (typiquement grande devant la longueur d'onde) et on ne considère que des ondes progressives. Dans ces conditions, E et H sont en phase, orthogonaux tels que  $H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E$ . La puissance rayonnée est donnée par le flux de la moyenne temporelle du vecteur de Poynting à travers une surface fermée  $\Sigma$  contenant l'antenne :

$$P_{rad} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \oiint_{\Sigma} |\vec{E}|^2 dS \quad (I-12)$$

Avec  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  respectivement la permittivité et la perméabilité du vide,  $dS$  un élément de surface élémentaire.

Par la suite, la surface  $\Sigma$  sera toujours une sphère entourant l'antenne de rayon grand devant la longueur d'onde. L'expression (I-12) montre que la puissance rayonnée ne dépend que

du champ électrique. C'est cette grandeur que nous observerons essentiellement par la suite et le terme « champ » fera référence au champ électrique.

**Diagramme de rayonnement** : une antenne est principalement caractérisée par son diagramme de rayonnement, représenté en champ ou en puissance. La direction du rayonnement est généralement définie dans un repère sphérique par deux angles  $\theta$  et  $\varphi$ .  $\theta$  est l'angle polaire, il varie de  $0$  à  $\pi$ .  $\varphi$  est l'angle azimutal et varie de  $0$  à  $2\pi$ . Le paramètre  $r$ , distance d'un point à l'origine, est fixe et tel que  $r \gg \lambda$ . Sa valeur sera précisée dans chaque cas.

Le rayonnement est ensuite tracé dans un diagramme polaire, qui représente donc une coupe du rayonnement total. Pour bien visualiser l'allure globale du rayonnement, on représente généralement plusieurs coupes. On note  $P(\theta, \varphi)$  la puissance par unité d'angle solide rayonnée dans une direction quelconque.

Le repère est représenté en Figure I-7. Nous avons tracé un repère cartésien (Oxyz). L'origine de l'angle  $\theta$  est prise au niveau de l'axe Oz côté z positif. L'origine de l'angle  $\varphi$  est prise au niveau de l'axe Ox côté x positif. Ces conventions seront conservées dans la suite du manuscrit.

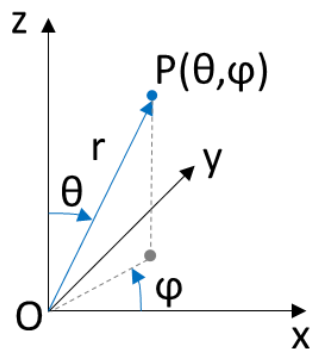


Figure I-7 : Représentation du repère sphérique utilisé.  $\theta$  est l'angle polaire, il varie de  $0$  à  $\pi$ .  $\varphi$  est l'angle azimutal et varie de  $0$  à  $2\pi$ .  $r$  est la distance à l'origine.

On distingue généralement dans le diagramme de rayonnement d'une antenne un ou plusieurs lobes d'émission, de largeur et d'intensité différentes. L'intérêt d'une antenne étant communément d'orienter spécifiquement le rayonnement avec une direction privilégiée, le diagramme de rayonnement est composé d'un lobe principal et de lobes secondaires. Les paramètres que nous allons introduire à présent caractérisent la capacité d'une antenne à rayonner dans une direction privilégiée.

**Directivité** : la directivité est calculée dans chaque direction (définie par les angles  $\theta$  et  $\varphi$ ). C'est le rapport entre la puissance rayonnée par l'antenne dans une direction  $P(\theta, \varphi)$  et la puissance

rayonnée par angle solide d'une antenne isotrope. En reprenant les notations précédentes : soit  $P_{rad}$  la puissance totale rayonnée par l'antenne, la puissance par angle solide de l'antenne isotrope est  $\frac{P_{rad}}{4\pi}$ .

La directivité  $D(\theta, \varphi)$  est alors :

$$D(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{P(\theta, \varphi)}{P_{rad}} \quad (I-13)$$

**Gain** : le gain est également calculé dans toutes les directions. Il est défini comme le rapport entre la puissance rayonnée dans une direction  $P(\theta, \varphi)$  et la puissance rayonnée par angle solide d'une antenne isotrope sans pertes. Avec les notations définies précédemment, le gain  $G(\theta, \varphi)$  s'écrit donc :

$$G(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{P(\theta, \varphi)}{P_0} = \eta_{rad} D(\theta, \varphi) \quad (I-14)$$

Le gain et la directivité sont directement reliés par l'efficacité de rayonnement.

C'est communément la valeur maximum du gain, à savoir la valeur du gain dans la direction de rayonnement privilégiée de l'antenne, qui est donnée, souvent en dB.

**Angle d'ouverture** : l'angle d'ouverture caractérise la largeur angulaire du lobe principal, de manière à connaître l'angle dans lequel la majorité du rayonnement a lieu. Plusieurs conventions sont utilisées, nous prendrons l'angle d'ouverture à 3dB, c'est-à-dire la largeur à mi-hauteur en intensité. Comme nous sommes intéressés par un éclairage surfacique, nous considérerons deux ouvertures angulaires, l'une en  $\theta$ , que l'on appelle ouverture polaire et l'autre en  $\varphi$ , l'ouverture azimutale.

**Lobes secondaires** : les lobes secondaires sont ordinairement non désirés et perturbent le fonctionnement de l'antenne en causant des interférences. L'évaluation du niveau de ces lobes secondaires par rapport au lobe principal est une donnée importante. En général, on évalue le niveau de puissance du lobe secondaire par rapport à celui du lobe principal et l'on prend une convention pour définir si les lobes secondaires sont trop importants.

**Exemple du dipôle électrique élémentaire** : il s'agit d'une vision idéale du dipôle. On considère un fil de longueur  $l$  très petite devant la longueur d'onde  $\lambda$ , positionné selon l'axe Oz du repère défini en Figure I-7. On représente le cas étudié en Figure I-8.

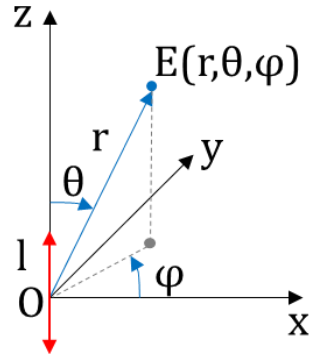


Figure I-8 : Illustration du dipôle élémentaire : le dipôle (flèche rouge) est de longueur  $l \ll \lambda$  et orienté selon l'axe Oz.

Avec ce positionnement, le champ rayonné par le dipôle est indépendant de  $\varphi$ . En notant  $I_0$  le courant injecté,  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide, le champ rayonné (à une distance  $r$  fixée) s'écrit :

$$E(\theta) = -\frac{jI_0}{2\epsilon_0 c} \frac{\sin\theta}{r} \frac{l}{\lambda} e^{(-j\frac{2\pi r}{\lambda})} \quad (\text{I-15})$$

Soit :

$$|E(\theta)|^2 \propto |\sin\theta|^2 \quad (\text{I-16})$$

Le diagramme de rayonnement est un tore de révolution autour de l'axe Oz. La coupe dans le plan Oyz est représentée normalisée en Figure I-9. C'est un rayonnement avec deux lobes identiques opposés. Dans le plan Oxy, le rayonnement (non représenté) est uniforme.



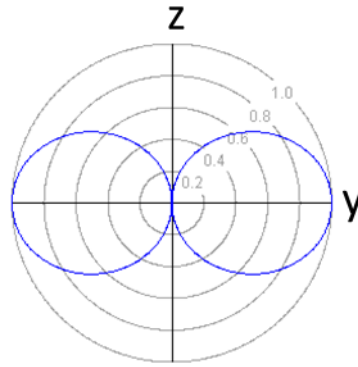


Figure I-9 : Diagramme de rayonnement normalisé du dipôle élémentaire dans le plan Oyz.

Dans le cas du dipôle idéal sans pertes, le gain (et la directivité) maximum est de 1,5, soit 1,76dB. L'angle d'ouverture à 3dB est de 90 degrés. Le dipôle élémentaire n'est pas une bonne antenne mais constitue le modèle de base pour la construction d'antennes, l'assemblage de plusieurs dipôles permettant d'orienter le rayonnement dans une direction privilégiée.

## I.2.2 Spécificités des antennes optiques

**Redimensionnement** : Les antennes optiques ne se comportent pas tout à fait comme les antennes radio, en particulier pour le dimensionnement. Dans la théorie des antennes classiques, la longueur d'un dipôle résonant est typiquement de  $\lambda/2$  et les éléments des antennes sont dimensionnés en multiples de  $\lambda$ , la longueur d'onde d'excitation. En optique, cette règle de dimensionnement n'est plus valable. La longueur de résonance d'une antenne dipolaire aux fréquences optiques est inférieure. Lukas Novotny a proposé une explication de ce phénomène [Nov07] : du fait de la pénétration du champ dans le métal, et donc des résonances plasmoniques, la particule excitée répond à une longueur d'onde effective  $\lambda_{\text{eff}}$ , plus courte que la longueur d'onde d'excitation  $\lambda$ .  $\lambda_{\text{eff}}$  dépend des propriétés du matériau et des paramètres géométriques de la particule. Par exemple, Novotny évalue pour un fil d'or de rayon 5nm une longueur d'onde effective  $\lambda_{\text{eff}} \sim \lambda/5,3$ . Ainsi pour dimensionner une antenne demi-onde il faut un fil de longueur dix fois inférieure à la longueur d'onde d'excitation. Bryant et al. ont effectué une cartographie de plusieurs dimensions de particules [Bry08] et ont observé des valeurs similaires de longueurs effectives.

**Mode d'excitation et exaltation** : Contrairement aux antennes radiofréquences qui sont alimentées en courant par une ligne de transmission, les antennes optiques (en configuration

émission) sont alimentées par des sources de photons, telles qu'un émetteur quantique, un faisceau laser ou un guide d'onde. Le dernier cas est particulièrement intéressant pour notre application car il permet l'intégration de l'antenne dans un circuit photonique. L'excitation par émetteur quantique est certainement le cas le plus étudié car la présence de l'antenne, en plus de diriger de façon préférentielle l'émission de lumière, peut améliorer le taux d'émission spontanée.

En effet, le taux d'émission spontanée d'un atome ou d'une molécule dépend de son environnement et en particulier de la répartition du champ électromagnétique localement (ou densité locale d'état électromagnétique) [Pur46]. Or, la présence d'une ou plusieurs particules métalliques à proximité de l'émetteur va modifier fortement le champ proche autour de l'émetteur. La particule métallique agit comme un résonateur, ce qui augmente le taux d'émission spontanée [Tho04], [Far05]. L'efficacité de ce phénomène dépend fortement de la position de l'émetteur vis-à-vis de la particule, de son orientation, et de l'intensité locale du champ. Ainsi il est préférable de positionner l'émetteur aux extrémités des particules ou dans des gaps entre deux particules. Cependant un positionnement de l'émetteur trop proche de la particule favorise le couplage avec des modes supérieurs moins radiatifs, ce qui diminue fortement l'efficacité. En théorie, l'émetteur peut être considéré comme un dipôle ponctuel [All12], facilement modélisable.

Ainsi les structures métalliques plasmoniques et par extension les antennes plasmoniques sont particulièrement intéressantes pour, d'une part, exalter l'émission spontanée de particules fluorescentes ou d'émetteurs quantiques et, d'autre part, orienter cette émission dans une direction privilégiée, permettant d'améliorer considérablement l'efficacité optique de ces systèmes et laissant entrevoir de très intéressantes perspectives pour des applications telles que la détection de molécules ou des sources de lumière.

Cette propriété ne nous intéresse pas directement pour notre application mais de nombreux travaux expérimentaux ou théoriques ont été réalisés avec cette configuration d'excitation et les caractéristiques des structures obtenues restent intéressantes vis-à-vis d'une intégration sur un guide d'onde.

A présent, nous allons nous intéresser à des exemples précis d'antennes optiques. Les antennes optiques sont employées pour de très diverses applications et ont des formes très différentes. Quelques exemples sont illustrés en Figure I-10. Parmi ce large choix, nous allons nous intéresser à l'antenne Yagi-Uda, antenne réputée pour sa structure simple et sa grande directivité, deux caractéristiques importantes en vue de notre application de nano-émetteur compact à 633nm.

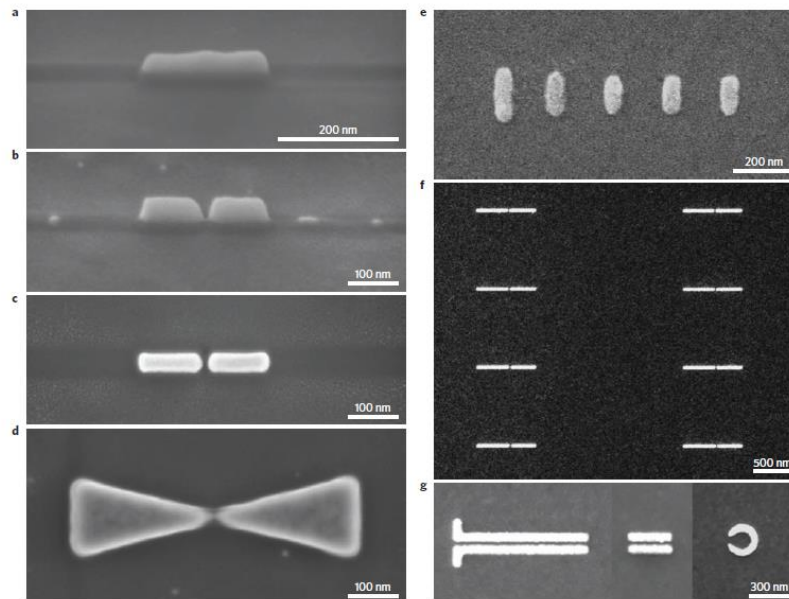


Figure I-10 : Exemples d'antennes plasmoniques fabriquées par lithographie électronique.  
Extrait de [Nov11].

### I.2.3 Les nano-antennes de type Yagi-Uda

L'antenne dite de type Yagi-Uda, également appelée antenne Yagi, a été inventée en 1926 [Yag26] et est très utilisée pour la radio et la télévision. Cette antenne est connue pour sa grande directivité. Elle est composée de plusieurs éléments : un élément résonant, le fil, et des éléments passifs : un réflecteur et plusieurs directeurs. Les éléments passifs sont déphasés par rapport à l'élément actif de manière à orienter l'émission dipolaire de l'élément actif dans une direction unique. Le réflecteur est plus grand que le fil et les directeurs plus petits. Dans les radiofréquences, le dimensionnement précis de chaque élément et leur espacement est connu [Bal92]. Des exemples d'antennes Yagi-Uda sont représentés en Figure I-11. Si l'on applique les dimensions classiques aux fréquences optiques, on obtient une structure d'un encombrement de seulement quelques  $\mu\text{m}$ .

Depuis 10 ans, cette configuration est abondamment étudiée dans les fréquences optiques. Il suffit en effet de diminuer la taille des éléments pour la rendre fonctionnelle. Cependant, comme expliqué dans la partie I.2.2, des adaptations sont nécessaires. Hofmann *et al.* ont présenté en 2007 une première étude théorique de l'antenne Yagi-Uda aux fréquences optiques, [Hof07] attachant une importance particulière aux pertes par absorption. Celles-ci peuvent être limitées en augmentant le volume des particules utilisées dans la construction de l'antenne. Taminiau *et al.* [Tam08] ont ensuite proposé des résultats de simulation d'une antenne Yagi-Uda en aluminium

à 5 éléments, alimentée par un émetteur quantique. Ils ont obtenu une directivité de 6,4 dans l'axe de la chaîne et dans la direction des directeurs, à 570nm dans un milieu homogène de permittivité 1. En positionnant l'antenne sur un substrat, le rayonnement s'est dirigé vers le substrat d'indice supérieur avec une meilleure directivité.

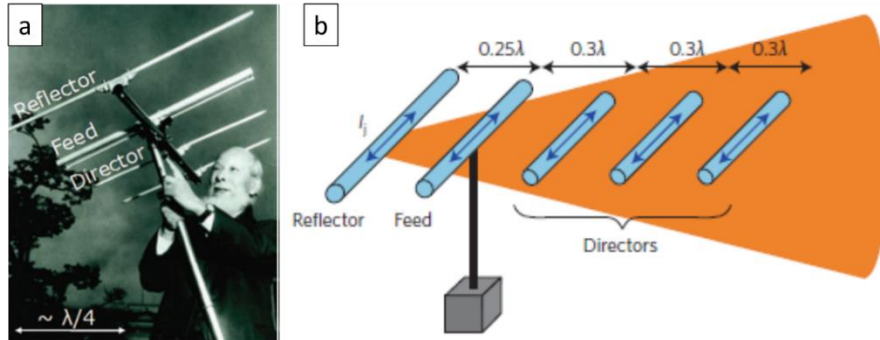


Figure I-11 : (a) Yagi et son antenne pour les radiofréquences. Extrait de [Mak12]. (b) schéma classique d'antenne à cinq éléments : un réflecteur, un fil et trois directeurs. Extrait de [Kos10].

Kosako *et al.* ont proposé une première démonstration expérimentale de l'antenne Yagi-Uda dans le visible [Kos10], toujours avec 5 éléments, avec une excitation par laser. Ils ont notamment mis en évidence la fonction du réflecteur et des directeurs dans l'orientation du diagramme de rayonnement, comme illustré en Figure I-12 : le réflecteur réduit le rayonnement vers l'arrière et l'ajout de directeurs permet d'augmenter la directivité.

Curto *et al.* ont réalisé la première antenne Yagi-Uda excitée par une boîte quantique [Cur10]. La structure est présentée en Figure I-13. Il s'agit d'une antenne constituée de particules en or déposées sur du verre. La boîte quantique est positionnée au niveau du fil. Ils obtiennent un rayonnement unidirectionnel et une directivité améliorée, notamment par rapport à une antenne classique dipolaire. Les diagrammes de rayonnement sont présentés en Figure I-13. Tout comme Taminiau *et al.* le rayonnement se fait dans le substrat, d'indice plus élevé.

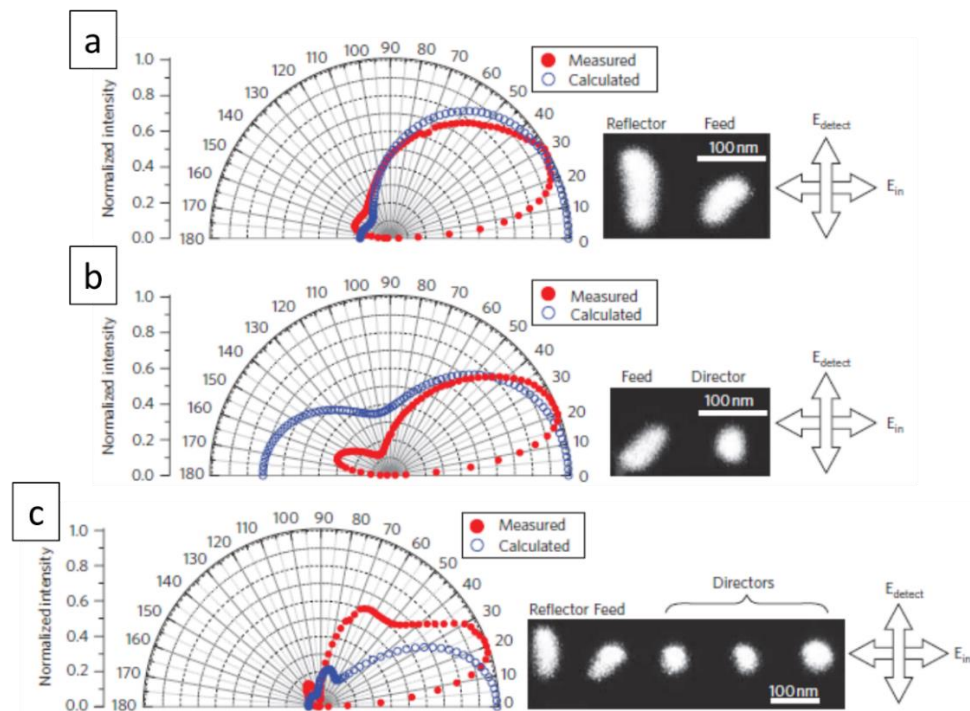


Figure I-12 : Diagrammes de rayonnement vus du dessus obtenus pour différentes configurations d'antenne. (a) Avec le fil et un réflecteur. (b) Avec le fil et un directeur. (c) Avec une structure de type Yagi-Uda c'est-à-dire un fil, un réflecteur et trois directeurs. Extrait de [Kos10].

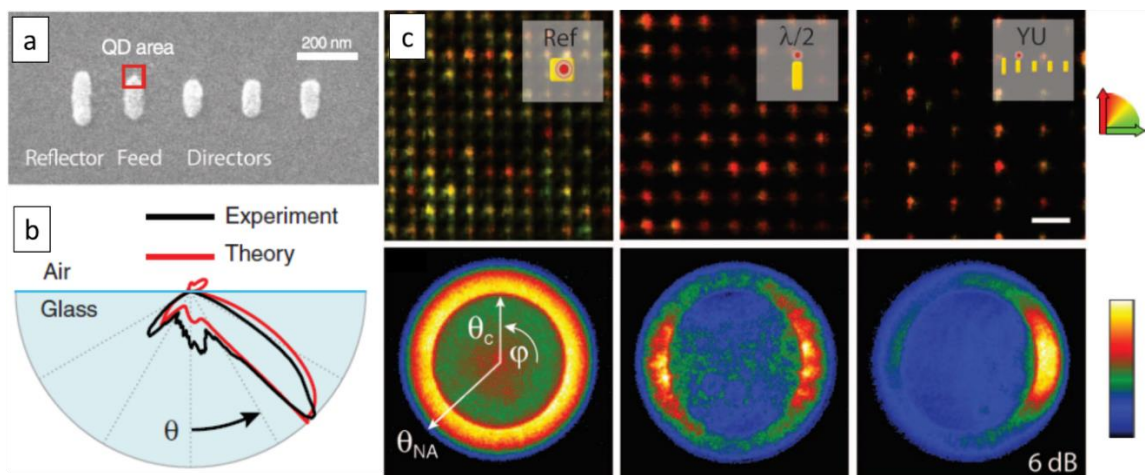


Figure I-13 : (a) Image MEB de l'antenne Yagi-Uda fabriquée. (b) Schéma des diagrammes de rayonnement théoriques et expérimentaux en fonction de  $\theta$ . (c) Images réelles et dans le plan de Fourier du rayonnement obtenu pour différentes structures. De gauche à droite : patch, antenne demi-onde et antenne Yagi-Uda. (Toutes les images sont extraites de [Cur10]).

Des configurations plus originales ont également été à l'étude : Dregely *et al.* ont imaginé et fabriqué une antenne Yagi-Uda verticale, avec trois éléments, permettant donc une émission verticale, par exemple pour de la communication optique [Dre11]. L'antenne est présentée en Figure I-14 (a). Bernal Arango *et al.* ont positionné une antenne Yagi-Uda de 5 éléments sur un guide d'onde, comme illustré en Figure I-14(b). Cette possibilité d'intégration est un atout particulièrement intéressant, notamment pour une utilisation dans un circuit nanophotonique ou en communication optique. Ils ont démontré le couplage entre les deux structures. Cependant, comme dans les exemples cités plus hauts, l'antenne est positionnée sur un milieu (le guide d'onde) d'indice supérieur au superstrat. L'émission se fait donc préférentiellement dans le guide (70%), ce qui limite fortement l'utilisation en mode émission.

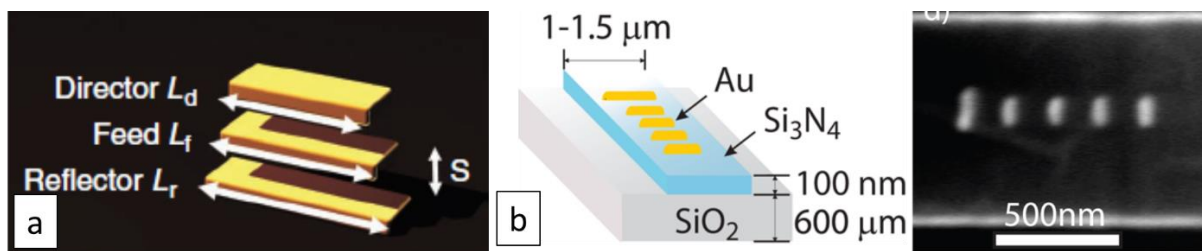


Figure I-14 : (a) Schéma de principe d'une antenne Yagi-Uda verticale à trois éléments. (extrait de [Dre11]) (b) Schéma d'une antenne Yagi-Uda sur un guide d'onde (gauche) et l'image MEB correspondante (droite). Extrait de [Ara12].

Quelques travaux ont également été menés pour augmenter la directivité de l'antenne, en s'éloignant un peu du schéma classique. En particulier, Maksymov *et al.* ont augmenté le nombre d'éléments à 42, avec des longueurs lentement variables [Mak11]. Ils obtiennent ainsi une directivité évaluée à 1,7 fois supérieure à la directivité d'une antenne Yagi-Uda conventionnelle à 5 éléments (qui se situe entre 6 et 10 typiquement). L'ajout de directeurs est en effet un moyen classique pour améliorer la directivité de ce genre d'antennes. Cependant, aux fréquences optiques, cela a surtout pour conséquence d'augmenter les pertes.

La question des pertes est pourtant primordiale pour ce type de structures. Nous allons voir d'autres structures d'antennes compactes directives, différentes de Yagi-Uda et qui visent notamment à limiter les pertes.

## I.2.4 Autres antennes compactes directives

La limitation du nombre d'éléments est un premier moyen de limiter les pertes. Pakizeh et Käll ont par exemple proposé une structure ultra-compacte à deux particules, positionnées

suffisamment proches pour supporter des modes hybrides, et alimentées par un émetteur positionné au-dessus d'une des particules. Dans la configuration de résonance d'un des modes, le rayonnement est unidirectionnel [Pak09].

D'autres travaux se sont intéressés à des structures hybrides métallo-diélectriques, en particulier, l'utilisation de particules métalliques couplées à un émetteur et de particules diélectriques comme directeurs [Dev10], [Rol12], [Rus14]. Les diélectriques à haut indice de réfraction présentent des résonances électriques et magnétiques permettant d'orienter le rayonnement, avec des pertes bien inférieures aux métaux. Les résonances diélectriques peuvent donner lieu à des champs localisés intenses [Alb13], mais les métaux restent meilleurs pour obtenir des hauts taux d'émission spontanée. Les structures hybrides tirent donc avantage des deux.

Des structures tout diélectriques ont également été proposées dans l'infrarouge et le visible, notamment à partir de nanoparticules de silicium [Kra12]. L'utilisation des diélectriques à haut indice pour les antennes optiques est en plein développement, principalement pour réduire les pertes, ce qui est particulièrement vrai dans l'infrarouge. Dans le visible, le silicium présente des pertes et est surtout difficilement implantable dans un procédé de fabrication.

Revenant aux antennes plasmoniques, Bonod *et al.* ont étudié le déphasage entre un dipôle élémentaire ponctuel et une ou plusieurs particules métalliques [Bon10]. Dans les cas d'antennes Yagi-Uda que nous avons vues précédemment, les émetteurs étaient positionnés très proche d'une particule pour y être couplés. Mais l'émetteur se comportant comme un dipôle, il peut lui-même servir de fil. En jouant sur le déphasage entre l'émetteur et une particule métallique, qui dépend de la polarisabilité de la particule et de la distance, il est possible d'obtenir différentes formes de rayonnement et notamment un rayonnement unidirectionnel. Cette étude montre que le caractère directeur ou émetteur de la particule dépend essentiellement de la distance avec l'émetteur. Ce façonnement du rayonnement en jouant sur le déphasage a également été exploré par Ding *et al.* aux longueurs d'onde télécoms avec une structure composée de fils métalliques positionnés à côté d'un guide d'onde [Din14]. Chaque particule est couplée au mode TE du guide et rayonne. Afin d'orienter le rayonnement dans une direction unique, ils ont joué sur la taille des particules et leur distance au guide. En fonction de ces deux paramètres, ils peuvent choisir la phase et l'intensité rayonnée par chaque particule. En choisissant une configuration avec des particules rayonnant la même intensité et en phase ou en opposition de phase, ils ont démontré la possibilité pour 2 à 5 particules d'orienter le rayonnement vers l'avant ou vers l'arrière. Les structures et rayonnement sont illustrés en Figure I-15. L'angle d'émission est lié au contraste d'indice entre le substrat

(verre) et le superstrat (air). Cette possibilité de couplage entre les particules métalliques et un guide d'onde, déjà exploitée par [Ara12], est intéressante pour l'intégration de l'antenne. Dans le cas de [Din14], la variation du couplage guide-particule en fonction de la taille de la particule et de sa distance au guide laisse envisager la possibilité, comme on le souhaite, de positionner des antennes successives avec un rayonnement de même intensité.

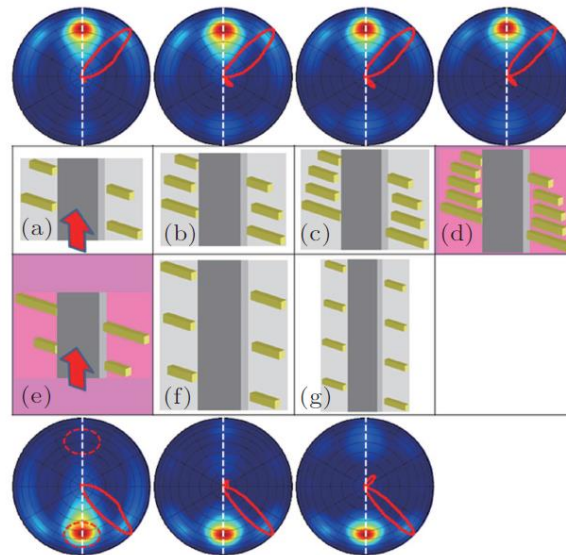


Figure I-15 : Schémas d'antennes à différents nombres d'éléments positionnées à côté d'un guide d'onde et diagrammes de rayonnement correspondant. Extrait de [Din14].

Ce dernier exemple résume assez bien l'inconvénient majeur des structures évoquées jusqu'à présent, à savoir le manque de liberté dans le choix de l'angle d'émission, paramètre capital pour notre application. Dans les structures que nous avons abordées, si l'on exclut le contraste d'indice, qui permet certes d'obtenir un rayonnement en dehors du plan mais à un angle fixe défini, le rayonnement se fait dans l'axe de l'antenne. Cependant, le contrôle de la phase, dans un milieu homogène, devrait permettre de contrôler l'angle d'émission. Afin d'obtenir des rayonnements en dehors du plan avec des angles modifiables et contrôlables, nous allons nous intéresser aux structures périodiques.

### I.3 Structures périodiques

Les structures périodiques sont utilisées depuis longtemps pour contrôler la phase des ondes électromagnétiques et orienter le rayonnement. Un exemple classique, le réseau de diffraction, permet l'orientation d'une onde incidente dans des directions privilégiées par la modulation périodique de l'indice de réfraction.



### I.3.1 Réseaux de diffraction

Le réseau de diffraction est un élément classique de la photonique, notamment utilisé pour coupler une onde dans un guide d'onde. La modulation de l'indice de réfraction se fait par une texturation périodique, soit de couches ajoutées au-dessus du guide, soit du guide d'onde lui-même. Les matériaux sont donc principalement des diélectriques. Cependant des réseaux métalliques ont été fabriqués aux longueurs d'onde télécoms pour le couplage dans un guide d'onde silicium [Van07], [Sch07]. Ils sont plus compacts et plus faciles à fabriquer.

D'autres exemples de réseaux métalliques ont été étudiés. Lee *et al.* se sont intéressés à un film métallique texturé et excité à travers une fente [Lee13]. La structure est illustrée en Figure I-16. Un mode plasmonique propagatif est excité dans le film métallique. Le réseau métallique permet le couplage entre le mode plasmonique et une onde libre avec un angle variable et défini par la période du réseau, la permittivité du métal et la longueur d'onde.

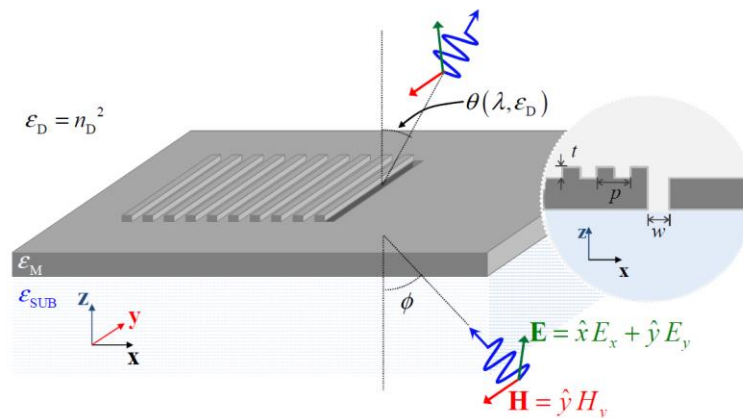


Figure I-16 : Schéma de principe de l'étude effectuée dans [Lee13] : réseau de fentes dans une plaque métallique. Extrait de [Lee13]

Ces structures sont très intéressantes car elles permettent d'obtenir l'angle souhaité simplement en jouant sur la période du réseau.

### I.3.2 Leaky-wave antenna

Dans la littérature, il est fait mention de mode à pertes (leaky mode) pour définir la génération d'une onde rayonnée par une structure photonique, et des structures de type antenne se basent sur ce type de mode pour convertir un champ localisé en rayonnement et inversement. Elles sont appelées antennes « leaky-wave ».

Yousefi *et al.* ont proposé un guide d'onde silicium couvert d'un film d'argent à fentes [You14], illustré en Figure I-17. Le guide est excité avec un mode TM qui se couple au film métallique. Les fentes sont ensuite dimensionnées pour un rayonnement directif vertical. Une directivité de l'ordre de 30 est obtenue, largement supérieure aux antennes Yagi-Uda.

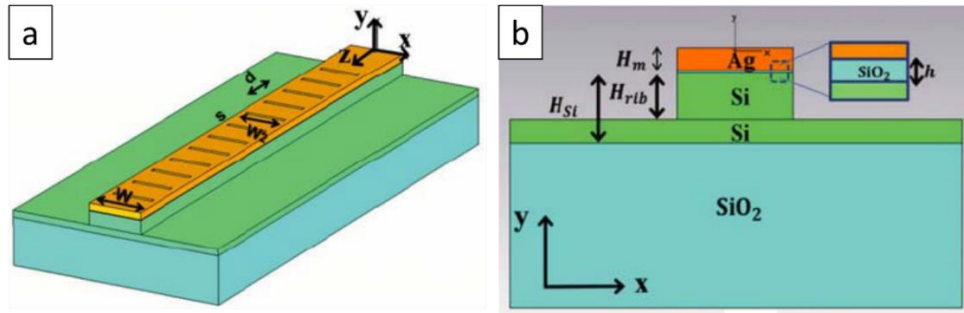


Figure I-17 : Schéma de la configuration étudiée dans [You14] : vue globale (a) et vue en coupe (b) d'une structure composée d'un guide d'onde en Si sur  $SiO_2$ . Un film d'Ag à fentes est positionné au-dessus du guide d'onde, espacé par une couche mince de  $SiO_2$ . Extrait de [You14]

Pellegrini *et al.* se sont eux intéressés à une chaîne périodique de nanoparticules d'argent chacune excitée par un émetteur [Pel09], et supportant des modes de Bragg. Cette étude s'inspire des travaux de Zou et Schatz sur les chaînes périodiques de nanoparticules d'argent excitées par des ondes planes et présentant des résonances assez fines spectralement pour des périodes suffisamment grandes [Zou04], [Zou06]. Ces résonances sont liées à la périodicité de la chaîne. Elles sont d'autant plus piquées que le nombre de particules est grand. La position spectrale de la résonance dépend du milieu extérieur, de la période et de la polarisation de l'excitation. Ces résonances piquées, également observées pour d'autres structures composées de chaînes périodiques de particules métalliques dans un milieu homogène [Aug08], [Tep12a], [Tep12b], sont appelées résonances de type « Lattice Surface Mode » (LSM). Il s'agit du couplage entre une anomalie de Rayleigh (ordre rasant du réseau de diffraction) et les plasmons de surface localisés.

Liu et Alù puis Campione *et al.* ont étudié dans le détail les différents comportements d'une chaîne périodique de nanoparticules métalliques [Liu10], [Cam11]. En fonction de divers paramètres et notamment de la période, la chaîne supporte des modes guidés ou rayonnants (modes à pertes). Elle peut être excitée selon plusieurs polarisations : longitudinale et transverse. En fonction de la polarisation, les résultats obtenus sont très différents. En Figure I-18, est tracé le diagramme de rayonnement d'une chaîne de nanosphères d'argent excitée longitudinalement, à période fixe et en fonction de la longueur d'onde [Liu10]. A 600 nm, la chaîne supporte un mode

guidé. Quand la longueur d'onde augmente, les modes rayonnants apparaissent, avec des angles croissants.

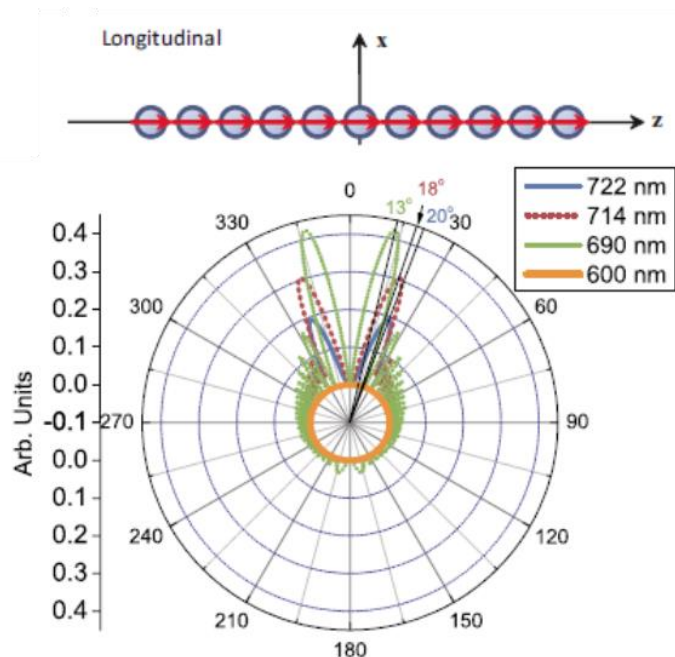


Figure I-18 : Diagrammes de rayonnement théoriques pour plusieurs longueurs d'onde obtenus avec des chaînes de particules périodiques métalliques. L'angle 0 correspond à la direction des z positifs. Extrait de [Liu10].

Les chaînes de nanoparticules ont des caractéristiques intéressantes de rayonnement avec un angle facilement ajustable. Ces structures supportent aussi des modes guidés et c'est d'ailleurs dans cette configuration qu'elles ont d'abord été étudiées. Nous allons voir à présent plus en détail le fonctionnement de ce type de structure et nous intéresserons en particulier à son intégration sur un guide d'onde.

## I.4 Chaînes de nanoparticules métalliques

### I.4.1 Premières démonstrations et théories

Les guides à base de chaînes de particules métalliques sont particulièrement intéressants pour guider la lumière dans des structures sub-longueur d'onde. Le fonctionnement est basé sur l'excitation plasmonique des particules. Le couplage dipolaire de proche en proche entre les particules permet la propagation le long de la chaîne. Quinten *et al.* ont été les premiers à proposer théoriquement un exemple de guidage par une chaîne de nanoparticules d'argent [Qui98]. Ils ont

démontré l'existence de deux modes de propagation le long de la chaîne, longitudinal et transverse. Le premier correspond à une orientation des dipôles dans l'axe de la chaîne. Dans le second mode, les dipôles sont orientés perpendiculairement à la chaîne. Ces modes sont illustrés en Figure I-19.

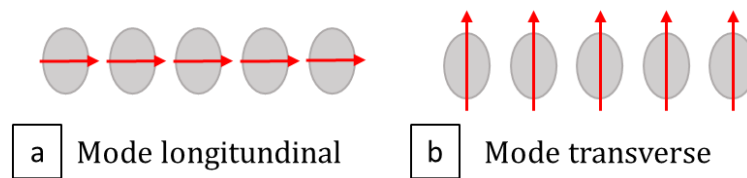


Figure I-19 : Modes de propagation dans une chaîne de nanoparticules métalliques. (a) mode longitudinal et (b) mode transverse.

La première démonstration expérimentale de la présence de modes dipolaires plasmoniques dans une chaîne de particules fut effectuée par Krenn *et al.* par imagerie en champ proche d'une chaîne excitée dans toute sa longueur [Kre99]. Les résultats sont présentés en Figure I-20 (a) et montrent un mode longitudinal avec localisation du champ entre les particules tout le long de la chaîne. Maier *et al.* ont eux démontré la propagation du champ le long d'une chaîne métallique [Mai03]. Le schéma de principe de leur expérience est représenté en Figure I-20 (b). Le principe est l'excitation ponctuelle à un bout de la chaîne et la détection de la luminescence d'une particule positionnée au milieu de la chaîne.

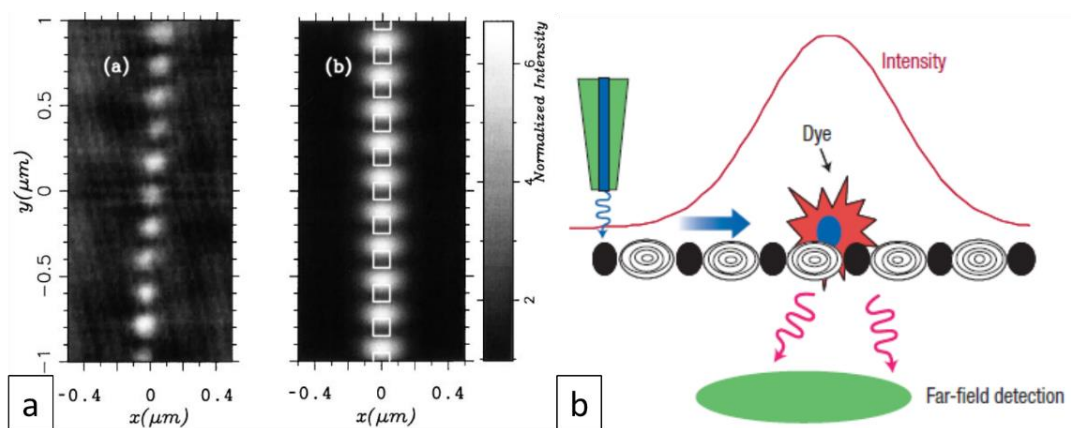


Figure I-20 : (a) Cartographie du champ obtenu expérimentalement (gauche) et théoriquement (droite) pour une chaîne de particule excitée sur toute sa longueur. Extrait de [Kre99]. (b) Schéma de principe de l'expérience de [Mai03], avec une excitation ponctuelle et une molécule fluorescente positionnée plus loin au niveau de la chaîne pour visualiser la propagation du champ. Extrait de [Mai03].

Afin de bien comprendre le comportement des différents modes de la structure, plusieurs travaux ont été consacrés à l'obtention de leur relation de dispersion. Les chaînes de nanoparticules métalliques sont modélisées par l'approximation des dipôles ponctuels couplés (CDA pour Coupled Dipole Approximation), qui est basée sur le même principe que la DDA : chaque particule est approximée comme un dipôle ponctuel et il est alors possible de déterminer théoriquement le champ issu du couplage de toutes les particules. Brongersma *et al.* ont proposé un premier modèle dans l'approximation quasi-statique [Bro00]. Weber et Ford, puis Koenderink et Polman ont ajouté les effets de retards, respectivement dans le cas d'une chaîne finie et infinie [Web04], [Koe06]. Crozier *et al.* ont présenté la première mesure expérimentale de la courbe de dispersion des modes de chaînes de nanoparticules [Cro07]. Ils ont mesuré la partie radiative des modes longitudinaux et transverses de particules positionnées sur un substrat de verre. La présence du substrat n'est pas prise en compte par les modèles, qui considèrent les particules dans un milieu homogène. La présence du substrat rompt la symétrie de la structure. Les courbes de dispersion calculées et mesurées sont tracées en Figure I-21. Les valeurs mesurées sont positionnées entre les valeurs calculées dans un milieu homogène de verre et dans un milieu homogène d'air.

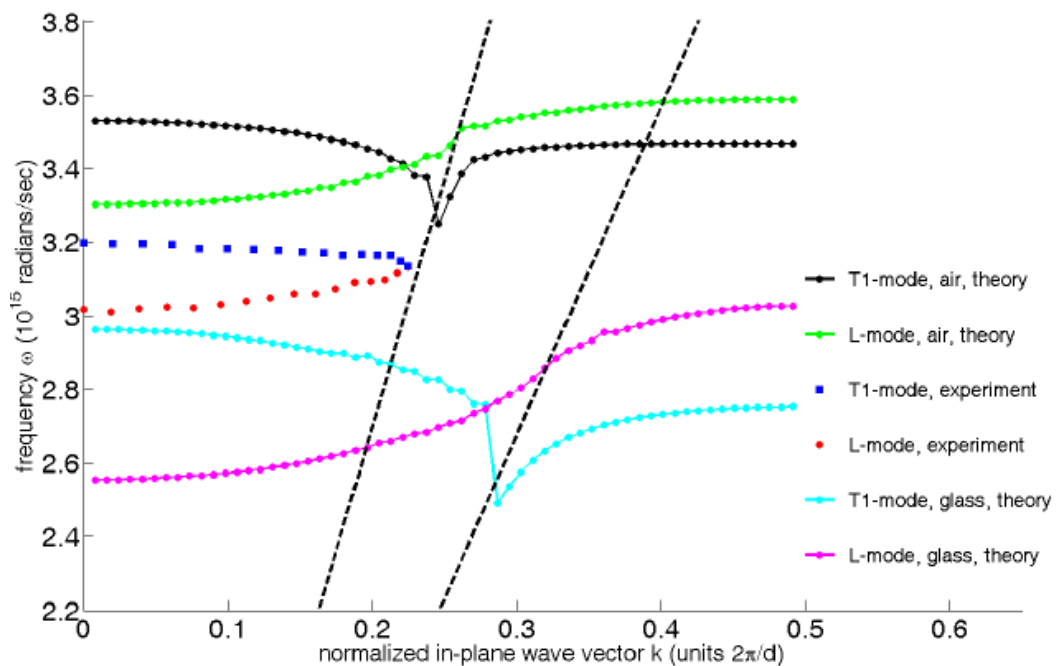


Figure I-21 : Courbes de dispersion de chaînes de particules obtenues théoriquement (lignes continues) et expérimentalement (points) pour les modes T1 et longitudinaux, dans l'air et le verre. Extrait de [Cro07].

## I.4.2 Intégration d'une chaîne de particules métalliques sur un guide d'onde

Le couplage d'un guide d'onde diélectrique et d'une chaîne de particules d'or a été étudié théoriquement et réalisé expérimentalement par Février *et al.* aux longueurs d'onde télécoms [Fev12]. La configuration étudiée et fabriquée est une chaîne de nano-cylindres elliptiques sur un guide SOI, sans encapsulation. Elle est représentée en Figure I-22 (a). Lorsque la chaîne de particules se comporte comme un guide d'onde (dans une certaine gamme de longueurs d'onde), il est possible de l'exciter par le champ évanescent du mode guidé du guide SOI. Le couplage obtenu est très efficace, avec une longueur de couplage des modes SOI et de chaîne, d'environ 560nm. En dehors de cette gamme de longueur d'onde, les particules sont excitées individuellement par le champ évanescent du seul mode propagatif qui reste confiné dans le guide SOI. La courbe de dispersion du système guide-chaîne est tracée en Figure I-22 (b), calculée par FDTD pour une chaîne de particules de taille infinie. Elle présente un anti-croisement qui démontre le couplage fort entre les deux structures [Mag17]. Pour les fréquences au-dessus de cet anti-croisement, on est dans le régime d'excitation individuelle des particules.

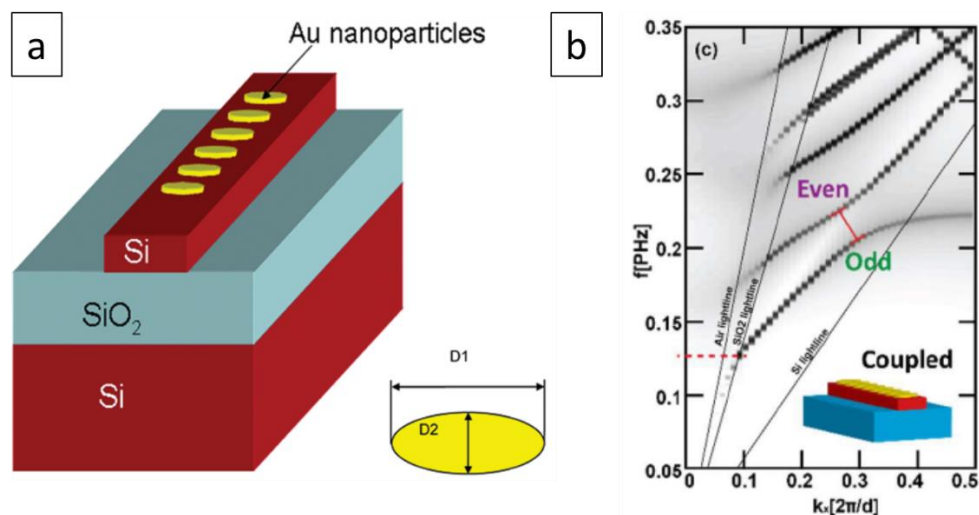


Figure I-22 : (a) Schéma de principe de la structure de [Fev12] composée d'une chaîne périodique de nanostructures en or sur un guide silicium. Extrait de [Fev12]. (b) Courbe de dispersion obtenue par FDTD pour le système illustré en (a), avec une chaîne de taille infinie. L'anti-croisement est symbolisé par la barre rouge. Extrait de [Mag17].

La chaîne de nanoparticules présente une résonance, qui est une résonance plasmonique liée à l'excitation des plasmons de surface localisés des particules ainsi qu'au couplage dipolaire inter-particules. On peut donc parler de résonance collective des plasmons localisés. Elle est identifiable par la mesure du spectre de transmission du guide d'onde, en Figure I-23, qui montre

un creux. La position spectrale de cette résonance dépend de nombreux paramètres tels que les dimensions des particules, les matériaux environnants et la période de la chaîne. Il est donc possible de moduler le couplage entre les deux structures assez simplement. Fevrier *et al.* ont également étudié le cas de chaînes avec des grandes périodes (avec un couplage direct inter-particules négligeable), présentant des modes de Bragg [Fev12b]. Ils ont mesuré des spectres de transmission avec des résonances piquées liées à ces modes de Bragg.

En ce qui concerne la caractérisation du rayonnement de cette structure et en particulier l'efficacité de rayonnement  $\eta_{\text{rad}}$  définie en (I-9), il est important de noter que la puissance injectée dans l'antenne  $P_0$  n'est pas directement la puissance injectée dans le guide  $P_i$ , mais  $P_i - P_t$ , avec  $P_t$  la puissance transmise après la chaîne de particule. L'efficacité de couplage est définie comme  $\frac{P_i - P_t}{P_i}$ .

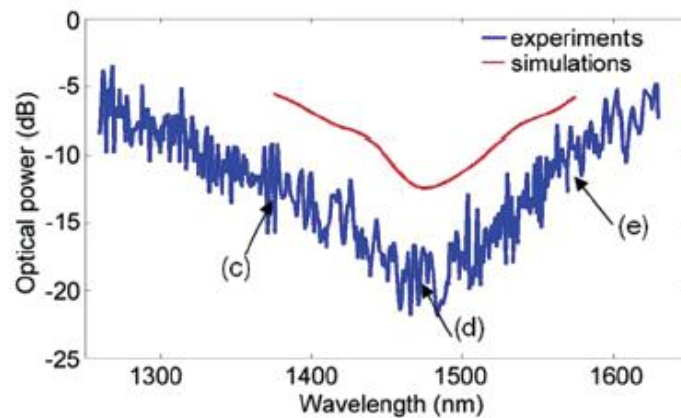


Figure I-23 : Courbes de transmission théorique (rouge) et expérimentale (bleu) obtenues dans le cas du couplage entre un guide d'onde en Si et une chaîne de nanoparticules d'or positionnée sur le guide d'onde. Extrait de [Fev12].

Cette structure est particulièrement intéressante pour notre application car elle propose une structure intégrée avec un couplage efficace et facilement modulable si la période et la longueur d'onde autorisent un couplage direct entre particules et donc un comportement collectif de la chaîne. C'est dans ce régime que nous nous positionnerons généralement dans la suite du manuscrit. Couplée aux possibilités de modes rayonnants des chaînes de nanoparticules détaillés dans les travaux de Liu et Alù et Campione et al., qui offrent la possibilité d'un rayonnement orientable librement en angle, cela ouvre la perspective d'un émetteur relativement compact fonctionnel pour notre application.

## **Conclusion**

Nous avons abordé dans ce chapitre les différentes propriétés des particules métalliques ainsi que des structures plasmoniques en vue de comprendre et déterminer les plus adaptées pour la réalisation de nos émetteurs compacts.

Dans un premier temps, nous avons identifié l'argent comme matériau le plus adapté pour une application à 633 nm. Ensuite, les structures avec des contours droits étant difficiles à fabriquer, il est préférable d'utiliser des particules de formes arrondies. Pour les ellipses, la résonance plasmonique dépend fortement du rapport de forme et des dimensions suivant les différentes directions. Ceci en fait une forme particulièrement intéressante. Cependant, la contrainte de fabrication top-down ne permet pas la fabrication d'ellipsoïdes. Ainsi, nous optons pour des cylindres de section elliptique comme structure de base de nos antennes. Enfin, nous avons vu que l'indice de réfraction du milieu environnant permet également de décaler la résonance plasmonique en longueur d'onde.

Concernant les structures rayonnantes, nous avons décrit des cas d'antennes et de réseaux de diffraction. La première structure abordée, l'antenne de type Yagi-Uda, est intéressante pour sa compacité, sa directivité et sa possibilité d'intégration sur un guide d'onde. La deuxième structure, le réseau de diffraction, permet de choisir l'angle d'émission très facilement en ajustant sa période. De plus, des configurations de chaînes de nanostructures plasmoniques intégrées à un guide d'onde ont déjà été étudiées et le couplage entre les deux structures est très efficace. C'est pourquoi nous avons opté pour l'utilisation de chaînes de particules métalliques périodiques, qui combinent différents avantages : compacité, modulation du couplage guide-chaîne avec les paramètres géométriques des particules et de la structure, contrôle de la directivité.





# Chapitre II

## Simulations

### Sommaire

---

<b>Introduction .....</b>	<b>50</b>
<b>II.1 Cadre de l'étude.....</b>	<b>50</b>
II.1.1 Structure .....	50
II.1.2 Dimensionnement du guide d'onde.....	52
II.1.3 Principe de l'étude.....	52
<b>II.2 Méthodes .....</b>	<b>53</b>
II.2.1 La méthode FDTD .....	54
II.2.2 Outils d'analyse.....	56
<b>II.3 Couplage.....</b>	<b>58</b>
II.3.1 Cas d'une chaîne de période $d = 130$ nm.....	59
II.3.2 Influence de la période.....	67
<b>II.4 Rayonnement dans le plan XZ .....</b>	<b>72</b>
II.4.1 Chaîne de période $d = 130$ nm .....	72
II.4.2 Structure 3D .....	73
II.4.3 Chaîne de type réseau de diffraction.....	76
<b>II.5 Cas pratique <math>d = 260</math> nm / Rayonnement dans le plan XY.....</b>	<b>81</b>
II.5.1 Particules à côté du guide d'onde .....	82
II.5.2 Particules au-dessus du guide d'onde .....	87
<b>Conclusion.....</b>	<b>90</b>

## **Introduction**

Nous avons présenté dans l'introduction générale les caractéristiques souhaitées de la fonction d'émission de lumière de la plaque éclairante, ainsi que son architecture globale choisie (circuit photonique intégré, Figure 0-3). L'émetteur élémentaire de la plaque éclairante doit être compact, intégré au guide d'onde et doit émettre dans la plaque holographique (d'indice optique 1,5) avec un angle de  $34^\circ$  par rapport à la normale ( $56^\circ$  dans l'air), à 633 nm. Il est prévu d'utiliser une succession d'émetteurs en série, chacun devant émettre la même puissance rayonnée. La puissance dans le guide avant chaque émetteur successif étant inévitablement décroissante, il est nécessaire de pouvoir moduler l'efficacité de couplage de chaque émetteur (en fonction de sa position dans le circuit) sans modification significative du diagramme de rayonnement et sans dégrader l'efficacité de rayonnement.

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés aux structures pouvant répondre à ces différents critères. Les chaînes périodiques de particules métalliques, en argent pour notre application à 633 nm, ont été retenues pour leurs multiples avantages. Nous allons dans ce chapitre étudier numériquement des structures d'émetteur dites élémentaires, composées d'un guide d'onde et d'une ou deux chaînes de nanoparticules d'argent. Deux configurations sont analysées : les particules à côté ou au-dessus du guide d'onde. Ces structures sont dimensionnées par simulations numériques FDTD (Finite Difference Time Domain).

Les deux premières parties du chapitre sont consacrées à une brève description des structures simulées, des paramètres considérés pour l'étude et des outils de simulation (FDTD) et d'analyse (diagrammes de bande, champ lointain). Puis nous étudions successivement les deux caractéristiques clé du système : le couplage guide-chaîne qui détermine l'efficacité d'excitation des nanoantennes, puis le rayonnement de ces nanoantennes intégrées (direction, intensité et efficacité globale). Une dernière partie présente les diagrammes de champ lointain attendus pour les deux configurations en fonction des paramètres géométriques.

## **II.1 Cadre de l'étude**

### **II.1.1 Structure**

La structure, dont les différentes configurations et paramètres sont illustrés en Figure II-1, est composée de deux éléments :

- Un guide d'onde en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) enterré dans de la silice ( $\text{SiO}_2$ ). Ces matériaux sont adaptés au guidage dans le visible et en particulier à 633 nm. Le guide a une section rectangulaire, de largeur  $W_g$  et d'épaisseur  $T_g$ .
- Une chaîne périodique de nanoparticules en argent, de période  $d$ . Les nanoparticules sont en forme de cylindres elliptiques, d'épaisseur  $t$  fixée à 40 nm et de demi-axes  $a_x$  et  $a_y$ , respectivement longitudinalement et transversalement au guide. Le nombre de particules de la chaîne est noté  $N$ .

Plusieurs configurations ont été étudiées. Elles peuvent être regroupées en deux types, nommés simplement A et B. Dans le premier type de configuration, représenté en Figure II-1 (a), (c) et noté A, deux chaînes de particules sont positionnées de chaque côté du guide, symétriquement et à mi-hauteur. La distance bord à bord entre le guide et la chaîne de particules est notée  $D'$ . Dans le second type de configuration, illustré en Figure II-1 (b), (d) et noté B, la chaîne de particules est positionnée au-dessus du guide, à une distance bord à bord  $D$  variable. Pour les distances  $D > 0$ , le guide et la chaîne de particules sont séparés par une couche de silice, considérée identique à la silice environnante.

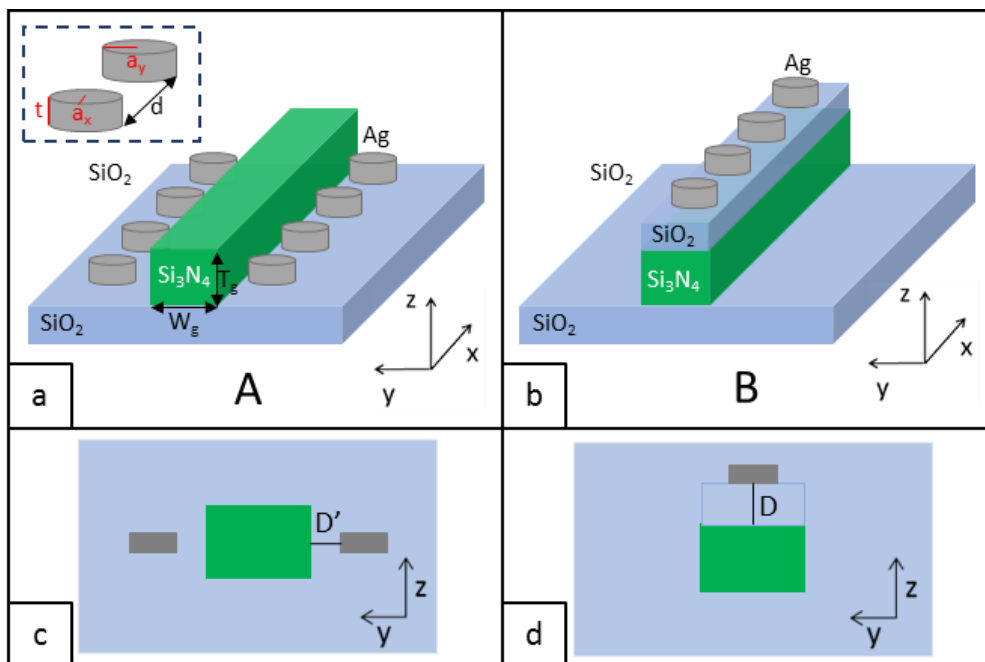


Figure II-1: Structure étudiée dans ses deux configurations avec : (a) et (b) vues générales et (c) et (d) vue en coupe. (a), (c) chaînes de nanoparticules positionnées de part et d'autre du guide, à mi-hauteur et à une distance  $D'$ . (b), (d) chaîne de nanoparticules positionnée sur le guide, centrée avec une distance au guide  $D$ . Sur les figures (a) et (b), la couche de  $\text{SiO}_2$  supérieure n'est pas représentée pour plus de clarté.

## II.1.2 Dimensionnement du guide d'onde

L'excitation des particules est réalisée par la partie évanescente du mode fondamental TE (Transverse Electrique), c'est à dire pour lequel le champ oscille selon la largeur du guide (axe Oy).

La section du guide a été dimensionnée de manière à supporter uniquement ce mode fondamental TE. Les calculs ont été réalisés au cours de la thèse de Yida Wen [Wen15] avec des indices de réfraction pour le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et le  $\text{SiO}_2$  respectivement de 2,000 et de 1,457. Les dimensions calculées et utilisées tout au long de ce chapitre, sauf mention contraire, sont une épaisseur  $T_g = 250$  nm et une largeur  $W_g = 300$  nm, comme illustré en Figure II-2. L'indice effectif du mode, est de 1,67 à 633 nm.

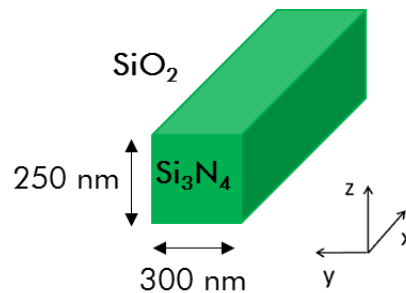


Figure II-2: Schéma du guide d'onde avec les dimensions choisies.

## II.1.3 Principe de l'étude

Afin de bien comprendre les interactions entre le guide et la chaîne de particules et notamment de détecter la résonance plasmonique collective attendue de la chaîne de particules, il est nécessaire de réaliser l'étude sur une gamme continue de longueurs d'onde incluant 633 nm. Nous avons choisi dans la plupart des cas l'intervalle entre 600 nm et 800 nm.

Un schéma de principe de la structure simulée est représenté en Figure II-3. L'ensemble peut être décomposé en trois parties : le guide d'entrée, le système guide-chaîne et le guide de sortie. Le mode fondamental TE est injecté dans le guide d'entrée et se propage. Des interactions ont lieu entre le mode guidé injecté et le système guide-chaîne et sont caractérisables par trois composantes :

- La composante transmise, notée T, correspond à la puissance contenue dans le guide de sortie. En particulier, la transmission est définie comme le rapport entre la puissance à la fin du guide de sortie et la puissance injectée.

- La composante réfléchie, notée R, correspond à la puissance dans le guide d'entrée, en amont du point d'injection. En particulier, la réflexion est obtenue par le rapport entre la puissance réfléchie dans le guide d'entrée par le système guide-chaîne et la puissance injectée.
- La composante émise, notée E, qui inclut toute la puissance diffusée en dehors du guide et dans n'importe quelle direction par le système guide-chaîne.
- La composante absorbée A, définie comme  $A = 1 - (T+R+E)$ . Elle est principalement due aux pertes dans l'argent. L'absorption est le rapport entre la puissance absorbée et la puissance injectée.

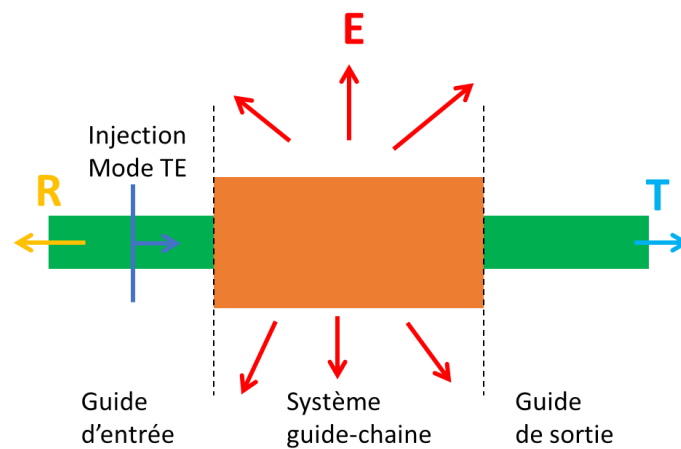


Figure II-3: Schéma de principe de la structure et des trois composantes caractéristiques : transmission (T), réflexion (R) et émission (E).

L'étude consiste dans un premier temps à étudier et comprendre l'influence des différents paramètres de la structure, explicités en II.1.1 sur les trois composantes T, R et E. Dans un second temps, un dimensionnement adéquat sera réalisé pour répondre aux contraintes de l'application.

## II.2 Méthodes

Nous avons utilisé la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) pour l'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre. Les simulations ont été réalisées avec le logiciel commercial Lumerical FDTD Solutions [Lum].

### II.2.1 La méthode FDTD

**Principe :** la méthode numérique FDTD a été proposée dans un premier temps par Yee [Yee66] et a connu plusieurs développements, notamment par Taflove et Hagness [Taf05]. Le principe repose sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel. L'avantage principal est la possibilité d'obtenir des résultats sur une grande gamme de fréquences avec une seule simulation.

**Maillage :** la zone de simulation est discrétisée dans les trois dimensions par un maillage rectangulaire. La taille de la maille est variable et le choix de maillage est particulièrement important pour bien rendre compte des formes et dimensions des différents éléments tout en limitant le temps de simulation. Dans notre structure, les éléments les plus sensibles sont les nanoparticules d'argent. Un maillage uniforme de 2,5 nm dans toutes les directions a été imposé sur tout le volume de la chaîne de particules. Cette valeur a été choisie après un test de convergence sur une structure simple. Pour le reste de la structure, le maillage est généré de façon adaptative par le logiciel Lumerical avec un minimum de 20 mailles par longueur d'onde et un facteur d'agrandissement maximum d'une cellule à l'autre de 1,2.

**Matériaux :** chaque élément est défini par une forme géométrique et la permittivité du matériau souhaité. Le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  a été considéré comme non dispersif et non absorbant avec un indice de réfraction fixe de 2. De la même façon la silice, définie comme matériau environnant, est modélisée par un indice de réfraction de 1,457. Concernant l'argent, les valeurs expérimentales mesurées par ellipsométrie entre 400 nm et 900 nm ont été implantées dans le logiciel. Un modèle analytique est ajusté par le logiciel pour obtenir les valeurs de permittivité sur un spectre continu.

**Source :** le logiciel Lumerical propose plusieurs types de sources d'excitation. Le mode fondamental TE du guide d'onde est excité par une source spécifique « mode ». La position, l'étendue spatiale et la gamme spectrale de la source sont choisies et un calcul du logiciel détermine l'ensemble des modes TE ou TM supportés par la structure. Le mode souhaité est ensuite sélectionné. Pour notre structure, l'étendue de la source est de 600 nm à 800 nm, et nous choisissons le mode fondamental TE avec un indice effectif de 1,67 à 633 nm, représenté en Figure II-4. Le mode TE d'ordre supérieur a un indice effectif de 1,4, bien inférieur à l'indice de la silice environnante et ne sera donc pas guidé en pratique.

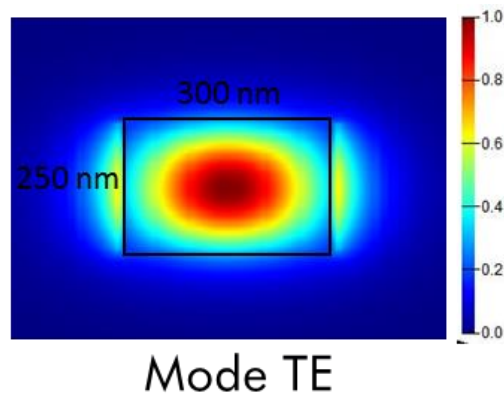


Figure II-4: Profil en amplitude du champ électrique normalisé pour le mode TE fondamental calculé à 633 nm par Lumerical dans un guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  dans  $\text{SiO}_2$  de section 300 nm par 250 nm.

Un autre type de source a été utilisé pour tracer les diagrammes de bandes : les dipôles électriques ponctuels. Il s'agit de sources ponctuelles avec un rayonnement dipolaire. La phase et l'orientation sont ajustables, tout comme la largeur spectrale d'émission.

**Condition de symétrie :** La structure présente une symétrie par le plan (Oxz). Ainsi, afin de diminuer le temps de calcul, nous avons appliqué une condition aux limites d'antisymétrie dans le plan (Oxz).

**Transmission, réflexion et absorption :** la transmission et la réflexion, définies en II.1.3, sont évaluées à l'aide de moniteurs positionnés respectivement après la chaîne de particules et avant l'injection du mode. L'absorption est calculée à partir de moniteurs positionnés sur tous les contours de la zone de simulation. La somme des transmissions de ces moniteurs donne le complément à 1 de l'absorption.

**Calcul de diagrammes de bandes :** des structures périodiques infinies ont été modélisées dans ce cas précis. Cela revient à étudier le comportement de structures avec une chaîne composée d'un nombre de particules infini. La période de la structure est la période  $d$  de la chaîne de particules et la simulation est effectuée sur une cellule de longueur  $d$  avec une particule centrée et une fraction de guide d'onde. La Figure II-5 schématise un exemple de structure dans une cellule élémentaire, ainsi que les sources et moniteurs utilisés. Des conditions périodiques sont définies aux limites selon Ox. L'excitation n'est pas effectuée par un mode mais par des dipôles électriques ponctuels d'orientation et de phase initiale aléatoires, tous positionnés dans le guide d'onde. La condition d'antisymétrie décrite précédemment élimine tous les modes de type TM. Les sources sont étendues de 0,1 THz à 1000 THz (les diagrammes de bandes sont représentés en fréquence,



les longueurs d'onde correspondantes et en particulier l'intervalle 600 nm – 800 nm seront explicités sur les graphiques). Des moniteurs ponctuels enregistrant le champ électrique sont positionnés de manière à couvrir toute la cellule mais la majorité est positionnée autour de la particule métallique. Nous ne nous intéressons qu'à la moitié positive de la 1<sup>ère</sup> zone de Brillouin, à savoir la gamme de vecteurs d'onde  $k_x$  compris entre 0 et  $\pi/d$ , que nous avons discrétisée en 50 points. Chaque valeur de  $k_x$  nécessite une simulation.

L'ensemble de ces opérations a été réalisé à partir de l'adaptation, avec l'aide de Giovanni Magno, d'un script proposé par Lumerical spécifiquement pour le calcul de diagrammes de bandes.

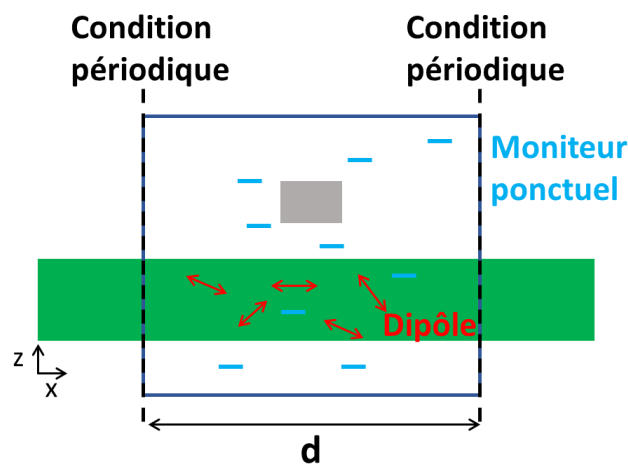


Figure II-5: Vue en coupe ( $Oxz$ ) de la modélisation d'une cellule élémentaire pour le calcul de diagrammes de bandes.

## II.2.2 Outils d'analyse

Afin d'obtenir des données permettant de caractériser et analyser la structure simulée, des opérations de post-traitement sont nécessaires.

**Calcul de diagrammes de bandes :** comme expliqué dans la partie précédente (II.2.1), le champ électrique temporel pour chaque composante  $s$  ( $x$ ,  $y$  et  $z$ ) est récupéré par des moniteurs ponctuels  $m$ . Soit  $e_{ms}(t)$  le champ électrique récupéré et  $E_{ms}(f)$  sa transformée de Fourier, pour chaque vecteur d'onde  $k_x$ , la densité spectrale de puissance  $DSP(k_x, f)$  est :

$$DSP(k_x, f) = \sum_{m=1}^M \sum_{s=x,y,z} |E_{ms}(f)|^2 \quad (II-1)$$

Avec  $M$  le nombre de moniteurs ponctuels. Pour avoir une meilleure visibilité, c'est le logarithme de la densité de puissance qui est tracé en fonction de la fréquence  $f$  et  $k_x$ . Les diagrammes présentés sont normalisés. Les points de plus haute intensité correspondent à des modes optiques.

**Projection en champ lointain :** Les diagrammes de rayonnement en champ lointain ne sont pas accessibles directement par FDTD car, pour des raisons de temps de calculs, la zone de simulation est restreinte en volume. Pour pallier cet inconvénient, Taflove et Umashankar ont développé une méthode de projection du champ proche au champ lointain, en utilisant le théorème d'équivalence et la fonction de Green [Uma82], [Taf83]. Il est possible d'obtenir les diagrammes de rayonnement en champ lointain à partir du champ extrait de moniteurs positionnés à proximité de la structure. Cette fonction est directement implémentée dans Lumerical, et est utilisable suivant deux configurations.

La première configuration est la projection à partir d'un plan unique. Un moniteur est positionné à proximité de la structure, par exemple au-dessus ou en dessous de la chaîne de particules dans notre cas. Le champ est projeté à partir de ce moniteur sur une demi-sphère de rayon 1 m. Pour avoir un champ lointain correct, il est nécessaire d'avoir un moniteur suffisamment étendu pour capter toutes les informations de champ proche de la structure. De plus le moniteur doit être placé dans un milieu homogène et la projection se fait dans le même milieu.

La seconde configuration est tirée d'un script développé par Lumerical et consiste en un assemblage de six moniteurs pour former une boîte autour de la structure diffusante. Une telle configuration permet de récupérer toutes les données de champ proche de la structure et ainsi d'obtenir le champ lointain dans tout l'espace et non plus uniquement sur une demi-sphère comme avec la première configuration. Il est également nécessaire de positionner la boîte dans un milieu homogène. Cette contrainte est assez limitante, notamment pour notre structure avec le guide d'onde. Nous expliquerons dans l'analyse des résultats les limites de cette configuration.

Nous avons dans un premier temps utilisé la seconde configuration en positionnant la boîte autour de la chaîne de particules sans inclure le guide d'onde pour obtenir les profils de rayonnement selon XZ. Puis, nous avons utilisé la première configuration avec deux moniteurs horizontaux positionnés en haut et en bas du système guide-chaîne pour obtenir le champ lointain dans les deux demi-plans supérieur et inférieur.

Concernant la représentation du champ lointain, nous présenterons deux types de diagrammes :

- En utilisant la première configuration, une représentation 2D, qui est la projection sur un plan de la demi-sphère. Dans ce cas, les angles définissant la direction de rayonnement sont  $\theta$  et  $\varphi$ , tels que définis dans le chapitre I (repère sphérique, Figure I-7), en prenant comme référence le repère cartésien défini en Figure II-1.
- En utilisant la deuxième configuration, un diagramme polaire représentant le profil de rayonnement selon une coupe par le plan (Oxz). Nous la nommerons « coupe XZ ». Dans ce cas-là, la référence des angles sera prise suivant l'axe des x positifs et sera croissant, entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , en allant vers les z positifs selon la coupe XZ, comme illustré en Figure II-6.

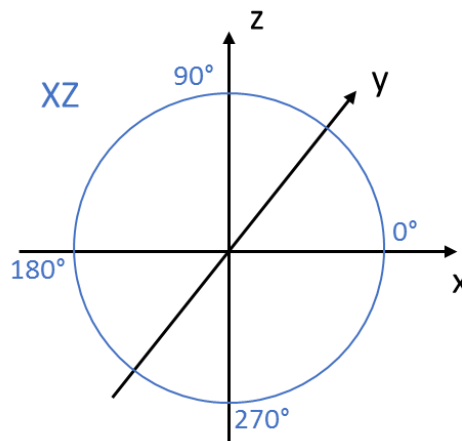


Figure II-6: Repère utilisé pour la projection en champ lointain selon la coupe par le plan (Oxz).

### II.3 Couplage

Nous allons caractériser dans cette partie le couplage entre la chaîne de particules métalliques et le guide d'onde en étudiant en particulier l'influence des paramètres suivants :

- Les dimensions  $a_x$  et  $a_y$  des particules
- Le nombre de particules N
- La distance D entre le guide et la chaîne de particules
- La position de la chaîne de particules vis-à-vis du guide
- La période d de la chaîne de particules

Le couplage par guides couplés entre le mode guidé du guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et le mode plasmonique guidé de la chaîne de particules métalliques permet une excitation très efficace des plasmons à

partir du guide diélectrique. Le mode plasmonique supporté par la chaîne de particules métalliques a été décrit dans le chapitre I : des plasmons de surface localisés sont excités dans les particules et la propagation du mode se fait par couplage dipolaire de proche en proche. Afin de favoriser ce couplage dipolaire, nous allons commencer par étudier une chaîne avec des particules suffisamment proches, de période  $d = 130$  nm.

### II.3.1 Cas d'une chaîne de période $d = 130$ nm

#### Chaîne infinie

Le diagramme de bandes est un outil très pratique pour caractériser le couplage entre deux structures, en particulier entre 2 guides d'onde. Nous allons donc commencer par étudier le comportement d'une chaîne de taille infinie.

Nous considérons une structure composée d'une chaîne de particules infinie de période  $d = 130$  nm, posée sur le guide d'onde ( $D = 0$  nm), avec  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm. Afin de mettre en évidence le couplage entre les deux structures, il est intéressant de visualiser d'abord les diagrammes de bandes des deux éléments (guide et chaîne de particules) séparément. Ces diagrammes de bandes sont représentés en Figure II-7 (a) et (b) respectivement pour le guide d'onde et la chaîne de particules seuls. Dans la gamme 600 nm – 800 nm symbolisée entre pointillés noirs (correspondant approximativement à la gamme 500 THz – 375 THz), le guide d'onde ne supporte qu'un seul mode, le mode fondamental TE, positionné entre le cône de lumière du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (en pointillés bleus) et le cône de lumière de la silice (en pointillés rouges). L'indice effectif du mode guidé à 633 nm est évalué à 1,67, en accord avec les valeurs citées précédemment. Le diagramme de bandes de la chaîne de particules infinie dans la silice montre un mode plasmonique sous le cône de lumière de la silice.

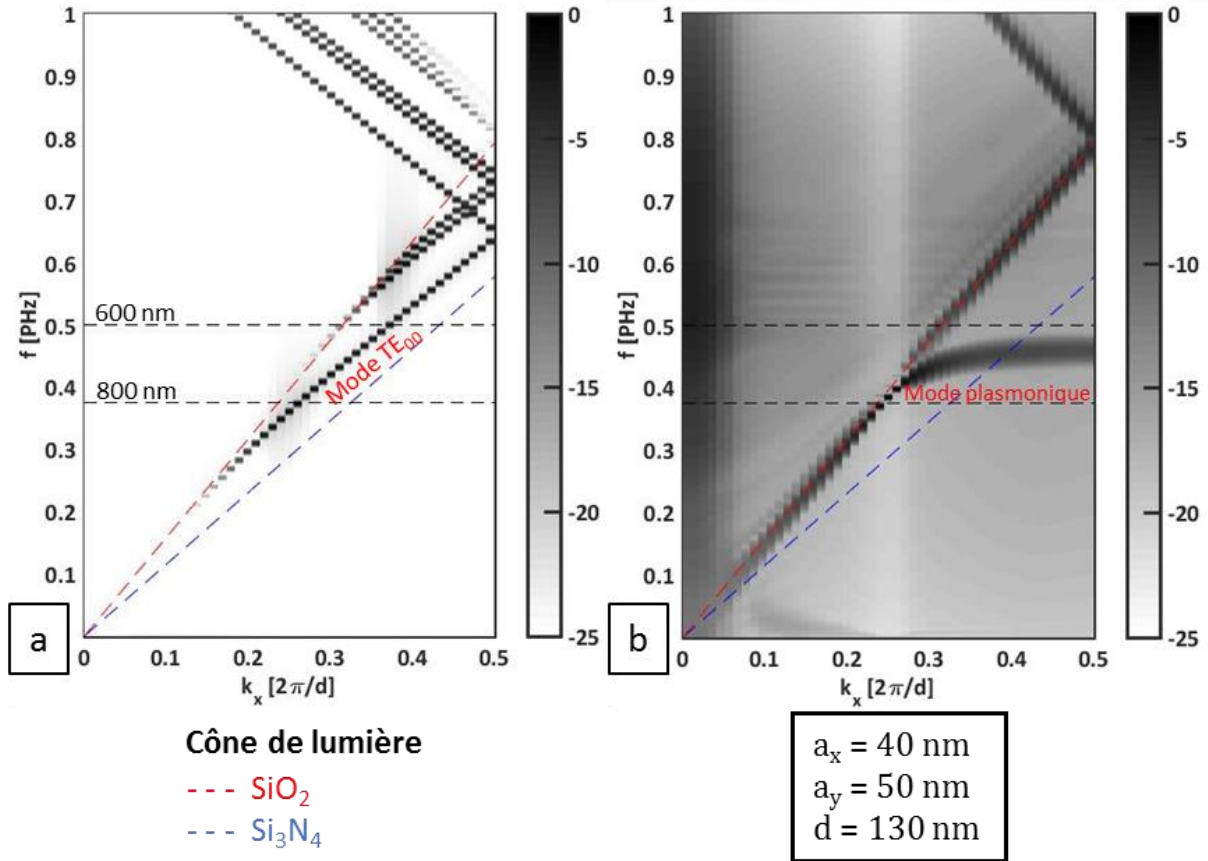


Figure II-7: Diagrammes de bandes (a) du guide d'onde Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> seul, avec le mode guidé fondamental TE entre les 2 cônes de lumière, (b) de la chaîne de nanoparticules d'argent seule, avec le mode plasmonique sous le cône de lumière de la silice.

Le diagramme de la structure complète est tracé en Figure II-8. On observe clairement un anti-croisement sous le cône de lumière de la silice, caractéristique d'un couplage fort entre le guide et la chaîne de particules, donnant lieu à deux super-modes distincts, pair et impair, qui coexistent autour de 750 nm. Ces modes, d'indice effectif différent, sont guidés et se propagent le long du système guide-chaîne en se déphasant. Il y a donc un transfert d'énergie d'une structure à l'autre, sur des distances très courtes. La longueur de couplage  $L_c$  est définie par :

$$L_c = \frac{\pi}{k_{pair} - k_{impair}} \quad (\text{II-2})$$

avec  $k_{pair}$  et  $k_{impair}$  les vecteurs d'onde respectivement des modes pair et impair. A 750 nm, cela donne une longueur de couplage d'environ 800 nm. En conséquence, le couplage du mode guidé dans la chaîne de particules est réalisable avec une chaîne finie de seulement quelques particules.

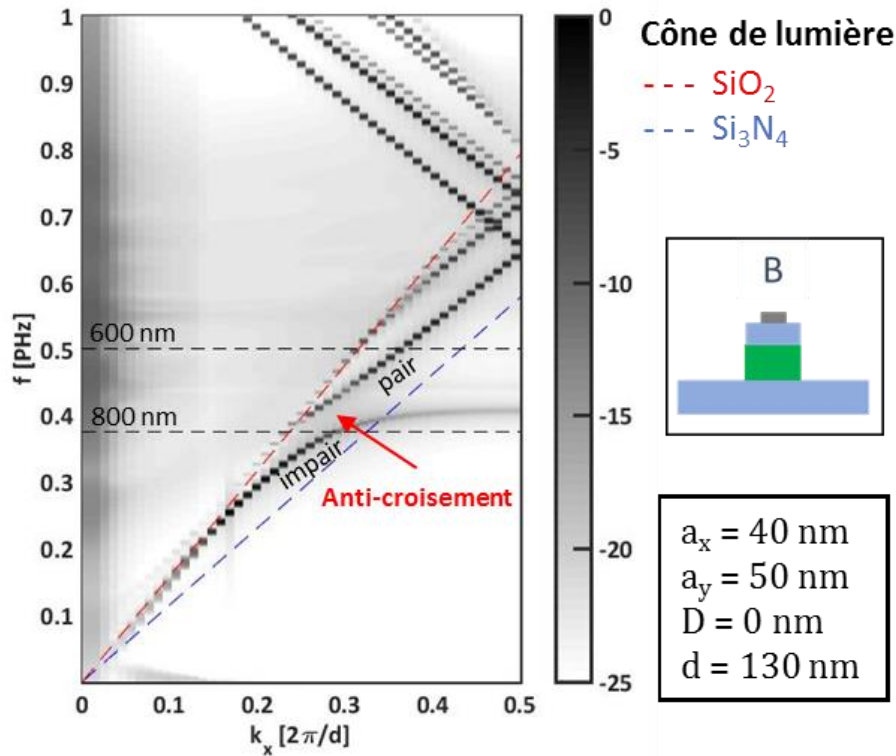


Figure II-8: Diagramme de bandes de la structure avec la chaîne de particules infinie posée sur le guide d'onde.

### Chaîne finie

Pour caractériser le couplage d'une chaîne finie de particules, nous nous intéressons à la transmission, définie en II.1.1 et II.2.2. Cette grandeur permet de quantifier la perte de puissance dans le guide occasionnée par la chaîne. Bien qu'elle ne corresponde pas rigoureusement à la puissance couplée, en raison de possibles mécanismes de re-couplage, elle reste un très bon indicateur.

Dans le cas de chaînes de période  $d = 130$  nm, nous avons toujours obtenu une réflexion nulle sur toute la gamme spectrale étudiée. Pour des périodes plus grandes, nous utiliserons les deux grandeurs, réflexion et transmission, pour caractériser le couplage.

Nous considérons une structure avec les mêmes paramètres que précédemment ( $d = 130$  nm,  $D = 0$  nm,  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm), excepté que la chaîne est composée de  $N$  particules. Les transmissions des cas  $N = 3, 4, 5, 8$  et  $10$  sont tracées en Figure II-9. Chaque courbe présente une résonance, caractéristique de la résonance collective plasmonique. Le minimum en transmission traduit un couplage maximum. On remarque que le minimum de transmission est d'autant plus faible que le nombre de particules est grand jusque  $N = 8$  et remonte dans le cas  $N = 10$ . Cela est

dû à un re-couplage du mode de chaîne vers le mode de guide. En effet, une chaîne de 10 particules a une longueur supérieure à la longueur de couplage évaluée précédemment (800 nm), l'optimum se situant entre 7 et 8 particules.

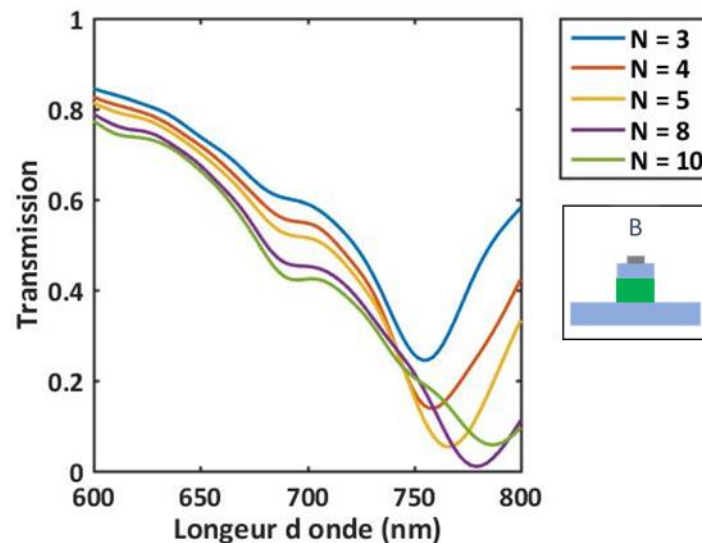


Figure II-9: Transmission obtenue avec une chaîne positionnée sur le guide ( $D = 0$  nm), de période  $d = 130$  nm, pour plusieurs valeurs de  $N$  : 3, 4, 5, 8 et 10.  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm.

Voyons à présent l'influence des autres paramètres énoncés dans l'introduction de cette partie. Nous nous appuyerons sur le cas de la chaîne infinie et le cas de chaîne de 10 particules.

### Influence de D (particules au-dessus du guide)

En repartant du cas précédent, nous modifions d'abord la distance entre le guide et la chaîne de particules, en fixant  $D = 50$  nm. Le diagramme de bandes de cette structure est tracé en Figure II-10 (b) et nous reportons le diagramme du premier cas ( $D = 0$  nm) en Figure II-10 (a). Deux informations sont à tirer de cette comparaison. Il y a d'abord un décalage de l'anti-croisement vers les plus basses longueurs d'onde pour le cas  $D = 50$  nm. Ensuite, l'écart entre les deux modes est plus faible que dans le cas  $D = 0$  nm, ce qui entraîne une longueur de couplage plus grande (évaluée approximativement à 1300 nm). En effet, plus les deux structures sont éloignées et moins le couplage est fort.

Les courbes de transmission obtenues avec une chaîne de 10 particules sont tracées en Figure II-11 pour des valeurs de  $D$  comprises entre 0 nm et 100 nm. On remarque également un décalage de la résonance vers le bleu pour des valeurs croissantes de  $D$ . Ce décalage est d'abord abrupt entre  $D = 0$  nm et  $D = 20$  nm puis continu jusque  $D = 50$  nm. Par ailleurs, la transmission

diminue légèrement entre  $D = 0$  nm et  $D = 50$  nm. En effet, la chaîne de 10 particules, de longueur 1170 nm, est proche du couplage total à  $D = 50$  nm ( $L_c$  évaluée à 1300 nm pour  $D = 50$  nm), alors que pour  $D < 50$  nm, la longueur de couplage est plus courte et donc le mode de chaîne se recouple en partie dans le guide diélectrique. Ensuite, pour  $D > 50$  nm la position de la résonance est stable et seule l'intensité du couplage diminue. Ce décalage de la résonance vers les plus faibles longueurs d'onde est causé par le changement de l'environnement de la chaîne de particules, et en particulier la diminution de l'indice de réfraction « perçu ». A partir d'une distance limite, la chaîne de particules ne perçoit qu'un milieu homogène de silice et la position de la résonance se stabilise. Dans notre cas, la distance limite est  $D_l = 50$  nm. Au-delà, l'intensité du couplage diminue progressivement du fait de l'augmentation de la longueur de couplage  $L_c$  illustrée par le diagramme de bandes.

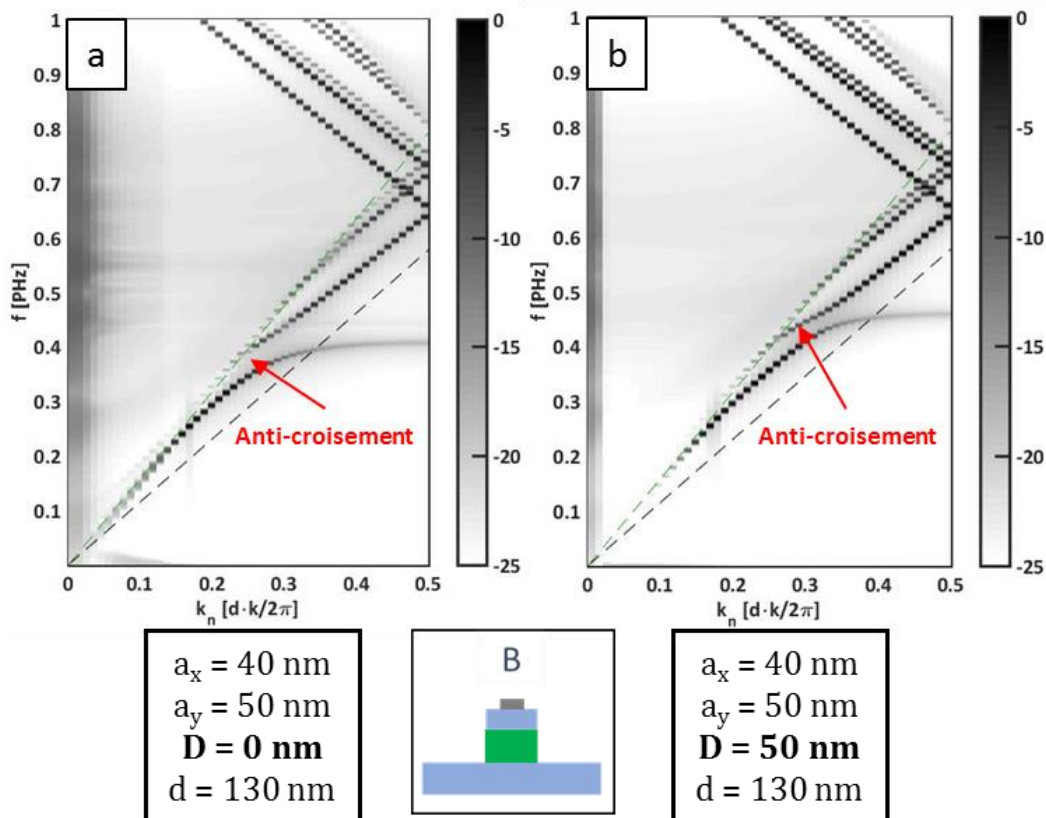


Figure II-10: Diagrammes de bandes obtenus avec des chaînes infinies de période  $d = 130$  nm pour des chaînes au-dessus du guide d'onde, avec (a)  $D = 0$  nm et (b)  $D = 50$  nm. L'anti-croisement, pointé par la flèche rouge est plus étroit et plus haut en fréquence dans le cas  $D = 50$  nm (b).



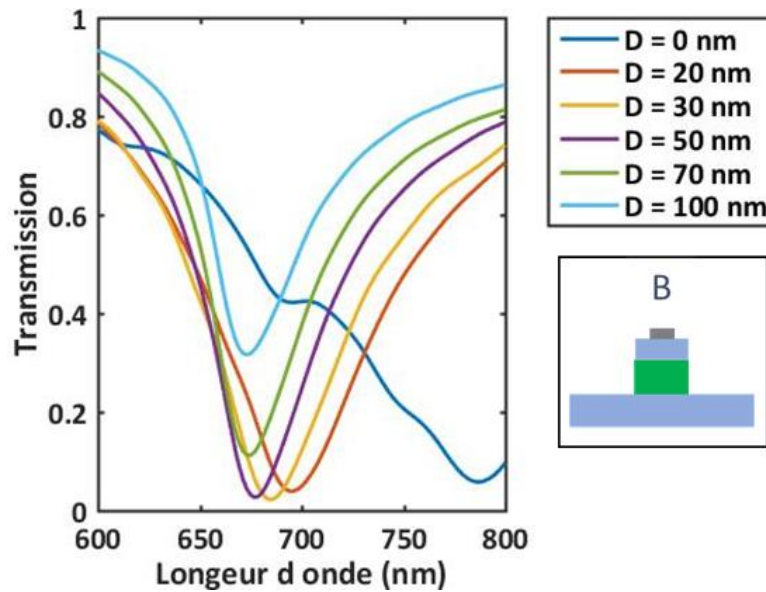


Figure II-11: Courbes de transmission pour des chaînes de  $N = 10$  particules ( $a_x = 40$  nm,  $a_y = 50$  nm) de période  $d = 130$  nm, positionnées au-dessus du guide à différentes distances de  $D$  : 0 nm, 20 nm, 30 nm, 50 nm, 70 nm et 100 nm.

### Influence des dimensions $a_x$ et $a_y$ et du positionnement des particules

Nous avons vu dans le chapitre I que la résonance de plasmon de surface localisé est fortement liée aux dimensions des particules métalliques. Dans notre configuration, le mode TE excite la particule avec une polarisation suivant l'axe (Oy), faisant du demi-axe  $a_y$  un paramètre sensible.

Nous considérons une chaîne de 10 nanoparticules avec  $d = 130$  nm et  $D = 50$  nm. Dans un premier temps, nous faisons varier  $a_y$  de 40 nm à 55 nm avec  $a_x = 40$  nm. Les courbes de transmissions sont tracées en Figure II-12. On observe un décalage de la longueur d'onde vers le bleu quand  $a_y$  diminue. Ainsi il est facile de déplacer la résonance et d'atteindre notamment 633 nm. La variation de  $a_x$ , assimilable à une variation du rapport de forme des nanoparticules, modifie aussi la longueur d'onde de la résonance mais dans une moindre mesure. Les variations de  $a_x$  de 40 nm à 55 nm pour  $a_y = 55$  nm sont tracées également en Figure II-12. C'est une augmentation de  $a_x$  qui déplace la longueur d'onde vers le bleu.

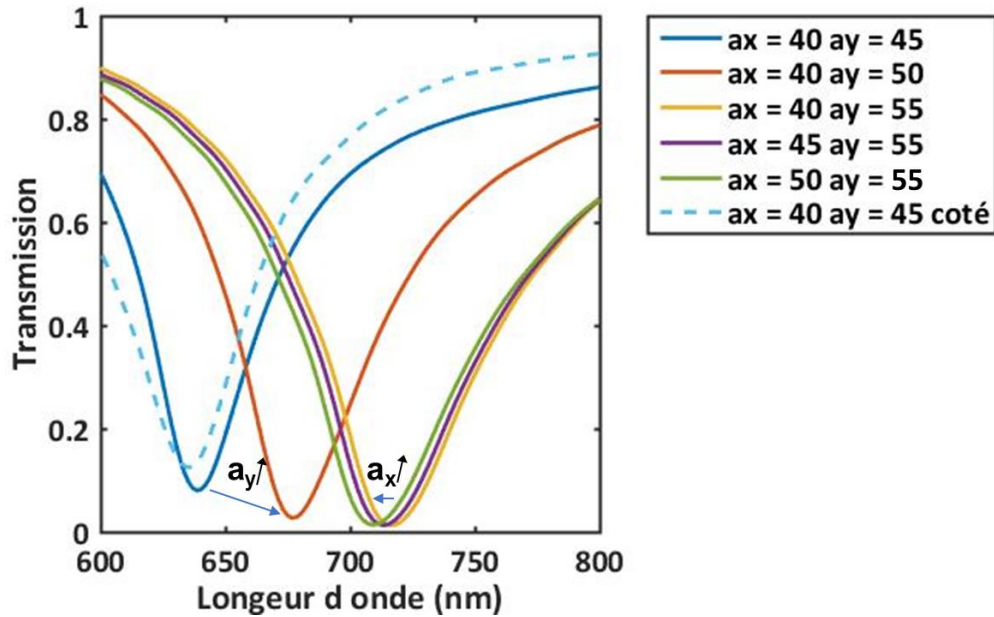


Figure II-12: Courbes de transmission pour des chaînes de 10 particules de période  $d = 130$  nm pour différentes valeurs de  $a_x$  et  $a_y$ . En ligne pleine, les particules sont au-dessus du guide à  $D = 50$  nm. En ligne pointillée, les particules sont à côté du guide à  $D' = 50$  nm.

Toujours sur le même graphique, nous avons tracé la transmission d'une structure dans la deuxième configuration décrite dans la partie II.1.1, à savoir avec deux chaînes de particules sur les côtés du guide d'onde. Les autres paramètres sont les mêmes que précédemment, la distance au guide des chaînes de particules est  $D' = 50$  nm. Le cas  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 45$  nm est tracé. On remarque la présence de la résonance, à une longueur d'onde proche de la première configuration. Le couplage se fait donc bien également dans cette seconde configuration, qui peut être avantageuse d'un point de vue du rayonnement.

Ceci est confirmé par les diagrammes de bandes des deux structures tracés en Figure II-13 (a) pour la configuration A et (b) pour la configuration B, avec  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm. L'anti-croisement caractéristique du couplage est bien présent dans le cas des chaînes positionnées à côté du guide. La longueur de couplage semble plus faible, ce qui peut être expliqué par la différence effective de distance entre le guide et la chaîne de particules induite par le choix de définition de  $D$  et  $D'$ .

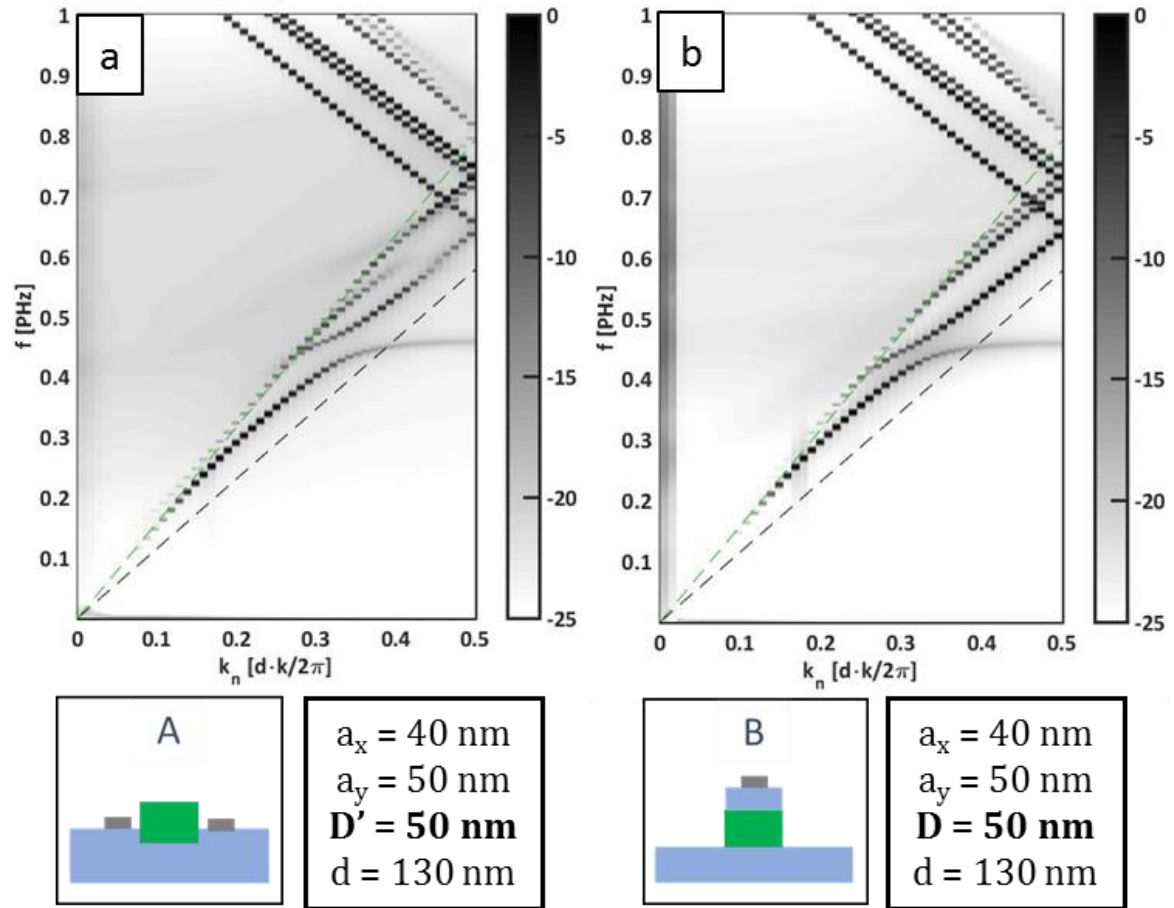


Figure II-13: Diagrammes de bandes obtenus avec des chaînes infinies de période  $d = 130$  nm pour des chaînes (a) à côté du guide d'onde avec  $D' = 50$  nm et (b) au-dessus du guide d'onde, avec  $D = 50$  nm.

**Bilan intermédiaire**

Nous avons vu dans cette première partie consacrée aux chaînes de période  $d = 130$  nm qu'il y a un couplage fort entre le guide et la chaîne de particules induisant deux modes (pair et impair) et des longueurs de couplage de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ . Plusieurs paramètres permettent de moduler ce couplage en longueur d'onde et en intensité. Le couplage est d'autant plus important que le nombre de particules  $N$  est grand. En jouant sur la distance au guide ( $D$  ou  $D'$ ) et les dimensions  $a_x$  et  $a_y$  des particules, il est possible de balayer l'ensemble du spectre  $600$  nm –  $800$  nm. Les valeurs de  $D$  supérieures à  $50$  nm sont particulièrement intéressantes car elles permettent d'obtenir des résonances à  $633$  nm avec des particules de plus grandes tailles que pour  $D = 0$  nm, ce qui est avantageux pour la fabrication. Elles permettent également de moduler l'intensité de couplage sans modifier la position spectrale de la résonance. Il est intéressant de noter que les variations de  $a_x$  et  $a_y$  permettent un réglage en longueur d'onde à deux niveaux : grossier avec  $a_y$  qui est particulièrement sensible et plus fin avec  $a_x$ . La possibilité de positionner les chaînes à côté du guide apporte une flexibilité supplémentaire pour cette structure. D'un point de vue pratique, cette configuration permet de faire varier facilement la distance guide-particules sur un même dispositif.

**II.3.2 Influence de la période**

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la période  $d$  sur le couplage. Nous commençons comme dans la partie précédente par analyser les diagrammes de bandes en commençant par un cas de très grande période  $d = 300$  nm. Nous comparons le cas du guide seul et celui d'une chaîne de particules posée sur le guide, avec  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm. Les deux diagrammes sont respectivement tracés en Figure II-14 (a) et (b). L'augmentation de la période de la structure diminue la taille de la 1<sup>ère</sup> zone de Brillouin et implique un repliement des bandes dans le domaine  $600$  nm –  $800$  nm. Dans le cas  $d = 300$  nm, le repliement des bandes fait passer le mode plasmonique de la chaîne de l'autre côté du cône de lumière de la silice (pointillés rouges). On distingue clairement la perturbation du mode guidé par le mode plasmonique autour de  $700$  nm (environ  $430$  THz) en comparant les deux diagrammes. Il y a un couplage entre les deux structures mais cette fois entre le mode guidé du guide d'onde et un mode plasmonique rayonné de la chaîne, ce qui implique un anti-croisement moins bien défini et résolu que dans le cas  $d = 130$  nm. Il y a en effet un élargissement des modes en raison des pertes.

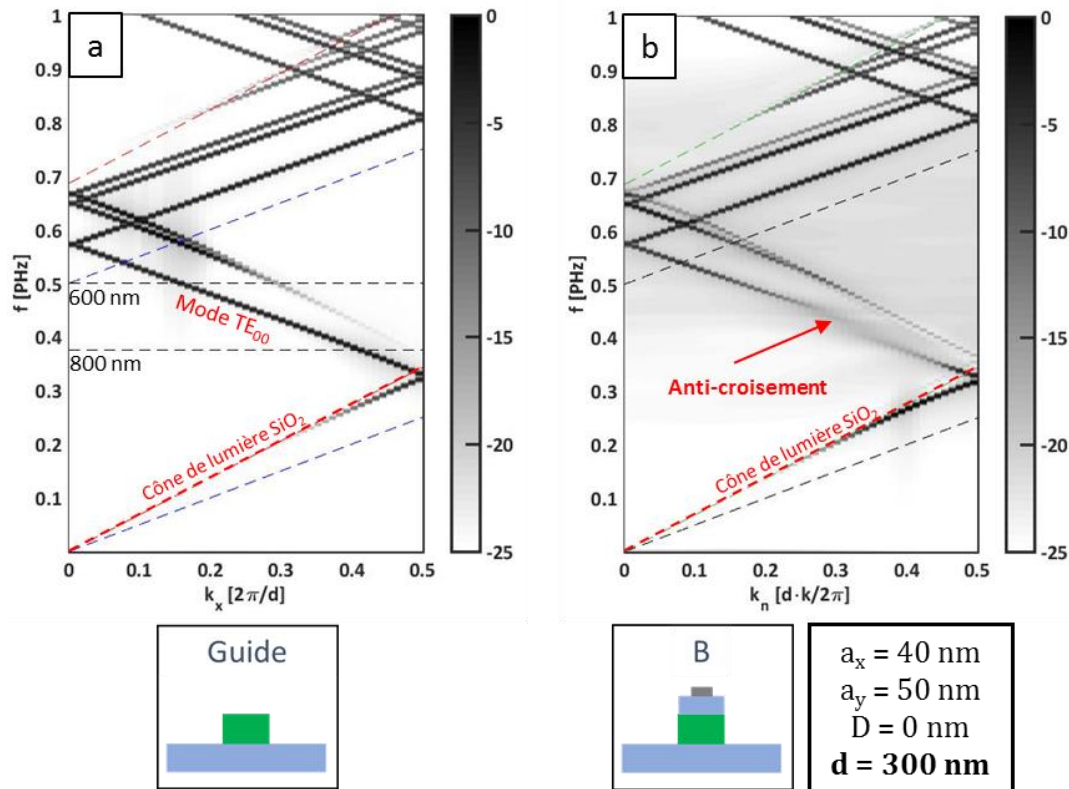


Figure II-14: Diagrammes de bandes obtenus pour une structure de période 300 nm : (a) avec un guide d'onde seul et (b) avec une chaîne de particules infinie sur le guide ( $D = 0$  nm)

L'influence des différents paramètres (non montrée ici) vus dans le cas  $d = 130$  nm reste valable pour les plus grandes périodes avec des conséquences similaires. L'augmentation de  $D$  décale la résonance et donc le couplage vers les plus basses longueurs d'onde, et la perturbation atténuée rend impossible la distinction d'anti-croisement avec la résolution utilisée. Il en est de même quand les particules sont à côté du guide. L'augmentation de  $a_y$  décale le couplage vers les plus hautes longueurs d'onde et pour  $a_y$  suffisamment grand, celui-ci peut repasser sous le cône de lumière, sous la forme d'un anti-croisement, mais pour des longueurs d'onde supérieures à 800 nm.

Afin d'analyser les mécanismes qui se produisent lors du passage du mode plasmonique de part et d'autre de la limite de la 1<sup>ère</sup> zone de Brillouin, il est nécessaire de considérer une période intermédiaire entre  $d = 130$  nm et  $d = 300$  nm. Nous choisissons  $d = 225$  nm. Nous traçons en Figure II-15 (a) et (b) respectivement les courbes de transmission et réflexion obtenues dans le cas  $N = 10$ ,  $D = 50$  nm,  $a_x = 40$  nm et  $a_y$  variant de 40 nm à 55 nm. Afin de visualiser correctement les résonances, nous avons exceptionnellement travaillé sur la gamme 550 nm – 800 nm. Les

courbes de transmission présentent plusieurs modulations. Afin de les expliquer, nous avons tracé en Figure II-15 (c) le diagramme de bandes du cas  $a_y = 40$  nm (correspondant donc à la courbe bleue des Figure II-15 (a) et Figure II-15 (b), les diagrammes de bande pour les autres dimensions sont représentés en ANNEXE 1). Pour clarifier l'analyse, ce diagramme est représenté en longueur d'onde entre 550 nm et 800 nm. La principale modulation (pointillés jaunes) est la résonance plasmonique, visible difficilement sur le diagramme de bandes. Elle est présente pour tous les cas avec toujours un décalage vers les grandes longueurs d'onde pour  $a_y$  croissant. La seconde modulation (pointillés bleus) se produit à la longueur d'onde à laquelle le mode croise le cône de lumière, autour de 675 nm. Une explication possible est le couplage avec des résonances de type « Lattice Surface Modes », phénomène évoqué dans le chapitre I en I.3.2. Ces modes sont caractéristiques des réseaux de nanoparticules métalliques excités par une lumière polarisée, lorsque par exemple la lumière diffractée est rasante dans le plan du réseau. Afin de vérifier ceci, il faut montrer la concordance en longueur d'onde entre la position de cette modulation et le mode rasant d'ordre 1 dans le verre. Cette modulation est présente sur toutes les courbes avec un décalage spectral causé par le décalage des bandes. Pour les deux plus basses valeurs de  $a_y$ , la résonance plasmonique a lieu au-delà du cône de lumière et inversement pour les deux valeurs les plus hautes. La dernière modulation (pointillés verts) est liée à la réflexion occasionnée en bord de zone de Brillouin. En effet, la chaîne de particules se comporte alors comme un miroir de Bragg et la réflexion entraîne une baisse de transmission. La puissance réfléchie est proportionnelle au couplage et est donc d'autant plus importante qu'elle est proche spectralement de la résonance plasmonique.

Ces différents effets, causés par le bord de la zone de Brillouin et le passage du cône de lumière, se déplacent spectralement avec la période  $d$ . Nous illustrons ceci en traçant en Figure II-16 les courbes de transmission (a) et réflexion (b) pour  $a_x = 40$  nm,  $a_y = 50$  nm et trois valeurs de  $d$  : 200 nm, 225 nm et 250 nm. La gamme spectrale est 550 nm – 850 nm. Les courbes de réflexion mettent en évidence le décalage du bord de la zone de Brillouin vers les grandes longueurs d'onde quand la période augmente. Le décalage du croisement avec le cône de lumière, mis en évidence par des flèches, suit la même tendance. Entre les cas  $d = 225$  nm et  $d = 250$  nm, la résonance plasmonique passe du dessous au dessus du cône de lumière, ce qui implique un décalage spectral important.

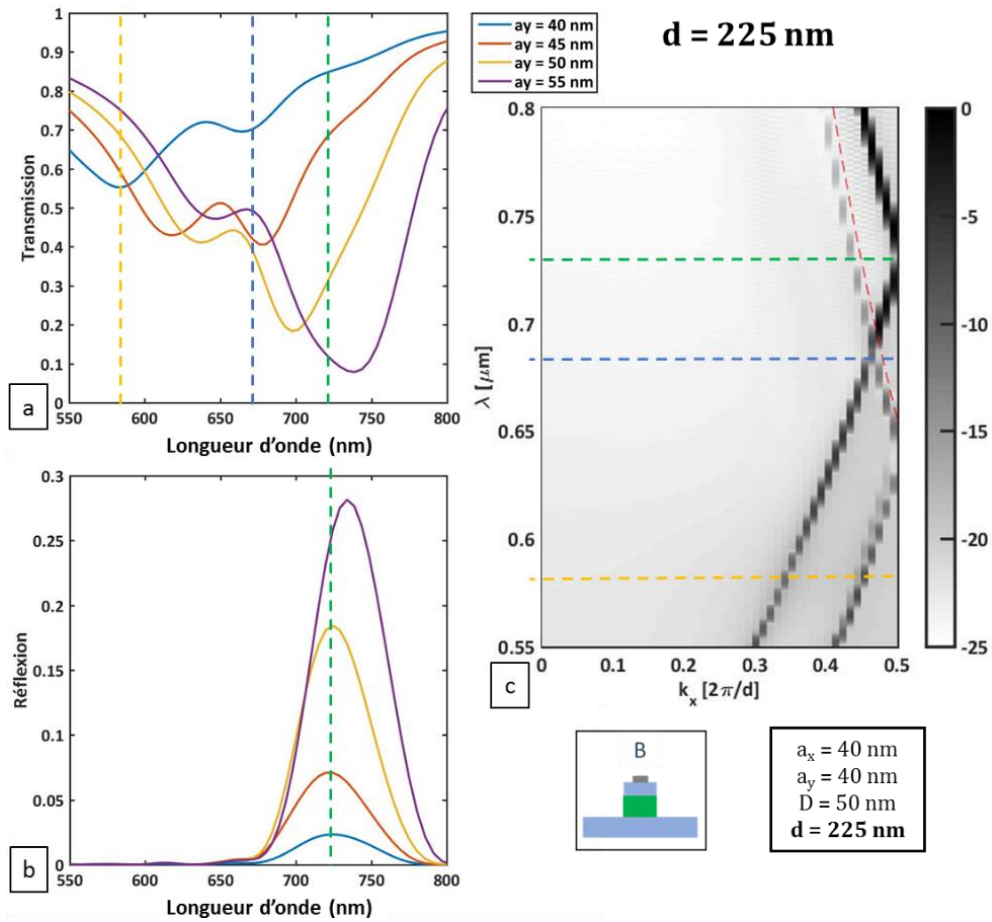


Figure II-15: Mécanismes à la limite de la zone de Brillouin pour des chaînes de période  $d = 225$  nm positionnées au-dessus du guide à  $D = 50$  nm. Courbes de transmission (a) et réflexion (b) de chaînes de 10 particules pour différentes valeurs de  $a_y$  entre 40 nm et 55 nm. (c) Diagramme de bande pour une chaîne infinie avec  $a_y = 40$  nm. La résonance plasmonique est symbolisée en pointillés jaunes, la réflexion en bord de zone de Brillouin en pointillés verts. Le croisement avec le cône de lumière est en pointillés bleus.

Les positions spectrales des croisements avec le bord de zone de Brillouin et avec le cône de lumière peuvent être retrouvées en utilisant la formule des réseaux en transmission :

$$n_2 \sin \theta_t = n_1 \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{a} \quad (\text{II-3})$$

Avec  $n_1$  le milieu d'incidence et  $\theta_i$  l'angle d'incidence,  $n_2$  le milieu de transmission et  $\theta_2$  l'angle de transmission,  $m$  l'ordre du réseau et  $a$  sa période. Pour le bord de la 1<sup>ère</sup> zone de Brillouin, il s'agit d'une réflexion du premier ordre soit  $m = -1$ . Les angles incident et transmis sont respectivement  $\pi/2$  et  $-\pi/2$  et les indices sont l'indice effectif du mode guidé  $n_{\text{eff}}$ ,  $d$  est la période. On a donc  $\lambda = 2dn_{\text{eff}}$ , soit la relation de Bragg. En prenant 1,66, 1,63 et 1,59 les indices effectifs

respectifs à 670 nm, 730 nm et 790 nm, en appliquant la formule de Bragg respectivement pour  $d = 200$  nm,  $d = 225$  nm et  $d = 250$  nm, on obtient pour  $\lambda$  : 668 nm, 733 nm et 795 nm, soit à quelques nm près les positions des pics de réflexion.

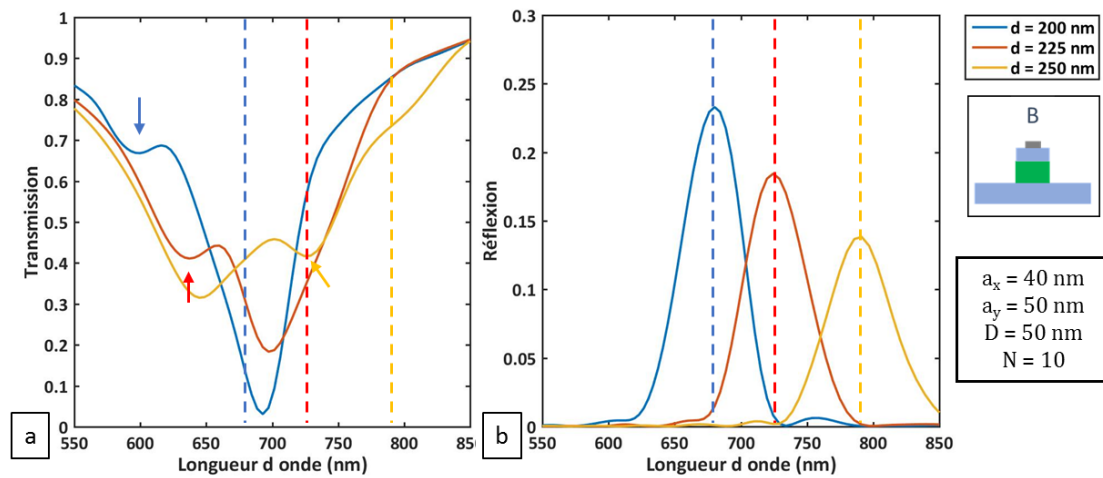


Figure II-16: Courbes de transmission (a) et réflexion (b) pour des chaînes de 10 particules positionnées au-dessus du guide à  $D = 50$  nm pour différentes périodes  $d$  entre 200 nm et 250 nm. Les pointillés symbolisent les maxima de réflexion et les flèches la modulation liée au croisement du cône de lumière.

Concernant le croisement avec le cône de lumière de la silice, il faut comme on l'a dit précédemment considérer le mode rasant d'ordre 1 dans le verre, soit  $\lambda = 2dn_{\text{SiO}_2}$ . Pour  $d = 200$  nm la modulation est bien distincte de la résonance plasmonique (flèche bleue) et la formule donne  $\lambda = 583$  nm soit une bonne concordance qui met en évidence le phénomène de résonance de « lattice surface mode ». Pour les deux autres périodes 225 nm et 250 nm, la formule donne respectivement 655 nm et 729 nm. La concordance est bonne mais les spectres sont assez perturbés car les résonances LSM et plasmonique sont très proches : il y a un couplage fort entre les deux modes, ce qui provoque une hybridation et donc un décalage des résonances. Ce phénomène est caractéristique des résonances LSM.

L'augmentation de la période entraîne le passage d'un mode plasmonique guidé à un mode plasmonique rayonné. Cela s'accompagne d'un couplage guide-chaîne globalement plus faible, qui pourrait être lié à la baisse du facteur de qualité de la résonance collective de la chaîne en raison du couplage dipolaire plus faible et des pertes induites par la diffraction du réseau. L'augmentation de la largeur des pics de réflexion avec la période (Figure II-16 (b)) étaye cette hypothèse. En revanche, l'influence des paramètres étudiés pour le cas  $d = 130$  nm suit les mêmes tendances et la structure garde une grande flexibilité du point de vue du couplage.



## II.4 Rayonnement dans le plan XZ

Nous allons maintenant nous intéresser au rayonnement, dans un premier temps selon le plan XZ, de manière à définir les conditions permettant d'obtenir un rayonnement hors du plan avec un angle de  $34^\circ$  par rapport à la normale. Nous avons vu dans le chapitre I que la présence du guide d'onde modifie l'orientation du rayonnement du fait de son indice de réfraction supérieur à celui de la silice. La configuration avec les particules à côté du guide semble donc plus adaptée et sera adoptée dans toute cette partie. Les particules sont positionnées à mi-hauteur pour avoir une structure symétrique et s'affranchir de l'influence du guide selon XZ.

Nous allons commencer notre étude par la chaîne de période  $d = 130$  nm.

### II.4.1 Chaîne de période $d = 130$ nm

Nous considérons le cas de 2 chaînes de 10 particules à  $D' = 50$  nm à côté du guide d'onde à mi-hauteur, avec  $a_x = 40$  nm et  $a_y$  variant de 45 nm à 55 nm. Les courbes de transmission et d'absorption des 3 cas sont tracées respectivement en Figure II-17 (a) et (b). L'absorption est très élevée et est directement liée au couplage. Plus le couplage est efficace et plus l'absorption est élevée. La réflexion varie de 0,2% à 3% sur l'ensemble des cas.

Cette très grande absorption est due au régime guidé dans la chaîne de particules. Pour la puissance couplée dans la chaîne, plusieurs mécanismes sont possibles. En fonction de la longueur de la chaîne, une partie est recouplée dans le guide d'onde. Le reste est piégé dans la chaîne. Des fuites peuvent avoir lieu aux extrémités mais la grande majorité est absorbée.

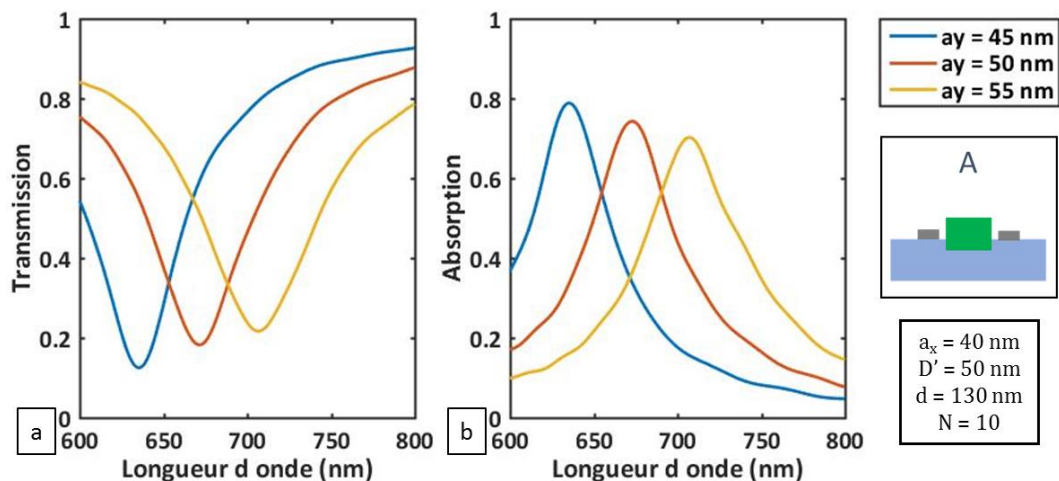


Figure II-17: Transmission (a) et absorption (b) pour des chaînes de 10 particules à côté du guide de période 130 nm, à  $D' = 50$  nm, pour 3 valeurs  $a_y$  : 45 nm, 50 nm et 55 nm.

Les fuites peuvent être assimilées à un rayonnement mais la puissance est difficile à évaluer. En effet, ce rayonnement se fait dans l'axe du guide et le champ propagé est attiré par l'indice de réfraction supérieur du guide d'onde. Ce rayonnement est donc finalement pris en compte dans la transmission. Si l'on additionne les trois composantes T, R et A, on atteint entre 93% et 98% de la puissance injectée. Les 2% à 7% restants sont répartis dans tout l'espace et sont probablement causés par la diffraction du mode du guide d'onde au contact des particules.

Cette configuration de chaîne en régime guidé n'est donc pas adaptée au rayonnement. Les mêmes mécanismes s'appliquent dans la configuration avec la chaîne sur le guide. Elle n'est donc pas intéressante non plus.

### II.4.2 Structure 3D

Nous allons à présent étudier une configuration différente de ce qui a été vu jusqu'à présent. En se basant sur les exemples d'antennes vues dans le chapitre I, une solution pour rayonner en dehors du plan est l'utilisation du déphasage pour orienter le rayonnement dipolaire des particules. La configuration Yagi-Uda horizontale ne semble pas intéressante car le rayonnement irait dans l'axe du guide ou dans le guide en fonction des configurations. Nous allons nous intéresser à une configuration verticale, en commençant par le cas de deux particules à côté du guide d'onde.

#### Deux particules superposées

La Figure II-18 (a) schématise la structure étudiée (plan Oxz). Les particules NP1 (en haut,  $a_x = 40$  nm,  $a_y = 40$  nm) et NP2 (en bas,  $a_x = 50$  nm,  $a_y = 60$  nm) sont sur le côté du guide à  $D' = 50$  nm. NP2 est en bas du guide et la distance bord à bord entre NP1 et NP2 est de 40 nm. Le diagramme de rayonnement d'un dipôle a été tracé dans le chapitre I. L'association de deux dipôles à la verticale devrait permettre, en fonction du déphasage, d'obtenir un rayonnement vertical unidirectionnel. Le diagramme de rayonnement est calculé avec la boîte de 6 moniteurs positionnée autour des deux particules. Pour évaluer le déphasage entre les deux particules, et le relier à l'allure du rayonnement, nous acquérons les phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$  de la composante selon (Oy) du champ électrique respectivement dans les particules NP1 et NP2. Le déphasage  $\phi_2 - \phi_1$  est tracé en Figure II-18 (b) et présente un maximum à 690 nm. Les diagrammes de rayonnement à 600 nm (1), 690 nm (2) et 800 nm (3) sont tracés en Figure II-18 (c). Dans les cas de minimum de déphasage, le rayonnement est plutôt omnidirectionnel. Un maximum de directivité à 690 nm est obtenu, correspondant au maximum de déphasage. Ainsi il est possible d'orienter le rayonnement

jusqu'à un diagramme unidirectionnel en jouant sur le déphasage. Celui-ci est introduit facilement en utilisant des particules de tailles différentes qui interagissent différemment avec le mode guidé et en optimisant la distance entre les particules. Dans le cas présenté, le rayonnement se fait vers le bas, avec un large lobe.

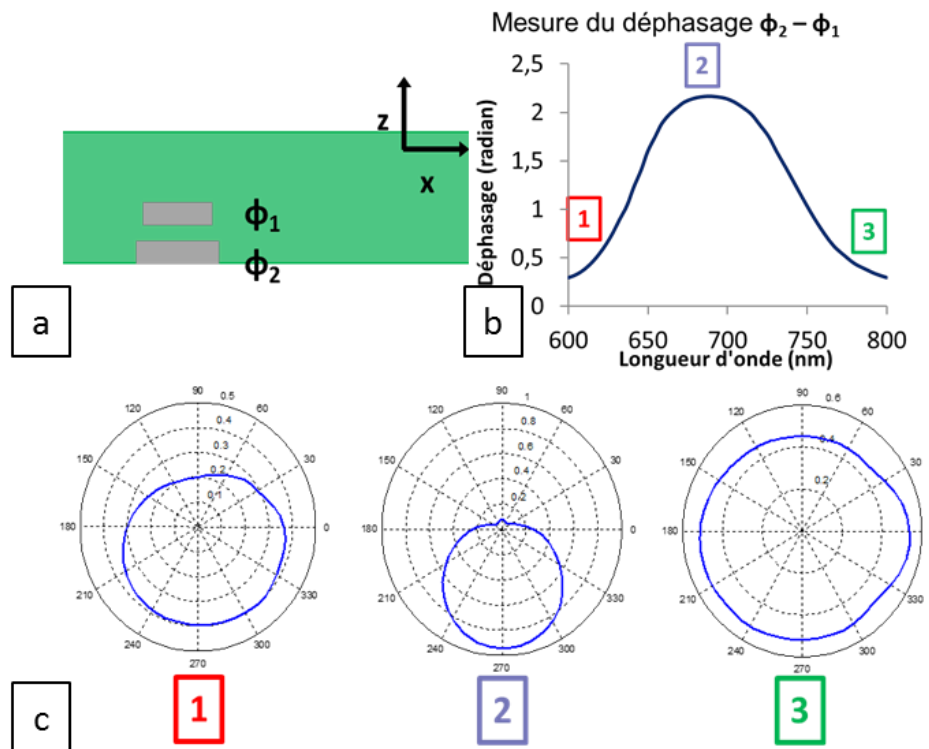


Figure II-18: (a) schéma de la structure à deux particules superposées, avec en haut  $a_x = 40 \text{ nm} / a_y = 40 \text{ nm}$  et en bas  $a_x = 50 \text{ nm} / a_y = 60 \text{ nm}$ . (b) Evolution du déphasage entre les deux particules en fonction de la longueur d'onde. (c) Diagrammes de rayonnement selon XZ aux minima (600 nm et 800 nm) et maximum (690 nm) de déphasage sur 600 nm - 800 nm.

### Chaines de particules superposées

Afin d'obtenir un angle à  $34^\circ$  par rapport à la normale, nous avons ajouté des particules en haut et en bas de manière à former de courtes chaînes. L'ajout de particules donne une composante horizontale au rayonnement. Dès 2 particules, l'angle de rayonnement par rapport à la normale en configuration de déphasage maximum est de  $45^\circ$ . Il passe à  $50^\circ$ ,  $55^\circ$  et  $60^\circ$  respectivement pour des chaînes de 3, 4 et 5 particules. Nous présentons en Figure II-19 un exemple avec deux chaînes de 5 particules. On obtient un rayonnement unidirectionnel à 670 nm avec un angle de  $60^\circ$  par rapport à la normale. Pour les autres valeurs de longueur d'onde, le

rayonnement ressemble à ce qui a été obtenu dans la partie précédente pour la chaîne de particules horizontale, à savoir des rayonnements dans l'axe de la chaîne. A partir d'un petit nombre de particules, le mode de chaîne s'instaure et la composante horizontale devient dominante sur la composante verticale, si bien qu'il n'est pas aisé de moduler l'angle d'émission. La déviation maximum, qui correspond au maximum de déphasage entre les deux chaînes, se produit entre les résonances des deux chaînes, comme le montre la Figure II-19 (c).

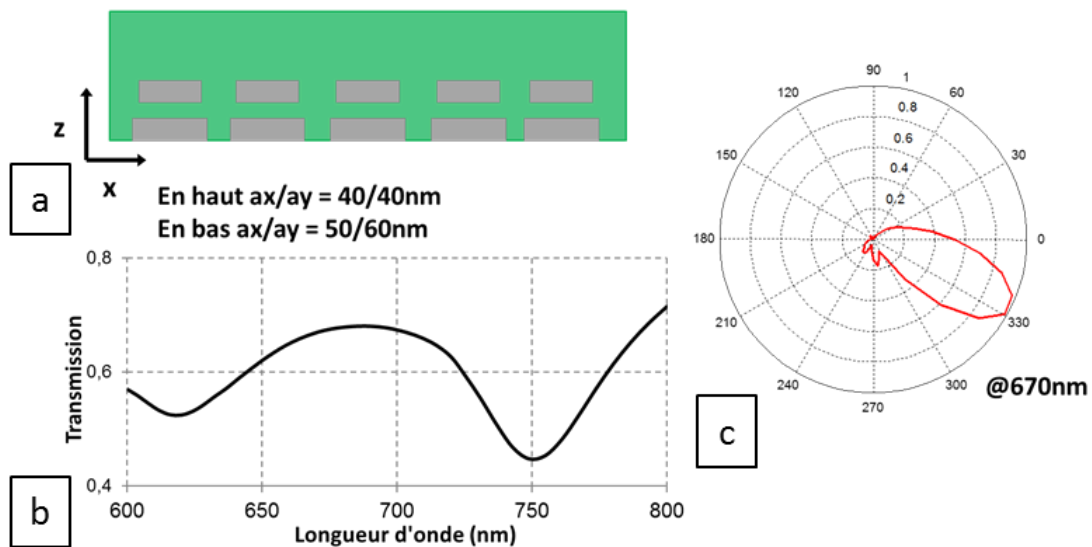


Figure II-19: (a) schéma de la structure à cinq particules superposées avec en haut  $a_x = 40\text{ nm}/a_y = 40\text{ nm}$  et en bas  $a_x = 50\text{ nm}/a_y = 60\text{ nm}$ . (b) Courbe de transmission montrant les deux résonances à 620 nm et 750 nm. (c) Diagramme de rayonnement selon XZ entre les deux résonances, à 670 nm.

Ainsi, bien que cette configuration permette d'obtenir un rayonnement unidirectionnel hors du plan, elle présente plusieurs inconvénients. Tout d'abord, la structure est très contraignante du point de vue des dimensions pour atteindre un rayonnement directif à la longueur d'onde souhaitée, ce qui laisse peu de liberté pour moduler le couplage. Ensuite, la fabrication de deux chaînes de particules superposées paraît très délicate. Enfin, un rayonnement directif de  $34^\circ$  par rapport à la normale n'est pas atteignable avec deux chaînes superposées. Le décalage horizontal entre les deux chaînes est un paramètre d'ajustement supplémentaire qui pourrait permettre de modifier l'angle d'émission. Cependant, une telle structure serait encore plus contraignante et difficile à fabriquer. Cette piste n'a donc pas été approfondie.

### II.4.3 Chaîne de type réseau de diffraction

Nous allons nous intéresser à présent à une période  $d$  plus grande et en particulier un cas pour lequel le mode plasmonique est en régime rayonné. Nous considérons une structure composée de deux chaînes de 8 particules positionnées de part et d'autre du guide à  $D' = 50$  nm, à mi-hauteur, avec  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm. Nous choisissons une période  $d = 300$  nm pour laquelle le mode plasmonique est un mode rayonné. Les diagrammes de rayonnement selon XZ sont tracés pour plusieurs longueurs d'onde entre 600 nm et 800 nm en Figure II-20. Le diagramme de rayonnement est séparé en deux lobes dans le sens opposé à la propagation du mode, symétriques par rapport au plan de la chaîne. L'angle par rapport à la normale diminue à mesure que la longueur d'onde diminue.

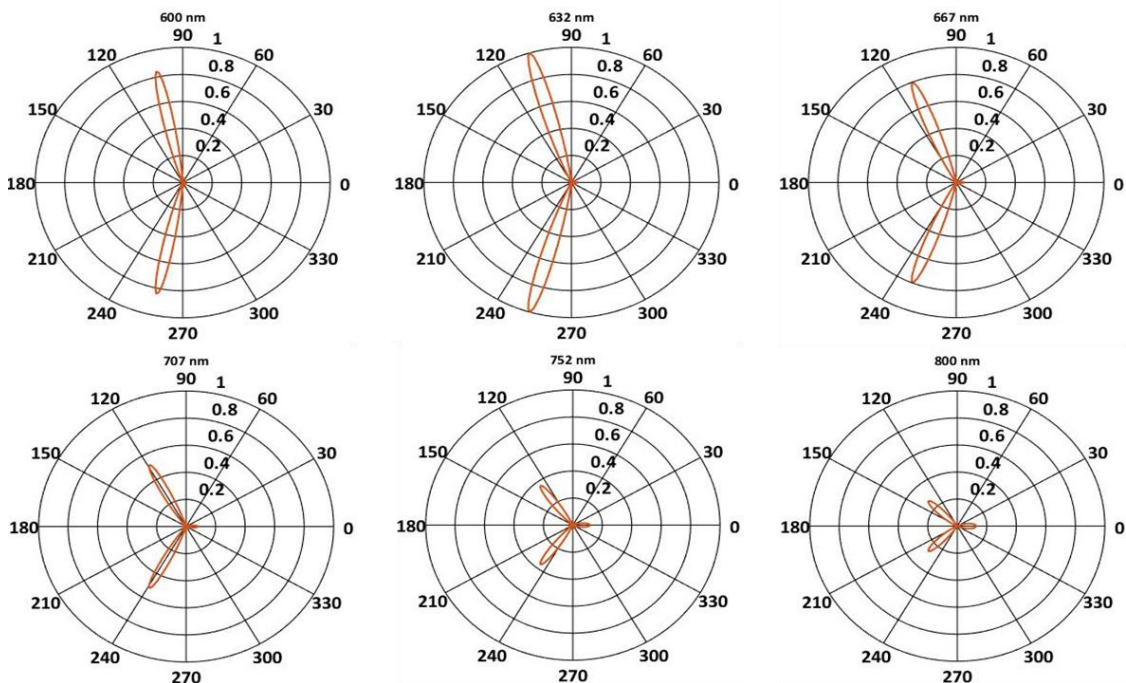


Figure II-20: Diagramme de rayonnement dans le plan XZ pour 2 chaînes de 8 particules à côté du guide à  $D' = 50$  nm avec  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm et  $d = 300$  nm, aux longueurs d'onde 600 nm, 632 nm, 667 nm, 707 nm, 752 nm et 800 nm.

On peut considérer que l'on a, au-dessus du cône de lumière, un comportement de réseau de diffraction d'ordre 1. Pour exprimer l'angle d'émission en fonction des différents paramètres, nous reprenons la formule des réseaux introduite dans le chapitre I. Le faisceau incident vient du guide d'onde avec un angle de  $90^\circ$  par rapport à la normale. L'indice du mode considéré est  $n_{\text{eff}}$ . L'émission se fait dans la silice d'indice  $n_{\text{SiO}_2}$  avec un angle  $\theta_{\text{ray}}$ . La situation est illustrée par un schéma en Figure II-21.

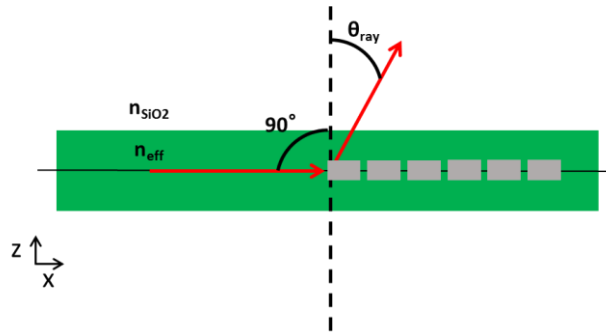


Figure II-21: Schéma de principe de la configuration du réseau de diffraction.

La formule des réseaux donne :

$$\theta_{ray} = \arcsin\left(\frac{n_{eff}}{n_{sio2}} - \frac{m \cdot \lambda}{d \cdot n_{sio2}}\right) \quad (\text{II-4})$$

En appliquant cette formule aux cas tracés, on retrouve les valeurs des angles d'émission. Nous avons pris  $n_{eff} = 1,67$  et considéré un réseau d'ordre  $m = 1$ . Les angles simulés et calculés sont reportés dans le Tableau II-1. On obtient bien des angles négatifs en accord avec les diagrammes obtenus et les valeurs obtenues par simulation sont très proches de celles calculées par la formule (II-4). L'écart augmente pour les plus grandes longueurs d'onde (752 nm et 800 nm) car nous avons pris un indice effectif fixe pour le calcul alors que celui-ci diminue quand la longueur d'onde augmente dans les simulations.

Longueur d'onde (nm)	$\theta_{ray}$ simulé (°)	$\theta_{ray}$ calculé (°)
600	-13	-13
632	-17	-18
667	-22	-23
707	-29	-29
752	-38	-36
800	-47	-44

Tableau II-1 : Valeurs des angles rayonnés obtenus par les simulations FDTD et par calcul en fonction de la longueur d'onde.

Nous allons à présent nous intéresser à l'influence de la taille des particules et en particulier  $a_y$ . En restant dans la même configuration que précédemment, on trace en Figure II-22 (a) les courbes de transmission avec  $a_y$  variant de 45 à 55 nm. La transmission change avec  $a_y$ . On trace ensuite pour 4 longueurs d'onde 600 nm, 632 nm, 667 nm et 707 nm les diagrammes de rayonnement pour les 3 cas de  $a_y$ , respectivement en Figure II-23 (b), (c), (d) et (e).

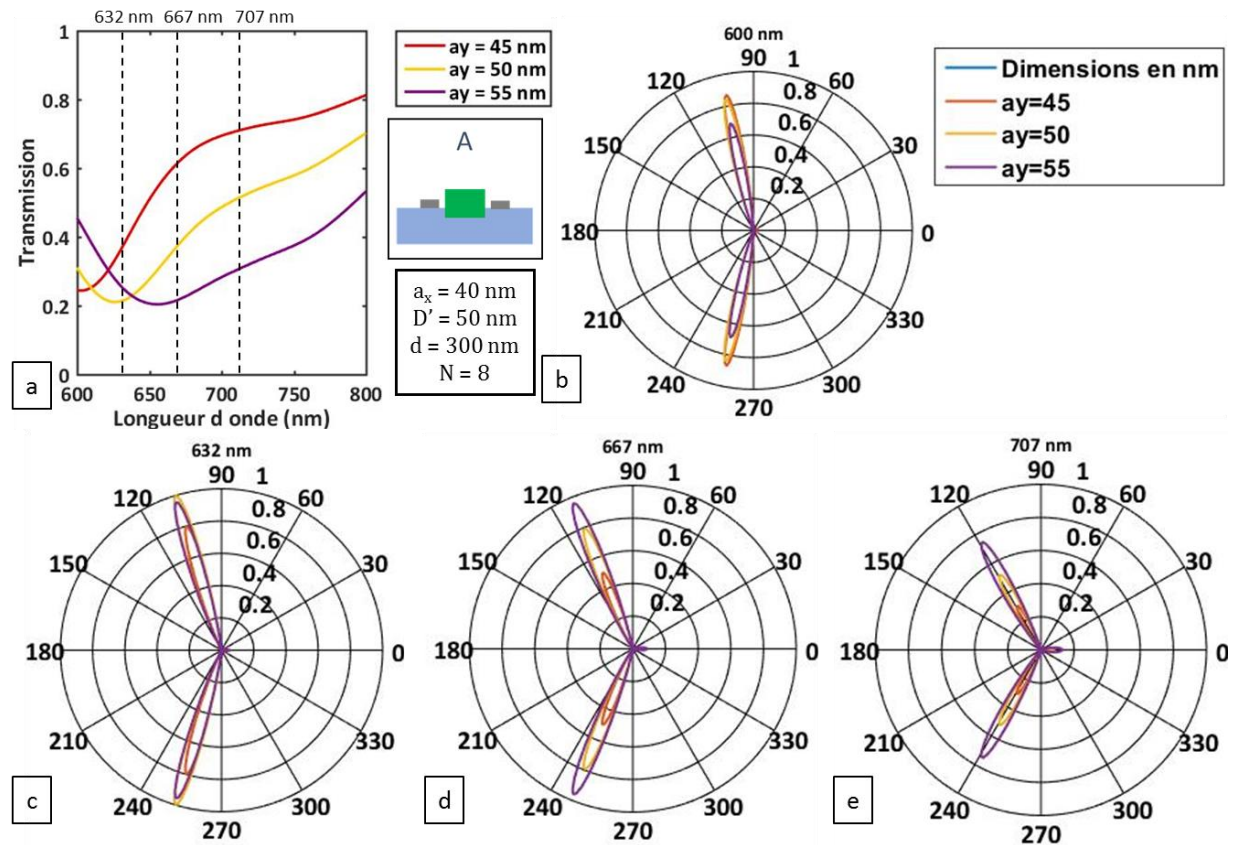


Figure II-22: (a) Courbes de transmission obtenues pour des chaînes de 8 particules à côté du guide à  $D' = 50$  nm, de période  $d = 300$  nm, pour 3 dimensions  $a_y$ : 45 nm, 50 nm et 55 nm. Rayonnement dans le plan XZ pour les 3 valeurs  $a_y$  à (b) 600 nm, (c) 632 nm, (d) 667 nm et (e) 707 nm.

On remarque que la forme du diagramme de rayonnement est quasiment identique pour les différentes valeurs de  $a_y$ . On observe seulement un léger décalage en angle, de l'ordre de  $1^\circ$  pour les cas proches des résonances, ce qui peut être causé par un léger décalage des bandes. Pour les cas 667 nm et 707 nm, après la résonance, les angles d'émission sont indépendants de  $a_y$ .

En ce qui concerne l'intensité, elle est liée à l'efficacité du couplage (définie par  $\frac{P_i - P_t}{P_i}$ , avec  $P_i$  la puissance injectée dans le guide et  $P_t$  la puissance transmise). La graduation d'intensité de

rayonnement est bien visible pour les cas 667 nm et 707 nm qui présentent des efficacités de couplage bien différentes.

Pour avoir une vision globale de la relation entre l'efficacité de couplage guide-chaîne et la puissance rayonnée, il faut s'intéresser à l'efficacité de rayonnement  $\eta_{rad}$  définie par la formule (I-9). Le rayonnement étant hors du plan, nous pouvons calculer sa puissance avec deux plans horizontaux au-dessus et en dessous du système guide-chaîne. Nous traçons en Figure II-23 (a) pour les trois valeurs de  $a_y$ , l'absorption ainsi que la puissance rayonnée normalisées par la puissance injectée dans le guide. Ces deux grandeurs suivent les mêmes tendances.

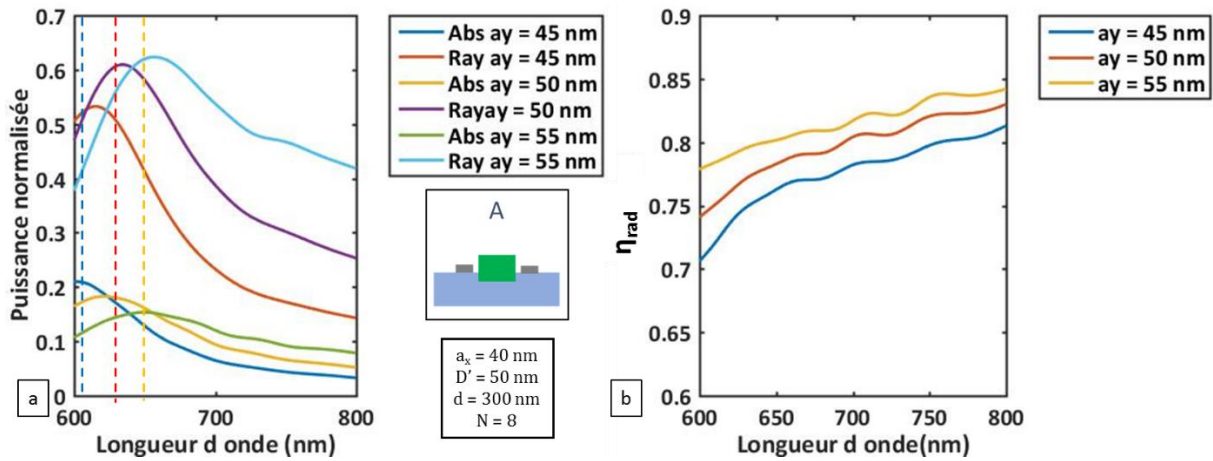


Figure II-23: Courbes obtenues pour des chaînes de 8 particules à côté du guide à  $D' = 50$  nm de période 300 nm. (a) Absorption (Abs) et puissance rayonnée (Abs) normalisées pour les 3 valeurs de  $a_y$ . En pointillés les longueurs d'onde de résonance de  $a_y = 45$  nm (bleu),  $a_y = 50$  nm (rouge) et  $a_y = 55$  nm (jaune). (b) Efficacité de rayonnement  $\eta_{rad}$  pour les trois valeurs de  $a_y$ .

Afin d'évaluer au mieux l'efficacité de rayonnement de notre structure  $\eta_{rad}$ , il faut comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre I prendre en compte la composante transmise dans le guide pour déterminer la puissance injectée dans la chaîne. L'efficacité de rayonnement  $\eta_{rad}$  s'écrit donc :

$$\eta_{rad} = \frac{P_{rad}}{P_i - P_t} \quad (II-5)$$

Avec  $P_t$  la puissance transmise et  $P_i$  la puissance injectée dans le guide d'onde. Nous traçons cette grandeur pour les 3 valeurs de  $a_y$  en Figure II-23 (b). Il y a plusieurs points à mettre en évidence. Tout d'abord,  $\eta_{rad}$  augmente quand la longueur d'onde augmente, ce qui est lié à la diminution des pertes dans l'argent avec la longueur d'onde et donc une diminution de



l'absorption. Ensuite,  $\eta_{\text{rad}}$  croit quand  $a_y$  croit. En effet, nous avons vu dans le chapitre I que le rapport entre rayonnement et absorption augmente quand le volume de la particule augmente. Il est donc préférable d'utiliser des grosses particules du point de vue du rayonnement.

Cette possibilité de moduler l'intensité de rayonnement sans modifier l'angle de rayonnement en changeant uniquement la valeur de  $a_y$  est particulièrement intéressante. On peut en effet imaginer plusieurs chaînes successives sur un guide d'onde. A chaque passage de chaîne, une partie de la puissance du guide est rayonnée ou absorbée, mais en ajustant correctement la taille  $a_y$  des particules de chaque chaîne, il est possible de moduler le couplage pour obtenir avec chaque chaîne la même puissance rayonnée.

### **Influence de la période $d$**

Le comportement de réseau de diffraction peut également être vérifié, toujours selon la formule (II-4), par la variation de l'angle d'émission à  $\lambda$  fixe en faisant varier la période  $d$ . Des exemples de rayonnement dans le plan XZ sont tracés en Figure II-24 à 633 nm pour plusieurs périodes. On remarque bien l'augmentation de l'angle par rapport au plan quand la période augmente. Les cas extrêmes  $d = 200$  nm et  $d = 400$  nm présentent des particularités. Pour le premier, le rayonnement est dans l'axe de la chaîne en arrière, caractéristique du miroir de Bragg. Le rayonnement dans le cas  $d = 400$  nm présente deux lobes symétriques légèrement vers l'avant, ainsi qu'un lobe dans l'axe de la chaîne vers l'arrière. Cette configuration correspond à un réseau d'ordre 2. Entre ces deux périodes, l'angle d'émission varie de façon continue de  $90^\circ$  à  $0^\circ$  par rapport à la normale. Cette possibilité de choisir un angle d'émission fixe à une longueur d'onde donnée est typiquement la caractéristique recherchée. Ainsi, pour obtenir un rayonnement de  $34^\circ$  par rapport à la normale à 633 nm, il faut selon la formule (II-4) une période  $d = 256$  nm. Afin d'accorder cette valeur à notre maillage de taille 2,5 nm, il faudrait considérer une période de 255 nm ou 257,5 nm. Cependant, cette valeur est difficilement compatible en fabrication avec la résolution d'écriture d'une machine de lithographie électronique. Nous verrons dans le chapitre suivant consacré à la fabrication que nous avons opté pour une résolution d'écriture de 2 nm. Ainsi, la période compatible avec les deux maillages la plus proche de 256 nm est  $d = 260$  nm. Avec cette période, l'angle de rayonnement est de  $32^\circ$  par rapport à la normale.

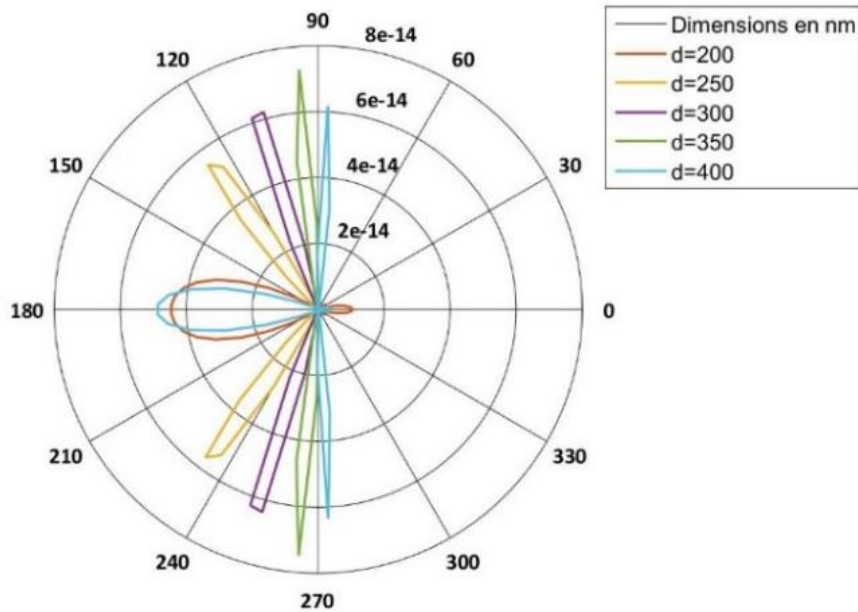


Figure II-24: Diagramme de rayonnement dans le plan XZ pour différentes périodes.

### Bilan intermédiaire

Nous avons vu dans cette partie que la configuration la plus intéressante et viable pour une émission hors-plan est une chaîne de grande période ( $d = 200 \text{ nm}$  à  $d = 350 \text{ nm}$ ). En particulier, une période  $d = 256 \text{ nm}$  permet une émission à  $34^\circ$  à  $633 \text{ nm}$ . Cependant, pour des raisons pratiques, nous considérerons une période  $d = 260 \text{ nm}$ . Pour ces périodes, nous avons vu que l'efficacité du couplage est modulable par l'intermédiaire de plusieurs paramètres et notamment les dimensions  $a_x$  et  $a_y$  des particules. Le rayonnement est relié à l'efficacité de couplage par  $\eta_{\text{rad}}$ , qui est d'autant plus grand que le volume des particules augmente. De plus, les dimensions des particules n'influencent pas l'angle de rayonnement. Ce paramètre est donc particulièrement intéressant pour moduler l'intensité du rayonnement, l'idéal étant de choisir les particules avec de grandes dimensions pour améliorer l'efficacité de rayonnement.

## II.5 Cas pratique $d = 260 \text{ nm}$ / Rayonnement dans le plan XY

Nous allons nous focaliser dans cette partie à la forme du rayonnement dans le plan XY. Nous considérons ici l'ensemble de la structure et en particulier l'influence du guide d'onde sur le rayonnement. Ainsi, le champ lointain est évalué à partir de deux moniteurs horizontaux positionnés en haut et en bas de la structure et qui donnent le diagramme de rayonnement dans tout l'espace.

Suite aux conclusions de la partie précédente, nous allons nous intéresser au cas de la chaîne de période 260 nm, sous les différentes configurations au-dessus ou sur les côtés du guide d'onde. Nous présenterons de plus uniquement les résultats à 633 nm.

Nous allons dans un premier temps étudier le cas de particules à côté du guide d'onde, à mi-hauteur. Cette configuration symétrique donne un rayonnement identique au-dessus et en dessous de la structure, ce qui simplifie l'analyse. Nous examinerons d'abord l'influence de la distance  $D'$ , puis celle du nombre de particule  $N$  et enfin la taille des particules  $a_x$  et  $a_y$  sur l'allure du rayonnement. Nous verrons ensuite les conséquences d'un positionnement des particules à côté du guide en bas, positionnement plus facile à mettre en œuvre du point de vue de la fabrication. Dans un second temps, nous étudierons la configuration avec la chaîne au-dessus du guide d'onde, en commençant par comparer le rayonnement au-dessus et en dessous. Nous nous intéresserons à l'influence de  $D$  et au cas de deux chaînes de particules au-dessus du guide, dans l'objectif d'améliorer la directivité.

### II.5.1 Particules à côté du guide d'onde

Nous traçons en Figure II-25 le rayonnement en champ lointain dans le plan supérieur dans le cas de deux chaînes de 10 particules à côté du guide à  $D' = 50$  nm, avec  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 45$  nm à 633 nm. Ce diagramme est une projection de la demi-sphère dans le plan ( $xOy$ ). Les contours iso- $\theta$  sont tracés en noirs ainsi que quelques lignes iso- $\varphi$ . Du fait de la projection de la demi-sphère sur un plan, les variations de  $\theta$  ne sont pas linéaires mais suivent une loi sinusoïdale. Ainsi, pour les couples de coordonnées  $(x, y)$ , les correspondances dans le système  $(\varphi, \theta)$  sont :

$$\begin{aligned}x &= \sin \theta \cdot \sin \varphi \\y &= \sin \theta \cdot \cos \varphi\end{aligned}\tag{II-6}$$

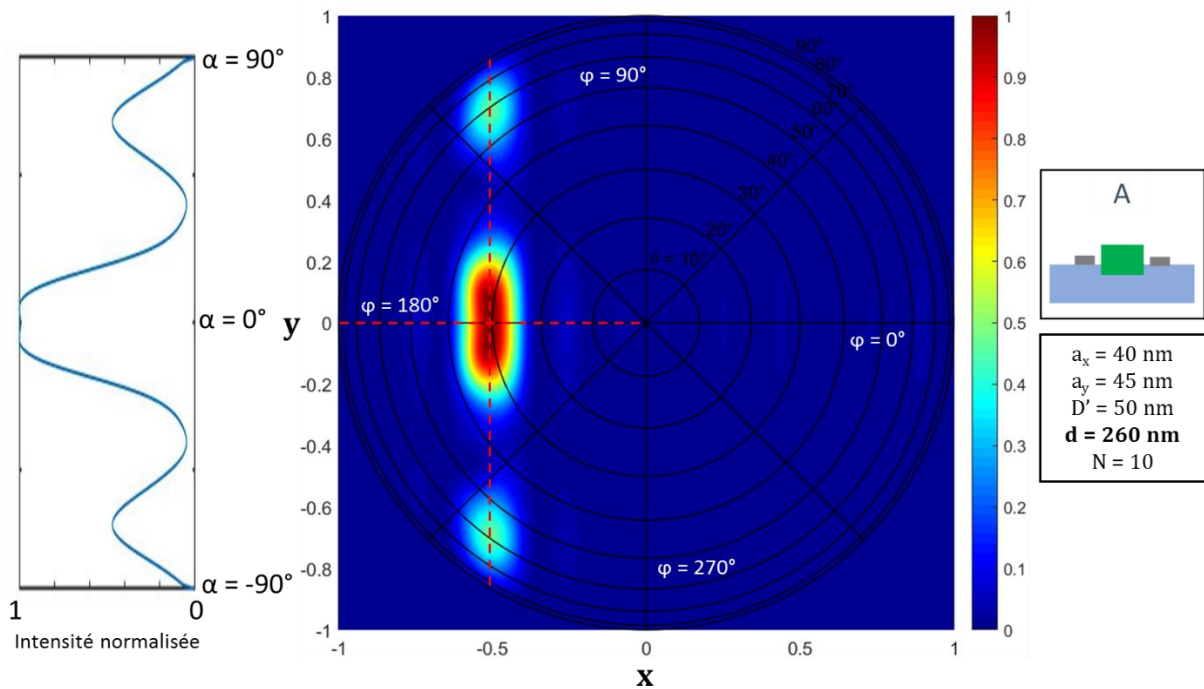


Figure II-25: Diagramme de rayonnement normalisé dans le plan  $XY$  pour deux chaînes de 10 particules positionnées à côté du guide, à  $D' = 50$  nm. 2 profils angulaires, en  $\theta$  (horizontal) et en  $\alpha$  (vertical) sont représentés par des pointillés rouges. Le profil  $\alpha$ , intersection d'un plan parallèle à  $(0xz)$  avec la demi-sphère est tracé à gauche du diagramme de rayonnement.

Des schémas détaillés des angles  $\theta$ ,  $\varphi$  et  $\alpha$  sont représentés en ANNEXE 2.

Afin de caractériser l'allure du rayonnement, nous traçons les profils de rayonnement selon deux directions, représentées en pointillés rouge sur la Figure II-25. Le premier profil (horizontal) est un balayage à  $\varphi = 180^\circ$  de  $\theta = 0^\circ$  à  $\theta = 90^\circ$ . Le second profil est défini par l'intersection entre un plan parallèle à  $(Oxz)$  passant par  $\varphi = 180^\circ$  et  $\theta_{\text{ray}}$  et la demi-sphère.  $\theta$  et  $\varphi$  varient selon cette coupe. Ainsi nous définissons un angle  $\alpha$  qui varie de  $-90^\circ$  à  $90^\circ$  selon cette coupe (de bas en haut). Ces deux profils permettent de caractériser les deux largeurs angulaires du rayonnement.

**Influence de  $D'$  :** Nous examinons dans un premier temps à l'influence de  $D'$ . Nous considérons le même cas que précédemment en faisant varier  $D'$  de 50 nm à 200 nm. Nous traçons en Figure II-26 les coupes selon  $\alpha$  et  $\theta$ . On observe des courbes quasiment identiques pour la coupe selon  $\theta$ . En revanche, les coupes selon alpha diffèrent. Il y a une allure commune composée d'un lobe principal et de deux lobes secondaires. Le lobe principal s'affine à mesure que  $D'$  augmente et les lobes secondaires se resserrent et ont des maxima de plus en plus élevés.

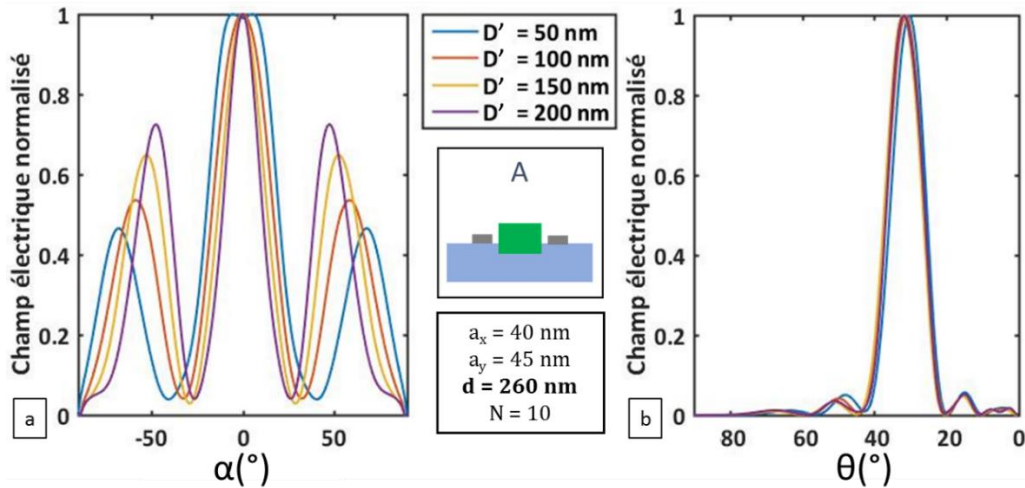


Figure II-26: Influence de  $D'$  sur l'allure du rayonnement de chaînes de 10 particules positionnées à côté du guide. (a) coupe selon  $\alpha$ . (b) coupe selon  $\theta$ .

**Influence de N :** Nous considérons le cas  $D' = 100$  nm et faisons varier le nombre de particules  $N$  de 5 à 15. Nous traçons les deux profils angulaires en Figure II-27 pour tous les cas. Concernant le profil selon  $\alpha$ , on observe un lobe principal identique pour tous les cas. Concernant les lobes secondaires, il y a une convergence du maximum quand  $N$  augmente, avec une stabilisation à partir de  $N = 8$ . Ce régime transitoire peut être expliqué par un régime de réseau de diffraction moins bien établi avec peu de particules. Ceci est confirmé par le profil en  $\theta$  où l'on remarque pour le cas  $N = 5$  un profil large et mal défini, ce qui montre qu'à  $D' = 100$  nm, des chaînes de 5 particules sont trop courtes pour avoir un réseau de diffraction suffisamment efficace. Pour  $N$  plus grand le lobe en  $\theta$  s'affine sans converger. La directivité est donc d'autant plus grande que  $N$  est grand. La largeur à mi-hauteur du lobe passe de  $14^\circ$  pour  $N = 7$  à  $11^\circ$  pour  $N = 10$  et  $7^\circ$  pour  $N = 15$ .

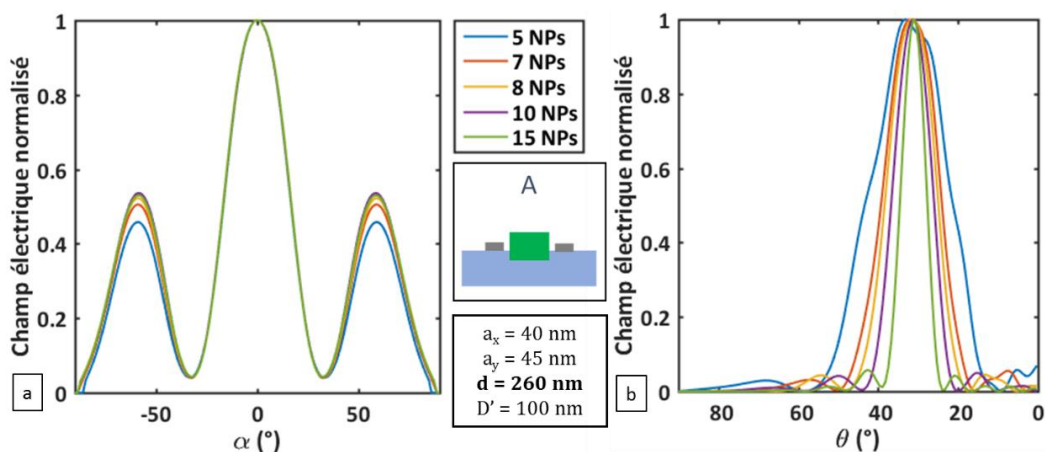


Figure II-27: Influence de  $N$  sur l'allure du rayonnement de chaînes à côté du guide à  $D' = 100$  nm. (a) coupe selon  $\alpha$ . (b) coupe selon  $\theta$ .

Ces deux études montrent que le diagramme de rayonnement peut être assimilé à la diffraction par deux fentes distantes de  $2D'+W_g$  et de longueur  $Nd$ . En effet les modifications des profils avec les variations de  $D'$  et  $N$  sont en accord avec celles d'une figure de diffraction par deux fentes d'écart et de longueur variables. La largeur des fentes a également une influence. Dans le cas de deux fentes de longueur et distance fixes, une augmentation de la largeur se traduit par un faible amincissement du lobe central et une forte augmentation du niveau des lobes secondaires. Pour notre chaîne de particules, la largeur peut être reliée à la dimension des particules.

**Influence de  $a_x$  et  $a_y$  :** en repartant du cas  $D' = 100$  nm et  $N = 10$ , nous faisons varier  $a_x$  et  $a_y$ . Nous traçons les deux profils angulaires pour différents cas en Figure II-28. Nous remarquons que le profil en  $\theta$  (Figure II-28 (b)) change peu car la longueur de la chaîne ne change presque pas. Le profil en  $\alpha$  présente des variations prévues, à savoir un léger amincissement du lobe principal (de l'ordre de  $1^\circ$  en largeur à mi-hauteur) et des variations du maximum des lobes secondaires entre 50% et 70% du niveau du lobe principal. D'après les différents graphes, deux paramètres influencent le niveau des lobes secondaires :  $a_y$  et le rapport de forme. En particulier, plus  $a_x$  est grand par rapport à  $a_y$  et plus le niveau des lobes secondaires augmente. Tant que  $a_y$  est suffisamment grand devant  $a_x$ , le profil en alpha évolue peu. Cette gamme de dimension ( $a_y = 50$  nm et  $a_x \leq 40$  nm, ou bien  $a_y = 55$  nm et  $a_x \leq 45$  nm par exemple) donne donc la possibilité de moduler le couplage sans changer le diagramme de rayonnement.

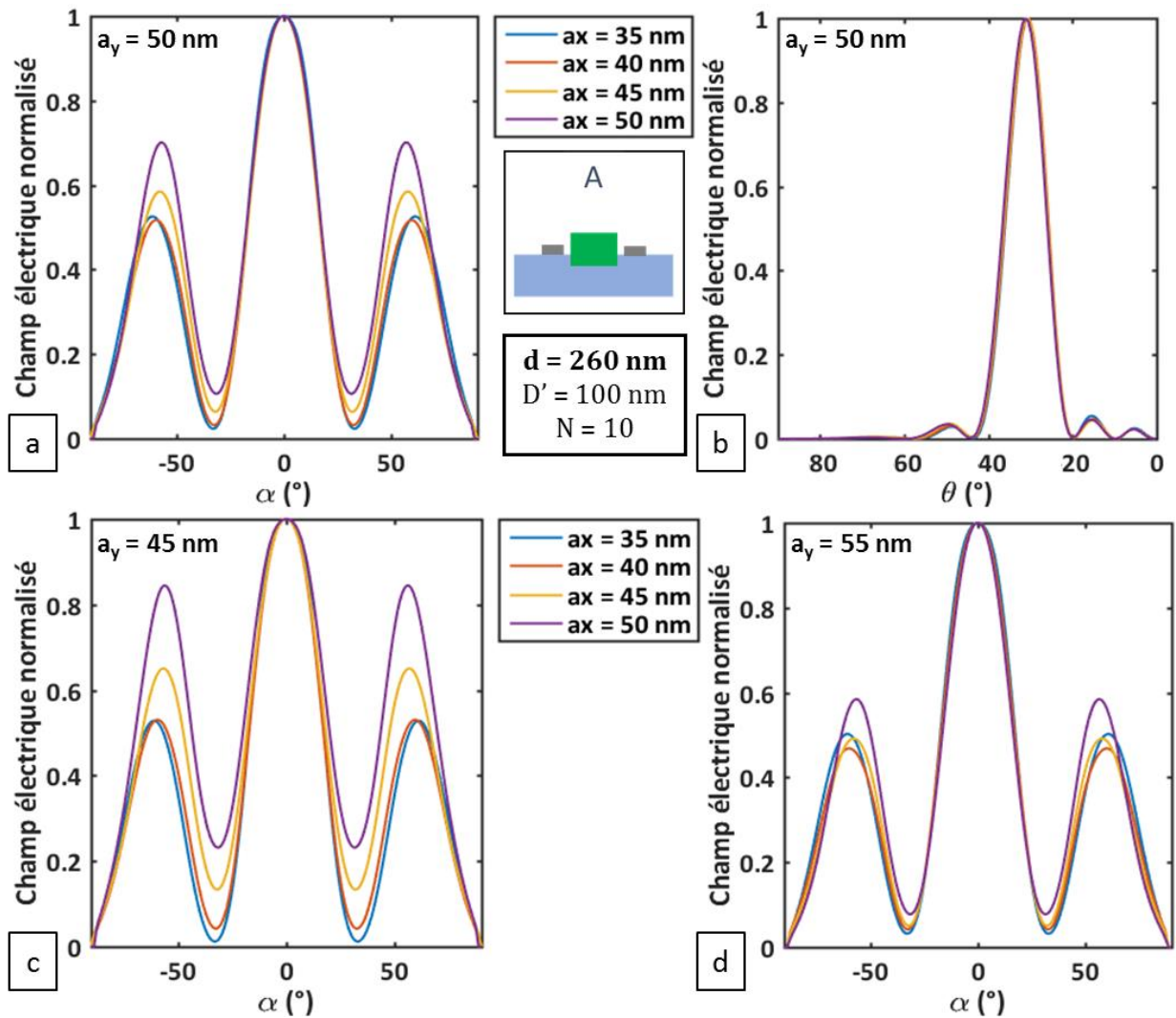


Figure II-28: Influence de  $a_x$  et  $a_y$  sur l'allure du rayonnement pour des chaînes de 10 particules à côté du guide, avec  $D' = 100$  nm. (a), (c), (d) coupe selon  $\alpha$ , respectivement pour  $a_y = 50$  nm,  $a_y = 45$  nm et  $a_y = 55$  nm. (b) coupe selon  $\theta$  pour  $a_y = 50$  nm.

**Positionnement vertical des chaînes par rapport au guide :** Nous avons étudié le cas de chaînes de particules positionnées à mi-hauteur à côté du guide d'onde. Ce cas rend la structure symétrique mais n'est pas le plus réaliste d'un point de vue fabrication. Dans cette optique, il est en effet plus intéressant d'étudier le cas de particules positionnées en bas du guide d'onde. Nous avons simulé cette configuration et il ressort que pour  $D'$  trop faible (typiquement de l'ordre de 50 à 75 nm), le rayonnement est bien différent en haut et en bas du guide. A partir de  $D'=100$  nm, le rayonnement suit les mêmes tendances que celles observées avec les particules positionnées à mi-hauteur.

**Conclusion intermédiaire :** le positionnement des particules à côté du guide d'onde présente l'avantage d'une modulation du couplage aisée avec le paramètre  $D'$ . De plus, le positionnement du guide à côté des chaînes semble avantageux du point de vue du rayonnement car cela induit un milieu homogène de  $\text{SiO}_2$  selon XZ et donc potentiellement un rayonnement identique vers le haut et vers le bas. Cependant, nous avons vu que du point de vue de la forme du diagramme de rayonnement,  $D'$  n'est pas un paramètre intéressant car ses variations modifient l'allure du rayonnement. De plus, pour des distances  $D'$  inférieures à 100 nm, le positionnement des particules en bas du guide ne permet pas d'avoir un rayonnement identique en haut et en bas. Enfin, la présence de lobes secondaires d'intensité importante ne semble pas être intéressante pour l'application car cela implique une grande partie du rayonnement à des angles différents de  $\theta = 34^\circ$ .

En conclusion sur cette configuration, le positionnement des particules à côté du guide d'onde présente l'avantage d'une modulation du couplage aisée avec le paramètre  $D'$ . De plus, le positionnement du guide à côté des chaînes semble avantageux du point de vue du rayonnement car cela induit un milieu homogène de  $\text{SiO}_2$  selon XZ et donc potentiellement un rayonnement identique vers le haut et vers le bas. Cependant, nous avons vu que du point de vue de la forme du diagramme de rayonnement,  $D'$  n'est pas un paramètre intéressant car ses variations modifient l'allure du rayonnement. De plus, pour des distances  $D'$  inférieures à 100 nm, le positionnement des particules en bas du guide ne permet pas d'avoir un rayonnement identique en haut et en bas. Enfin, la présence de lobes secondaires d'intensité importante ne semble pas être intéressant pour l'application car cela implique une grande partie du rayonnement à des angles différents de  $\theta = 34^\circ$ .

## II.5.2 Particules au-dessus du guide d'onde

Dans la configuration de la chaîne de particules au-dessus du guide d'onde, les diagrammes de rayonnement vers le haut et vers le bas sont différents en raison de la présence du guide d'onde sous les particules. De plus, nous avons vu dans le chapitre I que dans le cas d'une chaîne de particules sur un guide d'onde la majorité de la puissance rayonnée va vers le guide d'onde en raison de son indice de réfraction supérieur. Des calculs de puissance rayonnée vers le haut et vers le bas ont été effectués à  $N = 10$  pour plusieurs valeurs de  $D$ . Pour  $D = 0$  nm, 70% de la puissance rayonnée va vers le bas, dans la direction du guide et cet écart entre la puissance rayonnée vers le haut et vers le bas réduit à mesure que  $D$  augmente. L'équilibre est atteint à partir de  $D = 80$  nm. Une part du rayonnement est réfléchi sur l'interface supérieure du guide et



contribue à l'équilibre. Nous allons analyser pour  $D = 80$  nm l'allure du rayonnement vers le haut avec l'objectif de trouver les paramètres donnant la plus grande directivité.

Nous traçons dans un premier temps le profil en  $\alpha$  du cas d'une chaîne de 10 particules à  $D = 80$  nm, en faisant varier  $a_y$  de 40 nm à 50 nm avec  $a_x = 45$  nm puis en faisant varier  $a_x$  de 40 nm à 50 nm avec  $a_y = 50$  nm respectivement en Figure II-29 (a) et (b). On observe qu'il n'y a plus qu'un lobe central, plus large que précédemment et dont la forme est très peu influencée par les paramètres de taille des particules, ce qui est en accord avec ce que l'on a vu précédemment, à savoir que l'allure du lobe principal n'est quasiment pas influencée par les paramètres  $a_x$  et  $a_y$ . Cette caractéristique est intéressante et fait de  $a_x$  et  $a_y$  des paramètres préférentiels pour moduler l'intensité rayonnée. Bien que le diagramme de rayonnement ne présente qu'un seul lobe, celui-ci est large.

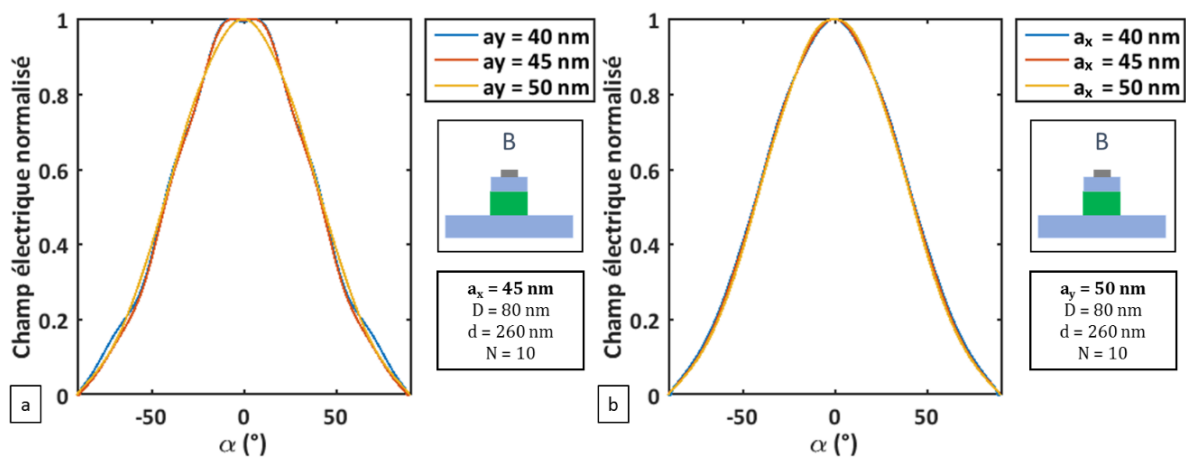


Figure II-29: Influence de  $a_x$  et  $a_y$  sur l'allure du rayonnement d'une chaîne de 10 particules au-dessus du guide avec  $D = 80$  nm. (a) profil en  $\alpha$  en fonction de  $a_y$ . (b) profil en  $\alpha$  en fonction de  $a_x$ .

Afin d'améliorer cet aspect, en se basant toujours sur l'analogie avec la diffraction par des fentes, nous étudions les cas de deux chaînes au-dessus du guide, séparées par une distance centre à centre  $G$ , comme schématisé en Figure II-30.

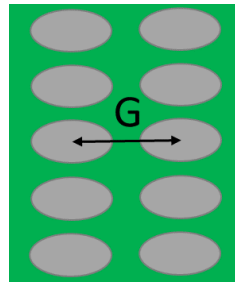


Figure II-30: Schéma de définition du paramètre  $G$ , distance centre à centre entre les particules. Vue du dessus du guide d'onde.

Considérant la même configuration que précédemment en fixant  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 55$  nm, nous traçons sur le même graphe en Figure II-31, les profils en  $\alpha$  pour plusieurs valeurs de  $G$ , de  $G = 0$  nm (une seule chaîne) à  $G = 180$  nm. On observe un affinement du lobe d'émission quand  $G$  augmente jusqu'à l'apparition de lobes secondaires pour le cas  $G = 180$  nm. Ainsi le cas  $G = 130$  nm est un cas préférentiel.

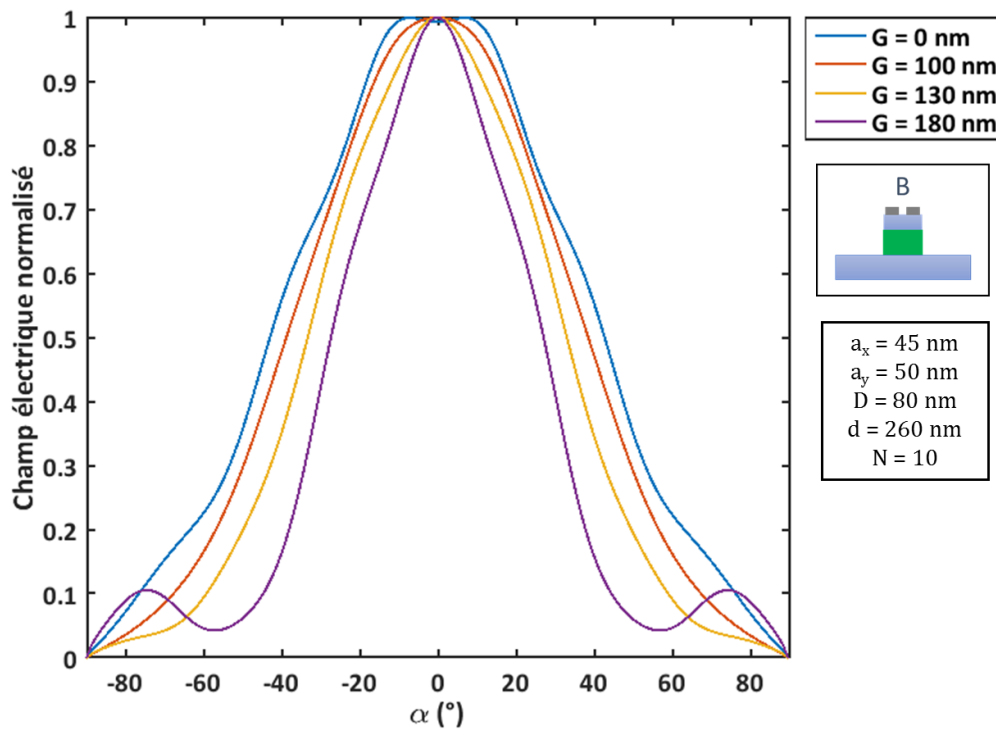


Figure II-31: Influence de  $G$  sur l'allure du rayonnement de deux chaînes de 10 particules au-dessus du guide, à  $D = 80$  nm pour  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 50$  nm.

Pour comparer plus facilement les différentes configurations, notamment au-dessus ou à côté du guide, nous avons calculé la directivité maximale des diagrammes de rayonnement pour  $N = 10$ ,  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 45$  nm. La directivité est définie dans le chapitre I en (I-13) Dans le cas

de particules à côté du guide à  $D' = 100$  nm, la directivité est de 32 et l'on obtient une directivité de 44 pour des particules au-dessus du guide à  $D = 80$  nm et  $G = 130$  nm. Les calculs de directivité ont été obtenus à l'aide d'un script développé par Giovanna Calo. En revanche, en ce qui concerne la largeur angulaire du lobe principal en  $\alpha$  (largeur à mi-hauteur du profil selon  $\alpha$ ), on obtient  $45^\circ$  pour les particules à côté du guide et  $70^\circ$  pour les particules au-dessus du guide.

En conclusion de cette partie, le diagramme de rayonnement, présentant un lobe unique, est plus intéressant pour notre application. La contrepartie est un lobe plus large, qui peut être réduit en positionnant 2 chaînes de particules côte à côte. Un écart de  $G = 130$  nm est optimal dans la mesure où le lobe d'émission est affiné sans la présence de lobes secondaires.

## Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre le couplage et le rayonnement de structures composées d'un guide d'onde et de chaînes de particules. Deux configurations ont été étudiées, respectivement nommées A et B. La configuration A correspond à la chaîne de particules positionnée à côté du guide d'onde, symétriquement de part et d'autre. La configuration B correspond au positionnement de la chaîne de particules au-dessus du guide d'onde, séparé par une couche de silice d'épaisseur variable.

Nous avons mis en évidence le couplage entre le guide d'onde et la chaîne de particules dans les deux configurations. L'efficacité à une longueur d'onde fixe est modulable par de nombreux paramètres : les dimensions  $a_x$  et  $a_y$  des particules, la distance au guide d'onde  $D$  ou  $D'$  et le nombre de particules  $N$ .

La variation de la période  $d$  a mis en évidence la transition entre deux régimes : purement guidé en-dessous du cône de lumière et rayonnant au-dessus, pour les plus grandes périodes. Toutefois, le couplage dipolaire est maintenu pour des périodes au moins jusque 300 nm, ce qui permet de continuer à moduler le couplage facilement. Nous avons de plus mis en évidence la présence de résonances de « lattice surface mode » à la frontière avec le cône de lumière (périodes typiquement de 200 nm à 250 nm dans notre gamme de longueur d'onde) qui perturbent fortement les courbes de transmission. C'est la première fois que ce phénomène est observé sur une structure excitée par un guide d'onde.

Nous avons ensuite étudié l'angle de rayonnement, déterminé par la formule des réseaux de diffraction et donc dépendant de la période de la chaîne de particules. Nous avons déterminé une période de 256 nm pour obtenir l'angle d'émission visé de  $34^\circ$ . Cependant, pour des raisons

pratiques liées au maillage FDTD et aux contraintes de fabrication, nous avons considéré une période de 260 nm. Dans cette configuration, nous avons étudié l'allure du diagramme de rayonnement en fonction des différents paramètres permettant de moduler l'intensité de couplage. Les variations du nombre de particules  $N$  et de la distance au guide  $D'$  dans la configuration A modifient l'allure du diagramme de rayonnement. En revanche, les variations de  $a_x$  et  $a_y$  n'ont pas d'influence, pour des valeurs de  $a_y$  supérieures à  $a_x$ . Ceci fait de  $a_y$  un paramètre préférentiel pour moduler l'intensité rayonnée sans modifier le diagramme de rayonnement.

Dans la configuration A, le diagramme de rayonnement est composé d'un lobe principal central et de lobes secondaires, dont l'intensité relative augmente quand  $D'$  augmente, ce qui est désavantageux pour notre application. Dans la configuration B, il y a un lobe central unique, de largeur à mi-hauteur plus grande, ce qui reste plus favorable. Ainsi, à ce stade, la configuration B semble meilleure pour la réalisation des émetteurs de la plaque éclairante, avec l'utilisation de deux chaînes de particules, espacées de 130 nm pour optimiser la directivité latérale.

Notons néanmoins un aspect important qui n'a pas été étudié dans ce chapitre et qui pourrait encore améliorer les performances : le choix du réseau de diffraction entraîne une émission dans deux directions (haut et bas). Dans le cas des particules au-dessus du guide, la contribution dirigée vers le bas est en partie réfléchiée par les interfaces du guide. Dans le cas des particules à côté du guide, cette contribution est perdue. Une solution pour « récupérer » le maximum d'énergie vers la surface serait de disposer un miroir dans l'empilement de couches, suffisamment loin sous le guide pour ne pas perturber l'ensemble de la fonction, et de manière à bénéficier d'interférences constructives vers la surface. Des éléments de résultats expérimentaux dans ce sens seront présentés et analysés dans le chapitre IV.



# Chapitre III

## Fabrication des échantillons

### Sommaire

---

<b>Introduction .....</b>	<b>94</b>
<b>III.1 Description des techniques de fabrication .....</b>	<b>95</b>
III.1.1 Nettoyage .....	95
III.1.2 Dépôt PECVD .....	95
III.1.3 Ellipsométrie .....	96
III.1.4 Enrésinement/Développement .....	97
III.1.5 Lithographie électronique.....	99
III.1.6 Gravure RIE.....	101
III.1.7 Evaporation métallique – Lift-off .....	102
III.1.8 MEB - métallisation .....	103
III.1.9 Découpe .....	104
<b>III.2 Protocoles et développement des procédés.....</b>	<b>105</b>
III.2.1 Fabrication des bases d'échantillon .....	105
III.2.2 Développement du procédé de fabrication des guides d'onde .....	107
III.2.3 Développement du procédé de fabrication des nanostructures .....	109
III.2.4 Particularités voie A.....	112
III.2.5 Particularités voie B.....	116
<b>III.3 Bilan des échantillons fabriqués .....</b>	<b>118</b>
<b>Conclusion.....</b>	<b>122</b>

## Introduction

Afin de réaliser les deux configurations étudiées dans le chapitre précédent, deux voies ont été envisagées. Elles sont schématisées en Figure III-1. La première voie, que l'on appellera voie A, permet la fabrication d'une structure composée d'un guide d'onde en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) et de nanostructures d'argent positionnées de part et d'autre du guide. La seconde voie, que l'on nommera voie B, mène à une structure composée d'un guide d'onde en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et de nanostructures d'argent positionnées au-dessus du guide, séparées par une couche de silice ( $\text{SiO}_2$ ).

Le début du procédé est commun et consiste à préparer des « bases » d'échantillon avec l'empilement de couches  $\text{SiO}_2$  et  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . La suite du procédé peut être résumée en deux grandes étapes : fabrication de guides d'onde et fabrication de nanostructures d'argent. L'ordre de réalisation diffère en fonction de la voie. Les guides d'onde sont fabriqués avant les particules pour la voie A et inversement pour la voie B.

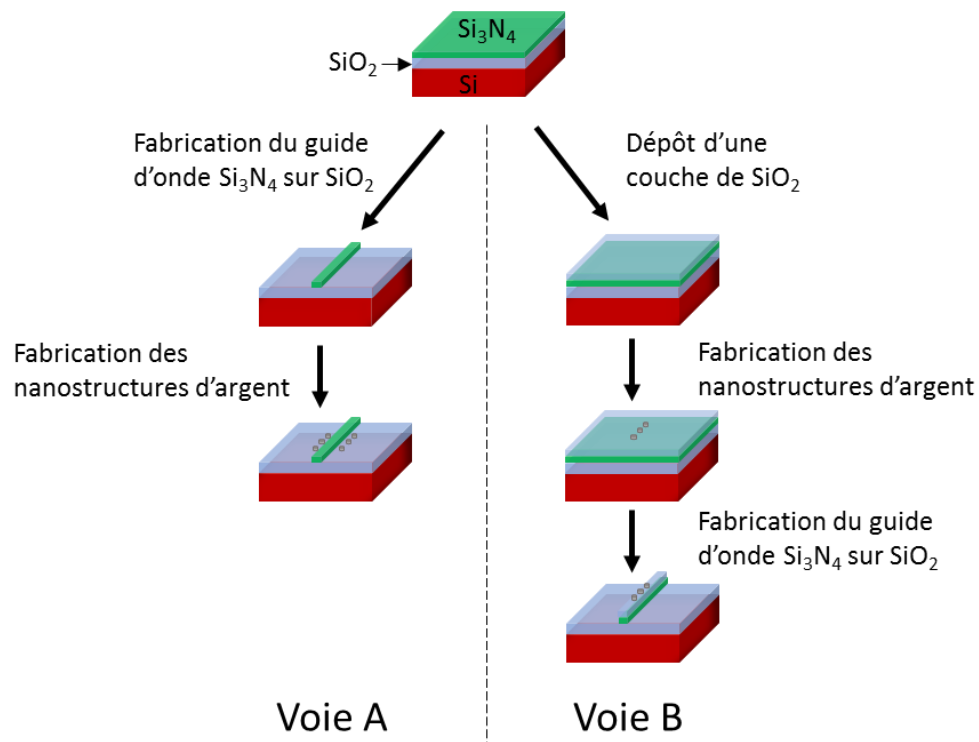


Figure III-1: Etapes technologiques simplifiées des deux voies de fabrication des structures guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  - nanostructures d'argent. A gauche la voie A pour fabriquer les nanostructures à côté du guide. A droite la voie B pour positionner les nanostructures au-dessus du guide d'onde.

Dans un premier temps, nous allons introduire et décrire les principes des différentes techniques utilisées : dans une partie purement descriptive (III.1), nous précisons les recettes employées qui n'ont pas fait l'objet de développement au cours de ce travail de thèse. Puis nous détaillons les protocoles et développements des différentes parties du procédé : la préparation des bases d'échantillon, la fabrication des guides d'onde et la fabrication des nanostructures métalliques. Nous détaillons également les particularités des deux voies de fabrication et précisons les ajustements réalisés. Enfin nous établissons un bilan des échantillons fabriqués et exploitables ainsi qu'une revue des avantages et inconvénients des voies A et B. Les contributions spécifiques de ce travail de thèse sont les travaux décrits dans les parties III.2 et III.3.

## **III.1 Description des techniques de fabrication**

Dans cette partie nous décrivons les étapes de fabrication utilisées et détaillons les recettes utilisées. Toutes les étapes ont été réalisées dans la salle blanche de la Centrale de Technologie Universitaire IEF-MINERVE.

### **III.1.1 Nettoyage**

Deux types de nettoyage ont été utilisés : un nettoyage solvant pour retirer les résines, poussières et contaminations organiques et un nettoyage acide pour nettoyer les substrats de toute trace de résine et d'éventuelles contaminations métalliques.

Le nettoyage solvant est un nettoyage dans un bain d'acétone puis dans un bain d'isopropanol (IPA) sous ultrasons pendant 5 minutes, conclu par un séchage à l'azote.

Le nettoyage dit acide est le passage pendant 10 minutes dans un bain d'un mélange appelé « piranha » composé en fraction volumique de 75% d'acide sulfurique à 96% ( $H_2SO_4$ ) et de 25% d'eau oxygénée à 30% ( $H_2O_2$ ). Le rinçage se fait dans un bain d'eau désionisée sous bullage d'azote pendant 10 minutes.

Un plasma oxygène (quelques secondes ou minutes) à 150W et 0,4 mbar a également été utilisé pour retirer des fonds de résine ou nettoyer la surface d'un échantillon avant un dépôt.

### **III.1.2 Dépôt PECVD**

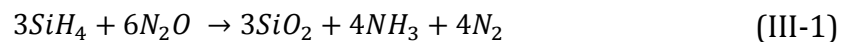
La technique de dépôt PECVD (pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) a été utilisée pour les dépôts de couches de nitrure de silicium ( $Si_3N_4$ ) et de silice ( $SiO_2$ ). Le principe consiste à former un film solide à partir de réactifs gazeux. Les espèces gazeuses doivent être



ionisées afin d'obtenir des radicaux qui s'assemblent et forment la couche homogène solide sur le substrat. Cette ionisation est effectuée à l'aide d'un plasma généré par deux électrodes excitées à 380kHz pour les dépôts basses fréquences que nous avons réalisés.

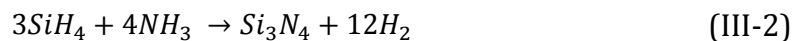
Les recettes de dépôt n'ont pas été développées ni modifiées au cours de cette thèse. Les dépôts ont été effectués à des températures respectives de porte-échantillons et de chambre de 300°C et 250°C.

**Recette SiO<sub>2</sub>** : la silice est formée à partir de silane (SiH<sub>4</sub>) et de protoxyde d'azote (N<sub>2</sub>O) selon la réaction suivante :



Les débits des gaz N<sub>2</sub>O et SiH<sub>4</sub> sont respectivement de 1420 sccm et 400 sccm, avec une pression de travail de 550 mTorr. La vitesse de dépôt est d'environ 67 nm/min.

**Recette Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>** : le nitrure de silicium est formé à partir de silane (SiH<sub>4</sub>) et d'ammoniac (NH<sub>3</sub>) selon la réaction suivante :



Les débits des gaz SiH<sub>4</sub> et NH<sub>3</sub> sont respectivement de 2000 sccm et 20 sccm à une pression de 550 mTorr. La vitesse de dépôt est d'environ 45 nm/min.

Les vitesses de dépôts ne sont pas rigoureusement stables dans le temps et dépendent notamment du niveau de propreté de la chambre. Ainsi, pour les dépôts sensibles tels que la couche de nitrure pour les guides d'onde, une calibration préalable est systématiquement réalisée sur un substrat test. Une mesure d'ellipsométrie donne l'épaisseur déposée et il est possible d'ajuster le temps de dépôt pour l'échantillon.

#### III.1.3 Ellipsométrie

L'ellipsométrie est une technique de caractérisation d'épaisseur et d'indice optique. Elle a été employée pour mesurer les indices de réfraction et les épaisseurs des couches de diélectriques, résines et métaux déposés. Le principe, illustré en Figure III-2, repose sur l'évaluation du changement de phase et d'intensité d'une onde polarisée. Une lumière polarisée rectilignement est envoyée sur la surface de l'échantillon à caractériser. La lumière est réfléchiée et subit un déphasage, induisant une polarisation elliptique. L'analyse de cette polarisation donne les informations sur les propriétés optiques de la couche à caractériser.

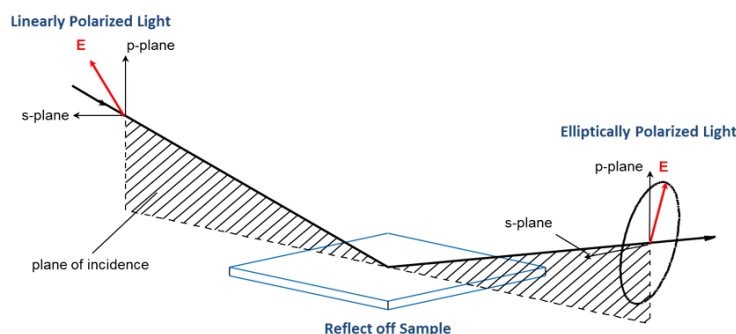


Figure III-2: Schéma de principe de la mesure d'ellipsométrie (extrait de [WOO]).

Nous avons travaillé avec un ellipsomètre spectroscopique WOOLLAM. La mesure est faite à plusieurs longueurs d'onde et peut également être effectuée à plusieurs angles pour obtenir un modèle plus fiable. En général, les mesures ont été faites avec trois angles :  $65^\circ$ ,  $70^\circ$  et  $75^\circ$ .

Concernant les mesures sur les couches diélectriques déposées par PECVD ou sur les résines, nous n'avons pas cherché à évaluer les éventuelles pertes. C'est donc le modèle de Cauchy, qui permet de décrire les matériaux sans pertes, qui a été utilisé pour obtenir les indices optiques et épaisseurs des couches déposées.

Les épaisseurs de métaux, et en particulier d'argent, ont été obtenues avec un modèle de type B-spline. Il s'agit d'un modèle développé par WOOLLAM pour simuler des matériaux avec pertes, intégrant des termes d'oscillateurs [Woo].

Dans le cas d'échantillons multicouches, il est préférable de faire une mesure d'ellipsométrie après chaque dépôt de couche. Cela permet d'obtenir les caractéristiques des couches une par une, donc d'avoir des valeurs plus précises et fiables.

Un des inconvénients de la mesure d'ellipsométrie est la fiabilité du modèle proposé. En effet le logiciel Complete EASE fourni par WOOLLAM trouve toujours une solution. L'évaluation de l'erreur entre les valeurs mesurées et le modèle tracé est fournie par le MSE (Mean Square Error). Cet indicateur donne une bonne idée de la validité du modèle obtenu [Woo].

### III.1.4 Enrésinement/Développement

Plusieurs résines ont été utilisées pour réaliser les différents procédés. Ces résines ont été déposées sur une tournette semi-automatique avec des programmes (accélération, vitesse de rotation et durée) préenregistrés. Un recuit est ensuite effectué sur une plaque chauffante. Après l'étape d'insolation par lithographie optique ou électronique, une étape de développement est

réalisée en solution afin de retirer la résine insolée dans le cas d'une résine positive et non insolée dans le cas d'une résine négative. Les résines utilisées sont les suivantes :

**S1805** : il s'agit d'une résine photosensible positive utilisée pour réaliser des marques d'alignements en lithographie optique. Il est nécessaire de déposer au préalable une couche de promoteur d'adhérence. Le dépôt est effectué à 4000 tours/min pendant 60 s. Le recuit est effectué à 115°C pendant 1min30s.

**MaN 24-03** : il s'agit d'une résine photosensible et électrosensible, négative. Elle a été utilisée en lithographie électronique pour la réalisation des guides d'onde. La recette de dépôt utilisée donne une épaisseur de 250 nm, à 4000 tours/min pendant 60 s. Un recuit de 90 s à 90°C est réalisé. Le développement est réalisé avec le développeur AZ726 MIF pendant environ 40s.

**ZEP 520A** : c'est une résine électrosensible positive utilisée pour la réalisation des nanostructures en argent. Le dépôt est effectué à 4000 tours/min avec un recuit de 2min30s à 180°C. La résine brute donne une épaisseur d'environ 400 nm et une dilution 1:1 dans l'anisole permet d'obtenir une épaisseur d'environ 150 nm. Le développement est réalisé dans des bains successifs d'isopropanol, MIBK et de développeur ZED N50.

**PMMA** : il s'agit d'une résine électrosensible qui a été utilisée pour la réalisation de marques d'alignement en lithographie électronique ainsi qu'en couche d'encapsulation pour nos structures, en particulier pour les échantillons avec des nanostructures d'argent, de manière à éviter l'oxydation. Des PMMA différemment concentrées ont été utilisées. La PMMA A6 a été employée pour faire les marques d'alignement. Une couche d'environ 500 nm est obtenue avec un dépôt à 4000 tours/min pendant 60 s et un recuit de 3min à 180°C. La PMMA A10 a été utilisée pour l'encapsulation. Une couche d'environ 2 µm est obtenue à 4000 tours/min. Le recuit est de 3 minutes à 180°C. Le développement pour la PMMA A6 est réalisé dans un mélange MIBKA-IPA, suivi d'un rinçage dans un bain d'IPA.

**E-spacer (300Z)** : c'est une solution conductrice déposée au-dessus de la résine électrosensible pour permettre une bonne évacuation des charges dans le cas d'échantillons en partie isolants tels que ceux que nous avons utilisés pour l'ensemble des procédés. Le dépôt est effectué à 4000 tours/min pendant 60s, suivi d'un recuit à 90°C pendant 120s.

Concernant l'enrésinement, il est important d'avoir une épaisseur de résine la plus homogène possible sur l'ensemble de l'échantillon, particulièrement pour la lithographie électronique. En utilisant la tournette, l'épaisseur de la résine est homogène au centre de

l'échantillon mais il y a formation d'une calotte sur le bord, qui réduit la surface utile pour la lithographie électronique. Dans la mesure du possible, il est donc préférable d'utiliser des échantillons avec la plus grande surface possible.

### **III.1.5 Lithographie électronique**

Afin d'obtenir des motifs avec des dimensions caractéristiques de l'ordre de 300 nm pour les guides d'onde et de 50-150 nm pour les nanostructures métalliques, nous avons dû utiliser la lithographie électronique. C'est une technique de lithographie qui réalise l'insolation de la résine avec un faisceau d'électrons dont la position et les déplacements sont contrôlés et réalisés avec précision. L'utilisation d'un faisceau d'électrons permet d'obtenir des résolutions de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

De nombreux paramètres rentrent en jeu dans l'utilisation de cette technique. Ils sont pour certains cruciaux pour la réalisation des structures souhaitées. La machine utilisée est la Nanobeam NB4, fonctionnant à une tension d'accélération de 80 kV.

**Masque et déplacement du faisceau :** le masque est l'ensemble des motifs que l'on veut faire dessiner au faisceau d'électrons pour le transférer dans la résine. Il est réalisé en deux phases. La première phase consiste à coder ou dessiner les formes géométriques souhaitées. Pour être reconnues par la machine, les formes doivent être des polygones. En effet, le faisceau n'écrit pas de manière continue mais discrète, point par point. Pour réaliser une forme arrondie, il est nécessaire de coder un polygone. La deuxième phase est une phase de fracturation : elle permet de découper deux niveaux de surface, appelées subfields (typiquement 10 $\mu$ m à 20 $\mu$ m de côté) et mainfields (jusque 500 $\mu$ m de côté), qui correspondent aux deux niveaux de déplacement de la machine. Le subfield est la surface unitaire d'écriture de la machine, c'est-à-dire qu'au sein d'un subfield, l'écriture est réalisée en continu. Le passage d'un subfield à l'autre se fait par déflexion du faisceau et peut engendrer de légères discontinuités de l'ordre de quelques nanomètres. Les subfields sont regroupés en mainfields et le passage d'un mainfield à l'autre se fait par déplacement mécanique de la platine supportant la tête du faisceau. Ce déplacement engendre des discontinuités de l'ordre de la dizaine de nm à quelques dizaines de nm. Ces passages sont appelés raccords de champs et sont à prendre en compte minutieusement dans le dessin du masque. Les structures sensibles doivent être positionnées au milieu d'un mainfield et dans la mesure du possible au milieu d'un subfield.

Il est également important de connaître et comprendre la stratégie d'écriture de la machine. A ce sujet les informations tiennent plus de tests réalisés par les utilisateurs que d'informations claires du fabricant. L'écriture est effectuée avec un sens de balayage selon la plus petite dimension de la forme à écrire. Cette caractéristique, illustrée en Figure III-3, peut poser problème pour la réalisation de certaines formes telles que les disques ou ellipses. Cet aspect sera développé plus en détail dans la partie III.2.3 sur le développement du procédé de fabrication des nanostructures.

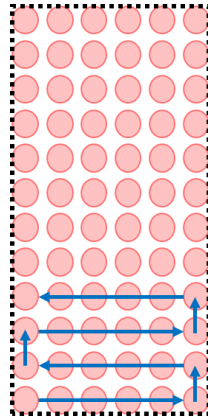


Figure III-3: Déplacement du faisceau électronique lors de l'écriture d'un polygone (flèches bleues). Il y a une discrétisation du motif et un balayage selon sa plus petite dimension.

**Positionnement de l'échantillon :** L'échantillon est positionné sur un porte-échantillons surmonté de diverses pinces métalliques pour caler les échantillons. Le positionnement des pinces impose l'utilisation principalement d'échantillons de 1 cm par 1 cm ou 2 cm par 2 cm, avec peu de tolérance. Le positionnement de l'échantillon dans le système de coordonnées de la machine est réalisé par repérage au microscope électronique à balayage (MEB). Il faut fixer l'origine et l'orientation de l'échantillon. Cette étape détermine le positionnement du dessin sur l'échantillon. Elle est déterminante, en particulier pour superposer précisément plusieurs niveaux de masque. Afin de déterminer de manière précise et reproductible la même origine et la même orientation pour plusieurs masques, il est nécessaire d'avoir des marques d'alignement et de procéder de manière automatique. En effet, la machine dispose d'un algorithme de reconnaissance de formes simples par détection de contraste. Ainsi la réalisation de marques, typiquement des rectangles en or, bien qu'ajoutant des étapes technologiques, est indispensable pour assurer un alignement correct entre deux niveaux de lithographie. Dans le cas des particules au-dessus du guide d'onde, plusieurs degrés de précision sont exigibles. Il est impératif d'avoir un décalage inférieur à 100 nm selon la largeur du guide afin d'assurer le positionnement des particules au-

dessus du guide d'onde. Un deuxième niveau d'exigence concerne le centrage des particules sur le guide, nécessitant des précisions de l'ordre de 10 nm à 20 nm. Nous reviendrons sur ce point dans la partie sur l'alignement des guides et des particules.

**Réglage du focus** : c'est également une étape primordiale car elle permet de focaliser au mieux le faisceau d'électrons au niveau de la résine en ajustant la distance de travail de la tête du faisceau par rapport à l'échantillon. La position verticale de la tête est découpée en 9 intervalles appelés datum. Le choix de la bonne datum se fait par mise au point au MEB sur l'échantillon. Ceci peut être fait manuellement mais l'utilisation de marques d'alignement, avec mise au point automatique de la machine, est plus précise et bien plus rapide. La profondeur de champ du faisceau est évaluée à 1  $\mu\text{m}$ . Afin d'atteindre ce niveau de précision, il est nécessaire de faire le focus sur plusieurs points de l'échantillon, typiquement les 4 coins, et la machine extrapole par un plan la position verticale de chaque point de l'échantillon. Un coefficient d'erreur donne le niveau d'accord du plan extrapolé avec les points repérés et permet de juger du bon ou mauvais réglage du focus.

**Paramètres d'écriture (dose et courant)** : la dose correspond à la quantité d'électrons envoyée par le faisceau sur chacun de ses points de passage. La dose nécessaire pour insoler est différente pour chaque résine. Ce paramètre est dépendant de la pénétration du faisceau dans l'échantillon et de l'évacuation des charges, donc fortement lié à la nature du substrat et à l'empilement de couches de l'échantillon.

La valeur du courant d'alimentation du faisceau modifie sa taille ainsi que la durée d'écriture. Les plus faibles courants sont adaptés pour les structures nécessitant une faible résolution et les plus forts courants pour les structures de grandes dimensions, de manière à conserver un temps d'écriture raisonnable.

### **III.1.6 Gravure RIE**

La gravure RIE (Reactive Ion Etching) a été utilisée pour graver les guides d'onde après la texturation de la résine par lithographie électronique.

Le principe repose sur des paramètres physiques et chimiques. Il s'agit de bombarder la surface de l'échantillon avec des ions réagissant chimiquement avec le matériau à graver de manière à l'éliminer. La présence sur l'échantillon d'une résine préalablement texturée permet la formation de motifs après gravure. Un des intérêts principaux de la RIE est la dimension physique de la gravure, par l'intermédiaire du bombardement : les ions attaquent la surface de l'échantillon

de façon directive, perpendiculairement. Ceci permet des gravures anisotropes, donc dans le cas des guides d'onde, il est possible d'avoir des flancs droits et quasiment verticaux.

Les ions réactifs sont obtenus à partir de gaz par l'intermédiaire d'un plasma. Ceux-ci sont envoyés vers l'échantillon et une tension appliquée les attire vers le substrat.

Les paramètres importants sont la pression, la puissance et la composition et répartition des gaz utilisés. La recette de gravure a été développée par Yida Wen [Wen15]. Pour des raisons pratiques, un changement de bâti de gravure a dû être effectué au cours de la thèse mais la recette a pu être transférée sans modification, excepté un changement de temps de gravure. La recette de la gravure utilise les gaz CF<sub>4</sub> et CHF<sub>3</sub>, avec des flux respectifs de 42 sccm et 10 sccm, avec une pression de travail de 15 mTorr et une puissance de 450 W, pendant environ 90s.

Afin de graver précisément la couche de nitrure sur verre, un système de détection de fin d'attaque, basé sur le suivi interférométrique, a été utilisé. Un premier échantillon a été gravé pendant une durée volontairement longue, afin de visualiser nettement le changement de période traduisant le changement de matériau et de déduire un temps de gravure de référence. Pour les échantillons suivants, la gravure a été arrêtée dès l'apparition d'un changement de pente autour de la durée de référence.

#### **III.1.7 Evaporation métallique – Lift-off**

L'évaporation métallique consiste à chauffer jusqu'à ébullition un matériau cible à déposer, en général à l'aide d'un faisceau d'électrons. Le matériau est positionné à l'état solide dans un creuset et une fois évaporé, il se dépose sur un substrat positionné au-dessus de la cible, de manière homogène. L'épaisseur est mesurée par une balance à quartz. La vitesse de dépôt est contrôlée par le courant injecté dans le filament de tungstène servant de source au faisceau d'électrons. Afin d'optimiser la qualité de la couche obtenue, il est important d'avoir le meilleur vide possible.

La machine utilisée est la Plassys MEB 550S. L'opération de dépôt s'effectue en plusieurs étapes. Les échantillons sont positionnés sur un porte-échantillons tourné vers la cible. Ensuite, la cible (creuset contenant le matériau à déposer) est chauffée progressivement par le faisceau d'électrons jusqu'à atteindre une vitesse de dépôt stable. Les échantillons sont, pendant la montée en température, protégés par un cache qui est retiré pour effectuer le dépôt.

Deux types de dépôt ont été réalisés :

**Dépôt Titane-Or :** Ce dépôt a été utilisé pour réaliser des marques d'alignement bien visibles en lithographie électronique. Afin d'assurer la fixation de l'or sur la silice ou le nitrure de silicium, il est nécessaire d'utiliser une couche d'accroche en titane. Ainsi des dépôts de 10 nm Titane / 70 nm Or ont été effectués avec une vitesse de 0,05 nm/s pour le titane et 0,3 nm/s pour l'or.

**Dépôt Argent :** Ce dépôt a été utilisé pour les nanostructures d'argent, sans couche d'accroche. Afin d'avoir la couche la plus propre possible, l'échantillon est placé la veille dans la machine et le pompage de la chambre dure toute la nuit pour avoir une pression inférieure à  $10^{-7}$  Torr. L'épaisseur visée était 40 nm, avec une vitesse de 0,1 nm/s, ce qui a fait l'objet d'une calibration détaillée plus loin dans le chapitre.

L'étape d'évaporation est dans notre cas toujours suivie d'un lift-off, c'est-à-dire d'un retrait de la résine restante. Le dépôt par évaporation étant non conforme, tout le métal déposé sur la résine est retiré avec la résine et il ne reste le métal que pour les structures souhaitées. Pour assurer le retrait de la résine sans endommagement des structures, il est commode de prévoir une épaisseur de résine au moins 3 fois plus grande que l'épaisseur de métal. Le retrait de la résine est effectué pour la S1818 et la PMMA dans un bain d'acétone, sous ultrasons. Le retrait de la ZEP s'effectue dans un bain de 2-butanone. Dans tous les cas, le procédé est conclu par un bain d'IPA et un séchage à l'azote.

### **III.1.8 MEB - métallisation**

Les dimensions des sections des guides d'onde et des particules étant de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres, l'observation se fait au microscope électronique à balayage (MEB). La configuration de nos échantillons, et en particulier la couche épaisse de silice, isolante, rend l'observation directe difficile à cause d'une trop grande accumulation des charges. Il est nécessaire de métalliser la surface. Un dépôt de quelques nanomètres d'or/palladium a été effectué sur les échantillons. Ceci rend inutilisable l'échantillon pour les caractérisations optiques.

L'observation des guides d'onde a été effectuée par-dessus et par la tranche de l'échantillon, de manière à mesurer les dimensions de la section transverse du guide. Pour observer la tranche, il faut couper l'échantillon en deux.



### **III.1.9 Découpe**

La découpe des échantillons de manière précise est capitale pour l'injection de lumière. Deux méthodes ont été testées : la découpe à la scie et le clivage. Il est important pour la caractérisation des échantillons d'obtenir des facettes les plus propres possibles.

La découpe à la scie a été effectuée à l'aide d'une scie à lame circulaire DISCO DAD641. Plusieurs paramètres rentrent en compte tels que le type de lame, les vitesses de rotation et de déplacement de la lame, la profondeur de pénétration de la lame dans l'échantillon. La découpe s'effectue en deux phases, illustrées en Figure III-4. Une première phase consiste à découper la partie sensible de l'échantillon, c'est-à-dire la partie supérieure avec une lame dite « polisseuse ». Cette lame a des surfaces fonctionnalisées pour polir la surface pendant la découpe. Elle a une épaisseur de 200 $\mu\text{m}$ . La découpe n'est effectuée que sur une épaisseur de 100  $\mu\text{m}$  à 200  $\mu\text{m}$  pour profiter pleinement de la fonctionnalisation des surfaces (présente uniquement sur l'anneau extérieur). Une seconde découpe, complète, est ensuite effectuée avec une lame non fonctionnalisée d'épaisseur 30 $\mu\text{m}$  dans le trait de la première découpe. La découpe à la scie a été utilisée dans un premier temps mais la structure de l'échantillon n'est pas idéale. La couche de verre, très dure, est difficile à découper proprement et malgré l'utilisation d'une lame polisseuse, des éclats étaient observés en surface.

Une autre technique de découpe est le clivage. Le clivage consiste en la scission d'un matériau cristallin selon une direction privilégiée, liée à l'orientation du cristal. En pratique, pour nos échantillons, il s'agit d'amorcer une fracture d'un plan cristallin du substrat silicium avec une pointe diamant et d'appliquer une pression mécanique pour propager la fracture le long du plan. Cette technique a l'avantage pour les échantillons tout cristallin d'obtenir des coupes linéaires et des facettes régulières. L'utilisation d'un scribe, appareil permettant un positionnement précis de la lame diamant, permet de plus des coupes précises.

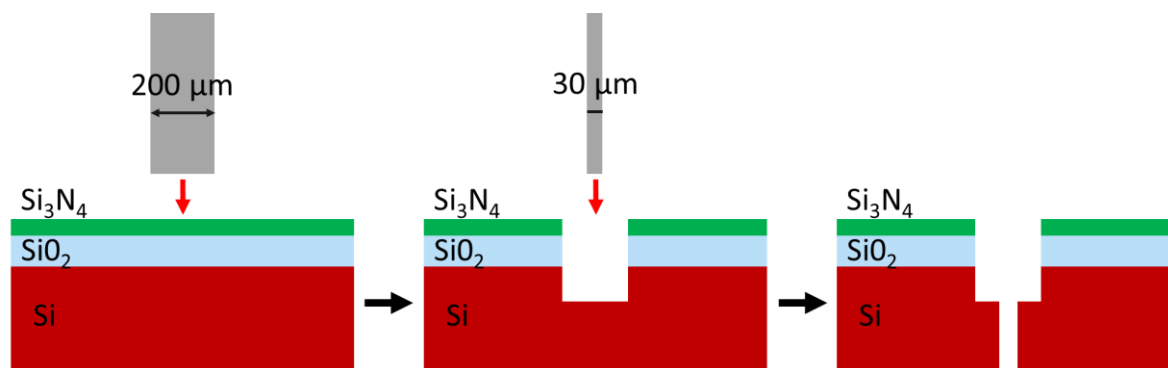


Figure III-4: Vue de côté de la découpe d'un échantillon texturé en deux phases : une première découpe en surface avec la lame polisseuse et la seconde découpe profonde avec une lame « classique » plus fine.

Nous avons utilisé le scribeur pour cliver nos échantillons. La présence de la couche épaisse de silice, amorphe, rend plus difficile et aléatoire la réussite de la découpe. Cependant, le scribeur permet de passer plusieurs fois la lame diamant sur l'échantillon, ce qui améliore sensiblement la réussite de la découpe. En effet, le passage à plusieurs reprises permet probablement d'atteindre directement le substrat silicium.

Au final, aucune des deux méthodes n'apporte une satisfaction complète : la structure de l'échantillon et principalement la présence de la couche épaisse de silice amorphe ne se prête pas à une découpe ou un clivage facile. Le clivage, pour sa plus grande facilité d'accès et d'opération, a été adopté pour la plupart des échantillons.

Enfin, pour observer un échantillon en coupe au MEB, nous avons généralement utilisé le clivage manuel avec une pointe diamant.

Pour la découpe de substrat 4" en échantillons de 2 cm par 2 cm, nous avons utilisé la scie avec une lame « classique ».

## III.2 Protocoles et développement des procédés

### III.2.1 Fabrication des bases d'échantillon

Afin de gagner du temps et de réduire la variabilité sur les premières étapes communes des procédés de fabrication, nous sommes partis d'un substrat de taille 4 pouces, compatible avec l'ensemble des machines utilisées hors lithographie électronique. Le procédé est schématisé en

Figure III-5. Il part d'un substrat silicium oxydé thermiquement et comprend les étapes suivantes :

- Dépôt par PECVD de la couche de nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ )
- Création de marques d'alignement par l'enchaînement d'une photolithographie, d'un dépôt titane-or et d'un lift-off.
- Découpe du substrat 4 pouces en pièces de 2 cm par 2 cm à la scie

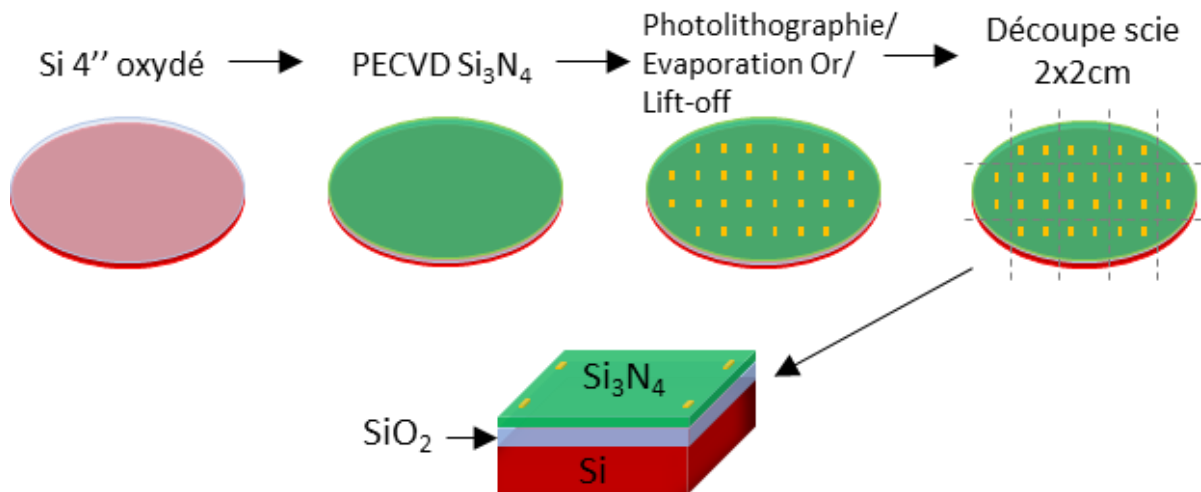


Figure III-5: Etapes technologiques pour la réalisation des bases d'échantillons.

**Caractérisation des couches diélectriques :** Au début du travail de thèse, la couche épaisse de silice recouvrant le silicium était réalisée par PECVD. Cette étape a été remplacée par un substrat silicium oxydé thermiquement directement fourni par la Centrale Technologique. La caractérisation par ellipsométrie du substrat donne une épaisseur de  $2,62 \mu\text{m}$  et un indice de  $1,46$  à  $633 \text{ nm}$ . Le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposé par PECVD a lui un indice de  $1,99$  à  $633 \text{ nm}$ .

**Réalisation des marques d'alignement :** Les marques d'alignement ont été réalisées par lithographie optique directement sur le substrat 4 pouces. L'étape de lithographie optique a été réalisée par Hervé Bertin avec un masque dessiné spécifiquement. Le masque est composé d'un motif de 3 rectangles de  $6 \mu\text{m}$  par  $8 \mu\text{m}$  espacés verticalement de  $200 \mu\text{m}$  et répété horizontalement et verticalement tous les  $4 \text{ mm}$ . De plus des repères sont ajoutés pour faciliter l'alignement du masque sur le méplat du substrat.

**Découpe :** la découpe est réalisée à la scie en s'alignant pour passer entre les marques d'alignement et de manière à obtenir le plus d'échantillons de  $2 \text{ cm}$  par  $2 \text{ cm}$  complets. 12

échantillons compatibles avec la lithographie électronique sont ainsi obtenus à partir d'un substrat.

### III.2.2 Développement du procédé de fabrication des guides d'onde

En partant d'une base d'échantillon de 2 cm par 2 cm, les étapes technologiques, schématisées en Figure III-6 sont les suivantes :

- Nettoyage solvant, puis acide et plasma O<sub>2</sub> pendant 5 minutes
- Enrésinement MaN 2403 et E-spacer 300Z
- Lithographie électronique des motifs de guides
- Développement de la résine
- Gravure de la couche de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> par RIE
- Nettoyages solvant et acide pour retirer la résine

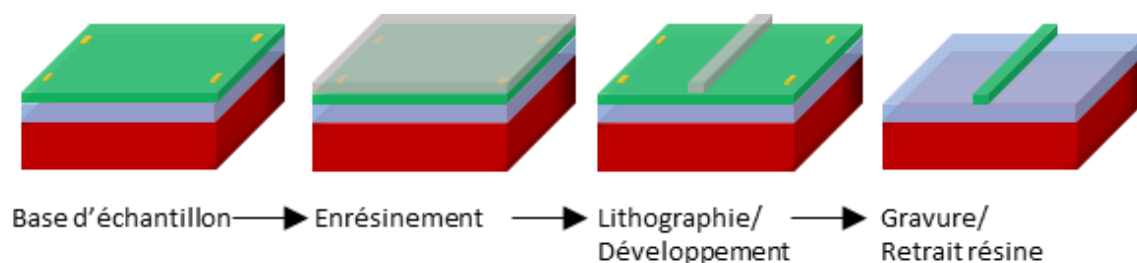


Figure III-6: Etapes technologique de la fabrication des guides d'onde.

Le procédé de fabrication des guides a été en grande partie développé au cours de la thèse de Yida Wen. Ainsi les paramètres tels que les doses et courant d'écriture, les temps de développement et la recette de gravure ont été directement repris. Les paramètres d'écriture sont une dose de 4  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ , un courant de 2 nA et une résolution de 5 nm. Nous allons expliquer et détailler les points qui ont fait l'objet d'ajustements.

**Raccords de champ** : comme expliqué dans la partie III.1.5 sur la lithographie électronique, les déplacements mécaniques de la platine peuvent entraîner des décalages dans l'écriture de dessins à cheval entre plusieurs mainfields. C'est le cas de nos guides d'onde, en particulier pour les tests où les guides ont été dessinés en continu sur 8 mm, avec des mainfields de 500  $\mu\text{m}$  de côté. Au cours des premiers tests, de nombreux problèmes de raccord de champ ont été observés, allant de la réduction de la taille du guide à la discontinuité, comme illustré en Figure III-7. Outre les décalages verticaux et horizontaux liés au déplacement mécanique, il y a également un problème de léger sous-dosage en bord de mainfield du fait de la grande déflexion du faisceau. Ainsi on

observe beaucoup moins de problèmes pour les guides les plus larges (2  $\mu\text{m}$ ). Pour résoudre ce problème, il faut appliquer une fonction (« mfrim ») qui dilate très légèrement le dessin pour que l'écriture se prolonge au-delà du mainfield. Ainsi la zone en bord de mainfield est insolée deux fois et la jonction est assurée. Le deuxième ajustement à effectuer concerne l'orientation du dessin des guides. L'écriture se fait mainfield par mainfield et le passage d'un mainfield à l'autre est effectué horizontalement suivant le schéma en Figure III-8. Ainsi, pour limiter le nombre de déplacements de la platine entre l'écriture de deux branches du même guide, il est préférable d'orienter les guides horizontalement. De cette manière il n'y a qu'un seul déplacement de platine entre chaque portion de guide.

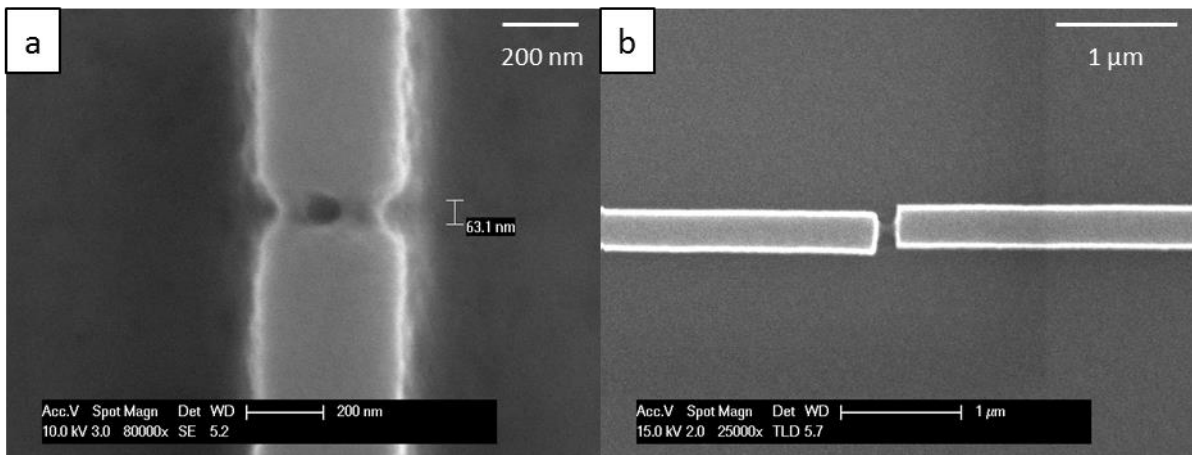


Figure III-7: Images MEB d'exemples de problèmes de raccords de champ. (a) le guide n'est pas discontinu mais le raccord a été mal insolé, probablement sous dosé. (b) il y a une nette discontinuité ainsi qu'un décalage vertical entre les deux branches.

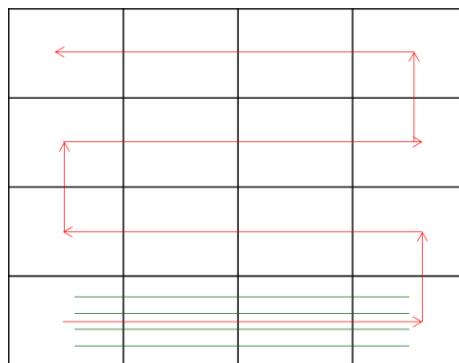


Figure III-8: Principe de déplacement de la platine de mainfield en mainfield (carrés noirs). Le faisceau (flèches rouges) effectue des aller-retours horizontaux. Dans le cas présenté, les guides d'onde (lignes vertes) sont insolés de façon continue.

**Dimensionnement et gravure :** la largeur des guides est un paramètre qu'il est important de contrôler pour obtenir un guide monomode. Il a été observé au cours de la thèse de Yida Wen une réduction de largeur significative entre le guide codé sur le masque et le guide obtenu après gravure. Cet écart est essentiellement lié à la gravure RIE qui rogne en partie les flancs du fait de la gravure chimique. Pour un guide souhaité de largeur 300 nm, il fallait coder une largeur de 450 nm. Nous avons observé le même écart au début de la thèse mais le changement de bâti de gravure a entraîné une réduction moindre, plutôt de l'ordre de 50 nm. Concernant la verticalité des flancs, des images MEB de guides en tranche sont présentées en Figure III-9. Il y a un écart d'environ 40 nm entre la largeur en haut et au pied du guide d'onde.

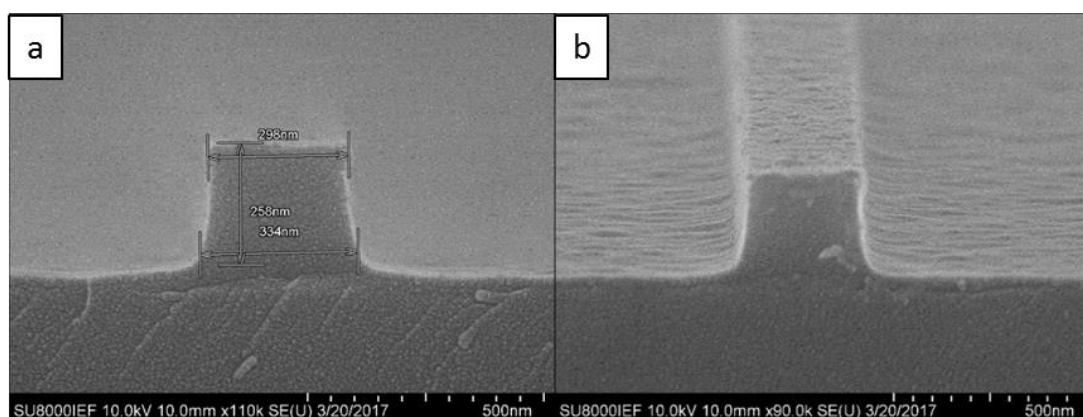


Figure III-9: Images MEB de guides d'onde en tranche après gravure. (a) vue en coupe et (b) vue de  $\frac{3}{4}$  haut.

### III.2.3 Développement du procédé de fabrication des nanostructures

En partant toujours d'une base d'échantillon de 2 cm par 2 cm, les étapes technologiques, schématisées en Figure III-10 sont les suivantes :

- Nettoyage solvant, acide et plasma O<sub>2</sub> pendant 5 minutes
- Enrésinement ZEP 520A et E-spacer 300Z
- Lithographie électronique des motifs nanoparticules
- Développement de la résine
- Evaporation d'argent
- Lift-off ZEP 520A

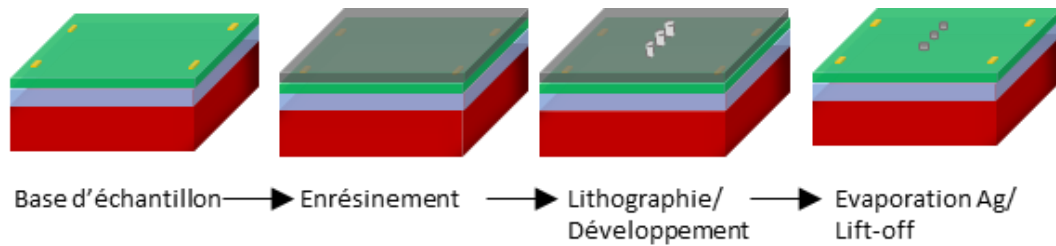


Figure III-10: Etapes technologiques de la fabrication des nanoparticules en argent

**Masque et paramètres d'écriture :** comme nous l'avons déjà évoqué dans la partie décrivant la lithographie électronique, les formes arrondies telles que les ellipses sont interprétées par la machine en polygones. Pour contrôler au mieux l'écriture d'une ellipse, il est préférable de ne pas laisser la machine interpréter le dessin d'une ellipse mais de dessiner directement un polygone régulier et symétrique. Pour cela une fonction « python » a été utilisée pour faire des polygones à 15 côtés avec des symétries horizontale et verticale et s'accordant avec la grille d'écriture de la machine. Un courant d'écriture de 0,5 nA ainsi qu'un pas de 2 nm ont été choisis pour obtenir une bonne résolution et des tests de dose ont été réalisés.

**Épaisseur de résine :** Il est préférable pour obtenir de bonnes résolutions de travailler avec une résine de la plus faible épaisseur possible. La résine ZEP 520A « brute » déposée à 4000 tours/min a une épaisseur mesurée de 380 nm. Afin de réduire cette épaisseur, la résine est diluée dans de l'anisole selon un rapport volumique 1:1. L'épaisseur mesurée de la ZEP diluée est de 140 nm. Cette épaisseur est idéale car elle satisfait également les conditions de lift-off (épaisseur au moins trois fois supérieure à l'épaisseur d'argent déposé, 40 nm).

**Épaisseur d'argent déposé :** l'épaisseur d'argent déposée a fait l'objet de quelques ajustements avec les échantillons de test. En effet, la valeur donnée par la balance à quartz de la machine d'évaporation sous-estimait la valeur réellement déposée, mesurée par ellipsométrie et AFM. Les mesures AFM ont été réalisées par Loïc Guillemot sur des échantillons texturés.

**Résultats des essais :** des tests de dose ont été réalisés et un balayage des rayons  $a_x$  et  $a_y$  a été fait. Sur les premiers essais, la présence de nombreux résidus d'argent, tel qu'illustré en Figure III-11, a été observée indépendamment de la dose utilisée. Ce défaut, lié au lift-off, a été nettement corrigé par un nettoyage plus rigoureux de l'échantillon après l'étape de lift-off. L'amélioration est visible sur les images MEB en Figure III-12. Il est cependant difficile de supprimer totalement ces résidus métalliques.

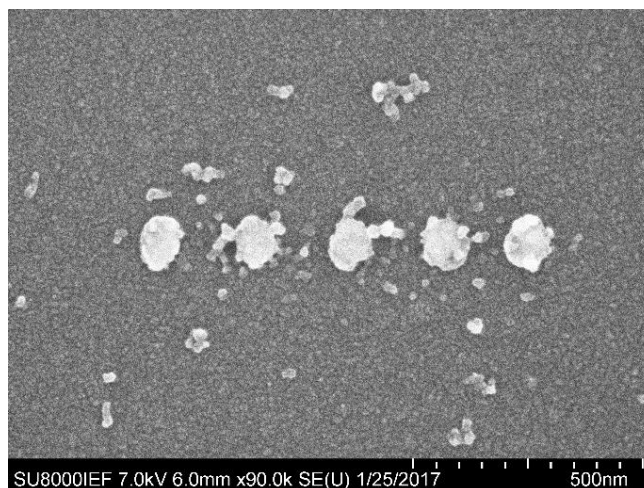


Figure III-11: Image MEB de nanoparticules d'argent avec la présence de nombreux résidus au niveau et autour des particules.

Concernant les dimensions des particules, il est difficile d'obtenir des diamètres de taille inférieure à 65 nm, même pour des demi-axes codés 26 nm (soit un diamètre de 52 nm). La reproductibilité entre particules codées avec les mêmes dimensions n'est pas excellente mais reste correcte. La reproductibilité semble d'autant meilleure que les particules sont grandes. La difficulté de prédictibilité entre les dimensions codées et dimensions mesurées vient également de l'interdépendance entre  $a_x$  et  $a_y$  (demi-axes des particules définis dans le chapitre II), à savoir qu'à  $a_y$  codé fixe, la variation de  $a_x$  peut modifier effectivement  $a_x$  et  $a_y$ . De même une variation de  $a_y$  fait varier effectivement les deux axes. La Figure III-12 montre des exemples de particules avec variations de  $a_x$  et  $a_y$ . Dans l'ensemble, la valeur de  $a_x$  obtenue est plus grande que celle codée. Ceci provient probablement du sens de balayage du faisceau, effectué selon  $a_x$ . L'écart est d'autant plus grand que  $a_x$  est petit. Les tailles des particules ont été mesurées et moyennées sur 12 particules. Par exemple un  $a_x$  codé 26 nm donne un demi-axe moyen de 35 nm et un  $a_x$  codé 40 nm donne 45 nm à 48 nm en fonction de  $a_y$ . Concernant  $a_y$ , la valeur obtenue correspond à 2-3 nm près à la valeur codée, excepté pour le cas  $a_x = 26$  nm pour lequel un  $a_y$  codé 60 nm ne donne que 54 nm.

En ce qui concerne les doses, celles inférieures à  $3 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  sont trop faibles et celles supérieures à  $4 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  trop élevées. Une dose de  $3,5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  semble être un bon compromis. C'est la dose qui a été retenue pour la réalisation des nanoparticules sur les échantillons avec guide d'onde.



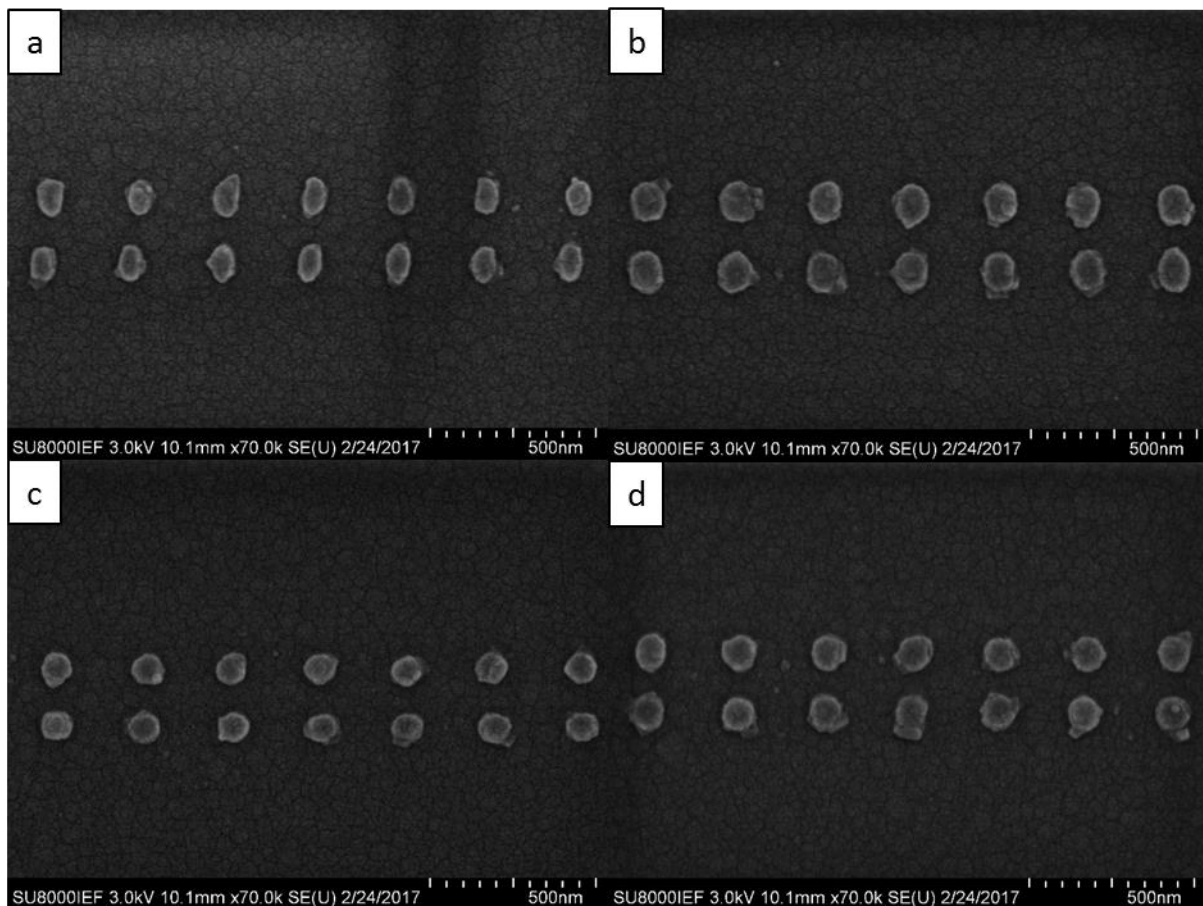


Figure III-12: Images MEB de nanoparticules d'argent, (a)  $a_x = 26$  nm et  $a_y = 60$  nm, (b)  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 60$  nm, (c)  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 40$  nm, et (d)  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm

### III.2.4 Particularités voie A

Comme expliqué dans l'introduction, la voie A consiste à réaliser le guide puis les nanostructures, avec l'objectif de positionner des chaînes de nanoparticules de part et d'autre du guide, le plus symétriquement possible. Le procédé est schématisé en Figure III-13 et reprend les mêmes étapes technologiques que celles vues dans les parties précédentes. Ce procédé comporte deux verrous : d'une part la possibilité d'enrésiner un échantillon déjà structuré pour écrire les particules et d'autre part la capacité d'aligner précisément les deux niveaux de lithographie.

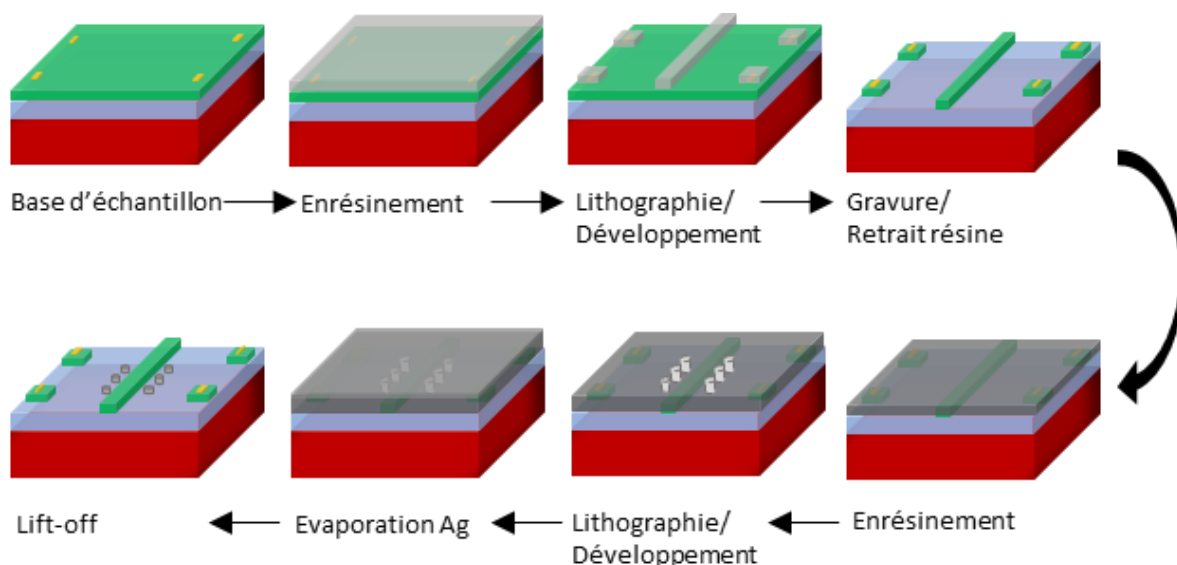


Figure III-13: Etapes technologiques du procédé A

**Enrésinement :** l'énrésinement d'un échantillon avec des guides semble correct après une première observation au microscope optique. En effet la couche de résine semble couvrir les guides de façon continue. Aucune variation de teinte, caractéristique de défauts d'énrésinement liés à des obstacles (typiquement poussières), n'est observée au niveau des guides. Les premières observations MEB en Figure III-14 montrent la faisabilité de particules d'argent sur les guides (volontairement codé comme test bien que la configuration de particules au-dessus du guide ne soit pas l'objectif de ce procédé), démontrant la présence de résine au-dessus du guide, avec une épaisseur suffisante pour le lift-off. Cependant, il manque quelques particules ce qui peut laisser présumer d'une épaisseur de résine un peu faible pour le lift-off.

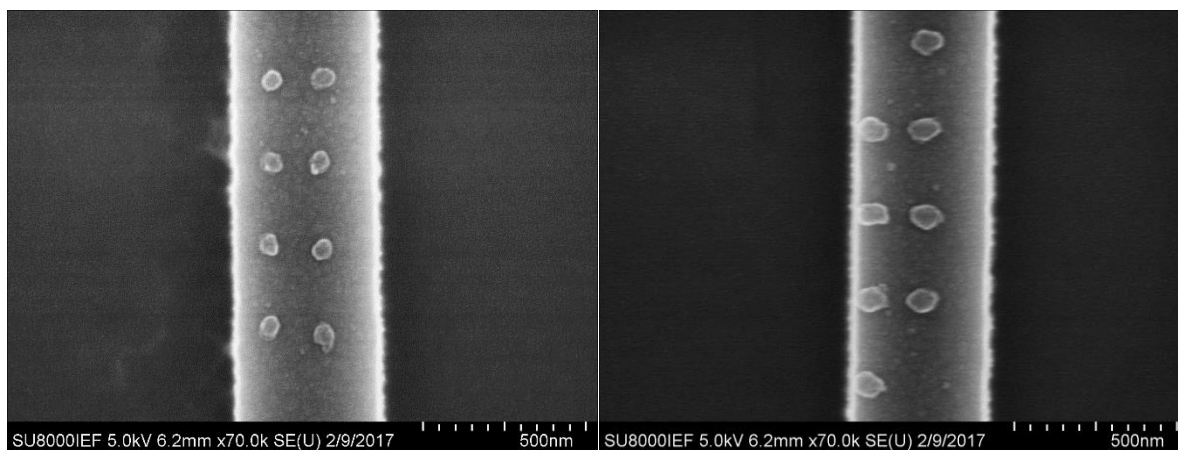


Figure III-14: Images MEB de particules positionnées au-dessus du guide d'onde

C'est d'ailleurs le principal inconvénient de ce procédé : le profil de l'épaisseur de résine à proximité du guide n'est pas connu. Il est de plus potentiellement variable au sein d'un échantillon et d'un échantillon à l'autre. Un schéma de principe en Figure III-15 illustre un profil probable. L'épaisseur de résine réelle n'est ni constante, ni connue de part et d'autre du guide, là où les particules sont écrites, ce qui peut être problématique pour le dimensionnement et la reproductibilité.

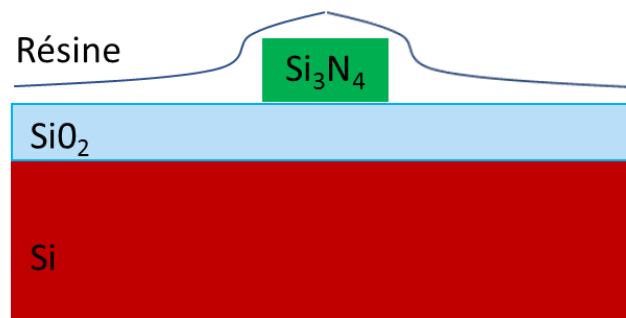


Figure III-15: Schéma supposé du profil en coupe de l'épaisseur de résine au niveau d'un guide d'onde. L'épaisseur n'est pas constante.

**Alignement :** l'alignement entre les nanoparticules et le guide d'onde est d'abord effectué à l'aide des marques d'alignement réalisées en photolithographie. Les guides d'onde ont été fabriqués au plus près de ces marques et des particules sont écrites le long de ces guides. Les observations MEB montrent une variation dans l'alignement des deux niveaux, en fonction des marques utilisées pour l'alignement. La Figure III-16 montre deux exemples extrêmes. À gauche, l'alignement est très correct alors qu'il y a un décalage de l'ordre d'1  $\mu\text{m}$  sur l'image de droite. Deux raisons expliquent une si grande différence. Premièrement, la qualité des marques réalisées en photolithographie n'est pas suffisante pour assurer un alignement assez précis. En effet, ces marques, dessinées de forme rectangulaire, sont en pratique légèrement arrondies et peuvent présenter une légère asymétrie. Ces petits défauts peuvent occasionner des décalages d'alignement car le repérage automatique de formes de la machine, décrit dans la partie sur la lithographie électronique, peut mal extrapoler le centre de la marque et donc décaler le masque de quelques dizaines de nanomètres. Deuxièmement, les marques optiques sont distantes de 4 mm, ce qui peut occasionner de nombreux déplacements de platine entre le repérage de la marque et l'écriture des particules, induisant également des décalages.

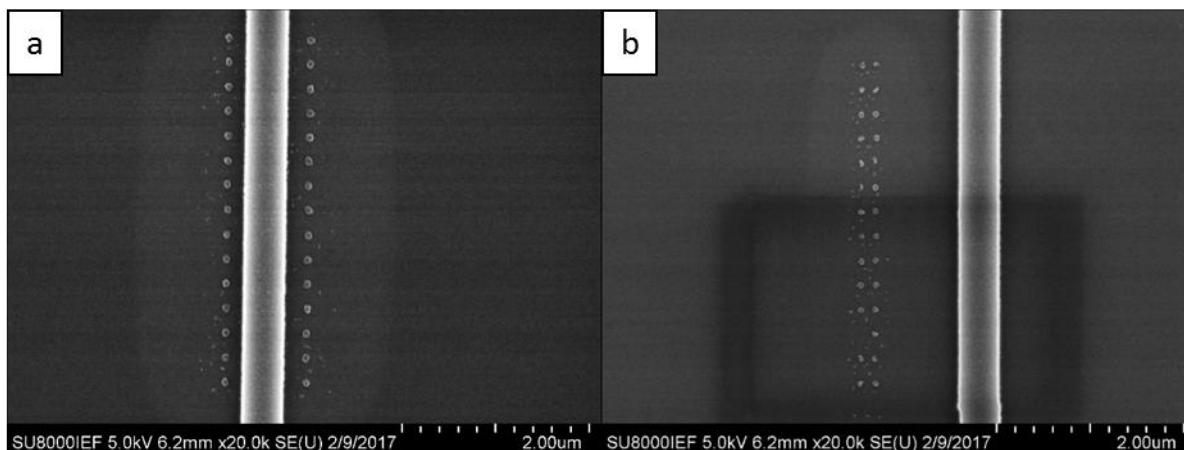


Figure III-16: Images MEB de particules positionnées à côté du guide d'onde. (a) l'alignement entre le guide et les particules est correct, avec une légère asymétrie. (b) l'alignement est mauvais, les particules sont positionnées à plus d'1  $\mu\text{m}$  du guide d'onde.

La première solution envisagée fut la réalisation de marques d'alignement par lithographie électronique en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  lors de l'écriture des guides d'onde, mais l'essai réalisé n'a pas été concluant : le contraste au MEB du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sur  $\text{SiO}_2$  est trop faible pour permettre à la machine de reconnaître la moindre forme.

La solution mise en place est la réalisation de marques en or par lithographie électronique, avec la PMMA A6. Ces marques sont bien mieux définies et donc correctement interprétées par la machine. De plus, nous choisissons de positionner ces marques plus proches les unes des autres pour limiter les déplacements de platines. Avec cette solution, les alignements sont bien plus réguliers et précis. Deux exemples sont illustrés en Figure III-17.

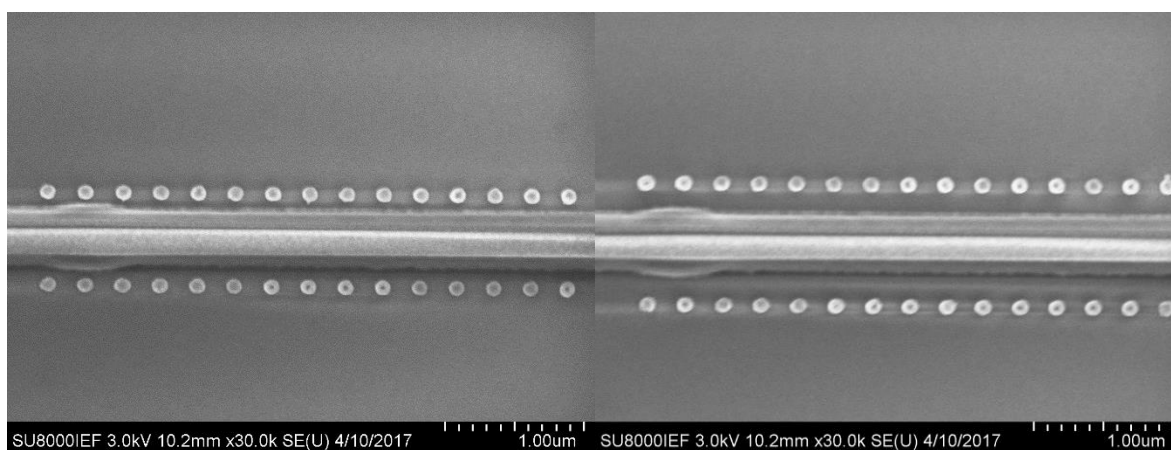


Figure III-17: Images MEB de particules positionnées à côté du guide d'onde.

### III.2.5 Particularités voie B

Dans le procédé B, illustré en Figure III-18, les particules sont réalisées sur un substrat plan, éventuellement sur une couche de  $\text{SiO}_2$  déposée au préalable par PECVD sur le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Les guides sont ensuite dessinés avec un deuxième niveau de lithographie et gravés. Ce procédé permet d'obtenir une structure avec une chaîne de particules au-dessus du guide et séparée de celui-ci avec une couche de silice d'épaisseur variable. Le principal verrou de ce procédé est la capacité d'alignement des guides vis-à-vis des nanoparticules.

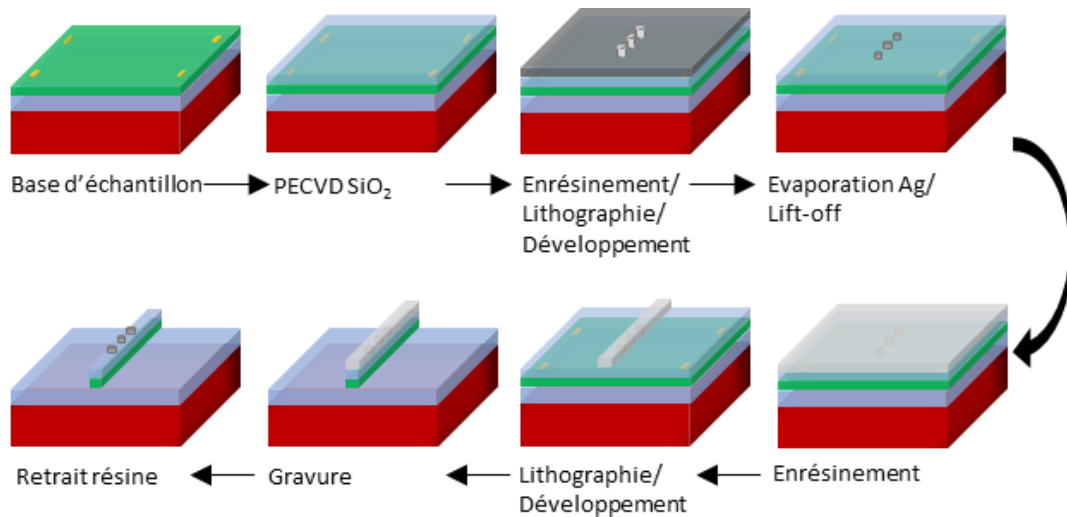


Figure III-18: Etapes technologiques du procédé B.

Pour réaliser ce type d'alignement, nous avons vu dans la partie précédente que les marques réalisées en lithographie optique ne sont pas suffisantes. Nous avons essayé de mettre à profit la fabrication des nanoparticules pour faire des marques d'alignement en argent. Le résultat est nuancé car la machine est effectivement capable de repérer correctement la position des marques en argent, mais elle est incapable de régler le focus. En effet, le contraste global est suffisant mais la marque présente au MEB des irrégularités de teintes, en particulier des zones sombres, qui ne permettent pas à l'algorithme de la machine de faire la mise au point automatique. Les marques optiques en or ont donc été utilisées pour régler le focus et les marques électroniques en argent pour l'alignement. Des exemples d'images MEB sont donnés en Figure III-19 et montrent un alignement tout à fait suffisant.

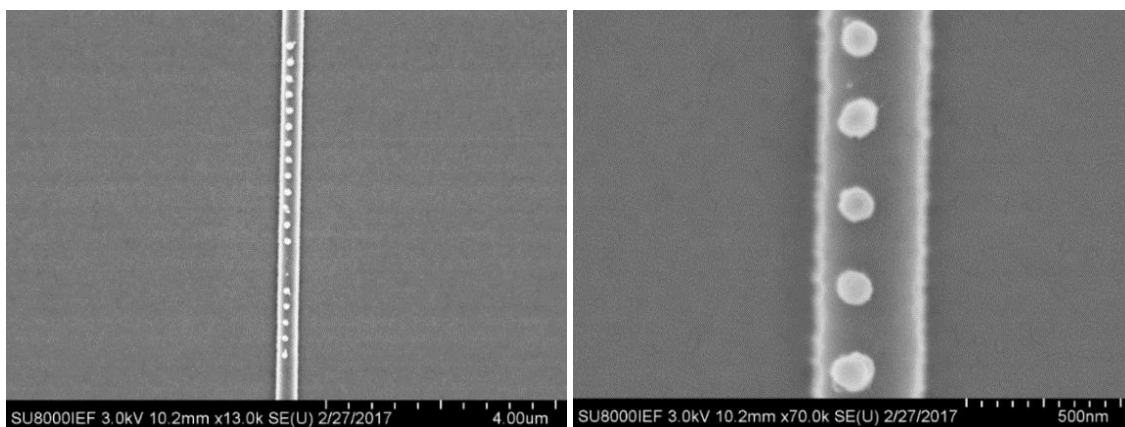


Figure III-19: Images MEB de nanoparticules d'argent au-dessus du guide d'onde.

Les tests ont été réalisés sur des échantillons avec une couche de silice additionnelle de 170 nm. Une couche de silice aussi épaisse n'est pas évidente à gérer pour dimensionner convenablement le guide d'onde. En effet, il faut d'abord graver la silice, ce qui donne une gravure beaucoup plus longue et potentiellement des guides fortement rognés sur les flancs. Il est cependant intéressant de noter que les nanoparticules d'argent protégées par le masque de résine semblent bien supporter la gravure. Il reste cependant toujours risqué de prévoir des étapes technologiques après le dépôt d'argent en raison des risques d'oxydation.

La dernière étape réalisée, pour la voie A comme pour la voie B, est l'encapsulation dans la résine PMMA A10. Cette étape est réalisée à la fin des procédés pour éviter l'oxydation de l'argent.

### **Avantages et inconvénients des deux voies de fabrication**

Voie A :

- + Pas d'étapes critiques après le dépôt d'argent, donc aucun risque d'altération
- + Réalisation des guides sur substrat vierge donc dimensionnement et gravure facilités
- Inhomogénéité de l'épaisseur de résine, donc dimensionnement des particules incertain
- Nécessité d'une étape supplémentaire pour faire des marques d'alignement en lithographie électronique

Voie B :

- + Réalisation des nanoparticules sur substrat vierge et plan
- Difficultés de dimensionnement des guides en cas de couche épaisse de silice
- Possible altération de l'argent au cours de la fabrication des guides
- +/- Marques d'alignement en argent bonnes pour l'alignement mais pas pour le focus

## **III.3 Bilan des échantillons fabriqués**

Nous décrivons dans cette partie les échantillons utilisés tout au long de la thèse pour le développement des procédés de fabrication des guides d'onde et particules. En particulier, nous détaillerons les caractéristiques des échantillons utilisables et dont les résultats de caractérisation seront présentés dans le chapitre IV.

L'ensemble des échantillons fabriqués est issu des substrats silicium 4" nécessaires pour faire les bases d'échantillons. 4 substrats ont été préparés, soit 48 bases d'échantillons de 2 cm par 2 cm réalisées. Une vingtaine a été utilisée pour le développement des procédés.

Une dizaine a été utilisée pour la fabrication des guides d'onde uniquement et en particulier la gestion des raccords de champ, la calibration de la taille des guides pour les différentes machines de gravure utilisées. 4 échantillons ont servi pour la fabrication des nanoparticules seules sur substrat plan, afin de tester la dose, calibrer les dimensions des particules et l'épaisseur d'argent déposée.

Ensuite, les deux éléments, guides et particules, ont été assemblés, d'abord en utilisant deux niveaux de lithographie, selon les deux voies A et B.

Concernant la voie A, 3 échantillons ont été fabriqués avec des alignements effectués sur les marques réalisées en lithographie optique. Diverses tailles de particules et distances  $D'$  par rapport au guide ont été testées. Certains échantillons ont été observés au MEB et d'autres testés sur le banc de caractérisation mais les résultats n'ont pas été concluants du fait des défauts d'alignement.

Enfin, le dernier échantillon réalisé, nommé A1, a comporté 3 niveaux de lithographie, pour fabriquer une structure de type A. Une étape de marques d'alignement en lithographie électronique a en effet été ajoutée avant la réalisation des guides d'onde. Une partie de cet échantillon a été consacré à l'observation MEB (Figure III-17) et sur le reste de la surface, plusieurs espacements, périodes et dimensions ont été réalisées, comme détaillé ci-dessous et en Figure III-20.

Concernant la voie B, une couche de silice PECVD d'épaisseur mesurée par ellipsométrie de 170nm a été déposée directement sur deux échantillons (donc sur  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). Le choix de cette grande épaisseur a été fait pour pouvoir utiliser de longues chaînes de particules sans forcément être en configuration de couplage total ou presque total. Le recours à de longues chaînes de particules permet de limiter l'impact de gros défauts sur une ou quelques particules. Un premier échantillon a été réalisé avec des chaînes de 20 particules. Deux largeurs de guides ont été codées, 350 nm et 420 nm. Les largeurs des guides après gravure sont d'environ 280 nm pour la première largeur et 320 nm pour la seconde, démontrant une réduction plus importante que dans le procédé de gravure des guides seuls, du fait de la gravure de la couche de silice. Une moitié de cet échantillon a servi pour les observations MEB en Figure III-19. L'autre moitié a été passée sur le banc de caractérisation mais le signal obtenu était très faible, voire non discernable du bruit en fonction du nombre de particules.

Ainsi, pour le deuxième échantillon fabriqué à partir de la même base, nommé B1, des chaînes de 40 et 50 particules ont été réalisées, avec trois périodes, trois tailles différentes et deux configurations : une simple chaîne et une double chaîne. Cet échantillon a été caractérisé et les résultats seront présentés dans le prochain chapitre. Les détails des paramètres sont donnés plus bas et schématisés en Figure III-21. Pour cet échantillon, afin d'assurer le positionnement de la chaîne et surtout de la double chaîne au-dessus du guide d'onde, les guides ont été dessinés avec une largeur de 500 nm, afin d'obtenir des guides de largeur 350 nm minimum.

**Détails des échantillons à caractériser :** deux échantillons sont finalement caractérisables issus des deux voies A et B. Pour chacun de ces échantillons, plusieurs paramètres ont été testés : la



période, le nombre de particules, la taille des particules et, dans la configuration A, la distance  $D$  entre le guide et les particules.

Le bloc unitaire des deux échantillons est composé de groupes de 4 guides d'onde identiques. Pour un ensemble de paramètres donné, la chaîne est réalisée sur 3 des 4 guides et le dernier est gardé vierge pour servir de référence.

Concernant la période, nous avons déterminé, dans le chapitre II, une période  $d = 256$  nm pour obtenir l'angle de rayonnement imposé par l'application. Cependant, afin de satisfaire les contraintes liées à la fabrication et la simulation, la période  $d = 260$  nm est plus adaptée. La caractérisation apporte une restriction supplémentaire, celle de l'ouverture numérique de l'objectif de collection du rayonnement, qui ne permet pas d'observer les plus grandes valeurs de  $\theta$ . Ainsi, des chaînes de périodes supérieures à 260 nm ont été fabriquées dans le but d'assurer l'observation du rayonnement et d'en avoir une plus grande visibilité.

**A1** : l'échantillon A1, dont la composition est schématisée en Figure III-20, est constitué de 20 blocs unitaires, répartis en 4 groupes de 5. Chaque groupe correspond à un écart au guide  $D$  distinct. Les 4 valeurs de  $D$  sont : 25 nm, 750 nm, 125 nm et 175 nm.

Au sein de chaque groupe, il y a 3 périodes différentes : 270 nm, 290 nm et 310 nm, avec des chaînes de 40 et 50 particules pour les deux premières périodes et uniquement 40 particules pour  $d = 310$  nm. Le choix de fabriquer de si longues chaînes de particules est une assurance contre les défauts de fabrication.

Au niveau de chaque bloc, deux chaînes de particules se succèdent, avec 2 tailles de particules :  $a_y = 50$  nm et  $a_y = 60$  nm pour  $a_x = 40$  nm.

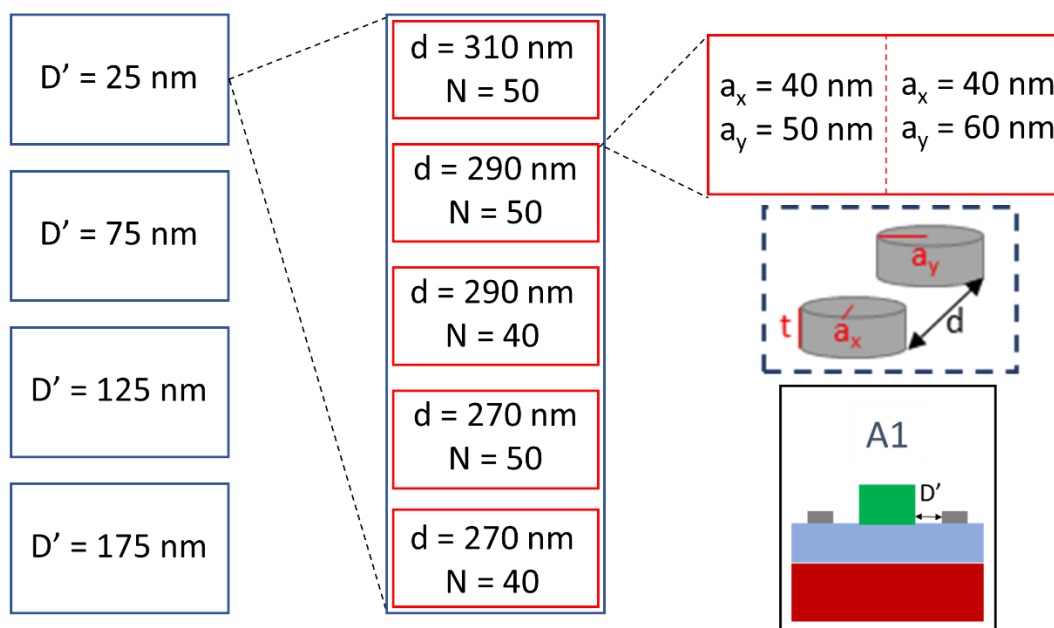


Figure III-20: Schéma d'organisation de l'échantillon A1. Les blocs rouges sont les blocs unitaires, composés chacun de 2 chaînes de taille  $a_y$  différente (50 nm et 60 nm). 5 blocs unitaires composent un groupe (bloc bleu).

**B1** : l'échantillon B1, schématisé en Figure III-21, est composé de 48 blocs unitaires, avec une décomposition en 8 groupes de 6, en deux colonnes, que l'on peut nommer Gauche et Droite. Dans la colonne Gauche, il y a une chaîne unique de particules. Dans la colonne Droite ce sont deux chaînes en parallèle avec un écart centre à centre  $G = 180$  nm. Tous les autres paramètres sont pour les deux colonnes identiques. Le choix de la valeur  $G = 180$  nm et non  $G = 130$  nm comme conseillé par les résultats de simulations vus dans le chapitre II a été effectué pour éviter le contact entre les deux chaînes, notamment en cas de surdimensionnement des particules lors de la fabrication.

Sur les trois premiers groupes, 3 tailles  $a_y$  sont testées : 30 nm, 40 nm et 50 nm, avec  $a_x = 28$  nm dans tous les cas. Pour le quatrième groupe, deux tailles de particules ( $a_y = 30$  nm et  $a_y = 40$  nm) sont positionnées en cascade, comme pour chaque bloc unitaire de l'échantillon A1.

Au sein de chaque groupe, il y a les 3 périodes 270 nm, 290 nm et 310 nm, avec des chaînes de 40 et 50 particules.

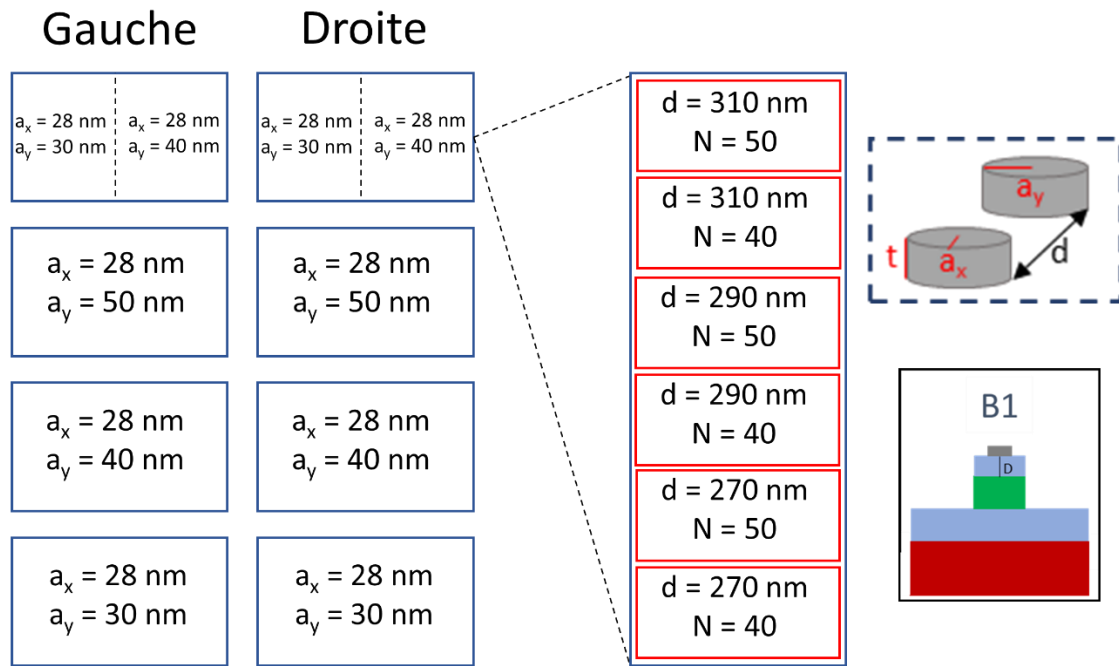


Figure III-21: Schéma d'organisation de l'échantillon B1, avec les particules positionnées au-dessus du guide d'onde.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord présenté l'ensemble des techniques utilisées pour la fabrication de nos échantillons. Le développement de la fabrication des principaux éléments de nos échantillons, à savoir les guides d'onde en nitrure de silicium sur silice et les nanoparticules en argent, a ensuite été détaillé. Deux voies de fabrication, correspondant aux deux types de structures présentées dans le chapitre précédent et présentant chacune des spécificités, ont été envisagées et développées jusqu'à la fabrication d'échantillons caractérisables.

Parmi l'ensemble des techniques de fabrication, la lithographie électronique est celle qui a requis le plus d'attention et de compréhension pour réussir l'écriture des motifs souhaités. En effet, de nombreux paramètres entrent en jeu et plusieurs ajustements ont été réalisés. Les corrections des problèmes de raccords de champ ont permis la réalisation de guides d'onde continus et l'ajout de marques d'alignement métalliques, d'abord réalisées en lithographie optique puis en lithographie électronique, a permis l'alignement avec précision des nanoparticules par rapport aux guides d'onde. Le procédé de fabrication des nanoparticules d'argent a également été mis en place. Certains paramètres sont encore à optimiser et à calibrer, principalement en vue d'obtenir des particules de dimensions précises et reproductibles, sur substrat plan ou déjà

texturé. Cependant le rendu des structures obtenues est satisfaisant et semble suffisant pour réaliser des premières caractérisations sur banc optique.

La faisabilité des deux structures envisagées a donc été démontrée et plusieurs échantillons ont été fabriqués. Les deux voies de fabrication présentent des avantages et des inconvénients qui ont été résumés. La réalisation des guides est facilitée dans la voie A au détriment d'incertitudes sur le dimensionnement des particules et inversement pour la voie B.



# Chapitre IV

## Caractérisation des échantillons

### Sommaire

---

<b>Introduction .....</b>	<b>126</b>
<b>IV.1 Description du montage expérimental.....</b>	<b>126</b>
IV.1.1 Montage du couplage dans le guide d'onde .....	126
IV.1.2 Principe de caractérisation dans le plan de Fourier .....	128
IV.1.3 Réalisation du montage de caractérisation dans le plan de Fourier .....	129
IV.1.4 Test du montage et calibration de l'objectif.....	131
<b>IV.2 Identification des caractéristiques des diagrammes de rayonnement.....</b>	<b>133</b>
IV.2.1 Variation de la période.....	134
IV.2.2 Disques sombres des diagrammes de rayonnement.....	136
IV.2.3 Double raie de rayonnement.....	140
<b>IV.3 Mesure du rayonnement et interprétation.....</b>	<b>143</b>
IV.3.1 Echantillon A1 (particules à côté du guide d'onde) .....	143
IV.3.2 Echantillon B1 .....	150
IV.3.3 Evaluation de la puissance couplée.....	152
<b>Conclusion.....</b>	<b>155</b>

## **Introduction**

Afin de caractériser les échantillons fabriqués, nous avons mis en place et utilisé un montage permettant d'observer le diagramme de rayonnement des chaînes de particules, intégrées et excitées par un guide d'onde. Ce montage est composé de deux parties indépendantes. La première concerne l'injection de lumière dans le guide d'onde. La deuxième sert à observer la lumière émise par la structure et permet en particulier d'obtenir le diagramme de rayonnement par projection dans le plan de Fourier. Ce même montage permet également de collecter l'image de la lumière diffusée le long des guides (vue du dessus) afin d'en évaluer les pertes par la méthode top view, ainsi que l'efficacité de couplage dans les antennes. L'ensemble des données collectées et leur interprétation nous permettent de faire une première évaluation pratique du potentiel des émetteurs élémentaires intégrés conçus dans le chapitre II.

Dans un premier temps, nous présentons et détaillons le fonctionnement de deux parties du montage, et sa calibration. Puis, nous présentons les principales interprétations des diagrammes de rayonnement obtenus expérimentalement en s'appuyant sur des modélisations FDTD complémentaires. Enfin nous analysons les résultats obtenus sur les différentes structures des deux types, A et B, jusqu'à une première évaluation de leur potentiel pratique respectif.

### **IV.1 Description du montage expérimental**

Nous allons présenter le montage expérimental, découpé en deux parties. La première partie concerne l'injection de lumière dans le guide d'onde, incluant le réglage de la polarisation et le positionnement de la fibre au niveau de l'entrée du guide d'onde. La seconde partie concerne l'observation du rayonnement par les particules par projection dans le plan de Fourier.

#### **IV.1.1 Montage du couplage dans le guide d'onde**

Le montage d'injection de lumière dans le guide d'onde est schématisé en Figure IV-1. Il comprend les éléments suivants :

- Une diode laser fibrée émettant à 635 nm
- Un isolateur fibré pour éviter les retours optiques
- Des boucles de Lefebvre fibrées
- Une fibre micro-lentillée à maintien de polarisation
- Une platine de micro-déplacements 3 axes avec vis de réglage piézoélectriques

Ce montage, déjà existant, a été amélioré en ajoutant des vis de réglages piézo-électriques qui augmentent la résolution des déplacements de platine et donc facilitent l'injection de lumière.

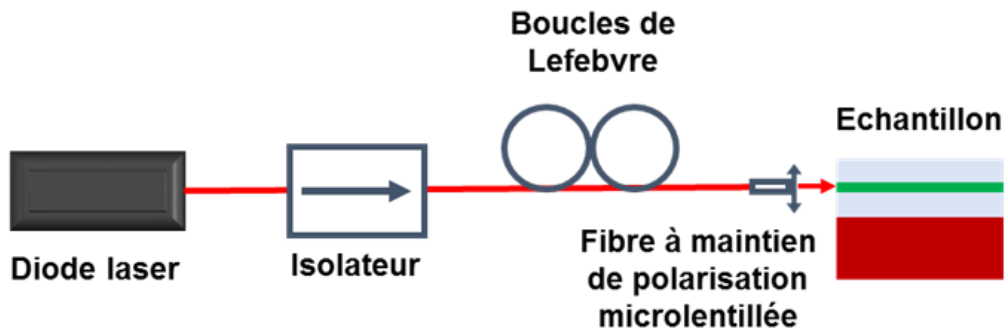


Figure IV-1: Schéma du montage d'injection de lumière dans le guide d'onde.

**Diode laser** : elle est réglable en intensité d'alimentation et en température (fixée à 20 °C). Le spectre d'émission a été observé à différents courants d'alimentation. Celui-ci présentait des instabilités avec parfois la présence de deux pics. Finalement un courant d'alimentation de 50 mA a été retenu et utilisé pour toutes les caractérisations présentées dans ce chapitre. Le spectre d'émission à 50 mA et 20°C est présenté en Figure IV-2. Il a été obtenu avec un analyseur de spectre, avec une résolution de 0,2 nm.

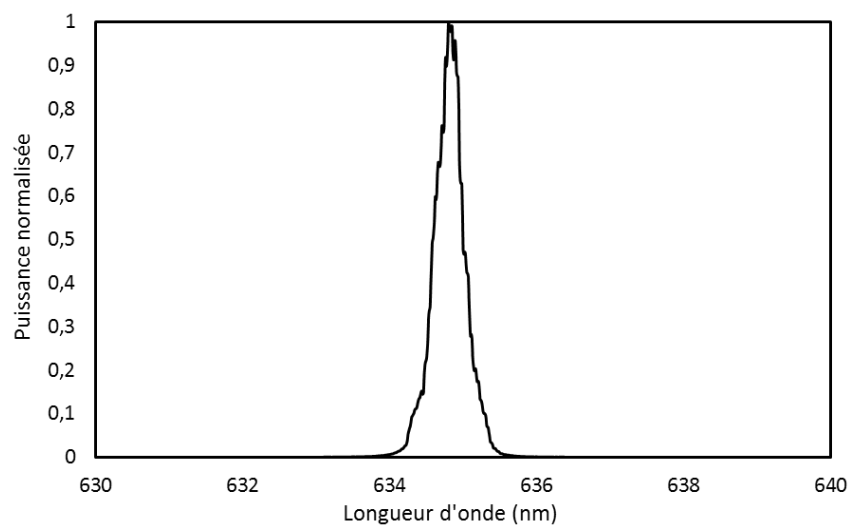


Figure IV-2: Spectre d'émission de la diode laser à 20°C et 50mA, obtenu avec une résolution de 0,2 nm.

**Polarisation** : le réglage de la polarisation TE (Transverse Electric) est réalisé préalablement sans échantillon. Le montage utilisé est schématisé en Figure IV-3. Un polariseur est positionné après la fibre micro-lentillée, suivi d'un puissance-mètre. Les boucles de Lefebvre utilisées sont



constituées de deux lames  $\frac{1}{4}$  d'onde et permettent donc de passer de la polarisation elliptique indéterminée en sortie de la diode à une polarisation rectiligne. La position angulaire du polariseur donnant la puissance maximum est fixée et un ajustement des boucles est effectué jusqu'à la maximisation de la puissance. La puissance à différents angles est ensuite relevée pour vérifier la polarisation rectiligne par la loi de Malus. Enfin, pour obtenir la polarisation rectiligne horizontale, c'est la fibre à maintien de polarisation qui est tournée.

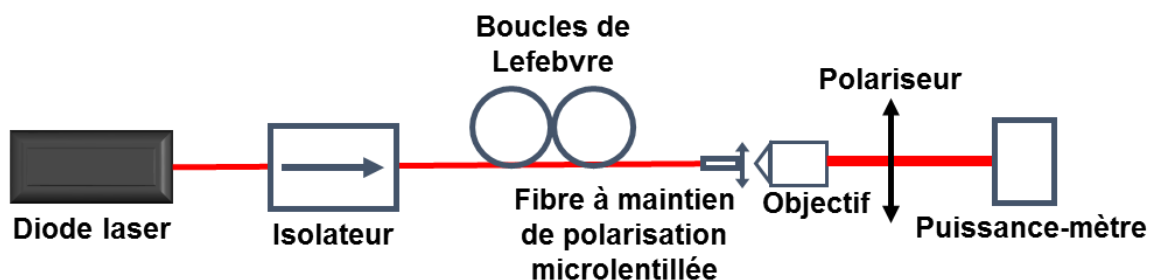


Figure IV-3: Schéma du montage de réglage de la polarisation.

**Couplage dans le guide d'onde :** Le couplage de la lumière dans le guide d'onde est réalisé à l'aide d'une fibre micro-lentillée qui focalise le faisceau directement à l'entrée du guide d'onde. Ceci nécessite un alignement précis rendu possible par des vis piezo-électriques qui offrent une résolution de déplacement de 16 nm. L'alignement se fait avec l'assistance d'un objectif et d'une caméra visible positionnée au-dessus, au bord de l'échantillon.

### IV.1.2 Principe de caractérisation dans le plan de Fourier

Afin de caractériser le rayonnement en champ lointain de nos structures, nous avons réalisé un montage permettant d'observer le plan de Fourier du signal émis par les chaînes de particules. Ce type de montage a déjà été utilisé pour des applications similaires [Ser11], [She11]. Il suffit d'utiliser une lentille. La transformation par une lentille permet en effet d'obtenir dans le plan focal image la transformée de Fourier spatiale d'un objet positionné dans le plan focal objet. Dans notre cas, cela correspond à la distribution angulaire du rayonnement. Cela revient aux diagrammes de rayonnement obtenus dans le chapitre II par simulations FDTD. De la même manière, le passage du plan de Fourier à l'image réelle peut être réalisé par une lentille supplémentaire.

Le montage le plus souvent utilisé pour illustrer ces transformations est le montage dit « 4f », composé de deux lentilles  $L_1$  et  $L_2$  de focale  $f$  distantes de  $2f$  et schématisé en Figure IV-4. Si l'on positionne un élément dans le plan focal objet de la première lentille, on retrouve la

transformée de Fourier de cet élément au milieu des deux lentilles et de nouveau son image réelle dans le plan focal image de la seconde lentille.

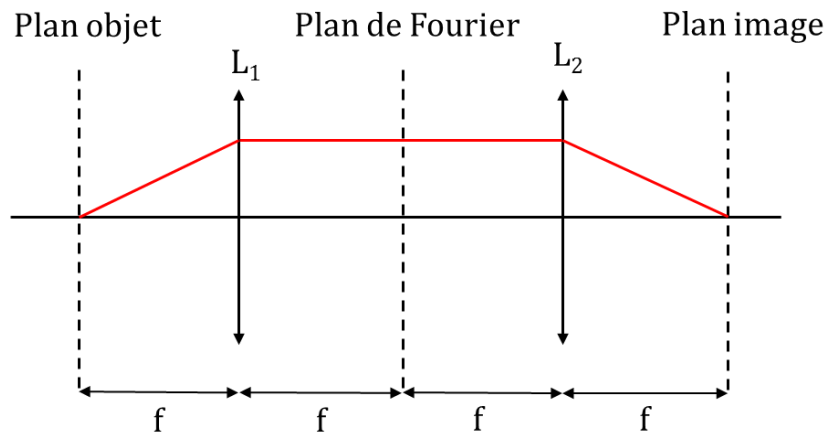


Figure IV-4: Schéma d'un montage  $4f$ , composé de deux lentilles  $L_1$  et  $L_2$  de focale  $f$  et distantes de  $2f$ . Ce type de montage permet d'effectuer la transformée de Fourier puis la transformée de Fourier inverse d'un objet positionné dans le plan focal objet de la première lentille.

### IV.1.3 Réalisation du montage de caractérisation dans le plan de Fourier

La lumière émise par les particules est collectée par un objectif. Le choix de cet objectif est important car son ouverture numérique détermine l'angle limite de rayonnement détecté par le montage. Il est important de choisir l'objectif avec l'ouverture numérique la plus élevée. De plus, il est préférable, pour faciliter l'alignement et la mise au point sur les zones émettrices, de limiter le grossissement ainsi que la distance de travail. Nous avons donc utilisé un objectif de grossissement 60 et d'ouverture numérique (ON) 0.85. La distance de travail est de 0,3 mm. A cette distance, l'image est formée à 170 mm. La lentille de Fourier est positionnée après le plan image de l'objectif. Enfin, une caméra est positionnée dans le plan image de cette lentille pour visualiser le plan de Fourier, c'est-à-dire le diagramme de rayonnement. Le schéma du montage est représenté en Figure IV-5. Une lentille de focale  $f_1 = 100$  mm a été utilisée comme lentille de Fourier. Un diaphragme est ajouté au niveau du plan focal image de l'objectif pour filtrer l'image.

D'un point de vue pratique, il est favorable de conserver l'alignement fibre – échantillon une fois celui-ci établi. C'est donc l'ensemble Objectif/Lentille/Caméra qui est positionné sur une platine 3 axes afin de réaliser l'alignement et la mise au point sur les zones émettrices. Une seconde branche, permettant de visualiser l'image réelle, est ajoutée au montage de visualisation

du plan de Fourier à l'aide d'un diviseur 50/50 en amplitude. Deux lentilles et une caméra sont ajoutées pour obtenir l'image réelle. Dans un premier temps, un montage avec une seule branche a été testé, le passage de l'image réelle au plan de Fourier étant réalisé avec une lentille amovible. Cependant, le retrait et l'ajout manuel de la lentille posait des problèmes de stabilité et la double visibilité de l'image s'est avérée bien plus confortable pour les déplacements sur l'échantillon.

Le montage a été réalisé en plusieurs étapes. Tout d'abord seuls l'objectif et une caméra ont été utilisés et positionnés de manière à obtenir sur la caméra une image d'un objet avec le grandissement indiqué par l'objectif, de manière à déterminer le plan focal image de l'objectif. Le diaphragme a été positionné dans ce plan focal image. Puis la lentille et la caméra ont été positionnées de manière à obtenir sur la caméra le plan de Fourier de l'objet focalisé. Un montage de type 4f a été réalisé sur la seconde branche pour obtenir l'image réelle sur une deuxième caméra. Le choix des focales respectivement de  $f_2 = 75 \text{ mm}$  et  $f_3 = 50 \text{ mm}$  a été fait notamment pour limiter l'encombrement de cette seconde branche.

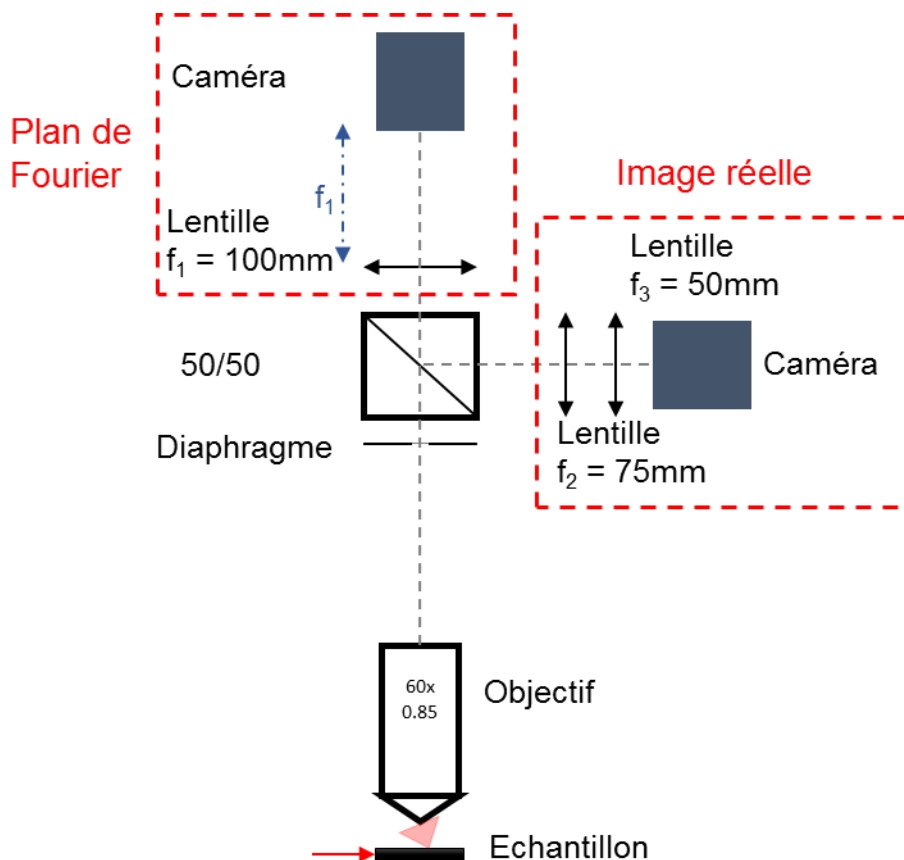


Figure IV-5: Schéma du montage de visualisation simultanée du plan de Fourier et de l'image réelle.

#### IV.1.4 Test du montage et calibration de l'objectif

Afin de tester ce montage, un échantillon dont la transformée de Fourier est connue a été utilisé. Il s'agit d'un réseau de lignes en chrome sur verre, de largeur  $10\ \mu\text{m}$  et de pas  $20\ \mu\text{m}$ . Une vue au microscope optique de ce réseau est représentée en Figure IV-6. La figure de diffraction théorique de cette structure est la combinaison de la diffraction par un réseau et de la diffraction par une fente.

On considère un faisceau laser à  $\lambda = 635\ \text{nm}$  collimaté envoyé avec une incidence normale sur l'échantillon positionné à l'horizontal. L'angle par rapport à la normale est  $\theta$ .

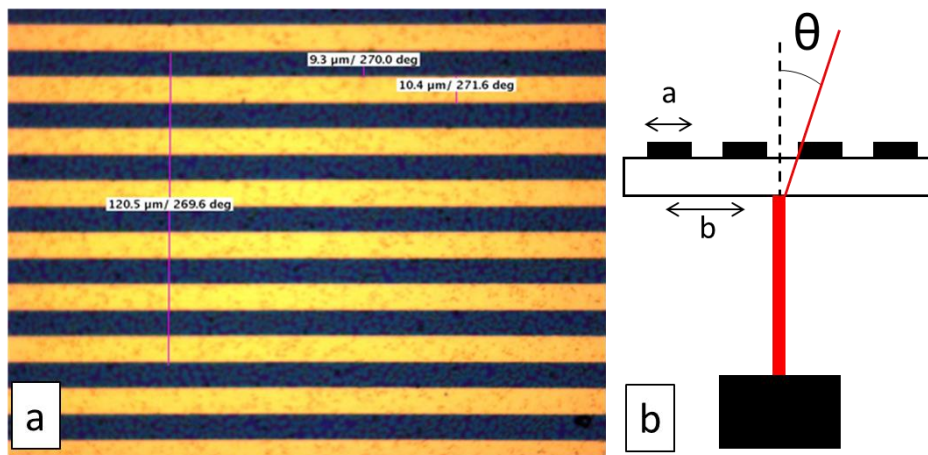


Figure IV-6: (a) Image en microscopie optique du réseau de lignes en chrome sur verre. Les lignes de chrome sont de largeur  $a = 10\ \mu\text{m}$  et de période  $b = 20\ \mu\text{m}$ . (b) Schéma de principe de l'illumination de l'échantillon test par un faisceau laser collimaté.

L'intensité  $I_f$  de la figure de diffraction par une fente de largeur  $a$  est proportionnelle à un sinus cardinal carré présentant des minima et maxima locaux espacés de  $\lambda/a$ , soit :

$$I_f \propto \left[ \frac{\sin \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}}{\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}} \right]^2 \quad (\text{IV-1})$$

La figure de diffraction d'un réseau de pas  $b$  est de période  $\lambda/b$ . L'intensité  $I_f$  associée est de la forme :

$$I_r \propto \left[ \frac{\sin \frac{N\pi b \sin \theta}{\lambda}}{N \sin \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda}} \right]^2 \quad (IV-2)$$

Avec N le nombre de fentes du réseau de diffraction.

Nous représentons en Figure IV-7 (a), (b) et (c) respectivement l'allure de l'intensité diffractée par une fente (a), par un réseau (b) et la combinaison des deux (c), en fonction de  $\sin \theta$ . Les paramètres  $a = 10 \mu\text{m}$ ,  $b = 20 \mu\text{m}$  et  $N = 10$  ont été utilisés. Pour le cas du réseau de fentes (c), un zoom a été réalisé sur les basses intensités.

La figure de diffraction correspond à la transformée de Fourier spatiale du motif éclairé. On doit donc obtenir une figure d'allure identique avec notre montage positionné au-dessus de l'échantillon.

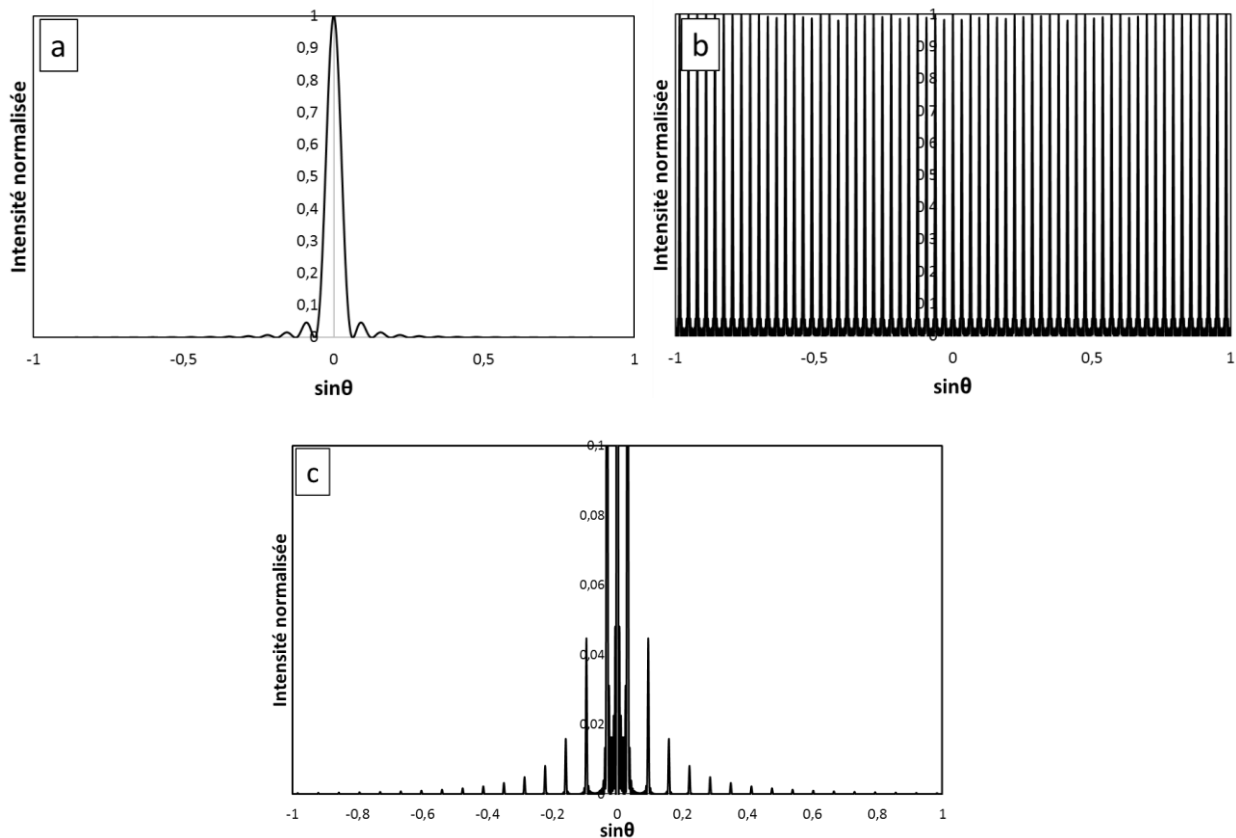


Figure IV-7: (a) tracé de la formule définie en équation (IV-1) avec  $a = 10 \mu\text{m}$ . (b) Tracé de la formule définie en équation (IV-2) avec  $N = 10$  et  $b = 20 \mu\text{m}$ . (c) Tracé du produit des formules définies en (IV-1) et (IV-2) avec les mêmes paramètres  $a$ ,  $b$  et  $N$ . L'ordonnée est restreinte entre 0 et 0,1.

Nous représentons en Figure IV-8 (a) l'image obtenue avec le montage positionné au-dessus de l'échantillon et une illumination de l'échantillon telle que schématisée en Figure IV-6 (b). Elle présente une zone saturée au centre et une série de spots lumineux d'intensité décroissante et alignés. Le profil est tracé en Figure IV-8 (b). On reconnaît l'allure de la figure de diffraction du réseau de fentes, avec des pics espacés de  $2\lambda/b$ . Un pic sur deux est en effet éteint par la figure de diffraction de la fente, car  $b = 2a$ . On peut donc déterminer l'ouverture numérique (ON), qui correspond à la valeur de  $\sin\theta$  limite capté par l'objectif, soit  $\sin\theta_{max}$ . On remarque sur le profil d'intensité les limites du plan de Fourier de l'objectif (pointillés bleus). Le diamètre est de 396 pixels, soit un rayon  $R_{PF}$  de 198 pixels. Pour calibrer la valeur de  $\sin\theta$ , on évalue le nombre de pixels  $T_p$  entre deux pics ( $2\lambda/b$ ) en moyennant sur l'équivalent de  $10\lambda/b$  (pointillés rouges). On obtient  $T_p = 15$  pixels. On en déduit donc :

$$ON = \sin\theta_{max} = \frac{2 R_{PF} \lambda}{T_p b} = 0,83 \quad (IV-3)$$

Ainsi, dans l'air, cela donne un angle limite  $\theta_{max} = 56^\circ$ .

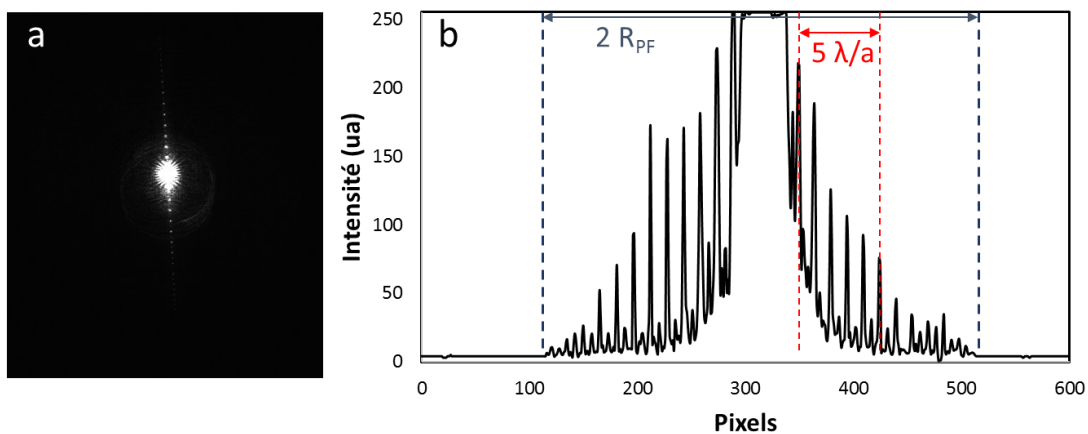


Figure IV-8: (a) Image obtenue du plan de Fourier de l'échantillon test illuminé selon le schéma en Figure IV-6 (b). (b) Profil d'intensité de l'alignement de points visible en (a).

## IV.2 Identification des caractéristiques des diagrammes de rayonnement

A l'aide de mesures préliminaires sur nos échantillons, nous allons d'abord identifier, interpréter et quantifier les caractéristiques des profils réels de rayonnement obtenus. Cela concerne 3 paramètres :

- la calibration de l'angle de rayonnement pour chaque période
- l'interprétation de la présence de doubles raies de rayonnement sur l'échantillon B1 (particules à côté du guide)
- l'analyse de la présence de disques sombres sur les diagrammes de rayonnement

2 échantillons, A1 et B1, ont été étudiés. Ils correspondent respectivement au cas de particules positionnées à côté et au-dessus du guide d'onde. Les deux configurations sont schématisées en Figure IV-9 (a) et (b).

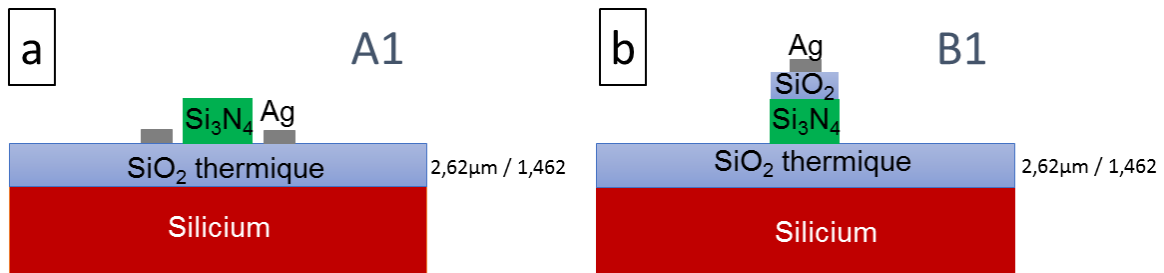


Figure IV-9: Structure des deux types d'échantillons fabriqués. (a) Cas de l'échantillon A1 avec les particules à côté du guide d'onde. (b) Cas de l'échantillon B1 avec les particules au-dessus du guide d'onde. L'ensemble est encapsulé dans une même couche de PMMA non représentée sur les schémas.

### IV.2.1 Variation de la période

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'échantillon A1, c'est-à-dire aux chaînes de particules positionnées à côté du guide d'onde. Pour une distance  $D' = 25$  nm, les images obtenues pour les 3 périodes 270 nm, 290 nm et 310 nm sont représentées respectivement en Figure IV-10 (a), (b) et (c). On observe une raie unique de rayonnement dans chaque cas et un décalage de ces raies vers les plus petits  $\theta$  quand la période augmente, conformément à la formule des réseaux de diffraction. Le rayonnement se fait bien en sens contraire du sens de propagation de la lumière dans le guide. On distingue par ailleurs des disques sombres sur l'ensemble des images enregistrées, pointés sur la Figure IV-10 (a) par des flèches rouges.

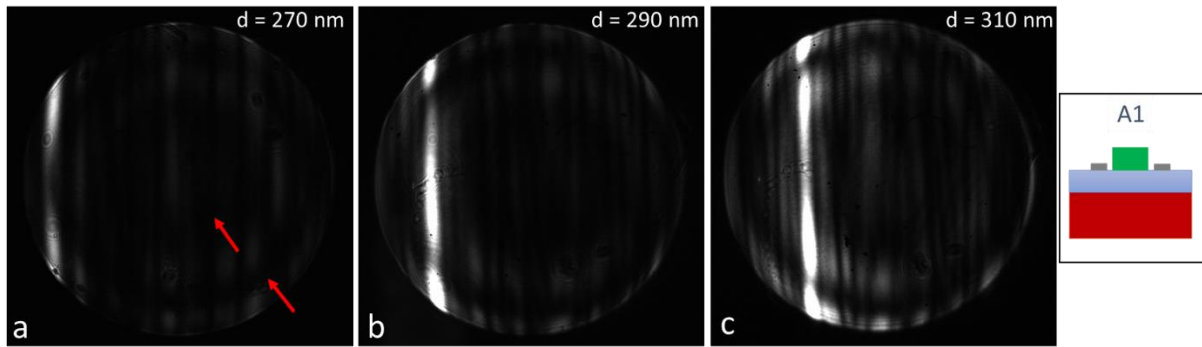


Figure IV-10: Rayonnement obtenu dans le plan de Fourier pour les 3 périodes 270 nm (a), 290 nm (b) et 310 nm (c), dans le cas de particules positionnées à côté du guide d'onde à  $D' = 125$  nm (échantillon A1).

Afin de quantifier les angles de rayonnement pour les différentes périodes, nous traçons sur les diagrammes obtenus expérimentalement les courbes iso- $\theta$  pour des valeurs  $\theta = 20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  et  $50^\circ$ . Comme dans le chapitre II, la référence  $\varphi = 0^\circ$  est prise à droite. L'évaluation des angles de rayonnement  $\theta$  est donc faite à  $\varphi = 180^\circ$ . Les diagrammes ainsi retracés avec les cercles iso- $\theta$  sont représentés en Figure IV-11 (a), (b) et (c). Les angles obtenus expérimentalement pour les périodes 270 nm, 290 nm et 310 nm sont respectivement  $42,7^\circ$ ,  $30,9^\circ$  et  $22,4^\circ$ . Les valeurs théoriques obtenues avec la formule des réseaux sont de  $41,7^\circ$ ,  $30,2^\circ$  et  $21,2^\circ$ . Un indice de silice de 1,5 a été pris, et un indice effectif du mode guidé de 1,687 (indice effectif obtenu en FDTD avec le même empilement de couches que pour les échantillons fabriqués, illustré en Figure IV-9 (a)). Les valeurs expérimentales et théoriques sont très similaires, avec un écart maximum de  $1,2^\circ$ . Cet écart peut être causé par exemple par des variations de largeur de guide pour les guides fabriqués.

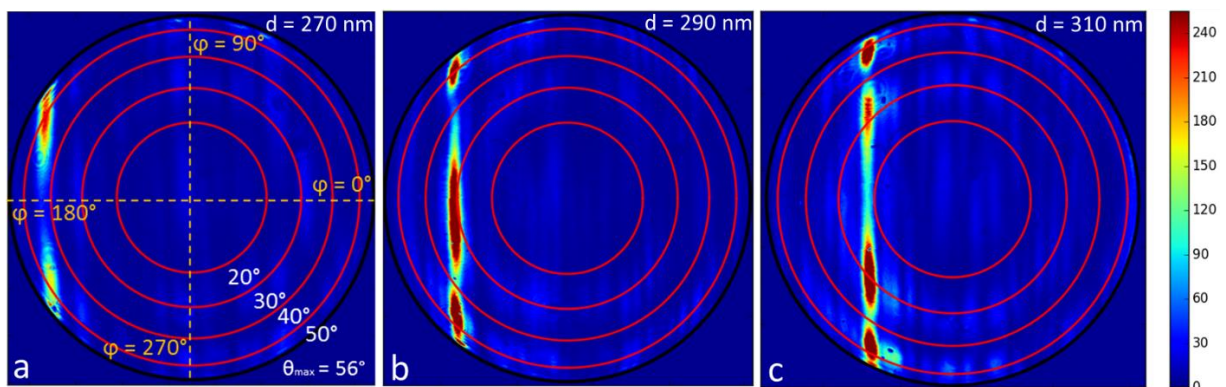


Figure IV-11: Rayonnement obtenu dans le plan de Fourier pour les 3 périodes 270 nm (a), 290 nm (b) et 310 nm (c), dans le cas de particules positionnées à côté du guide d'onde à  $D' = 125$  nm (échantillon A1).



Des images ont été prises pour les périodes  $d = 290$  nm et  $d = 310$  nm sur l'échantillon B1, soit le cas de particules positionnées au-dessus du guide, avec  $D = 170$  nm. Les images sont représentées respectivement en Figure IV-12 (a) et (b). Il y a deux raies de rayonnements distinctes pour les deux cas présentés. De plus, deux disques sombres sont également présents, mais semblent être positionnés à des angles  $\theta$  différents de ceux observés pour l'échantillon A1.

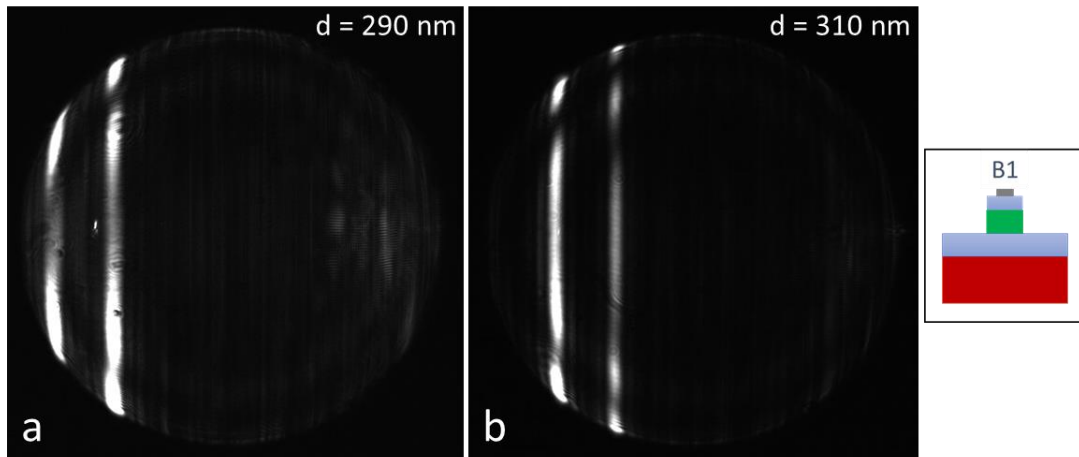


Figure IV-12: Rayonnement obtenu dans le plan de Fourier pour les 2 périodes 290 nm (a) et 310 nm (b), dans le cas de particules positionnées au-dessus du guide d'onde à  $D = 170$  nm (échantillon B1).

### IV.2.2 Disques sombres des diagrammes de rayonnement

Afin de mieux distinguer la présence de ces disques, deux images enregistrées avec un temps d'intégration plus long sont représentées en Figure IV-13 (a) et (b) respectivement pour les cas de particules à côté du guide d'onde et au-dessus du guide d'onde. Les disques sombres sont pointés par des flèches rouges, deux dans chaque cas mais à des angles  $\theta$  différents.

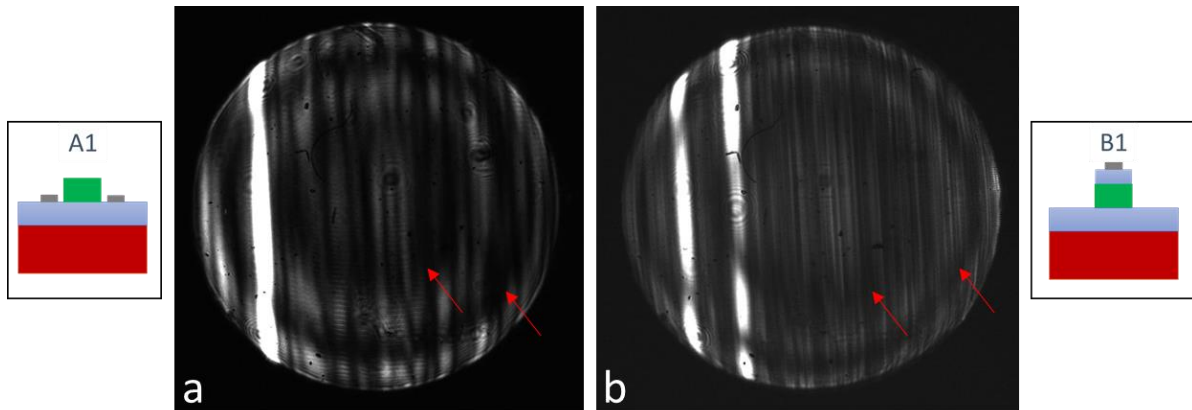


Figure IV-13: Rayonnement obtenu dans le plan de Fourier pour (a) l'échantillon A1 et (b) l'échantillon B1. Les images ont été volontairement saturées pour obtenir une meilleure visibilité des disques sombres indiqués par des flèches rouges.

La première hypothèse a été de relier ces disques sombres à des défauts optiques de l'objectif. D'autres objectifs avec différentes ouvertures numériques ont été testés avec le même montage et la présence de ces disques a toujours été observée. Ce n'est donc pas lié à l'objectif.

La seconde hypothèse concerne l'échantillon. En effet, la position des disques est un peu différente en fonction de l'échantillon utilisé. Ce qui différencie principalement les deux échantillons est l'empilement des couches diélectriques ( $\text{SiO}_2$  et  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), ainsi que la position des chaînes de particules dans cet empilement. Nous avons donc supposé des interférences entre le rayonnement des particules vers le haut (vers l'objectif, rayonnement que nous souhaitons initialement caractériser) et le rayonnement vers le bas potentiellement réfléchi sur le substrat silicium.

Dans le cas d'empilement de l'échantillon A1, plus simple, nous schématisons en Figure IV-14 (a) le parcours supposé des deux branches de rayonnement, vers le haut et vers le bas. La branche basse est réfléchi sur le substrat silicium en passant par la couche de silice thermique d'épaisseur mesurée par ellipsométrie de  $d = 2,62 \mu\text{m}$  et d'indice  $n = 1,462$ . Ceci induit une différence de marche qui provoque des interférences avec la partie rayonnée vers le haut. Afin de vérifier la concordance de cette hypothèse avec la présence et la position des disques sombres sur les images enregistrées, un modèle de base d'interférences est testé avec les paramètres de la couche de silice thermique ( $n$  et  $d$ ). On considère dans cette première approximation un indice homogène entre la couche de silice thermique et l'encapsulation en PMMA. On a donc une différence de marche  $\delta$  entre les deux chemins :

$$\delta = 2 d n \cos \theta \quad (IV-4)$$

Le déphasage  $\varphi$  est donc :

$$\varphi = \frac{2\pi \delta}{\lambda} = \frac{4\pi d n \cos \theta}{\lambda} \quad (IV-5)$$

Et on a donc concernant l'intensité  $I_{int}$  :

$$I_{int} \propto 1 + \cos \varphi = 1 + \cos \left( \frac{4\pi d n \cos \theta}{\lambda} \right) \quad (IV-6)$$

Avant d'atteindre l'objectif, les faisceaux lumineux passent dans l'air, ce qui induit un changement d'angle selon la loi de Snell-Descartes. Le nouvel angle  $\theta'$  est :

$$\theta' = \sin^{-1}(n \sin \theta) \quad (IV-7)$$

L'intensité relative  $I_{int}$  en fonction de l'angle  $\theta'$  est tracée en Figure IV-14 (b). L'angle de coupure de l'objectif, de  $56^\circ$ , est symbolisé par la ligne pointillée rouge. On observe deux creux d'intensité dans la gamme d'angles captée par l'objectif, assimilables aux disques sombres observés dans le plan de Fourier, ce qui conforte notre hypothèse. Cependant, pour aller plus loin et notamment comparer précisément les angles de ces extinctions, il est intéressant de reproduire la structure complète en FDTD.

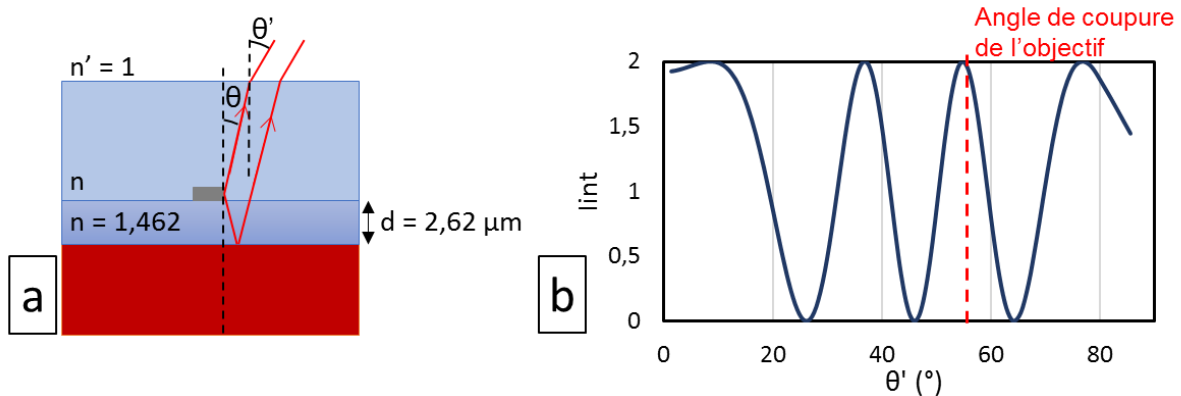


Figure IV-14: (a) Schéma du trajet supposé des deux branches du rayonnement dans le cas de l'échantillon A1. La partie rayonnée vers le haut a un trajet direct et la partie rayonnée vers le bas est réfléchiée sur le silicium en passant par la couche de silice thermique. (b) Tracé de l'intensité normalisée en fonction de  $\theta'$  de l'interférence entre les deux branches de rayonnement.

En reprenant les mêmes paramètres de simulations que ceux utilisés dans le Chapitre II, le substrat silicium ainsi que les couches de silice thermique ( $n = 1,462$ , épaisseur de  $2,62 \mu\text{m}$ ), silice PECVD ( $n = 1,47$ , épaisseur de  $170 \text{ nm}$ ) et PMMA ( $n = 1,5$ ) sont implémentés avec les indices et épaisseurs mesurées par ellipsométrie. Afin de tester les phénomènes d'interférences liées au substrat silicium, les particules sont remplacées par un unique dipôle élémentaire, positionné au même niveau et orienté selon  $(Oy)$ , soit la même orientation que pour une polarisation TE. Les diagrammes de rayonnement dans le demi-plan supérieur, à  $635 \text{ nm}$  sont représentés en Figure IV-15 pour diverses configurations. Pour une meilleure lisibilité, les cercles iso- $\theta$  sont représentés par des cercles concentriques rouges sur chaque image, pour les valeurs  $\theta = 20^\circ$ ,  $\theta = 30^\circ$ ,  $\theta = 40^\circ$  et  $\theta = 50^\circ$ . De plus, les données pour des angles au de-là de  $\theta_{\text{max}} = 56^\circ$  ne sont pas représentées.

Une référence sans silicium est représentée en Figure IV-15 (a) dans le cas d'un dipôle positionné en bas du guide d'onde. Le même cas avec silicium est représenté en Figure IV-15 (b), démontrant bien les interférences causées par ce dernier. Enfin, le rayonnement dans le cas où le dipôle est positionné à une hauteur de  $170 \text{ nm}$  au-dessus du guide d'onde est représenté en Figure IV-15 (c).

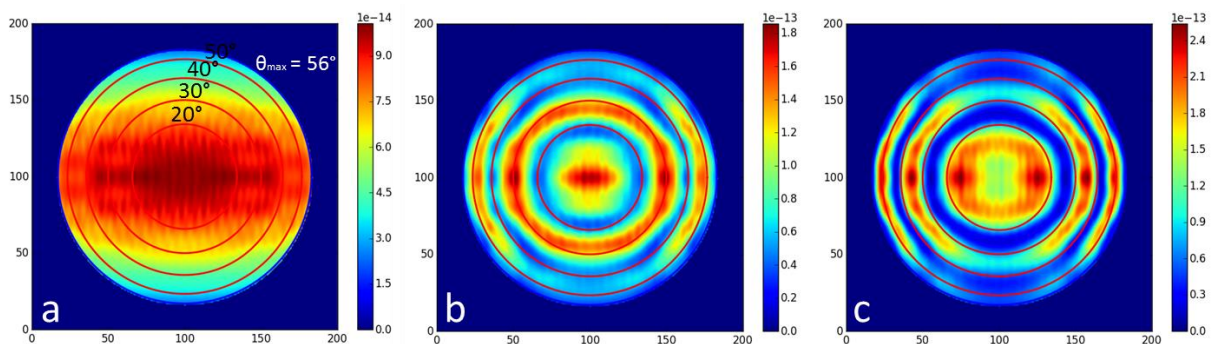


Figure IV-15: Rayonnement par des dipôles dans plusieurs configurations. (a) sans substrat de silicium. (b) avec substrat de silicium, dans le cas d'empilement de couches schématisé en Figure IV-9 (a) (particules à-côté du guide, échantillon A1). (c) Avec substrat de silicium dans le cas d'empilement de couches schématisé en Figure IV-9 (b) (particules au-dessus du guide, échantillon B1).

Les diagrammes de rayonnement pour ces deux derniers cas sont différents, avec un positionnement différent des deux disques sombres, du fait de l'empilement de couches diélectriques différentes. Ceci permet de justifier le positionnement différent des disques sombres pour les deux cas expérimentaux. Il est cependant difficile de comparer les positionnements précis des disques pour les cas dipolaires et expérimentaux du fait du différent type de source.

Ces interférences ont pour conséquence de modifier les diagrammes de rayonnement par les particules, en comparaison avec ceux présentés dans le chapitre II sans silicium. Dans la suite de ce chapitre, tous les résultats de simulation présentés ont été effectués avec un substrat silicium.

Ces interférences altèrent différemment le rayonnement en fonction du positionnement en  $\theta$  du lobe d'émission, la situation pouvant être soit favorable, soit défavorable au niveau des zones d'extinction.

### IV.2.3 Double raie de rayonnement

Afin d'expliquer la présence de ces deux raies, plusieurs pistes ont été explorées. Nous avons pensé dans un premier temps à de possibles réflexions du rayonnement sur l'objectif induisant une deuxième raie. Cependant, ce phénomène n'a jamais été observé dans le cas de particules à côté du guide d'onde.

La seconde hypothèse est liée à la largeur des guides d'onde. Nous avons en effet expliqué dans le chapitre III que la gravure des guides d'onde après la fabrication des particules pouvait entraîner des difficultés de dimensionnement de la largeur du guide d'onde, d'autant plus avec la présence dans notre cas d'une couche de 170 nm de silice au-dessus du guide d'onde. La gravure de cette couche de silice risque de réduire les dimensions du masque de résine et donc la largeur finale du guide d'onde. Ce phénomène avait été anticipé en augmentant les dimensions des guides d'onde sur les masques de lithographie électronique à 500 nm au lieu de 350 nm habituellement. Le guide d'onde est finalement bien plus large que les 300 nm visés dans les autres cas. Ainsi, le guide n'est probablement plus monomode et la présence de deux modes justifierait la présence des deux raies, une pour chaque mode, à des angles  $\theta$  déterminés par leur indice effectif.

Les indices effectifs  $n_{\text{eff}}$  des modes TE 00 et TE 10 ont été calculés à partir du logiciel Lumerical pour différentes largeurs de guide d'onde, à 635 nm. Les valeurs sont indiquées dans le Tableau IV-1, pour 4 largeurs  $W$  : 375 nm, 385 nm, 400 nm et 425 nm. La coupure du mode TE 10 apparaît entre 375 nm et 385 nm. Au de-là de 385 nm, deux modes sont présents.

neff @635 nm	W = 375 nm	W = 385 nm	W = 400 nm	W = 425 nm
mode TE 00	1,725	1,731	1,735	1,741
mode TE 10		1,496	1,505	1,512

Tableau IV-1: Indices effectifs des modes guidés TE fondamental (TE 00) et TE d'ordre supérieur (TE 10) pour les 4 largeurs de guides de 375 nm à 425 nm.

Nous avons simulé des cas de guide de différentes largeurs et introduit en FDTD un mode TE d'ordre supérieur. Nous avons considéré une chaîne de 50 particules au-dessus du guide d'onde, de période 310 nm. Les résultats pour des largeurs de 385 nm, 400 nm et 425 nm sont respectivement représentés en Figure IV-16 (a), (b) et (c). Deux raies sont bien présentes. La raie la plus à droite (pointée par la flèche rouge) correspond au mode TE fondamental, l'autre (flèche blanche) au mode TE d'ordre supérieur.

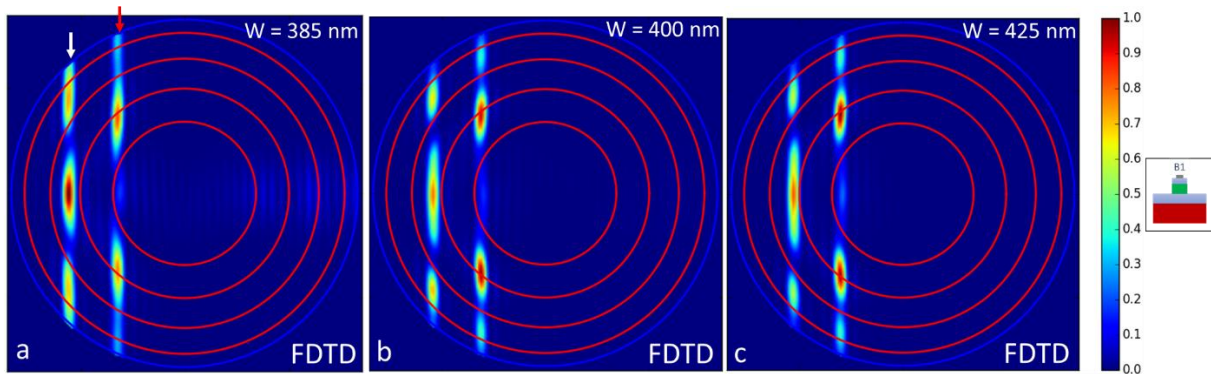


Figure IV-16: Diagrammes de rayonnement FDTD avec deux modes TE injectés dans le guide pour des particules à  $D = 170$  nm au-dessus du guide d'onde, pour 3 largeurs de guide différentes : (a) 385 nm, (b) 400 nm et (d) 425 nm.

Pour discuter des caractéristiques de ces raies de rayonnement, nous considérons leur position en  $\theta$  à  $\varphi = 180^\circ$ . Lorsque la largeur du guide augmente, les raies du mode fondamental et du mode d'ordre supérieur sont décalées vers les plus petites valeurs de  $\theta$ , comme prévues par les valeurs des indices effectifs du Tableau IV-1.

Afin de déduire la largeur des guides de l'échantillon B1,  $W_{B1}$ , nous comparons les positions angulaires des deux raies entre un exemple mesuré et les diagrammes obtenus par FDTD présentés en Figure IV-16. Dans un premier temps, nous traçons en Figure IV-17 (a) le diagramme expérimental obtenu sur l'échantillon B1 pour une seule chaîne de 50 particules au-dessus du guide d'onde, de période 310 nm.

Nous traçons les profils en  $\theta$  à  $\varphi = 180^\circ$  (ligne pointillée rouge en Figure IV-17 (a)) pour les différents cas, en Figure IV-17 (b). On observe deux pics pour les deux raies, expérimentalement à  $17,7^\circ$  et  $33,5^\circ$  respectivement pour les modes TE 00 et TE 10, avec un pic bien marqué pour la raie TE 10. Le pic TE 10 expérimental est positionné au niveau de celui du cas  $W = 385$  nm. On en déduit donc une largeur de guide approximative de 385 nm pour le guide fabriqué.

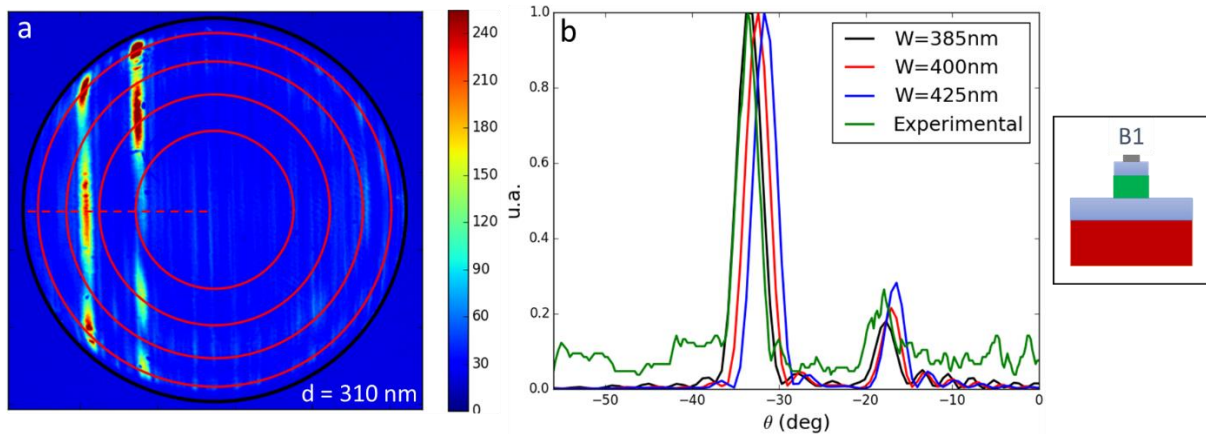


Figure IV-17: (a) Diagramme de rayonnement obtenu sur l'échantillon B1, dans une configuration à une seule chaîne de 50 particules de période  $d = 310$  nm, décrit sur les profils angulaires comme le cas « Experimental ». (b) Profil du rayonnement décrivant la ligne pointillée rouge représentée en (a), soit une coupe en  $\theta$  pour  $\varphi = 180^\circ$ , pour 3 valeurs de  $W$  et le cas expérimental.

Dans un second temps, nous considérons une seconde configuration de l'échantillon B1 : le cas de deux chaînes de 50 particules, espacées de 180 nm, au-dessus du guide d'onde, de période 310 nm. Le diagramme obtenu expérimentalement est tracé en Figure IV-18 (a). Nous traçons son profil  $\theta$  à  $\varphi = 180^\circ$ , ainsi que ceux de cas FDTD présentés en Figure IV-18 (b). Comme on peut l'observer sur le diagramme de rayonnement, les raies sont à des angles  $\theta$  plus petits que dans le cas précédent d'une chaîne unique de particules ( $16,6^\circ$  contre  $17,7^\circ$  et  $31,5^\circ$  contre  $33,5^\circ$ ), traduisant une largeur de guide supérieure dans ce cas. On peut voir sur le profil en  $\theta$  que le pic expérimental est positionné au niveau de celui du cas  $W = 425$  nm.

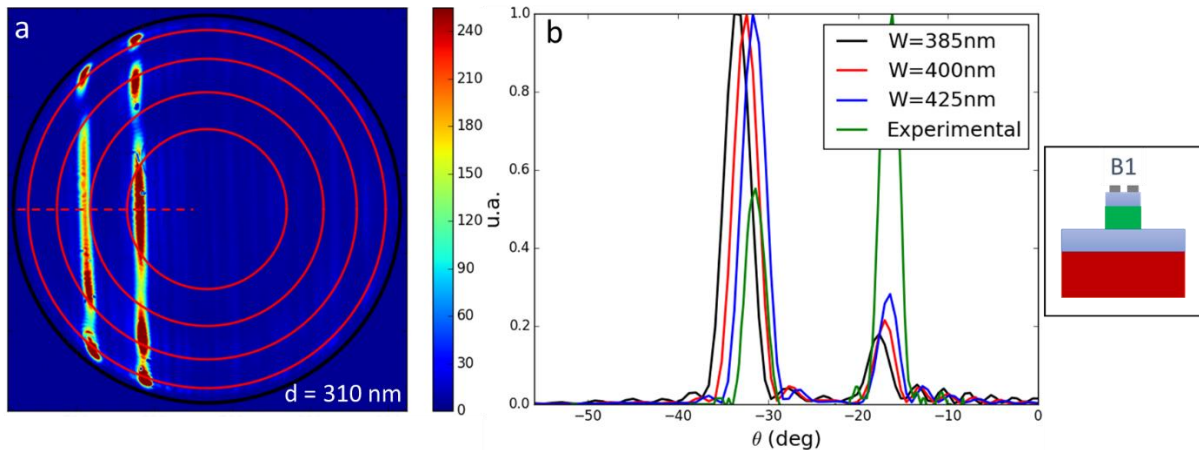


Figure IV-18: (a) Diagramme de rayonnement obtenu sur l'échantillon B1, dans une configuration à 2 chaînes de 50 particules de période  $d = 310$  nm. (b) Profil du rayonnement décrivant la ligne pointillée rouge représentée en (a), soit une coupe en  $\theta$  pour  $\varphi = 180^\circ$ , pour 3 valeurs de  $W$  et le cas expérimental.

Nous utiliserons respectivement ces deux valeurs de guide,  $W = 385$  nm et  $W = 425$  nm dans la partie suivante pour interpréter les diagrammes de rayonnement des configurations d'une chaîne et de deux chaînes de particules de l'échantillon B1. Cette variation de largeur de guide entre les deux configurations peut être due à des différences lors de l'écriture ou la gravure.

### IV.3 Mesure du rayonnement et interprétation

Nous allons dans cette partie présenter les diagrammes de rayonnement obtenus pour différents paramètres. Nous commencerons par l'échantillon A1. Nous nous intéresserons ensuite à l'échantillon B1. Nous étudierons enfin l'efficacité de couplage et donnerons une évaluation de la puissance rayonnée dans un cas exemple.

#### IV.3.1 Echantillon A1 (particules à côté du guide d'onde)

Comme détaillé dans le chapitre précédent, l'échantillon A1 est composé de plusieurs blocs avec des paramètres variables :

- La distance au guide  $D'$  avec 4 valeurs : 25 nm, 75 nm, 125 nm et 175 nm.
- La période des chaînes de particules  $d$  avec 3 valeurs : 270 nm, 290 nm et 310 nm.
- Le nombre de particules  $N$  : 40 et 50.
- La taille des particules, avec deux valeurs de  $a_y$  : 50 nm et 60 nm.



En raison de l'ouverture numérique de 0,83 de l'objectif, le rayonnement des chaînes de période  $d = 270$  nm est localisé en bord du champ perçu, comme on l'a vu en Figure IV-10 (a), ce qui limite fortement sa visibilité. Pour ces raisons, le rayonnement des structures de période  $d = 270$  nm ne sera pas traité.

**Période  $d = 290$  nm :** Nous commençons donc l'analyse des résultats par le cas  $d = 290$  nm et  $D' = 25$  nm. Les images du rayonnement de 3 structures présentant ces paramètres sont représentées en Figure IV-19. Ces trois images sont obtenues avec des structures identiques composées de particules de taille  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm. Outre les niveaux d'intensité, qui dépendent de nombreux paramètres, les diagrammes de rayonnement sont semblables, traduisant une bonne reproductibilité des structures.

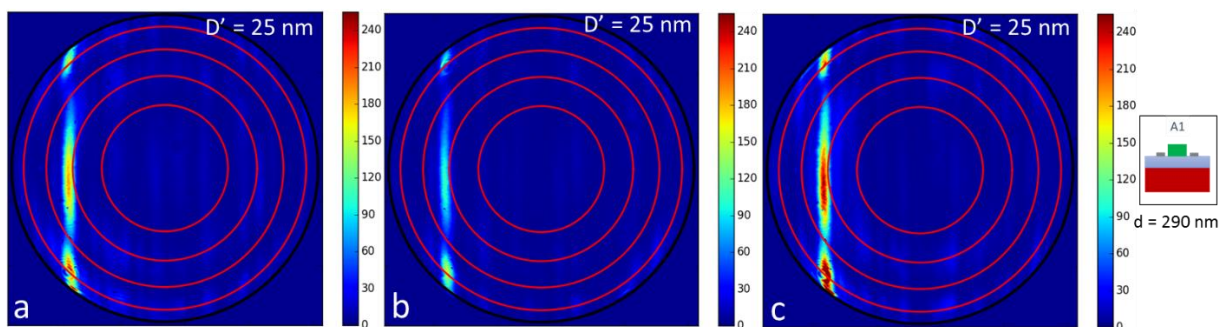


Figure IV-19: Diagrammes de rayonnement obtenus sur l'échantillon A1 pour 3 chaînes de particules identiques ( $N = 50$ ,  $d = 290$  nm,  $D' = 25$  nm,  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm).

Nous avons vu dans le chapitre II que l'allure du diagramme du rayonnement dépendait très peu de la taille des particules (dans cette gamme de taille). Pour étudier ce paramètre, nous traçons en Figure IV-20 les diagrammes de rayonnement obtenus sur des chaînes de particules uniquement de taille  $a_y$  différente, 60 nm contre 50 nm en Figure IV-19. Tous les autres paramètres sont les mêmes. Ces diagrammes sont semblables entre eux mais différents de ceux représentés en Figure IV-19. L'allure générale est composée d'un lobe principal et deux lobes secondaires, mais dans le second cas ( $a_y = 60$  nm), le motif est plus centré, symétrique et resserré. Le lobe principal est moins étendu. Il semble que dans le premier cas ( $a_y = 50$  nm), les deux chaînes ne soient pas tout à fait symétriques par rapport au centre du guide d'onde, induisant un diagramme de rayonnement légèrement décentré et non symétrique.

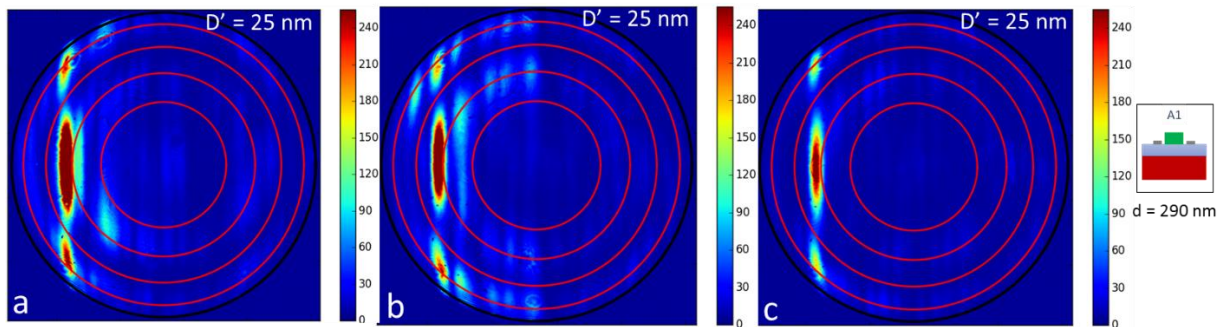


Figure IV-20: Diagrammes de rayonnement obtenus sur l'échantillon A1 pour 3 chaînes de particules identiques ( $N = 50$ ,  $d = 290$  nm,  $D' = 25$  nm,  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 60$  nm).

Ces résultats sont comparés avec les résultats FDTD, obtenus avec les mêmes paramètres  $N$ ,  $d$  et  $D'$ , et en prenant  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 50$  nm. Le diagramme de rayonnement est tracé en Figure IV-21. En comparaison avec les diagrammes en Figure IV-20, l'intensité des lobes secondaires est bien plus faible et ceux-ci sont plus resserrés. L'angle  $\theta$  à  $\varphi = 180^\circ$  du lobe principal est un peu plus élevé, de  $1,5^\circ$  ( $30^\circ$  en FDTD contre  $31,5^\circ$  expérimentalement). Ceci est probablement lié à la légère différence entre la largeur du guide fabriqué et celle du guide simulé (300 nm).

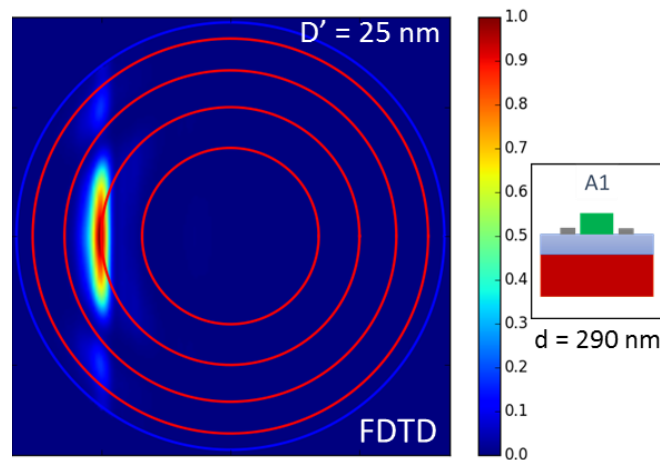


Figure IV-21: Diagramme de rayonnement obtenu par FDTD pour une structure avec les caractéristiques suivantes :  $N = 50$ ,  $d = 290$  nm,  $D = 25$  nm,  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 50$  nm.

**Nombre de particules :** Nous allons maintenant analyser l'influence du nombre de particules des chaînes  $N$ . D'après les résultats FDTD obtenus dans le chapitre II, plus  $N$  est grand et plus la largeur du lobe en  $\theta$  est faible. Des chaînes de 40 et 50 particules ont été fabriquées. Les diagrammes de rayonnement, qu'ils soient obtenus expérimentalement ou en FDTD sont assez similaires pour les deux cas. Ainsi, pour percevoir la différence, nous traçons le profil normalisé en  $\theta$  à  $\varphi = 180^\circ$  en

Figure IV-22 (a) et (b) respectivement pour le cas expérimental et le cas simulé. Dans le cas expérimental, c'est la configuration  $a_y = 60$  nm qui a été utilisée.

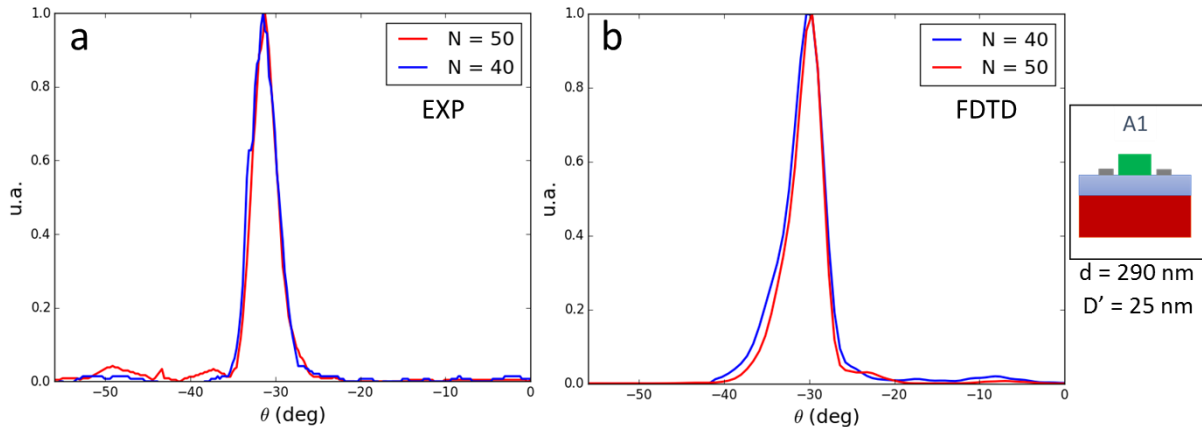


Figure IV-22: Profil en  $\theta$  à  $\varphi = 180^\circ$  (a) dans le cas expérimental,  $a_y = 60$  nm et (b) dans le cas FDTD, pour des structures de  $N = 40$  et  $50$  particules,  $d = 290$  nm et  $D = 25$  nm.

Les profils pour  $N = 40$  et  $50$  sont proches, avec une largeur à mi-hauteur plus faible pour le cas  $N = 50$ . En FDTD, les largeurs à mi-hauteur sont respectivement de  $4,5^\circ$  et  $3,9^\circ$  pour  $N = 40$  et  $N = 50$ . Elles sont plus faibles dans le cas expérimental :  $4,0^\circ$  pour  $N = 40$  et  $3,3^\circ$  pour  $N = 50$ .

**Influence de  $D'$  :** Les résultats pour  $d = 290$  nm dans les cas  $D' = 75$  nm et  $D' = 125$  nm sont représentés en Figure IV-23, respectivement (a) et (c) pour les cas expérimentaux et (b) et (d) pour les cas simulés. Les cas  $a_y = 50$  nm sont présentés pour les cas expérimentaux. Les motifs, en particulier celui à  $D' = 125$  nm, sont plus symétriques que pour  $D' = 25$  nm. Concernant l'angle  $\theta$ , il est toujours de  $30^\circ$  en FDTD pour les deux valeurs de  $D'$ . Expérimentalement, on obtient  $32,1^\circ$  pour  $D' = 75$  nm et  $30,2^\circ$  pour  $D' = 125$  nm. Ces faibles écarts sont comme pour  $D' = 25$  nm probablement liés à de légères différences de largeur de guide.

De plus, le cas  $D' = 125$  nm présente des niveaux de lobes secondaires bien plus faibles, semblables au motif simulé. D'après les résultats du chapitre II, le niveau des lobes secondaires devrait augmenter quand  $D'$  augmente (Figure II-26). Nous avons aussi observé dans le chapitre II que le rapport de forme influence le niveau des lobes secondaires. En particulier, plus  $a_x$  est grand vis-à-vis de  $a_y$  et plus le niveau des lobes secondaires est grand (Figure II-28). Bien que les tailles des particules aient été codées identiquement pour toutes les valeurs de  $D'$ , nous avons souligné dans le chapitre III la difficulté de maîtriser les dimensions des particules à côté du guide d'onde en raison du profil de résine variable (schéma du profil supposé de résine en Figure III-15).

Il est donc possible que le rapport  $a_x/a_y$  augmente quand  $D'$  diminue, faisant augmenter le niveau des lobes secondaires.

Dans ce cas  $d = 290$  nm, les interférences ne perturbent pas le diagramme de rayonnement, le lobe central étant bien présent et non altéré. Il semble même que le jeu des interférences constructives améliore la directivité du rayonnement. Pour observer ce phénomène, nous représentons en Figure IV-24 le diagramme de rayonnement d'une structure identique à celle de la Figure IV-23 (c) et (d) ( $d = 290$  nm,  $D' = 125$  nm), mais sans substrat silicium.

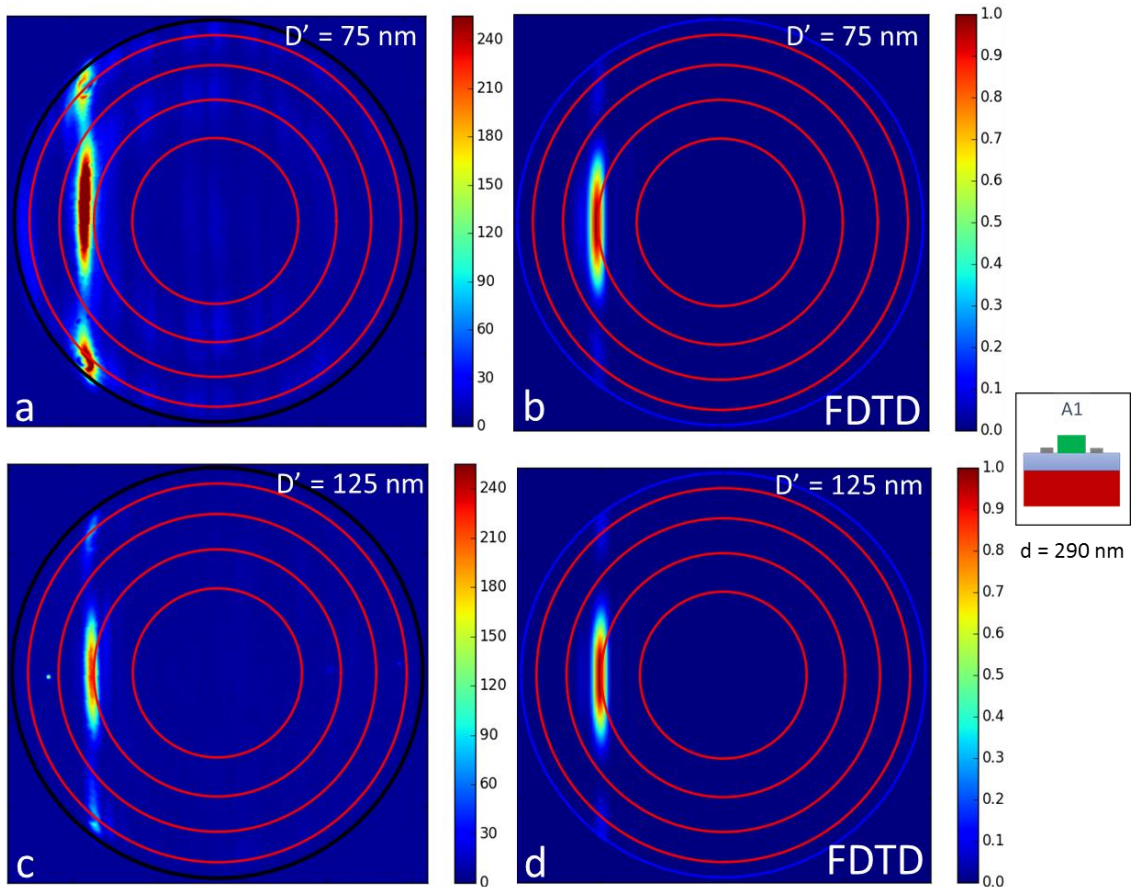


Figure IV-23: Diagrammes de rayonnement de structures de paramètres  $N = 40$ ,  $d = 290$  nm,  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm pour les cas expérimentaux et  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 50$  nm pour les cas simulés. (a) et (b)  $D' = 75$  nm respectivement résultat expérimental et simulé. (c) et (d)  $D' = 125$  nm respectivement résultat expérimental et simulé.

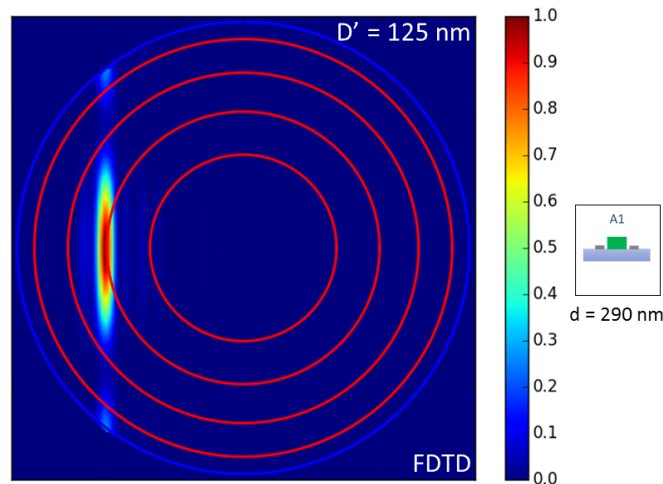


Figure IV-24: Diagramme de rayonnement d'une structure de paramètres  $N = 40$ ,  $d = 290$  nm,  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 50$  nm obtenu en FDTD avec  $D' = 125$  nm et sans substrat silicium.

Le lobe principal paraît plus large que ceux des diagrammes obtenus avec substrat silicium, expérimentalement et en FDTD (Figure IV-23 (c) et (d)). Cependant, pour caractériser quantitativement cette différence, nous traçons en Figure IV-25 les profils en  $\alpha$  pour ces 3 diagrammes. Ils confirment que le lobe principal est plus large sans substrat silicium : largeur à mi-hauteur de  $47^\circ$  contre  $42^\circ$  avec silicium en FDTD et  $40^\circ$  expérimentalement, ce qui confirme l'amélioration de la directivité. De plus, les profils confirment les observations générales sur les diagrammes expérimentaux : ils sont légèrement décentrés et les niveaux des lobes secondaires sont plus importants qu'en FDTD. Comme nous l'avons dit précédemment, ceci est peut-être dû à rapport  $a_x/a_y$  plus grand que prévu (voir Figure II-28), sachant que d'après les quelques tests de calibration réalisés, il est plus probable d'avoir un  $a_x$  réalisé plus grand que celui codé.

En ce qui concerne le niveau des lobes secondaires des cas FDTD avec et sans silicium, on observe une grande diminution dans le cas avec silicium, causée donc par les interférences. Dans le cas avec silicium, le niveau des lobes secondaires n'atteint que 0,1 et le profil est plus aplati. Ainsi, cette configuration devient théoriquement particulièrement intéressante pour l'application.

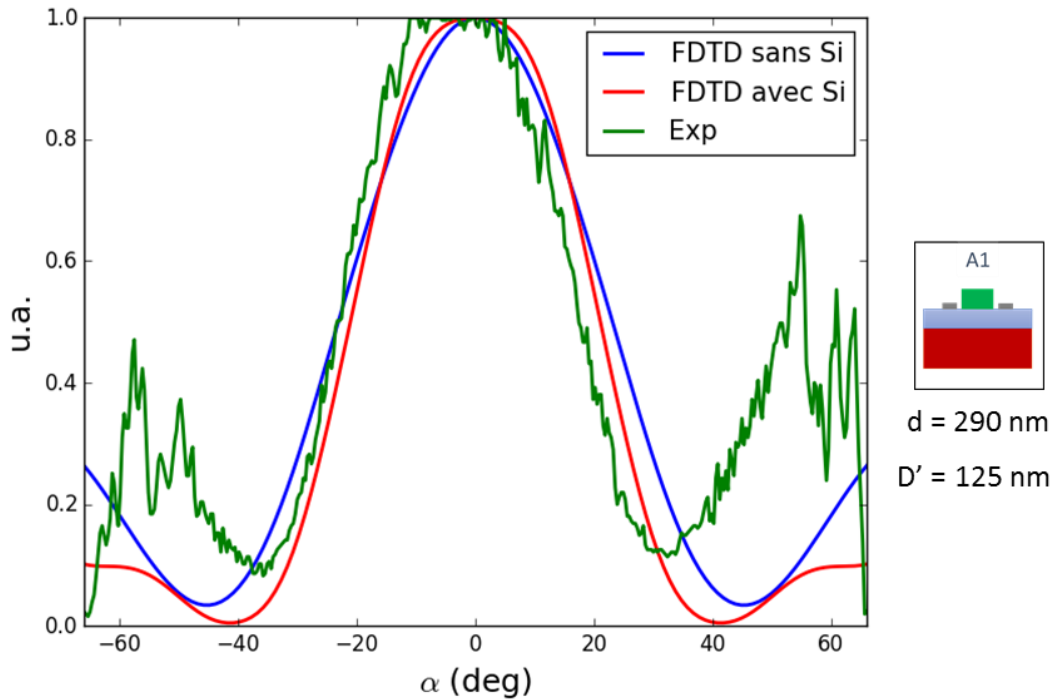


Figure IV-25: Profil  $\alpha$  à  $\theta = 30^\circ$  (valeur maximum du lobe d'émission) obtenu pour  $D' = 125$  nm, expérimentalement (vert), par FDTD avec un substrat silicium (rouge) et par FDTD sans substrat silicium (bleu).

En ce qui concerne les cas  $D' = 175$  nm, aucun rayonnement ou un rayonnement trop faible a été observé pour être discerné du bruit et exploité.

**Période  $d = 310$  nm :** les diagrammes de rayonnement obtenus avec des chaînes de particules de période 310 nm ( $D = 25$  nm) sont représentés en Figure IV-26 (a), (b) et (c), respectivement pour les cas expérimentaux  $a_y = 50$  nm,  $a_y = 60$  nm et le cas FDTD. Contrairement aux précédents et aux résultats du chapitre II, les diagrammes ne présentent pas de lobes principaux centraux. Cette modification du motif est le fruit des interférences liées à la réflexion sur le substrat silicium. Comme évoqué dans la partie précédente, la position des disques d'extinction peut être défavorable en cas d'intersection avec le motif de rayonnement et dans le cas de la période de 310 nm, l'intersection a lieu autour de  $\varphi = 180^\circ$ , ce qui est particulièrement défavorable.

Comme dans le cas  $d = 290$  nm, les différents lobes sont plus resserrés dans le cas  $a_y = 60$  nm que dans le cas  $a_y = 50$  nm. Le resserrement est encore plus grand en FDTD. De même, l'intensité relative des lobes secondaires est plus importante pour les résultats expérimentaux. L'angle  $\theta$  à  $\varphi = 180^\circ$  est également un peu plus élevé en pratique, du fait d'une largeur de guide différente.

Des motifs similaires ont été obtenus pour  $D' = 75$  nm et  $D' = 125$  nm (diagrammes non représentés).

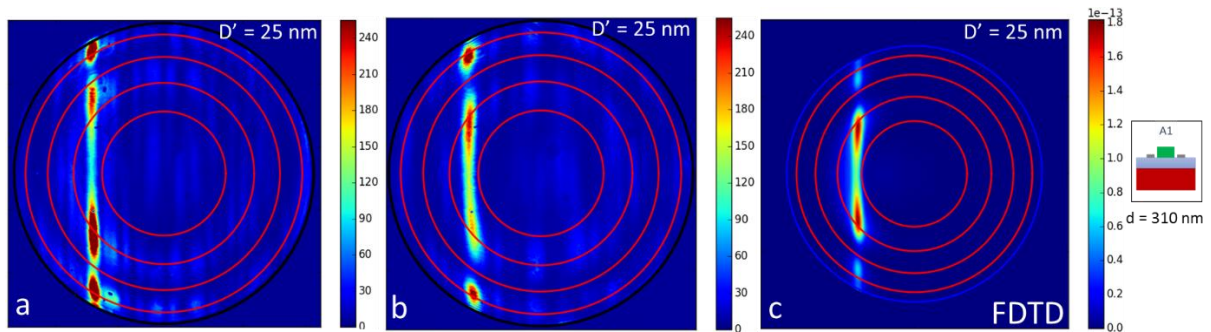


Figure IV-26: Diagrammes de rayonnement des structures de paramètres  $N = 40$ ,  $d = 310$  nm,  $D = 25$  nm. (a) et (b) dans le cas expérimental avec  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 50$  nm (a) et  $60$  nm (b). (c) dans le cas FDTD avec  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 50$  nm.

### IV.3.2 Echantillon B1

L'échantillon B1 est également composé de plusieurs blocs avec les paramètres suivants :

- La période des chaînes de particules  $d$  avec 3 valeurs : 270 nm, 290 nm et 310 nm.
- Le nombre de particules  $N$  : 40 et 50.
- La taille des particules, avec trois valeurs de  $a_y$  : 30 nm, 40 nm et 50 nm.
- Une chaîne de particules ou deux chaînes identiques espacées centre à centre de  $G = 180$  nm.

Pour cet échantillon, seul le cas  $d = 310$  nm a été observé. Les particules de taille  $a_y = 30$  nm n'ont pas permis l'observation d'un rayonnement suffisamment intense pour être caractérisé. Les résultats présentés concernent des structures avec des particules de taille  $a_y = 40$  nm. Les résultats expérimentaux et simulés (largeur de guide  $W = 385$  nm) sont représentés en Figure IV-27, respectivement (a) et (b), pour une chaîne de particules. Les motifs sont similaires avec deux raies en raison des deux modes guidés. Cependant, le diagramme de rayonnement expérimental est asymétrique en intensité. De plus, comme pour la plupart des cas observés, le motif est plus étendu dans le cas expérimental.

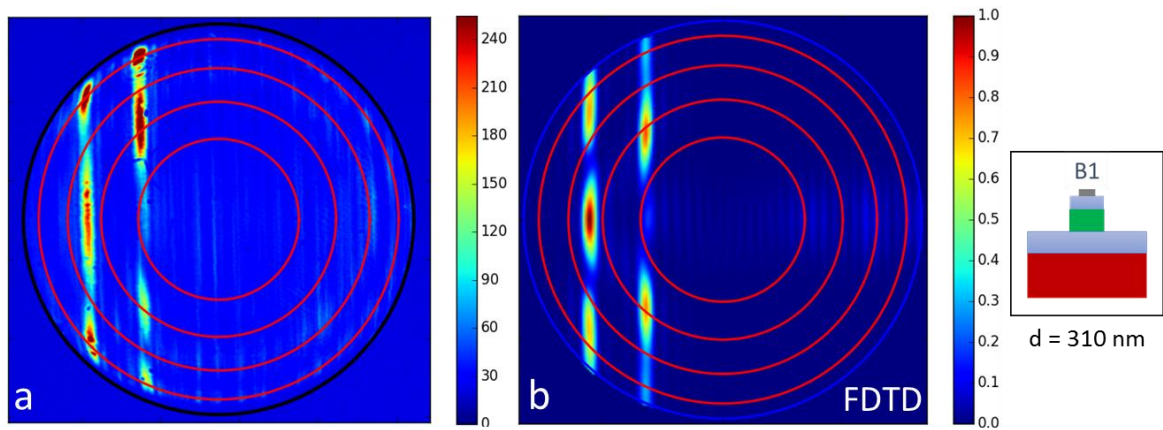


Figure IV-27: Diagrammes de rayonnement de structures d'une chaîne de particules de paramètres  $N = 40$ ,  $d = 310$  nm,  $a_x = 30$  nm et  $a_y = 40$  nm pour les cas expérimentaux et  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 50$  nm pour les cas simulés. (a) expérimental et (b) FDTD avec un guide de largeur  $W = 385$  nm.

Les diagrammes de rayonnement obtenus dans les mêmes configurations avec deux chaînes de particules espacées de  $G = 180$  nm sont représentés en Figure IV-28 (a), et (b) pour les cas expérimentaux et simulés (largeur de guide  $W = 425$  nm). Le motif du cas expérimental est différent du cas simulé, le nombre et la position des lobes ne correspondant pas, pour les deux raies. Ces différences indiquent que la structure effectivement fabriquée est sûrement différente de celle souhaitée. En particulier, la position des disques d'extinction est bien différente entre le cas expérimental (disques autour de  $30^\circ$  et  $50^\circ$ ) et le cas simulé ( $20^\circ$  et  $40^\circ$ ). Il est possible qu'une partie des particules ne soit pas positionnée sur le guide en raison d'un défaut d'alignement entre les deux niveaux de lithographie. Ce défaut modifie le positionnement des sources et justifie la différence de position des disques.



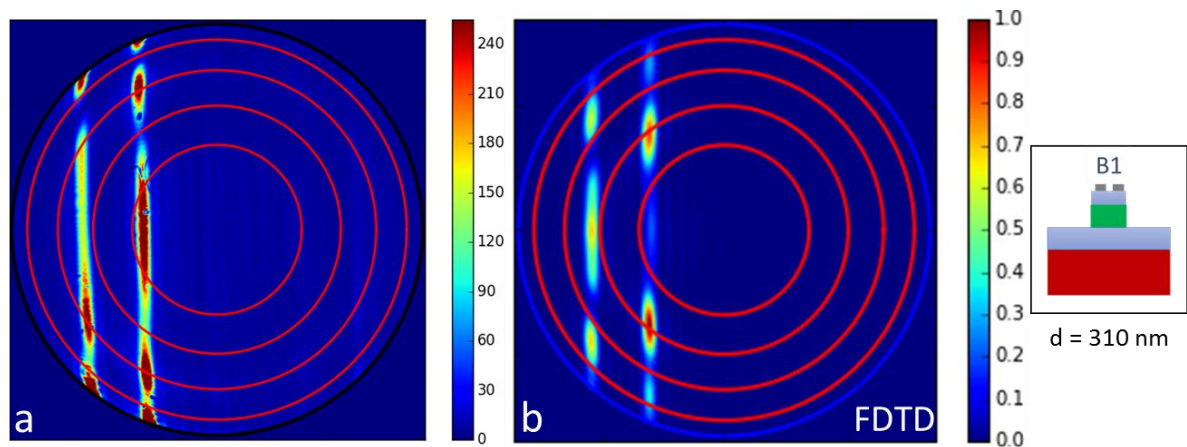


Figure IV-28: Diagrammes de rayonnement de structures de paramètres  $N = 40$ ,  $d = 310$  nm,  $a_x = 30$  nm et  $a_y = 40$  nm pour les cas expérimentaux et  $a_x = 45$  nm et  $a_y = 50$  nm pour les cas simulés. (a) expérimental et (b) FDTD avec un guide de largeur  $W = 425$  nm.

### IV.3.3 Evaluation de la puissance couplée

#### Couplage dans la chaîne de particules

Nous allons à présent essayer d'évaluer la puissance couplée dans les particules. Nous avons pour cela observé les échantillons par la surface en visée directe pour visualiser l'intensité dans le guide d'onde avant la chaîne de particules et après la chaîne de particules. On suppose, pour évaluer la transmission après chaque chaîne de particules, que l'intensité en surface est proportionnelle à la puissance dans le guide. Ainsi, en comparant le profil d'intensité avant une chaîne et après une chaîne, on peut évaluer la proportion de puissance couplée, c'est-à-dire rayonnée ou absorbée. Un exemple d'image est représenté en Figure IV-29. Il concerne un cas de l'échantillon A1 avec deux chaînes de particules successives. Même si le guide d'onde est continu, on appelle respectivement premier et deuxième guide la portion située avant et après la première chaîne. Le profil d'intensité est très fluctuant le long du guide d'onde mais on remarque clairement les chutes d'intensité entre la fin du premier guide et le début du deuxième guide. Le long des guides d'onde, l'intensité décroît selon une loi exponentielle. En traçant le logarithme de l'intensité, on peut faire une régression linéaire (plus de détails en V.4).

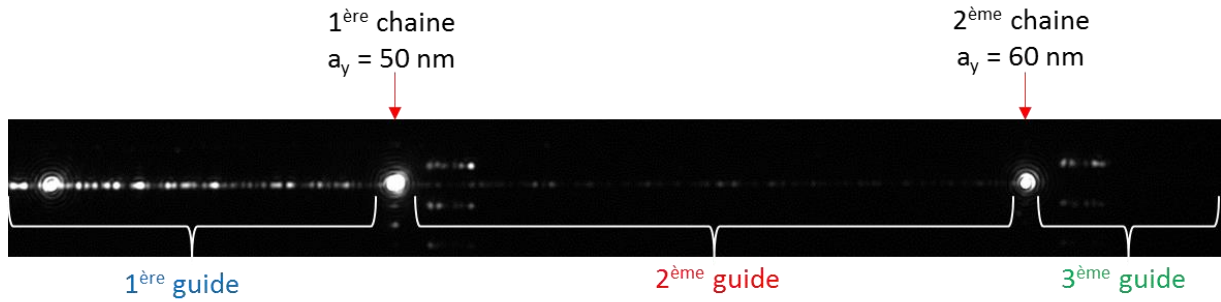


Figure IV-29 : Vue du dessus du guide d'onde. Les deux points lumineux les plus intenses représentent le rayonnement par les chaînes de particules. Chaque portion de guide est numérotée et représentée par une couleur.

Le cas  $D' = 25$  nm,  $N = 40$  et  $d = 290$  nm est étudié pour les deux valeurs  $a_y = 50$  nm (première chaine) et  $a_y = 60$  nm (deuxième chaine). L'étude est réalisée sur les trois guides codés identiquement. Les profils de chacune des portions de guides sont relevés. Un exemple de l'évolution de l'intensité dans les trois portions d'un même guide est représenté en Figure IV-30, avec les régressions linéaires. On remarque clairement les chutes d'intensité entre chacune des portions, signe de couplage dans les chaînes de particules. 4 points sont représentés. Le complément à 100 du rapport d'intensité entre le point 2 et le point 1 donne l'efficacité de couplage dans la première chaine (en %) et le complément à 100 du rapport entre le point 4 et le point 3 donne celle de la deuxième chaine. Il faut repasser par la valeur en intensité avant de faire le rapport d'intensité.

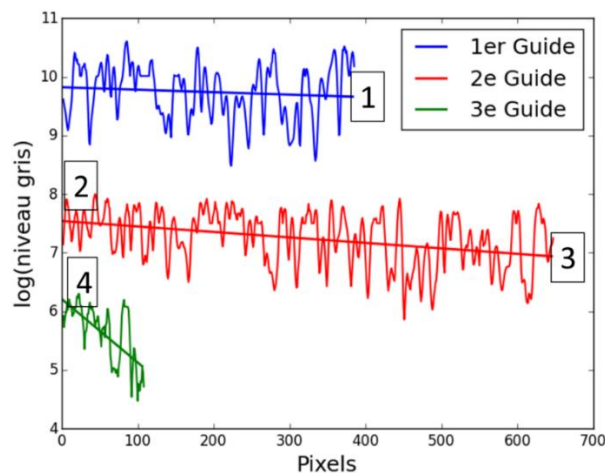


Figure IV-30 : Profil d'intensité dans le guide d'onde, en bleu avant la première chaine de particules. En rouge entre les deux chaînes et en vert après la seconde chaine de particules dans le cas  $D' = 25$  nm,  $d = 290$  nm,  $N = 40$ ,  $a_y = 50$  nm pour la première chaine et  $a_y = 60$  nm pour la deuxième.

On remarque que la décroissance est beaucoup plus importante pour la troisième portion de guide que pour les deux premières, car l'intensité est très faible après la deuxième chaîne et il y a peu de pixels, ce qui dégrade la qualité de la mesure. Cependant, nous ne nous intéressons qu'au début de cette portion de guide (point 4), ce qui limite les incertitudes.

Les résultats pour les 3 guides identiques sont représentés dans le Tableau II-1 :

N° point	Guide A			Guide B			Guide C		
	log(intensité)	Intensité	Efficacité couplage %	log(intensité)	Intensité	Efficacité couplage %	log(intensité)	Intensité	Efficacité couplage %
1	9,8	18033,7	1ère chaîne	9,8	18033,7	1ère chaîne	9,7	16317,6	1ère chaîne
2	8,4	4447,07	75,34	8	2980,96	83,47	7,6	1998,2	87,75
3	7,7	2208,35	2ème chaîne	7,7	2208,35	2ème chaîne	6,9	992,275	2ème chaîne
4	7	1096,63	50,34	6,6	735,095	66,71	6,2	492,749	50,34

Tableau IV-2 : Bilan de l'évaluation de l'efficacité de couplage effectuée sur l'échantillon A dans le cas  $D' = 25 \text{ nm}$ ,  $d = 290 \text{ nm}$ ,  $N = 40$ . Les trois guides testés A, B et C ont été codés (masque de lithographie électronique) identiquement. Les efficacités de couplage de la 1ère et de la 2ème chaîne sont respectivement obtenues en effectuant le complément à 100 du rapport entre l'intensité au point 2 et au point 1 et du rapport entre l'intensité au point 4 et au point 3.

On obtient une efficacité de couplage entre 75% et 87% pour la première chaîne et entre 50% et 67% pour la deuxième chaîne. La variabilité des valeurs peut être due à des différences dans la forme et la taille des particules, ou bien l'alignement par rapport au guide d'onde. Néanmoins, l'efficacité de couplage pour la première chaîne est en moyenne plus importante que pour la deuxième chaîne. Si l'on fait le lien entre la taille des particules :  $a_y = 50 \text{ nm}$  pour la première chaîne et  $a_y = 60 \text{ nm}$  pour la seconde chaîne, et les résultats du chapitre II, on est plus proche de la résonance pour les particules de la première chaîne que de la deuxième, ce qui est en accord avec une meilleure efficacité de couplage. Ce résultat est intéressant car il démontre la capacité à moduler le couplage en jouant uniquement sur  $a_y$ , comme nous l'avons vu dans le chapitre II.

### Puissance rayonnée

Nous allons à présent nous intéresser à quantifier la puissance rayonnée par une chaîne de particules. Nous considérons la première chaîne d'un des guides étudié dans la partie précédente (échantillon A1,  $D' = 25 \text{ nm}$ ,  $d = 290 \text{ nm}$ ,  $N = 40$ ,  $a_y = 50 \text{ nm}$ ). Afin de faire correspondre les niveaux de gris des pixels de la caméra à une puissance en Watts, une calibration a été effectuée avec un puissance-mètre.

Nous allons considérer plusieurs configurations : avec ou sans pertes. Les informations communes aux deux configurations sont :

- Une puissance incidente (en sortie de fibre) de 344  $\mu\text{W}$ .
- Une puissance rayonnée par la chaîne de particules de 0,44  $\mu\text{W}$  (0,2  $\mu\text{W}$  sur la caméra avec une transmission de 45% mesurée)
- Une efficacité de couplage dans la chaîne de 82% (moyenne des trois guides)

**Hypothèse système parfait :** aucune perte n'est prise en compte. On a donc une efficacité de rayonnement  $Eff_{ray,sp}$  :

$$Eff_{ray,sp} = \frac{0,44}{0,822 * 344} = 0,16\% \quad (\text{IV-8})$$

Cette valeur est très faible, car l'hypothèse suppose que toutes les pertes sont attribuées à l'efficacité de rayonnement.

**Hypothèse système avec pertes :** nous allons à présent prendre en compte les deux principales sources de pertes connues dans le système : pertes de couplage fibre-guide et pertes de guidage. Les pertes de couplage entre la fibre et le guide d'onde ont été évaluées à 10 dB. Pour les pertes de guidage, nous avons obtenu 5 dB/mm (détails dans le chapitre suivant) Le guide d'onde est long de 3 mm avant la chaîne de particules, soit des pertes de guidage de 15 dB et 25 dB au total.

L'efficacité de rayonnement devient alors :  $Eff_{ray,av} = 50 \%$ . Cette valeur est en ordre de grandeur plus proche des 70 % à 80 % obtenus en simulations dans le chapitre II. La différence peut être due à la grande longueur de chaîne, impliquant plus de pertes.

## Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté la mise en place du banc de caractérisation en champ lointain ainsi que la caractérisation optique des échantillons fabriqués.

Nous avons conçu et calibré un banc optique pour imager le plan de Fourier, avec un angle limite de  $56^\circ$ .

Les résultats expérimentaux ont mis en évidence différentes caractéristiques des échantillons fabriqués :

- le substrat en silicium provoque une forte réflexion qui interfère avec le rayonnement direct et modifie l'allure du diagramme de rayonnement. Pour les chaînes de période  $d = 310$  nm avec des particules à côté du guide, le rayonnement est constitué de deux lobes principaux. Le cas  $d = 290$  nm est plus adapté à notre application, avec un lobe principal central, des lobes secondaires peu intenses et une meilleure directivité. L'utilisation d'un réflecteur en bas du guide est donc possible et avantageuse, permettant de récupérer plus de puissance en affinant le diagramme de rayonnement.

- les résultats expérimentaux sont similaires aux résultats de simulation FDTD, dès lors que la présence du substrat de silicium est prise en compte. On observe dans certains cas une asymétrie du motif, ainsi que des lobes secondaires intenses, très probablement en raison de rayons  $\alpha_x$  fabriqués plus grands que prévu.

- dans les cas des particules au-dessus du guide, la présence d'un second mode guidé est mise évidence en raison d'un guide trop large, évalué en fonction des cas entre 385 nm et 425 nm. Ces deux modes impliquent deux raies émises. De plus, les résultats obtenus avec deux chaînes de particules sur le guide d'onde laissent penser que la structure effectivement fabriquée n'est pas conforme à la structure codée.

De premières évaluations de puissances couplées et puissances rayonnées ont permis de mettre en évidence des observations faites dans le chapitre 2 sur les résultats de simulation : il est possible de moduler l'efficacité de couplage en variant uniquement la taille  $a_y$  des particules. La puissance rayonnée, évaluée en prenant en compte les différentes pertes du banc et des guides, est du même ordre de grandeur que les efficacités de rayonnement obtenues dans le chapitre II (50% contre 70 à 80 %).

Le banc de caractérisation mis en place a donc permis la caractérisation optique des structures fabriquées et les résultats obtenus sont en grande partie conformes avec ceux obtenus en FDTD. Les échantillons fabriqués donnent des informations sur l'implémentation pratique : le procédé de la configuration A (particules sur le côté) a été globalement mieux contrôlé, les performances sont meilleures lorsque les particules sont suffisamment éloignées latéralement, et le « miroir » sous-jacent peut significativement améliorer les caractéristiques du rayonnement : affinement du lobe principal et diminution du niveau des lobes secondaires.

# Chapitre V

## Réseau de guides d'onde

### Sommaire

---

<b>Introduction .....</b>	<b>158</b>
<b>V.1 Les guides <math>Si_3N_4</math> dans le visible.....</b>	<b>158</b>
<b>V.2 Dimensionnement du réseau de guides d'onde.....</b>	<b>160</b>
V.2.1 Dimensionnement de la section du guide .....	160
V.2.2 Schéma de principe du réseau de guides d'onde .....	160
V.2.3 MMI 1x2 et transcoupleurs .....	162
V.2.4 Design des courbes.....	163
V.2.5 Dessin complet du réseau .....	165
<b>V.3 Fabrication du réseau de guides d'onde .....</b>	<b>166</b>
V.3.1 Solution alternative de fabrication .....	166
V.3.2 Détails des échantillons fabriqués.....	167
<b>V.4 Caractérisation des pertes dans les guides.....</b>	<b>168</b>

## **Introduction**

Nous avons étudié dans les chapitres précédents les chaînes de particules, les avons dimensionnées, fabriquées et caractérisées. Nous nous intéressons ici à l'autre élément de notre dispositif de restitution holographique : le réseau de guide d'onde. Nous allons traiter du dimensionnement, de la fabrication et de la caractérisation de ce réseau sur une surface d' $1\text{cm}^2$ , d'abord indépendamment des émetteurs. Nous considérerons l'ensemble du dispositif dans la dernière partie.

Dans un premier temps, nous présentons l'état de l'art des performances des guides d'onde en nitrure de silicium dans le visible. Puis nous détaillons toutes les étapes de dimensionnement du réseau de guides d'onde et présentons ses caractéristiques, en donnant une estimation des pertes de propagation.

Ensuite, nous présentons la fabrication, les étapes et techniques employées avant d'exposer les caractérisations effectuées sur les guides d'onde en nitrure de silicium, avec une estimation des pertes.

Enfin, nous proposons une configuration complète avec une disposition fixée d'émetteurs.

### **V.1 Les guides $\text{Si}_3\text{N}_4$ dans le visible**

Les guides en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) sont les meilleurs candidats pour la conception de plateformes d'optique guidée dans le visible. Ils sont classiquement enterrés dans la silice ( $\text{SiO}_2$ ). Le contraste d'indice entre les deux matériaux est de l'ordre de 0,5. Cette valeur est relativement faible, en comparaison avec le silicium dans le verre (2). Ceci implique un confinement optique moins important et donc une moindre compacité ou de plus grandes pertes, particulièrement du fait des courbes qu'il est nécessaire d'ajuster au mieux en évitant des rayons de courbures trop faibles.

Pour notre application, les pertes de propagation sont une caractéristique plus importante que la compacité à optimiser. Les deux principales sources de pertes pour les guides sont d'une part la rugosité des flancs, qui provoque de la diffusion de manière d'autant plus importante que le confinement ou la longueur d'onde est faible, et d'autre part les pertes par absorption, liées aux liaisons chimiques du matériau dépendant de la technique de dépôt. En particulier, pour le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , la présence d'hydrogène résiduel est une source de pertes.

Deux méthodes de fabrication sont principalement utilisées pour déposer le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  : la LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) et la PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). La LPCVD permet d'obtenir un matériau avec moins d'hydrogène et donc moins de pertes par absorption mais très contraint, ce qui limite l'épaisseur de film déposée à 250 – 300 nm [Dal04]. De plus, la température élevée de dépôt, de l'ordre de 800°C, est parfois incompatible avec certains processus de fabrication. La PECVD, par l'utilisation de silane ( $\text{SiH}_4$ ) induit plus d'hydrogène, mais des études ont montré que l'absorption pouvait être réduite par la réalisation d'un recuit après dépôt, dans le cas précis de LF (Low Frequency) PECVD [Gor08].

La littérature fait état de plusieurs travaux de fabrication et de caractérisation des pertes de guides  $\text{Si}_3\text{N}_4$  dans le visible. Dans la grande majorité, les guides fabriqués sont multimodes avec des largeurs de plusieurs  $\mu\text{m}$ . L'injection sélective des différents modes est réalisée par un prisme. Les plus faibles pertes obtenues sur le mode  $\text{TE}_0$  à 633 nm sont de 0,2 dB/cm avec du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposé par LPCVD [Dal04] et 0,1 dB/cm avec du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposé par PECVD [Gor08].

Plus récemment, Subramanian *et al.* ont caractérisé les pertes pour des guides de dimensions plus faibles, jusque 300 nm et ont étudié l'influence de la largeur du guide sur les pertes de guidage, à plusieurs longueurs d'onde dans le visible [Sub13]. Les résultats obtenus à 532 nm et 900 nm pour des guides  $\text{Si}_3\text{N}_4$  enterrés sont représentés en Figure V-1. On remarque une augmentation drastique des pertes quand la largeur du guide diminue. Nous étudierons les pertes de guidage de guides de différentes largeurs que nous avons fabriqués dans la suite de ce chapitre.

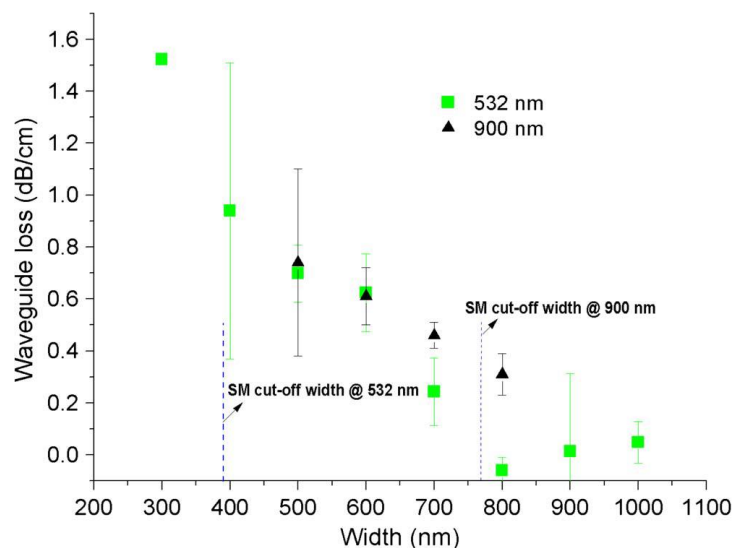


Figure V-1: Pertes de guidage (dB/cm) en fonction de la largeur du guide d'onde à 532 nm (vert) et 900 nm (noir) pour un guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  enterré. Extrait de [Sub13].



## V.2 Dimensionnement du réseau de guides d'onde

### V.2.1 Dimensionnement de la section du guide

Les guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  enterrés dans la silice ont été dimensionnés pour être monomode TE, à savoir avec une section de 250 nm (épaisseur) par 300 nm (largeur). Une largeur aussi faible cause des pertes élevées comme nous l'avons vu précédemment. Cependant, la technique d'injection (fibre à l'entrée du guide d'onde), ainsi que la présence de nombreuses courbes ne permettent pas l'utilisation de guides plus larges sur la plupart du réseau de guides d'onde, sous peine d'avoir la présence de plusieurs modes, ce qui, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, n'est pas du tout compatible avec l'utilisation d'émetteur. Nous avons donc prévu des guides larges uniquement pour les guides droits ne contenant pas d'émetteurs.

### V.2.2 Schéma de principe du réseau de guides d'onde

Afin d'optimiser la surface « utile », c'est-à-dire la surface d'accueil des émetteurs (portions de guides droits), un réseau en forme de spirale a été imaginé [Bar17]. Il est représenté en Figure V-2 et remplace le schéma classique composé de MMI 1x2 en cascade illustré en Figure V-2.

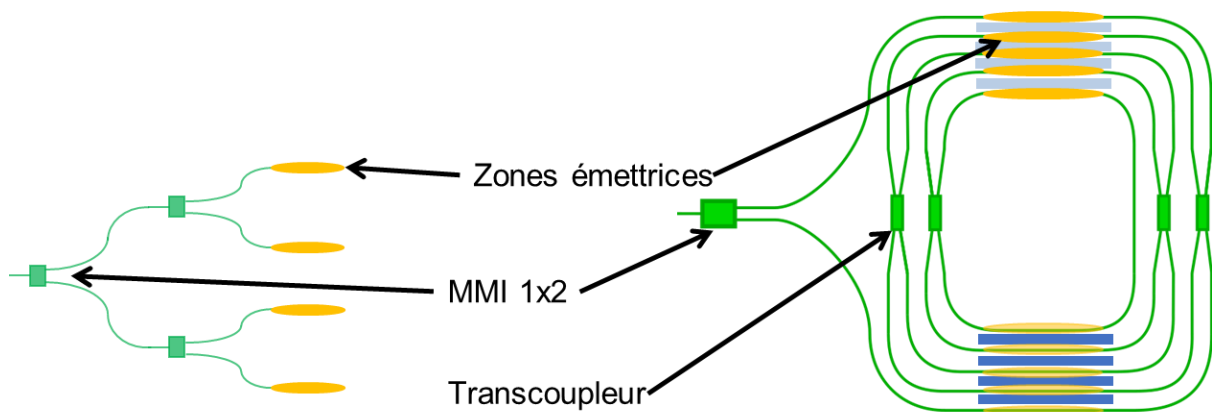


Figure V-2: Schéma des deux configurations de réseaux de guides d'onde. A gauche un réseau composé de MMI 1x2 en cascade. A droite, le réseau imaginé en forme de spirale pour optimiser la surface « utile » de positionnement des émetteurs.

Ce réseau est composé de nombreuses courbes avec des caractéristiques géométriques différentes, ainsi que d'un MMI 1x2 en entrée et de MMI « transcoupleurs » 2x2 pour faire la liaison entre les différents niveaux de guides droits. Le schéma plus précis du réseau est

représenté en Figure V-3. Le sens de propagation de la lumière est indiqué par des flèches. Le principe est celui d'une spirale avec des guides aller (rouge) et des guides retour (vert). Il y a deux types de courbes différentes : les courbes notées G et D sont des courbes en quart de tour alors que la courbe E est une extension selon y. Pour l'ensemble de ces courbes, l'objectif est d'obtenir le décalage en z avec le minimum d'encombrement selon z.

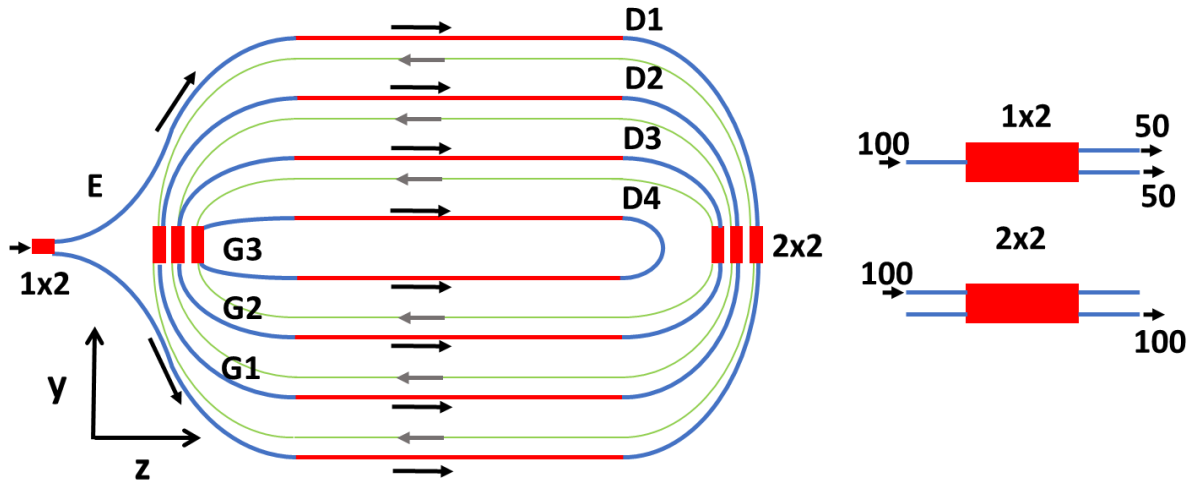


Figure V-3: Schéma de principe du réseau de guides d'onde. Les caractéristiques des différentes courbes E, G et D sont détaillées dans le Tableau IV-1. Les flèches indiquent le sens de propagation de la lumière dans les guides d'onde.

Les caractéristiques géométriques de chacune des courbes sont détaillées dans le Tableau IV-1.

Courbe	$\Delta z$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta y/\Delta z$
E	1500	3850	2.6
D1	1000	3850	3.9
D2	900	2750	3.1
D3	800	1650	2.1
D4	700	550	0.8
G1	1000	2750	2.8
G2	900	1650	1.8
G3	800	550	0.7

Tableau V-1: Caractéristiques géométriques des courbes E, G et D.

### V.2.3 MMI 1x2 et transcoupleurs

Pour dimensionner les MMI 1x2 et les transcoupleurs, les travaux de Soldano et al. ont été utilisés [Sol92], [Bes94], [Sol95]. Un exemple de MMI 1x2 est représenté en Figure V-4.

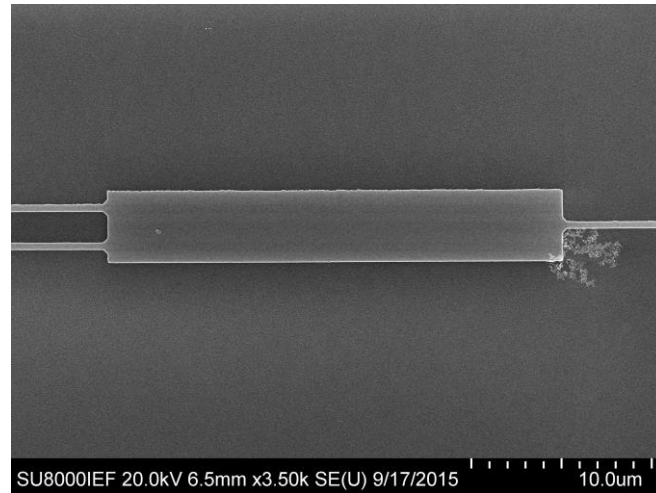


Figure V-4: Image MEB d'un MMI 1x2 fabriqué en lithographie électronique.

Les dimensions visées sont reportées dans le Tableau V-2.

Dispositif	Largeur ( $\mu\text{m}$ )	Longueur ( $\mu\text{m}$ )	Ecart guides entrée ( $\mu\text{m}$ )	Ecart guides sortie ( $\mu\text{m}$ )
1x2	4	25,15	1 guide centré	2,1
Transcoupleur	4	67,775	1,4	1,4

Tableau V-2: Dimensions des MMI 1x2 et transcoupleurs.

#### V.2.4 Design des courbes

Les courbures ont été conçues de manière à limiter les pertes. Il est nécessaire de conserver la continuité du rayon de courbure tout au long du guide courbe et de limiter la valeur minimum de ce rayon de courbure. Ainsi, il n'est pas possible d'opter pour une courbure en quart de cercle car cela implique une rupture du rayon de courbure avec un passage d'un rayon de courbure infini (section droite) à un rayon de courbure fini (section courbe). Nous avons donc conçu nos courbes à partir de courbes de type lemniscate et de courbes dites S, définies par la fonction S.

La lemniscate est définie par les coordonnées paramétriques  $y_L$  et  $z_L$  dont les expressions sont :

$$\begin{cases} y_L(t) = \frac{a_L \cos(t) (1 + \sin(t))}{1 + \sin^2(t)} \\ z_L(t) = \frac{a_L \cos(t) (1 - \sin(t))}{1 + \sin^2(t)} \end{cases} \quad (V-1)$$

avec  $t$  variant de  $-\pi/2$  à  $\pi/2$ .

La fonction S est définie par les coordonnées paramétriques  $y_S$  et  $z_S$  :

$$\begin{cases} y_S(t) = z \sin\varphi + T_m \sin^2\left(\frac{z}{L_m} \frac{\pi}{2}\right) \cos\varphi \\ z_S(t) = z \cos\varphi - T_m \sin^2\left(\frac{z}{L_m} \frac{\pi}{2}\right) \sin\varphi \end{cases} \quad (V-2)$$

Avec  $L_m$  et  $T_m$  les étendues de la courbe selon  $z$  et  $y$ ,  $\varphi$  l'angle d'inclinaison de la courbe par rapport à l'axe des abscisses.

Ces deux courbes sont représentées en Figure V-5 (a). Le rayon de courbure en fonction de l'abscisse est représenté en Figure V-5 (b).

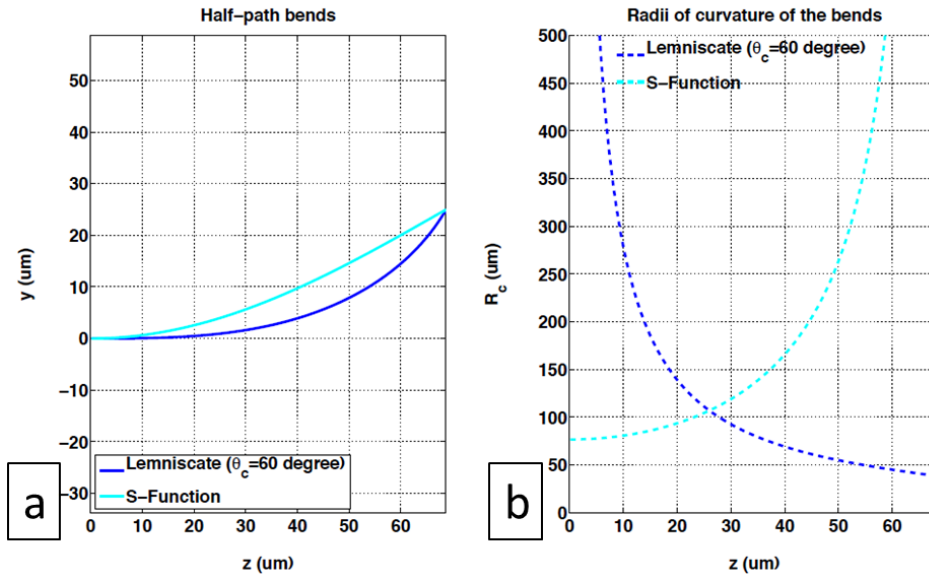


Figure V-5: (a) Tracé des deux types de courbes lemniscate (bleu foncé) et S-fonction (cyan). (b) Rayon de courbure de deux mêmes types de courbes pour la même abscisse. Extrait de la thèse d'Yida Wen.

On remarque sur les caractéristiques géométriques de ces deux types de courbes que chacune a un rayon de courbure qui tend vers de faibles valeurs, en début de courbe pour la fonction S et en fin pour la lemniscate. A l'inverse, l'autre extrémité de chaque courbe présente un

rayon de courbure infini. Afin d'éviter les portions sources de grandes pertes, il est possible de réaliser une combinaison des deux, d'abord une lemniscate puis une fonction S. De cette manière, le rayon de courbure sur l'ensemble de la nouvelle courbe reste à des valeurs tolérables pour les guides  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à 633 nm. Sa valeur minimale peut être choisie librement dès lors qu'elle est « disponible » simultanément pour les deux courbes.

Pour les courbes en quart de tour, la courbe est réalisée simplement en ajoutant bout à bout la lemniscate et la fonction S. Pour la courbe E, il s'agit d'une portion Lemniscate-S-fonction et son symétrique. De plus, il est possible d'intercaler au milieu une portion droite de manière à contrôler avec précision l'encombrement de la courbe complète. La courbe E réalisée est illustrée en Figure V-6. La particularité est la forme en S qui permet de limiter l'encombrement en z.

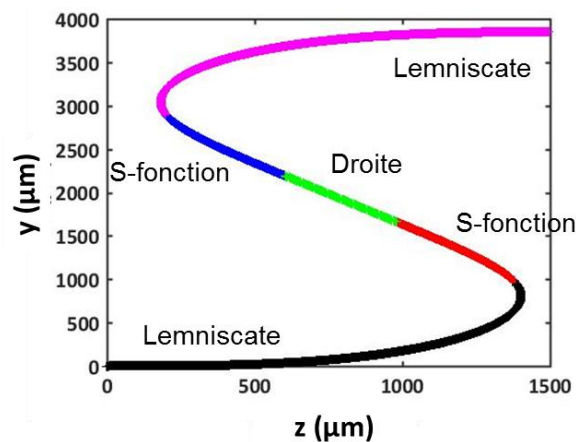


Figure V-6: Tracé de la courbe d'injection E, construite par l'assemblage de lemniscate et S-fonction. Une portion droite est ajoutée pour optimiser l'encombrement horizontal (selon z).

### V.2.5 Dessin complet du réseau

Le dessin complet du réseau est schématisé en Figure V-7. Il présente une symétrie selon un axe horizontal central. Il a un encombrement total de 7,7 mm (largeur) par 9 mm (longueur) et est composé de :

- 8 guides droits de largeur 300 nm (rouge), de longueur 6,5 mm et espacés de 1,1 mm. Ces guides sont les supports des chaînes de particules. La surface d'émission potentielle, que l'on peut qualifier de surface utile, est donc de 7,7 mm par 6,5 mm.

- En bleu et rouge des guides de largeur 300 nm. En vert (guides retour), les courbes sont de largeur 300 nm et les portions droites de largeur 2  $\mu\text{m}$ . La transition entre les deux largeurs se fait par un taper linéaire de longueur 100  $\mu\text{m}$ .

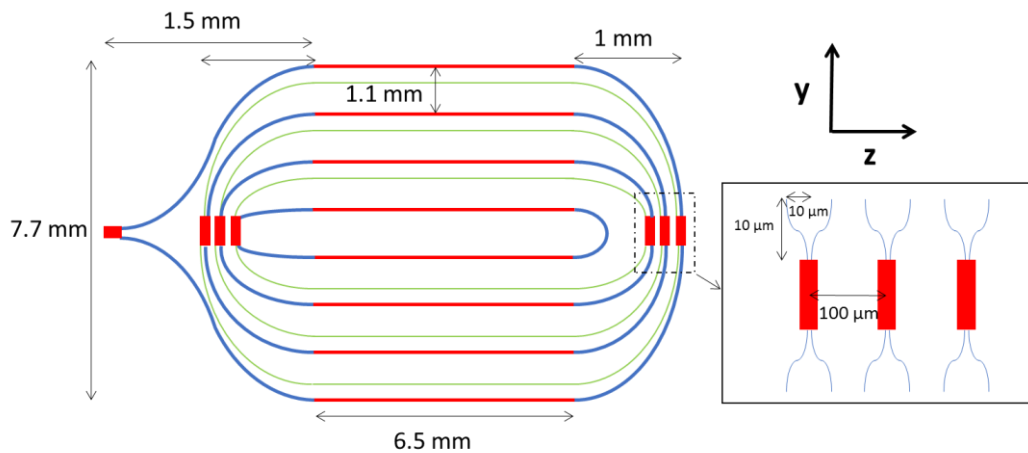


Figure V-7: Schéma du réseau de guides d'onde. En rouge : les portions de guides droits de largeur 300 nm et support des chaînes de particules. En bleu, les guides courbes avec des largeurs de 300 nm. En vert les portions non support de chaînes de particules, avec des guides droits de largeur 2  $\mu\text{m}$  et guides courbes de largeur 300 nm. La transition se fait par un taper linéaire de longueur 100  $\mu\text{m}$ .

## V.3 Fabrication du réseau de guides d'onde

### V.3.1 Solution alternative de fabrication

Nous avons vu dans le chapitre III que la fabrication de motifs sur de grandes dimensions (de l'ordre du mm) est difficile en lithographie électronique, du fait des nombreux déplacements de platines induisant de potentielles discontinuités au niveau de raccords de champ.

Nous avons pu pour les guides d'onde rectilignes optimiser les paramètres d'écriture (orientation du masque parallèlement au déplacement de la platine, prolongation de l'écriture en bord de champ, comme détaillé dans le chapitre III en III.1.5) afin de limiter les problèmes de raccords de champ. Cependant cette solution n'est viable que pour les structures quasi 1D (lignes). Dans le cas d'une structure 2D telle que le réseau de guide d'onde, les nombreux déplacements de platine dans les deux axes risquent de provoquer des interruptions du motif. La lithographie électronique n'est donc pas adaptée et nous avons opté pour une autre technique de fabrication : la photolithographie par projection (stepper). Cette technique utilise une lentille pour projeter

l'image du masque contenant le motif à insoler (réticule) sur l'échantillon, avec un facteur de réduction, de 5 avec la machine utilisée, permettant d'atteindre des dimensions de 350 nm. Ceci permet de s'affranchir des problèmes d'alignement. La taille effective du motif est de 9 mm par 11 mm, répété sur un substrat 4". Les étapes de fabrication du réticule, insolation et développement ont été réalisées au LAAS CNRS par Olivier Gauthier-Lafaye et Sylvain Pelloquin.

Concernant les autres étapes, elles sont identiques à celles utilisées pour la fabrication des guides par lithographie électronique : dépôt du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  par PECVD et gravure RIE. Un autre avantage de la lithographie optique est de travailler directement sur substrat 4", pour l'ensemble des étapes jusqu'au clivage (hors tests de gravure effectués sur des morceaux de substrats 4").

### V.3.2 Détails des échantillons fabriqués

**Lithographie électronique** : des guides droits de plusieurs largeurs, essentiellement 300 nm et 2  $\mu\text{m}$  ont été fabriqués, de plusieurs mm de longueur. Des MMI 1x2 et transcoupleurs 2x2 ont également été fabriqués. Les détails de fabrication sont ceux expliqués dans le chapitre III.

**Stepper (LAAS)** : deux masques ont été fabriqués. Le premier est identique à celui utilisé pour les guides fabriqués par lithographie électronique et a servi à calibrer les dimensions et la gravure.

Le deuxième masque est le réseau de guides d'onde décrit dans la partie précédente. De plus, des guides droits et MMI ont été ajoutés pour caractériser les pertes. Trois substrats 4" ont été fabriqués pour cette deuxième série. Une image du masque est représentée en Figure V-8.

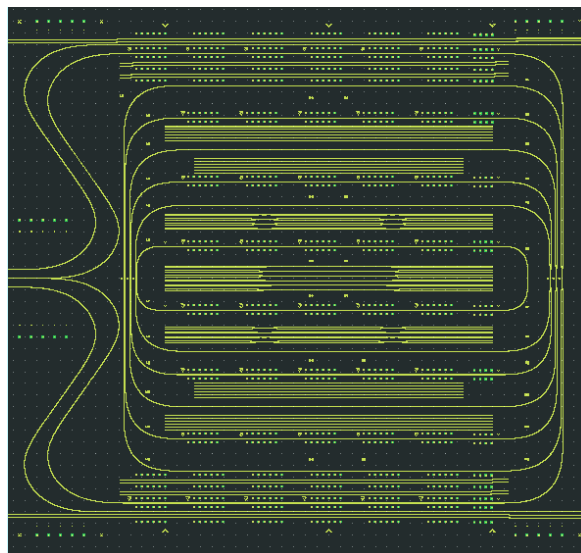


Figure V-8: Image du fichier gds du masque utilisé pour la fabrication du réseau de guides d'onde.



Pour cette deuxième série, pour des raisons pratiques, le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  a été déposé au LAAS par PECVD. Les temps de gravure ont été conservés des tests réalisés pour la première série. Une image MEB d'un guide en tranche après gravure est représentée en Figure V-9. La couche de résine n'a pas été retirée pour cette image. On distingue une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  plus épaisse que précédemment : environ 300 nm. De fait, la gravure, calibrée pour une épaisseur de 250 nm, n'est pas complète.

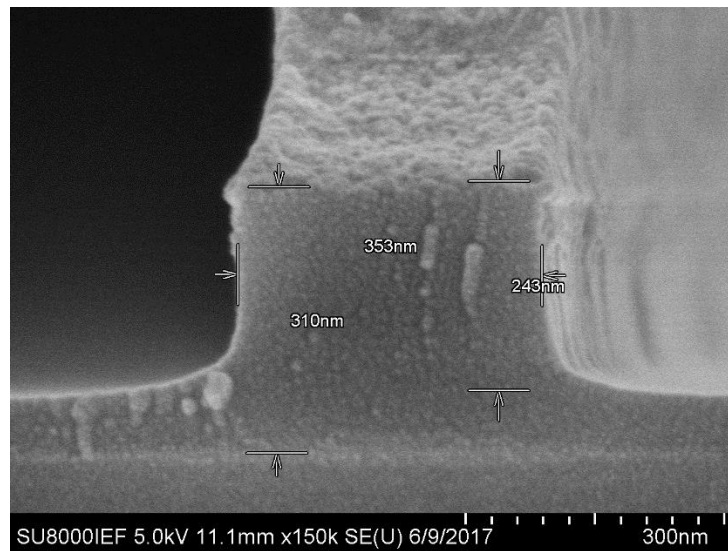


Figure V-9: Image MEB en tranche d'un guide gravé de la deuxième série de guide fabriquée au LAAS.

## V.4 Caractérisation des pertes dans les guides

Nous avons évalué les pertes dans les guides d'onde avec la même méthode que dans le chapitre IV. La caméra est positionnée au-dessus du guide d'onde et récolte la lumière diffusée. En supposant que la quantité de lumière diffusée est proportionnelle à la puissance dans le guide d'onde, le tracé du profil d'intensité permet d'obtenir le coefficient de pertes du guide d'onde. De manière générale, l'intensité décroît exponentiellement dans un guide d'onde. On a pour l'intensité en fonction de l'abscisse  $z$ :

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (\text{V-3})$$

Avec  $I_0$  l'intensité à  $z = 0$  et  $\alpha$  le coefficient de pertes. Ainsi, en traçant le logarithme du profil d'intensité, on peut réaliser une régression linéaire sur les résultats dont le coefficient

directeur est le coefficient de pertes  $\alpha$ . Nous allons donc présenter les profils pour différents guides en dB et en déduire les pertes en dB/mm.

Nous allons considérer les guides fabriqués par les deux procédés, lithographie électronique et optique, en nous intéressant dans un premier temps aux guides larges de  $2\ \mu\text{m}$  puis aux guides standard de largeur  $300\ \text{nm}$ .

**Guides de largeur  $2\ \mu\text{m}$**  : nous représentons en Figure V-10 le profil d'intensité en dB obtenu pour un guide de largeur  $2\ \mu\text{m}$  fabriqué par lithographie électronique. D'après la régression linéaire (ligne verte), les pertes sont de  $2\ \text{dB/mm}$ . Des valeurs identiques ont été obtenues pour les guides de  $2\ \mu\text{m}$  fabriqués au stepper.

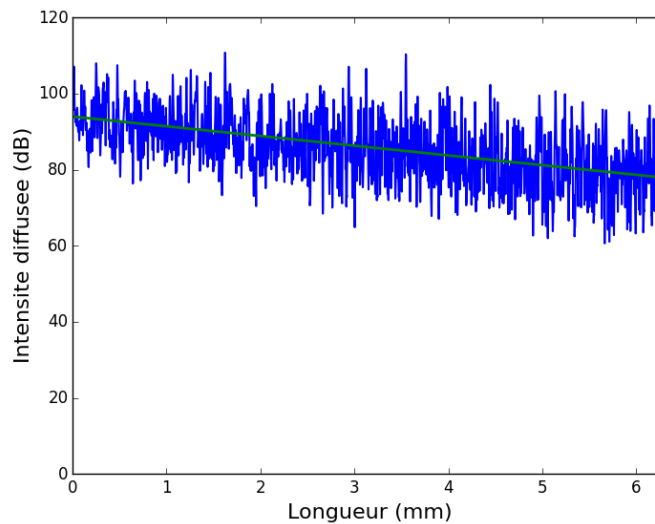


Figure V-10: Profil d'intensité (dB) le long d'un guide de largeur  $2\ \mu\text{m}$ . La régression linéaire (vert) indique des pertes de  $2\ \text{dB/mm}$ .

**Guides de largeur  $300\ \text{nm}$**  : de manière identique, le profil d'intensité pour un guide de largeur  $300\ \text{nm}$  fabriqué en lithographie électronique est représenté en Figure V-11. Les pertes mesurées sont de  $5\ \text{dB/mm}$ , soit bien plus importantes que pour le guide de largeur de  $2\ \mu\text{m}$ , conformément à l'étude de Subramanian *et. al.* [Sub13].

Les pertes mesurées sur les guides du LAAS de largeur  $300\ \text{nm}$  sont en moyenne un peu plus élevées, autour de  $6\ \text{dB/mm}$ .

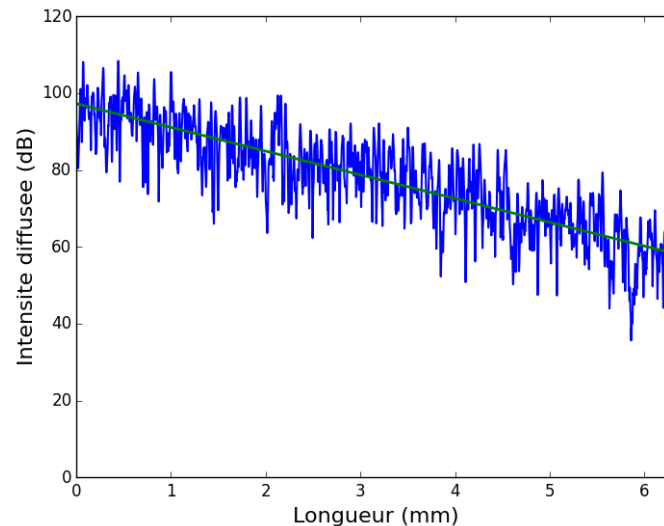


Figure V-11: Profil d'intensité (dB) le long d'un guide de largeur 300 nm. La régression linéaire (vert) indique des pertes de 5 dB/mm.

Ces valeurs sont très élevées en comparaison avec les valeurs de la littérature. Yida Wen avait obtenu des pertes de l'ordre de 10dB/mm sur des guides de 300 nm en utilisant un procédé de fabrication similaire, excepté pour les nouvelles précautions prises pour la lithographie électronique. Il y a donc déjà une amélioration substantielle. Plusieurs pistes sont à creuser pour améliorer encore la qualité de nos guides d'onde : dans un premier temps, travailler sur la qualité du matériau déposé, en réalisant un recuit après le dépôt PECVD pour évacuer l'hydrogène résiduel. Le ratio des gaz utilisés peut aussi être optimisé. Le deuxième point concerne la rugosité du motif : plusieurs paramètres entrent en jeu : la qualité de la résine, la précision de la lithographie et les paramètres de la gravure.

**Etude qualitative des pertes dans les guides courbes :** afin de vérifier qualitativement les performances des courbes dimensionnées, il est intéressant d'observer l'intensité dans les guides vue de la surface. La présence de pertes importantes dans les courbes se traduit en effet par une augmentation locale de l'intensité diffractée par le guide courbe.

Nous représentons en Figure V-12 une portion de la courbe d'entrée E. On ne remarque pas de saut d'intensité dans le virage, ce qui laisse penser que les pertes n'y sont pas plus importantes que dans les portions droites. La forte intensité observée au niveau des transcoupleurs en bas à droites est un éclairage direct par la fibre d'entrée.



Figure V-12: Profil d'intensité le long de la courbe E, vu de la surface.

Nous représentons à présent en Figure V-13 l'entrée de la courbe D2. Il y a ici un saut d'intensité, avant le début de la courbe. Il correspond au passage du taper de  $2\ \mu\text{m}$  vers  $300\ \text{nm}$  et long de  $100\ \mu\text{m}$ . D'après cette image, ainsi dimensionné, ce taper cause des pertes. Un allongement du taper est donc à prévoir. Ensuite le guide de  $300\ \text{nm}$  de large (à droite du taper) induit clairement plus de pertes que celui de  $2\ \mu\text{m}$  (à gauche du taper). Concernant la courbe D2, aucun saut d'intensité n'est observé.



Figure V-13: Profil d'intensité en entrée de la courbe D2, vu de la surface.

Ces premières observations, bien que très qualitatives, sont encourageantes quant à la bonne qualité des courbes dimensionnées à partir des courbes S et des lemniscates.

## V.5 Positionnement des émetteurs

### V.5.1 Simulations SPEOS

Afin d'évaluer la surface ainsi que l'uniformité de l'éclairage de notre plaque dans le cas de la puce de 7mm par 9 mm, des simulations ont été réalisées avec le logiciel SPEOS, logiciel commercial de tracé de rayons qui permet de simuler la propagation de la lumière dans un système optique. Les phénomènes d'interférences ne sont pas pris en compte. Ainsi cette étude a pour but de donner une idée de l'étalement surfacique du rayonnement généré par plusieurs émetteurs pour obtenir les ordres de grandeur du nombre d'émetteurs nécessaire et la distance de travail.

Ces simulations ont été réalisées par Nathalia Fedossenko du Groupe PSA, en considérant deux configurations pour la répartition des émetteurs ainsi que pour leur diagramme de rayonnement.

Les deux répartitions d'émetteurs sont schématisées en Figure V-14 (a) : 16 ou 24 émetteurs répartis uniformément sur les guides d'onde, soit deux émetteurs par guide espacés de 4 mm en bleu et 3 émetteurs par guide espacés de 2 mm (bleu et rouge). Les deux diagrammes de rayonnement testés sont représentés en Figure V-14 (b). Ils sont composés d'un lobe unique orienté à  $56^\circ$  par rapport à la normale et défini par ses largeurs à mi-hauteur horizontale ( $5^\circ$  ou  $10^\circ$ ) et verticale ( $20^\circ$  uniquement).

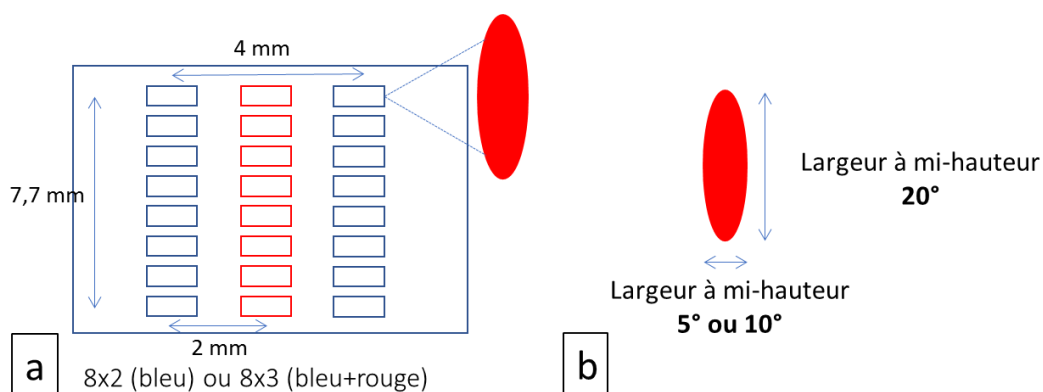


Figure V-14: (a) Schéma de répartition des émetteurs sur les guides droits, avec deux configurations étudiées : deux émetteurs par guide, espacés de 4 mm (bleu) et trois émetteurs par guide, espacés de 2 mm (bleu et rouge). (b) Représentation des rayonnements pris en tant que donnée d'entrée dans SPEOS : un lobe de largeur à mi-hauteur de  $5^\circ$  ou  $10^\circ$  horizontalement et  $20^\circ$  verticalement.

Les résultats pour un rayonnement de  $56^\circ$  par rapport à la normale dans l'air sont représentés en Figure V-15 pour les configurations à  $2 \times 8$  émetteurs et des largeurs à mi-hauteur horizontales de cône de rayonnement de  $5^\circ$  et  $10^\circ$ , et pour différentes distances au-dessus de la plaque émettrice. On remarque l'uniformisation de l'éclairage quand la distance à la plaque augmente. De plus, et de façon logique, l'uniformisation de l'éclairage se fait à plus courte distance de la plaque pour le cône plus large d'émission ( $10^\circ$ ).

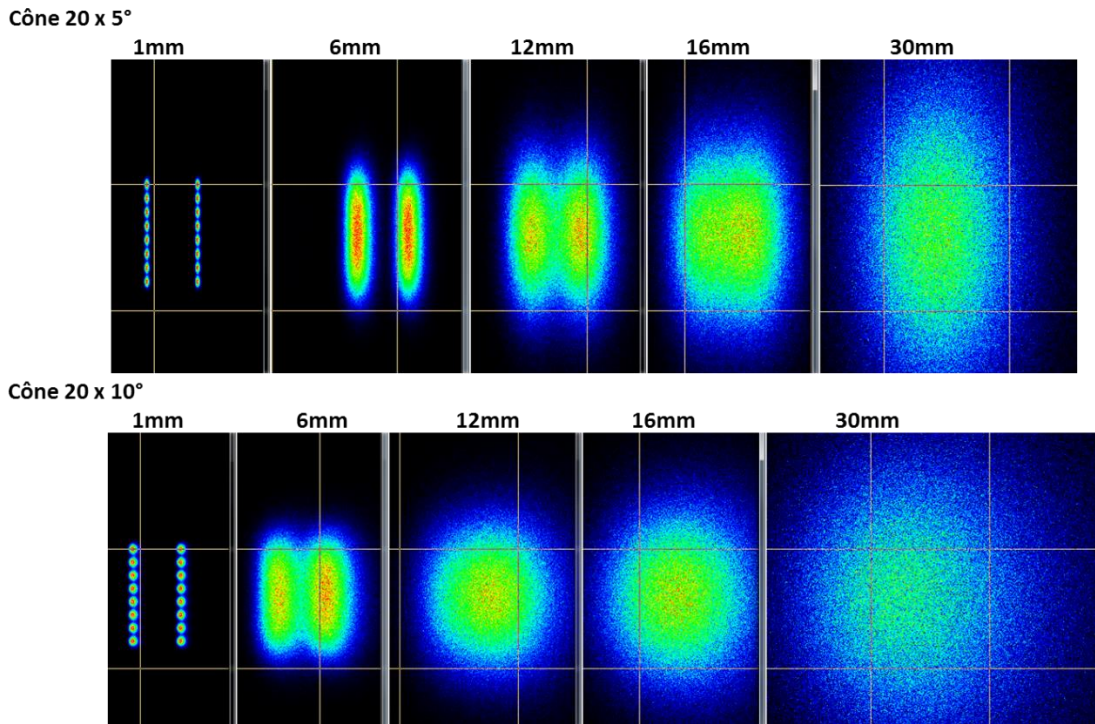


Figure V-15: Coupes à différentes altitudes au-dessus de la plaque éclairante pour 16 émetteurs.

Les résultats pour  $3 \times 8$  émetteurs sont représentés en Figure V-16 et l'on peut remarquer que l'éclairage est plus rapidement uniforme que pour la configuration à  $2 \times 8$  émetteurs.

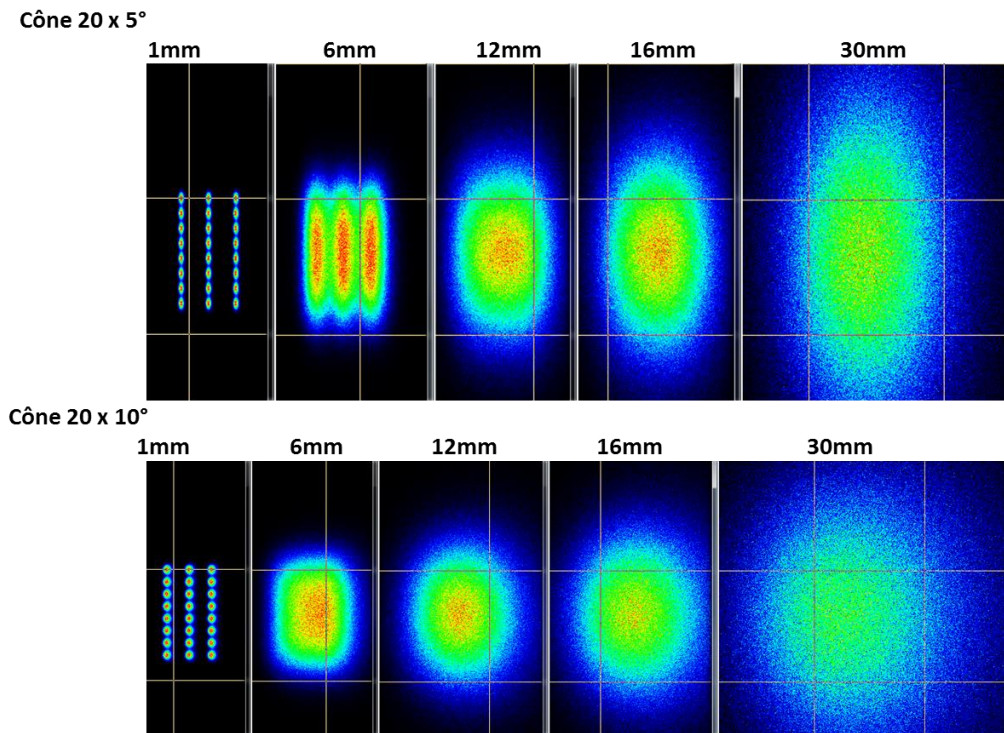


Figure V-16: Coupes à différentes altitudes au-dessus de la plaque éclairante pour 24 émetteurs.

Afin d'évaluer l'uniformité du rayonnement, le contraste RMS (Root Mean Square) a été calculé pour toutes les configurations. En toute logique, le cas 24 émetteurs large cône est celui qui permet d'obtenir le rayonnement le plus uniforme avec la distance à la plaque la plus faible, avec une valeur de 0,15 à 4 mm. De façon générale, les cas entre 5 mm et 2 cm donnent les rayonnements les plus uniformes. Cependant, ces simulations ne permettent pas de statuer sur la capacité ou non à restituer un hologramme avec les différentes largeurs angulaires.

**Valeur contraste RMS**

0,15  4,75

Angle	Angle 56			
	Air		Air	
Nb source	8x2		8x3	
Cône (°)	5	10	5	10
1	2,92	2,07	2,1	1,34
2	1,84	1,15	1,14	0,5
4	1,16	0,52	0,49	0,15
6	0,78	0,24	0,21	0,17
8	0,51	0,21	0,17	0,19
10	0,33	0,2	0,17	0,19
12	0,23	0,2	0,17	0,18
14	0,19	0,2	0,17	0,18
16	0,18	0,2	0,17	0,17
20	0,19	0,22	0,16	0,18
25	0,2	0,25	0,17	0,2
30	0,22	0,28	0,18	0,23
35	0,25	0,33	0,2	0,27

Figure V-17: Contraste RMS pour les différentes configurations : 16 émetteurs et 24 émetteurs, cône de 5° et 10° en fonction de la distance à la plaque (en mm).

Une première optimisation de la répartition des émetteurs est d'aligner moins d'émetteurs selon la largeur du réseau (côté de 7,7mm) car c'est selon cette direction que la largeur angulaire du rayonnement est la plus importante en pratique, comme nous l'avons vu dans les chapitres II et IV : une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 40° à 50° selon  $\alpha$  et entre 5° et 20° selon  $\theta$  pour des chaînes de 10 à 40 particules. Il serait donc plus judicieux de positionner plus d'émetteurs selon la longueur du réseau. Nous proposons une répartition à 16 émetteurs, 4 colonnes et 4 lignes, qui pourrait être envisagée, en Figure V-18. Cette solution exploite mieux les caractéristiques de rayonnement des émetteurs et couvre une plus grande surface (longueur de 6 mm contre 4 précédemment).

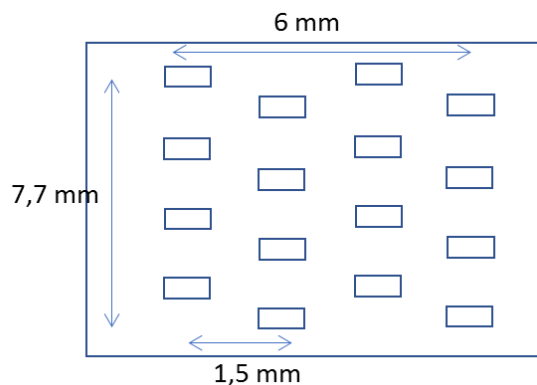


Figure V-18: Schéma de répartition envisagée des émetteurs pour mieux exploiter la forme du profil de rayonnement des émetteurs.



### V.5.2 Discussion sur le choix des émetteurs

Parmi les différentes configurations étudiées dans ce manuscrit, nous allons privilégier la A, qui a donné les meilleurs résultats expérimentaux, en particulier les cas  $D' = 75$  nm et  $D' = 125$  nm, qui peuvent présenter des niveaux de lobes secondaires très faibles avec les interférences constructives. Concernant le nombre de particules, les résultats obtenus en FDTD et expérimentalement avec 40 et 50 particules ont donné des largeurs angulaires selon  $\theta$  de 3,9 à 4,5°, ce qui est trop faible, notamment vis-à-vis de l'obtention d'un rayonnement uniforme. Avec les résultats présentés dans la partie précédente, une largeur à mi-hauteur selon  $\theta$  de 10° est préférable. Pour cela, il faut utiliser des chaînes d'environ 15 particules. Concernant l'ouverture angulaire selon  $\alpha$ , elle est plus difficilement modulable et est de l'ordre de 40° à 50°. Afin de coller au plus près de l'application, nous travaillons sur des chaînes de période 255 nm et réalisons les simulations dans les conditions des échantillons, comme dans le chapitre IV. L'empilement de couches est légèrement différent de celui du chapitre II, ainsi, le maximum de rayonnement à 633 nm est à 52°. Nous choisissons  $D' = 100$  nm. Le diagramme de rayonnement obtenu pour des particules de taille  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 60$  nm est représenté en Figure V-19. Il présente un lobe unique.

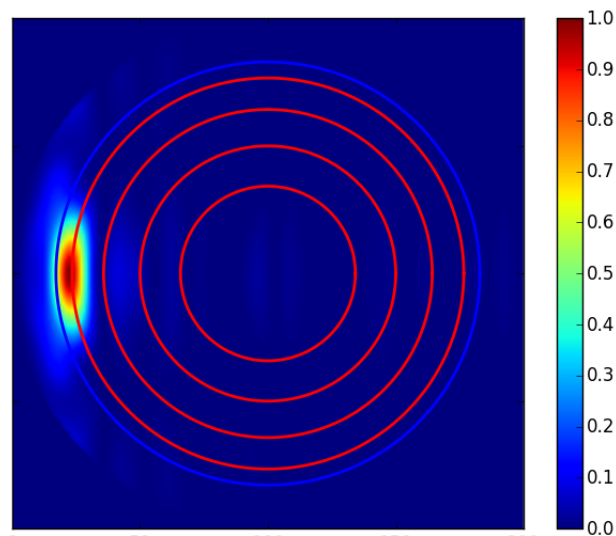


Figure V-19: Diagramme de rayonnement pour deux chaînes de 15 particules, à  $D' = 100$  nm,  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 60$  nm.

Les profils selon  $\theta$  et  $\alpha$  sont représentés respectivement en Figure V-20 (a) et (b) et montrent des largeurs à mi-hauteur de 10° selon  $\theta$  et de 50° selon  $\alpha$ .

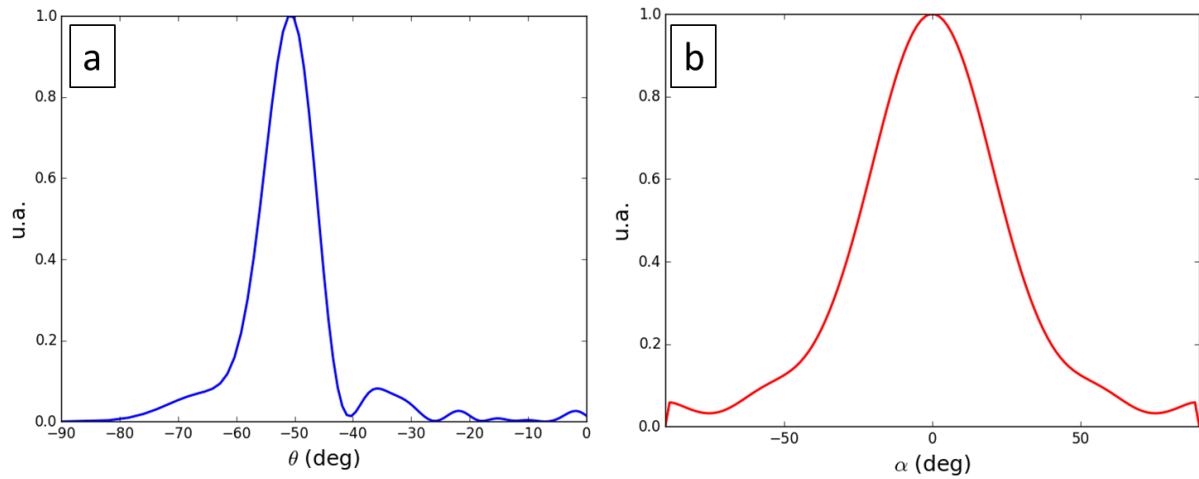


Figure V-20: Diagramme de rayonnement pour deux chaînes de 15 particules, à  $D' = 100$  nm,  $a_x = 40$  nm et  $a_y = 60$  nm.

Concernant la modulation de l'efficacité de couplage, nous avons vu dans les chapitres II et IV que les paramètres  $a_x$  et  $a_y$  permettaient de moduler le couplage sans modifier le diagramme de rayonnement, à condition de maintenir  $a_y > a_x$ . Nous traçons en Figure V-21 l'efficacité de couplage  $\frac{P_i - P_t}{P_i}$  ( $P_i$  et  $P_t$  sont les puissances injectée et transmise dans le guide) obtenue en FDTD pour des chaînes de 15 particules de période  $d = 255$  nm et  $D' = 100$  nm, pour des valeurs de  $a_x$  et  $a_y$  variant respectivement de 35 nm à 45 nm et de 35 nm à 70 nm. L'efficacité de couplage varie de 15% à plus de 50 %, soit une grande plage de modulation.

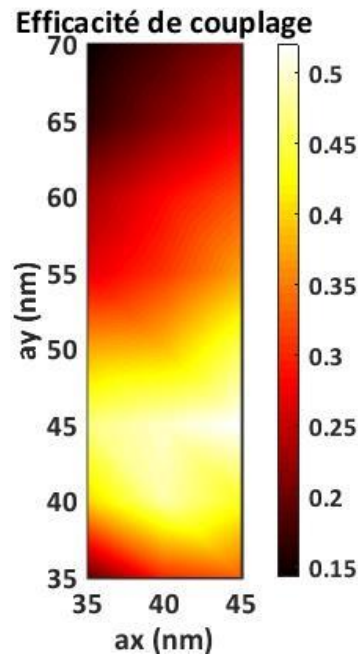


Figure V-21: Efficacité de couplage obtenue pour deux chaînes de 15 particules de période  $d = 255$  nm, à  $D' = 100$  nm, en fonction de  $a_x$  et  $a_y$ .

Nous allons maintenant faire un calcul d'ordre de grandeur pour vérifier la faisabilité du dispositif, sur l'aspect de l'utilisation d'émetteurs plasmoniques successifs. Nous allons commencer par rappeler le principe du dispositif ainsi que les grandeurs utilisées pour le calcul. Un schéma de principe du rayonnement de plusieurs émetteurs en série sur un guide d'onde est représenté en Figure V-22. On note  $E_n$  le  $n$ -ième émetteur,  $P_{i,n}$  et  $P_{t,n}$  les puissances dans le guide respectivement avant et après le  $n$ -ième émetteur. L'objectif est que tous les émetteurs rayonnent la même puissance  $P_{rad}$ .

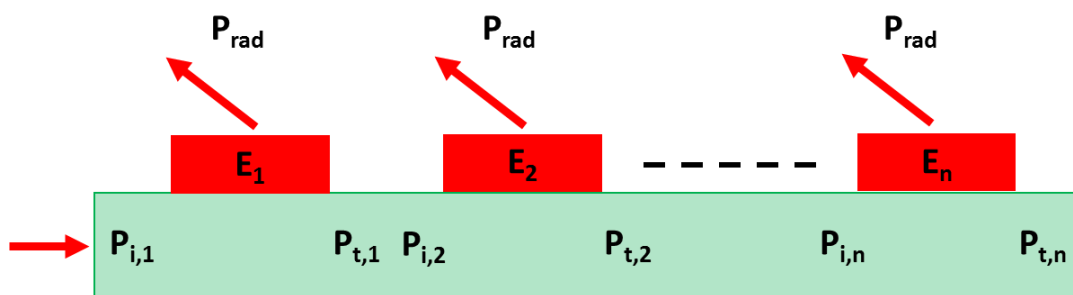


Figure V-22: Schéma de principe du rayonnement de plusieurs émetteurs en série le long d'un guide. La puissance rayonnée  $P_{rad}$  par chaque émetteur est identique.  $P_{i,n}$  et  $P_{t,n}$  sont les puissance dans le guide avant et après  $E_n$ , le  $n$ -ième émetteur.

L'efficacité de couplage de  $E_n$  est notée  $\eta_{En}$ . Elle est définie par  $\eta_{En} = \frac{P_{i,n} - P_{t,n}}{P_{i,n}}$ . On considère des guides sans pertes donc on a  $P_{t,n-1} = P_{i,n}$ , ainsi qu'une efficacité de rayonnement  $\eta_{rad} = \frac{P_{rad}}{P_{i,n} - P_{t,n}}$  identique pour chaque émetteur quelle que soit la taille des particules. Pour simplifier la démonstration, on prend  $\eta_{rad} = 1$ . Dans ce cadre, pour obtenir la même puissance rayonnée par tous les émetteurs, il suffit de raisonner sur l'efficacité de couplage, qui devient  $\eta_{En} = \frac{P_{rad}}{P_{i,n}}$ , avec  $P_{i,n} = P_{i,1} - (n-1)P_{rad}$ . On a donc :

$$\eta_{En} = \frac{P_{rad}}{P_{i,1} - (n-1)P_{rad}} \quad (V-4)$$

Et en divisant tout par  $P_{i,1}$  :

$$\eta_{En} = \frac{\eta_{E1}}{1 - (n-1)\eta_{E1}} \quad (V-5)$$

On imagine une répartition à 16 émetteurs. Chaque branche doit donc alimenter 8 émetteurs (structure symétrique). Le cas le plus simple est d'utiliser toute la puissance du guide soit, puisque  $\eta_{rad} = 1$ , 12,5% rayonnée par chaque émetteur. Ceci implique deux contraintes pour l'efficacité de couplage : elle doit être au minimum de 12,5% pour le premier émetteur rencontré et au maximum de 100% pour le dernier. On remarque avec ce cas simple que notre amplitude de modulation (15% - 50 %) n'est pas compatible.

Pour réussir à satisfaire les différentes contraintes, il est nécessaire de changer un autre paramètre que  $a_x$  et  $a_y$ . Nous considérons donc une autre configuration avec  $D' = 125$  nm. Dans ce cas, le diagramme de rayonnement ne diffère que de  $0,8^\circ$  en  $\alpha$  (avec les mêmes paramètres géométriques). L'efficacité de rayonnement en fonction de  $a_x$  et  $a_y$  est représentée en Figure V-23. L'efficacité de couplage minimum nécessaire de 12,5% est accessible avec cette structure.

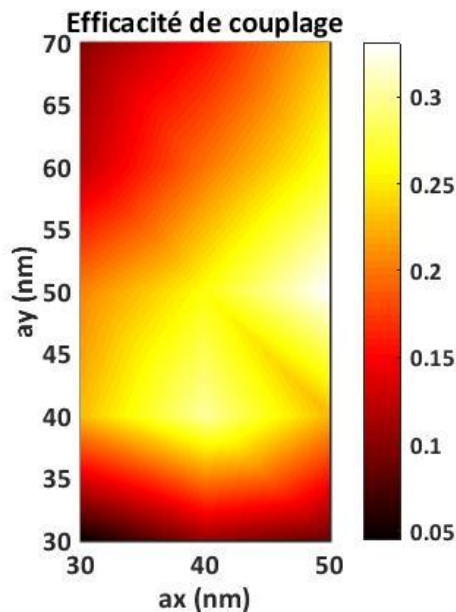


Figure V-23: Efficacité de couplage obtenue pour deux chaînes de 15 particules de période  $d = 255 \text{ nm}$ , à  $D' = 125 \text{ nm}$ , en fonction de  $a_x$  et  $a_y$ .

Si l'on ne considère que les cas  $a_y > a_x$ , ces deux structures permettent de balayer une gamme de couplage entre 10% et 50%.

Dans notre cas, on est donc limité par  $\eta_{E8} \leq 0,5$  soit en utilisant la formule (V-5)  $\eta_{E1} \leq 1/9$ , c'est-à-dire 11,1%.

En utilisant cette formule, on peut donc déterminer les valeurs des efficacités de couplage de tous les émetteurs. Dans notre cas, on obtient pour les émetteurs 1 à 8 : 11,1 %, 12,5 %, 14,3 %, 16,7 %, 20 %, 25 %, 33 % et 50%.

Toute la puissance du guide n'est pas utilisée si l'efficacité de couplage du dernier émetteur est inférieure à 100 %: il reste  $\frac{(1-\eta_{Ef}) \eta_{E1}}{\eta_{Ef}}$  dans le guide après le dernier émetteur. Dans notre cas, il reste donc 11,1 % de la puissance injectée dans le guide. Cette puissance est perdue.

Il existe donc des dimensions de particules qui permettent de réaliser le dispositif dans l'hypothèse idéale de guides sans pertes et avec une efficacité de rayonnement constante. Cette dernière hypothèse n'est pas totalement improbable, l'efficacité de couplage étant liée au volume des particules, il faut choisir des dimensions de particules à volume constant.

Les pertes de ce dispositif, si l'on ne considère pas les pertes des guides, sont directement reliées à l'efficacité de rayonnement et aux efficacités de couplages minimum et maximum.

D'après le résultat préliminaire obtenu expérimentalement pour l'efficacité de couplage (50 %), les pertes sont de 50 %, dans le cas où toute la puissance du guide est utilisée. Dans le cas pris en exemple, il faut ajouter les 11 % restant dans le guide soit des pertes de 61 % (4,1dB). Les pertes liées uniquement au principe choisi des émetteurs plasmoniques successifs restent donc raisonnables.

## **Conclusion**

Nous avons dans ce chapitre dimensionné entièrement un réseau de guides d'onde sur une surface de 9 mm (longueur) par 7,7 mm (largeur). La forme choisie, semblable à une spirale, optimise la surface « utile » du réseau, composé de guides droits susceptibles d'accueillir les émetteurs. Cette surface utile couvre une surface de 6,5 mm (longueur) par 7,7 mm (largeur)

Ce réseau de guides d'onde a été fabriqué au LAAS en lithographie optique par projection (stepper). Les échantillons ont ensuite été gravés au C2N et caractérisés.

Les pertes de propagation des guides d'onde ont été évaluées par la méthode dite « top view », pour les guides fabriqués au LAAS ainsi que des guides réalisés par lithographie électronique au C2N. Les pertes sont assez similaires entre les deux cas et varient grandement avec la largeur du guide d'onde : de l'ordre de 2 dB/mm pour des guides de 2  $\mu\text{m}$  de large, 5 à 6 dB/mm pour les guides de 300 nm de large. Ces valeurs sont très importantes mais sont inférieures aux 10 dB/mm obtenues précédemment, mettant en évidence l'efficacité des ajustements effectués sur la lithographie électronique. Afin d'améliorer encore cette valeur, plusieurs pistes sont à étudier : optimisation de la recette de dépôt, réalisation d'un recuit, amélioration de la gravure.

Enfin, les résultats de simulations SPEOS (tracé de rayons) ont montré que l'utilisation de 16 émetteurs répartis sur le réseau de guides était suffisante pour obtenir un rayonnement homogène à partir de 5 mm de distance de la plaque émettrice. En considérant la largeur angulaire du rayonnement de chaque émetteur, de l'ordre de 50° latéralement (angle  $\alpha$ ) et 10° longitudinalement (angle  $\theta$ ), il apparaît judicieux de positionner plus émetteurs selon la longueur que la largeur de la plaque.

Enfin, nous avons envisagé comme émetteurs deux chaînes de 15 particules de période  $d = 255$  nm positionnées à côté du guide d'onde à  $D' = 100$  nm et  $D' = 125$  nm. Dans cette configuration, le rayonnement a des largeurs angulaires de 10° selon  $\theta$  et environ 50° selon  $\alpha$ , et

des variations de  $a_x$  et  $a_y$  permettent de moduler l'efficacité de couplage entre 10 et 50%. Cette gamme est suffisante pour répartir la puissance sur 16 émetteurs (8 émetteurs en série dans chaque branche). Nous avons démontré la faisabilité théorique du dispositif dans l'hypothèse de guides sans pertes et avec une puissance rayonnée constante. Ceci conduit à des pertes totales induites par les émetteurs de 61 % (4,1 dB)

# Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse est la conception d'une plaque éclairante pour une application holographique, à 633 nm. Le dispositif envisagé est constitué de deux éléments principaux : un réseau de guides d'onde en nitrure de silicium enterré dans du verre et des chaînes de nanoparticules en argent, positionnées à proximité des guides d'onde et ayant une fonction d'émetteurs. Les contraintes imposées par l'application holographique sont la cohérence de la source, constituée d'un seul laser à 633 nm, et un rayonnement uniforme, homogène et directif sur toute la surface de la plaque, impliquant des émissions identiques en intensité et diagramme de rayonnement pour tous les émetteurs. De plus, le rayonnement doit présenter un angle de  $34^\circ$  (dans la silice) par rapport à la normale.

La majeure partie de ce manuscrit a été consacrée aux émetteurs, de la conception à la caractérisation. Dans un premier temps, une étude bibliographique a permis de sélectionner le type de structure : une chaîne périodique de nano-cylindres elliptiques en argent, positionnable de part et d'autre du guide (configuration notée A) ou au-dessus du guide (configuration B). Les nanostructures d'argent sont conçues pour supporter des résonances plasmoniques localisées couplées entre elles le long de la chaîne et se comportent comme des nanoantennes. Le décalage spectral de la résonance par rapport à la longueur d'onde d'excitation permet de contrôler l'excitation des nanoantennes par le guide et leur efficacité de rayonnement. Par ailleurs, dès lors que la période de la chaîne est suffisante, celle-ci peut diffracter la lumière d'excitation selon un angle dépendant uniquement de la période, produisant un rayonnement beaucoup plus efficace que celui produit par les nanostructures « seules ». Cette structure de chaîne est compacte, intégrée et permet ainsi une modulation du couplage en intensité par résonance plasmonique, ainsi qu'une efficacité et orientabilité du rayonnement par sa période.

Une étude FDTD a permis de mettre en évidence le couplage entre le guide et la chaîne de particules dans les deux configurations. Plusieurs paramètres permettent de moduler l'efficacité de couplage : les paramètres géométriques des ellipses  $a_x$  et  $a_y$ , la distance au guide  $D$  ou  $D'$  selon la configuration et le nombre de particules  $N$ . L'analyse de l'angle rayonné a permis de déduire une période  $d = 256$  nm pour atteindre l'angle de rayonnement de  $34^\circ$ . En raison des contraintes de maillage en FDTD et en fabrication, la période  $d = 260$  nm a été choisie pour étudier l'allure du diagramme de rayonnement. Parmi les paramètres modulant l'efficacité de couplage, les rayons



## *Conclusion générale et perspectives*

---

des demi-axes des ellipses  $a_x$  et  $a_y$  sont les plus intéressants car leurs variations ne modifient pas l'allure du diagramme de rayonnement, à condition de maintenir  $a_y > a_x$ .

Deux voies de fabrication, A et B, ont été développées pour réaliser les deux types de configuration. Dans la première voie, les guides d'onde sont fabriqués avant les particules en argent et inversement pour la voie B. Les principaux développements réalisés concernent l'écriture en lithographie électronique : optimisation des paramètres d'écriture et ajout de marques d'alignement elles-mêmes réalisées par lithographie électronique. Les deux voies de fabrication présentent des avantages et des inconvénients. Avec la voie A (chaines de particules à côté du guide) le guide est fabriqué depuis un substrat vierge, il est donc facile à dimensionner. En revanche, le dimensionnement des particules est plus incertain en raison de l'inhomogénéité de la couche de résine. Concernant la voie B (particules au-dessus du guide), le bilan est inversé : il y a une plus grande facilité dans la fabrication des particules, réalisée sur substrat vierge, mais la gravure du guide est moins maîtrisée. De plus, la réalisation d'étapes technologiques après le dépôt d'argent risque d'altérer sa qualité. 2 échantillons exploitables ont été fabriqués, un de chaque type, avec paramètres choisis pour faciliter dans un premier temps la caractérisation optique : un grand nombre de particules (40 ou 50 par chaîne), de grandes périodes (270 nm à 310 nm) et des tailles de particules et distances au guide variables.

Ces échantillons ont été caractérisés sur banc optique. Dans un premier temps, un banc de caractérisation en champ lointain, imageant le plan de Fourier, a été développé. L'angle limite capté est de  $56^\circ$ . Ce banc permet d'obtenir directement le diagramme de rayonnement en fonction de  $\theta$  et  $\varphi$ . L'analyse des premiers diagrammes de rayonnement a permis de mettre en évidence différentes caractéristiques, notamment la bonne correspondance entre l'angle rayonné et la formule des réseaux de diffraction. La présence de disques sombres sur les images a mis en évidence des interférences causées par le substrat silicium. Ces interférences modifient les diagrammes de rayonnement en comparaison avec ceux obtenus dans le chapitre 2. Des comparaisons avec des nouveaux résultats de simulation ont montré une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et simulés dans la configuration A. En fonction de la période, et donc de l'angle rayonné, les interférences affinent ou perturbent le motif. La situation est favorable pour la période  $d = 290$  nm et défavorable pour la période  $d = 310$  nm. Dans la configuration B, une trop grande largeur du guide a conduit à la présence de deux modes guidés et donc deux raies dans le diagramme de rayonnement. Si les résultats de simulations tendaient à recommander la configuration B (1 seul lobe de rayonnement), les résultats expérimentaux tendent à privilégier la configuration A : en raison des interférences, les diagrammes de

rayonnement obtenus en simulation présentent des niveaux de lobes secondaires bien inférieurs à ceux observés dans le chapitre 2 pour des configurations similaires. Expérimentalement, on observe un léger décentrage du motif, probablement lié à un léger défaut d'alignement entre le guide et les chaînes et les niveaux des lobes secondaires sont plus grands qu'en simulation, ce qui peut être attribué à une valeur  $a_x$  supérieure à celle visée. De plus, de premiers résultats sur l'efficacité de couplage ont mis en évidence la possibilité de moduler le couplage en variant la longueur  $a_y$ , en accord avec les résultats de simulation. Une première efficacité de rayonnement de 50% a été obtenue sur une chaîne de 40 particules, un premier résultat encourageant car du même ordre de grandeur que les 75 % à 80 % obtenus en simulations.

Enfin, la dernière partie du manuscrit a été consacrée au réseau de guides, dans la continuité des travaux d'Yida Wen, qui avaient conduit au choix de la structure générale du réseau et du dimensionnement des guides d'onde droits. En partant de ces données, les courbes et le réseau complet ont été entièrement dimensionnés sur une surface de 1 cm<sup>2</sup>. Concernant la fabrication, les contraintes de la lithographie électronique rendent difficile la fabrication de ce réseau en deux dimensions. La fabrication a donc été réalisée par le LAAS en lithographie optique par projection (stepper). Les pertes des guides d'onde ont été évaluées et sont de l'ordre de 6 dB/mm pour les guides de largeur 300 nm et de 2 dB/mm pour les guides de largeur 2 μm, significativement plus faible que les valeurs obtenues par Yida Wen, mais encore nettement supérieur aux 0,2 dB/cm de la littérature. Concernant la répartition des émetteurs, des simulations numériques de propagation de la lumière ont été effectuées avec 16 et 24 émetteurs répartis uniformément et ont montré la possibilité d'obtenir un rayonnement uniforme à des distances de 5 mm à 2 cm au-dessus de la plaque éclairante. Ces simulations ont été réalisées avec des diagrammes de rayonnement de largeur angulaire 20° selon la largeur du réseau et 5° ou 10° selon sa longueur, avec de meilleurs résultats dans le second cas. Concrètement, pour obtenir une largeur angulaire longitudinale de 10°, 15 particules sont nécessaires. En revanche, selon l'autre direction, nous obtenons plutôt 40° à 50°.

En raisonnant en ordres de grandeur, un exemple a été pris pour vérifier la faisabilité du rayonnement identique de plusieurs émetteurs placés en série le long d'un guide. Nous avons considéré des pertes nulles dans les guides et des efficacités de rayonnement identiques pour toutes les tailles de particules. En plaçant les chaînes à  $D' = 100$  nm et  $D' = 125$  nm du guide, il est possible de moduler l'efficacité de couplage entre 10 % et 50 % en jouant sur les paramètres  $a_x$  et  $a_y$ , et cela est suffisant pour alimenter 8 émetteurs (16 en considérant les deux branches du réseau). Le diagramme de rayonnement en champ lointain reste également inchangé. Avec les

## *Conclusion générale et perspectives*

---

hypothèses réalisées et en considérant l'efficacité de rayonnement expérimentale de 50 %, les pertes sont alors de 61 %.

En considérant toutes les composantes, la configuration A, avec les particules de part et d'autre du guide, s'avère meilleure. En effet, le niveau des lobes secondaires initialement observé peut être fortement réduit avec l'utilisation d'un miroir et le jeu des interférences. Les résultats expérimentaux sont bien meilleurs, le principal défaut restant la difficulté à contrôler les dimensions des particules. Une piste d'amélioration est la réalisation d'une étape de planarisation après la fabrication des guides d'ondes de manière à fabriquer les particules sur un échantillon plan. De plus, la géométrie de cette structure permet de faire varier la distance au guide D' facilement ce qui est un grand avantage pour moduler l'efficacité de couplage.

Concernant la configuration B, les problèmes de gravure du guide d'onde n'ont pas permis d'obtenir des résultats expérimentaux concluants.

D'un point de vue scientifique, nous avons montré de nouvelles propriétés de couplage des chaînes de particules, en particulier l'indépendance du positionnement relatif au guide, et la possibilité, à partir d'une distance au guide optimale, de moduler l'efficacité de couplage sans déplacer spectralement la résonance. De plus, l'étude en fonction de la période a mis en évidence plusieurs régimes de fonctionnement du système guide-chaîne : pour une courte période, la chaîne se comporte purement comme un guide d'onde (dans la gamme de résonance des plasmons localisés). Au passage en bord de la 1<sup>ère</sup> zone de Brillouin, la chaîne se comporte comme un miroir de Bragg. Pour des périodes plus grandes, le couplage a lieu au-dessus du cône de lumière de la silice et l'on a alors un régime rayonnant avec, pour des périodes suffisamment faibles (au moins jusque 300 nm), toujours une interaction dipolaire entre les particules qui confère un comportement collectif et maintient une bonne efficacité de couplage. Au passage du cône de lumière de la silice, nous avons observé un couplage entre la résonance plasmonique et des « lattice surface modes » (LSM), qui perturbe fortement les courbes de transmission. C'est la première fois que ce phénomène est observé sur une structure excitée par un guide d'onde. Des approfondissements sont à effectuer, notamment pour étudier l'effet de ce couplage sur l'efficacité de rayonnement de la chaîne de particules.

Du point de vue de l'application, la faisabilité de l'approche a été démontrée et un premier dimensionnement d'émetteur a été proposé : 15 particules à côté du guide (avec miroir en dessous du guide), de période 255 nm, avec  $a_x$  compris entre 35 nm et 45 nm et  $a_y$  entre 45 nm et 70 nm, à une distance  $D'$  du guide de 100 nm ou 125 nm. Dans les hypothèses de guides sans pertes et d'efficacité de rayonnement identiques de 50 %, 39 mW sont obtenus en sortie (rayonnement) pour 100 mW injectés. Il reste plusieurs points à développer.

Le point le plus critique pour améliorer la faisabilité du dispositif est l'amélioration de la qualité des guides d'onde et réduire considérablement les pertes de guidage. Plusieurs pistes sont envisageables : amélioration de la recette de dépôt (rapport entre les différents gaz), réalisation d'un recuit pour évacuer l'hydrogène résiduel, diminution de la rugosité par l'optimisation de l'insolation et de la gravure.

Le second point concerne l'efficacité de rayonnement des émetteurs. Les travaux réalisés concernent principalement l'efficacité de couplage et la forme du diagramme de rayonnement. Il faudrait étudier plus en détail l'influence des différents paramètres géométriques de la structure sur l'efficacité de rayonnement pour avoir une vision complète de processus de rayonnement.

Enfin, le dernier point concerne l'ouverture angulaire du lobe de rayonnement et de manière plus générale la directivité du rayonnement obtenu par l'ensemble des émetteurs. Il est important de déterminer quantitativement les contraintes liées à la révélation de l'hologramme sur la directivité.



# Bibliographie

- [Agi12] Agio, M. (2012). Optical antennas as nanoscale resonators. *Nanoscale*, 4(3) :692-706.
- [Alb13] Albella, P., Poyli, M. A., Schmidt, M. K., Maier, S. A., Moreno, F., Sañenz, J. J., and Aizpurua, J. (2013). Low-loss electric and magnetic field-enhanced spectroscopy with subwavelength silicon dimers. *The Journal of Physical Chemistry C*, 117(26) :13573–13584.
- [All12] Allen, L. and Eberly, J. H. (2012). Optical resonance and two-level atoms. Courier Corporation.
- [Ara12] Arango, F. B., Kwadrin, A., and Koenderink, A. F. (2012). Plasmonic antennas hybridized with dielectric waveguides. *ACS Nano*, 6(11) :10156–10167.
- [Aug08] Auguié, B. and Barnes, W. L. (2008). Collective resonances in gold nanoparticle arrays. *Physical Review Letters*, 101(14) :143902.
- [Bal92] Balanis, C. A. (1992). Antenna theory: A review. *Proceedings of the IEEE*, 80(1) :7–23.
- [Bar17] Barat, D., Leroy, B., Wen, Y., and Dagens, B. (2017). Dispositif d'éclairage à guides de lumière couplés à des moyens d'émission de photons. FR Patent App. FR 3,046,829.
- [Bav15] Bavoux, B., Barat, D., Wen, Y., and Dagens, B. (2015). Système de signalisation holographique comprenant une unité de génération d'au moins une image holographique. EP Patent App. EP20,130,814,887.
- [Ben14] Benboujema, C. (2014). Motor vehicle body element including a light source and a light-guiding means. EP Patent App. EP20,140,164,563.
- [Bes94] Besse, P. A., Bachmann, M., Melchior, H., Soldano, L. B., and Smit, M. K. (1994). Optical bandwidth and fabrication tolerances of multimode interference couplers. *Journal of Lightwave Technology*, 12(6) :1004–1009.
- [Bha09] Bharadwaj, P., Deutsch, B., and Novotny, L. (2009). Optical antennas. *Advances in Optics and Photonics*, 1(3) :438.
- [Bia12] Biagioni, P., Huang, J.-S., and Hecht, B. (2012). Nanoantennas for visible and infrared radiation. *Rep. Prog. Phys.*, 75(2) :024402.

- [Boh08] Bohren, C. F. and Huffman, D. R. (2008). Absorption and scattering of light by small particles. John Wiley & Sons.
- [Bon10] Bonod, N., Devilez, A., Rolly, B., Bidault, S., and Stout, B. (2010). Ultracompact and unidirectional metallic antennas. *Phys. Rev. B*, 82(11).
- [Bro00] Brongersma, M. L., Hartman, J. W., and Atwater, H. A. (2000). Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit. *Physical Review B*, 62(24) :R16356.
- [Bry08] Bryant, G. W., García de Abajo, F. J., and Aizpurua, J. (2008). Mapping the plasmon resonances of metallic nanoantennas. *Nano letters*, 8(2) :631–636.
- [Cam11] Campione, S., Steshenko, S., and Capolino, F. (2011). Complex bound and leaky modes in chains of plasmonic nanospheres. *Optics Express*, 19(19) :18345–18363.
- [Coc15] Cochard, J. (2015). Opportunités pour les technologies photoniques dans l'industrie automobile. Technical report, Journée scientifique de la chaire UPSud/PSA.
- [Col09] Colomban, P. (2009). The use of metal nanoparticles to produce yellow, red and iridescent colour, from bronze age to present times in lustre pottery and glass: solid state chemistry, spectroscopy and nanostructure. In *Journal of Nano Research*, volume 8, pages 109–132. Trans Tech Publ.
- [Cro07] Crozier, K., Togan, E., Simsek, E., and Yang, T. (2007). Experimental measurement of the dispersion relations of the surface plasmon modes of metal nanoparticle chains. *Optics Express*, 15(26) :17482–17493.
- [Cur10] Curto, A. G., Volpe, G., Taminiu, T. H., Kreuzer, M. P., Quidant, R., and van Hulst, N. F. (2010). Unidirectional emission of a quantum dot coupled to a nanoantenna. *Science*, 329(5994) :930–933.
- [Dal04] Daldosso, N., Melchiorri, M., Riboli, F., Sbrana, F., Pavesi, L., Pucker, G., Kompocholis, C., Crivellari, M., Bellutti, P., and Lui, A. (2004). Fabrication and optical characterization of thin two-dimensional Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> waveguides. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 7(4) :453–458.
- [Dev10] Devilez, A., Stout, B., and Bonod, N. (2010). Compact metallo-dielectric optical antenna for ultra directional and enhanced radiative emission. *ACS Nano*, 4(6) :3390–3396.

- [Din14] Ding, W., Chen, Y.-H., and Li, Z.-Y. (2014). Unidirectional emissions from dielectric photonic circuits decorated with plasmonic phased antenna arrays. *Chinese Physics B*, 23(3) :037301.
- [Dreg11] Dregely, D., Taubert, R., Dorfmüller, J., Vogelgesang, R., Kern, K., and Giessen, H. (2011). 3D optical yagi–uda nanoantenna array. *Nature Communications*, 2 :267.
- [Far05] Farahani, J. N., Pohl, D. W., Eisler, H.-J., and Hecht, B. (2005). Single quantum dot coupled to a scanning optical antenna : a tunable superemitter. *Physical Review Letters*, 95(1) :017402.
- [Fev12] Février, M., Gogol, P., Aassime, A., Mégy, R., Delacour, C., Chelnokov, A., Apuzzo, A., Blaize, S., Lourtioz, J.-M., and Dagens, B. (2012). Giant coupling effect between metal nanoparticle chain and optical waveguide. *Nano Letters*, 12(2) :1032–1037.
- [Fev12b] Fevrier, M., Gogol, P., Aassime, A., Megy, R., Bouville, D., Lourtioz, J., and Dagens, B. (2012). Localized surface plasmon bragg grating on SOI waveguide at telecom wavelengths. *Applied Physics A*, 109(4) :935–942.
- [Fey60] Feynman, R. P. (1960). There’s plenty of room at the bottom. *Engineering and Science*, 23(5) :22–36.
- [Frö49] Fröhlich, H. (1949). *Theory of dielectrics*.
- [Fro04] Fromm, D. P., Sundaramurthy, A., Schuck, P. J., Kino, G., and Moerner, W. (2004). Gap-dependent optical coupling of single bowtie nanoantennas resonant in the visible. *Nano Letters*, 4(5) :957–961.
- [Ghe08] Ghenuche, P., Cherukulappurath, S., Taminiau, T. H., van Hulst, N. F., and Quidant, R. (2008). Spectroscopic mode mapping of resonant plasmon nanoantennas. *Physical Review Letters*, 101(11) :116805.
- [Gia11] Giannini, V., Fernández-Domínguez, A. I., Heck, S. C., and Maier, S. A. (2011). Plasmonic nanoantennas: fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters. *Chemical Reviews*, 111(6) :3888–3912.
- [Gon13] Goncalves, W. and Le Dall, C. (2013). Dispositif et procédé de génération d’au moins une image holographique. FR Patent App. FR 2,985,325.



- [Gor08] Gorin, A., Jaouad, A., Grondin, E., Aimez, V., and Charette, P. (2008). Fabrication of silicon nitride waveguides for visible-light using PECVD: a study of the effect of plasma frequency on optical properties. *Optics Express*, 16(18) :13509–13516.
- [Hof07] Hofmann, H. F., Kosako, T., and Kadoya, Y. (2007). Design parameters for a nano-optical yagi-uda antenna. *New Journal of Physics*, 9(7) :217–217.
- [Hua10] Huang, J.-S., Kern, J., Geisler, P., Weinmann, P., Kamp, M., Forchel, A., Biagioni, P., and Hecht, B. (2010). Mode imaging and selection in strongly coupled nanoantennas. *Nano Letters*, 10(6) :2105–2110.
- [Hua14] Huang, Y.L. (2014). Brake light system and brake light. *Us Patent App. US 2014/0293639*.
- [Joh72] Johnson, P. B. and Christy, R.-W. (1972). Optical constants of the noble metals. *Physical Review B*, 6(12) :4370.
- [Kau15] Kausar, A. S. M. Z., Reza, A. W., Latef, T. A., Ullah, M. H., and Karim, M. E. (2015). Optical nano antennas: state of the art, scope and challenges as a biosensor along with human exposure to nanotoxicology. *Sensors*, 15(4) :8787–8831.
- [Kel03] Kelly, K. L., Coronado, E., Zhao, L. L., and Schatz, G. C. (2003). The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment. *The Journal of Physical Chemistry B*, 107(3) :668–677.
- [Kho14] Khosravi, M., Sadeghzadeh, R. A., and Abrishamian, M. S. (2014). A semi-log-periodic array of spheroidal nanoelements: broadbanding nanoantennas. *Applied Physics B*, 117(3) :885–889.
- [Koe06] Koenderink, A. F. and Polman, A. (2006). Complex response and polariton-like dispersion splitting in periodic metal nanoparticle chains. *Phys. Rev. B*, 74(3).
- [Kos10] Kosako, T., Kadoya, Y., and Hofmann, H. F. (2010). Directional control of light by a nano-optical yagi-uda antenna. *Nature Photonics*, 4(5) :312–315.
- [Kra12] Krasnok, A. E., Miroshnichenko, A. E., Belov, P. A., and Kivshar, Y. S. (2012). All-dielectric optical nanoantennas. *Optics Express*, 20(18) :20599–20604.
- [Kre99] Krenn, J., Dereux, A., Weeber, J., Bourillot, E., Lacroute, Y., Goudonnet, J., Schider, G., Gotschy, W., Leitner, A., Aussenegg, F., et al. (1999). Squeezing the optical near-field zone by plasmon coupling of metallic nanoparticles. *Physical Review Letters*, 82(12) :2590.

- [Lar09] Larribeau, N. and Gauchet, P. (2009). Dispositif de signalisation à image holographique pour véhicule. FR Patent App. FR 2,949,725.
- [LeD14] Le Dall, C. and Goncalves, W. (2014). Dispositif holographique de signalisation pour véhicule. FR Patent App. FR 2,995,269.
- [Lee13] Lee, Y., Hoshino, K., Alù, A., and Zhang, X. (2013). Tunable directive radiation of surface-plasmon diffraction gratings. *Optics Express*, 21(3) :2748–2756.
- [Li14] Li, M. C. System for alerting automobile driver when opening door. US Patent App. US 2014/0297173
- [Lin99] Link, S., Mohamed, M., and El-Sayed, M. (1999). Simulation of the optical absorption spectra of gold nanorods as a function of their aspect ratio and the effect of the medium dielectric constant. *The Journal of Physical Chemistry B*, 103(16) :3073–3077.
- [Liu10] Liu, X.-X. and Alù, A. (2010). Subwavelength leaky-wave optical nanoantennas: Directive radiation from linear arrays of plasmonic nanoparticles. *Physical Review B*, 82(14) :144305.
- [Lum] Lumerical Solutions, Inc. <http://www.lumerical.com/tcad-products/fdtd/>
- [Magno et al., 2017] Magno, G., Fevrier, M., Gogol, P., Aassime, A., Bondi, A., Mégy, R., and Dagens, B. (2017). Strong coupling and vortexes assisted slow light in plasmonic chain-SOI waveguide systems. *Scientific Reports*, 7.
- [Mai03] Maier, S. A., Kik, P. G., Atwater, H. A., Meltzer, S., Harel, E., Koel, B. E., and Requicha, A. A. (2003). Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides. *Nature Materials*, 2(4) :229–232.
- [Mai07] Maier, S. A. (2007). *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media.
- [Mak11] Maksymov, I. S., Davoyan, A. R., and Kivshar, Y. S. (2011). Enhanced emission and light control with tapered plasmonic nanoantennas. *Appl. Phys. Lett.*, 99(8) :083304.
- [Mak12] Maksymov, I. S., Staude, I., Miroshnichenko, A. E., and Kivshar, Y. S. (2012). Optical Yagi-Uda nanoantennas. *Nanophotonics*, 1(1).
- [McL06] McLellan, J. M., Siekkinen, A., Chen, J., and Xia, Y. (2006). Comparison of the surface-enhanced raman scattering on sharp and truncated silver nanocubes. *Chemical Physics Letters*, 427(1) :122–126.

- [Mie08] Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik Trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 330(3) :377–445.
- [Moc02] Mock, J., Barbic, M., Smith, D., Schultz, D., and Schultz, S. (2002). Shape effects in plasmon resonance of individual colloidal silver nanoparticles. *The Journal of Chemical Physics*, 116(15) :6755–6759.
- [Muh05] Muhlschlegel, P. (2005). Resonant optical antennas. *Science*, 308(5728) :1607–1609.
- [Nov07] Novotny, L. (2007). Effective wavelength scaling for optical antennas. *Phys. Rev. Lett.*, 98(26).
- [Nov11] Novotny, L. and van Hulst, N. (2011). Antennas for light. *Nature Photonics*, 5(2) :83–90.
- [Pak09] Pakizeh, T. and Käll, M. (2009). Unidirectional ultracompact optical nanoantennas. *Nano Letters*, 9(6) :2343–2349.
- [Pal98] Palik, E. D. (1998). *Handbook of optical constants of solids*, volume 3. Academic Press.
- [Pel09] Pellegrini, G., Mattei, G., and Mazzoldi, P. (2009). Tunable, directional and wavelength selective plasmonic nanoantenna arrays. *Nanotechnology*, 20(6) :065201.
- [Poh00] Pohl, D. (2000). Near field optics seen as an antenna problem. *Near-field Optics, Principles and Applications*, pages 9–21.
- [Pur46] Purcell, E. M., Torrey, H. C., and Pound, R. V. (1946). Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Physical Review*, 69(1-2) :37.
- [Qui98] Quinten, M., Leitner, A., Krenn, J., and Aussenegg, F. (1998). Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles. *Optics Letters*, 23(17) :1331–1333.
- [Rol12] Rolly, B., Stout, B., and Bonod, N. (2012). Boosting the directivity of optical antennas with magnetic and electric dipolar resonant particles. *Optics Express*, 20(18) :20376–20386.
- [Rus14] Rusak, E., Staude, I., Decker, M., Sautter, J., Miroshnichenko, A. E., Powell, D. A., Neshev, D. N., and Kivshar, Y. S. (2014). Hybrid nanoantennas for directional emission enhancement. *Applied Physics Letters*, 105(22) :221109.
- [Sch07] Scheerlinck, S., Schrauwen, J., Van Laere, F., Taillaert, D., Van Thourhout, D., and Baets, R. (2007). Efficient, broadband and compact metal grating couplers for silicon-on-insulator waveguides. *Optics Express*, 15(15) :9625–9630.

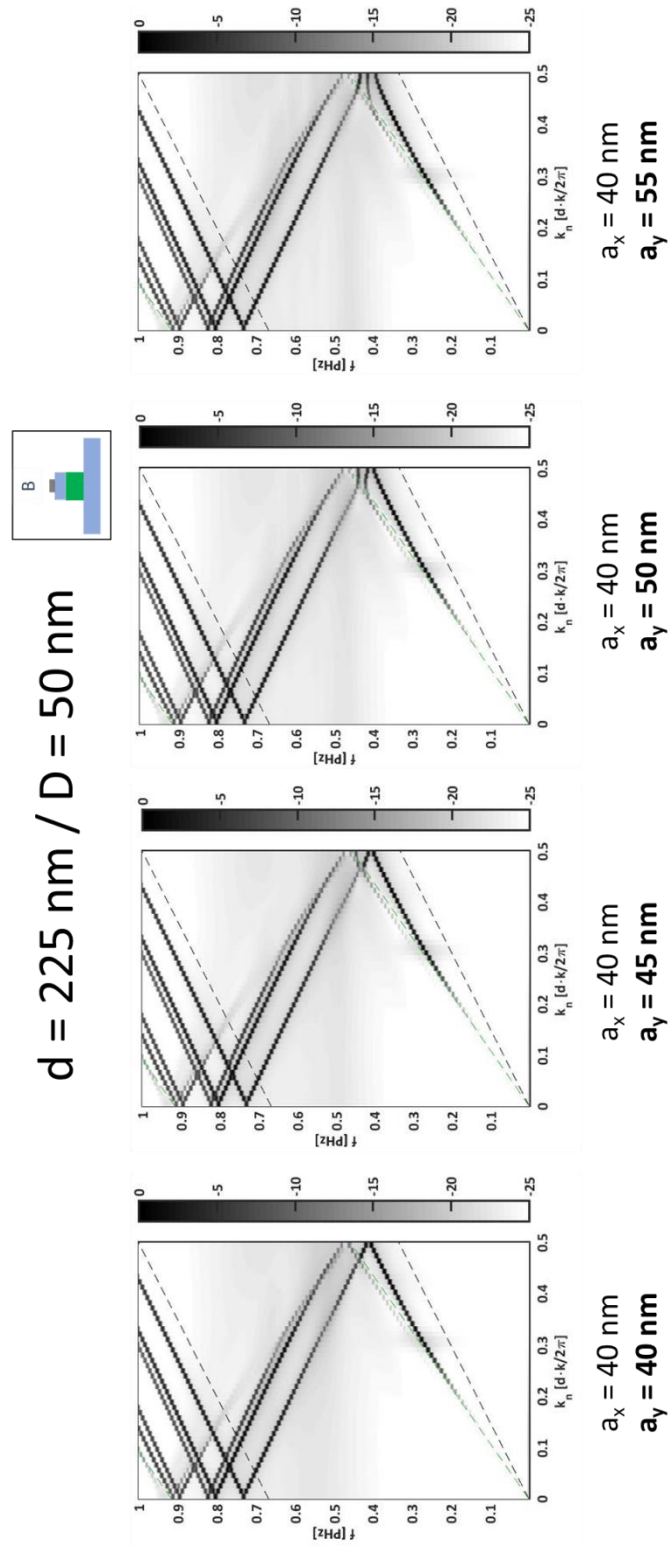
- [Ser11] Sersic, I., Tuambilangana, C., and Koenderink, A. F. (2011). Fourier microscopy of single plasmonic scatterers. *New Journal of Physics*, 13(8) :083019.
- [She11] Shegai, T., Miljkovic, V. D., Bao, K., Xu, H., Nordlander, P., Johansson, P., and Käll, M. (2011). Unidirectional broadband light emission from supported plasmonic nanowires. *Nano Letters*, 11(2) :706–711.
- [Sub13] Subramanian, A., Neutens, P., Dhakal, A., Jansen, R., Claes, T., Rottenberg, X., Peyskens, F., Selvaraja, S., Helin, P., Du Bois, B., et al. (2013). Low-loss singlemode PECVD silicon nitride photonic wire waveguides for 532–900 nm wavelength window fabricated within a CMOS pilot line. *IEEE Photonics Journal*, 5(6) :2202809–2202809.
- [Sol92] Soldano, L. B., Veerman, F. B., Smit, M. K., Verbeek, B. H., Dubost, A. H., and Pennings, E. C. (1992). Planar monomode optical couplers based on multimode interference effects. *Journal of Lightwave Technology*, 10(12) :1843–1850.
- [Sol95] Soldano, L. B. and Pennings, E. C. (1995). Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications. *Journal of Lightwave Technology*, 13(4) :615–627.
- [Taf83] Taflove, A. and Umashankar, K. (1983). Radar cross section of general three-dimensional scatterers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, (4) :433–440.
- [Taf05] Taflove, A. and Hagness, S. C. (2005). *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*. Artech house.
- [Tam08] Taminiau, T. H., Stefani, F. D., and van Hulst, N. F. (2008). Enhanced directional excitation and emission of single emitters by a nano-optical Yagi-Uda antenna. *Optics Express*, 16(14) :10858–10866.
- [Tep12a] Teperik, T. and Degiron, A. (2012a). Design strategies to tailor the narrow plasmon-photonic resonances in arrays of metallic nanoparticles. *Physical Review B*, 86(24) :245425.
- [Tep12b] Teperik, T. and Degiron, A. (2012b). Superradiant optical emitters coupled to an array of nanosize metallic antennas. *Physical Review Letters*, 108(14) :147401.
- [Tho04] Thomas, M., Greffet, J.-J., Carminati, R., and Arias-Gonzalez, J. (2004). Single-molecule spontaneous emission close to absorbing nanostructures. *Applied Physics Letters*, 85(17) :3863–3865.

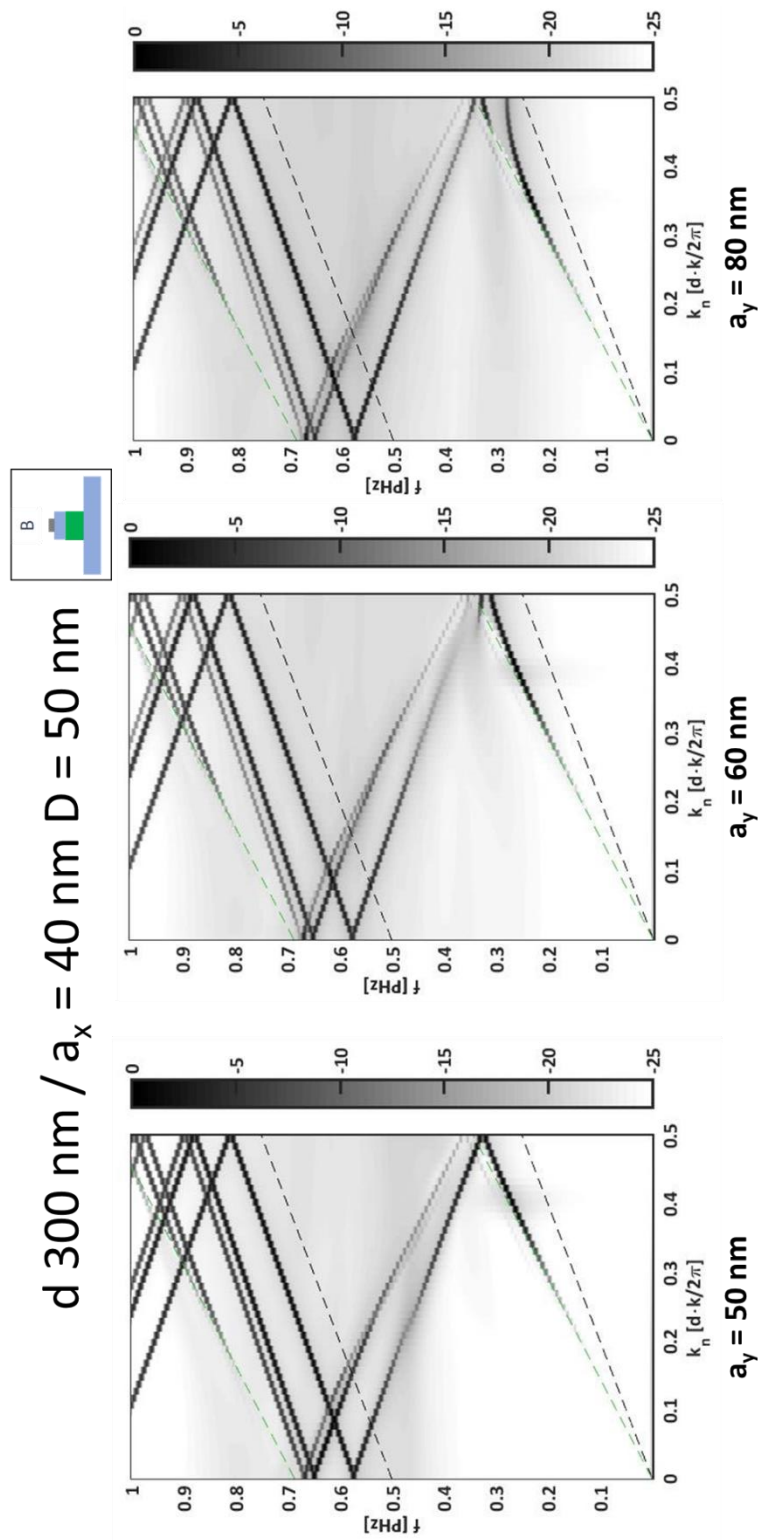
- [Uma82] Umashankar, K. and Taflove, A. (1982). A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, (4) :397–405.
- [Van07] Van Laere, F., Claes, T., Schrauwen, J., Scheerlinck, S., Bogaerts, W., Taillaert, D., O’Faolain, L., Van Thourhout, D., and Baets, R. (2007). Compact focusing grating couplers for silicon-on-insulator integrated circuits. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(23) :1919–1921.
- [Ver14] Verrat-Debailleul, A., Bauerle, P. et Kleo, C. (2014). Vitrage éclairant. FR Patent App. FR 2,994,893.
- [Vos93] Voshchinnikov, N. and Farafonov, V. (1993). Optical properties of spheroidal particles. *Astrophysics and Space Science*, 204(1) :19–86.
- [Wil07] Wiley, B. J., Chen, Y., McLellan, J. M., Xiong, Y., Li, Z.- Y., Ginger, D., and Xia, Y. (2007). Synthesis and optical properties of silver nanobars and nanorice. *Nano Letters*, 7(4) :1032–1036.
- [Wil14] Willson-Quayle, A. M. (2014). System with discrete and unambiguous brake and “stopped” status features to reduce rear-end crashes. US Patent App. US2014/0309856.
- [Web04] Weber, W. and Ford, G. (2004). Propagation of optical excitations by dipolar interactions in metal nanoparticle chains. *Physical Review B*, 70(12) :125429.
- [Wen15] Wen, Y. (2015). Etude d’un système d’éclairage surfacique à géométrie planaire. PhD thesis.
- [Woo] <https://www.jawoollam.com/>
- [Yagi26] Yagi, H. and Uda, S. (1926). Projector of the sharpest beam of electric waves. *Proceedings of the Imperial Academy*, 2(2) :49–52.
- [Yee66] Yee, K. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3) :302–307.
- [Ygu98] Yguerabide, J. and Yguerabide, E. E. (1998). Light-scattering submicroscopic particles as highly fluorescent analogs and their use as tracer labels in clinical and biological applications: li. experimental characterization. *Analytical Biochemistry*, 262(2) :157–176.
- [You14] Yousefi, L. (2014). Highly directive hybrid plasmonic leaky wave optical nano-antenna. *Progress In Electromagnetics Research Letters*, 50 :85– 90.

[Zou04] Zou, S. and Schatz, G. C. (2004). Narrow plasmonic/ photonic extinction and scattering line shapes for one and two dimensional silver nanoparticle arrays. *The Journal of Chemical Physics*, 121(24) :12606–12612.

[Zou06] Zou, S. and Schatz, G. C. (2006). Theoretical studies of plasmon resonances in one-dimensional nanoparticle chains: narrow lineshapes with tunable widths. *Nanotechnology*, 17(11) :2813.

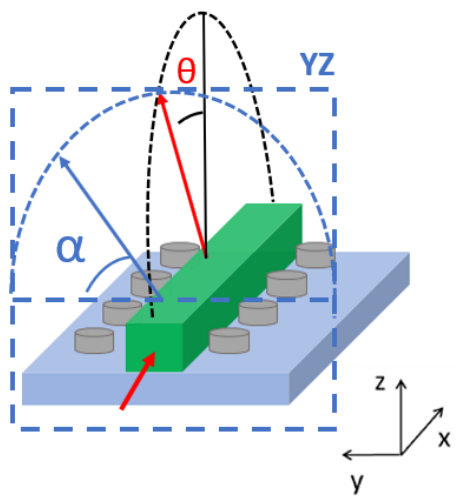
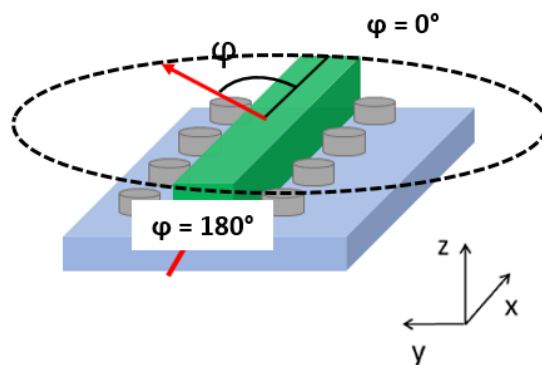
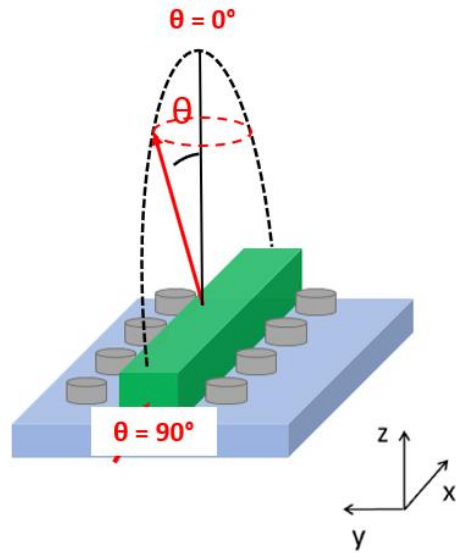
**ANNEXE 1 : Diagrammes de bande complémentaires des données en Figure II-15**







**ANNEXE 2 : Schémas explicatifs des angles  $\theta$ ,  $\varphi$  et  $\alpha$  utilisés pour les diagrammes de rayonnement.**





**Titre :** Etude et développement d'un système de signalisation holographique.

**Mots clés :** circuit photonique intégré, guide d'onde, antenne plasmonique, micro/nano-fabrication

**Résumé :** Les travaux de cette thèse ont porté sur la conception et la réalisation d'un dispositif d'éclairage surfacique à géométrie planaire à base de structures plasmoniques, pour un fonctionnement à 633nm. Ce dispositif sera capable de convertir une lumière incidente cohérente en un faisceau de sortie uniforme sur la surface du dispositif, collimaté et avec un angle prédéfini par rapport au plan du dispositif. Pour réaliser ce dispositif, la solution envisagée est l'utilisation d'un réseau de guides d'onde diélectriques pour répartir la lumière sur la surface, et de chaînes de nano-structures d'argent couplées aux guides, dimensionnées comme des antennes pour réémettre la lumière hors du plan.

Les travaux réalisés ont mis en évidence le contrôle du couplage entre le guide d'onde et la chaîne de nano-structures d'argent, ajustable par plusieurs paramètres dans une gamme comprise entre 10% et 90 % : nombre de particules, dimensions des particules, distance entre le guide et les particules. En jouant sur la période de la chaîne, il est possible d'obtenir un rayonnement hors-plan, avec un angle déterminé par la formule des réseaux de diffraction.

Des émetteurs élémentaires, composés d'un guide et de chaînes de particules, ont été fabriqués en salle blanche et caractérisés sur un banc d'optique guidée à l'aide d'un montage de projection dans le plan de Fourier. Les diagrammes de rayonnement expérimentaux sont en accord avec les simulations. De premiers résultats ont également confirmé expérimentalement la possibilité de moduler le couplage guide-chaîne en modifiant les dimensions des particules. Enfin le réseau de guides d'onde a été dimensionné pour une surface d'1 cm<sup>2</sup> et fabriqué en lithographie par projection. Les pertes linéiques mesurées dans les guides d'onde sont de l'ordre de 5 dB/mm. Plusieurs optimisations peuvent être réalisées pour améliorer la qualité des guides. A partir des données expérimentales obtenues et des simulations de propagation de faisceau, une configuration réaliste de dispositif d'éclairage incluant le nombre et le positionnement des émetteurs sur le réseau de guides a été proposée. L'ensemble des travaux réalisés valide l'approche choisie.

**Title :** Study and development of a holographic signaling system.

**Keywords :** photonic integrated circuit, waveguide, plasmonic antenna, micro/nan-fabrication

**Abstract :** This work has focused on the design and realization of a planar lighting device based on plasmonic structures, for a 633nm operation. This device will be able to convert a coherent incident light into a uniform output beam over the surface of the device, collimated and with a predefined angle with respect to the plane of the device. To achieve this feature, the proposed solution is the use of an array of dielectric waveguides to distribute the light over the surface, and silver nanostructures chains coupled to the waveguides and dimensioned as antennas to retransmit the light out of the plane. The work carried out has highlighted the control of the coupling between the waveguide and the silver nanostructures chain, modulated by several parameters in a range between 10% and 90%: the number of particles, particle size, distance between the guide and the particles. By playing on the period of the chain, it is possible to obtain an out-of-plane radiation, with an angle determined by the diffraction gratings formula.

Elementary emitters, consisting of a guide and particle chains, were manufactured in a clean room and characterized on a guided wave optical bench with Fourier plane projection set-up. The experimental radiation patterns are in agreement with the simulations one. First results have also experimentally confirmed the possibility of modulating the waveguide-chain coupling by modifying the dimensions of the particles. Finally, the waveguide network has been dimensioned for an 1 cm<sup>2</sup> surface and manufactured with projection lithography. The linear losses measured in the waveguides are of the order of 5 dB / mm. Several optimizations can be made to improve the quality of the guides. From the experimental data obtained and the beam propagation simulations, a realistic configuration of the lighting device including the number and positioning of the transmitters on the waveguide network has been proposed. All the works carried out validate the chosen approach.

