

UNIVERSITÉ STRASBOURG I - LOUIS PASTEUR

ISIS

Laboratoire des Nanostructures

DE L'AUTRE CÔTÉ DU MIROIR :  
ETUDE DE LA TRANSMISSION EXALTÉE DE LA LUMIÈRE PAR  
DES OUVERTURES DE TAILLE SUB-LONGUEUR D'ONDE  
CREUSÉES DANS UN MÉTAL.

Thèse présentée pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université Strasbourg I - Louis Pasteur

Discipline : Physique

par

Aloyse DEGIRON

Soutenue le 18 juin 2004 devant la commission d'examen composée de :

MM. BARNES	W.L.	Professeur, Université de Exeter	Président
DEREUX	A.	Professeur, Université de Bourgogne	Rapporteur externe
KÄLL	M.	Professeur, Université de Göteborg	Rapporteur externe
HIRLIMANN	C.	Directeur de recherche CNRS	Rapporteur interne
MARTIN-MORENO	L.	Professeur, Université de Zaragoza	Examineur
GARCIA-VIDAL	F.J.	Professeur, Université Autonome de Madrid	Membre invité
EBBESEN	T.W.	Professeur, Université Louis Pasteur	Directeur de thèse



# Remerciements

Je voudrais tout d'abord témoigner ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse Thomas Ebbesen. Je le remercie de sa confiance, et de m'avoir donné l'opportunité de réaliser ce travail dans un environnement compétitif et stimulant. Il a toujours considéré mes attentes avec bienveillance et attention, et a su balayer mes moments de doutes par son enthousiasme sans faille pour la science. Je suis également très sensible au soin qu'il a pris à m'initier au fonctionnement du monde la recherche, et je ne doute pas que ses conseils en la matière me seront des plus précieux par la suite.

J'adresse mes remerciements les plus respectueux à MM. Charles Hirlimann, Alain Dereux et Mikael Käll pour l'honneur qu'il m'ont fait en acceptant d'être les rapporteurs de cette thèse, et pour l'intérêt qu'ils ont ainsi porté à mes travaux.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à Bill Barnes, non seulement pour avoir accepté de participer au jury de thèse, mais aussi pour ses conseils et l'aide qu'il m'a prodigué à plusieurs reprises. Je voudrais également remercier les membres de son équipe qui pendant trois ans m'ont préparé des films métalliques.

Je suis très honoré que Luis Martín-Moreno et Francisco García-Vidal aient pris part au jury de thèse, et je les remercie aussi pour leurs contributions qui ont été plus d'une

fois décisives dans l'avancement de ce travail.

Je n'oublie pas non plus les autres membres du laboratoire, qui m'ont très vite accordé leur confiance et leur amitié. Henri Lezec trouvera ici l'expression de ma sincère gratitude. Il a toujours été disponible pour répondre à mes nombreuses questions, et j'ai directement bénéficié des fruits de son expérience dans plusieurs pans de cette thèse. Un grand merci à Eloïse Devaux pour nos échanges scientifiques et pour avoir accepté de relire la thèse. Enfin, je voudrais remercier mes collègues étudiants pour avoir fait de ces quatre années passées au Laboratoire des Nanostructures une période riche en bon souvenirs : Frédéric Bustos, Stéphane Klein, José Dintinger sans qui l'ambiance n'aurait pas été la même, et enfin Jean-Yves Laluet et surtout Frédéric Przybilla qui m'ont tous deux efficacement secondé dans l'étude sur les métaux du chapitre 2.

Je remercie Bérangère de Grandpré qui a eu le courage de relire cette thèse.

Enfin, je ne saurais clore cette liste de remerciements sans évoquer le soutien constant de ma famille et de mes proches. Je voudrais leur dire que leur présence et leurs encouragements ont été essentiels pendant cette période de ma vie.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Principes fondamentaux de la transmission extraordinaire</b>	<b>7</b>
1.1 Introduction . . . . .	7
1.2 Théories sur la transmission de la lumière par une ouverture unique . . . .	8
1.3 Les plasmons de surface . . . . .	16
1.4 Transmission extraordinaire à travers des réseaux d'ouvertures sub-longueurs d'ondes . . . . .	21
<b>2 Etude des réseaux périodiques de trous sub-longueurs d'ondes</b>	<b>29</b>
2.1 Introduction . . . . .	29
2.2 Etude des régimes de transmission . . . . .	33
2.2.1 Principe de l'étude . . . . .	33
2.2.2 Protocole expérimental . . . . .	35
2.2.3 Mise en évidence de deux régimes de transmission . . . . .	41
2.3 Influence des métaux sur la transmission . . . . .	49
2.3.1 Introduction . . . . .	49
2.3.2 Objectif de l'étude . . . . .	50
2.3.3 Résultats expérimentaux . . . . .	52

<b>3</b>	<b>Transmission exaltée et directionnelle au travers de structures périodiques</b>	<b>55</b>
	<b>à ouverture unique</b>	<b>55</b>
3.1	Introduction . . . . .	55
3.2	Collimation de la lumière par des ouvertures sub-longueurs d'ondes individuelles . . . . .	59
3.2.1	Principe de l'étude . . . . .	59
3.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	61
3.2.3	Origine de la directionnalité . . . . .	64
3.3	Analyse de la transmission des structures à ouverture unique . . . . .	70
3.3.1	Introduction . . . . .	70
3.3.2	Résultats expérimentaux et interprétation . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Etude des ouvertures uniques</b>	<b>81</b>
4.1	Introduction . . . . .	81
4.2	Protocole expérimental . . . . .	83
4.3	Résultats expérimentaux . . . . .	86
4.4	Conclusion . . . . .	102
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>105</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>109</b>

# Introduction

La réalisation du laser en 1960 a changé notre façon de considérer la lumière. Les physiciens ont soudain disposé d'une source de rayonnement qui leur permirent de contrôler et d'utiliser la lumière de façon totalement nouvelle. Il est ainsi devenu très vite possible de l'employer comme un vecteur d'informations, ce qui a permis le développement de la télécommunication ultra rapide par fibres optiques, ainsi que la lecture et le stockage de données sous de multiples formes (codes barres, CD, DVD).

Cette percée technologique continue encore aujourd'hui à stimuler les recherches en optique. L'une des préoccupations actuelles est de pouvoir contrôler les photons comme on sait déjà le faire avec les électrons dans les solides. Parmi les avancées récentes en la matière, on peut relever la découverte des cristaux photoniques, dans lesquels la lumière se comporte d'une manière similaire aux électrons dans les semi-conducteurs. Cette découverte et bien d'autres nourrissent l'espoir de remplacer les puces électroniques traditionnelles par des composants tout-optiques, dont la vitesse de calcul serait celle de la lumière. Le jour où de telles technologies apparaîtront sur le marché n'est pas encore venu, ne serait-ce que parce que les prototypes de laboratoire sont très loin de satisfaire aux exigences de miniaturisation qui leur permettraient de concurrencer sérieusement l'électronique actuelle. Pourtant, une étape décisive est en passe d'être franchie grâce aux progrès de la manipulation de la lumière à très petite échelle. Un des verrous technologiques dans la miniaturisation provient de l'aspect ondulatoire de la lumière, dont les effets sont difficilement contrôlables à une

échelle inférieure à sa longueur d'onde. C'est pour cette raison que l'optique traditionnelle se révèle inadaptée pour créer des fonctionnalités dans des volumes typiquement inférieurs à  $(500 \text{ nm})^3$ . Dans ce contexte, les plasmons de surface suscitent un intérêt croissant depuis une dizaine d'années, car ils permettent justement la concentration et le contrôle de la lumière à plus petite échelle. Les plasmons de surface sont des modes électromagnétiques piégés à l'interface entre un diélectrique et un métal. Ils ont été découverts dès les années 1950, mais le regain d'attention qu'on leur porte aujourd'hui s'explique par l'apparition des procédés modernes de nanofabrication. Ces nouvelles techniques permettent de modifier à volonté la surface métallique sur laquelle sont excités les plasmons, ce qui constitue un moyen unique pour contrôler leurs propriétés. C'est donc à la croisée des besoins de la miniaturisation de l'optique et l'avènement des nouvelles nanotechnologies que l'optique à base de plasmons de surface est en train de se développer.

Le problème de la transmission de la lumière à travers les ouvertures de taille sub-longueur d'onde illustre à la fois les difficultés à manipuler la lumière à petite échelle, et le potentiel qu'offrent les plasmons de surface pour les surmonter. En théorie, le simple passage de la lumière par un diaphragme devient très difficile dès que son ouverture est inférieure à la demie-longueur d'onde du rayonnement : la lumière ne peut s'y propager, et seule une transmission par effet tunnel, à l'amplitude de probabilité extrêmement faible, est possible. Pourtant, des mesures récentes montrent que les films métalliques opaques perforés de réseaux de trous sub-longueurs d'ondes transmettent la lumière avec un rendement cent fois supérieur aux prédictions théoriques. Le pourcentage de transmission de chaque trou peut même largement dépasser 100%, ce qui signifie qu'une partie de la lumière atteignant le métal est également acheminée par les ouvertures. Ce phénomène remarquable, appelé transmission extraordinaire ou transmission exaltée, a pour origine l'interaction de



la lumière avec des plasmons aux interfaces des structures.

Notre thèse s'inscrit dans le cadre des recherches sur la transmission extraordinaire. Ce phénomène nous a motivé pour étudier en détail la transmission à travers des ouvertures sub-longueurs d'ondes. Pour cela, nous avons fabriqué et examiné des ouvertures dans des films métalliques opaques, et ce, dans de nombreuses configurations. Nous les avons tour à tour associées en réseaux, entourées de dépressions de surface, ce qui nous a finalement amené à considérer le problème le plus simple qu'il soit : la transmission à travers une ouverture unique creusée dans un écran conducteur opaque.

Le premier chapitre de ce travail est consacré à l'introduction des différentes notions qui nous seront indispensables par la suite. Nous verrons que le problème de la transmission de la lumière par des ouvertures sub-longueurs d'ondes occupe une place centrale dans les recherches théoriques sur la diffraction. Nous poursuivrons par des rappels sur les plasmons de surface, avant de décrire l'état des connaissances sur la transmission exaltée au moment où le travail de thèse a commencé.

Dans le deuxième chapitre, nous approfondirons certains aspects essentiels de la transmission à travers des réseaux de trous. Dans un premier temps, nous montrerons que la dimension des ouvertures détermine le régime de transmission des réseaux, ce qui confirme les prédictions d'une étude théorique antérieure. Nous nous intéresserons ensuite à l'influence du métal sur les propriétés de transmission.

Les réseaux d'ouvertures ne sont pas les seules structures concernées par la transmission extraordinaire. En effet, il n'est pas nécessaire que tous les nœuds du réseau soient des trous pour que les plasmons de surface soient activés. L'objectif du chapitre 3 est de discuter de la transmission exaltée à travers des ouvertures uniques entourées de dépressions périodiques de surface. D'après les théories traditionnelles sur la diffraction, la lumière transmise par les ouvertures sub-longueurs d'ondes uniques est presque uniformément diffractée dans l'es-

pace. Nous verrons qu'il n'en est rien si la face de sortie de l'ouverture est périodiquement texturée. Après avoir dégagé les principales caractéristiques de ce phénomène de directionnalité, nous reviendrons au problème de la transmission proprement dite, car ce type d'échantillons n'avait pas encore été beaucoup étudié. Nous proposerons notamment une analyse très élémentaire du mécanisme de transmission, qui sera comparée aux résultats sur les réseaux de trous examinés au chapitre 2.

Certaines données recueillies au cours de ces investigations nous ont permis de découvrir que même les trous sub-longueurs d'ondes isolés pouvaient transmettre la lumière de façon préférentielle à certaines longueurs d'ondes. En approfondissant la question, nous avons en outre remarqué que ces objets ne réémettaient pas forcément la lumière de façon isotrope comme le veulent habituellement les théories classiques de diffraction. Ces propriétés seront examinées en détail dans le dernier chapitre, et nous expliquerons qu'elles résultent de l'activation de plasmons de surface localisés sur les bords de l'ouverture. Au vu de ces résultats, nous discuterons finalement de la validité des théories existantes sur la transmission d'un trou unique, et des implications pour la compréhension de la transmission extraordinaire.

# Chapitre 1

## Principes fondamentaux de la transmission extraordinaire

### 1.1 Introduction

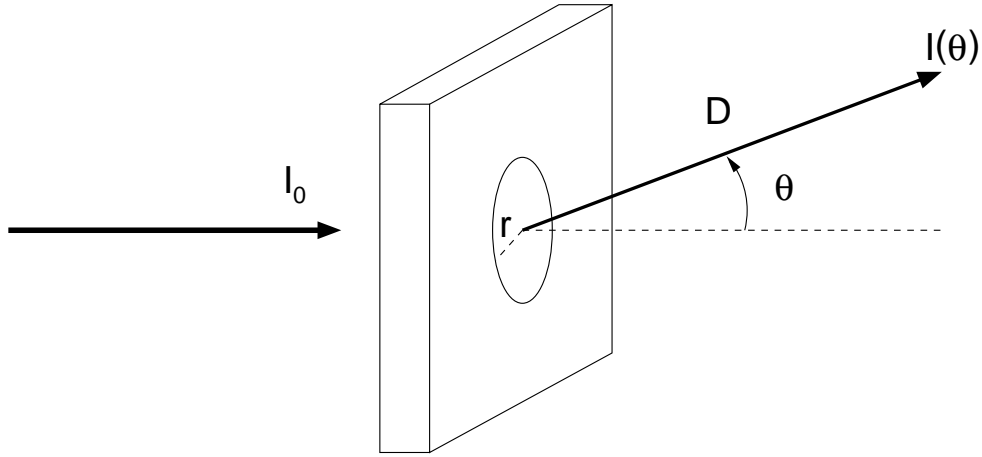
Le but de ce chapitre est d'introduire les différentes notions que requiert notre étude sur la transmission de la lumière par des ouvertures de taille sub-longueur d'onde. Notre point de départ sera d'évoquer les principales théories existant en la matière. Cela nous donnera l'occasion de constater combien le processus de transmission est encore méconnu et difficile à définir avec précision (section 1.2). Par ailleurs, les travaux que nous commenterons serviront ultérieurement d'éléments de comparaison avec nos résultats expérimentaux. Cet exposé se poursuivra par quelques rappels sur les plasmons de surface (section 1.3). Nous serons alors en mesure de démontrer toute l'originalité du phénomène qui nous intéressera plus particulièrement par la suite : la transmission extraordinaire à travers les réseaux de trous sub-longueurs d'ondes et les structures qui leur sont apparentées (section 1.4).

## 1.2 Théories sur la transmission de la lumière par une ouverture unique

La transmission de la lumière par une ouverture est un phénomène étonnamment complexe, qui échappe encore à l'heure actuelle à toute description théorique rigoureuse. Les diverses théories développées par les physiciens depuis près de deux siècles reposent sur un certain nombre d'approximations qui permettent de simplifier quelque peu les termes du problème. Comme on le verra par la suite, la plus notable d'entre-elles a été de considérer une ouverture creusée dans un écran opaque sans épaisseur. Mais ce système hautement idéalisé est en lui-même déjà si compliqué à modéliser qu'il demeura, à quelques rares exceptions près, l'unique sujet d'étude jusqu'à la fin des années 1980. Nous allons discuter dans cette section des principaux modèles de transmission à travers une ouverture unique. Nous tenterons à chaque fois d'exposer très qualitativement la démarche entreprise, les approximations de la théorie et, partant, son champ de validité. Nous donnerons également pour chaque modèle les résultats de la transmission pour une ouverture circulaire de rayon  $r$ , illuminée par des ondes planes en incidence normale (fig. 1.1).

Les premières tentatives pour décrire la transmission d'une ouverture dans un écran sont liées à l'apparition des modèles scalaires de diffraction : le principe de Huygens-Fresnel et la théorie de Kirchhoff. Les deux théories traitent le problème de la diffraction de façon très similaire : leur approche consiste à déterminer le champ diffracté par un objet donné, connaissant les valeurs du champ à sa surface [1]. Or ces dernières sont a priori inconnues, ce qui contraint ces modèles à les approximer.

Le principe de Huygens-Fresnel énonce qu'un front d'onde noté  $\Sigma$  de forme quelconque peut être considéré comme un ensemble de sources ponctuelles fictives et cohérentes d'ondes sphériques. Il est possible de déterminer son évolution ultérieure  $\Sigma'$  en sommant les



**FIG. 1.1:** Schéma d'une ouverture circulaire dans un écran opaque éclairé en incidence normale. L'épaisseur de l'écran sera bien souvent considérée comme nulle par les différentes théories dont nous parlerons dans cette section.

amplitudes de toutes les ondes émises par les sources de  $\Sigma$ . Ce principe permet de calculer simplement la figure de diffraction d'une ouverture sans profondeur et de grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement. On peut raisonnablement considérer le champ qu'elle contient comme celui qui existerait en l'absence de tout obstacle. D'après le principe de Huygens-Fresnel, l'ouverture se comporte alors comme un ensemble de sources secondaires ponctuelles identiques qui interfèrent mutuellement. Dans le cas du trou circulaire de la figure 1.1, l'intensité collectée dans le champ lointain s'écrit sous la forme :

$$I(\theta) = \frac{2\beta^2\pi^2r^4}{D^2} \left| \frac{J_1(kr \sin \theta)}{kr \sin \theta} \right|^2 \quad (1.1)$$

où  $k = 2\pi/\lambda$  est la norme du vecteur d'onde,  $\beta$  est l'intensité de chaque source,  $\theta$  et  $D$  sont l'angle et la distance définies sur la figure 1.1, et  $J_1(kr \sin \theta)$  est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1. La figure de diffraction décrite par l'équation (1.1) est une tache d'Airy : elle se compose d'un disque central brillant, dont le rayon est inversement

proportionnel à celui du trou, entouré d'anneaux d'intensité beaucoup plus faible. Ce modèle capture bien la diffraction réelle quand  $\lambda \ll r$ , c'est à dire lorsque l'approximation de l'éclairement constant dans l'ouverture est acceptable. Ses fondements physiques sont toutefois incertains, d'une part, parce que les calculs reposent sur un postulat, d'autre part, parce que celui-ci décrit le champ électromagnétique de façon très naïve.

La théorie de Kirchhoff constitue la formulation mathématique du principe de Huygens-Fresnel [2]. Kirchhoff considère en effet le problème de la diffraction sous le même angle : en supposant connues les valeurs du champ à la surface d'un obstacle diffractant la lumière, sa théorie permet de calculer le champ diffracté dans l'espace environnant. Mais plutôt que de s'appuyer sur une description empirique de la propagation de la lumière, Kirchhoff se propose de parvenir au résultat en résolvant directement l'équation d'onde scalaire :  $\nabla^2 \psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$ , où  $\psi$  est le champ scalaire électrique ou magnétique. La théorie de Kirchhoff comporte de graves inconséquences mathématiques et physiques, si bien que sa solution ne satisfait pas les conditions aux limites du système. Par la suite, les incohérences ont été levées autant que possible par Rayleigh et Sommerfeld, puis un analogue vectoriel de la même théorie a vu le jour [2]. Celui-ci comporte toujours certaines inconsistances, sauf dans le cas où la lumière diffracte sur un obstacle plan infiniment conducteur. Ce problème a été résolu de façon autocohérente par Smythe en 1947 [3].

La théorie de Kirchhoff et ses nombreux développements se prêtent bien à l'étude de la diffraction de l'ouverture de la figure 1.1. Dans ce cas particulier où la direction du rayonnement incident est perpendiculaire à la surface, les calculs scalaires et vectoriels de l'intensité diffractée se réduisent au même résultat [2] :

$$I(\theta) \simeq I_0 \frac{(kr)^2}{4\pi} \left| \frac{2J_1(kr \sin \theta)}{kr \sin \theta} \right|^2 \quad (1.2)$$

Dans cette expression,  $I(\theta)$  représente l'intensité transmise par unité d'angle solide tandis que  $I_0$  désigne l'intensité totale atteignant l'ouverture. Par ailleurs, l'expression comporte la même fonction de diffraction  $[J_1(kr \sin \theta / kr \sin \theta)]^2$  que l'équation (1.1). Ceci n'est pas une surprise, car nous avons vu que les deux approches sont conceptuellement très voisines. Signalons également que l'approximation de Kirchhoff sur les champs de l'ouverture est exactement celle qui est utilisée dans le calcul aboutissant à l'équation (1.1). Par conséquent, son domaine de validité se restreint également au cas où  $\lambda \ll r$ .

L'étude de la transmission des ouvertures très petites devant la longueur d'onde exige de construire une théorie partant des seules équations de Maxwell et des conditions aux limites imposées par le système [4]. A la différence du principe de Huygens-Fresnel et des formalismes de type Kirchhoff, la théorie qui s'est progressivement développée ne s'applique pas à d'autres systèmes que celui composé d'une ouverture sans profondeur pratiquée dans un écran parfaitement conducteur. La principale approximation faite par ses auteurs est de supposer le champ incident constant à l'échelle de l'ouverture, ce qui ne se vérifie que si  $\lambda \gg r$ . Le modèle permet de décrire les propriétés électromagnétiques des ouvertures par des moments dipolaires effectifs, comme le fit Rayleigh dès la fin du XIXe siècle. Le calcul rigoureux dans le champ lointain a été mené à bien par Bethe en 1944 [5]. Ses recherches l'amènèrent à la conclusion que l'émission d'une petite ouverture était équivalente à celle provenant d'un dipôle électrique et d'un dipôle magnétique. Dans le même temps, il prédit que l'intensité  $I$  normalisée à l'aire du trou était proportionnelle à  $(r/\lambda)^4$ . Lorsque l'ouverture est éclairée en incidence normale, Bethe montre que seul le dipôle magnétique entre en jeu et que l'intensité totale transmise dans le champ lointain s'exprime comme :

$$I = \frac{64}{27\pi^2} (kr)^4 \quad (1.3)$$

L'intensité donnée par l'équation (1.3) est réduite d'un facteur  $(r/\lambda)^2$  par rapport au calcul de Kirchhoff. Elle donne lieu à des efficacités extrêmement faibles lorsque  $\lambda \gg r$ .

La théorie de Bethe a servi de socle pour toute une série de développements ultérieurs. Ainsi Bouwkamp corrigea-t-il une erreur dans le calcul en champ proche de Bethe. De plus, il recalcula l'expression en champ lointain avec un moindre niveau d'approximations. Sa solution [4, 6], valable uniquement à incidence normale, reprend l'expression précédente, mais lui ajoute des termes d'ordres supérieurs :

$$I = \frac{64}{27\pi^2}(kr)^4 \left[ 1 + \frac{22}{25}(kr)^2 + \frac{7312}{18375}(kr)^4 + \dots \right] \quad (1.4)$$

A ce jour, la théorie de Bethe-Bouwkamp est l'un des rares calculs analysant de façon cohérente la diffraction en trois dimensions. Parmi les autres problèmes ayant été traités analytiquement, on peut retenir celui de la diffraction par un disque circulaire infiniment conducteur sans épaisseur, ainsi que la diffusion sur une sphère parfaitement conductrice. L'intensité des ondes diffractées ou diffusées dans ces trois problèmes est toujours proportionnelle à  $k^4$  au premier ordre, une dépendance que l'on rencontre également dans la théorie de la diffusion de Rayleigh sur le bleu du ciel.

Dans les années 40, le problème de la diffraction d'une ouverture de profondeur nulle creusée dans un conducteur parfait semblait en passe d'être résolu : nous avons vu que Smythe proposa une solution cohérente en 1947 lorsque  $\lambda \ll r$ , et que Bethe en fit de même en 1944 pour  $\lambda \gg r$ . Il restait cependant à résoudre le problème lorsque  $\lambda \sim r$ . A cette échelle, il n'est pas possible de faire les approximations utilisées dans les deux théories précédentes. Le calcul analytique devient alors trop compliqué pour être résolu sans l'aide d'un ordinateur. Le recourt aux simulations numériques a donné un nouvel essor à l'analyse



de la transmission de la lumière à travers une ouverture dans un écran. Les calculateurs permirent de sophistication le système considéré, et notamment de doter le trou d'une profondeur finie. Avant d'évoquer ces nouveaux développements, nous allons tenter d'expliquer en quoi une profondeur non nulle change considérablement les données du problème.

Une profondeur non nulle implique que le rayonnement incident doit parvenir à traverser un espace confiné sur une certaine distance. Cet aspect du problème peut être qualitativement discuté à la lumière des théories classiques sur les guides d'ondes [7]. Considérons par exemple le cas d'un cylindre creux infiniment long, et aux parois parfaitement conductrices. Il s'agit d'un cas d'école, qui constitue l'exact opposé des ouvertures sans profondeur que nous avons considéré jusqu'ici. Le champ à l'intérieur du système doit d'une part satisfaire les équations de Maxwell, d'autre part, vérifier les conditions aux limites sur les parois du guide d'onde. Le calcul montre qu'il ne peut alors se propager que sous forme de modes électromagnétiques. Chaque mode correspond à une structure du champ bien précise, associée à des distributions de charges et de courants surfaciques sur la paroi qui lui sont propres. Chacun possède en outre une longueur d'onde de coupure, au dessus de laquelle le rayonnement ne satisfait plus les conditions requises pour la propagation. On doit dès lors s'interroger sur ce qu'il advient aux longueurs d'ondes supérieures à la longueur d'onde de coupure la plus basse du guide d'ondes. Dans ce cas là, le champ ne peut plus se propager, mais il s'atténue exponentiellement sans déperdition d'énergie. Le champ est alors dit évanescent. Pour notre guide d'onde cylindrique, la longueur d'onde de transition entre les deux régimes survient à  $\lambda = 1.8d$ , où  $d$  est le diamètre.

Ces généralités peuvent se transposer au cas d'une ouverture de profondeur non nulle. Lorsque la section du trou est typiquement plus grande que la demie longueur d'onde, la lumière peut le traverser sous la forme de modes électromagnétiques. Dans le cas contraire, la transmission devient purement évanescente : le rayonnement incident génère des champs



**FIG. 1.2:** Différentes sections d'ouvertures.

évanescents dans le trou, lesquels ont une certaine probabilité de se convertir en ondes progressives à la sortie du dispositif. L'efficacité du processus est alors supposée extrêmement faible, ne serait-ce que parce que l'ouverture atténue exponentiellement les champs qu'elle contient. Cette description de la transmission évanescente est fort maladroite, car il s'agit à vrai dire d'un effet tunnel, qu'on ne saurait correctement interpréter sans les ressources de l'électrodynamique quantique. Par la suite, nous conviendrons d'appeler «sub-longueur d'onde» toute ouverture non propagative.

Il est intéressant de remarquer que pour des raisons de symétrie, la transmission de certaines ouvertures dans des écrans conducteurs change de nature selon la polarisation de la lumière incidente. Ainsi, une fente rectangulaire de longueur  $L \gg \lambda$  et de largeur  $l \lesssim \lambda/2$  est propagative si le champ électrique incident est parallèle aux grands côté du rectangle, alors qu'elle ne peut pas soutenir de modes si l'on tourne le plan de polarisation de  $90^\circ$  (fig. 1.2). D'une manière générale, la transmission par modes guidés est liée à l'existence d'une dimension plus grande que la demie longueur d'onde dans le système. Il y a toutefois des exceptions : l'ouverture en «C» de la figure 1.2 peut soutenir des modes lorsque ses bords sont plus petits que  $\lambda/2$ , car elle constitue en réalité une fente de longueur  $L \gg \lambda$  recourbée. La même remarque s'applique à la dernière ouverture de la figure : le trou circulaire de diamètre  $d < \lambda/2$  n'est pas propagatif, mais il le devient si l'on rajoute un noyau conducteur en son centre. A nouveau, on peut voir le coaxial ainsi obtenu comme une fente repliée sur elle même.

Les théoriciens éprouvent de grandes difficultés à traiter le problème d'une ouverture de profondeur non nulle, en raison notamment de l'angle droit entre ses parois et les surfaces de l'écran. En effet, les bords de l'ouverture constituent par là même des discontinuités de topologie, au dessus desquelles la distribution du champ présente des singularités très complexes à modéliser. Le premier modèle à prendre en compte la profondeur a été développé par Roberts [8] en 1987. Elle étudia le passage d'une onde à travers un cylindre creux ménagé dans un conducteur parfait d'épaisseur finie. De l'aveu même de l'auteur, sa théorie ne parvient pas à modéliser correctement le champ au dessus de bords du trou, mais les erreurs commises n'affectent pas significativement les résultats dans les autres régions de l'espace. Ses calculs prévoient en substance une atténuation accrue dans le régime sub-longueur d'onde, ce qui se concrétise par une transmissivité encore moindre que dans les prédictions de Bethe-Bouwkamp, la transmission étant exponentiellement réduite par la profondeur. A la même époque, les progrès rapides de la microscopie en champ proche [9] ont motivé des publications plus spécifiquement dédiées à l'utilisation des ouvertures non propagatives dans cette spécialité [10,11]. Toutes concluent que la transmission évanescence est faible et continûment décroissante en fonction de  $\lambda$ .

Très récemment, certains physiciens ont pour la première fois examiné les implications d'une conductivité finie. Ainsi Wannemacher [12] a-t-il traité le problème d'un trou sub-longueur d'onde dans un écran métallique optiquement transparent. L'auteur a choisi d'arrondir les bords de son ouverture, afin de faciliter le calcul des champs à leur proximité. La transmission prévue par son modèle présente un pic autour de  $\lambda \simeq 10r$ , ce qui contraste avec toutes les études réalisées dans le cas d'un conducteur parfait. Wannemacher impute ce pic à l'activation de plasmons de surface (voir section 1.3) par diffraction de la lumière sur les bords de l'ouverture. Précisons néanmoins que l'auteur considère un système sensiblement différent des trous que nous avons examiné jusqu'ici, en ce sens que le rayonnement

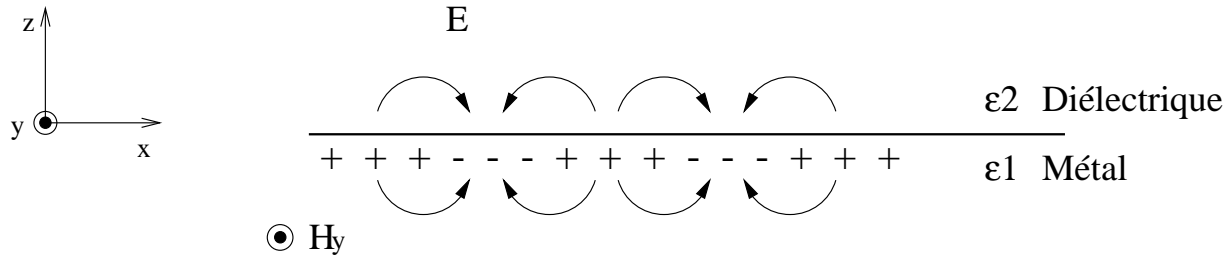
peut traverser l'écran sans même le concours de l'ouverture.

En conclusion, l'analyse de la transmission de la lumière par une simple ouverture représente un défi théorique de grande envergure. À ce jour, personne n'a trouvé de solution pour une ouverture ménagée dans un écran métallique opaque d'épaisseur et de conductivité finie. L'abondante littérature scientifique traitant de cas de figures plus idéalisés témoigne de la place centrale qu'occupe ce problème dans les études sur la diffraction.

Dans tout ce qui va suivre, nous considérerons presque exclusivement des ouvertures de taille sub-longueur d'onde, qui ne transmettent les photons que par effet tunnel. D'après la plupart des études théoriques, l'efficacité de transmission de ces structures suit une dépendance similaire à la loi de Bethe en  $(r/\lambda)^4$ . Il est donc communément admis qu'un trou sub-longueur d'onde est un très mauvais vecteur de transmission, et que celle-ci est d'autant plus faible que la longueur d'onde du rayonnement augmente. En raison de ce consensus, la loi de Bethe nous servira souvent de référence par la suite.

### 1.3 Les plasmons de surface

Les métaux ont la propriété d'autoriser la propagation d'ondes électromagnétiques le long de leur surface, sans qu'elles puissent s'en échapper. Ces modes piégés résultent de l'interaction résonante entre des photons et les électrons de conduction du métal, lesquels adoptent pour la circonstance une réponse cohérente sous la forme de fluctuations longitudinales collectives le long de la surface. Le quantum d'interaction entre les électrons et les photons est appelé plasmon de surface (PS). La découverte des PS revient à Ritchie, qui démontra théoriquement leur existence en 1957 [13]. Quelques années plus tard, Powell et



**FIG. 1.3:** Les charges et le champ électromagnétique associés aux plasmons de surface se propageant selon la direction  $\hat{x}$ .

Swan ont confirmé par l'expérience la justesse de cette prédiction [14].

Il est possible de rappeler quelques propriétés fondamentales des PS, en examinant les modes qui se propagent le long d'une interface plane. La figure 1.3 schématise la situation : un métal semi-infini (de constante diélectrique  $\epsilon_1$  à partie réelle négative) est en contact avec un diélectrique isotrope (de permittivité  $\epsilon_2$  positive). L'espace est muni d'un repère orthonormé, dont les vecteurs unitaires  $\hat{x}$  et  $\hat{y}$  délimitent le plan entre les deux milieux. De plus,  $\hat{x}$  indique également le sens de propagation des ondes. Les solutions des équations de Maxwell à proximité de l'interface s'écrivent alors sous la forme [15] :

– Dans le métal ( $z$  négatif) :

$$\vec{H} = (0, H_{y1}, 0) e^{i(k_{PS}x - k_{z1}z - \omega t)} \quad \vec{E} = (E_{x1}, 0, i \frac{k_{PS}}{k_{z1}} E_{x1}) e^{i(k_{PS}x - k_{z1}z - \omega t)} \quad (1.5a)$$

– Dans le diélectrique ( $z$  positif) :

$$\vec{H} = (0, H_{y2}, 0) e^{i(k_{PS}x + k_{z2}z - \omega t)} \quad \vec{E} = (E_{x2}, 0, i \frac{k_{PS}}{k_{z2}} E_{x2}) e^{i(k_{PS}x + k_{z2}z - \omega t)} \quad (1.5b)$$

Les notations utilisées reprennent les conventions usuelles. Dans l'expression des champs,  $k_{PS}$  est la composante du vecteur d'onde parallèle à  $\hat{x}$ . Compte tenu des conditions de rac-

cord du système, elle constitue la seule grandeur conservée de part et d'autre de l'interface. Il est possible de déterminer la relation de dispersion de  $k_{PS}$  qui la relie à la fréquence angulaire  $\omega$ , à partir des équations de Maxwell et des relations de continuité à l'interface :

$$k_{PS} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.6)$$

Etant donné les valeurs des constantes  $\epsilon_i$ ,  $k_{PS}$  est une grandeur complexe dont le module est supérieur à  $\omega/c$ . Or d'après les équations de Maxwell, le vecteur d'onde total est tenu de vérifier l'égalité :

$$\epsilon_i \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 = k_{PS}^2 + k_{zi}^2, \quad i = 1, 2 \quad (1.7)$$

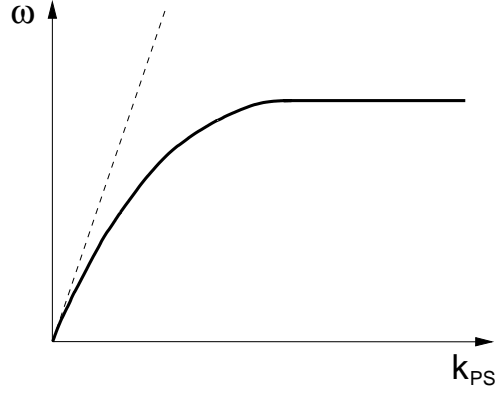
Ceci implique que  $k_z$  est une grandeur imaginaire pure. Aussi, les formules (1.5a) et (1.5b) décrivent des champs qui se propagent selon  $\hat{x}$  et dont l'amplitude d'oscillation décroît exponentiellement en s'éloignant de la surface. Ces expressions caractérisent donc une onde électromagnétique piégée à l'interface. D'après les directions prises par les vecteurs  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$ , ce mode possède une polarisation rectiligne TM. Le champ électrique comporte en revanche deux composantes  $E_{xi}$  et  $E_{zi}$ . Elles sont déphasées l'une par rapport à l'autre, ce qui explique la courbure régulière des lignes de champ vers la surface métallique et la répartition des charges qui s'ensuit (figure 1.3). Ajoutons que la fluctuation de la densité de charges est entièrement localisée à l'interface, en raison des conditions aux limites que doivent satisfaire les composantes transverses  $E_{zi}$  [16]. Nous venons donc de nous assurer que les modes prévus par les équations de Maxwell répondent bien à la définition des plasmons de surface.

Le confinement des PS est déterminé par la composante  $k_{zi}$  du vecteur d'onde. En vertu des expressions précédentes, la distance à laquelle l'amplitude des champs est divisée par

$e$  est donnée par  $z_i = 1/\|k_{zi}\|$ . Dans le cas de l'argent par exemple, cette valeur est de l'ordre d'une dizaine de nanomètres dans le métal. Elle n'excède pas quelques centaines de nanomètres dans le diélectrique attenant. Toute la puissance se retrouve donc concentrée dans une épaisseur sub-longueur d'onde englobant le plan  $(\hat{x}, \hat{y})$ . Cette propriété importante des PS explique leur sensibilité à n'importe quelle perturbation de surface. Signalons par ailleurs que la moyenne temporelle du vecteur de Poynting  $\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \vec{E} \wedge \vec{H}^* \right\}$  n'a pas de composante en  $\hat{z}$ , ce qui signifie que l'atténuation selon cet axe ne s'accompagne d'aucune dissipation d'énergie. Par définition, le champ électromagnétique des PS est donc *évanescent* dans la direction normale à la surface. Il est bien entendu qu'en réalité, l'atténuation s'accompagne toujours d'un transfert d'énergie dans le milieu environnant, aussi faible soit-il.

Les PS sont amortis dans le sens de la propagation en raison de la partie imaginaire non nulle de  $k_{PS}$ . La chute exponentielle est cependant d'une toute autre nature que la précédente, car elle provient d'une déperdition d'énergie par absorption dans le métal [15]. Ces pertes conditionnent directement la distance de propagation des PS. Celle-ci peut être évaluée en déterminant la longueur  $L$  au bout de laquelle l'intensité atteint  $1/e$  de sa valeur initiale. D'après les équations (1.5a) et (1.5b),  $L$  s'identifie à  $[2 \text{Im}(k_{PS})]^{-1}$ . Pour donner un ordre de grandeur, le parcours moyen des PS sur une surface d'argent au contact de l'air atteint  $L = 22$  microns pour une longueur d'onde de 515 nm.

En dernier lieu, il importe de souligner que la lumière ne peut pas coupler avec les PS d'une interface plane, car leur relation de dispersion se situe à droite de la ligne de la lumière (figure 1.4). Autrement dit, la conservation du vecteur d'onde indispensable au couplage n'est jamais assurée. Il existe néanmoins plusieurs méthodes pour combler la différence entre les moments  $\hbar k_0$  de la lumière et  $\hbar k_{PS}$  des PS. Une solution consiste à travailler avec un métal dont la surface est empreinte d'un réseau périodique d'aspérités [15]. Celui-ci permet de diffracter la lumière incidente dans les directions définies par ses vecteurs de



**FIG. 1.4:** Relation de dispersion des PS sur une surface d'argent au contact de l'air. L'asymptote de la courbe est la ligne de la lumière  $\omega = k_0 \cdot c$ . Le graphique illustre l'impossibilité d'interaction entre les PS et le rayonnement propagatif : un photon de moment  $\hbar k_0$  peut coupler avec des phénomènes de surface ayant même énergie  $\hbar\omega$ , et dont le vecteur d'onde est égal à la projection de  $k_0$  sur la surface. Or cette composante ne peut être comprise qu'entre 0 (incidence normale) et  $k_0$  (incidence rasante). Aussi la ligne de la lumière sépare-t-elle le diagramme 1.4 en deux domaines distincts : à sa gauche se situe l'espace des phénomènes avec lesquels les photons peuvent interagir, à sa droite, l'ensemble de ceux qui ne peuvent pas être excités par la lumière.

l'espace réciproque  $\vec{G}$ . Il est possible de convertir le rayonnement en PS selon ce principe, pour peu que son vecteur d'onde vérifie la relation de Bragg :

$$\vec{k}_{PS} = \hat{z} \wedge \vec{k}_0 + n \vec{G}, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (1.8)$$

Ce phénomène est parfaitement réversible, car les modes PS de la trame périodique de surface peuvent décroître par émission de lumière en vertu de la même égalité [15,17].

Ces remarques nous amènent à réaffirmer que les PS apparaissent normalement à l'interface entre un diélectrique et un métal, lequel présente par définition des propriétés d'absorption. Autrement dit, il n'est pas possible en théorie de modéliser des PS si l'on traite le métal comme un conducteur parfait, car celui-ci n'autorise ni la pénétration, ni l'absorption du champ. Pourtant, des études récentes [18] montrent qu'une surface infiniment conductrice et périodiquement texturée avait un indice diélectrique effectif qui se



rapprochait de celui d'un métal réel. C'est pourquoi, on peut simuler des PS à l'interface entre un diélectrique et un conducteur parfait, à condition que la surface de celui-ci présente une rugosité périodique de surface.

Les plasmons de surface interviennent dans plusieurs thèmes de recherche du fait notamment qu'ils peuvent concentrer l'intensité dans des dimensions sub-longueurs d'ondes. Ils sont par exemple étudiés et utilisés dans le cadre de sondes moléculaires [19–21], de circuits et composants photoniques [17, 22–28] et de phénomènes non-linéaires [29–33]. Un vaste domaine d'intérêt concerne également les PS localisés sur les particules métalliques [34, 35].

## 1.4 Transmission extraordinaire à travers des réseaux d'ouvertures sub-longueurs d'ondes

Les travaux théoriques évoqués à la section 1.2 montrent que le simple passage de photons à travers un diaphragme devient très difficile dès que son ouverture est inférieure à la demie longueur d'onde du rayonnement [5]. La lumière ne peut s'y propager et seule une transmission par effet tunnel, à l'amplitude de probabilité extrêmement faible, est possible. Les récentes investigations de Ebbesen *et al.* [36, 37] bousculent pourtant ces certitudes. Leurs mesures sur des réseaux de trous non propagatifs creusés dans des films métalliques opaques révèlent en effet que ces structures peuvent transmettre la lumière avec un rendement au moins cent fois supérieur aux prédictions telles que la loi de Bethe, qui de plus ne tient pas compte de l'atténuation supplémentaire induite par la profondeur. La transmissivité normalisée au pourcentage d'occupation des trous peut même dépasser l'unité, ce qui signifie qu'une partie de la lumière incidente atteignant le métal est également acheminée par les ouvertures. L'origine de l'exaltation a été attribuée à l'interaction de la lumière

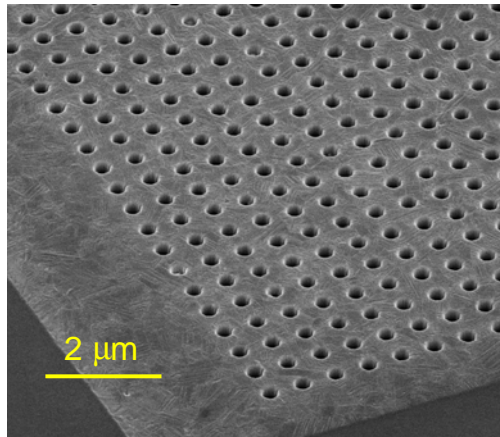
avec des plasmons de surface, une hypothèse confirmée depuis par plusieurs études expérimentales et théoriques [38–40].

L’objectif de cette section est d’exposer les concepts fondamentaux relatifs à la transmission extraordinaire. Ces derniers ont tous été formulés dans la foulée de la première publication, et les lignes qui vont suivre retraceront du même fait la compréhension du phénomène qui prévalait au moment où débutait le présent travail.

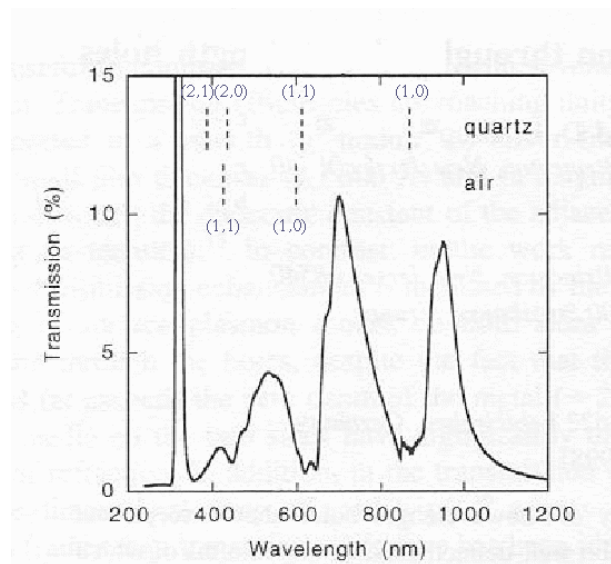
La transmission extraordinaire a été observée pour la première fois avec des arrangements périodiques de trous, dont on peut voir un exemplaire sur la figure 1.5(a). La figure 1.5(b) montre le spectre de transmission d’un réseau carré d’ouvertures cylindriques, creusé dans un film d’argent évaporé sur substrat de quartz. Il contient une série de pics, dont la formation est conditionnée par plusieurs facteurs concomitants.

Tout d’abord, un spectre d’une telle intensité ne s’obtient qu’au travers de structures métalliques [36]. Les réseaux de trous creusés dans d’autres matériaux véhiculent très mal la lumière à toutes les longueurs d’ondes. En outre, il est établi [41] que la transmission est d’autant plus élevée que le métal est un bon conducteur, comme l’or ou l’argent. Ce critère est surtout crucial aux interfaces, ainsi que le suggère une étude menée sur des réseaux en nickel [42]. Celle-ci rapporte en effet que leur transmissivité augmente significativement s’ils sont enrobés d’une fine couche d’argent. Lorsque l’épaisseur du dépôt dépasse 50 nanomètres, la signature spectrale des échantillons ne se distingue pratiquement plus de leurs répliques réalisées dans des films d’argent pur.

Par ailleurs, la position des pics de transmission dépend de la période du réseau. Pour décaler les maxima vers l’infrarouge par exemple, il suffit d’augmenter l’espacement entre les trous [16] (cf. figure 1.6(a)). Les pics ne reflètent donc pas les propriétés individuelles des ouvertures, ils doivent être attribués à des phénomènes survenant à l’échelle de la structure périodique toute entière.



(a)



(b)

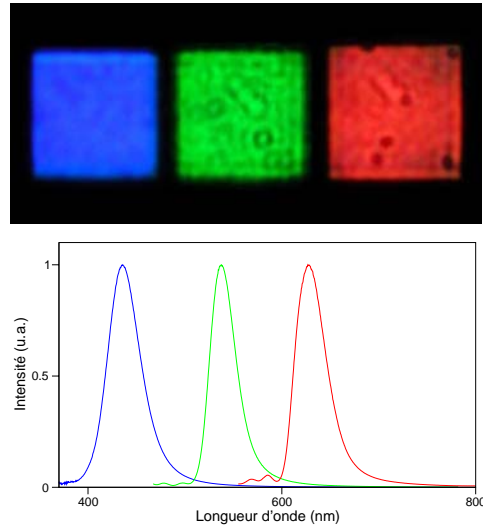
**FIG. 1.5:** Transmission exaltée à travers les réseaux de trous sublongueurs d'ondes. (a) Vue au microscope électronique à balayage d'un arrangement de trous creusés dans de l'argent. (b) (d'après [37]) Spectre de transmission d'un réseau dans un film d'argent déposé sur verre (Période : 600 nm, diamètre des trous : 150 nm, épaisseur du film : 200 nm). Les marques verticales indiquent les longueurs d'ondes des modes de plasmons calculées à l'aide de l'équation (1.8).

Troisièmement, le spectre contient en réalité deux séries de maxima bien distinctes [43, 44], associées à chacune des interfaces de la structure. En effet, il est possible de déplacer certains pics seulement en changeant le substrat sur lequel repose le métal. A l'inverse, les autres sont sensibles à l'indice de réfraction du milieu limitrophe à la face opposée du film, comme le montre la figure 1.6(b). Ainsi, les causes de l'exaltation sont à rechercher aux interfaces de la structure périodique.

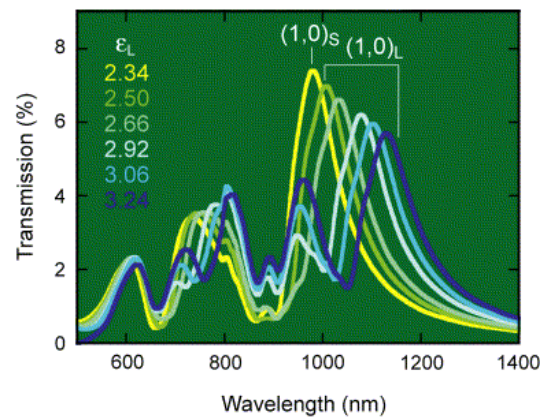
Ces résultats doivent être mis en parallèle avec les conclusions de la section (1.3). En effet, ils démontrent que les conditions d'apparition des pics de transmission sont exactement celles à réunir pour exciter des PS aux interfaces des structures. En d'autres termes, les PS jouent un rôle crucial dans le processus.

Le principe de la transmission exaltée peut se comprendre de la façon suivante [37]. Tout d'abord, la diffraction d'une onde plane incidente sur l'arrangement périodique de trous génère des PS satisfaisant la relation de Bragg (1.8). Leur activation entraîne une hausse massive du champ électromagnétique au voisinage de la surface. Comme nous l'avons vu, ces modes ont une certaine probabilité de désexcitation radiative. Mais, chose nouvelle, un deuxième chemin de décroissance s'offre à eux, car ils peuvent également coupler de manière évanescente aux modes de l'autre côté de la structure. La probabilité de transmission s'en trouve donc singulièrement renforcée. De l'autre côté du film, le processus inverse est à l'œuvre, car la plus grande probabilité des PS est de décroître sous forme d'ondes propagatives dans l'espace. Précisons que ce découplage se produit par diffusion sur les trous, aussi le rayonnement émergent se répartit-il dans des lobes de diffraction résultants de l'interférence entre ces sources lumineuses élémentaires.

Cette interprétation signifie qu'il doit être possible de prédire la position des pics en résolvant l'équation (1.8). A titre d'exemple, nous considérerons le cas du réseau carré de la figure 1.5(b). Ses vecteurs réciproques ont deux composantes  $i \vec{G}_x$  et  $j \vec{G}_y$  de même norme



(a)



(b)

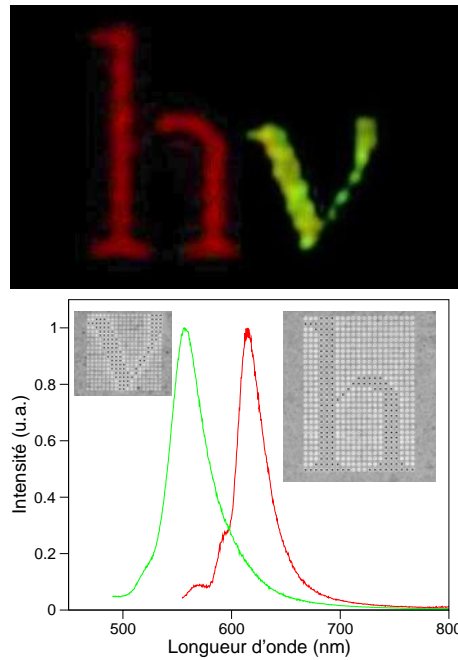
**FIG. 1.6:** Principaux paramètres influant sur la transmission exaltée à travers les réseaux de trous sublongueurs d'ondes. (a) (d'après [16]) Images et spectres de transmission de trois réseaux de trous, fabriqués dans un film d'argent suspendu de 300 nm d'épaisseur. Les périodes valent respectivement 300, 450 et 550 nm, et les diamètres 155, 180 et 225 nm. Seul le pic de plus basse énergie de chaque réseau est représenté, car c'est lui qui domine les couleurs observées. (b) (d'après [37]) Spectres de transmission d'un réseau creusé dans un film d'or sur substrat de verre, en fonction de la constante diélectrique  $\epsilon_L$  du milieu jouxtant la face opposée du film. Le pic  $(1,0)_S$  reste ancré à la même position, alors que celui appelé  $(1,0)_L$  se déplace vers l'infrarouge.

$2\pi/P$  (où  $i$  et  $j$  sont des entiers et  $P$  est la période de la structure). Quant au vecteur d'onde  $k_{PS}$ , nous considérerons que sa relation de dispersion est celle des PS parcourant une surface plane. Les pics des spectres sont donc approximativement placés à des longueurs d'onde  $\lambda_{max}$  vérifiant à la fois (1.6) et (1.8). On détermine donc aisément leur position en égalisant les deux expressions. Dans le cas d'un faisceau lumineux incident non polarisé et normal à la surface, on obtient :

$$\lambda_{max}(i, j) = P (i^2 + j^2)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.9)$$

Les résultats sont indiqués par des marques verticales sur la figure 1.5(b). On constate que l'accord avec le spectre est concluant. Il y a deux familles de solutions, car l'indice diélectrique  $\epsilon_2$  dépend de l'interface. Par ailleurs, les valeurs prises par  $i$  et  $j$  indiquent le sens de propagation des PS. Cela tient à la définition même de ces indices : ainsi par exemple, le mode de longueur d'onde  $\lambda_{max}(0, 1)$  a été généré grâce à un apport de moment  $\hbar G_y$ , il oscille donc selon l'axe  $\hat{y}$ . Remarquons également qu'en raison de la symétrie du système, un certain nombre de ces solutions sont dégénérées en incidence normale.

Ce modèle simplifié capture les tendances les plus prégnantes du spectre et se révèle donc précieux pour estimer la position des pics d'une structure inconnue. Pour autant, il ne dépeint que très grossièrement la réalité des phénomènes physiques à l'origine de la transmission. La forme générale des spectres résulte plus exactement d'interférences complexes entre les différents modes de surface générés par la lumière incidente. Elles concourent notamment à ce que les PS forment des ondes stationnaires, comme il advient typiquement aux modes piégés le long d'une interface périodique [17]. De plus, les ondes émises dans l'espace interfèrent également entre elles, ce qui induit une modulation spectrale supplémentaire.



**FIG. 1.7:** Images et spectres de transmission d'assemblages périodiques mixtes de trous et de dépressions de surface. Le graphique contient en insert les vues des structures au microscope électronique à balayage, et ne montre que les pics de transmission de plus basse énergie de chaque spécimen. Les échantillons ont été créés dans le film d'argent suspendu de la fig. 1.6(a). La lettre «h» a la même période et la même taille de trous que le réseau rouge de la fig. 1.6(a) ; les paramètres géométriques de la lettre «v» sont identiques à ceux du réseau vert de cette même figure.

En conclusion, le principe de la transmission exaltée repose sur la génération de champs électromagnétiques intenses aux interfaces des réseaux. Le rôle de la texture périodique s'apparente à celui d'une antenne dans le domaine du visible : en permettant aux surfaces du métal de soutenir des PS, elle assure une collection efficace du rayonnement incident, ainsi que sa bonne réémission de l'autre côté du film. Or une telle fonction ne requiert pas nécessairement que tous les nœuds du réseau soient des ouvertures, ce qui signifie que d'autres structures sont concernées par la transmission exaltée.

Il est effectivement possible de généraliser les lignes qui précèdent à tous les films métalliques contenant au moins une ouverture, et parcourus par une trame périodique en surface [45–47]. La figure 1.7 illustre ce propos avec des réseaux carrés de dépressions, dont certaines seulement transpercent complètement le métal. Leurs paramètres (métal,

période, diamètre et profondeur des trous) sont ceux des arrangements d'ouvertures de la figure 1.6(a), ce qui nous autorise à comparer les propriétés optiques de ces deux familles d'échantillons. Les spectres de transmission correspondants présentent d'étroites similitudes, et nous en déduisons donc que la lumière est véhiculée de façon analogue dans les deux cas.

Voici donc brossé à grands traits le mécanisme de la transmission extraordinaire. Dans les chapitres qui suivent, nous tenterons de progresser dans la compréhension du phénomène à travers l'étude comparée de quelques structures remarquables : les réseaux de trous d'une part, et les ouvertures uniques d'autre part, entourées ou non de dépressions de surface.



# Chapitre 2

## Etude des réseaux périodiques de trous sub-longueurs d'ondes

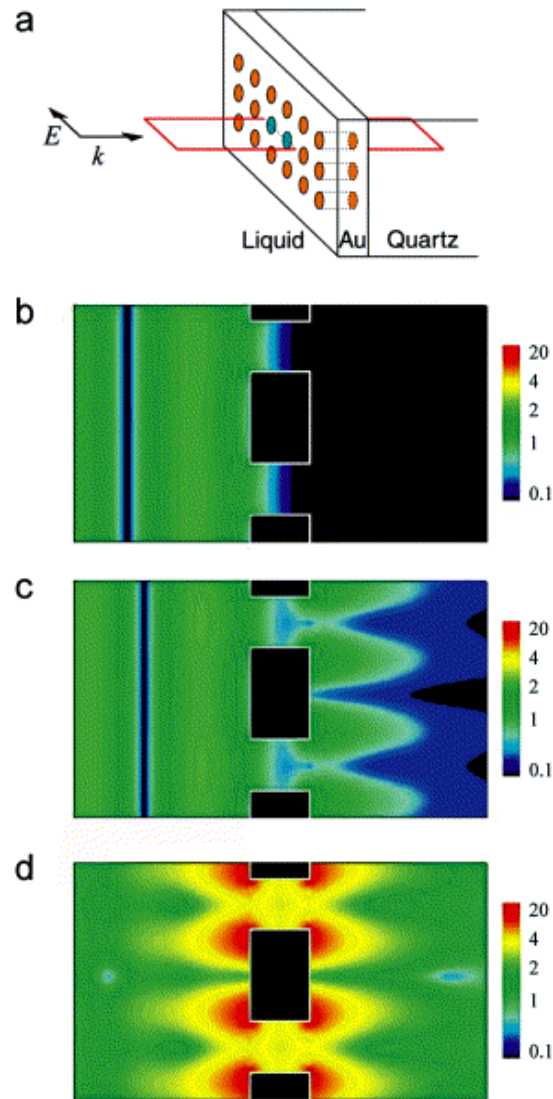
### 2.1 Introduction

Le travail décrit dans ce chapitre a pour objectif d'enrichir la compréhension de la transmission exaltée à travers les réseaux de trous sub-longueurs d'ondes. Nous avons vu précédemment que le phénomène était inhérent à l'activation de plasmons de surface (PS), et que les propriétés optiques des structures pouvaient par conséquent être contrôlées en jouant sur leur période. Depuis la première publication sur la transmission exaltée, de nombreux groupes théoriques ont contribué à étoffer cette analyse très simple et descriptive. Ces recherches ont conduit leurs auteurs à formuler des prédictions bien précises qui méritent une vérification expérimentale.

Les premières équipes de théoriciens ont développé des modèles pour des réseaux de fentes infiniment longues [38, 48–56]. La raison de ce choix est qu'il s'agit de structures bidimensionnelles, qui peuvent être entièrement caractérisées dans le plan perpendiculaire à la longueur des ouvertures. Pour autant, l'absence de conditions aux limites dans l'une

des trois directions de l'espace modifie les données du problème au regard de la situation expérimentale réelle. Les fentes n'ont pas de fréquence de coupure pour la polarisation pertinente du système, si bien que la transmission décrite par les diverses théories est un phénomène propagatif. Toutes les simulations ont en particulier démontré que les ouvertures se comportent comme des cavités de Fabry-Pérot à certaines longueurs d'ondes, et qu'elles deviennent par là même pratiquement transparentes au rayonnement incident. De là est née une controverse, plusieurs auteurs ayant conclu que la transmissivité des réseaux à deux dimensions est essentiellement le fait de ces modes guidés [49, 50, 53–55]. La plupart des théoriciens se rangent néanmoins à un avis différent. D'après leurs travaux, les spectres de transmission comportent une série de pics, et si certains résultent bien d'une propagation résonante de la lumière à travers les fentes, les autres s'expliquent par l'activation de PS aux interfaces des structures [38, 48, 52]. Plus spécifiquement, il semble que la position et l'intensité des pics dépendent aussi des interactions entre ces deux types de modes.

A côté de ces investigations apparurent progressivement les calculs à trois dimensions [39, 40, 44, 57–64]. Le problème est infiniment plus complexe qu'en géométrie plane, et fort peu de groupes ont à ce jour réussi à simuler la transmission dans les conditions typiques des expériences [39, 40, 44, 59–61]. La grande différence avec la situation précédente provient de la taille finie des ouvertures, qui induit une fréquence de coupure pour les modes guidés. Les différentes études ont validé et approfondi les conclusions des recherches expérimentales. La figure 2.1, tirée de la référence [44], en est une illustration. Il s'agit de plusieurs vues en coupe du champ électrique au voisinage d'un arrangement de trous non propagatifs. Le dispositif est éclairé de la gauche par des ondes planes (fig. 2.1(a)), dont la longueur d'onde change d'une vue sectionnelle à l'autre. La figure 2.1(b) représente le cas où il n'y a aucun couplage avec les PS à la fréquence considérée. Les ouvertures atténuent presque totalement le rayonnement incident, ce qui reflète la nature non propagative des trous. Sur la figure 2.1(c), les photons interagissent avec des PS parcourant la



**FIG. 2.1:** (d'après [44]) Vue en coupe de l'amplitude du champ électrique au voisinage d'un réseau d'ouvertures sub-longueurs d'ondes (période : 600 nm, diamètre des trous : 200 nm, épaisseur du film : 250 nm). Le film considéré est en or et repose sur un substrat de verre de constante diélectrique  $\epsilon_S = 2.31$ . L'indice  $\epsilon_L$  de la face opposée varie selon les coupes représentées. (a) Schéma général du système étudié; (b) Cas d'une longueur d'onde où les PS du réseau ne sont pas activés ( $\lambda = 1100$  nm,  $\epsilon_L = 1.0$ ), transmission : 0.005%; (c) Cas d'une longueur d'onde où les PS de la face de sortie sont excités ( $\lambda = 957$  nm,  $\epsilon_L = 1.0$ ), Transmission : 0.5%; (d) Cas d'un réseau aux interfaces symétriques, à une longueur d'onde où les PS des deux côtés sont excités ( $\lambda = 966$  nm,  $\epsilon_L = 2.31$ ), Transmission : 20%.

surface de sortie. Ces derniers se reconnaissent par l'intensification du champ au dessus des embouchures tournées vers la réémission. Les PS de l'interface d'entrée sont inexistantes à la même longueur d'onde, parce que l'espace qui l'entoure n'a pas le même indice de réfraction qu'en sortie. La part de lumière transmise dans cette configuration asymétrique est cent fois plus importante que dans la situation précédente, ce qui confirme une nouvelle fois que les PS contribuent à une hausse conséquente de la transmission. Finalement, la figure 2.1(d) montre le calcul lorsque la constante diélectrique du milieu jouxtant la face d'entrée est ajustée à celle de sortie. Les champs localement élevés qui accompagnent les PS sont à présent visibles sur les deux surfaces, et leur amplitude maximale a progressé d'un ordre de grandeur par rapport à la figure 2.1(c). Ce constat indique que la transmission extraordinaire peut être maximisée en égalisant les énergies des modes PS associés à chaque interface. L'efficacité du processus s'en trouve décuplée, ce qui suggère que le transfert de lumière prend alors un caractère résonnant. Selon d'autres éléments de la publication, celui-ci s'assortit d'un couplage évanescent entre modes PS de chaque côté du métal.

Un autre article [40] précise qu'il ne suffit pas de disposer d'une structure aux interfaces symétriques pour observer la résonance. En effet, nous venons de voir qu'elle nécessite une interaction des PS de part et d'autre du réseau, autrement dit, il faut que la profondeur des trous soit suffisamment faible pour que les champs qui leur sont associés se recouvrent (le film métallique restant optiquement opaque). Aussi cette étude prévoit-elle l'existence de deux régimes de transmission, l'un résonnant, l'autre non, dont les conditions d'apparition dépendent de la taille des ouvertures. Nous avons vérifié expérimentalement cette hypothèse, et les résultats de ces investigations sont détaillés dans la section qui va suivre (section 2.2). Nous verrons que la réalité des deux régimes de transmission se confirme dans les faits, mais que ceux-ci diffèrent des prédictions théoriques par quelques aspects.

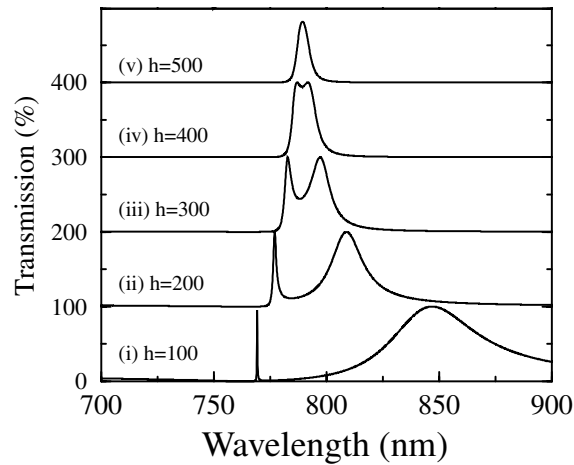
Au cours de nos investigations, nous avons été amené à mesurer de façon systématique

l'influence des proportions géométriques des réseaux sur leur transmission. Dans la deuxième étude que comporte ce chapitre (section 2.3), nous nous sommes intéressés aux effets du seul paramètre constitutif des structures dont nous n'avions pas encore tenu compte : le métal dans lequel on les fabrique. L'impact des métaux sur la transmission est largement méconnu sur le plan expérimental, mais il est au moins établi que les très bons conducteurs comme l'or ou l'argent favorisent l'exaltation [41, 42]. Par contre, il n'existe aucune publication théorique expressément dévolue à ce sujet.

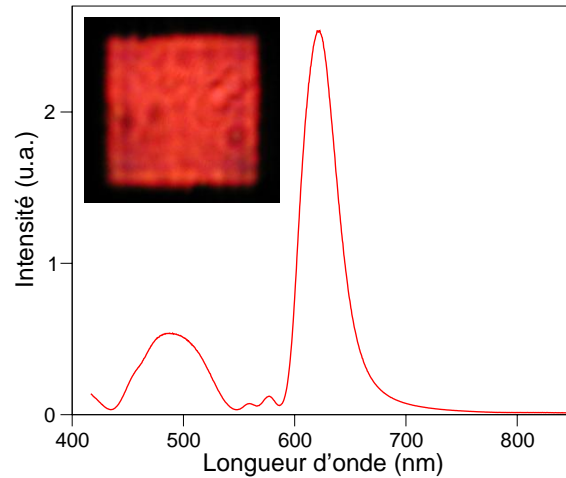
## 2.2 Etude des régimes de transmission

### 2.2.1 Principe de l'étude

Pour comprendre la démarche de notre étude, il convient de revenir sur la théorie d'après laquelle les arrangements de trous sub-longueurs d'ondes peuvent transmettre la lumière selon deux mécanismes de transmission différents [40]. Une figure de cet article en résume bien la progression (fig. 2.2). Elle montre l'influence de la profondeur des trous (non propagatifs) pour un réseau environné de toutes parts du même diélectrique. Les différentes courbes représentent la portion du spectre de transmission pour laquelle les longueurs d'ondes sont supérieures à la période du système. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, un seul mode PS peut être généré sur une surface périodiquement texturée dans cette gamme spectrale. Puisque les deux interfaces du réseau sont identiques, on s'attendrait à ce que l'exaltation par les PS à l'entrée et à la sortie s'opère aux mêmes longueurs d'ondes. Cela semble être le cas pour les trous les plus profonds, car son spectre ne comporte qu'un seul maximum. En revanche, le pic se dédouble lorsque la profondeur diminue : tandis qu'un pic se déplace vers l'infrarouge tout en s'élargissant considérablement, un autre se décale vers le bleu et devient presque monochromatique. Cette simulation prouve qu'en dessous



**FIG. 2.2:** (d'après [40]) Simulation de la transmission d'un réseau de trous sur film suspendu d'argent en fonction de la profondeur  $h$  des ouvertures (Période : 750 nm, diamètre des trous : 280 nm). Les courbes successives sont décalées de 100%.



**FIG. 2.3:** Spectre expérimental de transmission d'un réseau de trous sur film suspendu d'argent (Période : 540 nm, diamètre des trous : 216 nm, épaisseur du film : 300 nm). En insert figure le cliché de la lumière émise par la structure.

d'une certaine profondeur, les modes PS associés à chaque côté du métal ne doivent plus être considérés comme décorrélés, mais qu'ils se combinent pour former un système à deux niveaux. Cette interaction fait basculer la transmission dans le régime de résonance déjà illustré dans la figure 2.1 de l'introduction.

Ces investigations nous ont incité à réaliser une étude approfondie concernant le rôle de la profondeur des ouvertures sur la transmission exaltée [65]. Nous avons travaillé avec des réseaux de trous cylindriques aux interfaces symétriques, creusés dans des films d'argent suspendus dans l'air. Comme notre intention finale est d'identifier les différents régimes de transmission dans le domaine évanescent, les ouvertures considérées ont un diamètre assez faible pour qu'elles ne puissent soutenir des modes propagatifs aux fréquences qui nous intéressent. La figure 2.3 est un spectre de transmission expérimental typique de ce genre de structures. Il comporte notamment un maximum prononcé aux longueurs d'ondes plus grandes que la période du système. Celui-ci a été l'objet principal de nos mesures. Il s'agit

du pic de plus basse énergie, dont l'étude précédente prévoit un dédoublement pour les structures peu profondes.

### 2.2.2 Protocole expérimental

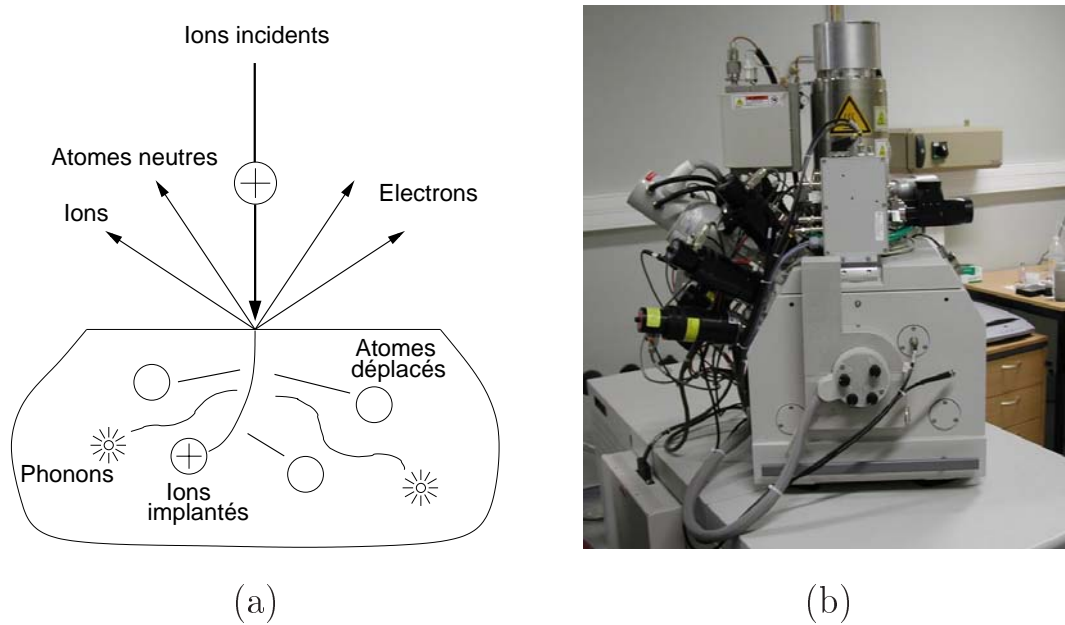
On trouvera dans cette section tous les détails pratiques relatifs à l'obtention et à la caractérisation des réseaux d'ouvertures cylindriques dans des films d'argent suspendus.

**Préparation des films d'argent suspendus** - L'argent des futurs échantillons est déposé sous forme amorphe sur des membranes industrielles en formvar de 30 nanomètres d'épaisseur, tendues sur des grilles de microscopie électronique. L'opération se révèle particulièrement délicate dans la pratique, car il s'avère que les films polycristallins d'argent présentent une contrainte en compression. Comme le substrat de formvar est ductile, le dépôt dont on le couvre a toute latitude de se relaxer, entraînant par là même un froissement généralisé de l'échantillon qui peut mener jusqu'au déchirement. Il importe donc d'amoindrir ces contraintes au point de rendre inexistantes leurs fâcheuses répercussions. A cette fin, nous avons expérimenté trois procédés de métallisation différents : l'évaporation thermique, la pulvérisation et le dépôt ionique. Seule la première méthode produit des spécimens de grande qualité ; encore faut-il nuancer, car le taux d'échec se situe tout de même aux alentours de 75%. Pour obtenir des films suspendus à partir des évaporations réussies, il ne reste plus qu'à s'affranchir du formvar. Or, même minimisé, le stress interne à l'argent est assez marqué pour que celui-ci ne puisse pas être capable de se maintenir à plat sur la grille en l'absence de la membrane de soutien. Aussi le formvar n'est-il enlevé que localement, au moment de la nanofabrication. Tous les films réalisés sont optiquement opaques en l'absence de trous.

**Fabrication des structures par FIB** - Celle-ci repose sur une lithographie directe au moyen d'un système à faisceau d'ions focalisés. Cet instrument, plus connu sous son acronyme anglais FIB (Focused Ion Beam), a été originellement développé pour répondre aux besoins de l'industrie microélectronique en matière de caractérisation et de modification des puces électroniques. Le FIB est une machine-outil capable de procéder aussi bien à l'ablation qu'au dépôt de couches conductrices ou isolantes. Son fonctionnement peut être expliqué par analogie avec un microscope électronique à balayage (MEB) classique. L'organe principal d'un MEB est sa colonne accélératrice qui produit un faisceau d'électrons de quelques nanomètres de diamètre. Celui-ci sert à sonder localement l'objet que l'on désire examiner. Le balayage génère des électrons et des rayons X qui fournissent les informations de topologie et de structure du matériau. La méthode est non destructive, car les atomes du sujet d'étude ne sont pas notablement modifiés durant le processus. Le FIB repose sur le même principe, si ce n'est que le canon à électrons est remplacé par une colonne accélératrice d'ions lourds, typiquement des ions de gallium  $\text{Ga}^+$ . Du fait de leur masse élevée et de leur accélération, cela provoque une cascade de collisions, à l'issue desquelles sont éjectés des électrons, mais aussi des atomes neutres et des ions (cf. figure 2.4(a)). En contrôlant le déplacement du faisceau incident, il est ainsi possible de faire de l'ablation de la matière selon un motif prédéfini. La précision de la gravure est liée à la taille du faisceau d'ions qui dans notre cas permet d'atteindre une résolution aux alentours de 30 nanomètres. Quant à l'utilisation du FIB pour déposer un matériau, on amène ce dernier sous forme gazeuse à proximité du substrat. La réaction avec le faisceau d'ions est à l'origine du dépôt. Ajoutons pour finir que le FIB est également un microscope, car une batterie de détecteurs récoltent les électrons générés par le balayage à des fins d'analyse et d'imagerie.

Bien que déjà remarquables prises séparément, les multiples fonctionnalités du FIB donnent la pleine mesure de leur potentiel lorsqu'elles sont combinées entre elles. Cet outil permet par exemple de modifier un circuit imprimé, en effaçant certaines pistes et en en





**FIG. 2.4:** La technologie FIB. (a) Signaux et dégâts produits par interaction du faisceau d'ions focalisé avec un échantillon. (b) Chambre à échantillons de la station utilisée dans nos travaux, avec colonne accélératrice d'électrons (en haut) et colonne accélératrice d'ions (à gauche). Les autres instruments qui se greffent sur la chambre sont les accessoires des colonnes, les détecteurs, et les injecteurs de gaz. Nous ne voyons ici qu'une petite partie de l'installation : le circuit de refroidissement, le système de pompage à vide et surtout l'électronique de contrôle remplissent une pièce complète.

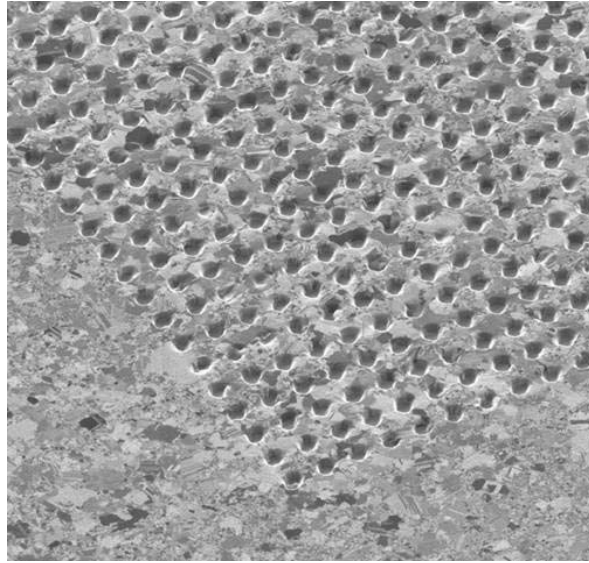
créant de nouvelles. On l'emploie également pour réaliser des préparations de microscopie électronique à transmission.

Les dispositifs les plus avancés à l'heure actuelle sont des systèmes hybrides, qui combinent, en une installation, un FIB et un MEB. La réunion des deux technologies démultiplie les possibilités d'application. C'est avec un tel outil que nous avons réalisé nos structures : il s'agissait en l'occurrence du modèle «Strata dualbeam 235» conçu par la compagnie FEI (fig. 2.4(b)).

Pour fabriquer un arrangement de trous sub-longueurs d'ondes, on se sert tout d'abord du FIB pour ouvrir une fenêtre de quelques  $\mu\text{m}^2$  dans le formwar à l'emplacement qu'oc-

cupera le futur réseau. Cette première phase se déroule généralement sans incidents, à condition toutefois de stopper l'ablation au moment précis où tout le formwar a disparu. En effet, il n'est pas souhaitable d'exposer inutilement l'argent aux ions  $\text{Ga}^+$ , car l'érosion qui s'ensuit altère doublement les propriétés optiques de sa surface : d'une part, parce qu'elle s'accompagne d'un dopage du matériau en gallium, d'autre part, parce qu'elle rend l'interface rugueuse. Ce dernier phénomène peut se comprendre à l'aide de la figure 2.5 qui représente un réseau de trous creusé dans de l'argent. L'image a été obtenue en collectant les électrons secondaires émis sous l'impact du faisceau d'ions. Elle présente un aspect marbré, qui résulte du contraste particulier que renvoie chaque domaine monocristallin composant le film. Si les grains sont noirs, cela signifie que très peu d'électrons secondaires sont générés. Autrement dit, l'orientation des plans réticulaires est telle que les ions de gallium s'implantent profondément dans le métal sans trop l'endommager. A l'inverse, les grains blancs ralentissent beaucoup plus vite les ions, car les interactions qui se créent provoquent des collisions multiples, à la suite de quoi des atomes et des électrons sont massivement éjectés. C'est pourquoi le taux d'ablation dépend fortement de l'angle sous lequel sont attaqués les cristaux élémentaires. Il faut donc faire très attention lorsque l'on utilise le faisceau FIB ; on préférera utiliser le faisceau d'électrons pour visualiser l'échantillon.

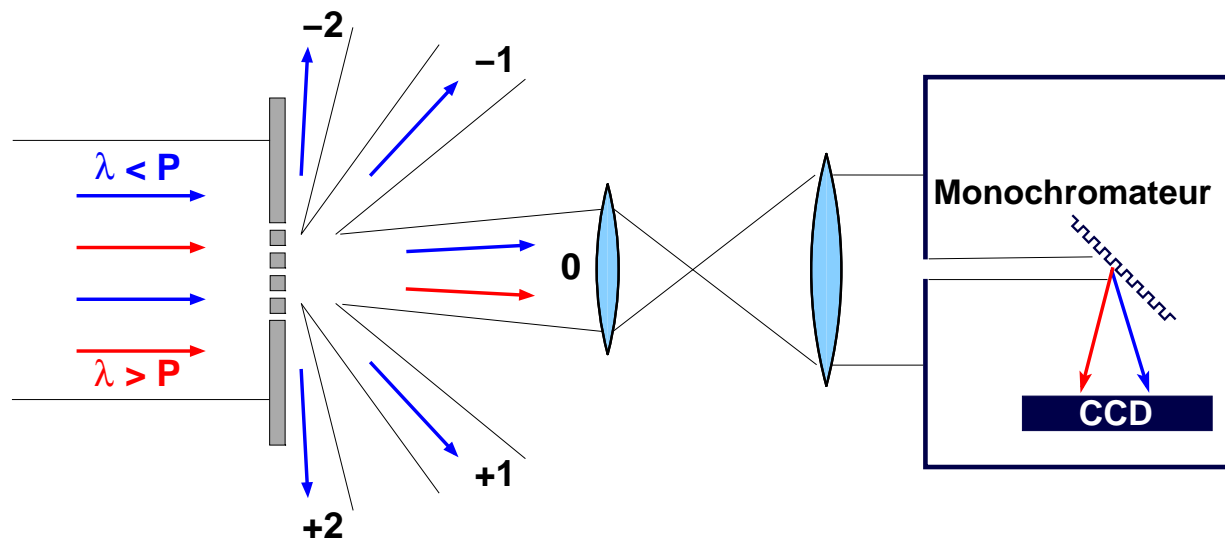
Après avoir enlevé le formwar, on paramètre l'appareil avec un fichier électronique de la structure à graver pour qu'il la creuse. La taille typique des ouvertures est celle des cristaux d'argent (cf. figure 2.5). Or nous venons de relever que le processus de gravure varie fortement d'un grain à l'autre. Aussi est-il malaisé de réaliser un ensemble de trous aux dimensions homogènes. Néanmoins, on peut techniquement effectuer certains réglages afin de surmonter au mieux cette difficulté. Le FIB permet ainsi de fabriquer des réseaux dont les trous ont le même diamètre à 5% près.



**FIG. 2.5:** Vue d'un réseau de trous de période 900 nm par imagerie FIB.

**Mesure du spectre de transmission des réseaux de trous** - La caractérisation optique des structures repose sur la mesure de leurs spectres de transmission. Elle s'effectue par l'intermédiaire d'un microscope Nikon inversé, associé à un spectromètre Acton/Princeton Instruments. Le principe de la mesure est schématisé sur la figure 2.6 : l'échantillon intercepte un faisceau colinéaire de lumière blanche aligné suivant l'axe optique du microscope. Ce dernier forme une image agrandie de la structure sur un capteur CCD. Un monochromateur est intercalé entre ces deux éléments, dans le but d'assurer la décomposition spectrale de l'image sur les pixels du détecteur. Le spectre obtenu est finalement transféré sur un ordinateur, qui interface également toute l'expérience. Sauf mention contraire, toutes nos mesures sont réalisées avec une illumination incidente normale à la surface.

Ce montage expérimental appelle quelques commentaires. Dans le chapitre précédent, nous avons remarqué que la lumière issue d'un réseau de trous se répartissait dans une série de lobes d'interférences. Tous n'atteignent pas le microscope, celui-ci collectant prin-



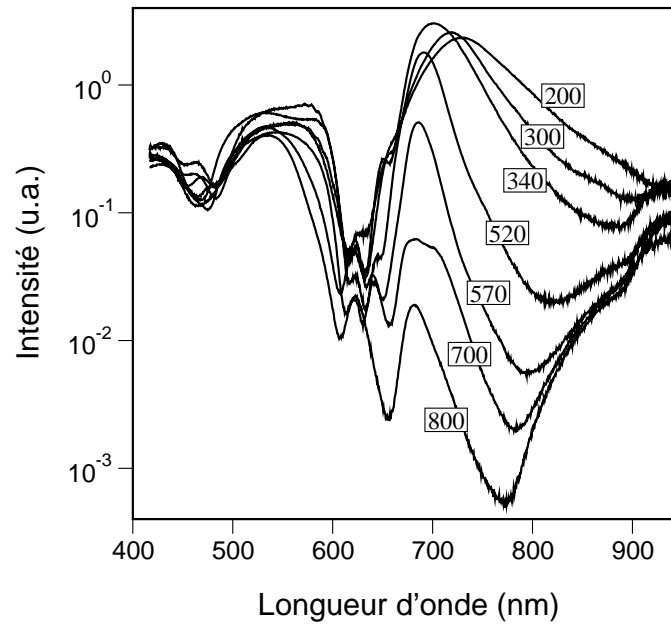
**FIG. 2.6:** Principe de la mesure des spectres de transmission des réseaux de trous. Le montage de spectroscopie se compose d'un microscope Nikon inversé (schématisé ici par deux lentilles), d'un réseau monochromateur Acton, et d'un détecteur CCD Princeton Instrument. Ce dispositif nous permet d'analyser l'ordre zéro de diffraction.

principalement la frange centrale, c'est à dire l'ordre zéro de diffraction. Comme les interférences dirigées dans le prolongement du faisceau incident sont constructives à toutes les fréquences, les pics du spectre de l'ordre zéro sont les mêmes que ceux de la transmission totale. Cependant, l'intensité des maxima situés à des longueurs d'ondes plus petites que la période est distribuée entre l'ordre zéro et les ordres plus élevés : c'est pourquoi elle est typiquement moins élevée dans nos spectres que celle du pic situé au dessus de la période. Dans les études qui suivent, nous nous sommes uniquement intéressés à ce pic particulier, pour lequel il n'existe pas d'autres lobes que celui qui rentre dans l'objectif du microscope.

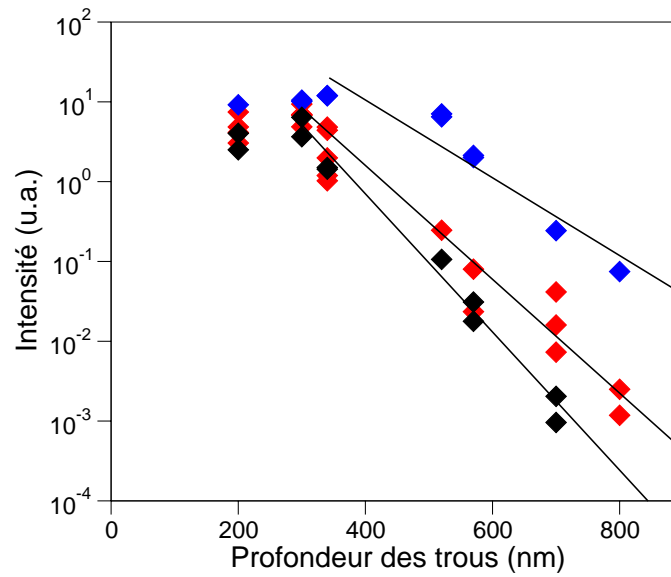
### 2.2.3 Mise en évidence de deux régimes de transmission

Comme nous l'avons annoncé dans la section 2.2.1, nous avons réalisé cette étude en mesurant l'influence de la profondeur des ouvertures sur la transmission exaltée. Nous avons tout d'abord fait varier la profondeur  $h$  des trous d'un réseau de période  $P = 600$  nm, dont le diamètre  $d$  est par ailleurs égal à 300 nm. La figure 2.7 reproduit les spectres de transmission correspondants. Leur allure, caractéristique des réseaux suspendus dans l'air, accuse notamment un minimum aux longueurs d'ondes avoisinant la période du réseau, suivi à plus basse énergie du pic que nous avons choisi d'étudier. L'évolution de ce dernier se déroule en deux phases bien distinctes. Entre 800 et 520 nm de profondeur, sa position reste globalement inchangée mais son intensité maximale augmente rapidement. Cette tendance s'inverse totalement à moindre profondeur : une réduction supplémentaire de  $h$  se traduit par un net déplacement du pic vers les plus grandes longueurs d'ondes, qui s'accompagne en outre d'un élargissement et d'une légère baisse de son intensité maximale. Notons toutefois que l'intensité totale du pic ne cesse pas pour autant de s'accroître, car l'élargissement parvient à compenser la diminution du maximum.

Nous avons répété l'expérience en faisant successivement varier les autres dimensions du système. La figure 2.8 illustre les principales tendances qui se sont dégagées des mesures. Elle représente l'intensité maximale du pic en fonction de  $h$ , pour trois familles de réseaux A, B et C. Chacune regroupe des structures dont les proportions valent respectivement  $(P_A = 600$  nm,  $d_A = 300$  nm) pour la première,  $(P_B = 600$  nm,  $d_B = 240$  nm) pour la seconde, et  $(P_C = P_B/1.2 = 500$  nm,  $d_C = d_B/1.2 = 200$  nm) pour la dernière. Les courbes obtenues sont des exponentielles sur leur plus grande longueur, mais toutes s'infléchissent ex abrupto aux profondeurs les plus faibles. La valeur de  $h$  pour laquelle s'effectue la transition varie selon les familles, comme nous en discuterons par la suite. Précisons avant cela que les spectres qui ont servi à établir le graphique suivent invariablement l'évolution observée à la figure 2.7 : les maxima restent stables tant que leur intensité varie exponen-



**FIG. 2.7:** Evolution de la transmission d'un réseau de trous en fonction de la profondeur  $h$  de ses ouvertures (Période : 600 nm, diamètre des trous : 300 nm).



**FIG. 2.8:** Intensité du pic de plus basse énergie en fonction de  $h$ , pour les trois familles de réseaux considérées (A en bleu, B en rouge et C en noir).

tiellement avec  $h$ , alors qu'ils se décalent sinon vers le rouge tout en perdant leur finesse initiale.

Pour savoir quel sens donner à ces résultats, il convient de reformuler très brièvement les termes de l'expérience. En variant la profondeur des trous d'un réseau donné, nous avons changé l'espacement entre les interfaces, sans en modifier la topologie. Autrement dit, nous avons simplement modulé la distance séparant les PS activés de part et d'autre du réseau.

**Le régime à forte profondeur** - Lorsque les trous sont très profonds, la position et la forme du pic ne sont guère affectées par la variation de  $h$ . Les PS qui l'occasionnent de part et d'autre du film se montrent donc insensibles à la distance qui les sépare : ainsi en déduisons-nous que ces modes n'interagissent pas mutuellement. La décroissance exponentielle qui caractérise ce régime constitue la signature typique d'une transmission évanescence. La forme des courbes de la figure 2.8 reflète l'extension transverse des ondes piégées en surface, ou, si l'on préfère, la profondeur de peau moyenne  $h_0$  des PS dans le milieu métallique poreux. Il est possible de l'estimer à partir des données de la figure 2.8, par une régression exponentielle de la forme :  $I(h) \propto \exp(-2h/h_0)$ . Déterminées de la sorte, les valeurs prises par  $h_0$  sont respectivement égales à  $180(\pm 10)$  nm,  $130(\pm 10)$  nm et  $104(\pm 10)$  nm pour les structures de type A, B et C. Ces résultats semblent raisonnables au vu du fait qu'elle s'échelonnent entre l'épaisseur de peau dans l'argent (25 nm environ) et celle dans l'air (400 nm).

Nous avons également confronté nos résultats à un calcul de l'intensité dans un guide d'ondes cylindrique, en dessous de sa fréquence de coupure. La dépendance exponentielle

peut s'exprimer selon nos notations de la façon suivante [7] :

$$I(h, d, \lambda) \propto \exp \left[ -\frac{4\pi h}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\lambda}{1.7d}\right)^2 - 1} \right] \quad (2.1)$$

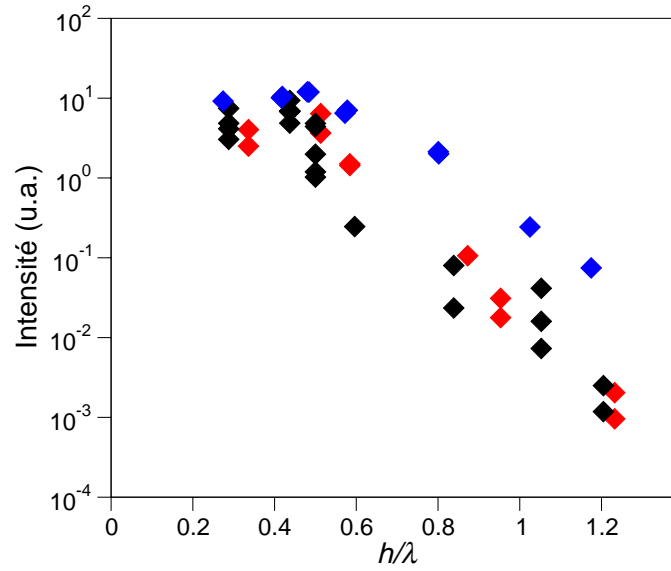
L'équation (2.1) a été établie à partir des équations de Maxwell et des conditions aux limites sur les parois du cylindre. Pour simplifier le calcul, ces dernières ont été considérées comme infiniment conductrices. Il n'est donc pas surprenant que les seuls paramètres intervenant dans la relation soient les dimensions relatives  $h/\lambda$  et  $d/\lambda$ , c'est à dire les grandeurs caractéristiques de l'ouverture mesurées à l'aune de la longueur d'onde du rayonnement. Les valeurs de  $h_0$  déduites de cette expression sont respectivement 120, 80 et 68 nm pour les réseaux A, B et C. Compte tenu de la simplicité du modèle, elles s'accordent de façon relativement satisfaisante avec nos résultats empiriques.

Plus remarquable encore, l'équation (2.1) permet de justifier ce qu'il advient quand on retrace l'intensité maximale des pics, mais cette fois en fonction de  $h/\lambda$ . La figure 2.9 montre que les points des structures B et C se retrouvent alors sur une même courbe. Or les dimensions des deux types de réseaux sont proportionnelles entre elles, ce qui n'est pas le cas des échantillons A. C'est pourquoi ce graphique met en évidence une loi d'échelle. Celle-ci concerne également la position des pics. En effet, les réseaux de la famille B ont un maximum vers  $\lambda_B = 665$  nm, et ceux de la famille C à  $\lambda_C = 570$  nm. Le rapport entre ces deux valeurs n'est autre que le coefficient de proportionnalité entre les dimensions des deux types de structures :

$$\lambda_B/\lambda_C \simeq P_B/P_C = d_B/d_C = 1.2 \quad (2.2)$$

Il existe donc une loi d'échelle entre les dimensions des structures d'une part, et la





**FIG. 2.9:** Intensité du pic de plus basse énergie en fonction de  $h/\lambda$ , pour les trois familles de réseaux considérées (A en bleu, B en rouge et C en noir).

position et l'intensité des pics d'autre part. Aussi les paramètres géométriques des réseaux sont-ils indubitablement les facteurs dominants de la transmission exaltée dans ce régime de décroissance exponentielle. Il importe de noter que la coïncidence des tracés des réseaux B et C sur la figure 2.9 est prévue par l'équation (2.1) du fait que leurs diamètres relatifs  $d_B/\lambda_B$  et  $d_C/\lambda_C$  sont les mêmes. L'expression de l'intensité dans un guide d'ondes non propagatif constitue donc une excellente base pour comprendre qualitativement comment la géométrie des ouvertures détermine l'atténuation du rayonnement au passage d'un réseau. Elle résulte de la combinaison de deux facteurs aux effets opposés : la profondeur relative  $h/\lambda$  à traverser, d'autant plus faible que la longueur d'onde est grande, et le diamètre relatif  $d/\lambda$ , qui renforce au contraire la coupure sur les ondes évanescentes quand la longueur d'onde du pic augmente.

**Le régime à faible profondeur** - Ce régime de transmission cède le pas à un nouveau mécanisme à faible profondeur, car nous avons vu que le comportement décrit ci-dessus s'interrompt en dessous d'une certaine valeur de  $h$ . Les figures 2.7 et 2.8 nous ont appris qu'une diminution supplémentaire de  $h$  entraîne une stabilisation de l'intensité maximale transmise, un élargissement marqué du pic, ainsi que son déplacement vers les grandes longueurs d'ondes. Autrement dit, la distance séparant les modes PS de chaque interface influe à présent sur leurs propriétés. Cela suggère que le nouveau régime de transmission se caractérise par une interaction entre les PS de part et d'autre du métal. Un autre indice vient conforter cette hypothèse : il s'agit de la profondeur à laquelle surviennent les changements spectraux. Pour les trois familles de structures en effet, la profondeur de transition entre les deux régimes vaut sensiblement le triple de l'épaisseur de peau effective  $h_0$  que nous avons auparavant calculé. Ce facteur de 3 est typiquement celui rencontré dans le couplage entre modes PS au travers de films fins sans trous [66].

Toutefois, ce raisonnement n'est pas sans soulever quelques objections. En effet, une situation de couplage entre deux modes de même énergie conduit typiquement à une levée de dégénérescence. D'ailleurs, le modèle théorique auquel se réfèrent ces travaux [40] ne prévoit pas autre chose, puisque selon ses auteurs, l'interaction des PS des faces opposés du réseau entraîne un dédoublement du pic de transmission (cf. figure 2.2).

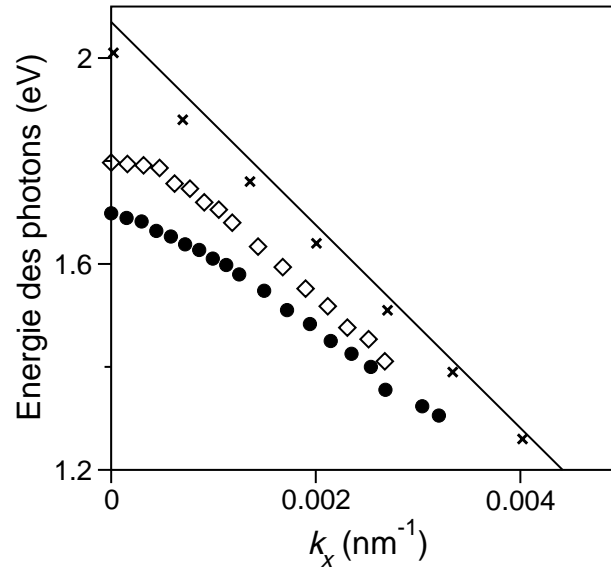
En comparaison, la transmission expérimentale n'offre au mieux qu'un indice de ce dédoublement. Il s'agit de l'étroite similitude entre le pic de basse énergie prévu par la théorie et celui que nous avons mesuré, car tous deux s'élargissent et se déplacent vers les grandes longueurs d'onde lorsque  $h$  diminue. Par contre, nos spectres ne laissent apparaître nulle trace d'un second maximum aux longueurs d'ondes plus courtes.

Pour autant, l'absence du pic de haute énergie dans nos spectres ne va pas nécessairement à l'encontre de l'hypothèse de couplage, ni même d'ailleurs d'une levée de dégénéres-

cence. En effet, plusieurs facteurs concourent à masquer son existence. Premièrement, l'allure globale des spectres tient à la fois de l'excitation de modes PS mais aussi d'interférences classiques entre les ondes qui parcourent la surface. Or, le minimum figurant sur nos spectres à la gauche du pic est principalement le fruit d'interférences destructives : aussi le déplacement d'un mode dans cette zone est-il susceptible de passer inaperçu. Par ailleurs, un pic qui se décalerait suffisamment vers le bleu au point de sortir de cet intervalle spectral, se confondrait avec les autres maxima de transmission du réseau. Et au delà de ces considérations, le protocole même de mesure pourrait bien se révéler inadéquat à la détection d'un pic que la théorie prévoit presque monochromatique. Rappelons à ce propos que nos spectres analysent le signal émis par *l'ensemble* du réseau. Mais le caractère local de la transmission exaltée joint aux imperfections des structures réelles ne garantit pas que les modes PS se développent strictement aux mêmes énergies sur toute la superficie du réseau. Il n'est donc pas certain que le recouvrement de pics locaux très fins se distingue du niveau de bruit sur les spectres moyennés.

Il n'en demeure pas moins que la levée de dégénérescence caractéristique d'un couplage ne peut être formellement confirmée par ces mesures. Aussi importe-t-il d'étayer l'hypothèse de l'interaction des PS de part et d'autre du film par d'autres arguments. Nous avons jusqu'à présent examiné les deux régimes de transmission en suivant l'évolution des pics avec  $h$ . Mais il est également possible de les analyser en faisant varier un autre paramètre expérimental : l'angle sous lequel est éclairé l'échantillon. Celui-ci détermine la projection  $k_x$  du vecteur d'onde incident sur la surface, et, partant, les modes PS générés en accord avec les lois de conservation de moment et d'énergie. En relevant systématiquement l'énergie des pics en fonction de  $k_x$ , on accède à la relation de dispersion spécifique à chaque structure [36, 37].

Nous avons donc établi les courbes de dispersion des réseaux précédents à partir des



**FIG. 2.10:** Courbes de dispersion de deux réseaux de type A, pour  $h = 570$  nm (◇) et  $h = 300$  nm (●). La ligne de la lumière est également représentée, de même que la relation de dispersion d'un mode PS dans le cas d'une surface d'argent plane (+).

spectres enregistrés sous différents angles d'incidence. D'un point de vue pratique, les modifications à apporter au montage spectroscopique décrit dans la section 2.2.2 sont minimales, parce que l'ordre zéro de diffraction surgit toujours dans le prolongement du faisceau incident. Il suffit donc de monter les échantillons sur un support à pivot qui permette de modifier leur inclinaison par rapport à la source de lumière collimée. La figure 2.10 illustre les résultats obtenus pour chaque régime de transmission avec deux réseaux de type A, dont les trous mesurent respectivement 570 et 300 nanomètres de profondeur. Par souci de clarté, nous avons masqué pour l'une et l'autre structure la dispersion des pics autres que celui de plus basse énergie. Sur le graphique figurent en revanche la ligne de la lumière, ainsi que la relation de dispersion d'un mode PS parcourant une surface d'argent plane.

La courbe relative aux trous les plus profonds s'infléchit nettement près de l'origine, puisqu'un intervalle de 0.2 eV la sépare de celle des modes d'une interface plane. Ceci s'accorde bien avec le fait que les PS des systèmes périodiques forment des ondes station-

naires [17]. La dispersion en énergie du second réseau accuse pour sa part un fléchissement encore plus marqué quand  $k_x$  tend vers zéro. Or cette courbure additionnelle est celle d'un pic dont nous avons précédemment constaté l'élargissement. Elle trahit en cela un couplage qui n'existait pas pour la structure aux interfaces décorrelées. Ces résultats soutiennent le fait que le régime de faible profondeur survient lorsque les PS des deux surfaces parviennent à interagir.

**Conclusion -** Nous avons démontré que la géométrie des ouvertures détermine le mécanisme de transmission des réseaux d'ouvertures sub-longueurs d'ondes, ce qui confirme pour l'essentiel les prédictions d'une étude théorique antérieure [40]. Lorsque les trous sont très profonds, les PS excités de part et d'autre d'une structure sont décorrelés et la transmission augmente exponentiellement quand la profondeur décroît. Mais en dessous d'un certain seuil, l'interaction des PS associés à chaque interface devient possible. Cela se traduit par une stabilisation de l'intensité maximale transmise, même si l'on amincit davantage le film. En parallèle, les pics s'élargissent rapidement et se décalent vers l'infrarouge.

Dans le cas de films optiquement minces, le couplage entre les deux interfaces se fait à travers le film sans même les ouvertures, ce qui conduit à des résultats très différents [67].

## 2.3 Influence des métaux sur la transmission

### 2.3.1 Introduction

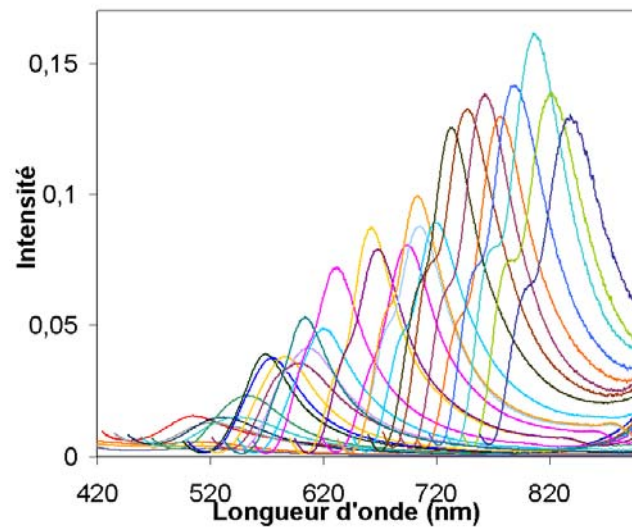
D'après les résultats de la section précédente, les propriétés de transmission des réseaux de trous sub-longueurs d'ondes semblent essentiellement dominées par les paramètres géométriques des structures. Ainsi, nous avons vu que lorsque les PS de chaque interface étaient découplés, la position des pics de transmission de nos échantillons ne dépendait que de la période

$P$  et du diamètre  $d$  des ouvertures. Cependant, si nous avons pu faire ce constat pour de multiples profondeurs, nos investigations se sont limitées à quelques longueurs d'ondes. En effet, la position des pics analysés s'échelonnait à peine entre  $\lambda = 600$  nm et  $\lambda = 700$  nm.

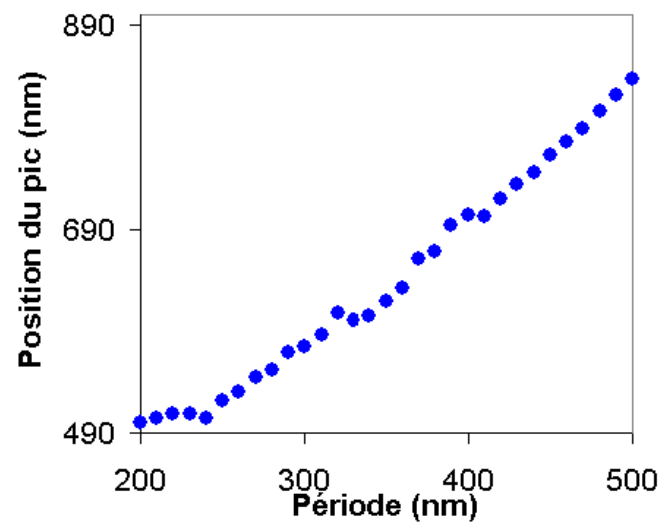
Pour tester la validité de ce résultat sur une plus large gamme spectrale, nous avons effectué des expériences complémentaires avec des réseaux creusés dans un film d'argent déposé sur verre. Comme les interfaces de ces structures sont asymétriques, les modes PS de part et d'autre du métal sont toujours découplés. Nous avons suivi l'évolution du pic de plus basse énergie d'une famille d'échantillons dont la période variait entre 200 et 500 nm, et dont le diamètre des trous valait systématiquement  $P/1.7$  (fig. 2.11). D'après ce que nous avons observé dans l'étude précédente, nous nous attendions à ce que la position  $\lambda_{max}$  des maxima de ces structures soit proportionnelle à  $P$ . L'évolution de  $\lambda_{max}$  en fonction de  $P$  est reproduite à la figure 2.12 : elle est linéaire sur la plus grande partie du graphique, mais les points expérimentaux s'infléchissent brusquement lorsque  $P < 250$  nm. Cet écart à la proportionnalité prouve que la transmission n'est pas uniquement déterminée par les paramètres géométriques. Or le seul autre facteur intervenant dans la transmission est le métal, pour lesquelles les parties réelles et imaginaires de la constante diélectrique varient en fonction de la longueur d'onde. Nous avons donc voulu connaître l'influence du métal sur la transmission. Cette étude n'est pas achevée au moment où nous écrivons ces lignes, mais nous tenons à présenter certains résultats liminaires, qui ont pour objectif d'élargir la vision de la transmission exaltée que nous avons donnée dans la section précédente.

### 2.3.2 Objectif de l'étude

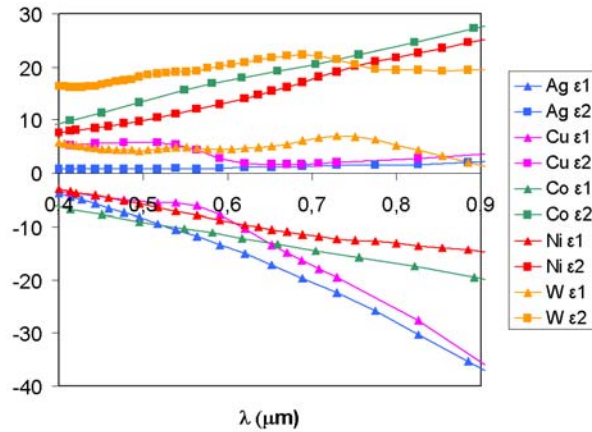
Nous avons étudié la transmission des réseaux de trous dans le cas de l'argent, du cuivre, du cobalt, du nickel et du tungstène. La figure 2.13, qui compare les indices diélectriques de ces différents matériaux en fonction de la longueur d'onde, fait apparaître certains



**FIG. 2.11:** Spectres de transmission de réseaux fabriqués dans un film d'argent ( $P/d = 1.7$ ,  $h = 250$  nm). Seul le pic de plus basse énergie apparaît sur le graphique, et ce pour des raisons de clarté.



**FIG. 2.12:** Evolution de la position des pics de la figure 2.11 en fonction de la période des réseaux.



**FIG. 2.13:** Evolution en fonction de la longueur d'onde de la constante diélectrique  $\epsilon$  des différents matériaux considérés dans notre étude ( $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ ). Ces valeurs proviennent de la référence [68].

regroupements. Tout d'abord, les courbes relatives à l'argent et le cuivre suivent des évolutions très similaires : la partie imaginaire de leur constante diélectrique, qui caractérise l'absorption, est faible et relativement constante sur une grande gamme spectrale, alors que la partie réelle est négative et décroissante quand la longueur d'onde augmente. La deuxième famille de métaux comprend le cobalt et le nickel. La décroissance de la partie réelle de leur indice diélectrique n'est pas aussi marquée que pour les métaux précédents et la partie imaginaire est beaucoup plus élevée. Ces deux métaux sont donc de moins bons conducteurs que l'argent et le cuivre. Quant au tungstène, il représente un cas à part : en effet, les parties réelle et imaginaire de son indice sont positives, ce qui signifie que le tungstène n'est pas un métal aux fréquences optiques.

### 2.3.3 Résultats expérimentaux

Nous avons examiné la transmission de réseaux dont la période  $P$  variait entre 200 et 500 nm, et dont le diamètre des trous valait  $P/1.7$ . Ces structures ont été successivement



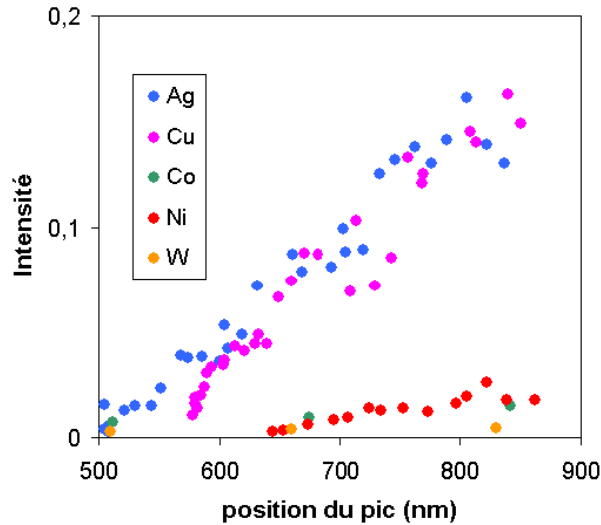


FIG. 2.14: Evolution de l'intensité du pic de plus basse énergie en fonction de sa longueur d'onde.

creusées dans des films d'Ag, de Cu, de Co, de Ni et de W. Tous les films de l'étude reposaient sur un substrat de verre et avaient 250 nm d'épaisseur.

La figure 2.14 offre un résumé des mesures effectuées pour les différents matériaux. Elle montre la variation de l'intensité du pic de plus basse énergie en fonction de sa position. Les courbes obtenues s'apparentent de la même manière que celles de la figure 2.14. On distingue en effet trois familles de points : celle de l'argent et du cuivre, celle du cobalt et du nickel, et celle du tungstène. On remarque aussi que l'intensité de transmission est d'autant plus faible que le métal est un mauvais conducteur. De plus, les réseaux creusés dans le tungstène, qui est un isolant aux longueurs d'ondes considérées, ont de loin la plus mauvaise transmissivité. Il semble donc que les tendances de la figure 2.14 soient étroitement corrélées à la variation de l'indice diélectrique de chaque matériau. Mais l'évolution de chaque courbe est à vrai dire très difficile à analyser en détail. N'oublions pas en effet que les réseaux ont été creusés dans un film d'épaisseur  $h$  constante. Autrement dit, l'épaisseur relative  $h/\lambda$  est inférieure dans le cas des grandes longueurs d'ondes que dans

le cas des petites, ce qui module l'intensité transmise. Des études sont en cours pour en savoir d'avantage.

Nos mesures les plus récentes suggèrent que les résultats de la figure 2.14 ne dépendent pas simplement du métal, mais aussi du diélectrique en contact avec la surface. Des travaux théoriques [18] montrent que les ouvertures dans le métal créent un indice diélectrique effectif au voisinage de la surface qui pourrait expliquer cette observation. Des recherches actuellement effectuées dans le laboratoire permettront d'approfondir la question et de donner une interprétation plus poussée des résultats ci-dessus.

# Chapitre 3

## Transmission exaltée et directionnelle au travers de structures périodiques à ouverture unique

### 3.1 Introduction

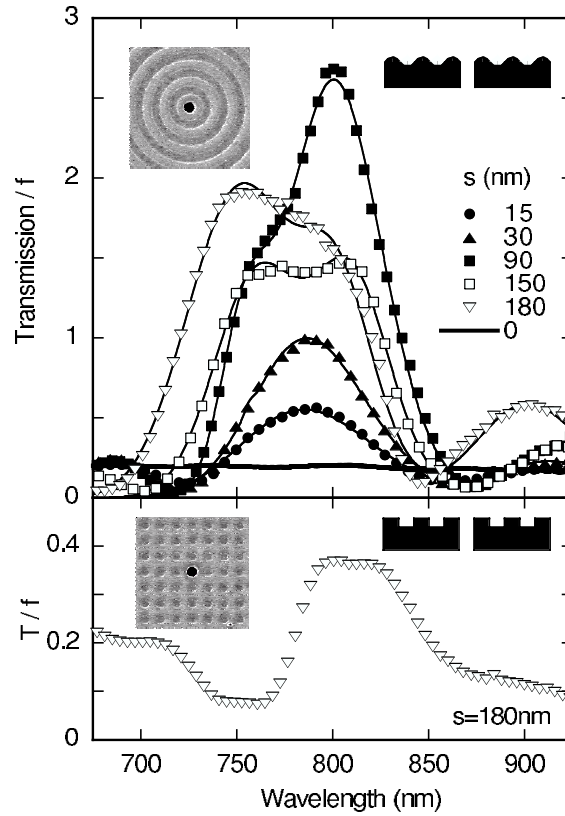
Dans ce chapitre, nous avons étendu notre champ d'investigation à d'autres structures périodiques. Les réseaux d'ouvertures représentent en effet un cas bien particulier, celui où les trous constituent eux-mêmes et à eux seuls l'élément d'activation des plasmons. Une première modification possible à ce système de référence consiste à remplacer certaines ouvertures par de simples dépressions, à l'image du spécimen examiné à la figure 1.6(a) du chapitre 1. Si nous appliquons ce procédé à toutes les mailles du réseau, en omettant toutefois de boucher le trou central, nous parvenons à une nouvelle situation remarquable. Il s'agit même du cas de figure le plus éloigné des réseaux de trous, dans le sens où la texture périodique nécessaire au couplage des plasmons de surface (PS) n'offre pas de possibilité

de transfert de l'énergie à travers le métal en dehors de l'unique ouverture du système.

Notre étude s'est exclusivement portée sur ces structures périodiques à ouverture unique. Cette restriction n'est d'ailleurs pas aussi étroite qu'il n'y paraît de prime abord, car l'archétype retenu est déclinable en de multiples variantes, qui soulèvent autant d'interrogations :

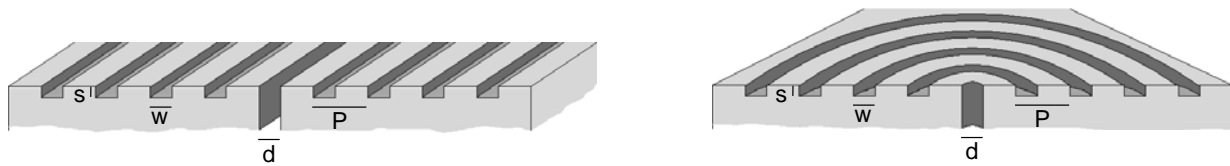
- Quelles sont les conséquences sur la transmission si le réseau périodique entourant l'ouverture se situe sur la face incidente de l'échantillon ? Sur la face de sortie ? Sur les deux côtés à la fois ?
- Dans ce dernier cas, que se passe-t-il si la périodicité diffère selon les faces et/ou si l'indice diélectrique du milieu n'est pas le même ?
- Quel est l'impact de la géométrie des dépressions sur les propriétés optiques de l'objet ?

Un certain nombre de précisions ont déjà été apportées au cours d'investigations antérieures. Il est premièrement acquis qu'un réseau de dépressions ornant une ou les deux faces d'un film métallique troué favorise la transmission à certaines longueurs d'ondes, en raison de l'excitation de PS par les photons [45]. En outre, la géométrie des dépressions influence grandement l'efficacité du phénomène [46,47]. La figure 3.1, tirée de la référence [46], illustre cela avec des ouvertures ménagées dans un film métallique opaque, chacune étant environnée d'une trame périodique sur la surface exposée au rayonnement incident. Le spectre de transmission du diagramme inférieur est celui d'un trou cylindrique bordé de petits puits. Il contient un pic centré autour de  $\lambda \simeq 800$  nm, qui résulte de l'activation de PS sur la face d'entrée. Le graphique supérieur détaille pour sa part la transmission d'ouvertures entourées de sillons concentriques. Leur rayon moyen vaut  $R_k = kP$  ( $P = 750$  nm,  $k \in \mathbb{N}$ ), alors que leur profondeur  $s$  est variée entre 0 et 180 nm. La forme des spectres dépend fortement de l'amplitude de la modulation de surface : au fur et à mesure que  $s$  augmente, un pic se développe, puis évolue en double bosse. Notons par ailleurs que l'intensité des



**FIG. 3.1:** (d'après [46]) Spectres de transmission d'une ouverture unique entourée par des anneaux de profondeur  $s$  (graphique supérieur), ou par un réseau carré de petits puits (graphique inférieur). Les images FIB des structures sont visibles dans les inserts de gauche, leur coupe est représentée dans les inserts de droite. Le rayonnement incident éclaire la face texturée des échantillons.

pics est toujours supérieure à celle de la structure entourée de puits. La transmission normalisée à l'aire de l'ouverture  $T/f$  dépasse même l'unité lorsque  $s > 90$  nm, ce qui indique que le flux de lumière transmis par l'ouverture est supérieur à celui tombant directement dessus. D'après une étude théorique récente [69], la variation des spectres en fonction de  $s$  est liée à l'excitation de modes de cavités dans les anneaux, lesquels interagissent avec les PS parcourant l'interface. En variant la profondeur des cannelures, on modifie l'énergie des résonances qu'elles soutiennent, ce qui influe par là même les PS à l'origine de la transmission exaltée.



**FIG. 3.2:** Schéma des deux configurations retenues pour l'étude. Les notations qui seront désormais les nôtres sont également indiquées sur le dessin.

Le travail décrit dans ce chapitre s'inscrit dans la continuité des recherches sur les structures périodiques à ouverture unique. Plus précisément, son objet est de détailler le rôle respectif des indentations à l'entrée et à la sortie des films d'argent opaques. Nous envisagerons tout d'abord la question du point de vue de la diffraction, en explorant les effets induits par un réseau de surface sur le profil d'émission des ouvertures [70] (section 3.2). Nous examinerons ensuite le spectre de la lumière transmise par des structures aux épaisseurs variées, dans le but de mesurer l'influence de la trame périodique parcourant l'une ou l'autre face du métal sur la transmissivité intrinsèque du trou central (section 3.3). Nous pourrions alors conclure en discutant des régimes de transmission qui s'établissent, et comparer nos résultats avec ceux obtenus précédemment avec les réseaux de trous.

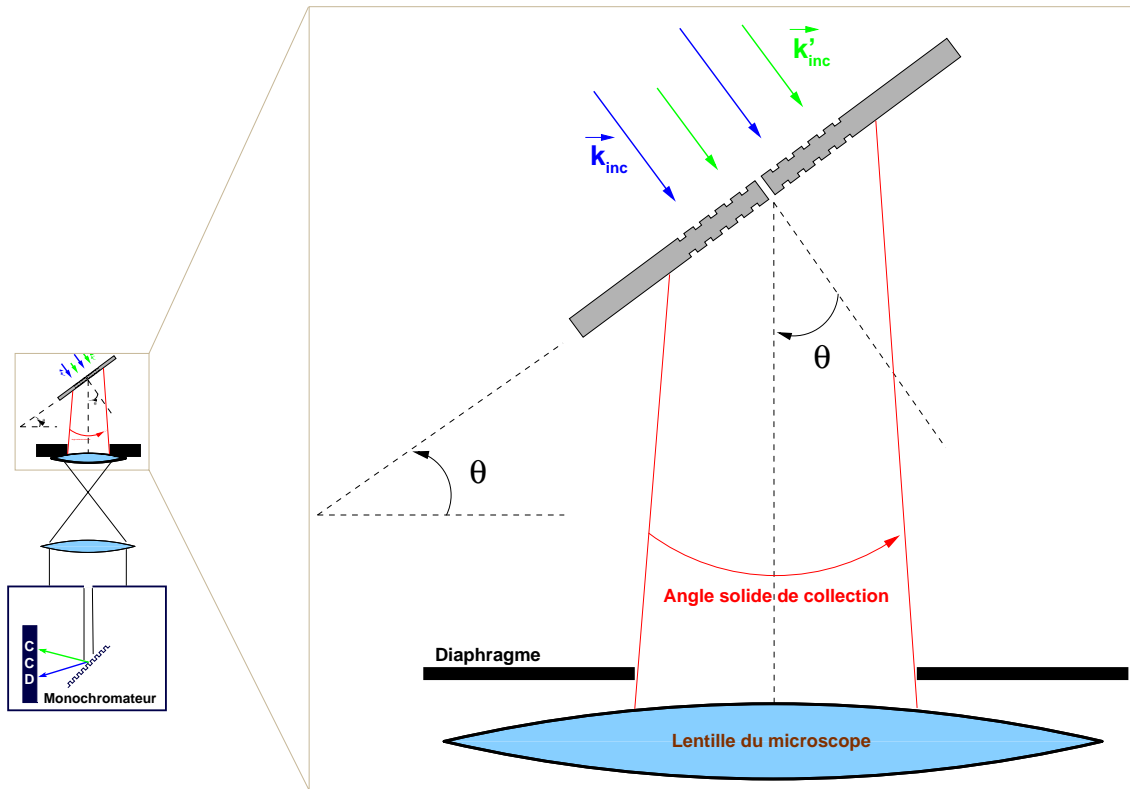
Une dernière remarque concernant le design des échantillons achèvera cette introduction. Le premier type de spécimen que nous avons considéré se compose d'un trou cylindrique entouré de sillons concentriques («cible»), le second consiste en une fente propagative flanquée de cannelures rectilignes. Notons que les structures qui se rangent dans la deuxième catégorie représentent des objets de prédilection pour les théoriciens. En effet, la géométrie du système est telle que la direction parallèle à la fente ne joue pas de rôle dans la transmission exaltée, ce qui ramène le problème à un cas bidimensionnel. La figure 3.2 montre un dessin des deux configurations retenues. Toutes les structures ont été fabriquées par FIB sur des films d'argent suspendus.

## 3.2 Collimation de la lumière par des ouvertures sub-longueurs d'ondes individuelles

### 3.2.1 Principe de l'étude

Dans le chapitre 1, nous avons longuement discuté de la transmission d'ouvertures sub-longueurs d'ondes. Nous rappelons que les lois classiques de diffraction [1] permettent de construire le profil d'émission d'une ouverture à la simple condition de connaître ses proportions. Selon ces principes, un diaphragme sub-longueur d'onde distribue la lumière dans toutes les directions. Ce résultat bien connu fut néanmoins nuancé par Hans Bethe, qui objecta que les relations de continuité vérifiées par le champ électromagnétique n'étaient pas prises en compte dans le calcul [5]. De fait, ses investigations autour d'une petite ouverture dans un métal idéal établissent que la figure de diffraction d'un trou sub-longueur d'onde est en réalité déterminée non seulement par ses dimensions, mais aussi par son environnement.

Ce constat nous incite à évaluer les perturbations occasionnées par la face de sortie des structures à perforation unique sur leur propre réémission. Comme nous le verrons par la suite, la détermination de la forme du faisceau est basée sur l'examen des spectres de transmission collectés dans des directions variées de réémission. Les expériences ont été effectuées à l'aide du montage associant un microscope et un spectromètre que nous avons utilisé pour caractériser les réseaux de trous. Nous lui avons toutefois fait subir quelques modifications de circonstances (fig. 3.3). En premier lieu, nous avons monté les échantillons sur un support qui pivote autour de l'objectif du microscope, de manière à ce que celui-ci puisse avoir accès à la lumière envoyée dans différentes régions de l'espace. On définit l'angle  $\theta$  comme l'inclinaison entre le spécimen et le plan focal de l'objectif :  $\theta = 0^\circ$  signifie que le montage récolte la lumière émise dans la direction perpendiculaire au film qui contient



**FIG. 3.3:** Principe des mesures angulaires. Seule la partie en amont du microscope a été mise en avant, le reste du montage étant identique à la figure 2.6 (cf. vue générale sur la gauche du dessin).

la structure.

Pour conserver une illumination incidente constante quelque soit l'angle  $\theta$ , nous avons éclairé l'échantillon par le biais d'une fibre optique qui s'incline en même temps que lui. La fibre est équipée d'un collimateur qui garantit que les vecteurs d'onde du rayonnement sont tous globalement parallèles. Précisons en outre que seules les structures éclairées en incidence normale ont été considérées dans cette étude.

Pour finir, nous avons apposé un diaphragme à l'entrée du microscope, afin de ne collecter que la lumière émise dans la direction pointée par l'objectif. L'ouverture numérique de l'objectif utilisé (grossissement 20x) est de 0.45, c'est à dire que le demi-angle de collection vaut  $27^\circ$ . Nous avons placé un cache de 1 mm de diamètre directement sur l'objectif,



ce qui ramène cette valeur à  $3^\circ$ .

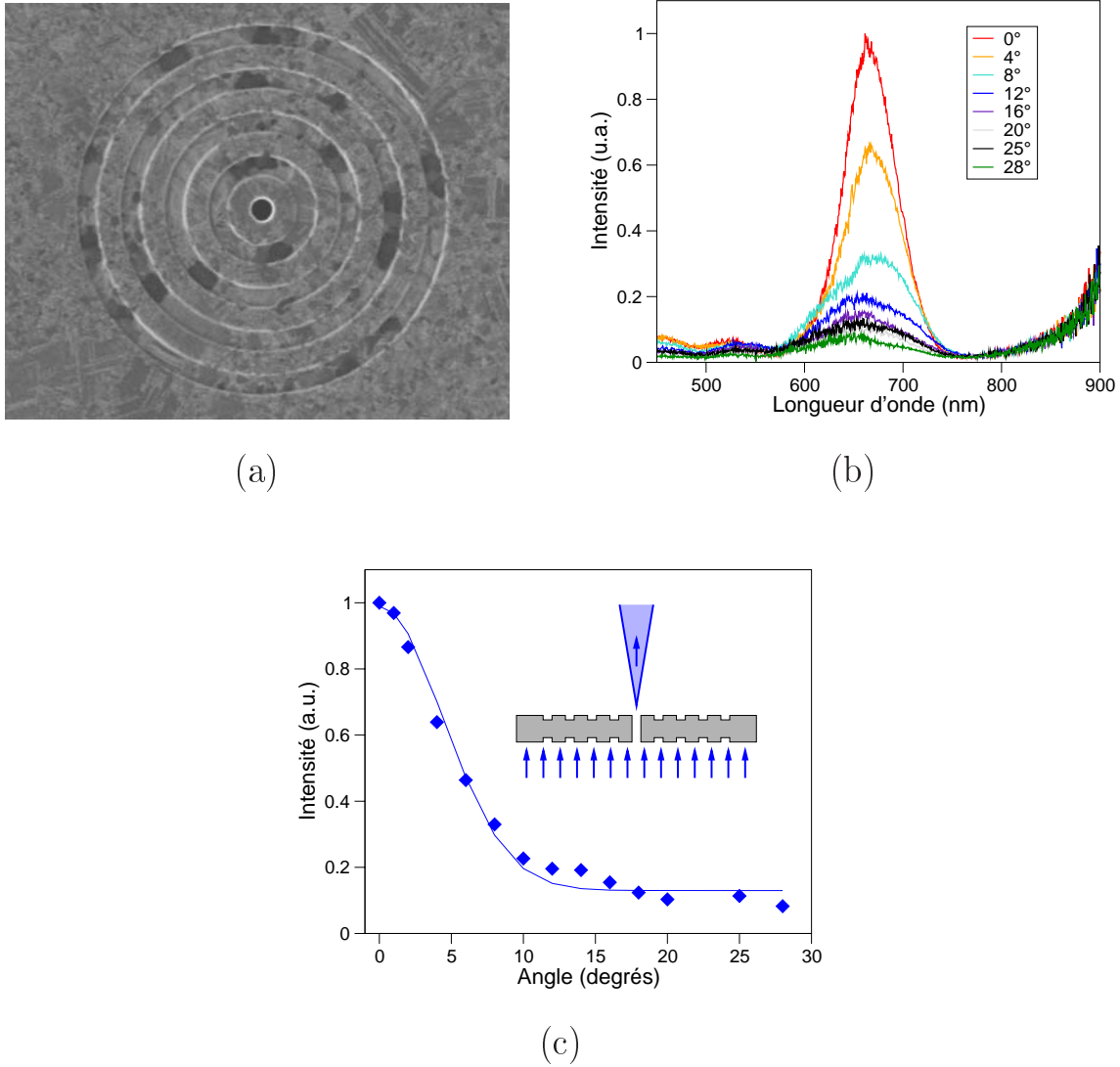
### 3.2.2 Résultats expérimentaux

Nous nous sommes tout d'abord servis du montage précédent pour examiner la figure de diffraction d'un trou cylindrique de 300 nm de diamètre et de 300 nm de profondeur. Les spectres récoltés entre  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 25^\circ$  se ressemblent tous, ce qui prouve que l'émission est isotrope dans l'angle solide étudié.

Nous avons répété l'expérience après avoir gravé quatre anneaux autour de l'embouchure éclairée par la fibre optique. La transmission augmente considérablement aux fréquences où l'interaction entre le rayonnement incident et les PS de l'interface texturée est possible. Par contre, la nouvelle structure diffracte la lumière de la même façon que le trou sub-longueur d'onde unique.

Finalement, nous avons ajouté sur l'autre face du film une cible identique à la première. La figure 3.4(b) montre les spectres mesurés en différents points de l'espace. A  $\theta = 0^\circ$ , la transmission présente un pic aux mêmes longueurs d'ondes que dans l'expérience précédente sans corrugations sur la surface de sortie, mais dont l'intensité a plus que quintuplé. Celui-ci s'abaisse très nettement dès que l'angle d'émission augmente, puis se stabilise au delà de  $\theta = 20^\circ$ . Une telle évolution contraste singulièrement avec celle de la lumière analysée aux autres longueurs d'ondes, car le reste du spectre, dont l'intensité est très faible, apparaît globalement indépendant de la direction prise par les rayons.

Cette série de mesures prouve qu'il est possible de modifier la figure de diffraction d'une ouverture non propagative, en créant un champ périodique de dépressions à sa sortie. La décroissance du maximum qui en résulte s'apprécie plus facilement à l'aide d'un diagramme représentant l'intensité en fonction de  $\theta$ , comme l'illustre la figure 3.4(c) pour la longueur



**FIG. 3.4:** Structure du faisceau émergeant d’une ouverture cylindrique entourée de cibles à ses deux extrémités. (a) Vue au FIB de la face de sortie du spécimen ( $d = 300$  nm,  $P = 600$  nm,  $w = 300$  nm,  $s = 60$  nm). (b) Evolution de sa transmission en fonction de  $\theta$ . La résolution angulaire du montage est de  $5^\circ$ . (c) Profil d’émission de la structure à la longueur d’onde centrale du pic de transmission, construit à partir des spectres de (b).

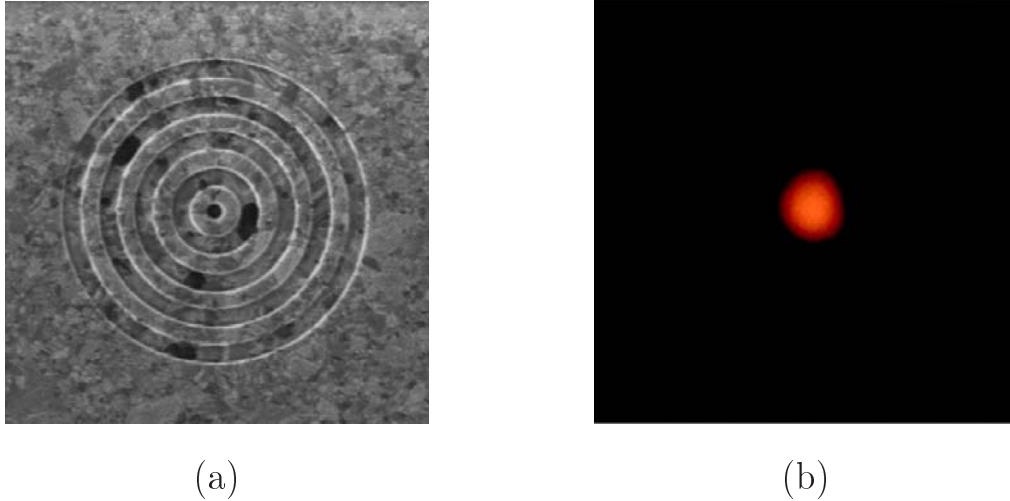
d’onde centrale du pic. Le graphique révèle la formation d’un cône lumineux perpendiculaire à la surface, dont la divergence n’excède pas  $5^\circ$ . Si on corrige les mesures en tenant compte de la résolution angulaire de notre appareil, la divergence réelle est de l’ordre de  $\pm 3^\circ$  seulement.

Le rayonnement n'est pas tout entier confiné dans le lobe, puisqu'un signal faible et constant subsiste à des angles plus élevés (fig 3.4(c)). Ce constat nous amène à conclure que le faisceau directionnel se greffe sur le fond d'émission isotrope qui prévalait lorsque l'ouverture débouchait sur une surface plane.

L'examen des vecteurs d'ondes du lobe dirigé fournit un premier indice sur son origine. Ils sont en effet identiques à ceux des photons impliqués dans l'exaltation qui survient à l'interface exposée au rayonnement incident. Ne pourrait-on donc pas expliquer l'effet de collimation par un jeu d'interactions entre lumière et PS inverse à celui qui se passe en entrée ?

Cette hypothèse semble confortée par la faible divergence du faisceau. En effet, un calcul de diffraction dans l'approximation de Fraunhofer montre qu'un tel degré de collimation n'est possible que si le diamètre de l'ouverture dépasse 4900 nm de diamètre. Comme le trou sub-longueur d'onde ne remplit pas ces conditions, la formation du lobe s'expliquerait si la cible dans son ensemble constituait une source effective de lumière de plusieurs microns de large. Cette situation est parfaitement envisageable, puisque le découplage des ondes évanescentes contenues dans le trou passe par l'activation de PS parcourant le réseau de surface avec une probabilité non nulle de réémission dans l'espace.

Nous avons vérifié cette hypothèse en photographiant la lumière émanant d'une structure à la longueur d'onde du pic. La figure 3.5 compare le cliché réalisé avec une vue de l'échantillon prise au FIB à la même échelle. La tache apparente d'émission, d'un diamètre proche de 1 micron, se révèle bien plus petite que l'aire totale de la cible. La lumière n'est donc pas réémise uniformément par la surface texturée, mais se concentre majoritairement dans une zone centrée au dessus de l'ouverture. Par conséquent, ce simple test visuel n'a pas su confirmer notre hypothèse de travail. Il ne l'invalide pas pour autant, car notre microscope n'est peut-être pas capable de détecter l'émission de lumière loin de l'embouchure



**FIG. 3.5:** Lumière réémise par les structures à cibles. (a) Vue au FIB de la face de sortie ( $h = 300$  nm,  $d = 250$  nm,  $P = 500$  nm,  $w = 250$  nm,  $s = 60$  nm). (b) Photographie à la même échelle du rayonnement émanant de la structure. La lumière incidente est uniquement composée des longueurs d'ondes du pic de transmission, grâce à l'interposition d'un filtre passe-bande entre la source et l'échantillon.

si son intensité est trop faible. D'autres mesures sont donc nécessaires afin de lever l'équivoque, comme nous allons le voir dans les pages qui suivent.

### 3.2.3 Origine de la directionnalité

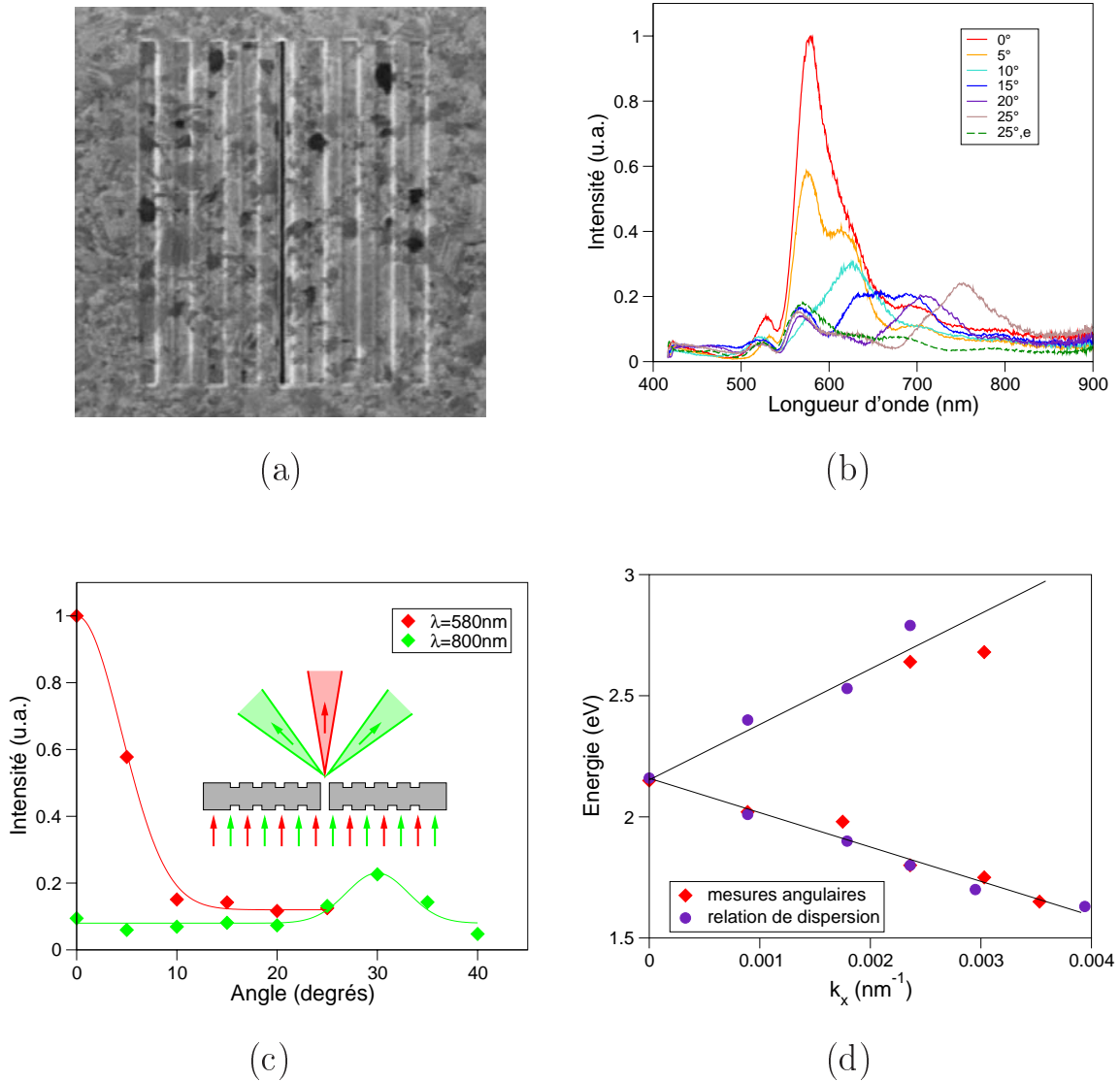
Nous avons réitéré la même série d'expériences avec une fente propagative de 40 nm de large sur 4400 nm de long, flanquée de cannelures rectangulaires régulièrement espacées tous les 500 nm. Ces dernières ont une longueur identique à l'ouverture centrale, mais leur largeur vaut 250 nm. Comme nous l'avons déjà souligné, ce système constitue un analogue bidimensionnel de la structure en forme de cible. En effet, il possède les mêmes dimensions typiques permettant l'activation de PS par la lumière, mais uniquement selon le plan de section perpendiculaire à l'alignement des tranchées. L'étude de la directionnalité n'a donc

de sens que dans ce plan particulier.

Les mesures angulaires effectuées avec une fente débouchant sur une surface plane vont dans le sens des résultats de la section précédente. En l'absence totale d'aspérités, l'ouverture distribue la lumière uniformément dans toutes les directions examinées. L'ajout de cannelures périodiques sur le côté éclairé par la fibre optique fait apparaître des pics sur le spectre de transmission suite à l'activation des PS dûs à la périodicité. Notons que les modes Fabry-Pérot prédits pour les réseaux de fentes ne sont pas détectables dans la gamme de longueurs d'ondes analysée. En revanche, cette rugosité nouvelle n'altère point la diffraction à la sortie du spécimen.

La situation évolue quand la face tournée vers la réémission dispose à son tour d'un réseau de surface fabriqué à l'image du premier. Les spectres de la nouvelle structure sont représentés en traits pleins sur la figure 3.6(b), pour des angles de collecte compris entre 0 et 25 degrés. A 0°, le spectre comporte essentiellement un pic centré autour de  $\lambda = 575$  nm. Cet extremum diminue rapidement à mesure qu'augmente l'angle entre l'échantillon et l'objectif, puis il atteint un palier vers  $\theta = 15^\circ$ . Dans le même temps, deux pics apparaissent de part et d'autre du précédent et s'éloignent mutuellement l'un de l'autre. Notons que celui qui se déplace vers le bleu est très difficile à repérer, car la transmissivité de nos systèmes passe typiquement par un minimum lorsque la longueur d'onde avoisine la période. Un réexamen de la figure à l'aune de la courbe en tirets verts nous permet d'ailleurs de généraliser cette remarque. Il s'agit du spectre tel que l'appareillage le mesurait quand l'interface tournée vers la réémission était encore plane, et nous constatons que les pics des autres graphes se déplacent le long de ce tracé de référence.

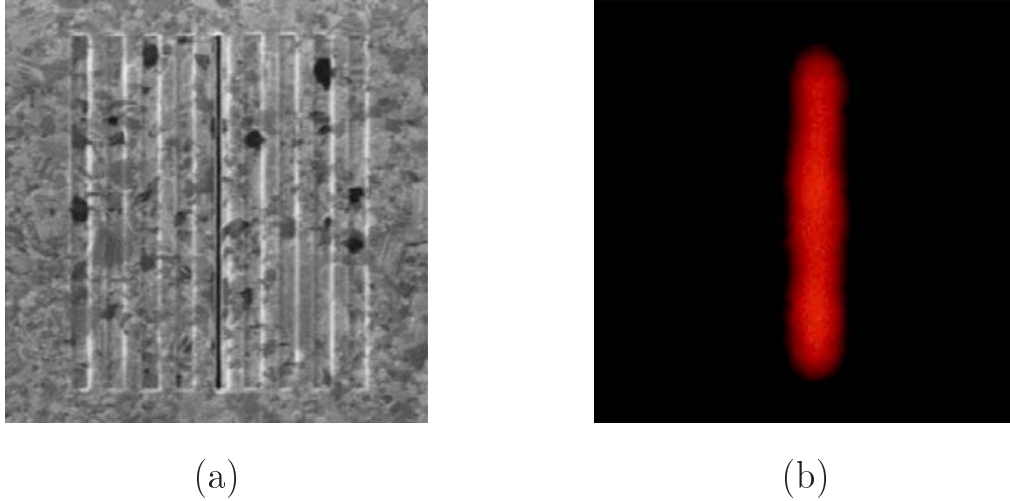
Ces observations impliquent qu'un éventail de faisceaux lumineux se surimpose à la figure de diffraction isotrope de la fente centrale. Leur divergence est inférieure à  $5^\circ$ , ainsi



**FIG. 3.6:** Structure du faisceau émergent d'une fente propagative flanquée de cannelures rectilignes à ses deux extrémités. (a) Vue au FIB de la face de sortie (dimensions de la fente :  $L * l * h = 4400 * 40 * 300\text{nm}$ ,  $P = 500 \text{ nm}$ ,  $w = 250 \text{ nm}$ ,  $s = 60 \text{ nm}$ ). (b) Evolution de sa transmission en fonction de  $\theta$ . La courbe en tirets verts montre à titre de comparaison le spectre lorsque la face de sortie de l'échantillon était encore plane. Comme le spectre était alors insensible à  $\theta$ , nous avons uniquement représenté la courbe à  $25^\circ$ . (c) Profil d'émission de la structure à deux longueurs d'ondes distinctes, construit à partir des spectres de (b). (d) Comparaison entre les mesures angulaires et la relation de dispersion gouvernant l'exaltation du côté incident. Les droites tracées sur le graphique servent de guide pour les yeux.

qu'en témoigne le tracé de l'intensité en fonction de l'angle pour deux longueurs d'ondes distinctes (figure 3.6(c)). Pour être plus précis, la structure distribue les couleurs dans l'espace à raison de deux longueurs d'ondes par direction oblique, et d'une seule dans le prolongement des rayons incidents. Une façon de visualiser ce résultat consiste à reporter sur un diagramme l'énergie des lobes en fonction de  $k_x$ , où  $k_x$  est la composante de leur vecteur d'onde parallèle à la surface. Ce faisant, nous construisons la relation de dispersion du phénomène de directionnalité. Celle-ci comporte deux branches, représentées en rouge sur la figure 3.6(d). Nous l'avons comparée à la relation de dispersion qui gouverne l'exaltation à l'entrée de la structure, laquelle s'établit aisément en suivant la méthode décrite dans la section 2.2.3. La courbe obtenue se superpose à la première série expérimentale, comme l'indiquent les points violets du même graphique. Autrement dit, la lumière transmise est décomposée en vertu des mêmes lois qui régissent l'interaction entre le rayonnement incident et les modes piégés à l'entrée. Cela signifie que l'existence des faisceaux est liée à la décroissance radiative des PS aux différents nœuds du réseau de sortie. En corollaire, il est possible d'estimer la direction des lobes par la relation de Bragg (1.8). Mais que ce découplage ne nous fasse pas oublier que l'ouverture centrale réémet aussi directement une partie de la lumière. Les lobes résultent donc plus exactement des interférences entre ces deux contributions.

Le flux de photons généré par le découplage des PS sur les corrugations est minime à côté de celui émanant directement de la fente, à tel point que la lumière renvoyée par la surface est invisible au microscope optique. La figure 3.7 montre à ce propos qu'à la longueur d'onde du faisceau perpendiculaire au film, le rayonnement est principalement confiné dans une bande d'à peine 1 micron de large. Toute l'originalité de la transmission directionnelle tient en cette prépondérance de l'émission au dessus de l'ouverture. La relation de Heisenberg  $\Delta x \cdot \Delta k_x \approx 2\pi$  implique en effet qu'une collimation dans le domaine du visible n'est possible qu'à partir d'une zone d'émission de plusieurs microns de large. Dans



**FIG. 3.7:** Lumière réémise par la structure de la figure 3.2.3. (a) Vue au FIB de la face de sortie. (b) Photographie à la même échelle du rayonnement émanant de la structure. La lumière incidente est uniquement composée des longueurs d'ondes du pic de transmission, grâce à l'interposition d'un filtre passe-bande entre la source et l'échantillon.

notre cas, le principe d'incertitude est vérifié, car nous avons vu que l'aire de rayonnement s'étendait à toute la structure. Mais comme les photons proviennent majoritairement d'une zone centrée sur le trou, la taille effective des faisceaux avoisine la longueur d'onde, ce qui est très inhabituel.

Une étude théorique récente [18] confirme que la discussion précédente n'est pas inconsiderée en première estimation, mais elle souligne également que la réalité du mécanisme est beaucoup plus complexe. D'après ces travaux, la directionnalité est non seulement liée aux facteurs décrits ci-dessus, mais aussi à la présence de modes électromagnétiques dans les cannelures. Les lobes se forment par interférences entre l'ouverture centrale et un réseau de sources secondaires constitué par les dépressions. La phase et l'intensité de réémission au niveau de chaque cannelure sont des paramètres déterminants dans le processus. Tous deux sont déterminés par les modes de surface, qui dépendent eux-mêmes des résonances



soutenues par les cannelures et du couplage entre les indentations.

Ces dernières remarques clôturent notre étude sur la diffraction des ouvertures sub-longueurs d'onde dans un écran métallique. Nous retiendrons pour résumer que la présence d'un réseau de diffraction sur la face de sortie du film permet de créer un ou plusieurs faisceaux lumineux. Ceux-ci possèdent deux caractéristiques d'ordinaire incompatibles : une faible divergence et une section très étroite. Nous n'avons présenté de résultats que pour deux structures particulières, mais qui sont aisément généralisables. Comme les PS sont directement liés au processus de directionnalité, on peut contrôler le nombre de lobes, leur intensité et leur orientation en jouant sur la topologie et les indices de réfraction de l'interface de sortie. Il est également possible de modifier les propriétés de convergence des faisceaux, par exemple en les focalisant plutôt qu'en les collimatant [71].

Il est important de souligner que les résultats rapportés jusqu'ici ne tiennent pas compte des mécanismes conduisant la lumière jusqu'à la face de sortie de l'échantillon. Autrement dit, nous ignorons à ce stade comment la directionnalité s'inscrit dans le processus global de transmission. S'interroger sur ce point revient à se poser deux questions essentielles :

- Peut-on considérer la formation des faisceaux comme une étape indépendante du phénomène de transmission ? Reformulé autrement, est-ce que les PS à l'origine des lobes interagissent avec ceux activés du côté incident ?
- Les lobes existent parce qu'un réseau périodique tourné vers la réémission autorise l'interface à soutenir des modes électromagnétiques collectifs. L'ouverture de ce canal supplémentaire pour véhiculer l'énergie augmente-t-elle la transmissivité intrinsèque de l'ouverture ?

La suite du chapitre est consacrée aux développements de cette problématique. Tout l'enjeu consiste finalement à mettre au jour l'enchaînement des causes aboutissant à la réémission de lumière de l'autre côté de la structure. Ce faisant, nous glissons du registre

de la directionnalité vers celui de l'étude des régimes de transmission.

## 3.3 Analyse de la transmission des structures à ouverture unique

### 3.3.1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons remarqué que la géométrie des ouvertures détermine le régime de transmission des réseaux de trous. Si ceux-ci sont très profonds, les PS de part et d'autre du film n'interagissent pas. La transmission augmente alors exponentiellement quand la profondeur des ouvertures diminue. Mais en dessous d'une certaine profondeur, le couplage des modes PS devient possible et stabilise l'intensité maximale transmise (cf. figure 2.7). Ces résultats ne se transposent pas forcément au cas de structures périodiques à ouverture unique, surtout si l'une des deux faces reste plane. En effet, le régime de couplage à faible épaisseur semble de facto impossible, attendu que seule l'interface rugueuse est à même de soutenir des PS. Il importe donc d'envisager séparément les différentes configurations qui s'offrent à nous : les structures "unifaces" d'une part, qui ne permettent l'activation des PS que d'un seul côté, et le dispositif "biface" d'autre part, où les modes électromagnétiques de surface peuvent être alimentés aux deux extrémités de l'ouverture.

Pour cela, nous allons suivre le protocole éprouvé dans le cas des réseaux de trous, à savoir, étudier l'influence de la profondeur de l'ouverture centrale sur la transmission. Puisque les fentes sont propagatives, nous ne considérerons que le cas des ouvertures cylindriques sub-longueurs d'ondes entourées de cibles, qui seules permettent la comparaison avec les réseaux de trous.

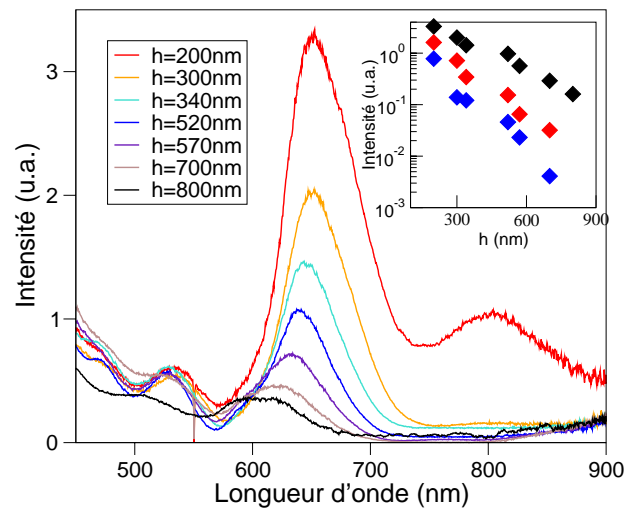
### 3.3.2 Résultats expérimentaux et interprétation

Nous avons commencé par étudier l'influence de la profondeur du trou (diamètre 270 nm) sur des échantillons à cible unique en entrée. Lors du choix des paramètres géométriques du système, nous devons être attentif à ce que l'entaille des cannelures soit suffisamment faible pour que la lumière ne puisse se propager par transparence à travers les films d'argent les plus fins de l'expérience. La contrainte est même encore plus sévère que cela, car la deuxième phase des mesures consiste à étudier des structures avec une seconde cible identique apposée en sortie. Il faut donc que l'épaisseur de métal subsistant entre les anneaux qui s'opposent soit supérieure à trois épaisseurs de peau, afin de garantir une bonne opacité en dehors du trou central. [66]

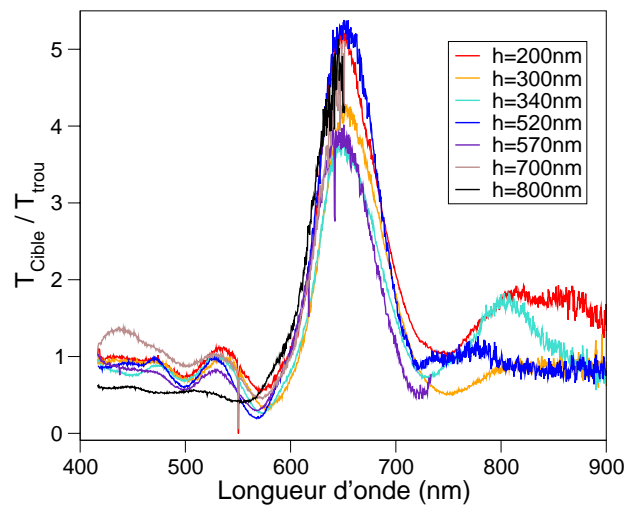
Ces considérations nous ont finalement amené à choisir une profondeur de cannelures de 50 nm environ. Pour le reste, nous avons fait varier expérimentalement les autres dimensions de l'objet, de façon à obtenir le maximum de signal en sortie. La structure retenue à l'issue de ces essais présente les caractéristiques suivantes : la période du réseau de surface est  $P = 600$  nm, les anneaux sont au nombre (arbitraire) de 5, leur largeur vaut  $w = 240$  nm et leur profondeur moyenne vaut 50 nm.

La figure 3.8 présente la transmission de la cible uniface pour des profondeurs  $h$  variant de 800 à 200 nm. Les spectres sont marqués par un maximum autour de  $\lambda = 600$  nm, qui correspond à l'exaltation induite par les PS en entrée. L'évolution du pic en fonction de la profondeur de l'ouverture centrale est monotone : son intensité augmente continûment quand le trou s'amincit. Parallèlement, il ne cesse dans le même temps de se déplacer lentement vers les plus grandes longueurs d'ondes.

La constance avec laquelle les spectres évoluent laisse présager qu'un seul régime de transmission est à l'œuvre. Nous avons reporté en insert de la figure la variation d'intensité en fonction de  $h$  à énergie fixée. Pour chaque longueur d'onde examinée, la dépendance se



**FIG. 3.8:** Spectres de transmission d'ouvertures cylindriques entourées de cinq anneaux en entrée ( $d=270$  nm,  $P = 600$  nm,  $w = 240$  nm,  $s = 50$  nm) pour différentes profondeurs  $h$ . A partir de ces courbes, nous avons reporté en insert la variation de l'intensité en fonction de  $h$  pour trois longueurs d'ondes différentes :  $\lambda = 650$  nm (en noir) ;  $\lambda = 700$  nm (en rouge) ;  $\lambda = 750$  nm (en bleu).



**FIG. 3.9:** Rapport entre les spectres de transmission des structures de la figure 3.8 et ceux des trous cylindriques isolés de mêmes dimensions. (Les spectres des ouvertures uniques de cette expérience apparaîtront à la figure 4.1 du chapitre 4).

révèle exponentielle, à l'instar de ce que nous observions pour les réseaux de trous quand les PS des deux faces étaient découplés (cf. section 2.2.3). Cette similitude semble cohérente, puisqu'il n'y a pas de modes collectifs sur l'interface plane du film pour interagir avec ceux alimentés en entrée.

Il est dès lors légitime de s'interroger sur le déplacement du maximum vers les grandes longueurs d'ondes, car pour les réseaux de trous, une telle tendance est le signe que les PS de chaque interface interagissent (cf. chapitre 2). Nous sommes partis du constat que la lumière incidente fait l'objet d'une série de trois sélections avant d'être sondée par notre appareillage. Tout d'abord, la topologie de la face d'entrée régule le flux  $f_1(\lambda)$  converti en ondes évanescentes à l'embouchure du trou. Ensuite, l'ouverture exerce une atténuation  $T(\lambda, h)$  sur les ondes non propagatives. Pour finir, l'environnement de sortie détermine l'efficacité  $f'_2(\lambda)$  de reconversion des ondes évanescentes en rayonnement sphérique. Aussi, la dérive du pic vers l'infrarouge pourrait bien résulter d'une simple modulation de l'exaltation d'entrée par la fonction de coupure  $T(\lambda, h)$  du trou sub-longueur d'onde.

Pour éprouver à quel degré l'atténuation intrinsèque de l'ouverture influence la transmission, nous avons divisé chaque spectre de la figure 3.8 par celui du trou de mêmes dimensions, mais dépourvu d'anneaux. Les fonctions résultantes apparaissent sur la figure 3.9 : toutes se confondent en une unique courbe quelle que soit la profondeur. Une coïncidence de la sorte signifie que pour une longueur d'onde quelconque donnée, le signal  $I_e$  de la structure périodique est proportionnel à celui  $I_t$  que donnerait le trou central sans être encerclé par des cannelures :

$$\frac{I_e}{I_t} = K(\lambda) \quad (3.1)$$

Le facteur de proportionnalité  $K$  ainsi défini contient toute la physique d'exaltation de l'intensité au niveau de la cible d'entrée. C'est pourquoi, hormis l'apport de puissance à

certaines longueurs d'onde suite à la formation des PS, le passage du rayonnement à travers une structure périodique et un trou isolé de mêmes dimensions s'effectue selon la même loi de décroissance exponentielle. En d'autres termes, le rôle des PS se ramène à collecter et concentrer le flux à l'embouchure d'entrée, indépendamment du reste de la transmission.

Cette constatation pose la question de savoir si la transmission dans son ensemble ne se décomposerait pas en une série d'étapes indépendantes. Qualitativement, cette hypothèse implique que les trois événements à la base de la transmission,  $f_1$ ,  $T$  et  $f_2'$ , se combinent de façon multiplicative. Dans ce cas, l'intensité transmise par la cible s'écrit sous la forme :

$$I_e(\lambda, h) = f_1(\lambda) * T(\lambda, h) * f_2'(\lambda) \quad (3.2)$$

Les termes du raisonnement peuvent être transposés pour un trou unique de mêmes dimensions mais sans corrugations, à ceci près que l'embouchure d'entrée est identique à celle de sortie. L'intensité  $I_t$  transmise diffère donc par la nouvelle fonction d'entrée  $f_2(\lambda)$  :

$$I_t(\lambda, h) = f_2(\lambda) * T(\lambda, h) * f_2'(\lambda) \quad (3.3)$$

En divisant les deux expressions précédentes, il vient :

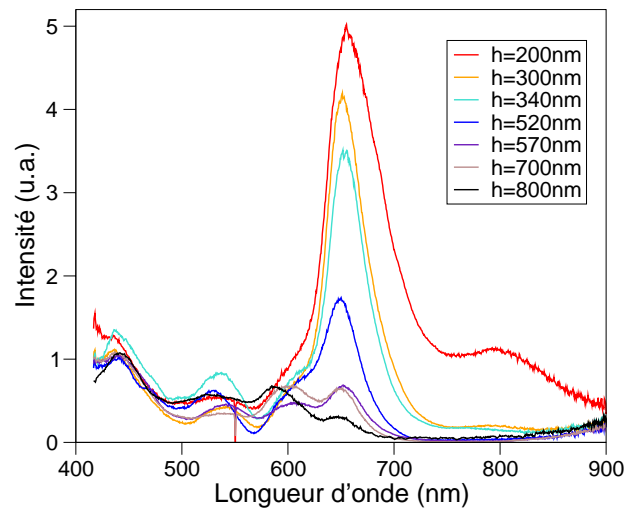
$$\frac{I_e}{I_t} = \frac{f_1(\lambda)}{f_2(\lambda)} \quad (3.4)$$

Le rapport des deux intensités ne dépend pas de la profondeur  $h$ , mais il fait intervenir l'activité optique à la surface de la cible. Nous retrouvons là deux caractéristiques essentielles de la relation (3.1), ce qui conforte notre modèle élémentaire de transmission. Par

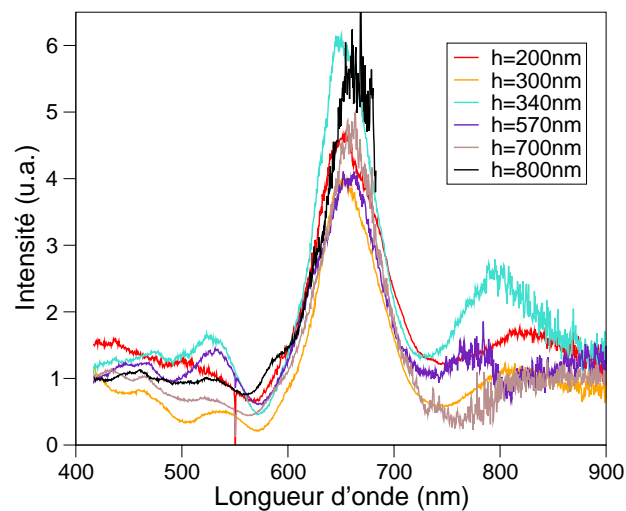
ailleurs, ce dernier capture également bien le fait que le trou avec ou sans cible présente exactement la même sensibilité exponentielle à la profondeur. En effet, le seul facteur à dépendre de  $h$  dans les expressions (3.2) et (3.3) est l'atténuation  $T$ , et celle-ci est commune à  $I_e$  et  $I_t$ . Remarquons alors que selon ce mécanisme, l'insert de la figure 3.8 équivaut à une représentation graphique de l'atténuation intrinsèque  $T$  de l'ouverture, pour quelques longueurs d'ondes choisies.

En conclusion, l'intensité transmise par une structure à cible unique dépend exponentiellement de l'épaisseur à traverser. La force de cette coupure varie selon la longueur d'onde, ce qui provoque un déplacement du pic de transmission vers l'infrarouge lorsque la profondeur du trou diminue. Nous avons établi que la fonction de décroissance est en réalité la même que celle de l'ouverture dépourvue de cannelures. Aussi, sa transmissivité intrinsèque ne semble pas fondamentalement modifiée par l'ajout d'une trame périodique sur la face d'entrée. Le sens le plus simple que nous puissions donner à ces observations est d'envisager la transmission comme une succession d'étapes indépendantes. Nous n'avons pas formellement confirmé cette hypothèse, mais nous sommes au moins parvenus à montrer qu'elle ne contredisait aucune des données expérimentales.

Nous nous sommes ensuite demandé comment évoluait un tel régime de transmission si nous ajoutions au système une deuxième cible sur la face de sortie. L'influence de la profondeur entre  $h = 800$  et  $h = 200$  nm peut-être évaluée sur la figure 3.10 à l'aide des spectres de transmission afférents. Ces derniers développent à leur tour un pic vers  $\lambda = 650$  nm, mais qui est plus fin, et dont l'intensité maximale est supérieure en comparaison du reste du signal. Il importe néanmoins de considérer ces nouveautés avec la plus grande circonspection, compte tenu de la façon dont les spectres sont mesurés. En effet, nous savons dorénavant que les anneaux de sortie favorisent la formation d'un lobe normal à la surface



**FIG. 3.10:** Spectres de transmission d'ouvertures cylindriques entourées de cinq anneaux à leurs deux extrémités ( $d=270$  nm,  $P = 600$  nm,  $w = 240$ nm,  $s = 50$  nm) pour différentes profondeurs  $h$ .



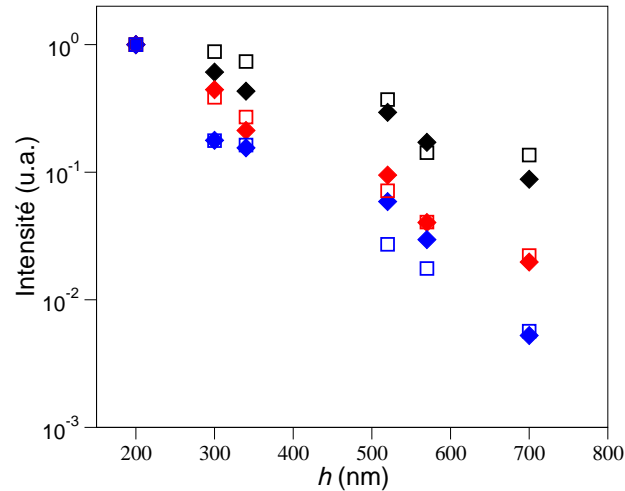
**FIG. 3.11:** Rapport entre les spectres de transmission des échantillons de la figure 3.10 et ceux de structures de mêmes proportions, mais sans réseau de surface en entrée.



aux longueurs d'ondes du pic (cf. section 3.2). Sa direction le fait rentrer tout droit dans le microscope, alors que les autres couleurs sont totalement diffractées et ne traversent pas nécessairement notre objectif. La part d'énergie collectée aux longueurs d'ondes du faisceau directionnel est donc systématiquement surévaluée par rapport au reste du rayonnement, ce qui explique au moins en partie pourquoi les pics de la figure 3.11 sont si élancés.

Pour le reste, l'évolution du pic est très similaire à celle de la structure à cible unique en entrée, suggérant une nouvelle fois qu'un seul régime de transmission est autorisé. Nous avons donc tout naturellement cherché à savoir si ce dernier différait du précédent. Pour cela, il semblait opportun de répéter l'opération consistant à diviser les spectres par ceux des trous isolés correspondants. Toutefois, cette entreprise se heurte au problème de collection, car l'ouverture unique n'émet pas la lumière de la même façon que la structure périodique biface. Aussi avons-nous au préalable encerclé le trou isolé par des anneaux tournés vers la sortie, de façon à ce que la distribution du rayonnement soit identique à celle de l'échantillon à double cible. Les fonctions obtenues à l'issue de la démarche sont données par la figure 3.11. Tous les tracés convergent en une seule courbe, qui n'est autre que celle obtenue à la figure 3.9. Nous retrouvons donc la représentation graphique de  $K(\lambda)$ . Il en découle une série de déductions tout à fait semblables au cas précédent (page 75).

Premièrement, nous savons que  $K(\lambda)$  reflète la fonction d'exaltation induite par les PS du réseau d'entrée. Comme  $K$  n'est pas modifiée par l'ajout de dépressions autour de l'orifice opposé, les PS de l'interface exposée au rayonnement incident sont invariablement découplés du reste de la transmission. En corollaire, l'activité optique au niveau de la cible de sortie existe indépendamment des effets survenant à l'entrée. Aussi semblerait-il que les étapes de la transmission des systèmes bifaces soient décorréelées, tout comme le sont celles des structures unifaces. S'il en est réellement ainsi, l'atténuation exercée par le trou central



**FIG. 3.12:** Evolution de l'intensité en fonction de  $h$  pour les structures avec cible en entrée uniquement (losanges), et les structures avec cible sur les deux côtés du film (carrés). Les données sont tirées des figures 3.8 et 3.10 à trois longueurs d'ondes différentes :  $\lambda = 650$  nm (en noir),  $\lambda = 700$  nm (en rouge),  $\lambda = 750$  nm (en bleu). Remarquons que les séries en losange sont celles qui apparaissaient en insert de la figure 3.8.

de nos échantillons n'a pas été modifiée après que l'on a gravé des anneaux à sa sortie. Nous avons vérifié cette hypothèse à partir des spectres des figures 3.8 et 3.10, en reportant sur un même graphique l'intensité en fonction de  $h$  à différentes longueurs d'ondes (fig. 3.12). Notons que les données sont normalisées de façon arbitraire, afin de mieux faire ressortir les résultats concernant la concavité des diverses courbes expérimentales. La figure 3.12 montre que l'intensité des structures bifaces suit la même loi de décroissance exponentielle que celle des échantillons à cible unique en entrée. Or nous avons vu précédemment que cette dernière reflétait la coupure  $T(\lambda)$  de l'ouverture, ce qui confirme donc que l'atténuation exercée par le trou est invariante quelle que soit l'aspect de ses embouchures.

**Conclusion** - Il est dès lors possible de généraliser les conclusions que nous avons précédemment formulées à l'égard des systèmes à rugosité en entrée. Toutes nos investigations convergent vers l'idée qu'une ouverture sub-longueur d'onde transmet la lumière selon

une suite de processus décorrélés. Le trou en lui-même exerce une atténuation exponentielle sur le champ évanescent, laquelle semble exclusivement déterminée par sa profondeur et son diamètre. Il n'est donc possible d'augmenter le flux transmis qu'en optimisant la conversion du rayonnement incident en ondes évanescentes à l'entrée du trou, ainsi que leur découplage au niveau de l'orifice de sortie. L'ajout d'une structure périodique autour des embouchures se révèle être un moyen très efficace pour réaliser ce dessein. Les bénéfices apportés par ces détails de surface proviennent pour l'essentiel de leur faculté à coupler aux PS. Le rôle d'un réseau exposé à la lumière incidente est de la collecter et de la coupler par des champs évanescents (par le biais du trou) à la surface de sortie. Quant aux dépressions tournées vers la sortie, elles recombinent le champ évanescent en lumière naturelle, selon un mécanisme qui modifie considérablement la figure de diffraction d'origine du trou. Une grande question reste pour l'heure en suspens : ces expériences ne nous permettent pas de juger si la présence d'un motif périodique à la sortie d'une ouverture permet d'augmenter le flux total qui s'en échappe. Il faudrait pour cela mesurer le rayonnement total transmis par le trou avec et sans réseau de sortie. D'un point de vue technique, une telle mesure se heurte à de nombreux écueils. Il est par exemple très difficile de collecter le rayonnement émis quasi-tangentiellement à la surface avec l'appareillage dont nous disposons. Des recherches sont actuellement en cours pour surmonter ces difficultés.

Insistons sur le fait que les étapes de la transmission étant toutes dissociées, il n'existe qu'un seul régime de transmission quelle que soit la profondeur de l'ouverture. Ceci vaut particulièrement la peine d'être mentionné pour les structures soutenant des PS de part et d'autre du métal. En effet, elles se distinguent nettement en cela des réseaux de trous, pour lesquels un régime d'interaction entre PS de chaque interface s'établissait systématiquement à faible profondeur. Cette différence est probablement due au fait que la surface d'interaction entre les deux faces des échantillons est beaucoup plus grande dans le cas des arrangements de trous que dans celui des cibles : s'agissant des réseaux, il y a un trou par

période, alors que pour les cibles, il n'y a qu'un trou par structure. En corollaire, l'exaltation de la transmission d'une cible peut être jusqu'à 20 fois celui de l'aire occupée par le trou, alors que dans les réseaux, elle est typiquement de l'ordre d'un facteur 2.

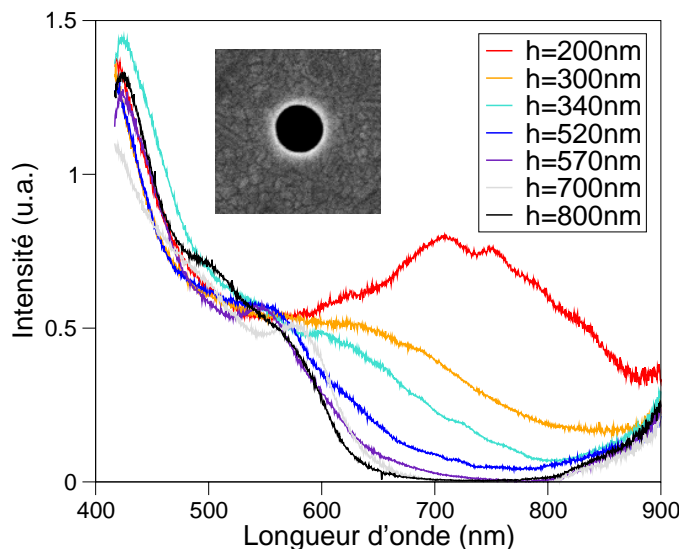
Ces résultats indiquent que le spectre est déterminé par les corrugations et que le trou agit seulement par sa fonction de coupure. Pourtant, un trou dans une surface métallique est une perturbation locale qui peut comme une particule coupler avec la lumière incidente. Ceci soulève une question importante : quelle est la contribution de cette interaction possible sur les spectres des structures périodiques ? C'est là le thème développé dans la dernière partie de notre étude.

# Chapitre 4

## Etude des ouvertures uniques

### 4.1 Introduction

Nous nous sommes jusqu'ici très peu préoccupé de comparer nos résultats sur des structures complexes aux propriétés optiques des ouvertures uniques. Dans le chapitre 3, nous avons simplement établi que la transmissivité d'un trou entouré d'un réseau de diffraction est proportionnelle à celle de l'ouverture seule. Nous sommes parvenus à cette conclusion après avoir constaté que le rapport des spectres de transmission des deux systèmes est constant quelque soit la profondeur du trou (fig. 3.9). Dans le contexte de cette étude, nous n'avons pas eu besoin de montrer les spectres des ouvertures uniques pour illustrer notre propos. Pourtant, leur allure nous a beaucoup intrigué. Ils sont ici reproduits sur la figure 4.1. Rappelons que les trous considérés sont cylindriques, de diamètre constant ( $d = 270$  nm), et creusés dans des films d'argent suspendus. Aux longueurs d'ondes  $\lambda > 600$  nm, la transmission varie exponentiellement avec la profondeur. Ceci s'accorde bien avec le fait qu'une ouverture cylindrique ne peut plus soutenir de modes propagatifs lorsque  $\lambda \gtrsim 2d$  et que la transmission est purement évanescente. Il est en revanche beaucoup plus surprenant d'observer un large pic de transmission sur le spectre du trou le plus mince



**FIG. 4.1:** Spectres de transmission d'ouvertures cylindriques de 270 nm de diamètre pour différentes profondeurs  $h$ . Les ouvertures ont été creusées dans des films d'argent suspendus. Insert : vue MEB de l'ouverture la moins profonde.

dans cette même gamme de longueurs d'ondes. Ce maximum ne peut être attribué à l'excitation des modes électromagnétiques auxquels nous avons eu affaire jusqu'ici : il ne saurait provenir d'une résonance de cavité, puisque les trous sont non propagatifs ; il ne peut pas d'avantage résulter de l'excitation de PS sur la surface alentour, car le rayonnement incident ne peut pas activer les modes piégés d'une interface plane. Nous avons donc cherché à savoir si la littérature existante faisait mention de ce phénomène.

Dans le premier chapitre, nous avons vu que l'existence d'un pic de transmission dans le spectre d'un trou sub-longueur d'onde pratiqué dans un écran opaque n'est prévu par aucune théorie : d'après les nombreux calculs, la transmissivité de ces structures est faible et continûment décroissante en fonction de  $\lambda$ . Par ailleurs, il n'existe que très peu d'études expérimentales sur le sujet. Quelques données sur les trous cylindriques isolés apparaissent dans les articles sur la transmission exaltée [46, 47]. Obtenus par gravure ionique dans des

films d'argent déposés sur substrat de verre, ils ont une transmission faible et monotone <sup>1</sup>. Le comportement des ouvertures n'est d'ailleurs pas analysé dans le détail, car elles servent principalement de référence pour apprécier les propriétés de structures périodiques plus complexes.

Les autres informations sont à rechercher dans les travaux évaluant la performance des trous uniques comme sondes dans les dispositifs à champ proche [9, 72, 73]. Toutefois, dans ce contexte, l'ouverture se situe typiquement à l'extrémité d'une fibre optique. Or il s'avère que la transmission est fortement influencée par les conditions de bord spécifiques et par la présence de modes guidés dans la fibre.

Il semble donc qu'aucun groupe n'ait jamais prédit ou observé une hausse de la transmission dans les conditions expérimentales de la figure 4.1. Ceci nous a motivé pour mener une étude approfondie sur la transmission d'une ouverture sub-longueur d'onde unique creusée dans un film métallique opaque [74]. Ceci nous donnera également l'occasion de vérifier la validité de la théorie de Bethe, à laquelle se réfèrent systématiquement les études publiées dans le contexte d'un trou dans un métal réel d'épaisseur finie. La première partie du travail qui va suivre détaillera les obstacles inhérents à la fabrication et à la mesure des échantillons (section 4.2). Les résultats suivront dans la section 4.3, puis nous conclurons par une discussion sur les implications de ces expériences (section 4.4).

## 4.2 Protocole expérimental

L'étude des ouvertures sub-longueurs d'ondes isolées se heurte à plusieurs obstacles majeurs, depuis le stade de la conception jusqu'à celui de la caractérisation optique. Ils

---

<sup>1</sup>On peut voir dans le chapitre 3 le résultat de l'une de ces mesures sur la figure 3.1.

nuisent tellement à la justesse des mesures qu'il nous est apparu opportun de leur consacrer quelques lignes. La discussion qui va suivre se propose de répondre à l'enjeu suivant : comment obtenir et mesurer de façon reproductible une série d'ouvertures identiques creusées dans des films d'argent suspendus ?

Pour ce qui est de la nanofabrication, tout le problème vient du fait que le système ne consiste qu'en un seul objet de taille submicronique. Jusqu'ici, les défauts affectant certaines dépressions, ou certains trous, n'avaient qu'une importance toute relative, car ils ne concernaient qu'une infime partie d'une structure qui s'étendait couramment sur plus d'une dizaine de microns. En revanche, la moindre irrégularité de forme, la plus petite malformation affectant un trou unique, modifie structurellement tout l'objet. Il ne peut dès lors se prêter à la moindre expérience. Ceci étant précisé, le principe d'élaboration des échantillons paraît fort simple : il consiste à creuser des ouvertures dans des films métalliques, puis à s'assurer de leur apparence au cas par cas. Malheureusement, il s'agit d'un travail de longue haleine.

En effet, la gravure s'effectue par FIB dans un film métallique polycristallin. Nous avons déjà eu l'occasion de souligner toute la difficulté de travailler avec ce genre de matériau, en raison de la vitesse d'ablation différente de chaque grain du métal. Ici plus qu'ailleurs, cet inconvénient est critique, car la taille des cristaux est de l'ordre de celle des ouvertures. Ceci pose un évident problème de reproductibilité. Imaginons en effet que l'on ait paramétré le FIB pour dégager un petit rectangle de 200 nm sur 100 nm en différents lieux du métal. A chaque opération, le faisceau d'ions attaquera un ou plusieurs grains à l'orientation différente. Aussi, il est possible de répéter plus de dix fois la même gravure sans jamais parvenir au même résultat. Pour obtenir quelques trous identiques, il n'y a d'autre choix que de creuser tout à fait aléatoirement un grand nombre d'ouvertures, puis de mesurer la taille de chacune afin de sélectionner celles qui correspondent aux critères désirés.



Les dimensions des ouvertures s'évaluent par microscopie électronique à balayage (MEB). Deux structures sont considérées comme identiques lorsque les images de leurs embouchures se superposent au pixel près. Etant donné le facteur de calibration de l'instrument, l'incertitude sur cette comparaison est de  $\pm 5$  nm. Rapportée à la taille typique des trous (250 nm), l'erreur commise est de  $\pm 2\%$ . Précisons que nous disposons là d'un moyen fiable pour comparer la taille relative de deux ouvertures, mais que la mesure absolue des dimensions est plus imprécise. En effet, les bords des trous sont toujours un peu émoussés par la gravure, et il est difficile d'apprécier quantitativement la forme de l'évasement avec le MEB. L'erreur commise sur la taille réelle des ouvertures est de l'ordre de  $\pm 5\%$ .

L'étude des propriétés optiques des ouvertures isolées a nécessité deux techniques différentes. La première consiste à mesurer leur spectre de transmission au moyen du système de spectroscopie employé dans les études précédentes. L'échantillon est éclairé par un faisceau colinéaire de lumière blanche, un microscope optique récolte la lumière transmise et la redirige vers un spectromètre (cf. fig. 2.6). Alors que la caractérisation des structures périodiques ne posait pas de problème particulier, celle des ouvertures uniques s'est révélée beaucoup plus délicate. Les complications sont liées au microscope, lequel en dépit de la qualité de son optique induit un certain nombre d'aberrations sur le rayonnement analysé. Celles-ci n'avaient pas d'incidence dans les expériences précédentes, car le signal émanant des structures périodiques possède une signature spectrale assez franche pour les occulter. La situation est toute autre avec les ouvertures uniques, à tel point que nous pouvions obtenir à peu près n'importe quelle forme de spectre en jouant sur les réglages du microscope. Le travail de vérification visant à savoir si la mesure d'un trou unique était réellement possible a duré plusieurs mois. Après être remonté aux causes profondes des aberrations, nous avons pu finalement déterminer avec certitude une configuration du montage dans laquelle les mesures étaient exemptes d'artefacts.

La seconde méthode d'analyse est une technique d'«émission de plasmons de surface induits par faisceau d'électrons de haute énergie» [75, 76]. Son principe est très voisin de celui de la microscopie électronique à balayage. En imagerie MEB classique, on sonde la surface de l'échantillon étudié avec un faisceau d'électrons, dans le but de récolter les électrons secondaires émis à son passage. L'image est obtenue en synchronisant le signal perçu par le détecteur sur le déplacement du faisceau source. Ici, le capteur d'électrons est remplacé par un photodétecteur, ce qui permet de réaliser la cartographie de la lumière émise à l'impact du faisceau d'électrons. Il est important de réaliser que la résolution de l'image n'est pas liée à la limite de diffraction de la lumière, mais à celle du faisceau d'électrons sur lequel on synchronise le signal détecté. Il faut également préciser que cet instrument n'est pas un outil de champ proche, car les capteurs collectent la lumière à plusieurs mm de la zone d'émission. Ajoutons pour finir que la colonne accélératrice utilisée dans ce dispositif est celle d'un microscope électronique à transmission, qui génère un faisceau d'électrons de  $10 \text{ \AA}$  de diamètre nominal et d'énergie 200 kV. Les expériences avec cet instrument ont été réalisées par le professeur Yamamoto du Tokyo Institute of Technology.

### 4.3 Résultats expérimentaux

Suite aux spectres observés pour des trous cylindriques de la figure 4.1, nous avons étudié des ouvertures de différentes formes pour mieux cerner le problème. Pour commencer, nous avons mesuré la transmission d'une ouverture de section triangulaire équilatérale creusée dans un film d'argent suspendu (fig. 4.2(a)). Son spectre de transmission, qui ne dépend pas de la face qu'on illumine, est dominé par un pic centré autour de  $\lambda = 650 \text{ nm}$ . Or la longueur d'onde de coupure de l'objet vaut  $550 \text{ nm}$ <sup>2</sup>, ce qui signifie que la transmis-

---

<sup>2</sup>La détermination de la fréquence de coupure d'une ouverture triangulaire n'est pas triviale : le calcul a été réalisé par les professeurs García-Vidal et Martín-Moreno.

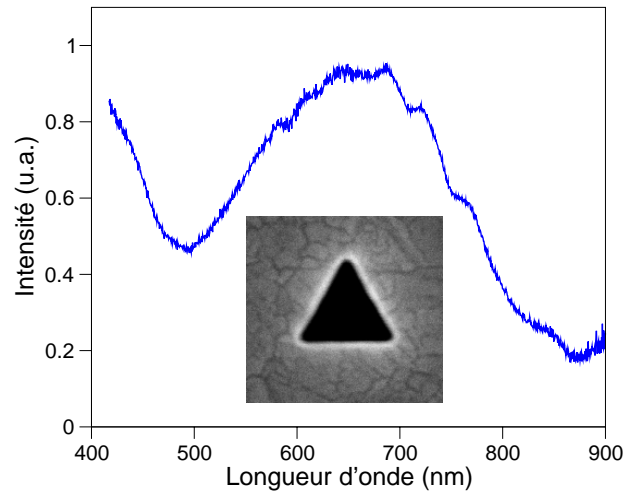
sion est évanescence à la position du maximum.

La présence d'un pic marqué dans le spectre de transmission est à mettre en relation avec le couplage du rayonnement incident et émergent au champ évanescent généré dans le trou. La figure 4.2(b) illustre ce propos à travers l'exemple d'une ouverture triangulaire identique à la précédente, mais qui réside dans un film d'argent déposé sur verre. Le graphique révèle que le passage de la lumière à travers la structure varie de façon significative selon la face que l'on choisit d'illuminer<sup>3</sup>. Comme la transmission est évanescence, les ondes ne se propagent pas dans le trou, mais s'atténuent fortement sur toute sa profondeur. Ce phénomène est a priori indépendant du côté d'illumination : on ne saurait donc imputer l'allure générale des spectres à la fonction de coupure du trou. Il semble ainsi plus pertinent de rechercher les causes de la signature spectrale au niveau des interfaces. La figure 4.2(b) montre que les spectres de l'ouverture débouchant sur du verre comporte des maxima moins prononcés et moins intenses que celui du trou creusé dans le film suspendu. Aussi la transmission apparaît-elle moins sélective lorsque les interfaces du système sont asymétriques.

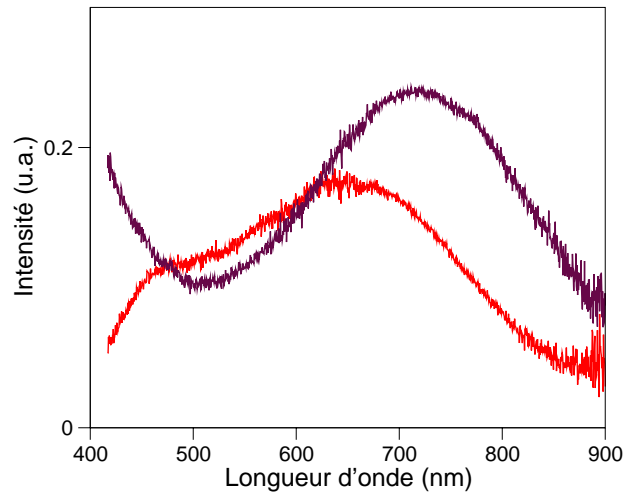
Cette approche revient à expliquer la transmission en termes de filtrage : les ondes atteignant le trou subissent une première sélection sur la face d'entrée, elles sont ensuite atténuées, puis sont encore filtrées en sortie. Dans cette hypothèse, le passage préférentiel de certaines longueurs d'ondes est naturellement optimisé si le filtre d'entrée s'ajuste à celui de sortie, autrement dit, si les deux interfaces sont symétriques. Ceci est pleinement justifié en comparant les figures 4.2(a) et 4.2(b). Dans le cas du film suspendu, en effet, l'intensité maximale transmise est environ 5 fois supérieure à celle du trou s'ouvrant sur du verre. Un tel gain d'efficacité doit retenir toute notre attention : il est du même ordre de grandeur que celui qu'on observe avec un réseau de trous dont on a symétrisé les interfaces [44]. Nous avons vu au chapitre 2 que la hausse de l'intensité est dans ce cas

---

<sup>3</sup>Le fait que la transmission dépende de la face d'illumination implique que les fronts d'ondes en entrée et en sortie n'ont pas la même forme.



(a)



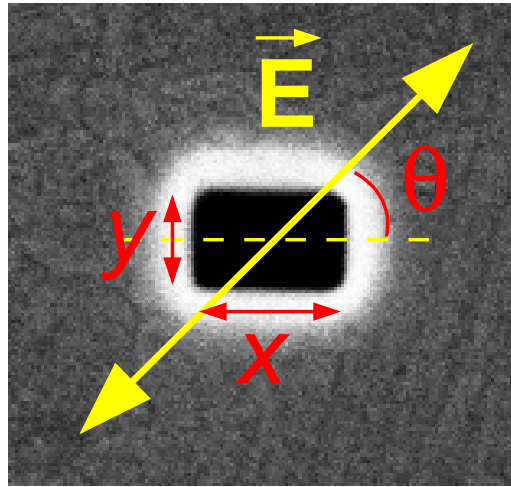
(b)

**FIG. 4.2:** Spectres de transmission d'ouvertures triangulaires équilatérales de 270 nm de côté et de 300 nm de profondeur (les unités arbitraires sont les mêmes sur les deux graphiques). (a) Cas d'une ouverture creusée dans un film métallique suspendu. Insert : vue MEB de l'échantillon. (b) Cas d'une ouverture creusée dans un film déposé sur verre. Courbe rouge : illumination incidente côté air ; courbe violette : illumination côté verre.

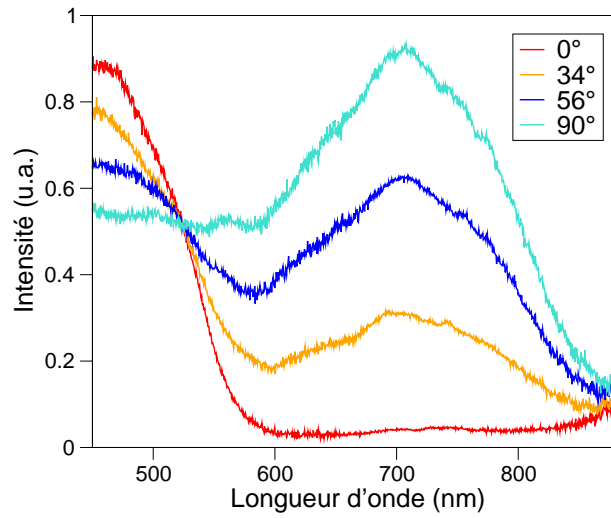
imputable aux PS excités de part et d'autre du réseau (cf. fig. 2.1 tirée de la réf. [44]). Le fait de retrouver le même facteur d'exaltation avec les ouvertures uniques suggère que la sélection des ondes aux interfaces consiste plus qu'en un filtrage passif et passe également par l'activation de modes PS. Toutefois, ceux-ci sont d'une autre nature que les modes des réseaux périodiques. N'oublions pas en effet que les photons incidents ne peuvent pas exciter les PS d'un film métallique plan. Par conséquent, les modes auxquels nous avons affaire ici sont des plasmons de surface localisés (PSL) aux embouchures du trou. Ceci est cohérent avec le fait que les trous sont une perturbation dans le film métallique qui permettent le couplage avec la lumière incidente.

Pour vérifier cette analyse, nous avons conduit un certain nombre d'expériences sur les ouvertures sub-longueurs d'ondes rectangulaires. La figure 4.3(b) reproduit le spectre de transmission d'un de ces trous pour différentes polarisations rectilignes. L'angle de polarisation  $\alpha$  est défini dans l'insert : il mesure l'inclinaison du champ électrique  $\mathbf{E}$  par rapport au grand côté du rectangle. Le graphique révèle qu'on peut commuter entre deux modes distincts par simple changement de la polarisation d'entrée. A  $0^\circ$ , en effet, on observe un pic centré sur  $\lambda = 450$  nm. En augmentant régulièrement l'angle  $\alpha$ , la résonance disparaît alors qu'émerge peu à peu un nouveau pic vers  $\lambda = 700$  nm. Le basculement d'un mode à l'autre se réalise autour d'un point isobestique à  $\lambda = 525$  nm. De plus, l'intensité des deux pics en fonction de  $\alpha$  suit la loi de polarisation de Malus, ce qui prouve que le couplage aux modes de surface s'effectue à partir des projections du champ électrique selon les axes définis par les bords du trou. Notons que les spectres de la figure 4.3(b) peuvent également être obtenus en polarisant non pas la lumière incidente, mais en collectant la lumière avec un analyseur en sortie.

Pour explorer plus avant les relations entre l'énergie des modes localisés et les dimensions d'une structure rectangulaire, nous avons fabriqué une série d'ouvertures qui ne



(a)

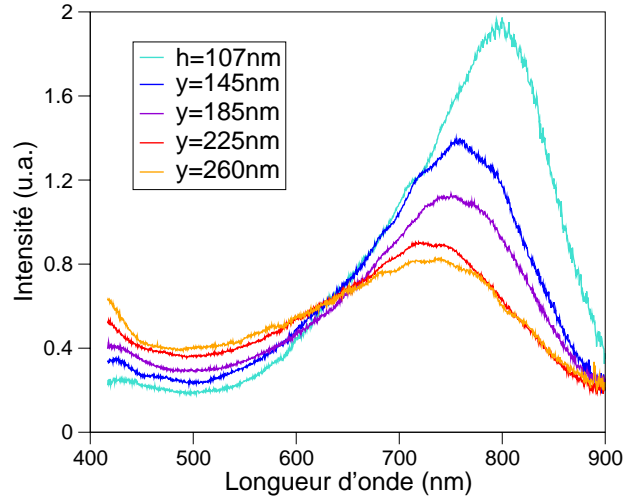


(b)

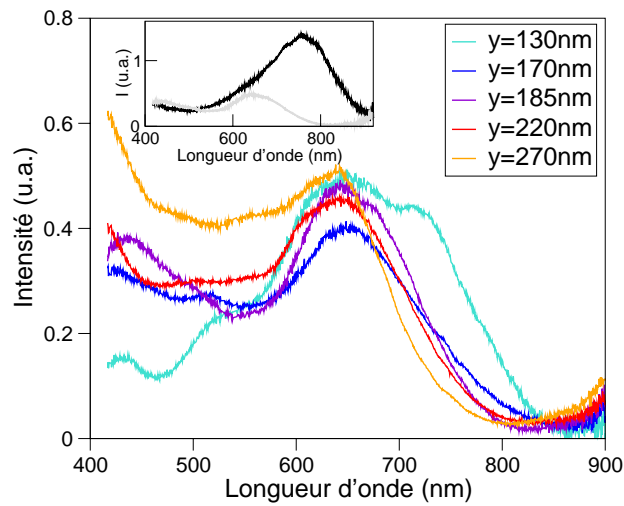
**FIG. 4.3:** Influence de la polarisation sur la transmission des ouvertures rectangulaires. (a) Vue MEB d'une ouverture rectangulaire creusée dans un film d'argent suspendu (longueur  $x = 310$  nm, largeur  $y = 210$  nm, profondeur  $h = 700$  nm) avec les notations utilisées dans le texte. (b) Spectres de transmission de l'ouverture pour différentes polarisations rectilignes incidentes.

différent que par un seul paramètre géométrique : la taille de l'un des côtés du rectangle. Les trous sont creusés dans un film d'épaisseur 300 nm, les bords fixes mesurent  $y = 270$  nm et la longueur des deux autres varie entre  $x = 100$  et  $x = 270$  nm. Notre idée est de suivre l'évolution du mode dont le champ électrique est perpendiculaire aux côtés fixes du rectangle. Pour cela, il suffit de comparer la transmission des différentes ouvertures lorsqu'elles sont éclairées avec la polarisation adéquate ( $\alpha = 90^\circ$ ). Les spectres correspondants sont réunis sur la figure 4.4(a) : comme pour les figures précédentes, nous avons normalisé la transmission des différentes structures par rapport à l'aire qu'elles occupent. Tous comportent un pic dont l'intensité augmente lorsque la taille du trou diminue. Ce résultat non intuitif prouve que l'espacement entre les parois perpendiculaires à  $\mathbf{E}$  ne conditionne pas l'existence même du pic : on peut amincir la structure à souhait sans nuire au flux de photons qui en rééchappent. Il est donc permis d'imaginer que la lumière découplant du trou évanescant par l'intermédiaire des PSL est principalement réémise au niveau des bords fixes. La figure 4.4(a) indique en tout cas que la fréquence d'un mode donné est prioritairement déterminée par la longueur des bords perpendiculaires à  $\mathbf{E}$ . Ce constat, combiné au fait qu'il est possible de faire totalement disparaître le pic en tournant la polarisation de l'expérience de 90 degrés (fig. 4.3(b)), démontre que les modes électromagnétiques sont localisés sur les bords perpendiculaires au champ électrique. En d'autres termes, une ouverture rectangulaire possède un mode longitudinal, correspondant au pic de plus basse énergie, et un mode transverse, qui donne naissance au pic situé aux longueurs d'ondes plus courtes.

Malheureusement, nos expériences ne nous permettent pas de dépasser le stade de cette description qualitative, car en réalité, forme et position des pics dépendent fortement d'un paramètre que nous avons jusqu'alors omis : l'atténuation du champ électromagnétique à l'intérieur du trou. En guise d'illustration, nous avons répété la série de mesures de



(a)



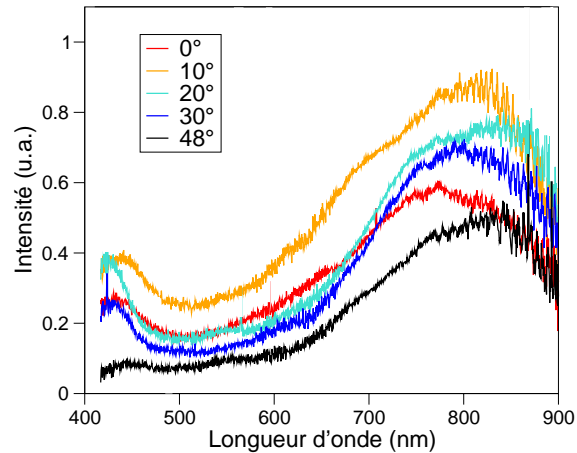
(b)

**FIG. 4.4:** Influence de la polarisation sur la transmission des ouvertures rectangulaires creusées dans des films d'argent suspendus. (a) Spectres de transmission d'ouvertures ( $x = 270$  nm,  $h = 300$  nm) dont les dimensions transverses varient entre  $y = 105$  nm et  $y = 260$  nm. L'angle de la polarisation rectiligne incidente est  $\theta = 90^\circ$ , si bien que seul le mode PSL longitudinal est activé. (b) Mêmes mesures, mais avec des ouvertures de 700 nm de profondeur. Les courbes des deux graphiques sont des moyennes résultant de la transmission de plusieurs trous de mêmes dimensions.



la figure 4.4(a) dans un film de 700 nm d'épaisseur. Les caractéristiques de transmission changent alors significativement (fig. 4.4(b)) : les trous présentent tous un pic vers 630 nm, dont la largeur augmente avec l'espacement entre les bords perpendiculaires au champ  $\mathbf{E}$ . Par contre, les spectres restent très semblables aux précédents pour les petites longueurs d'ondes, comme en témoigne l'insert du graphique. Nous y avons reporté deux spectres issus des figures 4.4(a) et 4.4(b), caractérisant des ouvertures de même section, mais de profondeur respectivement égale à 300 nm et 700 nm. Ceux-ci se superposent assez bien pour des longueurs d'ondes comprises entre 400 nm et 600 nm. Il convient notamment de souligner que leurs pics attribués aux modes de surface commencent à s'élever au même endroit. Mais, alors que celui du trou de 300 nm de profondeur continue par la suite à se développer vers les grandes longueurs d'ondes, l'autre s'abaisse prématurément. La forme générale de ce dernier évoque donc le pic du trou mince, mais dont on aurait enlevé une large partie. Autrement dit, l'augmentation de la profondeur désavantage fortement le passage des grandes longueurs d'ondes et tronque par conséquent la signature spectrale associée aux modes de surface excités dans le proche infrarouge. Les différences observées entre les deux spectres reflètent donc un changement dans l'atténuation des ouvertures. Retenons donc que l'allure générale des spectres est étroitement liée à la force et à la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence d'excitation incidente. Ceci est très similaire à la fonction de transmission des structures périodiques à ouverture unique vues au chapitre précédent.

Nous avons achevé l'examen des modes de surface associés aux ouvertures rectangulaires en mesurant leur relation de dispersion. La figure 4.5 illustre les résultats obtenus à travers l'exemple d'une ouverture rectangulaire de 280 nm de long sur 190 nm de large. Le graphique représente l'évolution du pic de plus basse énergie en fonction de l'angle d'illumination. On constate que sa position et sa largeur ne varient pas, ce qui signifie que



**FIG. 4.5:** Spectres de transmission d'une ouverture rectangulaire ( $x = 280$  nm,  $y = 190$  nm,  $h = 300$  nm) en fonction de l'angle d'illumination.

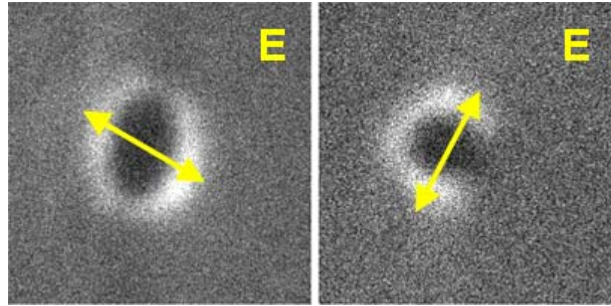
l'énergie du mode est indépendante des conditions d'excitation par les photons incidents, ce qui confirme que les PS exaltant la transmission des ouvertures sub-longueurs d'ondes uniques sont bien des modes localisés.

Nous disposons désormais de tous les éléments nécessaires à la généralisation des phénomènes que nous décrivons. Nous savons qu'une exaltation de la transmission d'un trou unique est possible, à condition de pouvoir exciter des modes PSL à ses embouchures. Leur activation s'opère grâce à la présence de bords rectilignes, que l'on peut considérer comme autant d'éléments de couplage. Le nombre de modes dépend de la taille et de l'environnement spatial de chaque bord. Si par exemple, l'embouchure est constituée d'arêtes rectilignes identiques (comme c'est le cas avec les ouvertures triangulaires équilatérales de la figure 4.3), les PSL oscillant selon chaque bord sont les mêmes, et la transmission se montre alors insensible à la polarisation incidente.

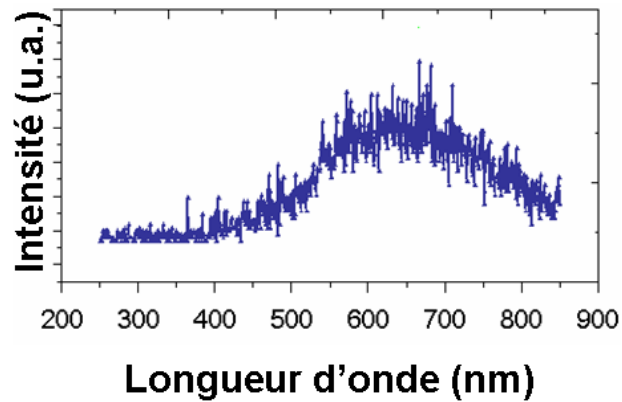
Il est sans doute possible d'étendre le raisonnement aux trous de section curviligne quelconque, en considérant leur pourtour comme formé d'une multitude de segments de taille infinitésimale. La génération de modes devrait également avoir lieu, mais de façon

moins efficace au vu du nombre et des faibles dimensions des segments coupleurs. Ceci expliquerait en tout cas les résultats de la figure 4.1 qui nous avaient tant déconcerté. Le spectre du trou le plus mince possède un pic dans le régime sub-longueur d'onde, dont l'intensité maximale dépasse celle de longueurs d'ondes situées dans le domaine propagatif. Une telle signature spectrale est très voisine de celle des ouvertures triangulaires et rectangulaires. Par ailleurs, la superposition des spectres n'est pas sans rappeler l'insert de la figure 4.4(a) : l'intensité paraît en effet indépendante de la profondeur pour des longueurs d'onde comprises entre 400 et 550 nm, alors que le pic semble subir une coupure de plus en plus sévère à mesure que la profondeur augmente. La transmission à travers des trous sub-longueurs d'ondes cylindriques présente donc dans les grandes lignes les propriétés que nous avons précédemment décrites. La principale différence provient de la force du phénomène responsable du pic, car nous voyons que ce dernier est déjà bien atténué pour une profondeur de 300 nm, ce qui n'était pas le cas auparavant. La géométrie circulaire permettrait donc également l'excitation de modes électromagnétiques de surface, mais avec une efficacité bien moindre que les trous polygonaux.

L'hypothèse de l'existence de PSL a été confirmée par l'examen des trous sub-longueurs d'ondes de la figure 4.1 par émission de plasmons de surface induits par faisceau d'électrons de haute énergie. La figure 4.6(a) montre la lumière émise par ce procédé pour deux polarisations orthogonales. Dans les deux cas, le profil d'intensité comporte des zones oblates brillantes perpendiculaires au champ électrique. Ceci indique la présence d'un dipôle magnétique orienté dans le plan du film métallique et parallèle aux taches brillantes. Le spectre de la lumière collectée dans cette expérience apparaît à la figure 4.6(b). Il montre que l'émission dipolaire est à l'origine d'une résonance spectrale assez large. Or son allure est identique à celle du pic de la figure 4.1, ce qui signifie que ce dernier correspond également à la signature du dipôle magnétique. Remarquons que la figure 4.6(b) ne contient pas le fond de transmission observé sur la figure 4.1, car celui-ci provient de la lumière



(a)

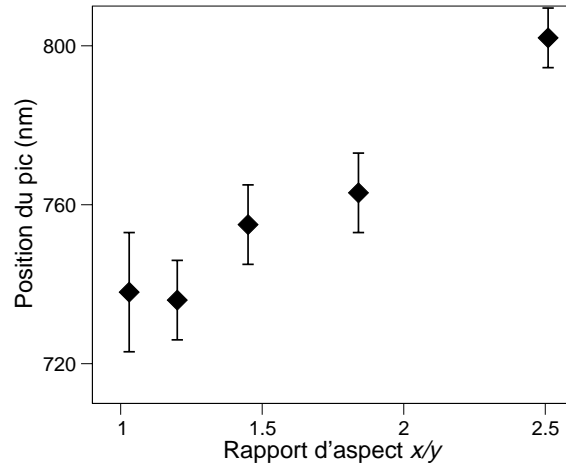


(b)

**FIG. 4.6:** Emission de plasmons de surface induits par faisceau d'électrons de haute énergie autour d'un trou cylindrique ( $d = 270$  nm). (a) Lumière émise pour deux polarisations orthogonales. (b) Spectre de la lumière collectée à la figure (a).

transmise sans l'intermédiaire du dipôle. Cette expérience prouve donc sans équivoque que les modes localisés sont à l'origine de la signature spectrale observée dans ces divers trous sub-longueurs d'ondes. Elle nous a en outre appris que les propriétés des PSL en champ lointain sont celles de dipôles magnétiques.

L'existence d'un pic unique dans le spectre d'un trou cylindrique et la présence de deux résonances pour une ouverture rectangulaire ne sont pas sans rappeler les propriétés optiques des nanoparticules métalliques [34, 77] dues à l'excitation de modes PSL. En effet,



**FIG. 4.7:** Evolution du pic de transmission d'une ouverture rectangulaire en fonction du rapport d'aspect  $x/y$ . Les données sont tirées de la figure 4.4(a).

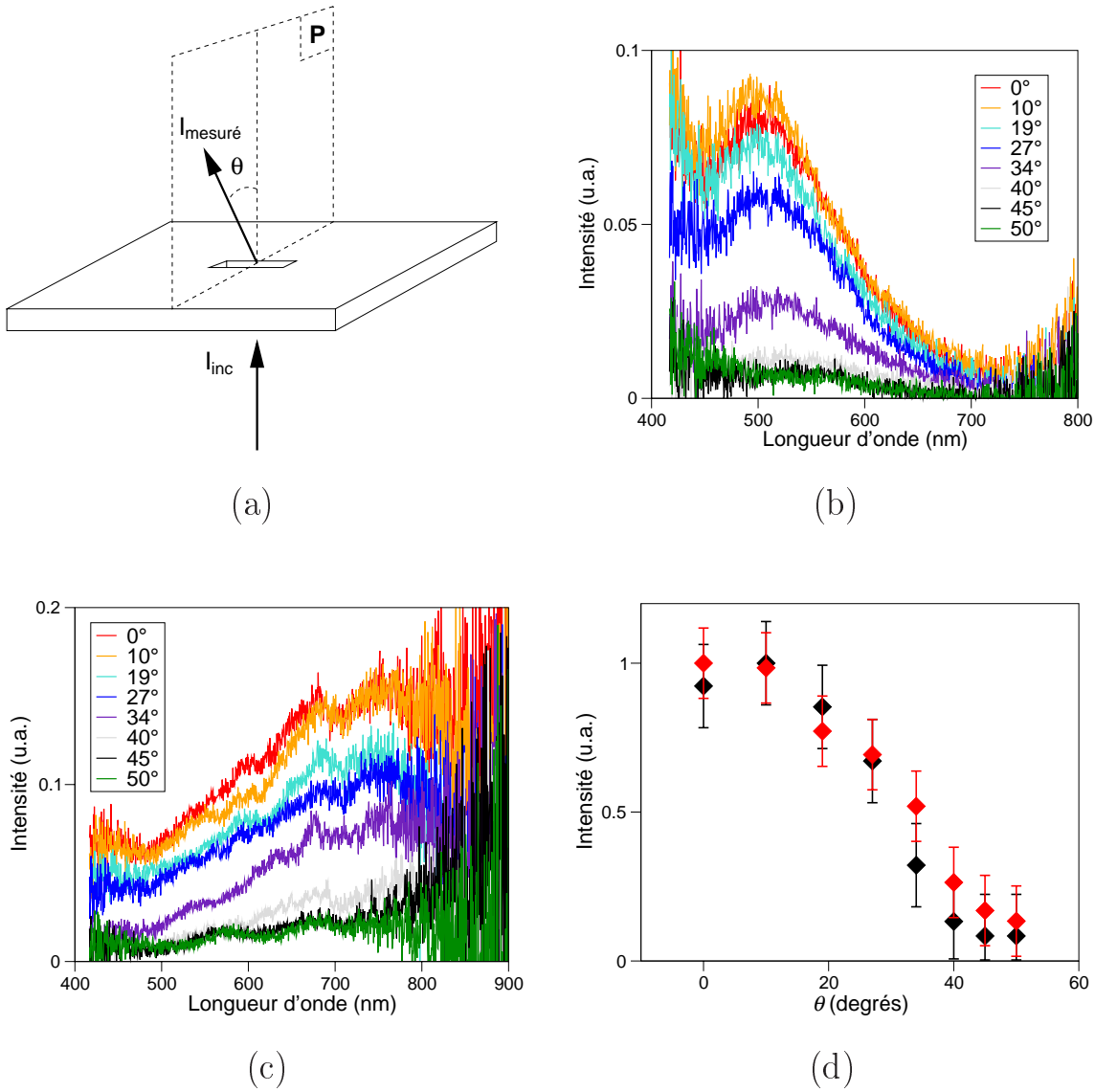
une nanoparticule sphérique présente typiquement un maximum d'absorption, alors qu'un nanofil possède un mode transverse et un mode longitudinal. L'influence de l'aspect de ces nanoparticules sur leurs modes PSL est donc similaire à celle que nous avons observée dans le cas des ouvertures uniques. La pertinence de l'analogie est confortée par les données de la figure 4.4(a), qui montre l'évolution du mode longitudinal d'une ouverture rectangulaire de longueur  $x$  lorsque sa largeur  $y$  varie. Nous avons reporté sur la figure 4.7 la position du pic en fonction du rapport d'aspect  $x/y$ . L'évolution se révèle linéaire, à l'image de celle suivie par le mode longitudinal d'un nanofil. Ce résultat doit probablement être compris comme une illustration des lois relatives aux systèmes complémentaires, comme le principe de Babinet ou les règles de somme des résonances PS [78]. Il faut toutefois garder à l'esprit que la position des pics de transmission des ouvertures uniques est modulée par leur fonction de coupure, ce qui peut éventuellement fausser notre interprétation de la figure 4.7.

Pour finir, nous nous sommes intéressé à la forme du faisceau lumineux s'échappant des structures. En effet, il ne serait pas surprenant que la présence de PSL à la sortie des

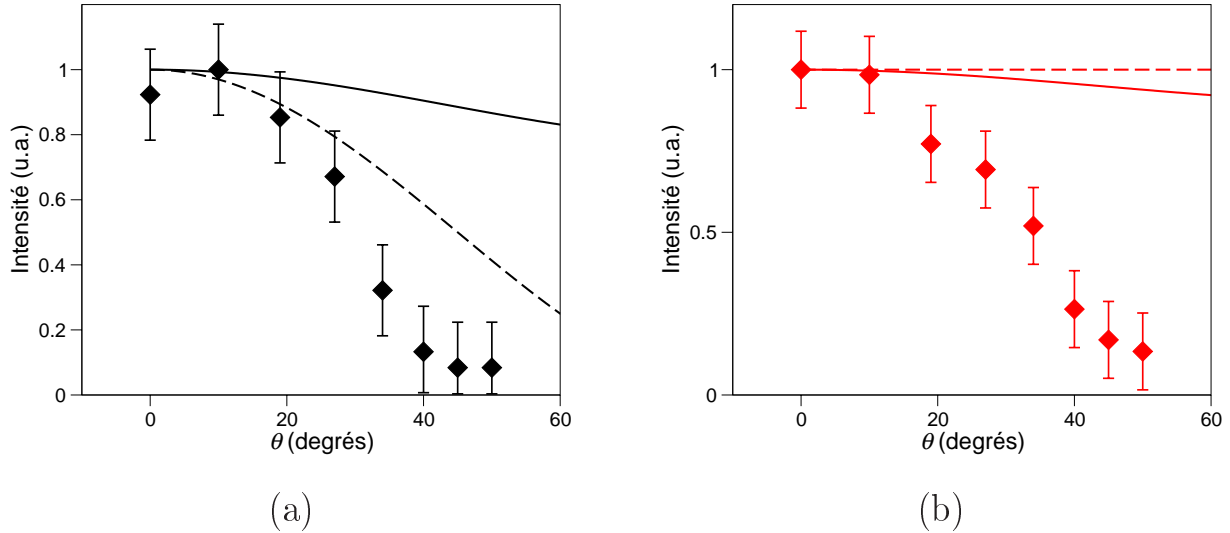
ouvertures ait des conséquences sur leur profil d'émission. L'appareillage utilisé dans cette étude n'est autre que le montage de directionnalité qui nous a servi à étudier la figure de diffraction des structures périodiques du chapitre 3 (figure 3.3). Il permet d'échantillonner la lumière émise par une ouverture en différents points de l'espace par le biais d'un microscope couplé à un spectromètre. L'entreprise est plus malaisée que dans le cas des structures périodiques. Rappelons en effet que l'ouverture numérique du microscope doit être minimisée dans ce montage afin de disposer d'une résolution angulaire acceptable. Or le signal émanant d'une ouverture isolée n'est pas aussi fort que celui d'un trou entouré d'un réseau de surface, et la réduction de l'angle solide de collection l'affaiblit au point de le rendre quasiment indétectable aux instruments. De ce fait, les spectres ont été parasités par un important bruit de fond.

Nous avons mesuré l'intensité transmise par un trou rectangulaire sous différents angles de collection  $\theta$  par rapport à la normale, en maintenant l'illumination incidente perpendiculaire à la surface d'entrée. Les résultats de l'expérience ont été enregistrés dans le plan médiateur des grands côtés de l'ouverture (fig. 4.8(a)). Il apparaît que l'intensité dépend fortement de l'angle d'observation, que la polarisation considérée permette de sélectionner le mode PSL transverse (fig. 4.8(b)) ou le mode longitudinal (fig. 4.8(c)). Dans les deux cas en effet, le signal diminue lorsque les rayons transmis s'éloignent de la normale. Au delà de  $\theta = 40^\circ$ , il tombe pratiquement à zéro et ne semble plus évoluer à plus forte inclinaison. La figure 4.8(d) réunit sur un même graphique l'intensité maximale des résonances longitudinale et transverse en fonction de  $\theta$ . Les deux courbes, qui se superposent, révèlent que la lumière émergeant de l'ouverture se confine majoritairement dans un faisceau à la divergence voisine de  $\pm 30^\circ$ . Ce lobe n'a certes pas le même degré de collimation que ceux observés en sortie des structures périodiques du chapitre 3, mais sa présence n'en est pas moins totalement inattendue au regard des théories standard de diffraction.

Rappelons en effet que selon le principe d'Huygens-Fresnel, et dans le plan de nos



**FIG. 4.8:** Structure du faisceau émergent d'une ouverture rectangulaire creusée dans un film d'argent suspendu ( $x = 290$ nm,  $y = 190$  nm,  $h = 300$  nm). (a) Principe de la mesure (cf. texte). P est le plan dans lequel ont été faites les observations. (b) Evolution de la transmission en fonction de  $\theta$ , pour une polarisation parallèle aux grands côtés de l'ouverture. La résolution angulaire du montage est de  $12^\circ$ . (c) Evolution de la transmission en fonction de  $\theta$ , pour une polarisation perpendiculaire aux grands côtés de l'ouverture. (d) Profil d'émission de la structure aux deux longueurs d'ondes centrales des modes PSL, construit à partir des spectres de (b) et (c). Courbe noire :  $\lambda = 500$  nm (mode transverse), courbe rouge :  $\lambda = 750$  nm (mode longitudinal).



**FIG. 4.9:** Comparaison entre le profil d'émission de l'ouverture rectangulaire de la figure 4.8(d), la fonction de diffraction dans l'approximation de Fraunhofer (trait plein), et l'émission dipolaire en  $\cos^2(\theta)$  (tirets). (a) Cas du mode transverse ( $\lambda = 500$  nm). (b) Cas du mode longitudinal ( $\lambda = 750$  nm).

observations, l'intensité du rayonnement diffracté s'exprime comme :

$$I(\theta) = I(0) \left( \frac{\sin(ky \sin \theta)}{ky \sin \theta} \right)^2 \quad (4.1)$$

où  $k$  est le vecteur d'onde du rayonnement et  $y$  la largeur de l'ouverture. La représentation graphique de cette fonction apparaît sur la figure 4.9 en compagnie des données expérimentales. La courbe obtenue contraste singulièrement avec nos mesures, puisque l'éclairement prévu par ce modèle est à peu près uniforme dans toutes les directions.

Comme les PSL s'apparentent à des dipôles magnétiques, nous nous sommes d'autre part demandé si l'on pouvait expliquer nos résultats en assimilant l'ouverture à une simple source dipolaire ponctuelle. Dans ce cas, la dépendance angulaire aurait varié en  $\cos^2 \theta$  le long du moment dipolaire, et aurait été isotrope dans la direction perpendiculaire. Ce



modèle simpliste est confronté à nos mesures sur la figure 4.9. On voit qu'il ne capture absolument pas les tendances expérimentales, ce qui s'explique sans doute par le fait que le calcul ne tient pas compte du plan métallique autour de l'ouverture, ni des discontinuités de topologie à son embouchure.

Le fait que les PSL aux bords des trous induisent une émission directionnelle nous permet d'assimiler les arêtes des ouvertures à de petites antennes aux fréquences optiques. Il est donc très surprenant de constater que la divergence du faisceau est identique pour les deux longueurs d'ondes considérées. En effet, la distribution du rayonnement issu d'une antenne dépend étroitement de la longueur d'onde [7], ce qui montre que la résolution angulaire de notre appareillage ( $12^\circ$ ) n'est pas assez bonne pour accéder à la figure de diffraction réelle des structures. Nous pouvons malgré tout affirmer que le lobe d'émission est d'autant plus prononcé que l'énergie des modes PSL est bien définie. Il suffit pour s'en convaincre de considérer les résultats du chapitre 3 concernant la diffraction des ouvertures cylindriques : nous avons remarqué que le rayonnement qui s'en échappait était uniformément distribué dans le cône de  $\pm 25^\circ$  autour de la normale que nous avons sondé. Autrement dit, nous retrouvons le profil d'émission que prévoient les théories standard de diffraction, qui ignorent l'existence des modes localisés. Cela s'accorde bien avec le fait que les modes PSL des trous circulaires sont larges et faiblement activés. Notons que ces mesures ne sous-entendent pas que l'émission d'une ouverture cylindrique est isotrope dans tout l'espace. Nous pensons qu'à l'instar des ouvertures rectangulaires, la lumière est tout de même préférentiellement réémise selon la normale à la surface, mais que le lobe formé est simplement beaucoup plus divergent.

## 4.4 Conclusion

Nous avons découvert que les ouvertures sub-longueurs d'ondes uniques ménagées dans des films métalliques opaques sont capables de transmettre efficacement la lumière à certaines longueurs d'ondes. Cette bonne transmission résulte de l'excitation de plasmons de surface localisés aux embouchures des trous, et s'accompagne en outre d'une réémission préférentielle de la lumière en certaines régions de l'espace.

Dans la section précédente, nous avons omis de parler de l'efficacité absolue de transmission des ouvertures uniques. Ceci s'explique par la difficulté à parvenir à cette information. En effet, la mesure implique de pouvoir collecter la totalité du rayonnement transmis, mais notre dispositif de spectrométrie n'a qu'un angle de collection fini. Une autre approche consisterait à déterminer avec certitude la figure de diffraction des ouvertures. Il serait alors possible de déduire l'intensité totale transmise à partir d'une mesure réalisée dans une fraction d'angle solide seulement. Or si nous avons mis en évidence l'existence d'un lobe d'émission perpendiculaire à l'ouverture, des raisons techniques nous ont empêché d'analyser le rayonnement quasi-tangentiel à la surface. Nous supposons donc pour la discussion que celui-ci est négligeable. Dans ce cas, l'efficacité maximale de transmission de la plupart des ouvertures examinées dans ce chapitre s'échelonne entre 25% et 50% quand on la normalise à l'aire du trou. On remarquera que la théorie de Bethe donne le même ordre de grandeur. Ainsi, nous avons calculé que le pourcentage de transmission d'un trou de 270 nm de diamètre atteignait 50% à la longueur d'onde du pic observé sur la figure 4.1. Autrement dit, la loi de Bethe ne permet pas de prédire l'allure des spectres, mais elle peut servir à évaluer grossièrement l'efficacité de transmission des ouvertures. D'une manière générale, cette théorie surestime la transmission des trous sub-longueurs d'ondes très grands et/ou très profonds, alors qu'elle la sous-évalue dans les autres cas.

Par ailleurs, nous avons remarqué que les propriétés des PSL en champ lointain sont celles de dipôles magnétiques. Or depuis Rayleigh, les théoriciens ont pris l'habitude de décrire l'émission des ouvertures par des moments multipolaires. De plus, de nombreux auteurs ont calculé qu'une ouverture éclairée en incidence normale se comportait justement comme un simple dipôle magnétique. Pourtant, il existe selon nous une différence fondamentale entre les multipôles effectifs des travaux théoriques et les PSL observés dans nos expériences : les premiers décrivent le champ calculé autour de l'ouverture, alors que les seconds sont des résonances localisées aux bords du trou. En d'autres termes, ces théories ne prédisent pas l'existence de modes à des fréquences bien définies comme nous l'avons observé.

Il y a selon nous deux raisons principales à cela. D'une part, la plupart des modèles traitent le cas d'ouvertures creusées dans des conducteurs parfaits, lesquels par définition ne peuvent pas soutenir de plasmons de surface. D'autre part, nous avons vu que le point faible des calculs réside dans la simulation correcte des champs au dessus des bords des ouvertures, car ils présentent des singularités très difficiles à modéliser. Or les PSL sont précisément excités sur les bords des ouvertures, ce qui implique d'ailleurs que la distribution des champs locaux qui leur sont associés doit être infiniment plus complexe que le dipôle magnétique observé en champ lointain.

Les PSL n'ont pas non plus été décelés par les travaux expérimentaux antérieurs. Ceci n'est guère étonnant, car les ouvertures de ces études étaient systématiquement pratiquées dans des films métalliques déposés sur verre. Or nous avons vu qu'une telle configuration est très néfaste pour la transmission, car les PSL des embouchures d'entrée et de sortie n'ont pas la même énergie. Par ailleurs, les ouvertures avaient une forme cylindrique, ce qui n'est pas la géométrie la plus favorable pour exciter des PSL.



# Conclusion et perspectives

Les travaux rapportés dans cette thèse ont couvert divers aspects de la transmission de la lumière à travers des ouvertures de taille sub-longueur d'onde. Nous avons pu montrer sans équivoque, et en accord avec les calculs théoriques, que la transmission extraordinaire à travers les systèmes périodiques est un phénomène tunnel exalté par les plasmons de surface. Dans le cas des réseaux de trous, il existe un régime de couplage entre les plasmons de chaque côté de la structure lorsque la profondeur des ouvertures est suffisamment faible. Par contre, cette interaction n'a pas lieu avec les trous uniques entourés de dépressions. Ceci est probablement dû au fait que la surface d'interaction entre les deux côtés du film se limite à l'unique ouverture du système. Une autre différence entre ces structures et les arrangements périodiques de trous concerne la forme des ondes électromagnétiques après transmission. Dans le cas d'un réseau, une onde plane est reconstruite par interférences dans le champ lointain. Il en va autrement pour un trou flanqué de dépressions périodiques uniquement sur la surface d'entrée du film, car ce type de dispositif réémet des ondes sphériques. Il devient toutefois possible de contrôler la forme du front d'onde retransmis en gravant un motif régulier sur la face tournée vers la réémission. Nous avons montré que cette propriété s'expliquait par des interférences entre la lumière directement réémise par l'ouverture centrale et celle qui diffuse sur les corrugations. Il en résulte la formation d'un ou plusieurs faisceaux à la divergence angulaire étonnamment petite, compte tenu de la section apparente très restreinte de la zone de réémission. Ce paradoxe apparent n'a

pas manqué de soulever des questions fondamentales sur le mécanisme détaillé de la directionnalité. Les réponses sont venues d'une étude approfondie ainsi que par des calculs théoriques effectués par les collaborateurs du laboratoire. Un des enseignements de leurs investigations est l'importance de l'excitation de modes propres dans les corrugations, qui permettent une diffusion efficace de l'onde électromagnétique de surface en lumière propagative.

Comme le passage de la lumière à travers les structures étudiées est un effet tunnel, l'intensité transmise dépend de façon exponentielle de la profondeur des ouvertures. Cette dépendance reflète la fonction de coupure des ouvertures qui module la forme du spectre du faisceau retransmis. Nous avons montré qu'en l'absence de couplage entre les deux surfaces, la transmission se décompose en trois étapes indépendantes, et que l'intensité résultante peut alors s'exprimer comme le produit des fonctions qui leur sont associées. La première d'entre elles est la fonction de couplage aux modes de plasmons sur la surface d'entrée, la deuxième n'est autre que la fonction de coupure dont nous venons de parler, et la troisième est une fonction de découplage par le réseau de sortie. L'intensité de transmission est aussi extrêmement sensible aux parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique du matériau dans lequel sont creusées les ouvertures. Les meilleurs résultats sont obtenus sans surprise avec les métaux dont l'indice diélectrique a une forte partie réelle négative et une faible partie imaginaire, ce qui s'accorde bien avec l'implication des plasmons de surface dans l'exaltation de la transmission.

L'étude successive des réseaux de trous puis des ouvertures entourées de corrugations nous a amené à considérer le cas des ouvertures isolées dans des écrans métalliques plats. Nous avons découvert que les plasmons de surface sont également impliqués dans la transmission. Il s'agit cette fois-ci de résonances localisées, dont l'existence n'a pas été prédite par les études théoriques antérieures. Dans le cadre du travail de cette thèse, elle soulève la question du rôle de ces modes dans la transmission des réseaux de trous et des struc-

tures périodiques qui en sont dérivées. Il serait important d'entreprendre une étude pour y répondre, de façon à avoir une vision complète du phénomène de la transmission exaltée.

Nos résultats suggèrent d'autres questions d'ordre fondamental et ouvrent des perspectives de recherche et d'applications. Ainsi, une caractérisation théorique d'une ouverture unique creusée dans un écran métallique opaque réel aiderait beaucoup à comprendre nos résultats expérimentaux sur ces objets. S'agissant des structures périodiques, il manque une formalisation analytique de l'intensité, qui permettrait de prédire l'efficacité de la transmission en fonction de la constante diélectrique du métal et des paramètres géométriques. Il est d'autant plus important de comprendre le mécanisme de transmission des réseaux qu'ils sont étudiés et employés dans le cadre de systèmes plus élaborés. Ainsi, leur interaction avec des molécules suscite un intérêt croissant. Certains laboratoires les utilisent également dans des sondes biologiques, alors que d'autres les exploitent pour faciliter la détection de signaux infrarouges permettant de suivre dans le détail des réactions chimiques à l'échelle d'une monocouche.

La transmission extraordinaire commence aussi à trouver des applications dans le domaine de l'optoélectronique. On peut relever que les structures périodiques à ouverture unique constituent une classe de lentilles d'un type nouveau, ne serait-ce que parce qu'il est possible de découpler l'angle d'entrée et l'angle de sortie pour une fréquence donnée. Certaines études ont également mis en évidence leur capacité à favoriser l'extraction et la focalisation de la lumière de lasers semiconducteurs. Les ouvertures uniques entourées d'un champ de dépressions ont par ailleurs été intégrées dans des têtes de lecture pour le stockage de données optomagnétiques, et ces dispositifs sont actuellement en cours d'évaluation en vue d'une commercialisation éventuelle. Plus généralement, les structures étudiées dans cette thèse peuvent jouer le rôle de composants optiques dans des dispositifs photoniques, en qualité de multiplexeurs, de filtres, ou encore de collimateurs. Dans une perspective encore plus large, il a été démontré que le principe de la transmission exaltée peut être

étendu à d'autres domaines de fréquences telles que les micro-ondes, car les corrugations des systèmes périodiques réalisés à cette échelle créent un indice effectif qui permet l'apparition d'ondes piégées à leur surface. Nous entrons là dans l'univers des métamatériaux, ces structures ou milieux artificiels dont les propriétés n'existent pas dans la nature, et qui nourrissent l'espoir de manipuler la lumière encore plus finement que tout ce qui a été accompli à ce jour. Gageons donc que le potentiel des plasmons de surface est encore loin d'être épuisé, et qu'ils seront appelés à jouer un rôle de premier plan dans la photonique de demain.



# Bibliographie

- [1] E. Hecht. *Optics*. Addison-Wesley, Berlin, 1998.
- [2] J.D. Jackson. *Electrodynamique classique*. Dunod, Paris, 2001.
- [3] W.R. Smythe. *Phys. Rev.*, 72 :1066, 1947.
- [4] C.J. Bouwkamp. *Rep. Progr. Phys.*, 17 :35, 1954.
- [5] H. Bethe. *Phys. Rev.*, 66 :163, 1944.
- [6] C.J. Bouwkamp. *Phililps Res. Rep.*, 5 :401, 1950.
- [7] J.D. Kraus and K.R. Carver. *Electromagnetics*. McGraw-Hill, New York, 1973.
- [8] A. Roberts. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4 :1970, 1987.
- [9] E. Betzig and J.K. Trautman. *Science*, 257 :189, 1992.
- [10] Y. Leviatan. *J. Appl. Phys.*, 60 :1577, 1986.
- [11] A. Roberts. *J. Appl. Phys.*, 65 :2896, 1989.
- [12] R. Wannemacher. *Opt. Commun.*, 195 :107, 2001.
- [13] R.H. Ritchie. *Phys. Rev.*, 106 :874, 1957.
- [14] C.J. Powell and J.B. Swan. *Phys. Rev.*, 118 :640, 1960.
- [15] H. Raether. *Surface Plasmons*. Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [16] W.L. Barnes, A. Dereux, and T. Ebbesen. *Nature*, 424 :824, 2003.
- [17] W.L. Barnes, T.W. Preist, S.C. Kitson, and J.R. Sambles. *Phys. Rev. B*, 54 :6227, 1996.

- [18] L. Martín-Moreno, F.J. García-Vidal, H.J. Lezec, A. Degiron, and T.W. Ebbesen. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :167401, 2003.
- [19] J. Homola, S.S. Yee, and G. Gauglitz. *Sensors Actuat. B*, 54 :3, 1999.
- [20] K. Kneipp, H. Kneipp, I. Izkan, , R.R. Dasari, and M.S. Feld. *J. Phys. C*, 14 :R597, 2002.
- [21] W.L. Barnes. *J. Mod. Opt.*, 45 :661, 1998.
- [22] J.R. Krenn, A. Dereux, J.-C. Weeber, E. Bourillot, Y. Lacroute, J.-P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, and F.R. Aussenegg. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :2590, 1999.
- [23] S.C. Kitson, W.L. Barnes, and J.R. Sambles. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :2670, 1996.
- [24] W.L. Barnes, S.C. Kitson, T.W. Preist, and J.R. Sambles. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14 :1654, 1997.
- [25] J.-C. Weeber, E. Bourillot, A. Dereux, J.-P. Goudonnet, Y. Chen, and C. Girard. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :5332, 1996.
- [26] J.-C. Weeber, A. Dereux, C. Girard, J.R. Krenn, and J.-P. Goudonnet. *Phys. Rev. B*, 60 :9061, 1999.
- [27] E. Devaux, A. Dereux, E. Bourillot, J.-C. Weeber, Y. Lacroute, and J.-P. Goudonnet. *Phys. Rev. B*, 62 :10504, 2000.
- [28] J.-C. Weeber, J.R. Krenn, A. Dereux, B. Lamprecht, Y. Lacroute, and J.-P. Goudonnet. *Phys. Rev. B*, 64 :045411, 2001.
- [29] J.L. Coutaz, M. Nevière, E. Pic, and R. Reinisch. *Phys. Rev. B*, 32 :2227, 1985.
- [30] T.Y.F. Tsang. *Opt. Lett.*, 245 :21, 1996.
- [31] F.J. García-Vidal and J.B. Pendry. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :1163, 1996.
- [32] H. Xu, E.J. Bjerneld, M. Käll, and L. Börjesson. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :4357, 1999.

- [33] J. Prikulis, K.V.G.K. Murty, H. Olin, and M. Käll. *J. Microscopy*, 210 :269, 2003.
- [34] S. Link and M.A. El-Sayed. *J. Phys. Chem. B*, 103 :8410, 1999.
- [35] C.L. Haynes, A.D. McFarland, L.Zhao, R.P. Van Duyne, G.C. Schatz, L. Gunnarsson, J. Prikulis, B. Kasemo, and M. Käll. *J. Phys. Chem. B*, 107 :7337, 2003.
- [36] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, and P.A. Wolff. *Nature*, 391 :667, 1998.
- [37] H.F. Ghaemi, T. Thio, D.E. Grupp, T.W. Ebbesen, and H.J. Lezec. *Phys. Rev. B*, 58 :6779, 1998.
- [38] J.A. Porto, F.J. Garcia-Vidal, and J.B. Pendry. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :2845, 1999.
- [39] E. Popov, M. Nevière, S. Enoch, and R. Reinisch. *Phys. Rev. B*, 62 :16100, 2000.
- [40] L. Martín-Moreno, F.J. García-Vidal, H.J. Lezec, K.M. Pellerin, T. Thio, J.B. Pendry, and T.W. Ebbesen. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :1114, 2001.
- [41] T. Thio, H.F. Ghaemi, H.J. Lezec, P.A. Wolff, and T.W. Ebbesen. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16 :1743, 1999.
- [42] D.E. Grupp, H.J. Lezec, T.W. Ebbesen, K.M. Pellerin, and T. Thio. *Appl. Phys. Lett.*, 77 :1569, 2000.
- [43] T.J. Kim, T. Thio, T.W. Ebbesen, D.E. Grupp, and H.J. Lezec. *Opt. Lett.*, 24 :256, 1999.
- [44] A. Krishnan, T. Thio, T.J. Kim, H.J. Lezec, T.W. Ebbesen, P.A. Wolff, J. Pendry, L. Martín-Moreno, and F.J. garcía Vidal. *Opt. Commun.*, 200 :1, 2001.
- [45] D.E. Grupp, H.J. Lezec, T. Thio, and T.W. Ebbesen. *Adv. Mat.*, 11 :860, 1999.
- [46] T. Thio, K.M. Pellerin, R.A. Linke, H.J. Lezec, and T.W. Ebbesen. *Opt. Lett.*, 26 :1972, 2001.
- [47] T. Thio, H.J. Lezec, T.W. Ebbesen, K.M. Pellerin, A. Nahata G.D. Lewen, and R.A. Linke. *Nanotech.*, 13 :429, 2002.

- [48] U. Schröter and D. Heitmann. *Phys. Rev. B*, 58 :15419, 1998.
- [49] M.M.J. Treacy. *Phys. Rev. B*, page 606, 1999.
- [50] Ph. Lalanne, J.P. Hugonin, S. Astilean, M. Palamaru, and K.D. Möller. *J. Opt. A*, 2 :48, 2000.
- [51] S. Astilean, Ph. Lalanne, and M. Palamaru. *Opt. Commun.*, 175 :265, 2000.
- [52] S. Collin, R. Teissier, and J.-L. Pelouard. *Phys. Rev. B*, 63 :033107, 2001.
- [53] Y. Takakura. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :5601, 2001.
- [54] Q. Cao and Ph. Lalanne. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :057403, 2002.
- [55] M.M.J. Treacy. *Phys. Rev. B*, 66 :195105, 2002.
- [56] F.J. García-Vidal and L. Martín-Moreno. *Phys. Rev. B*, 66 :155412, 2002.
- [57] L.Salomon, F. Grillot, A.V. Zayats, and F. de Fornel. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :1110, 2001.
- [58] R. Müller, V. Malyarchuk, and C. Lienau. *Phys. Rev. B*, 68 :205415, 2003.
- [59] M. Sarrazin, J.-P. Vigneron, and J.-M. Vigoureux. *Phys. Rev. B*, 67 :085415, 2003.
- [60] S. Enoch, E. Popov, M. Nevière, and R. Reinisch. *J. Opt. A*, 4 :S83, 2002.
- [61] N. Bonod, S. Enoch, L. Li, E. Popov, and M. Nevière. *Opt. Express*, 11 :482, 2003.
- [62] J.-M. Vigoureux. *Opt. Commun.*, 198 :257, 2001.
- [63] C.Genet, M.P. van Exter, and J.P. Woerdman. *Opt. Commun.*, 225 :331, 2003.
- [64] M. Sarrazin and J.-P. Vigneron. *Phys. Rev. E*, 68 :016603, 2003.
- [65] A. Degiron, H.J. Lezec, W.L. Barnes, and T.W. Ebbesen. *Appl. Phys. Lett.*, 81 :4327, 2002.
- [66] D. Sarid. *Phys. Rev. Lett.*, 47 :1927, 1981.
- [67] J. Prikulis, P. Hanarp, L. Olofsson, D. Sutherland, and M. Käll. *Nano letters*, 4 :1003, 2004.

- [68] E. D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, London, 1985.
- [69] F.J. García-Vidal, H.J. Lezec, T.W. Ebbesen, and L. Martín-Moreno. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :213901, 2003.
- [70] H.J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R.A. Linke, L. Martín-Moreno, F.J. García-Vidal, and T.W. Ebbesen. *Science*, 297 :820, 2002.
- [71] F.J. García-Vidal, L. Martín-Moreno, H.J. Lezec, and T.W. Ebbesen. *J. Opt. A*, 2 :48, 2000.
- [72] C. Obermüller and K. Karrai. *Appl. Phys. Lett.*, 67 :3408, 1995.
- [73] A. Naber, D. Molenda, U.C. Fischer, H.-J. Maas, C. Höppener, N. Lu, and H. Fuchs. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :210801, 2002.
- [74] A. Degiron, H.J. Lezec, N. Yamamoto, and T.W. Ebbesen. *Opt. Commun.*, In press.
- [75] N. Yamamoto, H. Sugiyama, and A. Toda. *Proc. Roy. Soc. London A*, 452 :2279, 1996.
- [76] N. Yamamoto, K. Araya, and F.J. García de Abajo. *Phys. Rev. B*, 64 :205419, 2001.
- [77] K.L. Kelly, E. Coronado, L.L. Zhao, and G.C. Schatz. *J. Phys. Chem. B*, 107 :668, 2003.
- [78] S.P. Apell, P.M. Echenique, and R.H. Ritchie. *Ultramicroscopy*, 65 :53, 1996.