



UNIVERSITE
DE BOURGOGNE



**Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne
Equipe d'Optique de Champ Proche - UPRESA CNRS n°5027
Faculté des Sciences Mirande - 9, avenue Alain Savary
21011 DIJON Cedex**

Rapport de stage de DEA

***Etude en champ proche optique de
films métalliques comportant des
cavités nanométriques***

Directeurs de Stage : Laurent SALOMON & Frédérique de FORNEL

Année 1998-1999

Table des matières

1	Introduction	3
2	Quelques propriétés relatives aux plasmons	4
2.1	Introduction aux plasmons de volume	4
2.2	Les plasmons de surface	5
2.3	Relation de dispersion pour une interface	5
2.4	Couplage des plasmons non radiatifs de film mince avec la lumière	7
2.4.1	Configuration de Kretschmann	8
2.4.2	Couplage avec une rugosité périodique	9
3	Champ transmis au travers d'un "tamis" à photons	10
3.1	Rappels des résultats d'Ebbesen <i>et al.</i>	10
3.2	Description de la méthode numérique utilisée	11
3.3	Spectre de Transmission à l'ordre 0	12
3.4	Effet du diamètre des cavités	15
3.5	Effet de la période des cavités	17
3.6	Champ électromagnétique diffusé au-dessus des cavités	18
4	Conclusion	21
	Annexe	22

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de stage, Laurent Salomon pour m'avoir aidé, conseillé et ce, pendant de nombreuses heures. Je le remercie pour les nombreuses discussions de physique que nous avons eues. Qu'il sache combien j'ai apprécié son dynamisme et sa disponibilité permanente. Ceci a été fondamental pour mener à bien cette étude.

Je remercie également Madame Frédérique de Fornel pour la confiance qu'elle m'a témoigné en m'accueillant dans son équipe "Optique de champ proche". Elle a su me faire bénéficier de ses compétences scientifiques. Qu'elle sache combien j'ai apprécié sa gentillesse, ses conseils et sa rigueur pendant toute la durée de ce stage de DEA.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur Jean-Paul Dufour, Doyen de l'UFR Sciences et Techniques pour ses conseils et pour son aide précieuse lors de la rédaction.

Toute ma reconnaissance également envers A. Rahmani, L. Berguiga, C. Lupi, P.C. Chaumet et G. Bassou pour les nombreux conseils qu'ils ont su m'apporter dès mon arrivée en Septembre au sein de l'équipe.

Enfin, j'adresse un grand remerciement à toutes les personnes qui ont collaboré de façon directe ou indirecte à la réalisation de ce mémoire et qui m'ont permis de m'intégrer rapidement, en tant qu'étudiant au sein du Laboratoire de Physique.

1 Introduction

L'étude de surfaces métalliques comportant des défauts aléatoires ou périodiques a toujours suscité un intérêt important en raison des interactions optiques qui prennent place le long de ces interfaces. En effet, la rugosité de ces surfaces permet, quelque soit leur nature, de coupler l'onde électromagnétique incidente aux plasmons de surface (modes électromagnétiques résonnants) moyennant une adaptation de la composante du vecteur d'onde de la lumière incidente à celle de ces modes. Ce résultat a été utilisé, par exemple, pour caractériser optiquement les surfaces [1] ainsi que pour déterminer les courbes de dispersion des plasmons de surface, principalement par des mesures de réflectivité [2].

Récemment, un regain d'intérêt a été porté sur des structures bi-périodiques [3] permettant d'obtenir une transmission lumineuse fortement augmentée. Le système utilisé ici est un film métallique percé de trous cylindriques (pouvant être assimilés à des microcavités) de taille sub-longueur d'onde répartis de manière uniforme. Cette étude expérimentale, faisant varier plusieurs paramètres (épaisseur et nature du métal, motif du double réseau, taille des trous et période du double réseau) montre que l'intensité émise à travers cette structure est augmentée de manière importante par rapport à un film métallique identique mais dépourvu de cavités. Ce résultat montre également que le pouvoir de transmission de ce dispositif est bien plus grand que celui décrit par un système à n ouvertures découplées [4,5]. Cette expérience montre une nouvelle fois le rôle important joué par les plasmons de surface sur les propriétés optiques de structures métalliques et explique en partie la forte augmentation de la lumière transmise par le couplage de la lumière avec ces modes de surface. De nombreuses applications peuvent être envisagées notamment dans le domaine de l'optoélectronique (modulateurs de lumière, filtres optiques accordables,...).

Ce travail de DEA initié par les travaux menés par T.W.Ebbesen de l'Université de Strasbourg ainsi que d'une équipe de chercheurs de NEC Research Institute à Princeton (USA) s'inscrit dans la poursuite des travaux menées dans notre propre groupe et relative aux études théoriques et expérimentales des plasmons de surface. Nous introduirons succinctement le concept de plasmons de surface nécessaire pour la compréhension du sujet puis, nous décrirons l'échantillon ainsi que le dispositif expérimental utilisé par Ebbesen. Nous étudierons ensuite les résultats correspondant au spectre de transmission et à l'intensité diffusée dans le champ proche au-dessus des cavités. Pour terminer, nous donnerons une conclusion générale sur les résultats obtenus au cours de ce stage et nous évoquerons les perspectives possibles que nous pourrions être amenés à développer pour poursuivre cette étude.

2 Quelques propriétés relatives aux plasmons

2.1 Introduction aux plasmons de volume

De nombreuses propriétés électroniques fondamentales de l'état du solide peuvent s'expliquer à l'aide du mouvement des électrons dans un réseau périodique d'atomes : différence entre isolants et conducteurs, apparition de bandes interdites, masse effective... [6]. Cependant, une approche plus simpliste (par exemple le modèle de Drude) reposant sur le concept **d'électrons libres** permet d'expliquer simplement quelques phénomènes physiques : conductibilité d'un métal, propriétés thermiques ou optiques d'un gaz d'électrons [7]. Dans ce dernier cas, nous allons montrer qu'un milieu comportant un gaz d'électrons peut être le siège d'oscillations de densité de charges.

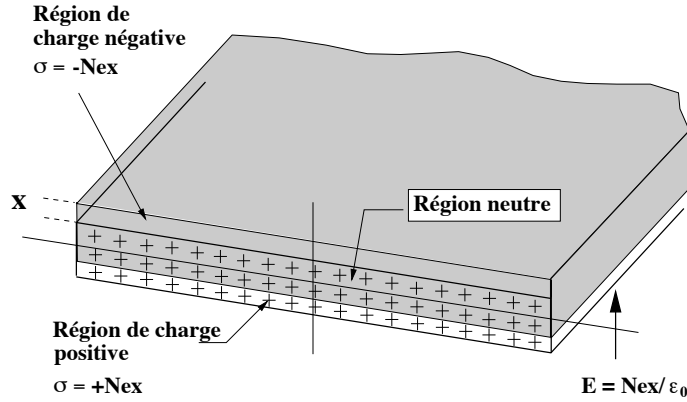


FIG. 1 – Représentation d'une tranche du métal

Nous exposons ici rapidement le raisonnement décrit en détail par Tonks et Langmuir [8]. Soit un milieu en équilibre électrique qui comporte des charges libres positives et négatives, par exemple des électrons et des ions positifs ; si l'on déplace d'une certaine longueur x chaque électron à l'intérieur d'une région limitée par deux plans parallèles, indéfinis et perpendiculaires à la direction de déplacement (Fig. 1), l'amplitude du champ électrique qui apparaît a alors pour expression :

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{Nex}{\epsilon_0} \quad (1)$$

où σ est la densité de charge superficielle égale à Nex si N désigne la densité électrique volumique et e la valeur absolue de la charge de l'électron. L'équation du mouvement de l'électron (de masse m) s'écrit alors :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -eE = -\frac{Ne^2x}{\epsilon_0} \quad (2)$$

définissant la pulsation propre ω_p appelée **pulsation d'oscillation de plasma** avec :

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \quad (3)$$

Cette oscillation de plasma constitue une excitation du gaz d'électrons. Celle-ci est représentée comme le déplacement uniforme d'un gaz d'électrons dans une tranche de métal. Celui-ci se déplace en bloc par rapport à l'ensemble des ions positifs. Le déplacement x entraîne un champ de rappel $E_r = -Nex/\epsilon_0$ dans la même direction que le déplacement, ce qui procure le caractère **longitudinal** à l'oscillation ainsi créée.

Pour décrire l'aspect **collectif** de cette excitation, Bohm et Pines [9] ont montré qu'il est important de décrire le gaz d'électrons dans sa globalité. C'est-à-dire de décrire le mouvement des n électrons contenus dans une boîte en tenant compte des interactions multiples entre électrons (forces Coulombiennes de très longue portée en $1/r^2$). En réalité, dans ce modèle, le gaz d'électrons présente à la fois des propriétés collectives et individuelles. La séparation de ces deux contributions est difficile à préciser, mais Bohm et Pines ont montré que l'aspect collectif est d'autant plus prépondérant que la densité électronique N est grande, ce qui est le cas pour les métaux. L'oscillation de plasma, mise en évidence précédemment, s'appelle aussi **plasmon de volume** ; il peut être excité en faisant traverser un film métallique par un électron ou en faisant se réfléchir un électron (ou un photon) sur ce film. Dans ce cas l'électron réfléchi ou transmis perd une énergie égale à un multiple entier de l'énergie du plasmon [10].

2.2 Les plasmons de surface

L'existence de **plasmons de surface** (PS) a été introduite pour la première fois par Ritchie en 1957 [11]. En tenant compte de l'effet de dépolarisation à la surface d'un film très mince, il trouve des valeurs réduites pour la fréquence ω_p . Un plasmon de volume de fréquence propre ω_p doit s'accompagner de PS de fréquence ω_s inférieure à ω_p . Pour introduire l'existence de ces PS, différentes approches ont été utilisées : en décrivant les électrons de conduction à l'aide des équations de Bloch [11], en utilisant la théorie diélectrique proposée par Stern et Ferrell [12]. Dans le cas des PS, on montre que le mouvement des électrons crée aussi une oscillation longitudinale de la densité de charge locale se propageant le long de l'interface. Les différentes configurations du champ électromagnétique associées aux vibrations constituent des **modes propres**, il existe par conséquent des conditions de résonance particulières à chacun de ces modes. Discutons de ces modes, en commençant par le cas le plus simple c'est-à-dire le cas d'une interface séparant un métal d'un diélectrique.

2.3 Relation de dispersion pour une interface

L'étude des modes créés à partir d'une interface peut apparaître académique (en raison de leur utilisation expérimentale limitée), cependant ceux-ci permettent, sur un exemple simple, d'appréhender leurs caractéristiques. Ces modes peuvent être déterminés en cherchant des solutions particulières des équations de Maxwell, sous la forme d'ondes planes, satisfaisant aux conditions de continuité du champ électromagnétique [13]. Contrairement au modèle électrostatique, les effets de retard du champ ne sont pas négligés. Ceux-ci étant d'autant plus important que le module du vecteur d'onde de la lumière k est faible devant ω_p/c .

Dans le cas d'une interface Métal/Diélectrique (de permittivités respectives ϵ_2 et ϵ_1 , Fig. 2), la composante tangentielle du champ électrique est continue, il ne peut y avoir propagation de modes en polarisation s. En effet, une densité de charge en surface n'existe que s'il y a discontinuité de la composante normale du champ électrique à l'interface des deux milieux. Par conséquent, les oscillations ne peuvent se propager qu'en polarisation p (champ magnétique perpendiculaire à la direction de propagation). Les PS sont ainsi des modes transverses magné-

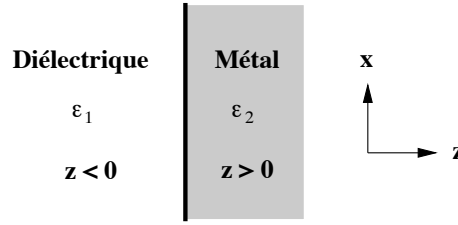


FIG. 2 – *Interface Métal/Diélectrique*

tiques. En effet pour cet état de polarisation ($\mathbf{H}$ est porté par $\mathbf{u}_y$), la condition de continuité de H_y sur l'interface s'écrit :

$$\frac{\epsilon_1}{k_{1z}} = -\frac{\epsilon_2}{k_{2z}} \quad (4)$$

Dans ce cas, en utilisant la relation (4) et la relation donnant le module au carré du vecteur d'onde dans les deux milieux ($k_x^2 + k_{iz}^2 = \epsilon_i \omega^2 / c^2$ où $i \in [1, 2]$), on aboutit à une relation entre k_x et ω où k_x est la composante parallèle à la surface du vecteur d'onde de l'onde de surface. La relation liant ω à k_x est l'équation de dispersion des plasmons de surface d'une interface métallique semi-infinie, et elle s'exprime par :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} = \frac{2\pi}{\lambda_p} \quad (5)$$

avec λ_p la longueur d'onde du plasmon, c la vitesse de la lumière et ω la pulsation plasmon.

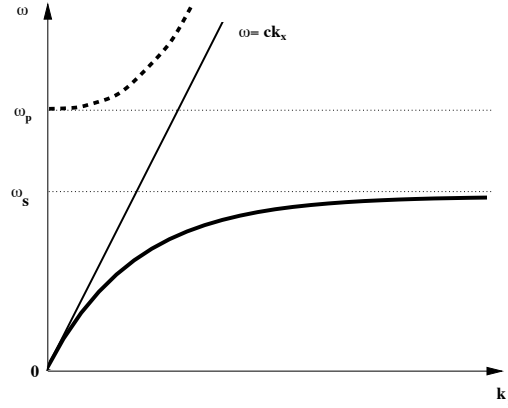


FIG. 3 – *Courbe de dispersion des plasmons de surface.*

Une forme explicite de l'équation de dispersion peut être obtenue à partir de la relation (5) et en utilisant le modèle de Drude ($\epsilon_2(\omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$) :

$$\Omega_{\pm}^2 = \frac{1 + (1 + \frac{1}{\epsilon_1})K^2}{2} \pm \frac{1}{2} \left[1 + (1 + \frac{1}{\epsilon_1})K^2 - \frac{4K^2}{\epsilon_1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

avec $\Omega = \omega/\omega_p$ et $K = ck_x/\omega_p$. On distingue à partir de là, deux types de modes suivant que la composante k_{1z} du vecteur d'onde de l'oscillation dans le milieu diélectrique est réelle ou imaginaire pure.

- **Plasmons radiatifs ou modes de Brewster :** k_{1z} est réel et le champ électrique se propage au-delà de l'interface. On a ici $k_x < \omega/c$ et $0 < \epsilon_2(\omega) < 1$. Ce ne sont plus à proprement parler des modes de surface. Ils peuvent se coupler directement à la lumière. Dans ce cas, la branche de la relation de dispersion (en pointillés sur la Fig. 3) est située à gauche de la "droite de lumière" $\omega = ck_x$. Il n'en sera pas fait mention ultérieurement.
- **Plasmons non radiatifs ou modes de Fano :** k_{1z} est imaginaire et le champ décroît exponentiellement au-delà de l'interface. Dans ce cas, on a $k_x > \omega/c$ et $\epsilon_2(\omega) < -\epsilon_1$. Les plasmons non radiatifs ne se couplent pas directement à la lumière. En effet, la branche de la courbe de dispersion (en "traits pleins" sur la Fig. 3) est située à droite de la 'droite de lumière'.

Nous allons maintenant examiner le cas du film mince métallique en raison de la géométrie adoptée dans la suite de l'étude.

2.4 Couplage des plasmons non radiatifs de film mince avec la lumière

On se place maintenant dans l'hypothèse du film mince métallique (de constante diélectrique ϵ et d'épaisseur h), plongé dans le même milieu diélectrique (de constante ϵ_1) Fig. 4 .

De manière analogue à l'interface, il est possible de trouver la relation de dispersion caracté-

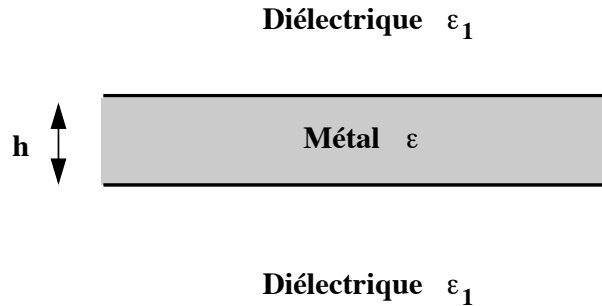


FIG. 4 – *Film mince métallique d'épaisseur h*

ristique du film mince. Pour alléger l'exposé, nous ne rappelons pas ici les expressions que l'on peut trouver dans la littérature [13], mais en simplifiant les choses, on admet dans la plupart des cas que la courbe de dispersion associée aux plasmons non radiatifs du film mince est la superposition des 2 branches associées respectivement à chacune des interfaces. Cette approximation est valide lorsque l'effet de couplage entre les 2 interfaces peut être négligé en première approximation, ce qui est le cas dans de nombreuses applications. Il est à noter que comme dans le cas de l'interface, seul un mode longitudinal peut exister dans cette géométrie. Dans ce cas, l'excitation des plasmons de surface non radiatifs peut s'effectuer par l'intermédiaire soit d'électrons soit de photons [13]. Sans rentrer dans les détails, nous allons rappeler les différentes méthodes d'excitation par la lumière qui nous seront nécessaires pour la discussion de nos résultats dans la seconde partie.

Comme dans le cas d'une interface unique, il ne peut y avoir de couplage direct du plasmon non radiatif avec la lumière car pour une pulsation ω donnée, la composante parallèle à la surface $k_{\parallel}$ du vecteur d'onde du photon est toujours inférieure à k_x . Mais si l'on peut augmenter $k_{\parallel}$ jusqu'à le faire coïncider avec k_x , on a alors un processus résonnant. Cela peut être réalisé de différentes manières. Nous allons en décrire deux : la configuration dite de Kretschmann [14] et l'utilisation d'une rugosité périodique [15].

2.4.1 Configuration de Kretschmann

Précédemment, nous venons de rappeler qu'il était impossible d'exciter un plasmon non radiatif sur l'une des interfaces d'un film mince métallique, si celui-ci est plongé dans deux milieux diélectriques de même indice (par exemple, un film mince dans l'air).

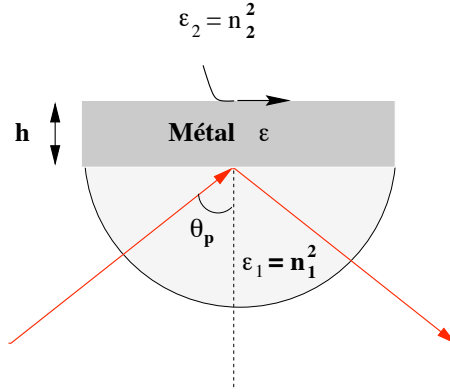


FIG. 5 – *Configuration de Kretschmann*

La configuration de Kretschmann (Fig. 5) va contourner cette impossibilité [14] en rendant le système assymétrique; les 2 milieux diélectriques possèdent donc des indices optiques différents. Dans ce cas, lorsque la lumière pénètre dans un milieu d'indice n (le plus réfringent), alors le

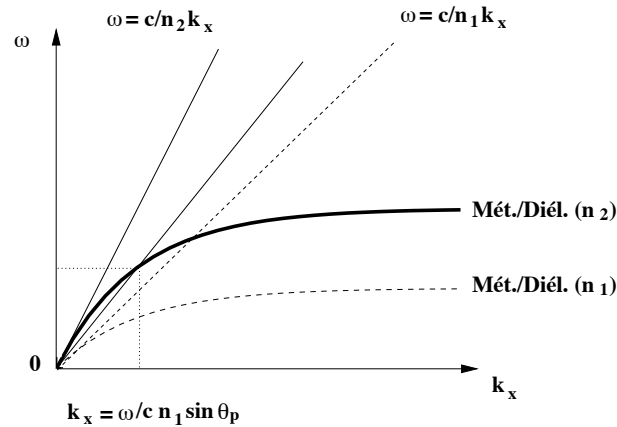


FIG. 6 – *Couplage des plasmons non radiatifs grâce à un milieu d'indice n*

module du vecteur d'onde est multiplié par n . Si n est choisi de telle sorte que le produit nk soit

supérieur à k_x , alors pour une incidence particulière θ_p , $nk \sin \theta_p$ sera égal à k_x , et la relation de dispersion sera vérifiée (Fig. 6).

Le fait que l'onde incidente entre par le milieu le plus réfringent implique que le plasmon de surface ne peut être excité que sur l'une des interfaces, c'est à dire ici sur l'interface formée par le métal et le diélectrique le moins réfringent.

2.4.2 Couplage avec une rugosité périodique

Lorsque la lumière rencontre une surface au profil irrégulier ou dans le cas le plus simple un réseau de pas a (Fig. 7(a)), alors $k \sin \theta$ peut par diffraction être augmenté de mk_r ($m \in \mathbb{N}$, $k_r = 2\pi/a$, vecteur du réseau réciproque) et par conséquent être égal à k_x , chemin (1→2) Fig. 7(b) [15]. Par ce processus, nous voyons qu'une onde radiative peut se coupler à un mode non radiatif. Mais ce processus fonctionne aussi en sens inverse. L'onde précédente une fois augmentée de la bonne quantité mk_r peut se désexciter par soustraction d'un ou plusieurs multiples de k_r , chemin (1←2) Fig. 7(b). Donc, en généralisant si la surface métallique possède une rugosité périodique, on parlera alors de **diffraction** et s'il se superpose une rugosité aléatoire (ce qui est toujours plus ou moins le cas pour un film métallique évaporé), on parlera alors de **diffusion**. La quantité de lumière diffractée dépend du nombre d'ordres créés et de l'amplitude de ces ordres alors que la quantité de lumière diffusée dépend de la taille de la rugosité et par conséquent de la géométrie de l'interface. On peut noter aussi que la désexcitation du plasmon peut se faire de manière non radiative sous forme de vibrations de réseau (phonons) [16], d'excitations électroniques individuelles, ou de photo-électrons.

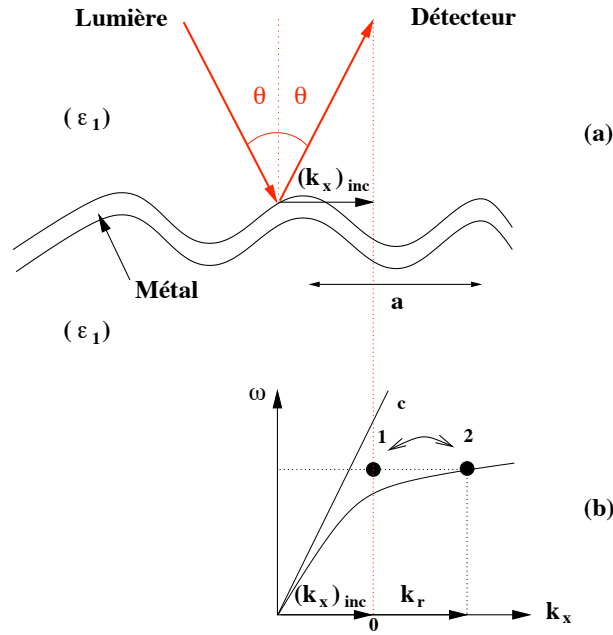


FIG. 7 – Excitations de plasmons non radiatifs par la lumière grâce à un réseau de période a

3 Champ transmis au travers d'un "tamis" à photons

3.1 Rappels des résultats d'Ebbesen *et al.*

Ebbesen *et al.*[3] ont illuminé une couche d'argent déposée sur une lame de quartz percée d'ouvertures cylindriques périodiquement espacées dans les deux directions. Sur la Fig. 8, nous avons représenté un schéma de l'échantillon et de son dispositif d'étude. L'onde plane incidente de longueur d'onde λ_0 dans l'air éclaire le double réseau en **incidence normale** par le côté quartz. Cette étude expérimentale faisant varier différents paramètres (épaisseur et nature du

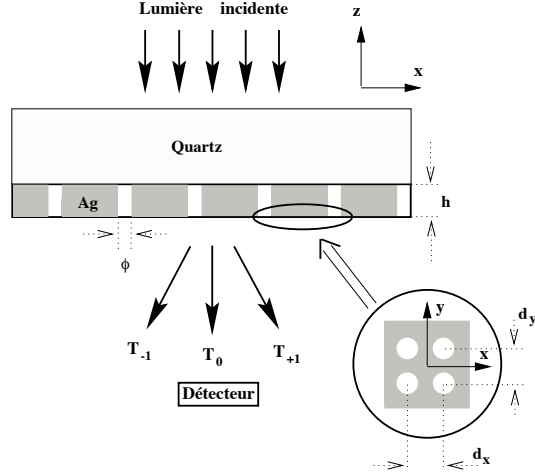


FIG. 8 – Présentation du dispositif expérimental.

métal, motif du double réseau, taille des trous et période du double réseau) montre que l'intensité émise à travers cette structure est augmentée de manière importante par rapport à un film métallique identique mais dépourvu de cavités. La Fig. 9, ci-dessous nous montre le spectre de transmission à l'ordre 0 obtenu avec des trous $\phi = 150 \text{ nm}$ de diamètre, de période dans les deux directions $d_x = d_y = 900 \text{ nm}$ sur un film métallique d'argent d'épaisseur $h = 200 \text{ nm}$ [17]. Cette étude montre que le pouvoir de transmission d'un tel dispositif est bien plus grand que

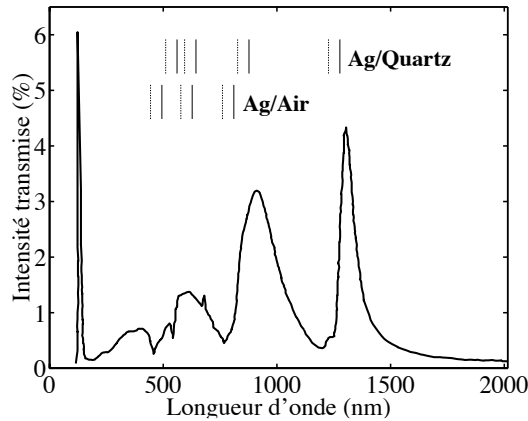


FIG. 9 – Spectre de transmission à l'ordre 0 (Ebbesen *et al.*)

celui formé par un système à n ouvertures uniques découplées [4,5]. L'interprétation de cette expérience faite par Ebbesen *et al.* met en évidence le rôle joué par les plasmons de surface (positions de ces résonances ainsi que les anomalies de Wood sont données sur la Fig. 9 respectivement par des traits pleins verticaux et des traits en pointillés, ceci pour les deux interfaces) sur les propriétés optiques de structures métalliques qui explique en partie la forte augmentation de l'intensité transmise au travers du double réseau. L'augmentation de la transmission est le résultat de l'interaction de la lumière incidente avec les plasmons de surface. L'ordre 0 de transmission présente aussi un certain nombre de minima qui sont attribués aux **anomalies de Wood** [18] intervenant lorsque une onde radiative associée à un ordre de diffraction apparaît ou disparaît. Au travers du chapitre suivant, on se propose d'étudier théoriquement le champ diffracté, en champ proche et en champ lointain par ce "tamis" à photons. On discutera et l'on comparera, dans un premier temps les principaux résultats obtenus par Ebbesen *et al.* avec les nôtres, puis nous présenterons les distributions de l'intensité (liée au champ électromagnétique) en champ proche. Toutefois, avant de commenter nos résultats, il convient de décrire, sans rentrer dans les détails la méthode numérique utilisée pour la résolution de notre problème.

3.2 Description de la méthode numérique utilisée

Différentes techniques numériques sont disponibles pour calculer le champ électromagnétique en champ lointain et en champ proche de structures diffractantes (méthode des dipôles couplés [19], méthode intégrale, méthode modale, méthode différentielle,...) [20]. Cette dernière méthode a été principalement utilisée pour calculer l'efficacité des réseaux en transmission et en réflexion et a été reprise pour le calcul du champ proche diffracté par des structures diélectriques et métalliques [20] sub-longueur d'onde. Un des objectifs de ce travail est de montrer qu'avec la méthode différentielle, il nous est possible de calculer l'intensité diffractée aussi bien en champ proche qu'en champ lointain au-dessus d'un film métallique comportant un double réseau de cavités cylindriques. Sans rentrer dans le détail de cette méthode (le lecteur pourra se reporter à l'annexe pour de plus amples informations), celle-ci décrit le champ électromagnétique ($\mathbf{E}, \mathbf{H}$) par un développement de Rayleigh dans les deux zones (Quartz et Air) en dehors de la zone modulée (film métallique), le but étant de calculer l'amplitude des ondes évanescentes et propagatives apparaissant dans les deux zones homogènes.

Ensuite, on écrit les conditions de continuité des champs aux deux interfaces Quartz/Métal et Métal/Air; on obtient alors un système d'équations aux dérivées partielles valable aussi bien au sens des fonctions que des distributions. On développe les composantes des champs ainsi que le module au carré du vecteur d'onde dans la zone modulée en série de Fourier. Puis on tronque le système en un ensemble fini d'équations différentielles couplées.

L'intégration du système au travers de la zone modulée se fait grâce à l'algorithme de Runge-Kutta. En utilisant des techniques standards d'inversion de matrices, on détermine la valeur des amplitudes des ondes évanescentes et radiatives de part et d'autre de la zone modulée (c'est à dire du film métallique). Dès que l'on connaît l'amplitude de ces ondes, il est possible par une intégration supplémentaire du système différentiel de calculer les valeurs des composantes du champ à l'intérieur de la zone modulée, c'est-à-dire dans le film métallique et dans les cavités cylindriques. La méthode utilisée est très puissante puisqu'elle permet de résoudre le problème de la diffraction des réseaux quelque soit la polarisation du champ électrique incident et de calculer l'intensité véhiculée par les différents ordres transmis aussi bien en champ proche ($z \in [0, \lambda/2]$) qu'en champ lointain ($z \gg \lambda/2$). Cependant, cette méthode n'est pas universelle et les utilisateurs doivent porter une attention toute particulière aux résultats. Différents tests

de convergence doivent être effectués pour la validation des résultats. Pour exemple, on peut citer : **la conservation de l'énergie** sur les modes propagatifs ou **la stabilité** des résultats en champ proche en fonction du nombre de termes dans la décomposition de Fourier (modes), et du nombre de pas d'intégration dans la zone modulée.

3.3 Spectre de Transmission à l'ordre 0

Avec la méthode différentielle, nous avons simulé l'expérience d'Ebbesen : éclairage en incidence normale ($\mathbf{E}$ porté par $\mathbf{u}_y$) et calculé la transmission ($I_t/I_{incident}$) à l'ordre 0 en champ lointain au travers du "tamis" (film avec cavités). Pour des raisons de stabilité numérique, nous avons dû limiter pour le moment l'épaisseur de la couche d'argent à 20 nm.

Notre simulation numérique montre que la transmission est supérieure à 99% sur l'ordre 0 (sur tout le spectre considéré c'est-à-dire pour les longueurs d'onde allant de 300 nm à 1500 nm). Etudions maintenant les spectres théoriques représenté sur la Fig. 10 d'une part pour un film mince d'argent (sans cavités) et un double réseau (éclairé du côté quartz) dont les caractéristiques sont les suivantes : **diamètre des trous**, $\phi = 300$ nm et **périodicité dans les deux directions**, $d_x = d_y = d = 900$ nm. Nous constatons tout d'abord, la présence

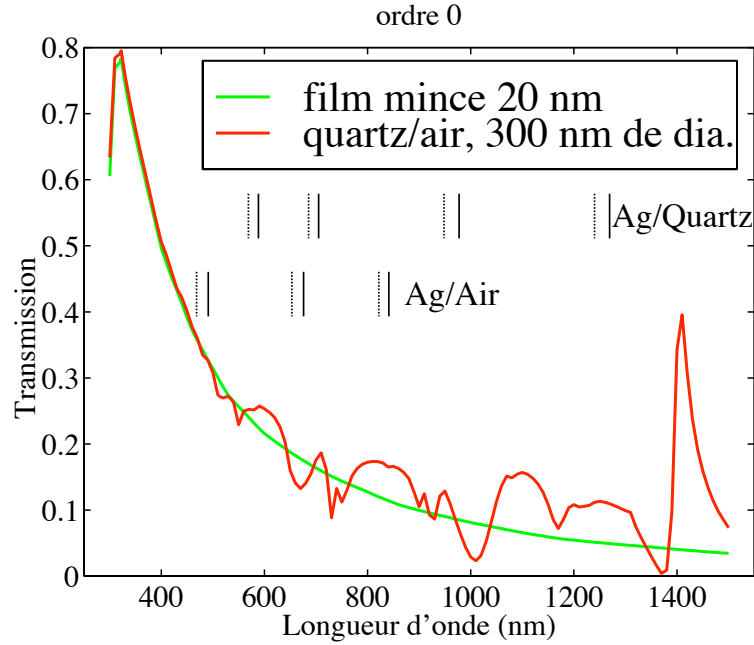


FIG. 10 – Spectre de transmission à l'ordre 0 avec $d = 900$ nm, $h = 20$ nm et $\phi = 300$ nm.

d'un pic à $\lambda = 326$ nm qu'Ebbesen avait noté et qui correspond au plasmon de volume de l'argent (ou plasmon de "bulk"). Jusqu'à $\lambda = 500$ nm, les réponses spectrales du film mince et du "tamis" se confondent ; tout se passe comme si les trous, de taille inférieure à la longueur d'onde, ne laissaient pas passer la lumière (tout au moins à l'ordre zéro). Pour des longueurs d'onde supérieures à 500 nm, la courbe de transmission du "tamis" oscille de part et d'autre de la courbe de transmission du film mince. Outre le pic à 326 nm, un maximum de transmission est obtenu pour $\lambda = 1420$ nm ; il correspond à près de dix fois le rayon d'un trou dans le réseau. Bien que l'amplification relative soit moins importante pour un "tamis" de 20 nm comportant des cavités ($\phi = 300$ nm), que pour un "tamis" d'épaisseur 200 nm, nous obtenons dans notre

cas un pouvoir de transmission de 37%. D'autre part, des minima typiques sont observés vers 1000 nm (proche de la valeur de la période) et à $\lambda = n_1 d = 1310$ nm (interface Métal/Silice). Ebbesen a suggéré que ces pics et ces minima pouvaient être associés respectivement au couplage de la lumière avec les plasmons de surface (par l'intermédiaire des cavités) et aux anomalies de Wood. Examinons maintenant, de façon détaillée ces deux hypothèses.

Le couplage de la lumière avec les plasmons de surface se traduit par une augmentation de la transmission car une fois que ceux-ci sont excités, ils se désexcitent en raison de la rugosité (cavités) en émettant de la lumière (voir le processus explicité au chapitre 2.4.2). L'excitation des plasmons de surface se produit lorsque ceux-ci vérifient la condition de résonance suivante :

$$\mathbf{k}_{\text{SP}} = (\mathbf{k}_{\text{inc}})_{\parallel} \pm pG_x \mathbf{u}_x \pm qG_y \mathbf{u}_y \quad (7)$$

avec $p, q \in \mathbb{N}$, $\mathbf{k}_{\text{SP}}$ est le vecteur d'onde du plasmon de surface et $G_x = G_y = 2\pi/d$ sont les composantes du réseau réciproque. Dans notre cas, l'échantillon est éclairé en incidence normale d'où $(\mathbf{k}_{\text{inc}})_{\parallel} = \mathbf{0}$. La relation (7) se met donc sous la forme :

$$\mathbf{k}_{\text{SP}} = \pm p \frac{2\pi}{d} \mathbf{u}_x \pm q \frac{2\pi}{d} \mathbf{u}_y \quad (8)$$

En raison de la faible épaisseur de la zone modulée par rapport à la période du réseau ($h/d \approx 0.022$), nous pouvons utiliser une **théorie perturbative** [21]. Dans ce cas, les longueurs d'ondes de résonance peuvent être calculées à partir de la condition de résonance (8) en supposant que la relation de dispersion pour chaque interface (Métal/Air et Métal/Quartz) est identique à la relation de dispersion d'une interface simple non perturbée (c'est à dire sans trou) et sans effet de couplage entre les deux interfaces. Dans ce cas, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la relation de dispersion pour chaque interface s'écrit :

$$|\mathbf{k}_{\text{SP}_i}| = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_i \epsilon}{\epsilon_i + \epsilon}} \quad (9)$$

Dans la relation (9), ω est la pulsation, ϵ_i est la constante diélectrique de l'air ($i = 1$) ou du quartz ($i = 2$) et ϵ celle du métal. En incidence normale, on tire des équations (8) et (9) :

$$\lambda_{SP}(p, q) = \frac{d}{\sqrt{p^2 + q^2}} \left(\frac{\epsilon_i \epsilon}{\epsilon_i + \epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

La position des résonances est imposée par les valeurs prises par le couple d'entiers (p, q) . Dans notre situation, selon le type de l'interface (Métal/Air $\epsilon_1 = 1.00$ ou Métal/Quartz $\epsilon_2 = 2.12$), la position des modes résonants se situe à des longueurs d'onde différentes, que nous avons représenté par des traits "pleins", pour les deux interfaces sur la Fig.10. Il est à noter que de manière analogue aux résultats donnés par Ebbesen, ces résonances plasmons ne coïncident pas exactement avec les maxima observés soit sur la courbe expérimentale (Fig.9) soit sur la courbe calculée (Fig.10). Il est vrai qu'en utilisant une méthode perturbative, la position des résonances calculées par la relation (10) n'est que très proche des valeurs exactes. Ces différences peuvent s'expliquer par le fait que le calcul perturbatif ne tient pas compte de différents paramètres (diamètre et hauteur des cavités, forme et indice de réfraction des cavités) qui vont influencer

sur la position des résonances ainsi que sur la valeur de la transmission à l'ordre 0 comme sur n'importe quel autre ordre.

De manière analogue aux maxima (pouvant être attribués aux plasmons de surface), des minima apparaissent dans le spectre de transmission associés à ce que l'on appelle **anomalies de Wood** [10]. Celles-ci se produisent à certaines longueurs d'onde. Pour un réseau et une incidence donnés, ces longueurs d'onde correspondent à l'apparition ou la disparition d'une onde plane progressive diffractée au-dessus ou au-dessous du réseau. La cause de ces anomalies est attribuée à un phénomène de redistribution brutale de l'énergie diffractée entre les diverses ondes planes s'échappant du réseau. On les observe aussi bien pour les réseaux diélectriques que pour des réseaux métalliques. Elles se traduisent par des discontinuités dans les courbes de transmission ou de réflexion d'un réseau, ou dans leurs dérivées [22]. La condition d'obtention des anomalies de Wood est similaire à l'équation (9); toutefois, au lieu de générer un plasmon de surface avec un vecteur d'onde $\mathbf{k}_{SP}$, une onde radiative rasant l'interface prend naissance ou disparaît. Le vecteur d'onde de la lumière rasante est donné par la relation :

$$\mathbf{k}_{Wood} = \frac{n_i \omega}{c} \mathbf{n} = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_i}}{c} \mathbf{n} \quad (11)$$

avec ϵ_i la permittivité du milieu diélectrique et $\mathbf{n}$ un vecteur unitaire du plan ($\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y$). Par combinaison des équations (8) et (11) il vient :

$$\lambda_{Wood}(p, q) = \frac{d}{\sqrt{p^2 + q^2}} \sqrt{\epsilon_i} \quad (12)$$

On obtient différentes longueurs d'onde (λ_{Wood}) représentatives de ce phénomène déterminées par les nombres entiers p et q . Nous avons représenté sur la Fig.10 par des traits en pointillés les différentes positions des anomalies de Wood dues à l'interface Métal/Air (Quartz/Métal). Contrairement aux résonances (plasmons de surface) calculées par une méthode perturbative, la position des anomalies de Wood sur la Fig.10 est déterminée exactement mais il nous est difficile de déterminer quantitativement les modifications apportées au spectre de transmission par ce phénomène. Nous voyons sur cette figure (comme d'ailleurs sur la Fig. 9) que la position de ces anomalies ne semble pas correspondre parfaitement aux minima de la courbe de transmission. Pour mieux appréhender ce phénomène, nous avons repris un échantillon de forme identique en remplaçant le métal par un diélectrique (ici du quartz). De cette manière, l'effet de plasmon de surface lié au métal disparaît, et le phénomène lié à l'anomalie de Wood sera plus visible. Nous avons représenté sur la Fig.11, la courbe de transmission à l'ordre 0 ainsi que la courbe de transmission totale (comportant tous les ordres radiatifs) du double réseau de quartz afin de faire apparaître la position des anomalies de Wood pour les faibles longueurs d'onde. Nous remarquons (Fig. 11) différents points comportant des discontinuités dans les tangentes aux courbes de transmission. Nous avons aussi repéré par des flèches la position des anomalies de Wood calculée par la relation (12). Nous voyons qu'il existe un bon accord entre la position de ces flèches et les discontinuités des dérivées des courbes de transmission. Toutefois, si l'on prête une attention minutieuse aux échelles utilisées sur les courbes de la Fig. 11, on se rend compte qu'un tel phénomène induit des variations faibles de la valeur de la transmission. Ceci montre, bien que notre échantillon soit différent (partie métallique), que l'association des minima aux anomalies de Wood n'est pas établie avec certitude.

Comme nous venons de le voir, nous n'avons pas d'explication définitive relative à la position des minima, il en est de même des maxima qui semblent associés à l'excitation des plasmons de surface.

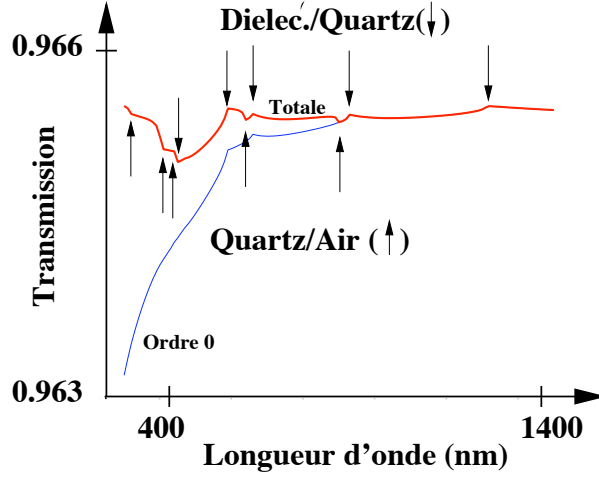


FIG. 11 – Courbe de transmission totale et à l'ordre 0 pour un réseau diélectrique, et positions des anomalies de Wood.

Ces résultats montrent qu'il est difficile d'expliquer quantitativement le signal transmis au travers de telles structures sans tenir compte de la géométrie **complète** de l'échantillon. Par exemple, nous avons montré que les modes de surfaces excités (PS) de part et d'autre des deux interfaces sont différents selon le type de milieu diélectrique mis en jeu (air ou quartz). Nous avons aussi simulé l'éclairage de l'échantillon par le côté air et regardé l'intensité diffractée à l'ordre 0 au travers du quartz. Les deux spectres sont identiques confirmant d'ailleurs le résultat expérimental obtenu par Ebbesen. Ce résultat prouve que le rôle des plasmons n'explique pas tout. Les caractéristiques des courbes de transmission obtenues (aussi bien théoriques, qu'expérimentales) sont dépendantes, par exemple, de la dimension des trous ou de la périodicité du motif. Nous allons examiner maintenant ces deux derniers paramètres.

3.4 Effet du diamètre des cavités

Dans cette section, nous avons simulé la transmission au travers du double réseau décrit précédemment ($d = 900 \text{ nm}$, métal = Ag), pour différents diamètres de trous, 150 nm , 225 nm , 250 nm , et 275 nm et reporté les résultats respectivement sur les Fig. 12(a), (b), (c), (d). Nous remarquons différentes choses :

- Nous voyons que le pic qui est était présent sur la Fig. 10, vers 1420 nm se décale vers les courtes longueurs d'onde quand le diamètre des trous diminue. Ce déplacement est d'environ 70 nm quand le diamètre des trous passe de 300 nm à 150 nm . Nous voyons aussi que la transmission de ce pic (vers 1420 nm) qui était de l'ordre de 37% passe par un maximum pour un diamètre de trou égal à 275 nm , avec une transmission de 42% . Ensuite quand le diamètre des trous diminue, la transmission du pic principal diminue jusqu'à 8% environ pour un diamètre de 150 nm .

- nous retrouvons toujours le fait que la courbe de transmission du double réseau varie autour de celle du film mince ; toutefois, cette variation diminue quand le diamètre des trous diminue. On tend alors à retrouver la courbe de transmission du film mince quand le diamètre des trous tend vers 0.

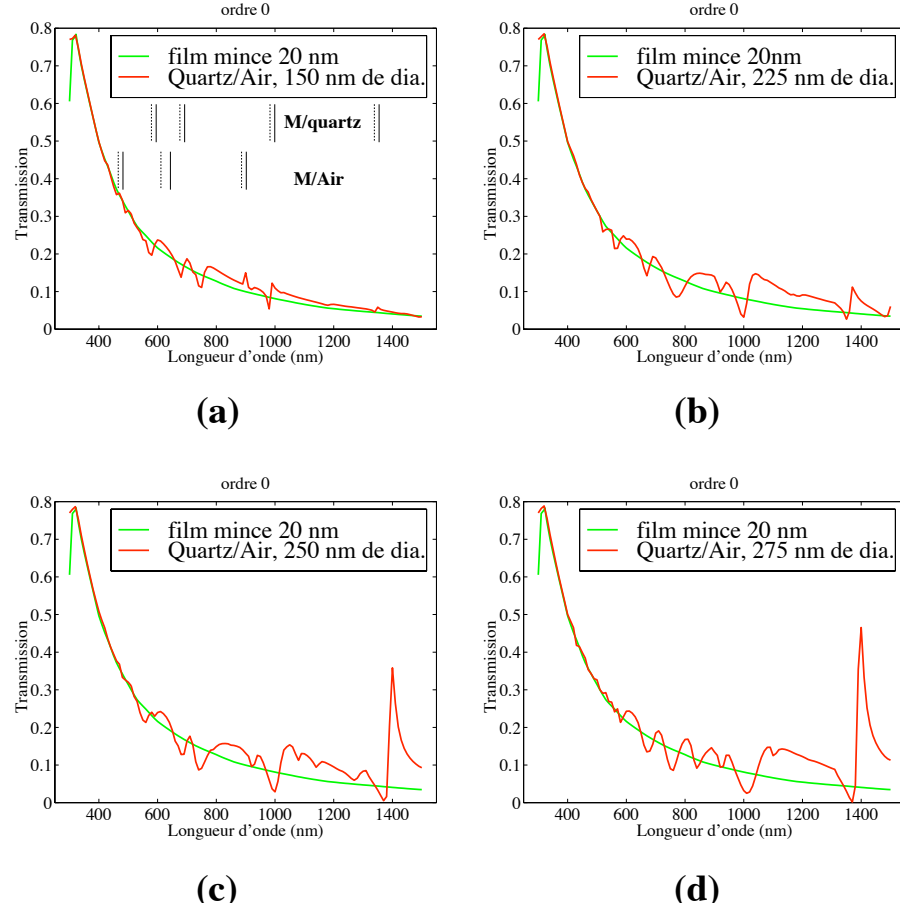


FIG. 12 – Courbe de transmission à l'ordre 0 pour différents diamètres de trou, ($d = 900 \text{ nm}$)

- les deux minima que nous avons trouvés vers 1000 nm et 1310 nm (égal à $n_1 d$) sur la Fig. 10, se retrouvent sur nos différentes figures. Ceux-ci sont très marqués jusqu'à un diamètre de 225 nm , et se déplacent légèrement vers les courtes longueurs d'onde pour un diamètre de 150 nm .
- sur la Fig. 12(a) nous remarquons également que les premières anomalies de Wood ainsi que les premières résonances plasmons sont assez bien positionnées en face des minima et des maxima. Il est à noter que ceux-ci ont des amplitudes très faibles ce qui semble cohérent avec le fait que plus le diamètre des trous diminue plus le résultat donné avec une méthode complète est en accord avec la méthode perturbative (voir paragraphe 3.3).
- d'autre part, sur la Fig. 12(a), nous utilisons un réseau possédant les mêmes caractéristiques que celui utilisé par Ebbesen. En outre, le pic qui était situé chez lui à 1370 nm semble se rapprocher du notre qui se situe maintenant vers 1350 nm (Fig. 12(a)). Nous voyons que l'amplitude de l'intensité transmise est beaucoup plus faible dans notre cas que

dans le sien. Ceci est attribué au fait que l'épaisseur de métal (fixée dans nos simulations à 20 nm) est en fait dix fois plus faible que celle réellement utilisée par Ebbesen.

Examinons maintenant l'effet de la période sur les courbes de transmission.

3.5 Effet de la période des cavités

Nous avons représenté Fig. 13, les courbes de transmission pour une période de 700 nm (a), et nous avons rappelé la courbe obtenue avec une période de 900 nm (b), ceci pour un diamètre de trou constant égal à 300 nm . Nous remarquons différentes choses :

- les courbes de transmission présentent une allure similaire.
- dans le cas d'une période de 700 nm (Fig. 13(a)), nous remarquons deux maxima situés vers 1150 nm et 1300 nm , dont le facteur de transmission est de l'ordre de 50% .
- nous remarquons également que les "caractéristiques" des courbes de transmission sont déplacées d'un facteur d'échelle égal à 0.8 vers les courtes longueurs d'onde ; ce facteur correspond quasiment au rapport existant entre les périodes ($700\text{ nm}/900\text{ nm}$).
- nous remarquons aussi que l'un des deux minima principaux présents sur la Fig. 13(a) est décalé vers les courtes longueurs d'onde avec le même rapport (0.8).

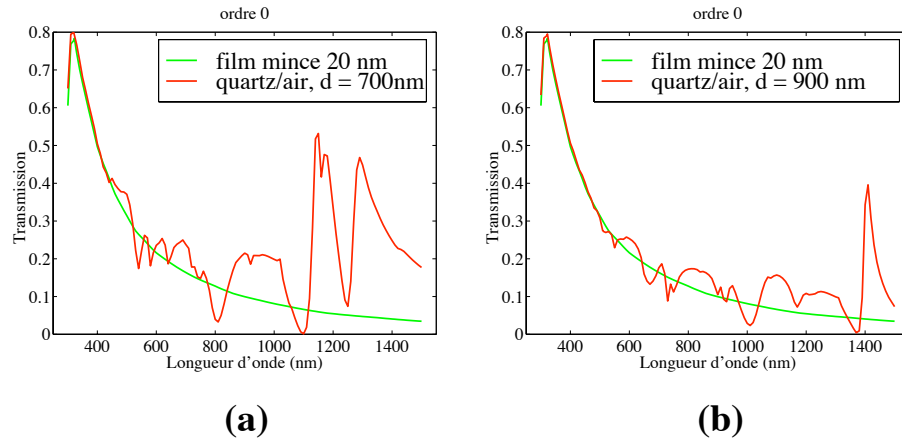


FIG. 13 – Courbe de transmission à l'ordre 0 pour différentes périodes, ($\phi = 300\text{ nm}$)

Par cette étude sur la période, on a mis en évidence un déplacement des minima et des maxima vers les courtes longueurs d'onde d'un facteur égal au rapport des périodes. D'autre part, nous avons vu que les maxima de transmission situés dans le proche IR augmentaient lorsque l'espacement des cavités décroît, c'est-à-dire lorsque le couplage entre les cavités augmente.

3.6 Champ électromagnétique diffusé au-dessus des cavités

Comme nous l'avons décrit au paragraphe 3.2, la méthode différentielle nous permet de calculer le champ électromagnétique diffusé en champ lointain comme en champ proche. De cette façon, il est possible de calculer l'intensité (égale au module au carré du champ électrique) dans des plans parallèles au double réseau et situés dans la zone de champ proche (c'est-à-dire ici, dans une zone comprise entre 0 et $\lambda/2$). Sur la Figure 14, nous avons représenté l'intensité diffusée en champ proche par le double réseau ($d = 900 \text{ nm}$, $\phi = 300 \text{ nm}$) pour une longueur d'onde de 326 nm (longueur d'onde du plasmon de 'bulk') et pour deux altitudes z_0 différentes.

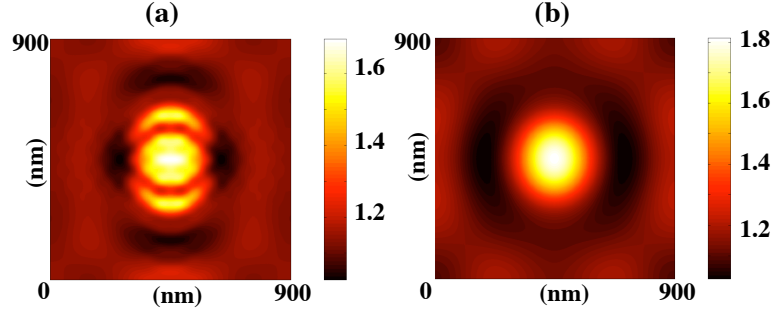


FIG. 14 – Intensité diffusée à $z_0 = 15 \text{ nm}$ (a) et $z_0 = 100 \text{ nm}$ (b) pour $\lambda = 326 \text{ nm}$.

- il est à noter que quelque soit la distance d'observation, les maxima d'intensité sont très localisés au-dessus des cavités. Quand on se trouve à une distance de l'ordre de 100 nm Fig. 14(b), nous voyons que la distribution d'intensité épouse la forme de la cavité.
- pour une distance de 15 nm , la distribution d'intensité perd la symétrie de révolution. Nous observons deux lobes qui se situent au-dessus du métal, en dehors de la cavité. Ceux-ci sont positionnés de part et d'autre du pic central, dans le sens du champ électrique incident (direction verticale).
- nous remarquons, au niveau des intensités diffusées, quelque chose d'assez surprenant. Théoriquement, le champ proche comporte des composantes évanescentes décroissant exponentiellement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'interface Métal/Air, donc l'intensité diffusée devrait être beaucoup plus importante à la distance de 15 nm qu'à 100 nm . En fait, nous recueillons une intensité du même ordre de grandeur. Nous avons vérifié cela sur toute la zone du champ évanescent (courbes non représentées ici). L'amplitude des composantes évanescentes (donnée par la méthode différentielle) est relativement faible. Or le champ électrique s'écrit comme la somme de composantes évanescentes et radiatives d'où l'intensité diffusée :

$$\mathbf{I} = \sum I(\text{ondes éva.}) + \sum I(\text{ondes rad.}) + \sum I(\text{termes croisés}) \quad (13)$$

Ceci nous permet d'affirmer que le pic central est lié aux termes radiatifs, et les deux lobes aux termes croisés. Ceci a été vérifié numériquement en reconstruisant le champ d'abord, uniquement avec les termes radiatifs puis, uniquement avec les termes évanescents.

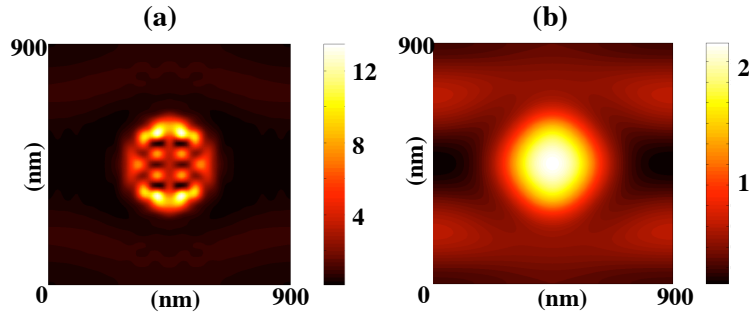


FIG. 15 – *Intensité diffusée à $z_0 = 15 \text{ nm}$ (a) et $z_0 = 100 \text{ nm}$ (b) pour $\lambda = 800 \text{ nm}$.*

La Fig. 15 représente la distribution de l'intensité diffusée au-dessus d'une cavité pour des altitudes analogues à l'image précédente et pour une longueur d'onde de 800 nm , correspondant à un maximum sur la Fig. 10. Plusieurs remarques s'imposent.

- pour une altitude de 100 nm , nous retrouvons un maximum d'intensité (ayant une symétrie de révolution) centré sur la cavité. La valeur de l'intensité diffusée est du même ordre de grandeur que pour $\lambda = 326 \text{ nm}$.
- sur la Fig. 15(a), nous remarquons une distribution d'intensité relativement complexe comportant des zones de forte localisation. Nous retrouvons ici le fait que l'intensité augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'interface Métal/Air.

Pour terminer cette étude en champ proche, nous avons regardé l'intensité diffusée pour la longueur d'onde comportant un maximum de transmission ($\lambda = 1420 \text{ nm}$, Fig. 10).

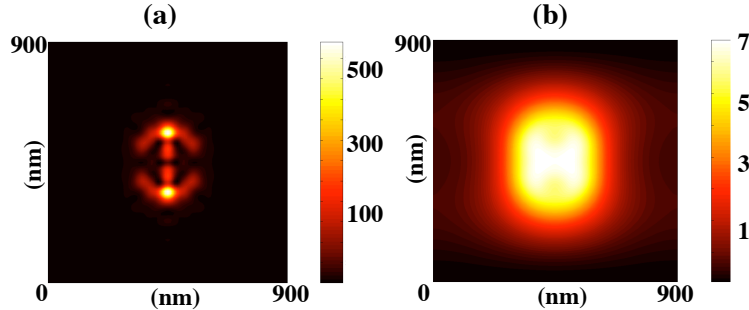


FIG. 16 – *Intensité diffusée à $z_0 = 15 \text{ nm}$ (a) et $z_0 = 100 \text{ nm}$ (b) pour $\lambda = 1420 \text{ nm}$.*

La Fig.16 montre différents points :

- l'intensité du champ électromagnétique subit une augmentation importante. Pour la valeur $z_0 = 15 \text{ nm}$, on obtient des intensités pouvant atteindre des valeurs égales à 500. Ceci est corrélé avec la forte valeur calculée en champ lointain (Fig. 10). Si ce maximum est lié à une résonance plasmon, celui-ci va se désexciter en réémettant de la lumière en champ lointain. Le confinement de l'intensité est renforcé et celle-ci se retrouve localisée sur des domaines de taille sub-longueur d'onde (de l'ordre d'une quarantaine de nanomètres). Nous voyons ici encore que la distribution d'intensité est liée à la direction du champ électrique incident (vertical ici).

- en ce qui concerne l’altitude égale à 100 nm , nous retrouvons un comportement pratiquement analogue aux deux autres longueurs d’onde. La différence rencontrée au niveau de la localisation de l’intensité (valeur et forme géométrique) est liée au fait que relativement aux autres longueurs d’onde étudiées, on se situe à une distance plus proche de l’interface Métal/Air. Pour une distance plus importante de l’ordre de 400 nm , on retrouve une distribution d’intensité analogue aux autres longueurs d’onde déjà étudiées.

La méthode différentielle nous a permis de calculer le champ électromagnétique diffusé par le double réseau en champ proche. Nous avons remarqué en champ proche que les maxima étaient localisés au-dessus des cavités et qu’il pouvait exister des zones où l’intensité était confinée sur des dimensions bien inférieures à la longueur d’onde. Nous avons aussi montré qu’une forte transmission en champ lointain était en général corrélée avec un fort champ évanescent. Ce début d’étude en champ proche nous a permis de montrer qu’il fallait être très attentif au mode de redistribution de l’énergie transmise entre champ proche et champ lointain, en fonction de la longueur d’onde étudiée.

4 Conclusion

Cette étude se situe dans le prolongement des travaux expérimentaux réalisés par Ebbesen *et al.* concernant l'augmentation de la transmission à travers un film métallique comportant des cavités de taille sub-longueur d'onde. L'objectif de ce travail était dans un premier temps d'analyser avec une méthode de calcul (méthode différentielle) les résultats obtenus par Ebbesen en champ lointain puis de poursuivre l'étude en champ proche.

Nous retrouvons des résultats cohérents avec ceux obtenus par Ebbesen. L'analyse des résultats de nos calculs montre qu'il est possible d'associer, dans certains cas, les maxima et les minima, respectivement à l'excitation des plasmons de surface et aux anomalies de Wood. Ceci a été vérifié par une théorie perturbative pour des diamètres de cavités relativement faibles par rapport à la période du réseau. Cependant, quand le diamètre des trous augmente, l'amplitude des maxima et des minima augmente, ils se décalent en longueur d'onde, et dans ce cas évidemment le modèle perturbatif est mis en défaut. Un calcul complet intégrant tous les paramètres macroscopiques du réseau (forme géométrique des trous, période, profondeur, motif du réseau, nature du métal,..) est nécessaire pour décrire la position et l'amplitude de ces irrégularités sur la courbe de transmission. S'approcher pour mieux voir est l'idée générale qui se cache derrière la notion de champ proche en optique. A ce titre, l'étude en champ proche de notre réseau de diffraction nous a permis de jeter des bases sûres pour étudier la redistribution du champ électromagnétique entre la zone de champ proche et de champ lointain. Cette étude nous a permis de montrer qu'il existait des zones (principalement au-dessus des cavités) où l'augmentation de l'intensité pouvait être très importante. Nous avons aussi montré que ces augmentations d'intensité pouvaient être localisées sur des domaines sub-longueur d'onde. La mise en évidence de maxima et de minima de transmission pour certaines longueurs d'onde permet de penser que ces dispositifs pourraient être utilisés dans le cadre de dispositifs optiques tels que : filtres, sources de lumière.

Dans la poursuite de ce DEA, nous envisageons de poursuivre nos recherches en proposant une évolution du modèle afin de prendre en compte des épaisseurs de métal plus réalistes. Ceci passe aussi par l'analyse et par la comparaison avec d'autres techniques numériques. En parallèle, il faudra confronter nos simulations aux résultats expérimentaux en champ proche comme en champ lointain, afin de confirmer les fortes intensités (localisées spatialement et en fréquence) émises par ce type de dispositif.

La Méthode Différentielle

Sans vouloir faire un développement complet de la méthode différentielle en 2D, nous avons voulu préciser par cette annexe quelques articulations importantes de la méthode. Pour notre exposé, nous utilisons le formalisme différentiel de la théorie électromagnétique des réseaux [20]. La périodicité du double réseau dans les deux directions est explicitée par les deux variables d_x, d_y . L'épaisseur du réseau est notée h . L'onde plane incidente (d'amplitude égale à l'unité), de longueur d'onde $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ dans le vide éclaire le double réseau sous une incidence définie par les angles suivant : θ_k ($\mathbf{k}_{\text{inc}}, \mathbf{u}_z$) et ϕ_k ($\mathbf{u}_x, \mathbf{k}_{\parallel}$) Fig. 8. On divise l'espace en trois zones : 2 zones homogènes (zone 1 pour $z > h$, et la zone 2 pour $z < 0$), ainsi qu'une zone modulée pour $h > z > 0$. L'échantillon est éclairé par une onde plane à partir de la zone 1 dont l'indice de réfraction est n_1 . Le champ électrique incident, dans le cas le plus général comporte 3 composantes : $\mathbf{E}_x(x, y, z)$. On décompose ensuite le champ électromagnétique ($\mathbf{E}, \mathbf{H}$) en un développement de Rayleigh dans les deux zones homogènes, le but étant de calculer l'amplitude des ondes évanescentes et propagatives apparaissant dans ces deux zones. En particulier, le champ électrique dans la zone 2 (d'indice n_2) peut s'écrire [20] :

$$\text{quand } z < 0 \quad \mathbf{E}(x, y, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \mathbf{A}_{n,m}^{E,(2)} \exp[j(\alpha_n x + \beta_m y)] \exp(-j\gamma_{n,m} z) \quad (14)$$

avec $\alpha_n = \alpha_0 + n2\pi/d_x, \alpha_0 = k_0 n_1 \sin \theta_k \cos \varphi_k,$
 $\beta_m = \beta_0 + m2\pi/d_y, \beta_0 = k_0 n_1 \sin \theta_k \sin \varphi_k,$

$$\begin{aligned} \text{et } \gamma_{n,m} &= \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \alpha_n^2 - \beta_m^2} \quad \text{si } k_0^2 n_2^2 \geq \alpha_n^2 + \beta_m^2 \quad \text{modes radiatifs} \\ &= j\sqrt{\alpha_n^2 + \beta_m^2 - k_0^2 n_2^2} \quad \text{si } k_0^2 n_2^2 \leq \alpha_n^2 + \beta_m^2 \quad \text{modes évanescentes} \end{aligned}$$

Les inconnues du problème sont les amplitudes complexes $\mathbf{A}_{n,m}^E$ du champ électrique. L'écriture du champ magnétique est identique à l'équation (14) mais on note $\mathbf{A}_{n,m}^H$ les amplitudes complexes. Par la suite, on écrit les conditions de continuité des champs aux deux interfaces Zone1/Zone modulée et Zone2/Zone modulée. Comme pour le cas unidimensionnel on utilise les équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère qui nous fournissent six équations scalaires. Par la suite, il est possible d'éliminer les composantes selon z de façon à obtenir un système d'équations aux dérivées partielles dépendant uniquement des quatres composantes E_x, E_y, H_x, H_y . Ce système d'équation est valable aussi bien au sens des fonctions que des distributions. Celui-ci peut s'écrire :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = j\omega\mu_0 H_y + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{-1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right) \quad (15)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{-1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right) \quad (16)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0\epsilon_r E_y + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{j\omega\mu_0} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \right) \quad (17)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r E_x + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{j\omega\mu_0}\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right)\right) \quad (18)$$

où $\epsilon_r = \epsilon_r(x, y, z) = n_i^2(x, y, z)$ en fonction des valeurs de x , y , et z prises dans les différents zones (1, 2 et zone modulée).

Ce système est lui-même tronqué en un ensemble fini d'équations différentielles couplées en développant les composantes des champs et le module au carré du vecteur d'onde en série de Fourier.

L'intégration du système au travers de la zone modulée, se fait grâce à l'algorithme de Runge-Kutta. En utilisant des techniques standards d'inversion de matrices et les conditions de raccords des champ électrique et magnétique en $z = 0$ et $z = h$, on détermine la valeur des amplitudes $(A_x)_{n,m}^E$, $(A_y)_{n,m}^E$, $(A_x)_{n,m}^H$, $(A_y)_{n,m}^H$ des ondes évanescentes et radiatives de part et d'autre de la zone modulée. Dès que l'on connaît l'amplitude de ces ondes, il est possible par une intégration supplémentaire du système différentiel de calculer les valeurs des composantes du champ à l'intérieur de la zone modulée. Les amplitudes $(A_z)_{n,m}^E$ et $(A_z)_{n,m}^H$ sont donnés par les équations :

$$E_z = \frac{j}{\omega\epsilon_0\epsilon_r}\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) \quad (19)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu_0}\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) \quad (20)$$

Le champ est représenté par N^2 composantes et ce nombre est choisi en accord avec la stabilité des résultats numériques. D'autres informations plus complètes concernant la méthode différentielle sont disponibles dans la littérature [20].

Références

- [1] R.H. Ritchie, E.T. Arakawa, J.J. Cowan, and R.N. Hamm, Phys. Rev. Lett., **21**, 1530, (1968).
- [2] I. Pockrand, H. Raether, Appl. Opt., **16**, 1784, (1977).
- [3] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec,, H.F. Ghaemi, T. Thio and P.A. Wolf, Nature, **391**, 667-669, (1998).
- [4] H.A. Bethe, Phys. Rev. **66**, 163-182, (1944).
- [5] C.J. Bouwkamp, Philips Res. Rep. **5**, 321, (1950).
- [6] Y.Quéré, "Physique des Matériaux", Collection Ellipse, Paris, 1988.
- [7] Ch. Kittel, "Physique de l'état solide", Dunod Université, Paris, 1983.
- [8] Tonks et Langmuir, Phys. Rev., **33**, 195, (1929).
- [9] Bohm et Pines, Phys. Rev., **85**, 338, (1952).
- [10] C.J. Powell et J.B. Swan, Phys. Rev., **115**, 869 (1959).
- [11] R.H. Ritchie, Phys. Rev., **106**, 874, (1957).
- [12] E.A. Stern and R.A. Ferrell, Phys. Rev., **111**, 1214, (1958).
- [13] H. Raether, "Surface Plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings", Springer Verlag, Vol. 111, (1988).
- [14] E. Kretschmann and H. Raether, Z. Naturforsch., A**23**, 2135, (1968).
- [15] D. Heitmann and H. Raether, Surface Science, **59**, 17, (1976).
- [16] T. Inagaki, M. Motosuga, K. Yamanori, E.T. Arakawa, Phys. Rev. B, **28**, 1740, (1983).
- [17] T.W.Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T.Thio and P.A.Wolff, Nature, **391**, 667, (1998).
- [18] R.W.Wood, Phys. Rev, **48**, 928, (1935).
- [19] Adel Rahmani,"Electrodynamique en espace confiné. Fluorescence en Optique de Champ Proche", thèse Université de Bourgogne (1998).
- [20] R. Petit, in "Electromagnetic theory of grating", Ed. SPringer Verlag, Berlin, (1980).
- [21] J.M. Elson and C.C. Sung, Appl. Opt. **21**, 1496-1501, (1982).
- [22] D. Maystre, M. Nevière, J. Optics (Paris), vol. 8, n ° 3, 165-174, (1977).

Etude du champ transmis au travers d'un "tamis" à photons

L. Salomon, F. Grillot, F. de Fornel

Groupe d'Optique de Champ Proche - LPUB CNRS UPRESA Q5027

9, avenue Alain Savary - BP 47 870

21078 Dijon - France

Une couche d'argent d'épaisseur 200 nm , percée de trous cylindriques de 150 nm de diamètre répartis aux noeuds d'un réseau plan carré de 900 nm d'arête constitue un "tamis" à photons. Ebbesen *et al.* [1] ont montré expérimentalement qu'une telle structure avait un pouvoir de transmission très supérieur à celui d'une couche continue d'argent de même épaisseur. Pour expliquer ce résultat, Ebbesen *et al.* ont invoqué l'interaction des plasmons de surface excités dans cette structure avec la lumière incidente. En utilisant la méthode différentielle nous avons construit une simulation de l'expérience d'Ebbesen et calculé, en incidence normale et à l'ordre 0 la lumière transmise en champ lointain par ce "tamis" à photons. L'exposé introduira les notions de **plasmons de surface** et d'**anomalies de Wood**, fera la comparaison des résultats de notre simulation et des résultats expérimentaux d'Ebbesen. La confrontation des résultats de la simulation pour un "tamis" avec ceux relatifs à une courbe homogène de même épaisseur (Fig. 1) nous permettra aussi de montrer que les concepts de plasmons de surface et d'anomalie de Wood sont insuffisants pour donner une interprétation quantitative complète des observations.

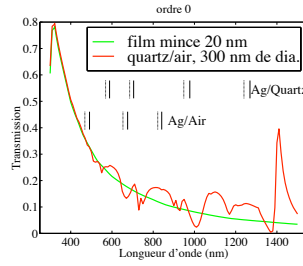


Fig. 1: *Spectre de transmission à l'ordre 0 avec $d = 900\text{ nm}$, $h = 20\text{ nm}$ et $\phi = 300\text{ nm}$.*

Notre simulation permet aussi de calculer le champ proche diffusé par le "tamis". Nous présentons sur la Fig. 2 des exemples de résultats obtenus pour $\lambda = 800\text{ nm}$ à des altitudes z_0 différentes au-dessus du tamis. Nous exposerons alors les effets de localisation et de confinement de l'énergie mis en évidence dans notre étude. En conclusion, nous discuterons des prolonge-

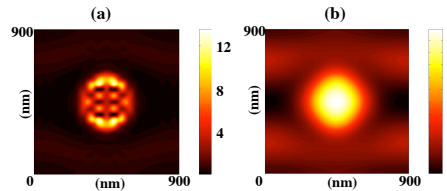


Fig. 2: *Intensité diffusée à $z_0 = 15\text{ nm}$ (a) et $z_0 = 100\text{ nm}$ (b) pour $\lambda = 800\text{ nm}$.*

ments possible de notre étude.

[1] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio and P.A. Wolf, Nature, **391**, 667-669, (1998).

