



HAL
open science

Nano-antennes optiques pour l'inspection des structures photoniques

Idriss Abdoukader Ibrahim

► **To cite this version:**

| Idriss Abdoukader Ibrahim. Nano-antennes optiques pour l'inspection des structures photoniques. Optique / photonique. Université de Franche-Comté, 2010. Français. NNT: . tel-00665899

HAL Id: tel-00665899

<https://theses.hal.science/tel-00665899>

Submitted on 3 Feb 2012

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

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



Université de Franche-Comté

École Doctorale SPIM

Thèse de Doctorat

Spécialité Optique et photonique

présentée par

Idriss Abdoukader Ibrahim

Nano-antennes optiques pour
l'inspection des structures photoniques

Thèse dirigée par Fadi I. Baida et Thierry Grosjean soutenue le 16 décembre 2010

Jury :

Président :

Hervé Maillotte, Directeur de Recherche CNRS, Université de Franche-Comté

Rapporteurs :

Ségolène Callard, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon

Alexandre Vial, Enseignant-Chercheur Contractuel à l'Université Technologique de Troyes

Examineurs :

Ulrich Fischer, Senior Scientist, Université de Westfälische à Munster

Laurent Chusseau, Directeur de Recherche CNRS, Université de Montpellier II

Fadi I. Baida, Professeur, Université de Franche-Comté

Thierry Grosjean, Chargé de recherche CNRS, Université de Franche-Comté

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été effectué au sein du département d'Optique P.-M. Duffieux, de l'institut FEMTO-ST (UMR 6174 CNRS) et de l'université de Franche-Comté.

J'exprime tous mes remerciements aux membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger ce travail : Madame Ségolène Callard et Monsieur Alexandre Vial qui ont accepté d'en être les rapporteurs, ainsi que Monsieur Laurent Chusseau et Monsieur Ulrich C. Fischer. Je remercie Monsieur Hervé Maillotte qui m'a permis de mener à bien ces travaux de thèse au sein de son département.

Je remercie mon directeur de thèse Fadi Baida pour sa patience, ses conseils éclairés et sa bonne humeur pour avoir dirigé cette thèse, et à mon encadreur Thierry Grosjean, pour la disponibilité dont il a su faire preuve.

Je remercie également toutes les personnes du département d'optique, en particulier celles de l'équipe Nano-Optique, qui m'ont aidé de près ou de loin au bon déroulement de ce travail sans oublier R. Salut, Jean-Yves Rauch et Dusan.

Je ne saurais oublier de remercier toutes les personnes qui me sont chères, certaines ne seront pas citées involontairement, je m'en excuse pleinement auprès d'elles : je commencerai par les amis du bureau internationale : Elsie (le Liban " pays des cèdres ", l'unique doctorante de l'équipe), HuiHui (la Chine en force, l'infatigable), mon ami Mathieu (la France, le pays des " 300 fromages ", un futur chercheur) et mon frère Sadat (Djibouti, le pays des braves, le gars à " Tit répondeur ").

Et puis il y a ceux qui comptent tout autant : Benattou (l'homme à deux moitiés), Jean (un chercheur et footballeur), Abdoulaye (le grand), Julien, Ilyes, Ouiza, Hakim, Belkhir, Hmima, Jassem, Younes, Ismael, Boukar, Mehdi, Mourad, Nour, Birgitte, Benjamin, Chefiya, Luai, Bori (mougaa), Mohamed, Ramadan, Fred, Nelly, Nancy, Nasser, Kayad, Inda assé, Awal, Souleiman, Mohahashi, Zaher (et sa famille), Omar, Ismael, Sadam, Said soudani, Ina Galab, Sabah et les amis du Héron...

Je tiens surtout à remercier mes parents pour m'avoir, il y a longtemps, donné le goût des études et de la recherche, ainsi que les moyens de m'y consacrer jusqu'à la complétion de ce travail.

Enfin, j'exprime une pensée particulière à ma soeur Khati "Xaaiya" qui m'a soutenu et encouragé durant toutes ces années d'études en France, et à qui je dédicace ce travail.

Table des matières

Table des matières	2
Table des figures	5
Introduction générale	1
1 Nano-antennes comme nano-sondes polarisantes pour la microscopie en champ proche, conception et fabrication	7
1.1 Introduction	7
1.2 Etat de l'art sur les antennes résonnantes basiques.	7
1.2.1 Micro-antennes et microscopie en champ proche basses fréquences	8
1.3 Nano-antennes Optiques Résonnantes.	10
1.3.1 Une nano-antenne particulière : la nano-ouverture papillon	15
1.4 Conception et réalisation d'une nano-ouverture papillon sur sonde SNOM fibrée : un nano-collecteur optique polarisant.	20
1.4.1 Cahier-des-charges	20
1.4.2 Etude préliminaire : conception et réalisation d'une nano-ouverture papillon sur substrat plan	21
1.4.3 Conclusion	35
1.4.4 Fabrication d'une nano-ouverture papillon à l'extrémité d'une pointe en polymère SNOM fibrée.	35
1.4.5 Caractérisation optique	44
1.5 Conclusion	49
2 Caractérisation simultanée des lignes de champs électriques et magnétiques par SNOM	57
2.1 Bref historique de la microscopie optique en champ proche.	57
2.2 Microscope bicanal résolu en polarisation	59
2.2.1 La tête SNOM optique	59
2.2.2 Pointes SNOM	61
2.2.3 Système bicanal polarisant	63
2.2.4 La détection hétérodyne optique	64
2.3 Résultats	66
2.3.1 Objet-Tests	66
2.3.2 Validation du SNOM polarisant	74

2.4	Tracé des lignes de champ électriques et magnétiques	77
2.4.1	Tracé des lignes de champ d'un faisceau de Bessel propagatif polarisé azimuthalement	77
2.4.2	Tracé des lignes de champ d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement	81
2.5	Conclusion	86
3	Modélisation de l'ouverture papillon par la méthode FDTD	89
3.1	Introduction	89
3.2	La méthode des différences finies temporelles (FDTD)	90
3.2.1	Critères de convergence et d'échantillonnage	92
3.2.2	Conditions aux frontières	93
3.2.3	Dispersion	95
3.3	Algorithme N-Order FDTD	98
3.4	Simulations numériques et résultats	100
3.4.1	Etude de la transmission de la lumière à travers une nano-ouverture papillon d'épaisseur finie	100
3.4.2	Etude modale du guide d'onde à section nœud papillon	104
3.4.3	Influence des paramètres géométriques de l'ouverture papillon sur les modes propres du guide sub-longueur d'onde en métal réel.	108
3.5	Conclusion	114
	Conclusion générale et perspectives	117
3.6	Conclusion générale	117
3.7	Perspectives	118
3.8	La FDTD en incidence oblique	119
3.9	Description de la nanostructure et interprétations des résultats obtenus	120

Table des figures

1.1	Exemples des sondes utilisées dans le domaine des micro-ondes. (a) structure coaxiale [17] et en (b) l'antenne boucle [19].	9
1.2	L'antenne Yagi-Uda. (a) Principe de la structure proposée de l'antenne Yagi-Uda en radiofréquence. (b) Image MEB des nanoparticules d'or utilisées pour réaliser l'antenne Yagi-Uda, opérant à 662 nm.	11
1.3	Distribution du champ électrique des structure papillons (a) et dimères (c) en argent présentant un gap de 2 nm chacune. La polarisation est orientée suivant l'axe des structures. (b) et (d) : Représentation 3D de (a) et (c) montrant l'exaltation du champ au voisinage du gap. Les paramètres géométriques sont de 36 nm de diamètre pour le dimère et de 60 nm de dimensions extérieures pour la structure en papillon, l'épaisseur de la couche d'argent est de 12 nm.	12
1.4	Distribution d'intensité champ proche (a) au voisinage d'un triangle en or de dimensions $L = 180$ nm et (b) au voisinage de la structure papillon en or (ou un couple de triangle) avec $L = 140$ nm et un gap de 20 nm. (c) Intensité champ proche du triangle (en rouge) et du papillon (en bleu) calculée en fonction de la longueur L.	12
1.5	(a) Schéma de l'expérience et (b) Spectres des signaux détectés pour les polarisations p et s du faisceau incident [42].	13
1.6	Antenne " demi-onde " optique résonante [43].	14
1.7	Images MEB d'une nano-antenne annulaire usinée au bout d'une sonde locale (à gauche : vue de côté ; à droite : ZOOM sur l'apex de la sonde) [46].	14
1.8	Images (au microscope électronique à balayage) de deux nano-antennes papillons conçues par D. Fromm & al. [57].	16
1.9	Nano-antenne bowtie à l'extrémité d'une pointe AFM pyramidale [58]; (a) vue du dessus, et (b), vue de côté.	17
1.10	Schéma d'une nano-ouverture papillon [45].	17
1.11	Réponse d'une nano-ouverture bowtie (a,b) en argent et (c) en chrome à différentes longueurs d'ondes (indiquées sur les images). La réponse est ici donnée par l'intensité du champ électrique à 5 nm du plan de sortie de l'ouverture (côté air), pour une même polarisation [62].	18
1.12	(a) Images FIB des ouvertures tests usinées par E.X. Jin & al. [63], (b) images du champ lumineux à la sortie des ouvertures tests.	18

1.13	Vue de haut (a) et de côté (b) d'une image MEB de l'ouverture papillon publiée par Wang & al. (dimensions de l'ouverture : $180\text{ nm} \times 180\text{ nm}$ et la largeur de gap égale à 33 nm) [59].	19
1.14	(a) Image MEB d'une ouverture papillon de dimensions $160\text{ nm} \times 160\text{ nm}$ et de gap 30 nm , usinée au bout d'une pointe AFM [64]. (b) Exemple des lignes gravées par AFM au moyen de la nano-ouverture papillon.	19
1.15	Schéma du modèle de nano-ouverture papillon considéré dans nos simulations.	21
1.16	(a) Spectre de transmission normalisé calculé en champ lointain de l'ordre zéro de diffraction; (b) Spectre d'intensité normalisé calculé à 10 nm en un point situé au dessus du gap de la structure bowtie. Les traits en violet et en rouge correspondent respectivement à la polarisation Y et X dans la figure 1.15. Les paramètres de l'ouverture papillon sont fixés à $D=305\text{ nm}$, $G=55\text{ nm}$, pour une épaisseur d'or $h=100\text{ nm}$	22
1.17	Image par AFM d'une lame planée en verre non nettoyée.	23
1.18	(a) Image AFM et (b) profil suivant une ligne (blanche sur (a)) de la rugosité de surface d'une lame en silice fondue nettoyée avec la dernière technique.	24
1.19	(a) image AFM et (b) profil suivant une ligne (blanche sur (a)) de la rugosité de la couche d'accroche de titane; (c) représentation statistique de la rugosité de surface; (d) données statistiques.	25
1.20	(a) Image AFM et (b) profil sur la ligne blanche d'une marche (titane + Aluminium sur verre).	26
1.21	(a) Image AFM et (b) profil sur la ligne blanche (figure (a)) de la marche (Aluminium sur verre).	27
1.22	Chambre du Double-faisceau Orsay-Physics de MIMENTO. Distances de travail = 25 mm (MEB) et 15 mm (FIB).	27
1.23	Image FIB d'une nano-ouverture papillon n'ayant pas été gravée sur toute l'épaisseur de la couche métallique ($dwelltime = 0.3\text{ ms}$, 10 loops).	28
1.24	Image FIB d'une nano-ouverture papillon n'ayant pas été gravé entièrement jusqu'au substrat de verre ($dwelltime = 1\text{ ms}$, 20 loops).	28
1.25	Image FIB d'une nano-ouverture papillon dissymétrique ($dwelltime=1\text{ ms}$, 30 loops).	29
1.26	Image FIB d'une nano-ouverture papillon sans ouverture du gap et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$ ($dwelltime = 1\text{ ms}$, 30 loops).	29
1.27	Image FIB d'une nano-ouverture papillon ayant comme gap un carré de 70 nm et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$ ($dwelltime = 1\text{ ms}$, 30 loops).	30
1.28	(a,b) Images MEB des deux nano-ouvertures papillons gravées sur une lame de verre ($dwelltime = 1\text{ ms}$, 30 loops, réalisées à MIMENTO).	30
1.29	Image AFM d'une matrice des nano-ouvertures papillons ne possédant pas de gap, et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$ ($dwelltime = 1\text{ ms}$, 30 loops).	31
1.30	(a) Image AFM d'une nano-ouverture papillon ne possédant pas de gap et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$ et (b) vue 3D de l'ouverture papillon.	31
1.31	Profils AFM d'une nano-ouverture papillon sans ouverture du gap et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$; (a) profil selon la ligne horizontale et (b) selon la ligne verticale de l'ouverture papillon (voir inserts).	32

1.32	(a)Image AFM d'une nano-ouverture papillon possédant comme gap un carré de 70 nm de côté et de dimensions 320 nm × 320 nm et (b) vue 3D de l'ouverture papillon.	32
1.33	Profils AFM d'une nano-ouverture papillon de dimensions latérales de 320 nm × 320 nm et possédant un gap carré de côté 70 nm; (a)profil selon la ligne horizontale et (b) selon la ligne verticale de l'ouverture papillon (voir inserts).	32
1.34	Schéma de l'échantillon des nano-ouvertures papillons caractérisé optiquement.	33
1.35	Schéma du montage expérimental.	34
1.36	Images par microscopie optique classique (objectif : ×100; 0,9) à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ de l'échantillon présenté sur la figure 1.34. La polarisation incidente est (a) parallèle et (b) perpendiculaire aux triangles métalliques des structures.	35
1.37	Schéma illustrant la fabrication d'une micropointe polymère optique par LOVALITE. (a) Dépôt de la goutte; (b) exposition au faisceau laser et (c) la pointe polymère obtenue après rinçage à l'isopropanol.	36
1.38	Image d'une micropointe en polymère réalisée au microscope optique classique (×50).	37
1.39	Image AFM traitée d'une pointe polymère recouverte de 5 nm de titane; (a) Vue 2D classique (5 μm × 5 μm), (b) Profil selon la ligne blanche (sur la figure (a)) au sommet de la pointe, (c) Vue 3D du dessus, (d) vue 3D oblique.	38
1.40	Schéma du procédé de métallisation des pointes polymères fibrées.	39
1.41	Images d'une pointe polymère métallisée; (a) Vue de profil de la pointe (image FIB), (b) vue de coté du bout de la pointe (image MEB), (c) Zoom sur l'extrémité de la pointe polymère (image MEB).	39
1.42	Image MEB montrant la partie clivée (cadre pointillé) et le rayon de courbure (R_a) à l'extrémité de la pointe optique en polymère métallisée.	40
1.43	Image AFM d'une pointe optique polymère métallisée avec 5 nm de titane et 100 nm d'aluminium; (a) topographie de la base clivée, (b) vue 2D classique du sommet (5 μm × 5 μm), (c) vue 3D du sommet (5 μm × 5 μm), (d) profil au sommet (sur la ligne blanche de la figure (b)) comparé avec une parabole parfaite (polynôme au carré), (e) la différence du profil et de la parabole parfaite.	40
1.44	Image MEB de l'état de surface montrant la rugosité de la couche d'aluminium sur le flanc de la pointe.	41
1.45	Images prises au microscope électronique des pointes polymères découpées par FIB. (a) pointe découpée montrant au sommet une épaisseur d'aluminium proche de 200 nm; (b) épaisseur de la couche métallique souhaitée de 100 nm.	42
1.46	Images prises au microscope électronique d'un nanotrou réalisé à l'IEMN par gravure FIB; a) vue de face de l'ouverture usinée au bout de la pointe et en b) vue de côté de la pointe coupée.	42

1.47	Usinage FIB de nano-ouvertures papillons sur pointes polymères métallisées, avec (a) $dw = 4s$, (b) $dw = 90s$ et (c) $dw = 120s$ et un courant de faisceau égal à 1 pA.	43
1.48	Images MEB des pointes usinées avec les paramètres suivants : courant du faisceau égale à 10 pA et $dw=4s$: (a) vue de la pointe entière, (b) zoom sur le sommet de la pointe et (c) vue de face de l'ouverture papillon.	43
1.49	Image MEB d'une nano-ouverture papillon avec les paramètres suivants : courant du faisceau égal à 10 pA et $dw = 4s$	44
1.50	Image MEB d'une ouverture papillon réalisée avec les paramètres de gravure suivants : courant du faisceau égal à 9 pA et $dw= 100s$; (a) vue du côté de la pointe; (b) zoom sur la partie où se situe l'ouverture papillon.	44
1.51	Principe de caractérisation en champ lointain en mode collection d'une pointe à nano-ouverture papillon fonctionnant en mode collection.	45
1.52	Spectre de la source de lumière blanche.	45
1.53	Spectre de transmission à travers la nano-ouverture papillon fibrée (a) brut et (b) normalisé par le spectre de la source.	46
1.54	Spectre de transmission du continuum de lumière blanche après son passage dans le filtre à la longueur d'onde égale à 700 nm.	47
1.55	Diagramme de polarisation de la nano-ouverture papillon fibrée utilisée en mode transmission. Trait plein : expérimental, trait en pointillé : diagramme de polarisation d'un polariseur idéal.	48
1.56	Images au microscope optique fonctionnant en mode transmission : (a) Avant utilisation avec un grossissement de 50; (b) ZOOM sur la pointe polymère avant utilisation dans l'expérience; (c) ZOOM sur la partie polymère cassée, après son utilisation.	48
2.1	(a) Extrait de l'article de E. H. Synge en 1928;(b) Principe de base de la microscopie en champ proche optique [1].	58
2.2	Architecture du SNOM bicanal utilisé pour la collection simultanée des amplitudes et phases des champs transverses E_x et E_y au voisinage de l'objet.	59
2.3	La tête du microscope SNOM.	60
2.4	Photo de l'étireuse.	61
2.5	Principe de fonctionnement du chauffage-étirage.	62
2.6	Forme prise par une fibre optique étirée sous faisceau laser.	62
2.7	Pointes sur fibre optique monomode à 630 nm obtenues par chauffage-étirage sous faisceau laser et visualisées sous microscope optique classique ($\times 50$). Les paramètres de la procédure de fabrication sont : (a) $D = 0,15s$, $H = 320$, $V = 18$ et $P = 151$; (b) $D = 0,14s$, $H = 320$, $V = 18$ et $P = 151$	63
2.8	Image au Microscope optique classique (a) d'une pointe obtenue avec une fibre optique monomode à 514 nm par chauffage-étirage ($\times 10$) et (b) zoom sur l'apex de la pointe ($\times 50$).	63
2.9	Diagramme de polarisation obtenu par la pointe SNOM diélectrique fibrée via les deux canaux D1 et D2.	64
2.10	Schéma de principe d'une détection hétérodyne optique.	65

2.11	Représentation des polarisations radiale et azimutale : (a) Le champ électrique en polarisation radiale ou champ magnétique en polarisation azimutale et (b) Le champ magnétique en polarisation radiale et le champ électrique en polarisation azimutale.	66
2.12	(a) Exemple de faisceau annulaire polarisé radialement pour la longueur d'onde $\lambda = 632.8nm$ [15]. (b) Profil suivant les deux traits plein et pointillé sur (a) ; (c-f) Structures à deux grains obtenues après que le faisceau traverse un polariseur dont l'axe est défini par une flèche blanche sur chaque image.	68
2.13	Axicon en verre BK7 utilisé pour la génération des faisceaux de Bessel. . .	69
2.14	Schéma d'un axicon et tracé des rayons lumineux transmis.	69
2.15	Module au carré des composantes transverses et longitudinales des champs électrique et magnétique d'un faisceau de Bessel propagatif polarisé ((a),(b) et (c)) radialement et ((d),(e) et (f)) azimutalement généré par l'axicon d'ouverture numérique $ON = 0.68$. Taille des images : $3\lambda \times 3\lambda$	70
2.16	(a) Photo du montage de génération d'un faisceau de Bessel. (b) Dispositif expérimental utilisé pour la génération des faisceaux de Bessel polarisés radialement et azimutalement.	70
2.17	Images obtenues lorsque le faisceau incident propagatif polarisé radialement est cartographié par la pointe diélectrique balayant la zone de Bessel pour $\lambda = 632,8nm$, (a) image expérimentale brute obtenue avec une pointe monomode à 630 nm, (b) image expérimentale brute obtenue avec la même pointe que (a) tournée de 90^0 , et (c) image expérimentale brute obtenue avec une autre pointe monomode à 630 nm, fabriquée de la même manière que la première pointe.	71
2.18	Images obtenues lorsque le faisceau incident propagatif polarisé radialement est cartographié par la pointe diélectrique balayant la zone de Bessel suivant l'axe "z" pour $\lambda = 532 nm$	72
2.19	Profils d'intensité suivant les deux directions orthogonales.	73
2.20	Images obtenues lorsque le faisceau incident propagatif polarisé radialement est cartographié par la pointe diélectrique (pointe obtenue après chauffage-étirage d'une fibre monomode à 514 nm) imageant la zone de Bessel suivant une succession de plans transverses pour $\lambda = 532nm$	74
2.21	Images obtenues lorsque le faisceau de Bessel propagatif est polarisé (a) radialement et (b) azimutalement sont cartographiés par la pointe diélectrique (sur une fibre optique monomode à 630 nm) pour $\lambda = 632,8nm$. . .	75
2.22	Schéma du dispositif expérimental pour la génération d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement.	75
2.23	Image SNOM brute du faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement à travers le canal D3. Taille de l'image : $2,7 \mu m \times 2,7\mu m$	76

2.24	(a-c) Acquisitions du faisceau de Bessel propagatif polarisé radialement à travers les canaux D3, D2 et D1 respectivement (voir figure 2.2). Simulation des champs vectoriels du faisceau de Bessel dans le plan transverse : (d) intensité du champ électrique totale ; (e,f) intensité des composantes transverses E_x et E_y , respectivement. Taille des images : $4\mu\text{m} \times 4\mu\text{m}$, longueur d'onde : $\lambda = 632.8 \text{ nm}$	76
2.25	(a-c) Acquisitions du faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement à travers les canaux D3, D2 et D1 respectivement (voir figure 2.2). Simulation des champs vectoriels du faisceau de Bessel évanescent dans le plan transverse : (d) intensité du champ électrique totale ; (e,f) intensité des composantes transverses E_x et E_y , respectivement. Taille des images : $2,7 \mu\text{m} \times 2,7 \mu\text{m}$, longueur d'onde : $\lambda = 632.8 \text{ nm}$	77
2.26	(a,b) Images des composantes transverses orthogonales du champ électrique $E_x = A_x \cos(\phi_x)$ et $E_y = A_y \cos(\phi_y)$; A_x et A_y sont les amplitudes et ϕ_x , ϕ_y les distributions des phases des deux composantes orthogonales du champ électrique (barre d'échelle : $2\mu\text{m}$).	78
2.27	Distributions d'intensité d'un faisceau de Bessel propagatif polarisé azimuthalement reconstruites au moyen des données expérimentales mesurées dans le plan $z = 0$: (a,b) intensité du champ électrique et (c,d) intensité du champ magnétique. La représentation est effectuée (a,c) dans un plan longitudinal ($y=0$) et (b,d) dans le plan transverse ($z=0$). Les champs sont exprimés en unités Gaussienne (ou CGS).	79
2.28	Description vectorielle complète du champ électromagnétique optique du faisceau de Bessel propagatif polarisé azimuthalement. (a) coupe longitudinale ($x=0$) : représentation de la composante x de la distribution du champ électrique (fausses couleurs) et les lignes de champ magnétique sont représentées par les flèches noires. (b) champ électrique dans le plan transverse ($z=0$) : lignes de champ électrique (en flèches noires) et composante z du champ électrique (fausses couleurs). (c) champ magnétique dans le plan transverse ($z=0$) : lignes de champ magnétique (flèches noires) et composante z du champ magnétique (fausses couleurs).	80
2.29	Distribution spatiale du vecteur de Poynting moyen dans le plan longitudinal ($x=0$). (a) reconstitution à partir des données expérimentales et (b) simulation du faisceau de Bessel idéal.	80
2.30	Interaction entre la densité de courant de déplacement optique(DCDO) et le champ magnétique au centre du faisceau. (a) plan transverse, composante du champ magnétique H_z (fausses couleurs) et les lignes de DCDO (flèches noires). (b) plan longitudinal ($x=0$), la composante j_{Dx} de DCDO (fausses couleurs) et les lignes de champ magnétique (flèches noires).	81
2.31	(a,b) Images des composantes transverses du champ électrique $E_x = A_x \cos(\phi_x)$ et $E_y = A_y \cos(\phi_y)$; A_x et A_y sont les amplitudes et ϕ_x , ϕ_y les distributions de phases des deux composantes du champ électrique (barre d'échelle : $0.9\mu\text{m}$, $\lambda = 660 \text{ nm}$).	82

2.32	Distributions d'intensité 3D, reconstruites au moyen des données expérimentales mesurées dans le plan $z = 0$. L'intensité des champs (a,b) électriques et (c,d) magnétiques d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement. Avec (a,c) effectué dans un plan longitudinal ($y=0$) et (b,d) dans le plan transverse ($z=0$). Les champs sont exprimés en unités Gaussiennes ou CGS. La ligne π indiquée dans (b) et (d) se réfère à la direction selon laquelle la visibilité des franges des faisceaux de Bessel disparaît.	83
2.33	Spectre d'ondes planes de l'amplitude du champ transverse $\sqrt{E_x(x,y)^2 + E_y(x,y)^2}$ dans le cas (a) idéal et (b) expérimental. (c) : (a) modulé par un cosinus en fonction de l'angle azimutal : simulation d'un faisceau de Bessel asymétrique qui se rapproche du faisceau expérimental.	84
2.34	(a,b et c) Distribution électromagnétique 3D du faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement expérimental. (d,e et f) Distributions 3D du faisceau de Bessel théorique asymétrique. (a,d) plan longitudinal ($y=0$); en fausses couleurs : composante H_y du champ magnétique, les lignes de champ électrique sont représentées par les flèches noires. (b,e) : lignes de champ électrique transverse (plan ($z = 0$)). (c,f) : les lignes de champ magnétique transverse (plan ($z = 0$)).	85
2.35	Distribution spatiale du vecteur de Poynting moyen dans (a) le plan transverse ($z=0$) et (b) le plan longitudinal ($y=0$).	85
3.1	Représentation des composantes des champs électriques et magnétiques dans la cellule élémentaire de Yee. Les différentes composantes du champ EM sont calculées dans chaque maille élémentaire à des positions différentes. La taille de la cellule est donnée par Δx , Δy et Δz qui constituent les pas de discrétisation spatiaux respectivement selon les directions x , y et z . Les six composantes du champ EM associées à la cellule considérée sont indiquées par leur noms alors que les autres flèches correspondent à des cellules adjacentes.	91
3.2	Evolution temporelle du calcul du champ EM (1D) dans l'algorithme de Yee. Les évolutions spatiale et temporelle entre les champs électriques et magnétiques sont données respectivement sur l'axe horizontal et vertical. Le cercle indique les champs nécessaires pour le calcul du champ électrique en rouge.	91
3.3	Fonctionnement d'un milieu de type PML dans le plan (x,y).	94
3.4	Positions des couches de PML par rapport au domaine de calcul FDTD.	95
3.5	Densité spectrale ($k_z = 0$) pour les modes TE du guide d'onde à section carrée, en métal parfait (vue 2D du guide d'onde en métal parfait, à section carrée de côté égal à $a = 100 \text{ nm}$ avec une invariance suivant l'axe z).	99
3.6	Schéma en perspective de l'ouverture papillon modélisée par FDTD-3D dont \mathbf{h} représente l'épaisseur du métal considéré, \mathbf{D} la dimension de l'ouverture, \mathbf{G} le gap entre les deux parties métalliques et l'angle du papillon est donnée par θ	101

3.7	Evolution du spectre de transmission (racine cinquième du module carré du champ électrique) en fonction de l'épaisseur du métal : (a) Champ proche à 5 nm au dessus du gap et (b) Champ lointain. Les paramètres géométriques de l'ouverture papillon sont : $D = 275nm$, $G = 55nm$ et $\theta = 45^\circ$	102
3.8	(a) présente le spectre normalisé de l'intensité électrique champ proche en fonction de la longueur d'onde pour $h = 800 nm$ calculé à 5 nm au dessus du gap. (b) correspond au spectre normalisé de l'intensité électrique de l'ordre zéro diffracté (champ lointain). Les paramètres de l'ouverture papillon restent les mêmes que ceux de la figure 3.7.	102
3.9	(a) Spectre d'intensité champ proche normalisée en fonction de la longueur d'onde pour $h = 800 nm$ à 5 nm au dessus du gap. Coupe dans le plan (x, z) des distributions d'intensité normalisées ($ E ^{0.4}$) pour les différents pics de transmission. Les paramètres de l'ouverture papillon restent les mêmes que ceux de la figure 3.7.	103
3.10	Schéma du guide d'onde à section papillon. Un repère en coordonnées cartésiennes est affiché afin d'orienter l'espace pour la modélisation.	105
3.11	Densité spectrale en fonction de la longueur d'onde de coupure ($k_z = 0$) du guide d'onde en or. Les paramètres de l'ouverture papillon sont : $\mathbf{D} = 275 nm$, $\mathbf{G} = 55 nm$ et $\theta = 45^\circ$	105
3.12	Distributions d'intensités normalisées ($ E ^{0.8}$) associées aux deux modes propres du guide infini. (a) le premier mode (mode fondamental) à $\lambda_c = 1302 nm$ et (b) le second mode correspondant à $\lambda_c = 727 nm$	106
3.13	(a) Courbe de dispersion des premiers modes guidés du guide d'onde à section ouverture papillon (avec $D = 275 nm$, $G = 55 nm$ et $\theta = 45^\circ$) pour le cas de l'or (Au). La zone grise désigne la partie où se situent les modes guidés ayant un caractère plasmonique et la zone blanche quant à elle, désigne la partie où se situent les modes guidés conventionnels. (b) Partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental du guide d'onde à section ouverture papillon déduite de (a). La zone grise et blanche correspondent respectivement aux modes plasmoniques et homogènes. La droite horizontale passant par 1 représente la ligne de lumière délimitant les deux zones.	107
3.14	Courbes des dispersion des premiers modes guidés du guide d'onde à section ouverture papillon (avec $D = 275 nm$, $G = 55 nm$ et $\theta = 45^\circ$) pour les quatre autres métaux : (a) Al, (b) Ag, (c) Cu, et (d) W.	108
3.15	Résultats bruts FDTD donnant la densité spectrale en fonction de λ et G pour un guide d'onde à section papillon. (a) cas de l'or (les paramètres de Drude sont $\omega_p = 1,23 \times 10^{16} rad/s$ et $\gamma_D = 1,302 \times 10^{14} rad/s$, différents de celle publiée dans la référence [1] et (b) pour métal parfait. (c) Représentation de tous les maxima des deux premiers modes tirées de (a) et (b). La dimension est fixée à $D = 290nm$ dans les deux cas.	109
3.16	Longueur d'onde de coupure de deux premiers modes en fonction du gap (G) de l'ouverture papillon. (a) Au, (b) Ag, (c) Al, (d) Cu et (e) W. La dimension est fixée à $D = 305 nm$	111

3.17	Longueur d'onde de coupure de deux premiers modes en fonction de la dimension (D) de l'ouverture papillon, section du guide d'onde en métal réel (a) Au, (b) Ag, (c) Al, (d) Cu et (e) W. Le gap est fixé à $G = 55 \text{ nm}$. Les droites en pointillés sont celles obtenues avec l'équation 3.16 pour les différents paramètres correspondants au métal approprié.	112
3.18	Longueur d'onde de coupure en fonction du logarithme népérien de G en fixant les dimensions à $D = 305 \text{ nm}$. Les droites en pointillés sont celles obtenues grâce à l'équation 3.16 pour les différents paramètres correspondants au métal approprié.	113
3.19	Schéma de la structure modélisée par la FDTD en incidence oblique : h représente l'épaisseur de la couche métallique, P la période suivant les directions x et y , D la dimension de l'ouverture papillon, G le gap de l'ouverture papillon et θ l'angle sur les ailes du papillon.	121
3.20	Spectre de transmission normalisée calculée à la sortie des ouvertures papillons. La structure est illuminée par une onde plane polarisée TE sous incidence normale (bleue) et oblique à 65° (rouge).	121
3.21	Spectres normalisés de transmission (ordre zéro diffracté) de la lumière à travers un réseau des ouvertures papillons en fonction de l'angle d'incidence. La structure est illuminée avec une onde plane polarisée (a) TE et (b) TM.	122

Introduction générale

L'essor de la nanophotonique durant la dernière décennie a donné naissance à une nouvelle génération de micro- et nano-composants, tels que les cristaux photoniques [1, 2], les tamis à photons [3, 4], les circuits plasmoniques [5, 6] et plus récemment les nano-antennes [7, 8]. Ces nanostructures apportent des solutions innovantes dans divers domaines scientifiques et technologiques tels que, la nanolithographie [9], le piégeage optique [10], l'augmentation de la fluorescence des nano-émetteurs [7], les optiques des appareils photo [4], etc. La connaissance approfondie du champ électromagnétique autour des nanostructures a également rendu possible la conception de matériaux artificiels, tel que les métamatériaux à main gauche [11], qui présentent des propriétés optiques inexistantes dans la nature (réfraction inversée dite "négative", invisibilité, etc).

La recherche en nano-optique repose essentiellement sur la capacité de contrôler la lumière à l'échelle nanométrique à travers la conception de systèmes spécifiques. Toutefois, étant donné la grande complexité des phénomènes optiques vectoriels associés aux nanostructures, la conception de nano-systèmes optiques exige de plus en plus une connaissance complète et précise des champs électromagnétiques optiques en jeu. Cela signifie que l'amplitude et la direction des champs électriques et magnétiques deviennent des informations particulièrement importantes pour prédire ou analyser les comportements de nano-dispositifs optiques. De ces informations électromagnétiques fondamentales peuvent être directement déduites le vecteur de Poynting et la densité d'énergie qui permettent d'améliorer la compréhension des systèmes et ainsi d'optimiser leur design. Si la modélisation numérique a depuis longtemps apporté une solution à cette problématique grâce au développement des méthodes numériques rigoureuses comme la méthode des différences finies temporelles (FDTD) [12] ou le spectre des ondes planes [13], la caractérisation expérimentale complète et vectorielle du champ électromagnétique à la surface de nanostructures reste à l'heure actuelle un challenge important. Puisque la nano-optique atteint les limites des technologies actuelles de nanofabrication, des défauts de fabrication plus ou moins importants sont souvent inévitables, ce qui peut conduire à des divergences significatives entre les propriétés et performances optiques souhaitées et réelles.

Dans un tel contexte, la microscopie optique de champ proche (SNOM pour Scanning Near-field Optical Microscopy) [14] apparaît comme un moyen très intéressant de caractérisation optique qui aura pour but la description totale des composantes de la lumière au voisinage de la structure de la nano-optique. Durant les années 1990, le développement

de la microscopie optique de champ proche a souffert de l'absence de définition du rôle jouer par la pointe dans le processus de formation d'une image, à savoir la discrimination des composantes électrique et magnétique du champ lumineux. Cette lacune est l'objet d'une controverse au sujet de l'interprétation des images enregistrées par les microscopes optiques de champ proche. Ce récent axe de recherche requiert une connaissance précise des distributions spatiales des trois composantes du champ électrique et magnétique dans le volume entourant l'objet étudié. Cette connaissance précise paraît plus que nécessaire pour une meilleure interprétation des images obtenues ou pour orienter les expériences vers de nouvelles configurations. Pour un microscope SNOM fonctionnant en mode collection [15], il a été démontré que les sondes métallisées peuvent être sensibles aussi bien au champ magnétique qu'au champ électrique [16, 17]. Une nano-antenne annulaire fibrée a montré la capacité de collecter à la fois les composantes longitudinales des champs électriques et celles des champs magnétiques [18]. Il est connu que les sondes diélectriques non métallisées sont souvent sensibles au champ électrique et n'ont presque aucune sensibilité au champ magnétique [19]. Cependant, elles filtrent la composante du champ parallèle à l'axe de la pointe [20, 21]. Récemment, l'amplitude et la direction du champ électrique optique ont été déterminées expérimentalement grâce à une nouvelle architecture SNOM avec une résolution sub-longueur d'onde [22]. Ces résultats sans précédent représentent des avancées très prometteuses dans la nano-inspection des structures de la nanooptique. Toutefois, en raison des contraintes dans le processus de détection, cette technique est limitée à des échantillons de surface 1D. En outre, les informations sur les distributions vectorielles du champ magnétique optique sont inaccessibles.

Les conclusions de Bethe et de Bouwkamps sur les nano-ouvertures [23, 24] montrent que les sondes à ouvertures, ne peuvent pas discriminer entre les champs électriques et les champs magnétiques optiques. Il s'agit d'un problème sérieux pour une interprétation exacte des résultats puisque, à l'échelle sub-longueur d'onde, les variations spatiales de ces champs ne se recouvrent pas spatialement. Ils portent chacun des informations vectorielles complémentaires, qui doivent être distinguées afin de bien analyser la réponse électromagnétique d'un objet de la nanooptique. Ainsi, il y a encore un besoin d'étendre les capacités du SNOM classique, qui fournit actuellement des informations scalaires, pour fournir un diagnostic précis et complet sur les champs vectoriels nécessaires pour exploiter pleinement le potentiel de la nanooptique.

Récemment, Burrese & al. [25] sont parvenus à faire une mesure directe du champ magnétique d'une onde lumineuse se propageant dans un guide d'onde. En appliquant des concepts issus des métamatériaux aux techniques de mesure de champ proche optique, ils ont mesuré la distribution du champ magnétique avec une résolution sub-longueur d'onde. Pour pouvoir détecter un champ magnétique aux fréquences optiques, il est nécessaire de le convertir en champ électrique. Pour cela, les auteurs ont modifié une pointe de microscope optique de champ proche (fibre optique étirée recouverte d'aluminium) en y creusant une petite ouverture de 40 *nm* par faisceau d'ions focalisés. Grâce à cette nano-ouverture, la pointe se comporte comme un anneau métallique coupé (split-ring) dans lequel un champ magnétique orienté selon l'axe de la fibre peut induire un dipôle électrique. C'est le signal rayonné dans la fibre optique par ce dipôle induit qui est détecté. En scannant le

guide d'onde, les auteurs ont démontré une mesure simultanée des distributions du champ magnétique et du champ électrique avec une résolution sub-longueur d'onde.

Apporter une solution à la problématique évoquée précédemment demeure l'objectif principal de ce travail de thèse. Nous proposons tout d'abord de concevoir, d'étudier et de fabriquer des nano-antennes optiques comme sondes innovantes pour la microscopie en champ proche afin de connaître et maîtriser la nature de l'information collectée. Enfin, nous développons une architecture originale de microscopie en champ proche permettant de réaliser à l'issue d'un scan unique de l'échantillon la cartographie des lignes de champ électriques et magnétiques optiques 3D, à partir d'une simple pointe diélectrique.

Ce manuscrit s'articule autour de trois chapitres :

Dans le premier chapitre, nous proposons une nouvelle configuration de sonde locale fibrée, basée sur le concept de la nano-antenne, permettant d'apporter une solution originale à l'inspection électromagnétique optique de nano-dispositifs. Après avoir présenté un état de l'art sur les variétés d'antennes optiques, nous effectuerons une étude consistant au greffage d'une nano-ouverture papillon (le complément d'une nano-antenne papillon dans le domaine de l'optique) à l'extrémité d'une pointe en polymère fibrée métallisée. Une telle structure va permettre de disposer d'un nanocollecteur de champ électrique polarisant (sensible à une seule composante du champ électrique perpendiculaire à la pointe) et à résolution nanométrique. Les principales étapes de réalisation et de caractérisation de la nano-ouverture papillon sont présentées et détaillées dans ce chapitre.

Le second chapitre présente une nouvelle microscopie en champ proche permettant l'accès aux lignes de champs électriques et magnétiques optiques 3D au dessus d'un échantillon, avec une résolution sub-longueur d'onde. Le microscope permet de cartographier simultanément et indépendamment les distributions des amplitudes complexes (amplitude et phase) des deux composantes du champ électrique transverse (perpendiculaires à la pointe). Au moyen de ces deux informations complémentaires collectées à la surface de l'échantillon, les lignes de champs électriques et magnétiques ainsi que la distribution du vecteur de Poynting sont reconstruites dans le volume au-dessus de l'échantillon en utilisant des méthodes numériques rigoureuses. Le microscope et la validation progressive de notre méthode de caractérisation vectorielle sont décrits dans ce chapitre. La validation non ambiguë du système est réalisée en utilisant des faisceaux de Bessel propagatifs et évanescents à polarisation radiales et azimutales. Par exemple, nous avons réalisé pour la première fois la génération et la caractérisation optique électromagnétique complète d'une boucle de courant optique (densité de courant de déplacement). Nous avons ainsi validé notre approche en transposant à l'optique un des cas d'école de la magnétostatique. Nous présentons également les premières caractérisations expérimentales du vecteur de Poynting moyen d'ondes purement évanescentes.

Le troisième et dernier chapitre est consacré à l'application d'une méthode numérique afin d'étudier le comportement spectral et l'origine de l'exaltation au niveau de la partie centrale d'une nano-ouverture papillon. Deux algorithmes de calcul appelés FDTD (Finite Difference Time Domain) et N-order FDTD seront utilisés. Le code FDTD est basé sur la résolution des équations de Maxwell par la méthode des différences finies dans le domaine temporel avec l'algorithme de Yee. Le comportement dispersif des métaux est pris en compte à travers un modèle de Drude implémenté dans le code. Basée sur la simulation FDTD, le code N-order FDTD, quant à lui, sera utilisé pour effectuer l'étude modale (les longueurs d'ondes de coupure) d'un guide infini à section "ouverture papillon" aboutissant à la mise en place d'une relation analytique entre la longueur d'onde de coupure du mode fondamental et les paramètres géométriques de la nano-ouverture papillon (gap et dimensions de l'ouverture).

Les perspectives de ce travail seront finalement énoncées dans la conclusion générale.

Bibliographie

- [1] S. Noda, A. Chutinan, and M. Imada. Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure. *Nature*, 107 :608–610, 2000.
 - [2] O. Painter, R. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. O’Brien, P. Dapkus, and I. Kim. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. *Science*, 284 :1819–1821, 1999.
 - [3] T. Ebbesen, H. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio, and P. Wolff. Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Nature*, 391 :667–669, 1998.
 - [4] J. Salvi, Y. Poujet, and F. Baida. 90% extraordinary optical transmission in the visible range through annular aperture metallic arrays. *Opt. Lett.*, 32 :2942–2944, 2007.
 - [5] L. Yin, V. Vlasko-Vlasov, J. Pearson, J. Hiller, J. Hua, U. Welp, D. Brown, and C. Kimball. Subwavelength focusing and guiding of surface plasmons. *Nano Lett.*, 5 :1399–1402, 2005.
 - [6] S. Bozhevolnyi, V. Volkov, E. Devaux, J. Laluet, and T. Ebbesen. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators. *Nature*, 440 :508–511, 2006.
 - [7] J. Farahani, D. Pohl, H.-J. Eisler, and B. Hecht. Single quantum dot coupled to a scanning optical antenna : A tunable superemitter. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :0174402, 2005.
 - [8] T. Kalkbrenner, U. Hakanson, A. Schädle, S. Burger, C. Henkel, and V. Sandoghdar. Optical microscopy via spectral modifications of a nano-antenna. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :200801, 2005.
 - [9] N. Murphy-DuBay, L. Wang, E. C. Kinzel, S. M. V. Uppuluri, and X. Xu. Nano-patterning using nsom probes integrated with high transmission nanoscale bowtie aperture. *Opt. Express*, 16 :2584, 2008.
 - [10] M. Righini, P. Ghenuche, S. Cherukulappurath, V. Myroshnychenko, and F. J. Garcia de Abajo and R. Quidant. Nano-optical trapping of rayleigh particles and escherichia coli bacteria with resonant optical antennas. *Nano. Lett.*, 9 :3387–3391, 2009.
 - [11] J. B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :3966–3969, 2000.
 - [12] A. Taflov and S. Hagness. *Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method*. 2005.
-

- [13] P. Clemmow. *The Plane Wave Spectrum. Representation of Electromagnetic Fields*. 1996.
 - [14] E. Betzig, M. Isaacson, and A. Lewis. Collection mode near-field scanning optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 51 :2088–2090, 1987.
 - [15] E. Betzig, J. K. Trautman, J. S. Weiner, T. D. Harris, and R. Wolfe. Polarization contrast in near-field scanning optical microscopy. *Appl. Opt.*, 31 :4563–4568, 1992.
 - [16] E. Devaux, A. Dereux, E. Bourillot, J.-C. Weeber, Y. Lacroute, J.-P. Goudonnet, and C. Girard. Local detection of the optical magnetic field in the near zone of dielectric samples. *Phys. Rev. B*, 62 :504–510, 2000.
 - [17] A. Bouhelier, J. Renger, M. Beversluis, and L. Novotny. Plasmon-coupled tip-enhanced near-field optical microscopy. *J. Microscopy*, 210 :220–224, 2003.
 - [18] T. Grosjean, A. Fahys, M. Suarez, D. Charraut, R. Salut, and D. Courjon. Annular nanoantenna on fibre microaxicon. *J. Microscopy*, 229 :354–364, 2008.
 - [19] D. V. Labeke and D. Barchiesi. Probes for scanning tunneling optical microscopy : a theoretical comparison. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10 :2193–2201, 1993.
 - [20] T. Grosjean and D. Courjon. Polarization filtering induced by imaging systems : Effect on image structure. *Phys. Rev. E*, 67 :46611, 2003.
 - [21] W. Chen and Q. Zhan. Realization of an evanescent bessel beam via surface plasmon interference excited by a radially polarized beam. *Opt. Lett.*, 34 :722–724, 2009.
 - [22] K. Lee, H. Kihm, J. Kihm, W. Choi and H. Kim, C. Ropers, D. Park, Y. Yoon, S. Choi, D. Woo, J. Kim, B. Lee, Q. Parka, C. Lienau, and D. Kim. Vector field microscopic imaging of light. *Nature Photonics*, 1 :53–56, 2007.
 - [23] H. Bethe. Theory of diffraction by small holes. *Phys. Rev.*, 66 :163–182, 1944.
 - [24] C. Bouwkamp. Diffraction theory. *Rep. Phys.*, 27 :35–100, 1954.
 - [25] M. Burreli, D. van Oosten, T. Kampfrath, H. Schoenmaker, R. Heideman, A. Leinse, and L. Kuipers. Probing the magnetic field of light at optical frequencies. *Science*, 326 :550–553, 2009.
-

Chapitre 1

Nano-antennes comme nano-sondes polarisantes pour la microscopie en champ proche, conception et fabrication

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser le concept de nano-antenne résonante, développé depuis environ 5 ans en nano-optique, afin d'apporter une solution innovante à la nano-collection pour la microscopie en champ proche optique. Le but est ici de greffer une nano-ouverture "papillon", configuration voisine de la nano-antenne "papillon" ou "bowtie", à l'extrémité d'une pointe de la microscopie en champ proche afin de disposer d'un collecteur local très résolvant et ultra sensible (du fait de sa nature résonnante) majoritairement sensible à une composante vectorielle unique du champ électrique optique.

Ce chapitre se décompose en trois parties. Tout d'abord, un état de l'art sur les antennes optiques sera présenté. Ensuite, la conception, la fabrication et la caractérisation expérimentale de nano-ouvertures bowtie sur substrat plan seront détaillées. Cette étape préliminaire nous a permis d'aboutir à la fabrication d'une nano-ouverture bowtie à l'extrémité d'une sonde locale fibrée, qui sera présentée dans la dernière partie.

1.2 Etat de l'art sur les antennes résonnantes basiques.

Chacun connaît les antennes classiques qui, depuis l'invention du Russe Alexander Popov à la fin du XIXe siècle, jusqu'à leur version miniature incorporée dans nos téléphones mobiles, n'ont cessé d'accompagner l'évolution des télécommunications. Au sens

large du terme, une antenne est un dispositif qui permet de capter ou inversement de rayonner des ondes électromagnétiques [1, 2]. Généralement, elle représente une structure métallique résonnante permettant de faire communiquer des entités électroniques entre elles en convertissant de manière très efficace des signaux électriques en des ondes électromagnétiques se propageant librement dans le vide, et vice versa. Elle est généralement caractérisée par sa forme, sa bande passante, son gain et sa directivité (diagramme de rayonnement).

Les antennes peuvent se classer selon deux catégories selon leur sensibilité au champ électrique ou magnétique. Parmi les antennes électriques, on trouve l'antenne dipolaire demi-onde [3, 4], l'antenne monopole ou quart-d'onde [5, 6], l'antenne "bowtie" (ou noeud papillon) [7, 8] et l'antenne Yagi-Uda [9, 10]. Ces antennes développent localement des moments dipolaires électriques importants et pas de moments magnétiques associés. L'antenne dipolaire est formée de deux tiges métalliques séparées par un entrefer très petit devant la longueur d'onde et sa longueur totale est égale à la moitié de la longueur d'onde considérée. L'antenne bowtie, de plus large bande, est constituée de deux triangles métalliques. L'antenne Yagi-Uda (l'antenne "rateau" bien connue), formée d'un réflecteur et d'un directeur de part et d'autre du dipole émetteur ou récepteur, est utilisée pour sa très forte directivité en émission ou détection.

Parmi les antennes sensibles au champ magnétique, on trouve l'antenne boucle ou "loop antenna" [11, 12] constituée d'un fil mince fermé en boucle (longueur généralement égale à $\lambda/10$) et développant un moment magnétique important. Un courant dans la boucle métallique génère un champ magnétique axial important à l'intérieur de la boucle, et inversement, la composante magnétique axiale d'un champ électromagnétique crée un courant dans la boucle qui peut être directement mesuré. Ces antennes ont l'avantage d'être plus compactes que les antennes électriques, à faibles pertes et à faible sensibilité aux bruits radioélectriques, en dépit d'un gain inférieur à celui des antennes électriques.

1.2.1 Micro-antennes et microscopie en champ proche basses fréquences

Le concept d'antenne a trouvé un grand nombre d'applications dans la création de sonde sub-longueur d'onde permettant de cartographier les champs électromagnétiques à la surface de dispositifs électroniques avec une résolution sub-longueur d'onde [13]. En principe, E. M. Synge devrait probablement être crédité comme étant le fondateur intellectuel de la microscopie micro-onde champ proche, en s'appuyant sur ses travaux en 1928 [1]. Les principaux avantages de la microscopie champ proche sont : la résolution spatiale supérieure et la sensibilité aux propriétés électromagnétiques des matériaux scannés. Les limites de cette résolution ne sont plus fixées par la longueur d'onde des signaux micro-ondes, mais par la géométrie de la sonde du microscope. La première utilisation d'une sonde coaxiale pour mesurer localement les champs micro-ondes sur les propriétés du ma-

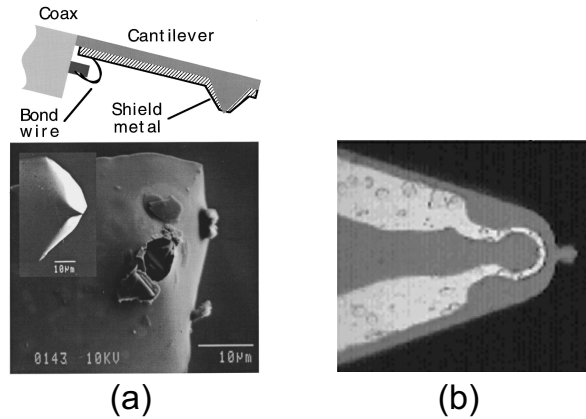


FIG. 1.1 – Exemples des sondes utilisées dans le domaine des micro-ondes. (a) structure coaxiale [17] et en (b) l'antenne boucle [19].

tériau remonte à 1965. Il s'agit de l'étude menée par Bryant et al. [15] qui ont utilisé une pointe effilée coaxiale pour mesurer la résistivité locale des échantillons semi-conducteurs à 450 MHz avec une résolution millimétrique. De la même manière, Gao et Wolf [16] ont réalisé une sonde constituée d'une boucle de $700 \mu\text{m}$ de diamètre et d'une antenne dipolaire placée au bout d'un guide coaxial. Ce type de sonde dont la résolution spatiale atteint 100 nm, permette ainsi de mesurer un champ électrique et un champ magnétique. Il existe plusieurs configurations d'antennes conçues pour la microscopie micro-onde champ proche, la figure 1.1 montre quelques sondes utilisées pour imager les champs électriques micro-onde [17, 18] et les champs magnétiques [19].

Ces antennes développées et utilisées pour la microscopie micro-onde champ proche ne cessent de s'élargir offrant des possibilités d'applications d'imagerie pour la microélectronique [20] et le Téra-Hertz (THz) [21, 22]. De la même manière, un autre domaine tel que l'infrarouge est connu pour être un domaine spectral particulièrement précieux pour sonder la nature chimique, la structure, les propriétés électroniques ou l'émission thermique des matériaux. Les dispositifs électro-optiques tels que les lasers à cascades quantiques émettent dans cette région de spectre électromagnétique. La taille de la longueur d'onde dans l'infrarouge empêche au microscope infrarouge conventionnel d'atteindre une résolution meilleure que quelques micromètres. Il est à priori impossible d'étudier à une échelle locale les propriétés infrarouges de matériaux ou de dispositifs nanostructurés. Par contre pour le domaine THz, ce problème n'a pas lieu d'être, car il est possible de coupler l'imagerie et la spectroscopie, qui constitue un des avantages majeurs de ce dernier. Plusieurs études [23, 24] ont montré le potentiel attracteur de l'imagerie champ proche THz dans les années 2000. Les pointes utilisées généralement en microscopie THz et Infrarouge champ proche sont des pointes métalliques sans ouverture dite " apertureless " permettant de diffuser localement le champ électromagnétique à la surface de l'échantillon. Il existe de la même manière des antennes spécialement conçues pour le champ proche THz, cela a été le travail réalisé par M. C. Nuss utilisant des antennes photoconductrices comme générateur d'impulsions THz [25]. Ainsi, de nombreux domaines d'applications sont depuis

une dizaine d'années apparus, par exemple pour le biomédical (imagerie de tumeurs, de dents), pour la caractérisation de matériaux [26].

1.3 Nano-antennes Optiques Résonnantes.

Les nano-antennes optiques sont le fruit de l'extension à l'optique des concepts d'antennes développés en radiofréquences et micro-ondes. Tout comme leurs homologues basses fréquences, elles ont pour but de jouer le rôle d'interface entre des entités sub-longueur d'ondes et des ondes électromagnétiques se propageant librement dans le vide. Ici, les entités sub-longueur d'onde ne sont plus des systèmes électroniques mais des nano-objets optiques plus ou moins complexes (molécules uniques, quantum dots, structures plasmoniques ou diélectriques plus ou moins complexes, etc). Dans son rôle d'interfaçage optique, la nano-antenne est utilisée pour convertir efficacement une onde propagative en une concentration lumineuse intense et nanométrique (appelé "point chaud"), et inversement [27, 28]. Le concept de nanoantenne est basé sur la capacité de nanostructures métalliques à supporter des résonances optiques généralement issues de l'excitation de modes plasmons. Ainsi, des nanostructures de différentes formes (disques, bâtonnets, triangles, anneaux, etc) uniques ou combinées les unes aux autres développent des propriétés d'antennes optiques. Les configurations de nano-antennes (associations de nanoparticules) découlent généralement directement des configurations d'antennes basses fréquences. On retrouve ainsi en optique les principales configurations d'antennes basses fréquences (miniaturisées pour l'adaptation fréquentielle).

Récemment, une étude portant sur la conception d'une antenne Yagi-Uda fonctionnant dans le domaine de longueur d'onde du visible a été publiée par Kosako & al. [29] pour la première fois. La figure 1.2 montre l'antenne Yagi-Uda proposée pour diriger ou contrôler les diagrammes de rayonnement à l'échelle nanométrique des sources lumineuses telles que les molécules uniques et les boîtes quantiques avec une grande directivité. Les résultats de relation de phase entre le réflecteur et les directeurs sont dus aux interférences constructives entre les ondes (voir figure 1.2(a)). L'antenne est constituée de 5 nano-bâtonnets d'or fabriqués par lithographie sur un substrat de verre (intégré dans une couche de SiO_x). La figure 1.2(b) montre une image du microscope électronique à balayage des nanoparticules d'or utilisées pour fabriquer la nano-antenne Yagi-Uda de Kosaka & al..

Modifier et/ou amplifier de manière contrôlée l'émission spontanée de molécules (ou atomes) uniques a été rendue possible grâce aux nano-antennes. Par exemple, des molécules individuelles ont été utilisées pour cartographier les champs électromagnétiques locaux à l'échelle nanométrique autour des pointes nanoscopiques [27]. De la même manière, plusieurs types de particules métalliques telles que les bâtonnets, les dimères et les ouvertures papillons ont été étudiées [30, 31]. Bien que toutes les particules métalliques

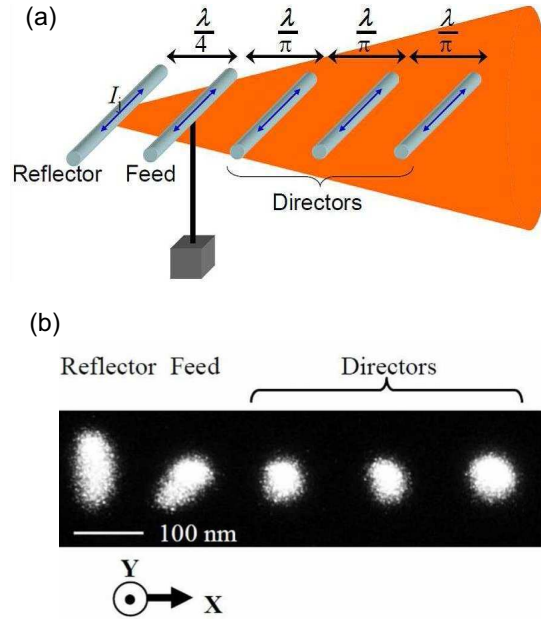


FIG. 1.2 – L’antenne Yagi-Uda. (a) Principe de la structure proposée de l’antenne Yagi-Uda en radiofréquence. (b) Image MEB des nanoparticules d’or utilisées pour réaliser l’antenne Yagi-Uda, opérant à 662 nm .

excitées à la résonance soient capables de générer une exaltation intense, des géométries particulières sont en mesure de donner des exaltations de plusieurs ordres de grandeurs. Cela est particulièrement le cas pour une paire de nano-particules séparée par un petit gap (distance entre les deux particules). Un exemple est montré dans la figure 1.3. Il est obtenu une forte exaltation du champ au niveau du gap, pour une antenne papillon (figure 1.3(a)) et un dimère (figure 1.3(c)) en argent présentant tous les deux un gap de 2 nm [31]. Ainsi, Hao & al. [31] ont montré que l’exaltation obtenue pour chaque structure est de 53000 (pour l’antenne papillon, figure 1.3(b)) et 11000 (pour le dimère, figure 1.3(d)) fois le champ incident appliqué.

De plus, il a été montré que l’exaltation peut être différente pour une structure unique par rapport au cas présentant un nano-gap selon la taille des structures, figure 1.4. La figure 1.4(c) montre des résultats obtenus par Cubukcu & al. [32] pour un triangle métallique 1.4(a) et une structure papillon 1.4(b). On peut s’apercevoir que la structure papillon donne une forte exaltation du champ (facteur 2) pour les petites dimensions (L) des structures. Ces structures peuvent être employées en microscopie champ proche optique soit pour développer des sondes [33, 30], soit pour générer des sources ponctuelles [34].

Il est intéressant de savoir que les métaux ont également un très grand coefficient non linéaire. Par exemple, la susceptibilité non linéaire du troisième ordre de l’or ($\chi^3 \sim 1 \text{ nm}^2/\text{V}^2$) est 3 fois plus grande que celle obtenue pour la plupart des cristaux optiques

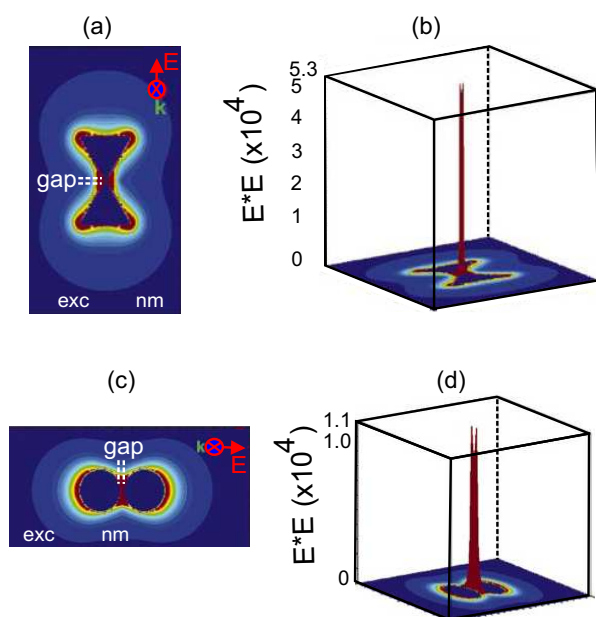


FIG. 1.3 – Distribution du champ électrique des structure papillons (a) et dimères (c) en argent présentant un gap de 2 nm chacune. La polarisation est orientée suivant l’axe des structures. (b) et (d) : Représentation 3D de (a) et (c) montrant l’exaltation du champ au voisinage du gap. Les paramètres géométriques sont de 36 nm de diamètre pour le dimère et de 60 nm de dimensions extérieures pour la structure en papillon, l’épaisseur de la couche d’argent est de 12 nm.

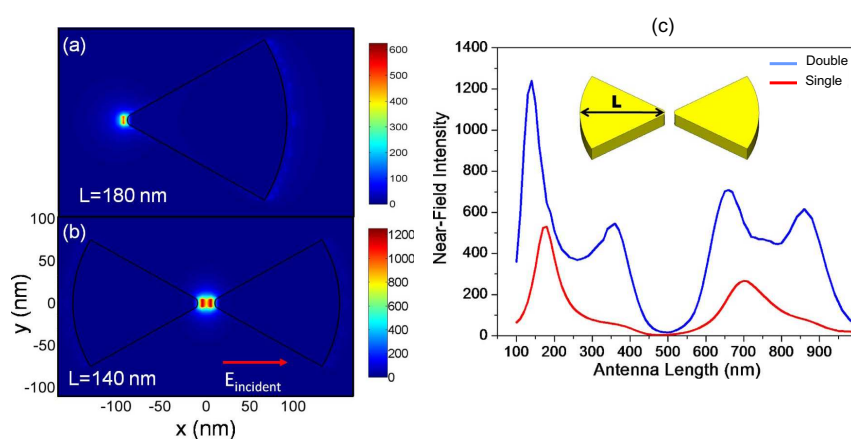


FIG. 1.4 – Distribution d’intensité champ proche (a) au voisinage d’un triangle en or de dimensions $L = 180 \text{ nm}$ et (b) au voisinage de la structure papillon en or (ou un couple de triangle) avec $L = 140 \text{ nm}$ et un gap de 20 nm. (c) Intensité champ proche du triangle (en rouge) et du papillon (en bleu) calculée en fonction de la longueur L .

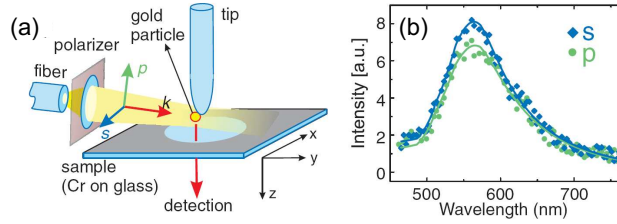


FIG. 1.5 – (a) Schéma de l'expérience et (b) Spectres des signaux détectés pour les polarisations p et s du faisceau incident [42].

non linéaires, tels que le niobate de lithium ($LiNbO_3$) [35]. Cette propriété est à l'origine des études portant sur les phénomènes non-linéaires en microscopie champ proche optique utilisant des nanoantennes optiques pour la génération de second harmonique [36, 37], troisième harmonique [38, 39] ou encore pour le supercontinuum [40]. Les antennes optiques non linéaires restent prometteuses pour la conversion de fréquence au niveau de photons uniques et de transistors à un seul photon [41].

T. Kalkbrenner & al. [42] ont utilisé une nano-particule d'or à l'extrémité d'une sonde locale diélectrique en champ proche comme nano-antenne résonante. Une telle antenne permettrait la réalisation expérimentale d'une microscopie en champ proche sans besoin de communication directe avec l'échantillon. Ils ont étudié la modification de ses propriétés radiative et spectrale (figure 1.5) au voisinage proche d'un échantillon.

P. Muhlschlegel & al. [43] ont réalisé des antennes demi-longueur d'onde (en or) conçues pour être résonantes aux fréquences optiques, qui présentent une forte exaltation au centre de l'antenne. Le fait de pouvoir confiner la lumière à des échelles nanométriques serait un avantage dans des nombreux domaines comme le stockage des données [44], la nanolithographie [45]. Nous présentons ci-dessous (figure 1.6), l'exemple de l'antenne résonante.

Une étude a été réalisée au Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux sur le développement des antennes annulaires greffées à l'extrémité de sondes locales fibrées (figure 1.7). L'antenne optique annulaire est une extension de l'antenne boucle dans le domaine de l'optique [46]. L'objectif était de réaliser une nanostructure résonante capable de collecter sélectivement certaines composantes vectorielles des champs électriques ou magnétiques constituant la lumière, sur une zone très restreinte de l'espace. De la même manière que pour l'antenne boucle, il a été montré que la nano-antenne annulaire privilégie et développe une forte sensibilité au champ magnétique. La nano-antenne annulaire joue ainsi le rôle de nano-collecteur optique du champ magnétique.

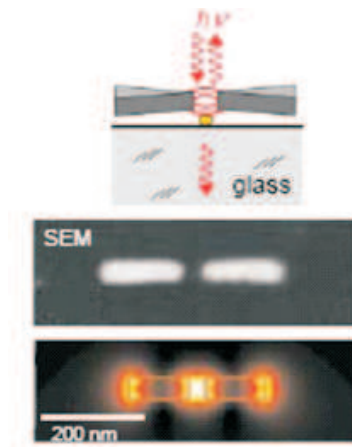


FIG. 1.6 – Antenne " demi-onde " optique résonante [43].

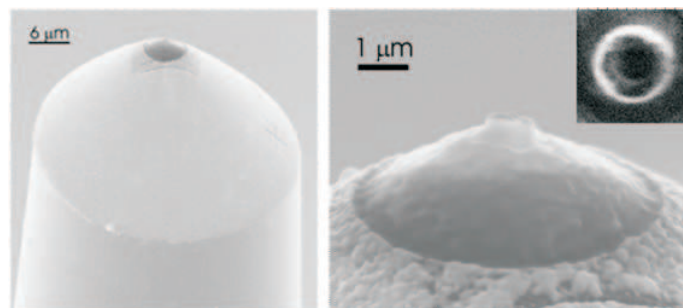


FIG. 1.7 – Images MEB d'une nano-antenne annulaire usinée au bout d'une sonde locale (à gauche : vue de côté ; à droite : ZOOM sur l'apex de la sonde) [46].

Notons que le design d'une nano-antenne ne peut être le fruit d'une réduction d'échelle homothétique de la configuration d'antenne basses fréquences correspondante. La transposition d'échelle à l'origine du concept de nano-antenne s'accompagne inévitablement d'un changement drastique des propriétés des métaux. Les métaux considérés comme parfaits en régime hyperfréquences, deviennent absorbants dans le domaine de visible et infrarouge proche. Les résonances à l'origine des propriétés spécifiques des nano-antennes deviennent alors très fortement dépendantes du type de métal choisi et de leurs propriétés dispersives. Des simulations optiques des nano-antennes par des méthodes numériques rigoureuses, telles que la FDTD (Finite Difference Time Domain) [4], la méthode des éléments finis [48], la Multiple Multipole Method (MMP) [49], associées à des modèles précis de la dispersion des métaux (modèle de Drude [50, 51], Drude-Lorentz [13]), sont indispensables pour adapter les géométries des nano-antennes à la longueur d'onde de résonance souhaitée. Par exemple, une antenne "doublet demi-onde" en régime micro-onde ne peut se transposer en une nano-antenne rigoureusement demi-onde en taille [43]. Les antennes optiques étant généralement constituées de nanostructures très petites devant la longueur d'onde, des techniques de fabrication à la pointe des nanotechnologies sont indispensables à leur réalisation. Les techniques issues de la fabrication de circuits imprimés pour l'électronique, telles que la lithographie électronique [53] et l'usinage direct par faisceau d'ion focalisé (FIB : Focused ion Beam) [54, 55] sont les plus couramment utilisées pour la réalisation des nano-antennes.

Ces nouvelles antennes optiques nanoscopiques offrent des possibilités d'applications nouvelles pour la microscopie en champ proche.

1.3.1 Une nano-antenne particulière : la nano-ouverture papillon

Les nano-antennes dites à "gap"

Un grand nombre de configurations de nano-antennes sont basées sur l'association de deux nanoparticules séparées par une distance nanométrique. L'entrefer (ou "gap" en anglais) devient l'élément clé de la structure. On trouve ici les dimères, les nano-antennes dipolaires, les nanoantennes et nano-ouvertures bowtie (cf section précédente). Une propriété caractéristique des nano-antennes à gap est leur forte sensibilité à la polarisation du champ lumineux. Utilisées en mode émission, c'est-à-dire pour générer une source ponctuelle intense à partir d'une onde propagative, elle ne concentre l'énergie lumineuse que lorsque la polarisation de l'onde est parallèle à l'axe principal de l'antenne [43, 56]. Les distributions de charges du mode résonant au niveau du gap, à l'origine du point chaud, confèrent à ce dernier un moment dipolaire électrique associé.

Nano-antennes et nano-ouvertures papillons

R. D. Grober & al. [7] ont amené le concept d'antenne papillon optique (et plus généralement le concept d'antenne optique). Ils ont démontré via une modélisation par transposition d'échelle la possibilité de créer une source très lumineuse confinée au voisinage du gap avec une transmission de l'ordre de quelques pourcents. L'article conclut que ce concept d'antenne peut être appliqué à la gamme du visible comme *nanosource pour la microscopie en champ proche optique*. Depuis le début des années 2000, les nano-antennes ont fait l'objet d'un nombre important d'études théoriques et expérimentales. D. P. Fromm & al. [57] ont démontré en optique l'effet d'antenne sensible à la polarisation présenté initialement par Grober, par le biais de mesures de fluorescence à deux photons sur des nano-antennes planaires en or réalisées sur un substrat transparent par lithographie électronique.

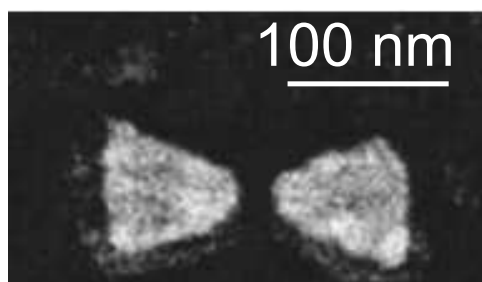


FIG. 1.8 – Images (au microscope électronique à balayage) de deux nano-antennes papillons conçues par D. Fromm & al. [57].

Notons également l'utilisation par J.N. Farahani & al. [58] d'une nano-antenne bowtie sur pointe AFM pour la génération de super-émetteurs quantiques. Le couplage d'un quantum dot à cette nano-antenne permet d'augmenter significativement le taux de décroissance radiatif du nanoémetteur ainsi que son signal de fluorescence (figure 1.9). La nano-antenne n'est plus utilisée en mode émission afin de créer un point chaud, mais comme médiateur entre un émetteur quantique et les ondes optiques propagatives.

Parallèlement, Wang et al. [45] ont proposé une configuration voisine de la nano-antenne bowtie, appelée nano-ouverture bowtie. Elle consiste en le dégagement d'une ouverture en forme de noeud-papillon dans une couche métallique (figure 1.10). Il en résulte la présence de deux triangles métalliques (dont les flancs latéraux sont isolés du reste de la couche métalliques) séparés par une distance nanométrique (appelée gap dans la suite). Cette configuration d'ouverture possède les mêmes propriétés optiques vis-à-vis du champ lumineux qu'une nano-antenne bowtie, à savoir qu'elle génère un point chaud dans la zone de gap lorsqu'elle est illuminée par une onde polarisée linéairement suivant la direction des triangles métalliques [59, 60, 61, 56]. En revanche, à dimensions de triangles métalliques égales, la résonance de la nano-ouverture bowtie est décalée vers le rouge par

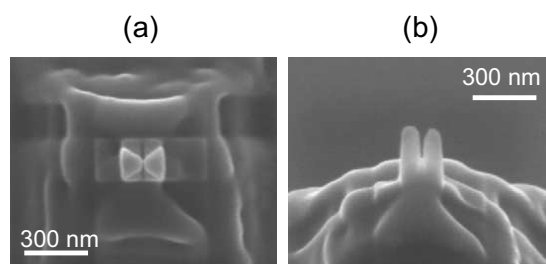


FIG. 1.9 – Nano-antenne bowtie à l’extrémité d’une pointe AFM pyramidale [58]; (a) vue du dessus, et (b), vue de côté.

rapport à celle de la nano-antenne bowtie.



FIG. 1.10 – Schéma d’une nano-ouverture papillon [45].

X. Jin et X. Xu [62] ont simulé et comparé par FDTD la réponse optique de différents types de nano-ouvertures (ouvertures bowties et celles en forme de C, de H, etc.) ouvertes dans des couches de chrome et d’argent déposées sur un substrat de quartz. Ils ont alors mis en évidence la réponse optique spécifique de la nano-ouverture bowtie décrite par différentes résonances présentant un maximum d’intensité au niveau du gap (figures 1.11 (a) et (c)) ou sur les coins de l’antenne (figures 1.11 (b)). On notera également la forte dépendance de la réponse de l’antenne à la nature du métal (voir figures 1.11 (a) et (c)).

La comparaison de la nano-ouverture bowtie avec différents types d’ouvertures s’est élargie à l’expérience [63]. Après la détermination de la forme géométrique optimale de la nano-ouverture bowtie à la longueur d’onde considérée, ils ont usiné par faisceau d’ion focalisé (FIB pour Focused Ion Beam) une telle ouverture ainsi que trois autres ouvertures tests dans le but de comparer leurs propriétés de transmission du rayonnement lumineux (figure 1.12). Le meilleur rapport confinement/efficacité de transmission est obtenu pour la nano-ouverture papillon. La capacité de confinement de la nano-ouverture bowtie est 7 fois plus importante que celle de l’ouverture linéaire, avec des efficacités de transmission similaires. Elle semble donc être la plus à même remplir le rôle d’ouverture permettant

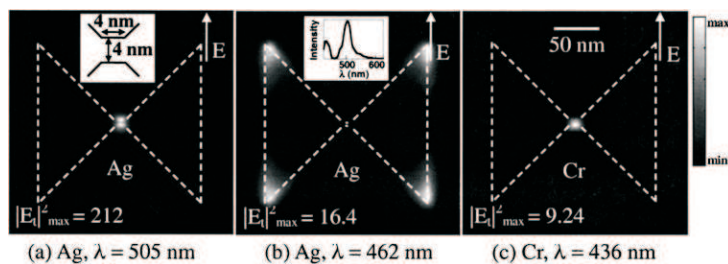


FIG. 1.11 – Réponse d’une nano-ouverture bowtie (a,b) en argent et (c) en chrome à différentes longueurs d’ondes (indiquées sur les images). La réponse est ici donnée par l’intensité du champ électrique à 5 nm du plan de sortie de l’ouverture (côté air), pour une même polarisation [62].

de confiner la lumière tout en maintenant une transmission importante.

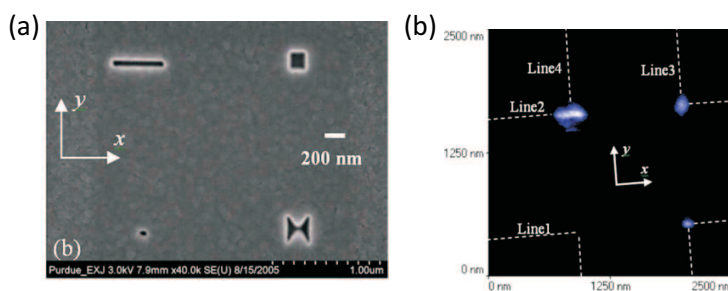


FIG. 1.12 – (a) Images FIB des ouvertures tests usinées par E.X. Jin & al. [63], (b) images du champ lumineux à la sortie des ouvertures tests.

De récents développements technologiques ont permis le greffage de nano-ouvertures papillons au bout de pointes SNOM sur microleviers, dans le but d’améliorer l’efficacité d’émission ou de collection de la sonde locale, et donc rendre la sonde plus performante [59, 64]. Les figures 1.13 [59] et 1.14 [64] reportent les réalisations par FIB d’ouvertures papillons usinées au bout de pointe SNOM.

La sonde de la figure 1.14(a) a été utilisée comme nanosource lumineuse mobile pour la nanolithographie optique. Des lignes de largeur 59 nm ont ainsi été gravées sur une couche de résine photosensible pour une vitesse de scan de $5\mu m/s$. Un exemple d’image AFM (microscope à force atomique) des lignes obtenues avec la nano-ouverture papillon est rapportée sur la figure 1.13(b) pour des vitesses de scan différentes. La sonde de la figure 1.14 a été appliquée comme un nanocollecteur pour l’imagerie SNOM afin d’accroître le rendement de collection.

Notons que les nano-ouvertures bowtie sont des nanoantennes très appropriées pour être intégrées sur des sondes locales. Tout d’abord, la phase de nanofabrication est moins lourde par FIB que pour la nano-antenne bowtie car elle nécessite un enlèvement de matière moins important. Enfin, elle limite fortement le rapport signal-à-bruit en mode

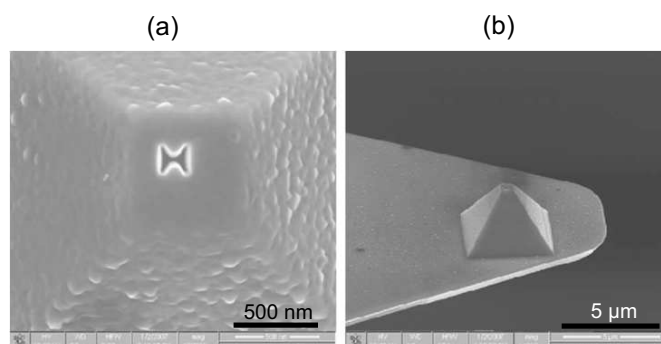


FIG. 1.13 – Vue de haut (a) et de côté (b) d'une image MEB de l'ouverture papillon publiée par Wang & al. (dimensions de l'ouverture : $180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm}$ et la largeur de gap égale à 33 nm) [59].

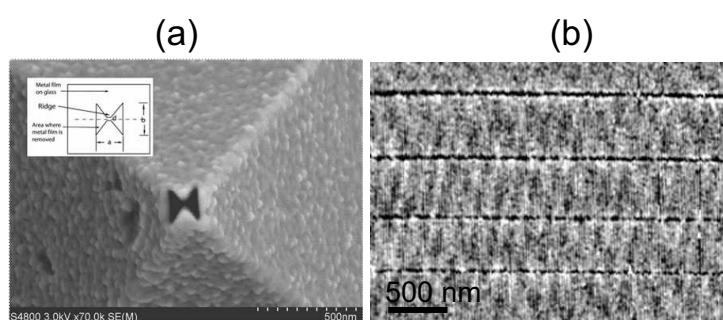


FIG. 1.14 – (a) Image MEB d'une ouverture papillon de dimensions $160 \text{ nm} \times 160 \text{ nm}$ et de gap 30 nm , usinée au bout d'une pointe AFM [64]. (b) Exemple des lignes gravées par AFM au moyen de la nano-ouverture papillon.

émission ou collection puisque la sonde reste métallisée. Une telle propriété ne peut être atteinte par une nano-ouverture papillon.

1.4 Conception et réalisation d'une nano-ouverture papillon sur sonde SNOM fibrée : un nano-collecteur optique polarisant.

Nous proposons ici de mettre à profit les propriétés polarisantes de la nano-ouverture bowtie afin de créer un nanocollecteur optique polarisant intégré sur fibre optique. L'ouverture papillon aura les propriétés d'un dipôle électrique (orienté selon les triangles métalliques de l'ouverture), donnant à la pointe SNOM une sensibilité au champ électrique, et plus particulièrement à une composante vectorielle unique (parallèle aux triangles métalliques). A cela vient s'ajouter une très forte sensibilité de la sonde, comme démontrée précédemment [59]. Les applications visent en premier lieu la microscope SNOM résolue en polarisation.

Nous allons dans un premier temps étudier théoriquement et réaliser/caractériser expérimentalement des nano-ouvertures bowties sur substrat plan. Ce travail préliminaire aboutira sur la fabrication et caractérisation d'une nano-ouverture bowtie sur pointe SNOM fibrée.

1.4.1 Cahier-des-charges

Nous désirons réaliser une sonde optique de champ proche fibrée permettant de mettre en oeuvre une microscopie SNOM aux longueurs d'ondes des télécommunications. Ainsi, le pic de résonance de la nano-antenne doit être centré sur la longueur d'onde 1.55 micron. Nous avons également choisi de fabriquer les antennes à partir de couches fines d'aluminium qui est un métal connu pour être adapté au dépôt en couche mince sur pointes. Il possède une bonne adhérence aux substrats de silice. Les pointes à nano-ouvertures papillons recouvertes d'aluminium présentées sur les figures 1.13 et 1.14 nous ont conforté dans notre choix. L'aluminium est également un métal possédant une forte conductivité aux fréquences infrarouges proches, ce qui est primordial pour obtenir un effet d'antenne important. En revanche, c'est un métal qui s'oxyde à l'air, contrairement à l'or. Nous avons quelques réticences à choisir l'or pour des raisons de rugosité de dépôts sur pointes plus importantes. Le dernier paramètre crucial est l'épaisseur de la couche du métal. Nous l'avons choisie égale à 100 nm afin de disposer d'une couche opaque et robuste en bout de pointe. Le type de pointe retenu sera présenté ultérieurement. Enfin, nous avons retenu une largeur de gap de 50 nm ($\lambda/30$), qui reste technologiquement réaliste et qui a priori devrait donner lieu à de fortes augmentations du champ lumineux.

1.4.2 Etude préliminaire : conception et réalisation d'une nano-ouverture papillon sur substrat plan

Etude théorique de la nano-ouverture papillon

Le modèle théorique à l'étude est schématisé sur la figure 1.15. La couche métallique (aluminium) dans laquelle est inscrite la structure repose sur un substrat diélectrique semi-infini d'indice $n=1.45$. Il a été supposé, et confirmé par la suite, un même comportement en mode collection et en mode émission pour la nano-ouverture papillon. La nano-structure est ici étudiée en mode émission, c'est-à-dire dans son rôle de nano-source lumineuse. Pour se faire, une onde plane polarisée linéairement est projetée sur la structure avec une incidence dans le milieu diélectrique suivant l'axe (Oz). Nous supposons que les propriétés spectrales de la structure en mode collection et en mode émission sont identiques.

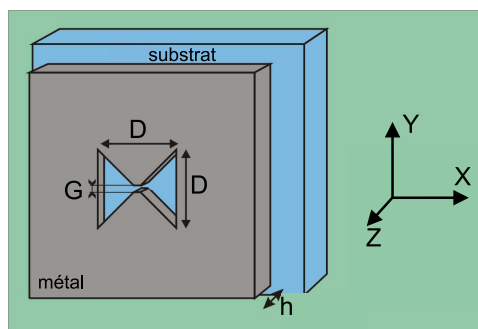


FIG. 1.15 – Schéma du modèle de nano-ouverture papillon considéré dans nos simulations.

Une étude théorique initiale réalisée par méthode FDTD (sur un code 3D conçu par F. I. Baida) a été menée par M. Mivelle lors de son stage de DEA en 2008 [18], afin de déterminer la géométrie de la nano-ouverture bowtie résonante à $1.55 \mu\text{m}$, en tenant compte du cahier-des-charges évoqué précédemment. Son travail a permis de conclure qu'une nano-ouverture bowtie résonante à $1.55 \mu\text{m}$, percée dans une couche d'aluminium de 100 nm d'épaisseur déposée sur un substrat en verre, avec un gap carré de 50 nm de largeur, devait posséder une dimension "D" de 310 nm (l'ouverture papillon a une forme carré).

Dans la suite, je vais présenter le comportement et les propriétés de cette structure par le biais de simulations FDTD. Ces résultats (voir figure 1.16) ont été obtenus dans la partie théorique de ma thèse présentée plus en détail dans le troisième chapitre.

La figure 1.16 expose les spectres de transmission normalisés de l'ordre zéro calculés en champ lointain (a) et les spectres d'intensité normalisés (b) calculés à 10 nm en un point situé au dessus du gap de l'ouverture papillon pour les directions de polarisation incidente **X** ou **Y** montrées sur la figure 1.15. On remarque qu'il n'y a une très faible exaltation à la sortie de l'ouverture à la longueur d'onde $1.47 \mu\text{m}$ pour la polarisation

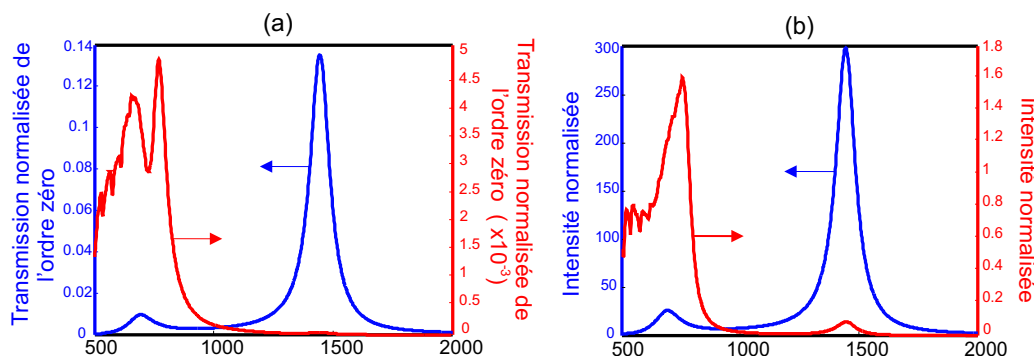


FIG. 1.16 – (a) Spectre de transmission normalisé calculé en champ lointain de l'ordre zéro de diffraction ; (b) Spectre d'intensité normalisé calculé à 10 nm en un point situé au dessus du gap de la structure bowtie. Les traits en violet et en rouge correspondent respectivement à la polarisation Y et X dans la figure 1.15. Les paramètres de l'ouverture papillon sont fixés à $D=305$ nm, $G=55$ nm, pour une épaisseur d'or $h=100$ nm.

X et que celle-ci se comporte comme si elle créait un dipôle dans cette direction, entre les deux bras métalliques distantes de 305 nm. Cette distance est trop conséquente pour avoir une quelconque exaltation. Ici, l'exaltation représente le rapport du module carré du champ électrique associé à l'onde transmise sur la même quantité calculée sans l'ouverture papillon (en champ proche et en champ lointain). On peut donc conclure que cette ouverture ne concentre le champ lumineux dans son gap que pour une polarisation **Y**. Celle-ci engendre un dipôle suffisamment intense pour que nous soyons capable de le détecter. Par exemple, nous obtenons une exaltation de 300 fois l'onde incidente en champ proche (figure 1.16(b)) pour la polarisation **Y**.

Fabrication

Comme tout système résonant, les propriétés optiques de l'ouverture bowtie sont fortement dépendantes de ses défauts de fabrication : rugosité de surface métallique ou du substrat, erreur d'épaisseur de la couche métallique, défauts géométriques de la structure, etc. Le greffage de la structure à l'extrémité d'une pointe SNOM peut apporter bon nombre d'erreurs de fabrication pouvant engendrer un décalage de la fréquence de résonance et/ou une diminution de l'exaltation du champ lumineux dans le gap, par rapport aux prédictions théoriques. Nous avons donc choisi de fabriquer une configuration préliminaire de la structure sur substrat plan afin d'estimer qu'elles sont les performances maximales que l'on peut espérer (en terme de réponse à la polarization incidente, confinement, exaltation du champ, etc) avec une configuration mieux maîtrisée du point de vue fabrication et dont les défauts peuvent être quantifiées plus facilement.

Choix du substrat

La première étape est le choix du substrat de façon à obtenir une lame dont la rugosité de surface est minimale. L'état de surface du substrat (rugosité, planéité, etc.) a un rôle critique sur les performances optiques de systèmes sublongueur d'onde sur laquelle ils sont fabriqués.

Nous avons utilisé un microscope à force atomique (AFM) [66] qui nous a servi à caractériser la topographie de la surface des échantillons (lames planées en verre, quartz et silice fondue). La structure de la surface d'une lame planée en verre de dimension $22\text{ mm} \times 22\text{ mm}$ est reportée sur la figure 1.17. Cette lame est à son état brut c'est-à-dire sans nettoyage.

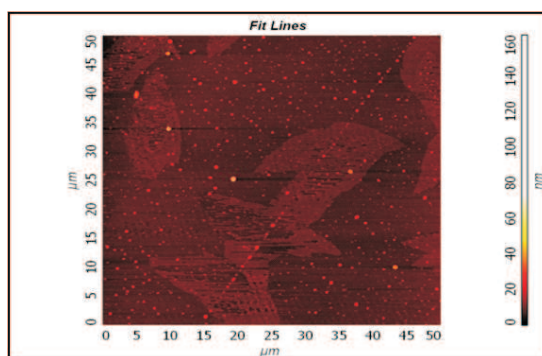


FIG. 1.17 – Image par AFM d'une lame planée en verre non nettoyée.

Nous avons remarqué que toutes les lames planées utilisées directement sans nettoyage sont granuleuses et présentent toutes des stries ou des tâches. Elles sont donc inutilisables pour nos applications d'optique fine.

Le nettoyage des lames a été effectué en salle blanche (MIMENTO). Trois différents types de nettoyage ont été testés et comparés. Avant toute opération, les substrats ont tout d'abord été plongés dans des bains d'eau distillé, puis d'acétone et enfin d'éthanol.

Les différents procédés de nettoyage sont les suivants :

- Le substrat est passé dans un bac à ultrasons pour éliminer les résidus et décaper les matières inorganiques sur la surface. Le temps d'exposition dans les cristallisoirs contenant l'acéthane ou l'alcool, et dans le bac à ultrason dépendra de la propreté attendue des lames. Nous avons fini cette étape en passant le substrat à l'UV-Ozone.
 - L'autre procédure de nettoyage consiste juste à changer le bac à ultrason comme décrit ci-dessus par un bain d'acide sulfochromique pour éliminer toutes traces organiques sur la surface de la lame. Pour cette procédure, la dilution acide dans l'eau est obligatoire.
-

- La dernière procédure de nettoyage consiste à changer cette fois l'acide sulfochromique par le mélange " Piranha ", qui est un mélange à concentration variable d'acide sulfurique et de peroxyde d'hydrogène. Il est capable de nettoyer les résidus organiques.

Nous avons testé ces procédés de nettoyages sur les trois types de substrat. Il s'avère, après caractérisation par microscopie AFM que les trois techniques donnent des résultats similaires au niveau de la propreté de surface (disparition totale des stries et taches). Nous avons également constaté un meilleur état de surface pour les lames de quartz et de silice fondues (plus faible rugosité). La figure 1.18 reporte un exemple d'image AFM de la topographie de surface d'une lame de silice fondue. La rugosité moyenne est ici de l'ordre de 1 nm avec quelques "pics" résiduels inférieurs à 6 nm. Notons ici les écarts d'échelles entre l'abscisse et l'ordonnée (facteur 1000 entre les deux) : un pic sur la courbe est en réalité un bosse à très fort facteur de forme largeur/hauteur. Notons que la rugosité de surface de la lame de verre est légèrement supérieure avec néanmoins des rugosités moyennes de l'ordre de 2 nm. Ainsi, les trois types d'échantillons ont de qualité suffisante pour nos expériences.

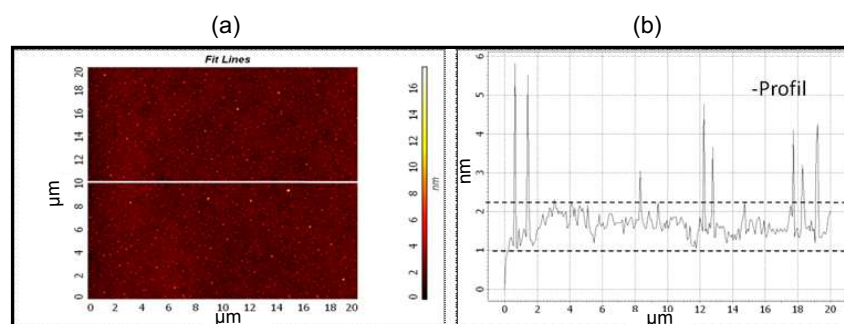


FIG. 1.18 – (a) Image AFM et (b) profil suivant une ligne (blanche sur (a)) de la rugosité de surface d'une lame en silice fondue nettoyée avec la dernière technique.

Dépôt de la couche métallique

Le dépôt métallique sur les substrats a été réalisé par évaporation thermique sous vide à l'aide d'une machine Alliance Concept (MIMENTO, réalisation : avec l'assistance de Jean-Yves Rauch). Ce procédé de dépôt a été privilégié car il permet l'obtention de faibles rugosités de surface pour l'aluminium. Durant la procédure de dépôt, l'échantillon est maintenu par un support, qui est équipé d'un moteur et placé dans l'enceinte du bâti d'évaporation. Le métal à déposer est chauffé à l'aide d'un bombardement par un faisceau d'électron. A cause de la faible pression et de l'énergie thermique reçue, le métal est sublimé. Le gaz se meut librement dans l'enceinte et se dépose par condensation sur le substrat. La rotation du substrat par le moteur pendant le dépôt rend la couche métallique d'épaisseur constante. Pour éviter la formation des grains lors du dépôt, il faut un vide inférieur à $5 \cdot 10^{-6}$ bar, une vitesse d'évaporation aussi grande que possible et une grande

propreté du substrat [67]. La méthode de dépôt par pulvérisation qui assure une vitesse de dépôt de 200 nm par minute, ne peut être efficace dans notre cas. Avec la méthode par évaporation, la vitesse de dépôt, de l'ordre de 1 μm par minute, nous permet d'avoir un meilleur état de surface.

Dans un soucis de reproduire la procédure de dépôt de l'aluminium en bout de pointe SNOM, nous avons préalablement réalisé le dépôt d'une couche d'accroche de titane de 5 nm d'épaisseur (à titre indicatif, la vitesse d'évaporation pour les couches d'accroche est de 5 Angstrom par seconde). Lors de son stage de DEA M. Mivelle a démontré théoriquement que l'influence de la couche d'accroche sur les propriétés optiques de la nano-ouverture papillon est négligeable.

Une caractérisation par AFM d'une couche de titane déposée sur une lame planée de verre est présentée sur la figure 1.19. Elle permet de déterminer la rugosité de la surface libre après dépôt du titane. Nous avons obtenus des résultats similaires pour toutes les plaques caractérisées. La rugosité moyenne mesurée (notée S_a dans la figure 1.19(d)) est voisine de 1 nm. En comparant ce résultat avec la topographie de la lame de verre nue, on s'aperçoit que la couche de titane n'introduit pas de rugosité supplémentaire.

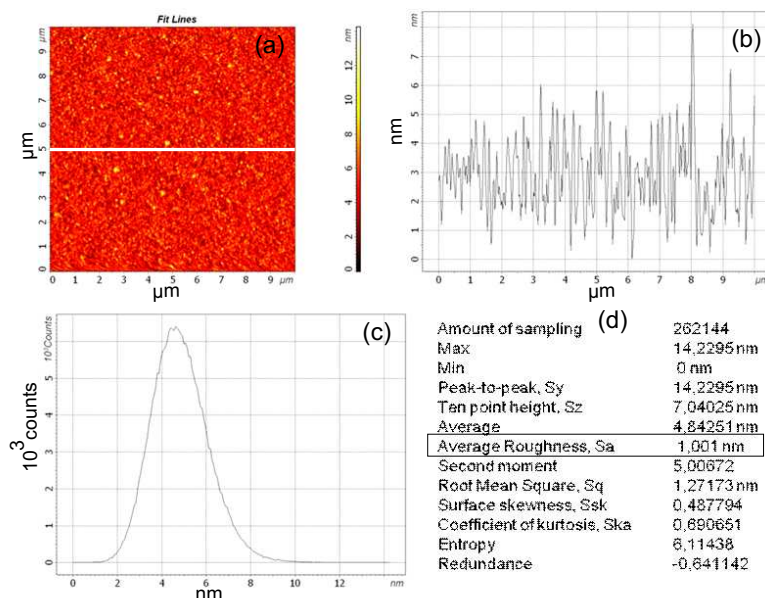


FIG. 1.19 – (a) image AFM et (b) profil suivant une ligne (blanche sur (a)) de la rugosité de la couche d'accroche de titane ; (c) représentation statistique de la rugosité de surface ; (d) données statistiques.

Le dépôt de l'aluminium a été testé à différentes vitesses. Lorsque la vitesse est limitée à 5 Angstrom par seconde, le contrôle de l'épaisseur de la couche est maîtrisé avec une bonne

répétabilité, en revanche le dépôt cristallise et des gros grains apparaissent sur la surface (forte rugosité). Ils peuvent avoir des conséquences désastreuses sur les performances des nano-ouvertures papillons. Lorsque la vitesse d'évaporation de l'aluminium passe à 50 Angstrom par seconde, la rugosité de surface diminue fortement, en revanche, le contrôle de la hauteur de la couche métallique est moins bon. A une telle vitesse, la quantité d'aluminium bouillonne fortement dans le creuset et des variations de vitesse de dépôt peuvent apparaître, mais le dépôt cristallise avec des grains très petits.

Les figures 1.20 et 1.21 montrent la caractérisation AFM de deux couches d'aluminium obtenues avec une consigne d'épaisseur de couche de 100 nm. Un trait tracé avec un feutre avant la métallisation sur la lame de verre nous a permis par lift-off dans un bain d'acétone, d'obtenir une marche pour trouver l'épaisseur du métal par microscopie AFM.

On s'aperçoit que la reproductibilité de l'épaisseur du métal n'est pas optimale à ce stade de l'étude. On a trouvé une épaisseur de 60 nm sur substrat de verre (figure 1.20), une seconde fois 160 nm sur substrat de silice fondue et enfin 120 nm pour la lame de verre (figure 1.21). Chaque métallisation était précédée par une phase d'étalonnage de la machine. Bien que le dernier résultat ne soit pas à la hauteur de nos espérances, nous avons retenu le dernier étalonnage donnant lieu à l'épaisseur de couche la plus proche de la valeur souhaitée.

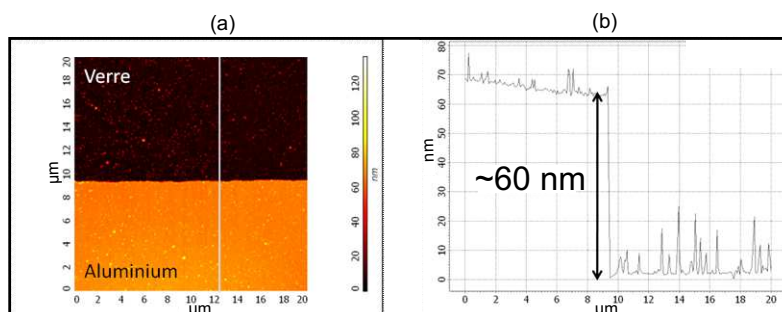


FIG. 1.20 – (a) Image AFM et (b) profil sur la ligne blanche d'une marche (titane + Aluminium sur verre).

Usinage des nano-ouvertures papillon par FIB

Les structures ont été réalisées avec le FIB disponible à la plateforme technologique MIMENTO (Orsay Physics, figure 1.22). L'appareil est constitué d'une source de gallium (Ga^+), accélérés et focalisés par une série d'optiques électrostatiques. Le choc des ions sur la surface de l'objet produit le creusement de l'objet en éjectant par action mécanique les atomes de la couche. Les ions (Ga^+) polluent faiblement la couche métallique. Le FIB reste la technique la plus directe pour générer des échantillons nano-structurés [68]. Selon la procédure d'utilisation du FIB, nous pouvons usiner (creuser localement) l'échantillon [69] ou déposer du métal sur l'objet [70]. Dans le cadre de ma thèse, nous avons opté pour

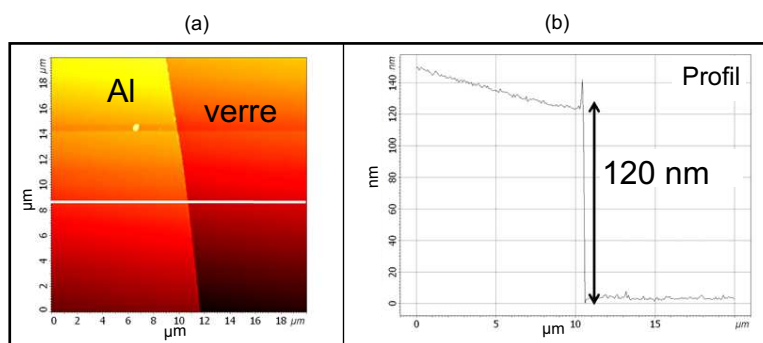


FIG. 1.21 – (a) Image AFM et (b) profil sur la ligne blanche (figure (a)) de la marche (Aluminium sur verre).

la fabrication par usinage direct de la couche métallique.

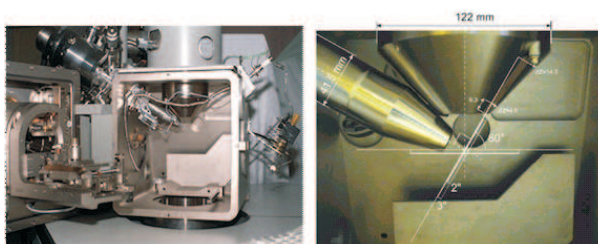


FIG. 1.22 – Chambre du Double-faisceau Orsay-Physics de MIMENTO. Distances de travail = 25 mm (MEB) et 15 mm (FIB).

Les nano-ouvertures ont été fabriquées en matrices avec les paramètres géométriques définis auparavant (réalisation : avec l'assistance de Roland Salut). Pour notre fabrication, nous avons utilisé le FIB avec les paramètres suivantes : une intensité du courant égale à 1 pA, un temps de gravure (*dwelltime*) de 0,3 ms et enfin une résolution de 40 – 50 nm. Nous avons ainsi usiné sur une lame de verre plusieurs nano-ouvertures papillons de mêmes dimensions pour des nombres différents de passages du faisceau FIB sur les structures, appelé dans la suite " loops ". Pour finir, une image FIB de l'échantillon est réalisée (figure 1.23).

Nous observons sur la figure 1.23, une ouverture papillon réalisée avec les paramètres suivants : *dwelltime* = 0.3 ms, 10 loops. Cette structure n'est pas usinée sur toute l'épaisseur de la couche métallique. Deux hypothèses peuvent expliquer ce problème. Soit il s'agit d'un problème de temps de gravure qui reste faible, soit parce que le nombre de loops est trop faible. Pour répondre à cette question, nous avons augmenté ces deux paramètres et nous obtenons la réalisation de la figure 1.24.

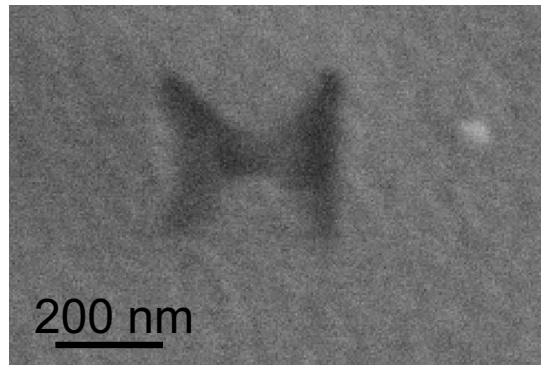


FIG. 1.23 – Image FIB d’une nano-ouverture papillon n’ayant pas été gravée sur toute l’épaisseur de la couche métallique ($dwelltime = 0.3\text{ ms}$, 10 loops).

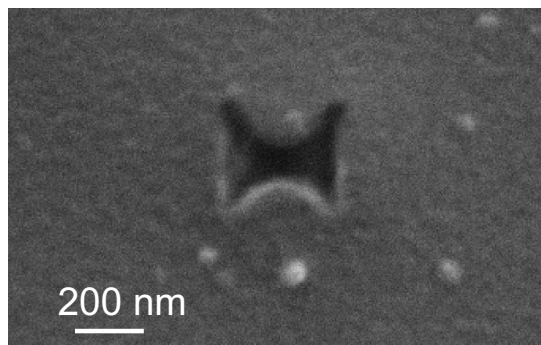


FIG. 1.24 – Image FIB d’une nano-ouverture papillon n’ayant pas été gravé entièrement jusqu’au substrat de verre ($dwelltime = 1\text{ ms}$, 20 loops).

Nous remarquons que l’ouverture papillon est mieux gravée (ouverture plus sombre), mais d’autres difficultés restent présentes telles qu’une légère dissymétrie (figure 1.25) au niveau des dimensions de l’ouverture, un gap plus large que 50 nm et les triangles métalliques arrondis.

Plusieurs essais ont été réalisés pour diminuer les défauts de fabrication. Nous avons notamment réalisé deux types d’usinage pour l’ouverture papillon, l’une *avec gap* (figure 1.27) et l’autre *sans gap* (figure 1.26). Pour réaliser ces ouvertures, nous avons procédé pour le cas *sans gap* à graver deux ouvertures triangulaires l’une en face de l’autre et pour le cas *avec gap* un carré de 50 nm de côté est usiné au centre des ouvertures triangulaires pour former le gap.

Comme nous l’avons dit un peu plus haut, le FIB est à la fois un outil de fabrication et d’imagerie. Cependant, contrairement au MEB, le FIB est destructif pour l’échantillon observé. Il usine la surface de l’échantillon durant la procédure d’imagerie. Plus l’image

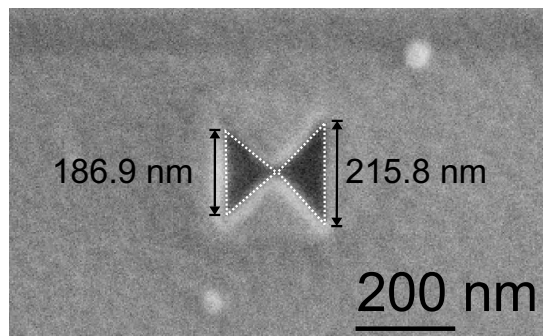


FIG. 1.25 – Image FIB d'une nano-ouverture papillon dissymétrique (*dwelltime*=1 ms, 30 loops).

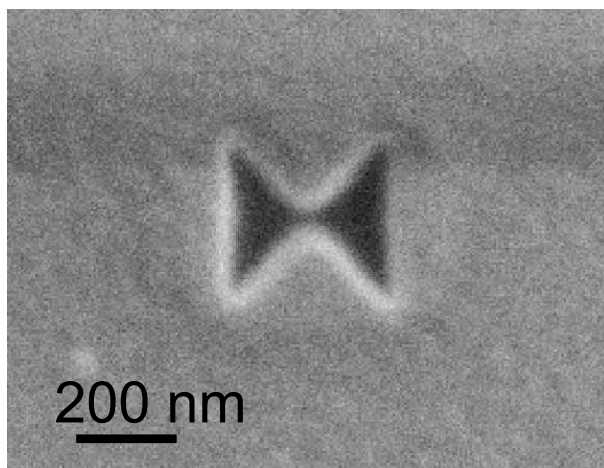


FIG. 1.26 – Image FIB d'une nano-ouverture papillon sans ouverture du gap et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$ (*dwelltime* = 1 ms, 30 loops).

obtenue est nette et résolue, plus l'usinage résiduel est important. Ceci explique pourquoi les images FIB montrées précédemment sont relativement floues, nous nous sommes limités à des doses de bombardement ionique faibles afin de préserver au maximum les échantillons. Nous avons choisi de disposer d'images résolues des structures par le biais d'un microscope électronique disponible à la centrale MIMENTO. La figure 1.28 rapporte deux exemples des ouvertures papillons imagées au MEB.

Nous avons voulu coupler à l'imagerie ionique et électronique des structures, donnant une analyse qualitative de la qualité de gravure, une analyse quantitative des usinages par mesures AFM. Nous avons caractérisé par AFM les deux ouvertures (avec gap et sans gap définis) représentées sur les figures 1.26 et 1.27 (figures 1.30 et 1.31). Nous représentons également sur la figure 1.29, une matrice d'ouvertures papillons ne possédant pas de gap. Toutes les matrices usinées sont constituées de 9 structures espacées de 6 microns environ

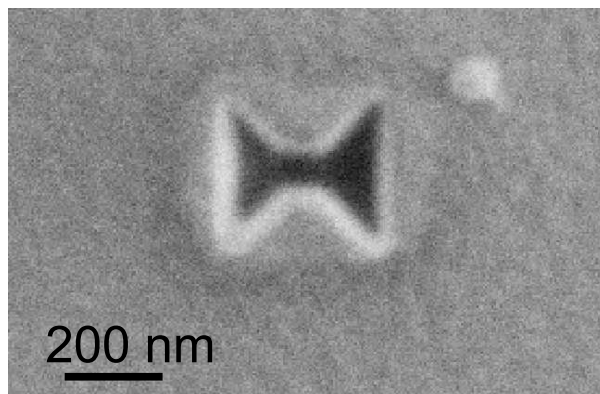


FIG. 1.27 – Image FIB d’une nano-ouverture papillon ayant comme gap un carré de 70 nm et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$ (*dwelltime* = 1 ms, 30 loops).

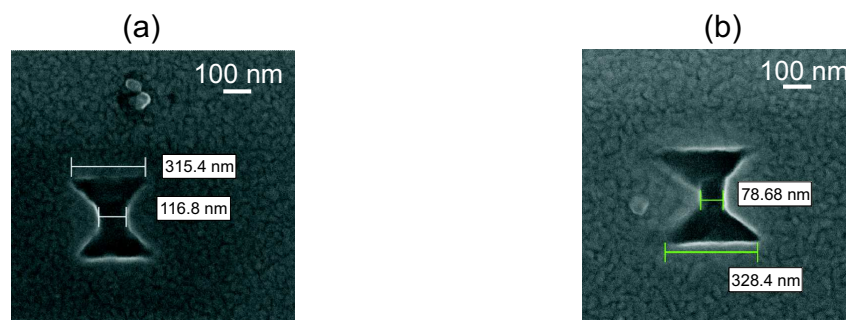


FIG. 1.28 – (a,b) Images MEB des deux nano-ouvertures papillons gravées sur une lame de verre (*dwelltime* = 1 ms, 30 loops, réalisées à MIMENTO).

(taille de la matrice : 13 microns).

Nous représentons sur la figure 1.30, (a) une image topographique 2D et (b) une vue 3D de l’ouverture papillon, correspondante à celle située au deuxième ligne et troisième colonne sur la figure 1.29.

Nous remarquons que l’antenne n’est pas gravée contrairement à ce qui a été obtenu par imagerie FIB (figure 1.26). Une image montrant une vue 3D AFM de l’ouverture papillon montre le relief pour voir clairement que l’antenne n’est pas suffisamment gravée. Nous avons prolongé cette étude en caractérisant cette fois, les profils (figure 1.31) selon les axes **X** (horizontale) et **Y** (verticale) de l’ouverture papillon insérée dans la figure 1.31, afin de voir de combien l’ouverture est usinée en profondeur.

Les profils AFM nous montrent qu’il est difficile d’usiner les ouvertures papillons, car

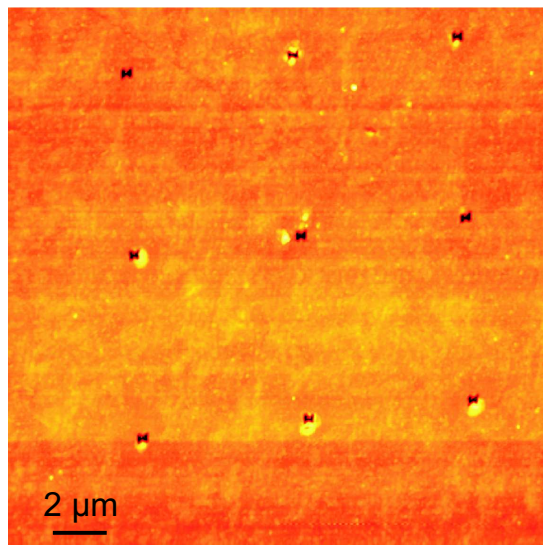


FIG. 1.29 – Image AFM d’une matrice des nano-ouvertures papillon ne possédant pas de gap, et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$ ($dweltime = 1\text{ ms}$, 30 loops).

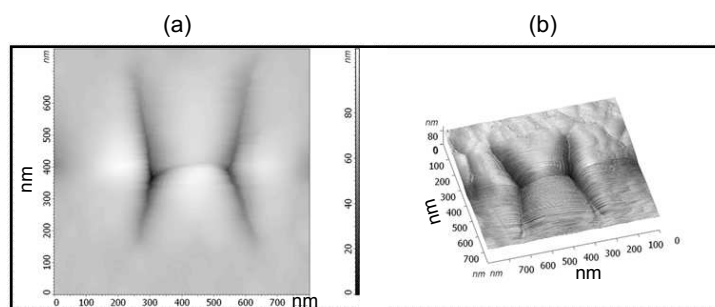


FIG. 1.30 – (a)Image AFM d’une nano-ouverture papillon ne possédant pas de gap et de dimensions $320\text{ nm} \times 320\text{ nm}$ et (b) vue 3D de l’ouverture papillon.

nous apercevons qu’il existe une dissymétrie de part et d’autre du gap et qu’il y a apparition du re-dépôt du métal aux bords de l’ouverture en plus des flancs inclinés obtenus pour toutes les ouvertures papillons caractérisées par AFM. Nous avons caractérisé de la même manière, une ouverture papillon ayant comme gap un carré de 70 nm , et nous obtenons la topographie et une vue 3D (figure 1.32) ainsi que les profils X et Y (figure 1.33) selon les deux axes de l’ouverture papillon.

Nous remarquons de la même manière pour les résultats obtenus avec l’ouverture papillon sans gap préalablement défini, les difficultés de fabrication. Nous nous rendons compte que l’usinage FIB dont nous disposons a des performances limitées. Tout d’abord, la résolution maximale de l’appareil est de l’ordre de $40\text{-}50\text{ nm}$, ce qui est juste pour l’usinage des structures. Enfin, les mesures AFM mettent en évidence un redépôt du matériau

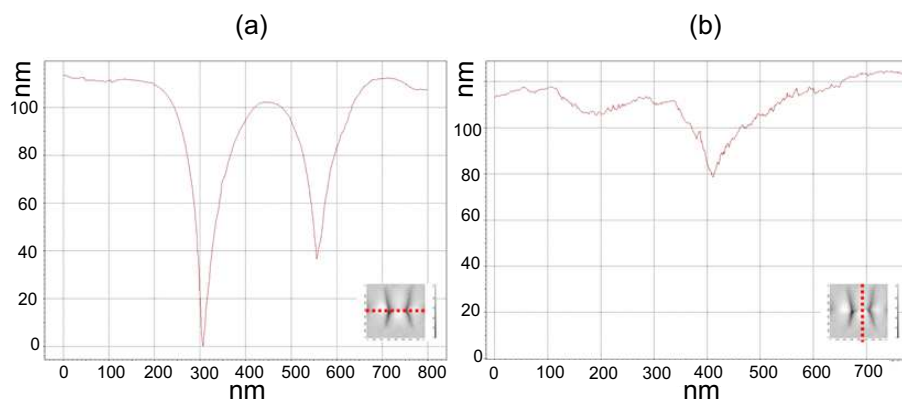


FIG. 1.31 – Profils AFM d’une nano-ouverture papillon sans ouverture du gap et de dimensions $320 \text{ nm} \times 320 \text{ nm}$; (a) profil selon la ligne horizontale et (b) selon la ligne verticale de l’ouverture papillon (voir inserts).

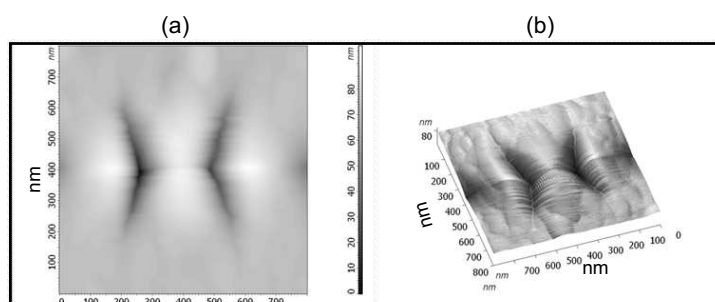


FIG. 1.32 – (a) Image AFM d’une nano-ouverture papillon possédant comme gap un carré de 70 nm de côté et de dimensions $320 \text{ nm} \times 320 \text{ nm}$ et (b) vue 3D de l’ouverture papillon.

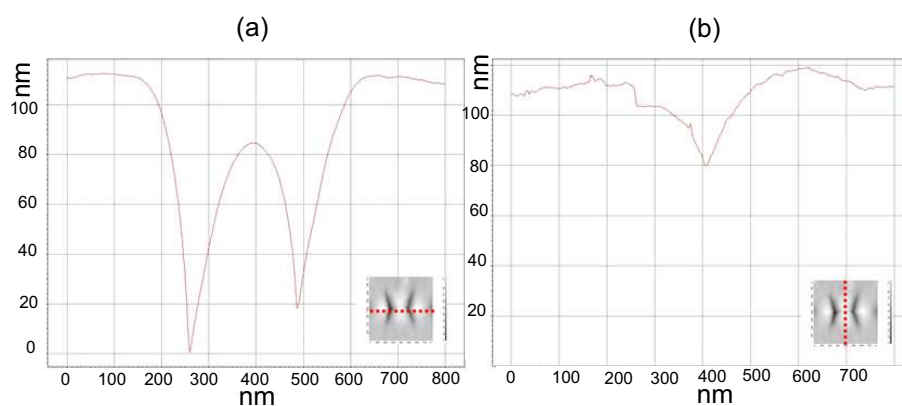


FIG. 1.33 – Profils AFM d’une nano-ouverture papillon de dimensions latérales de $320 \text{ nm} \times 320 \text{ nm}$ et possédant un gap carré de côté 70 nm ; (a) profil selon la ligne horizontale et (b) selon la ligne verticale de l’ouverture papillon (voir inserts).

arraché autour de l'ouverture. Ces problèmes peuvent être minimisés en développant un usinage assisté par un gaz réactif. La présence de ce gaz permettrait d'augmenter la vitesse de gravure et de diminuer la redéposition du matériau sur l'échantillon.

Caractérisation expérimentale de la réponse optique des nano-ouvertures papillons

L'échantillon testé est schématisé sur la figure 1.34. Il est constitué d'une série de 6 matrices des nano-ouvertures bowties (3 rangées de deux matrices). Ces matrices ont été numérotées de A à F sur le schéma. Une matrice supplémentaire de test (notée "G") a été préalablement usinée afin de régler les paramètres d'usinage par FIB. Toutes les nanostructures ont été fabriquées à MIMENTO sur un substrat de verre, suivant la procédure décrite ci-avant. Les paramètres de gravure sont identiques pour toutes les nano-ouvertures. Nous avons donné comme consigne de fabrication une largeur de structure de 310 nm, une ouverture d'un gap (un carré) de 50 nm de largeur et une épaisseur de métal (Aluminium) de 100 nm. Un repère en forme de "L" a été usiné à quelques microns des structures afin de repérer plus aisément leurs positions sur l'échantillon lors des expériences.

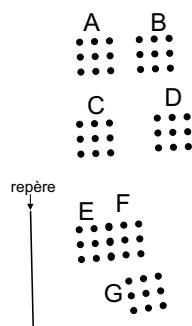


FIG. 1.34 – Schéma de l'échantillon des nano-ouvertures papillons caractérisé optiquement.

Le schéma de l'expérience de caractérisation optique est représenté sur la figure 1.35. Le faisceau lumineux émis par un laser accordable de bande spectrale comprise entre 1480 nm et 1700 nm est amplifié à l'aide d'un amplificateur Erbium (amplificateur à fibre dopée à l'erbium). La puissance maximum disponible est de 50 mW. Toute la partie d'illumination est fibrée à l'aide de fibres SMF-28e. Un contrôleur de polarisation fibré de type "boucle de Lefebvre" est inclus sur la fibre de sortie afin de polariser linéairement le faisceau d'illumination en sortie de système. La longueur d'onde d'excitation est de 1.55 microns.

La face clivée de sortie de la fibre est placée directement en dessous d'un échantillon positionné sur la platine d'un microscope optique classique droit fonctionnant en mode transmission. La distance entre la fibre et les nanostructures est de l'ordre de quelques

centaines de microns. Cela permet de disposer d'une tache d'illumination au niveau de l'échantillon suffisamment large pour que toutes les ouvertures d'une même matrice soient éclairées en simultané avec une densité de puissance suffisante. L'échantillon ainsi illuminé est imagé à l'aide d'un objectif à fort grossissement ($\times 100$, ON=ouverture numérique=0.9) couplé à une caméra infrarouge (Hamamatsu) connectée à un ordinateur afin d'enregistrer les acquisitions d'images.

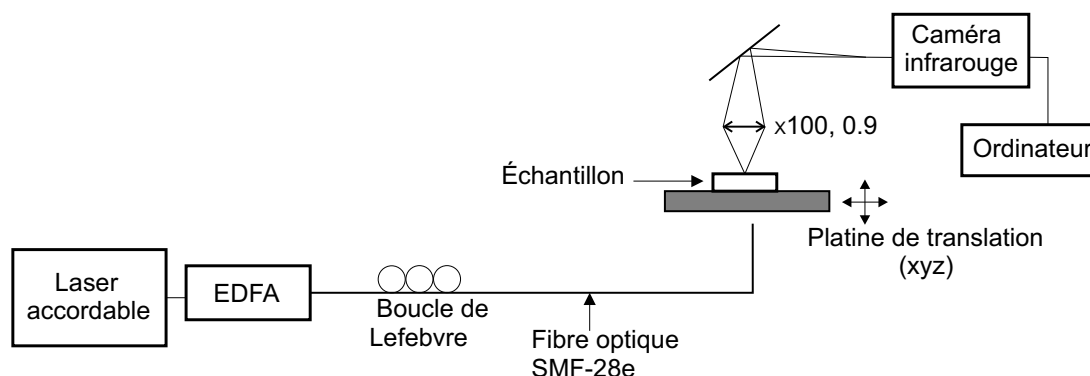


FIG. 1.35 – Schéma du montage expérimental.

La figure 1.36 expose les images obtenues pour une direction de polarisation incidente (a) parallèle et (b) perpendiculaire aux triangles métalliques des ouvertures (voir les inserts des figures) à la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. Notons avant toute chose que la matrice F recouvre partiellement la matric E du fait d'un problème de translation de platine lors de l'usinage des échantillons. La colonne de droite de la matrice E est confondue avec la colonne de gauche de la matrice F. On remarque que les points lumineux clairement visibles sur la figure 1.36(a) aux positions des nano-ouvertures sont fortement atténués sur la figure 1.36(b). La forte dépendance de l'efficacité de transmission des nanostructures à la direction de polarisation est le signe que la transmission est gouvernée par l'effet d'antenne décrit dans la section 1.4.2 plutôt que par une transmission homogène à travers les surfaces ouvertes. Ce résultat montre qu'en dépit des problèmes et limitations de fabrication soulevés précédemment, les propriétés optiques souhaitées sont clairement visibles. On remarque toutefois que l'efficacité de transmission peut fortement varier d'une nano-structure à l'autre. Par exemple, les nano-ouvertures bowties aux centres des lignes 1 et 2 de la matrice D ont un niveau de transmission bien inférieur à celui des autres ouvertures de la matrice et le niveau de signal émis est indépendant de la direction de polarisation. Ceci peut être attribué à l'absence du gap pour cette ouverture. L'ouverture au centre de la troisième ligne de la matrice D présente quant à elle une transmission maximale indépendamment de la direction de polarisation incidente. La plupart des autres ouvertures présente une transmission dépendante de la polarisation incidente mais avec des efficacités différentes (voir 1.36(a)). Ceci tend à montrer que les propriétés optiques des structures dépendent très fortement de la qualité de gravure, ce qui peut être vu comme un signe de transmission résonante de ces structures (le moindre défaut de fabrication modifie les propriétés de l'ouverture papillon). Ces résultats nous permettent de penser que le mécanisme optique à l'origine de la transmission lumineuse est celui présenté dans la section 1.4.2.

Ce résultat valide l'étude préliminaire de développement des nano-ouvertures papillon sur substrat plan.

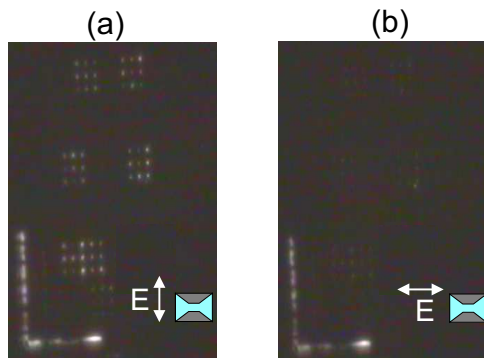


FIG. 1.36 – Images par microscopie optique classique (objectif : $\times 100$; 0,9) à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ de l'échantillon présenté sur la figure 1.34. La polarisation incidente est (a) parallèle et (b) perpendiculaire aux triangles métalliques des structures.

1.4.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré, combien il est important de bien maîtriser la procédure de fabrication afin d'optimiser les performances des ouvertures papillons. Nous avons observé que la précision de fabrication avait un effet majeur sur les propriétés des nano-ouvertures papillons. Les résultats optiques expérimentaux qualitatifs exposés dans cette section montre un effet d'ouverture papillon sensible à la polarisation sur la majeure partie des réalisations. En revanche, nous ne savons pas si la fabrication est suffisamment précise pour donner lieu à des structures présentant les propriétés spectrales et optiques attendus. Compte-tenu des réalisations présentées dans la littérature, nous avons préféré mettre de côté l'usinage par FIB disponible à la centrale MIMENTO pour nous réorienter vers des centrales technologiques disposant de FIB plus récents, donc plus performants. Nous avons retenu la centrale technologique de l'IEMN qui est équipée du modèle " Strata Dual Beam 235 " commercialisé par la compagnie FEI (double faisceau FIB et MEB).

1.4.4 Fabrication d'une nano-ouverture papillon à l'extrémité d'une pointe en polymère SNOM fibrée.

Le projet ANR (Allocation Nationale de la Recherche) intitulé NANOEC dans lequel s'inscrit ma thèse est composé de plusieurs collaborateurs. L'un d'eux, LOVALITE, est spécialisé dans la fabrication de sondes locales fibrées à base de polymères destinées à la microscopie en champ proche [71, 72]. Nous avons choisi d'utiliser leurs pointes comme support des nano-ouvertures bowties.

L'utilisation de ces pointes présente plusieurs avantages. Leur forme peut être définie quasiment à la demande et la fabrication présente une assez bonne reproductibilité. Plusieurs équipes ont contribué et ont travaillé sur la fabrication de ce type de pointe, c'est le cas de l'équipe de P. D. Baer [73]. Le principe de fabrication des pointes consiste en une exposition à la lumière visible d'un film photosensible. Il reste assez proche de celle qui est détaillée ci-dessous.

La réalisation des micropointes en polymère est représentée sur la figure 1.37. Elle consiste à déposer sur la face clivée d'une fibre optique une solution photopolymérisable (figure 1.37(a)). La croissance de la micropointe optique en polymère est effectuée en injectant à l'autre extrémité de la fibre un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ en accord avec la bande d'absorption du polymère photosensible. Durant l'exposition (1 seconde) à une puissance comprise entre $0.2 \mu\text{W}$ et $1 \mu\text{W}$, la pointe se forme par photopolymérisation (figure 1.37(b)). L'excédant d'émulsion non polymérisée est enlevée en plongeant la fibre dans un bain de méthanol ou d'isopropanol (figure 1.37(c)). La pointe polymère ainsi obtenue est parfaitement alignée avec le coeur de la fibre optique. Elle permettra donc de confiner et de guider la lumière efficacement jusqu'à l'extrémité de la pointe. Pour la rendre plus solide, la micropointe optique est mise dans une étuve à 90° pendant une durée de 12h.

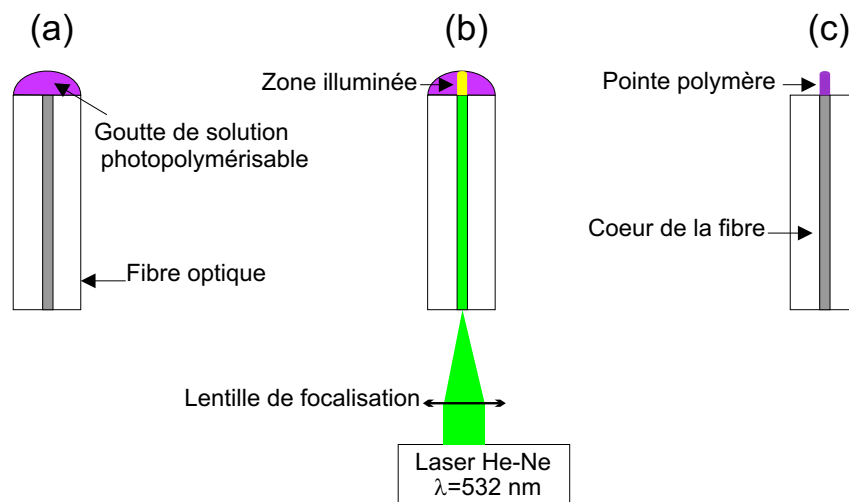


FIG. 1.37 – Schéma illustrant la fabrication d'une micropointe polymère optique par LOVALITE. (a) Dépôt de la goutte; (b) exposition au faisceau laser et (c) la pointe polymère obtenue après rinçage à l'isopropanol.

La fibre optique utilisée pour réaliser la micropointe optique est une fibre "**SMF-28e**" monomode à 1550 nm dont l'ouverture numérique est égale à 0.14 . Le diamètre du cœur et de la gaine sont respectivement de $9 \mu\text{m}$ et $125 \mu\text{m}$. L'indice de réfraction du cœur est égale à 1.46 , celui de la gaine de 1.45 . En optimisant tous les paramètres permettant de contrôler la géométrie de la pointe, Lovalite a fabriqué des micropointes optiques ayant un

rayon de courbure compris entre 500 nm et 1 μm (rayon de courbure fixé par notre cahier des charges). La figure 1.38 montre une image d'une micropointe en polymère obtenue par microscopie optique classique, avec un objectif ($\times 50$, 0.85) .

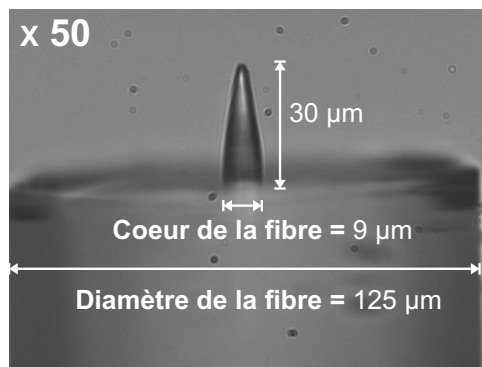


FIG. 1.38 – Image d'une micropointe en polymère réalisée au microscope optique classique ($\times 50$).

Une étude portant sur la caractérisation topographique du bout de la pointe par microscopie AFM, après dépôt d'une couche d'accroche de titane (5 nm d'épaisseur) a été réalisé afin de quantifier la rugosité de la pointe avant le dépôt de la couche d'aluminium (Réalisation : avec l'assistance de Daniel Charrat). La pointe optique que l'on souhaite caractériser est placée sur un support la maintenant à la verticale de façon à ce que la pointe AFM puisse scanner la surface de la pointe au niveau de l'apex. La figure 1.39 présente les images 2D et 3D de la surface de l'apex ainsi qu'un profil de surface.

Nous remarquons que l'image de la pointe est légèrement dissymétrique, cela est dû aux conditions des mesures AFM. Le plan de balayage ne pouvant pas être ajusté indépendamment de la pointe AFM, les images obtenues gardent toutes un défaut qui se manifeste sur la section de la pointe polymère scannée. La seule explication est que cela provient de l'inclinaison de la pointe AFM par rapport à la pointe polymère, et que ce n'est pas la même face de la pointe AFM qui balaie cette dernière. On remarque également sur les figures 1.39(c) et 1.39(d) des stries le long de la direction de balayage. Ce phénomène est dû certainement à un couplage entre la pointe AFM et la pointe polymère du fait que la pointe polymère n'est pas fixée rigidement. Elle provoque des mouvements au cours du scan. On remarque également que des déformations importantes sont observables sur le sommet de la pointe mais que celle-ci ne présente pas de rugosité résiduelle significative.

En conclusion, nous avons remarqué à partir d'une série de mesures AFM, que la surface de la pointe n'est pas idéalement décrite par une parabole parfaite. Les déformations du sommet de la pointe ne sont en revanche pas critiques pour la fabrication de la nano-ouverture papillon. Leur amplitude maximale est généralement relativement faible.

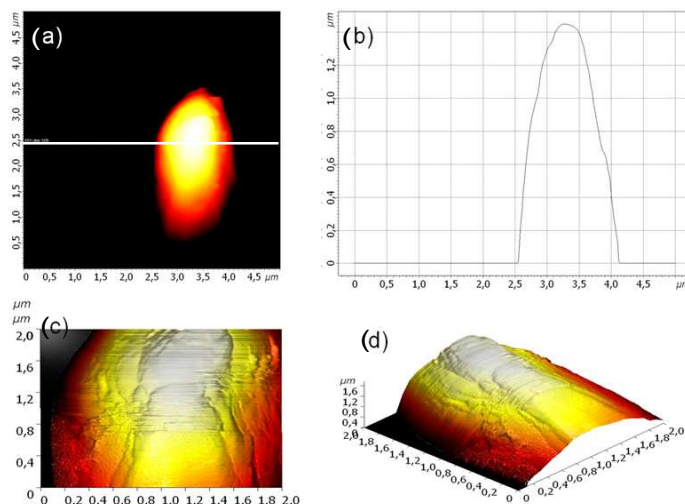


FIG. 1.39 – Image AFM traitée d’une pointe polymère recouverte de 5 nm de titane ; (a) Vue 2D classique ($5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$), (b) Profil selon la ligne blanche (sur la figure (a)) au sommet de la pointe, (c) Vue 3D du dessus, (d) vue 3D oblique.

Nous avons pu contourner toutes les difficultés en améliorant à chaque mesure les conditions des mesures AFM, à part la dissymétrie obtenue lors du scan due à l’inclinaison que connaît la pointe polymère à cause du support sur laquelle, elle reste fixer.

Dépôt de la couche métallique

La métallisation de la pointe optique en polymère constitue une étape cruciale de la fabrication. Pour recouvrir l’apex de la pointe optique, nous avons utilisé la même technique de métallisation que celle proposée pour les lames de verre c’est-à-dire la technique d’évaporation (machine à évaporation, EVA 450 de chez Alliance Concept, disponible à la centrale MIMENTO). Notre choix pour l’utilisation de l’aluminium comme métal a été maintenue pour toutes les pointes fibrées. Cependant, pour assurer une bonne accroche de l’aluminium sur le polymère, il fallait réaliser une sous couche de titane. Le système représenté sur la figure 1.40, est mis au point permettant de réaliser la rotation des fibres en polymère pendant les quelques secondes que durent l’évaporation de l’aluminium. Les fibres sont maintenues sur un support conçu spécialement à la métallisation. Le support équipé d’un moteur est placé dans l’enceinte de la machine d’évaporation. Il permet à la fibre un mouvement de rotation sur elle-même pour obtenir une homogénéité de la couche métallique sur toute la surface de cette dernière.

Des structures réalisées à la centrale de technologie MIMENTO par Loyalite sont présentées sur les figures 1.41 et 1.42.

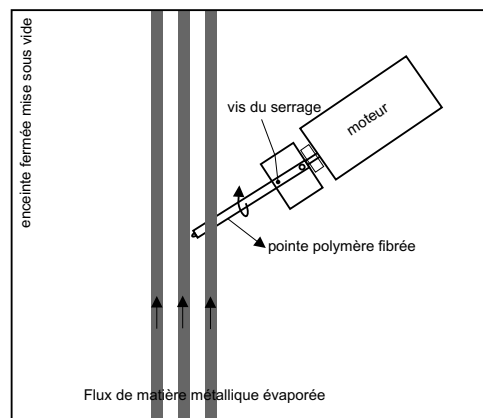


FIG. 1.40 – Schéma du procédé de métallisation des pointes polymères fibrées.

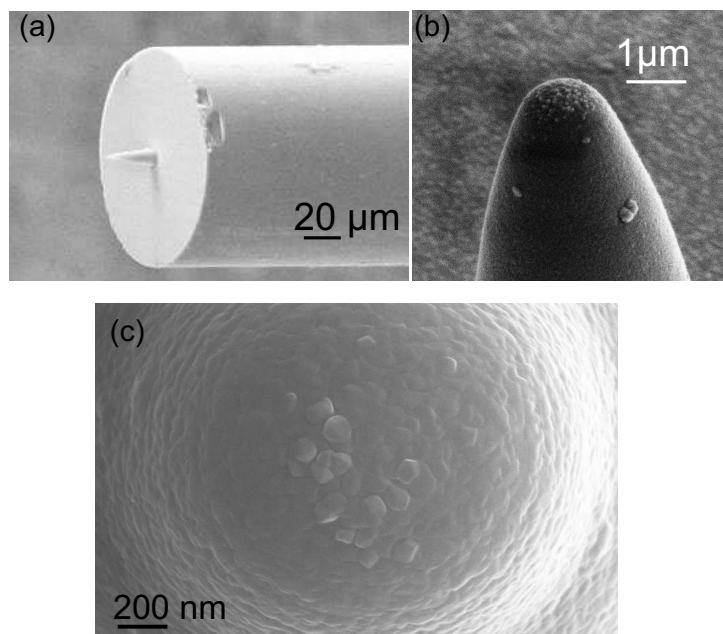


FIG. 1.41 – Images d'une pointe polymère métallisée ; (a) Vue de profil de la pointe (image FIB), (b) vue de côté du bout de la pointe (image MEB), (c) Zoom sur l'extrémité de la pointe polymère (image MEB).

Ces images nous ont permis de valider la réalisation des dépôts métalliques pour les pointes optiques en polymère ayant un rayon de courbure égale à 500 nm plus ou moins 100 nm à l'extrémité.

De la même manière que pour les pointes recouvertes de 5 nm de titane seulement, nous avons mené une étude par AFM, présentant l'état des surfaces (rugosité) après métallisation à l'aluminium, comme représenté sur la figure 1.43.

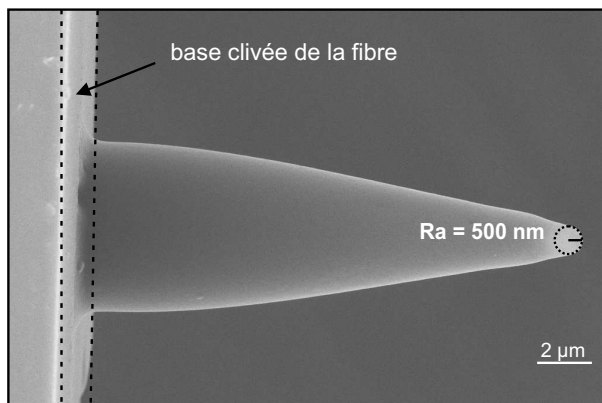


FIG. 1.42 – Image MEB montrant la partie clivée (cadre pointillé) et le rayon de courbure (Ra) à l’extrémité de la pointe optique en polymère métallisée.

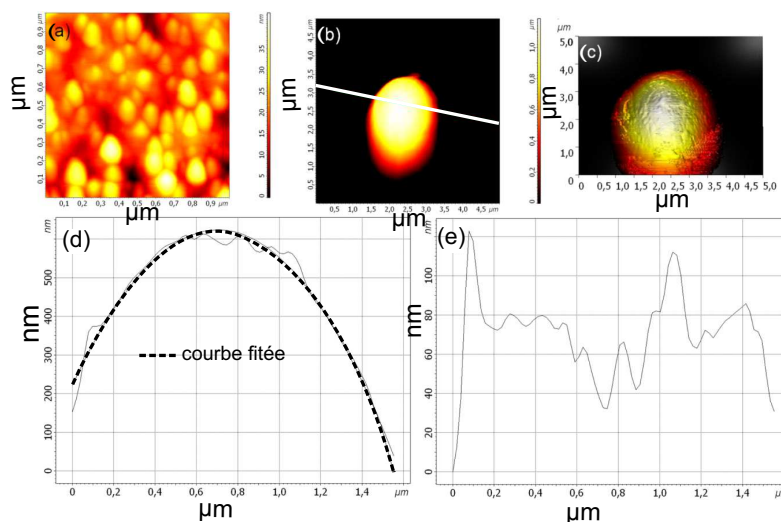


FIG. 1.43 – Image AFM d’une pointe optique polymère métallisée avec 5 nm de titane et 100 nm d’aluminium ; (a) topographie de la base clivée, (b) vue 2D classique du sommet ($5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$), (c) vue 3D du sommet ($5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$), (d) profil au sommet (sur la ligne blanche de la figure (b)) comparé avec une parabole parfaite (polynôme au carré), (e) la différence du profil et de la parabole parfaite.

Comme exposé précédemment, les images AFM des pointes sont dissymétriques du fait de l’inclinaison de l’axe des pointes scannées. Nous remarquons qu’il y a la présence de grains métalliques (1.41(c) et 1.43 (c)) à l’extrémité de la pointe comparable à ceux mesurés sur la surface de la base clivée (1.43(a)). Nous avons eu des difficultés à imager correctement la structure granulaire avec des zones de scan inférieures à $5 \mu\text{m}$, avec une vitesse faible, pour augmenter la résolution de la mesure AFM.

Dans tous les cas examinés, les résultats montrent que la couche d’aluminium dont

l'épaisseur est d'environ 100 nm, introduit en bout de pointe une rugosité présentant des grains métalliques car pour un dépôt supérieur à 100 nm, l'aluminium cristallise. Par conséquent, des grains de taille supérieurs à 50 nm se forment à l'extrémité de la pointe en polymère. Pour réduire, la formation de ces grains, la vitesse d'évaporation doit être comprise entre 5 nm/s et 10 nm/s. Cela, nous a permis d'obtenir une rugosité de surface moindre avec des petits grains, comme rapportée sur la figure 1.44.

Nous pouvons alors noter que cet état de surface correspond bien à la rugosité fixée par le cahier des charges, et la surface reste apte pour l'usinage des nano-ouvertures papillons.

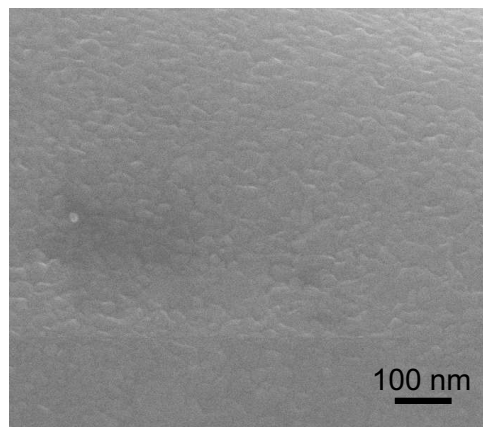


FIG. 1.44 – Image MEB de l'état de surface montrant la rugosité de la couche d'aluminium sur le flanc de la pointe.

La couche de métal, déposée auparavant par évaporation, a une épaisseur d'une centaine de nanomètre. En l'absence de technique efficace permettant de donner exactement l'épaisseur de l'aluminium, nous avons opté pour sacrifier quelques pointes. Le FIB est utilisé pour découper ces pointes pour avoir une idée de l'épaisseur de la couche de métal. Quelques exemples sont rapportés sur la figure 1.45. On peut noter à partir de ces coupes que le sommet des pointes présentent une couche de métal plus épaisse par rapport à la partie basse (voir figure 1.45(a) et (b)). Cela est directement liée au processus de dépôt durant lequel la pointe est en rotation sous le jet du métal. L'extrémité de la pointe (sommet) est plus exposée au jet de métal. Nous avons un facteur 2,5 entre l'épaisseur obtenue au sommet et la partie basse.

L'étape suivante consiste en la fabrication des nano-ouvertures papillons à l'extrémité des pointes polymères par usinage FIB. Nous avons porté une grande attention sur la résistance de la pointe polymère au bombardement ionique lors de la phase d'usinage de la nano-ouverture par FIB. Dans un premier temps, nous avons effectué des essais pour ajuster les différents paramètres de gravure. Un des problèmes réside dans le fait que tous les matériaux ne s'usinent pas à la même vitesse. La nano-ouverture papillon que nous souhaitons usiner possède la géométrie définie dans la section 1.4.2 de ce chapitre. Il subsiste cependant toujours une incertitude sur l'épaisseur de la couche d'aluminium en bout de pointe.

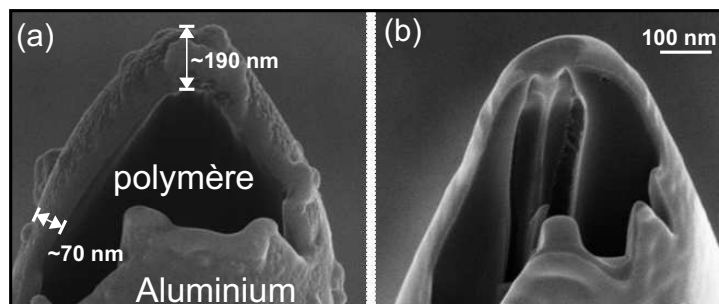


FIG. 1.45 – Images prises au microscope électronique des pointes polymères découpées par FIB. (a) pointe découpée montrant au sommet une épaisseur d'aluminium proche de 200 nm ; (b) épaisseur de la couche métallique souhaitée de 100 nm.

La première étude de fabrication a consisté à observer la réaction du polymère à l'usinage par FIB. Les réalisations ont été faites à la centrale technologique de l'IEMN (réalisation : David Troadec). Un trou de diamètre 60 nm a été percé (figures 1.46) avec les paramètres FIB suivants : l'intensité du courant égale à 10 pA, le temps de gravure égale à 15 secondes et enfin le nombre de passages du faisceau égale à 9. Le résultat est une pointe à ouverture conventionnelle commercialisée par LOVALITE. Une coupe est réalisée par FIB pour voir l'état de polymère après le perçage du trou (voir figure 1.46(b)).

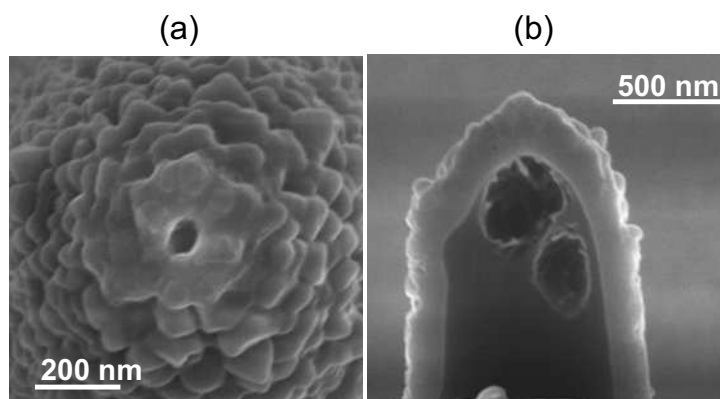


FIG. 1.46 – Images prises au microscope électronique d'un nanotrou réalisé à l'IEMN par gravure FIB; a) vue de face de l'ouverture usinée au bout de la pointe et en b) vue de côté de la pointe coupée.

Nous remarquons sur la figure 1.46(b) une destruction localisée qui correspond au passage du faisceau des ions qui traverse la couche métallique et attaque la partie polymère. Ces tests nous ont permis de juger de la faisabilité de la gravure de la pointe en présence de la nano-ouverture papillon.

Des tests d'usinage FIB ont été effectués par la suite sur les pointes polymères mé-

tallisées pour différentes valeurs du temps de gravure (ou dwelltime) de 4s à 135s et des courants de 1 pA et 10 pA. La figure 1.47 reporte les images MEB de trois pointes dont les nano-ouvertures bowties ont été percées avec (a) $dw=4s$, (b) $dw=90s$ et (c) $dw=120s$, pour un courant de 1 pA. Sur les figures 1.47(a) et (b), l'ouverture papillon n'est pas complètement ouverte, elle l'est uniquement pour un temps de gravure de 120s (figure 1.47(c)). Il existe un redépôt de métal autour de la nano-ouverture, qui lisse la surface de l'extrémité de pointe. Le phénomène de redépôt pourrait être un moyen pour réduire la rugosité de la couche de métal au niveau de la nano-antenne, et donc diminuer les écarts éventuels entre les structures expérimentales et les modèles théoriques.

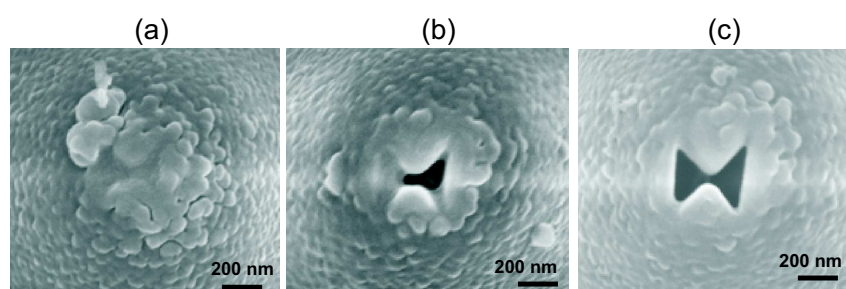


FIG. 1.47 – Usinage FIB de nano-ouvertures papillons sur pointes polymères métallisées, avec (a) $dw = 4s$, (b) $dw = 90s$ et (c) $dw = 120s$ et un courant de faisceau égal à 1 pA.

Nous avons vu précédemment que l'épaisseur de la couche métallique était plus importante en bout de pointe que sur les flancs. L'épaisseur de la couche en bout de pointe reste un paramètre difficile à contrôler. Lorsque elle devient trop importante (supérieure à 100-150 nm), on assiste à un phénomène de cristallisation du métal au sommet de la pointe, qui induit une rugosité surfacique importante au niveau de la nano-ouverture. Ceci est clairement visible sur les figures 1.48 (b) et (c). Cette forte rugosité induit des variations d'épaisseur de métal suffisamment importantes pour que le processus de gravure ne puisse pas ouvrir la structure bowtie dans son intégralité. Des défauts de gravure plus importants peuvent apparaître, engendrant de forte dissymétries de la nano-ouverture (figure 1.49).

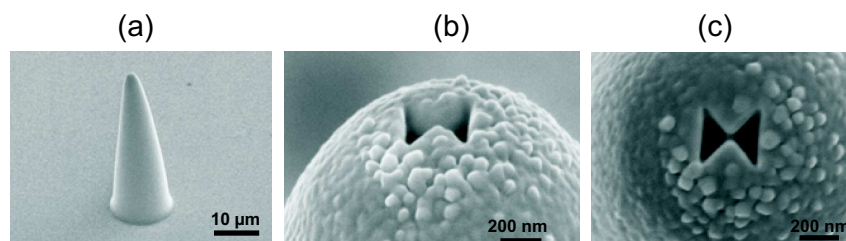


FIG. 1.48 – Images MEB des pointes usinées avec les paramètres suivants : courant du faisceau égale à 10 pA et $dw=4s$: (a) vue de la pointe entière, (b) zoom sur le sommet de la pointe et (c) vue de face de l'ouverture papillon.

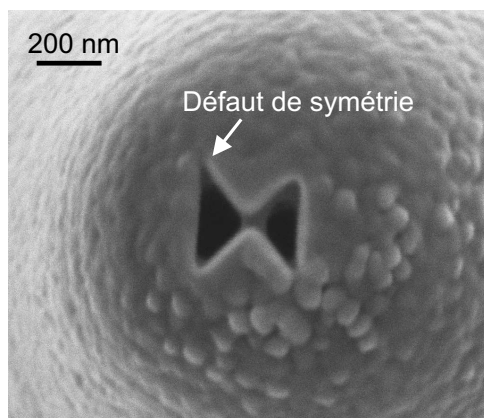


FIG. 1.49 – Image MEB d'une nano-ouverture papillon avec les paramètres suivants : courant du faisceau égal à 10 pA et $dw = 4s$.

Lorsque les paramètres de dépôt de la couche métallique et de gravure FIB sont optimisés, on aboutit au type de nano-ouverture bowtie sur pointe représenté sur la figure 1.50. La forme géométrique de la structure est conforme au cahier-des-charges.

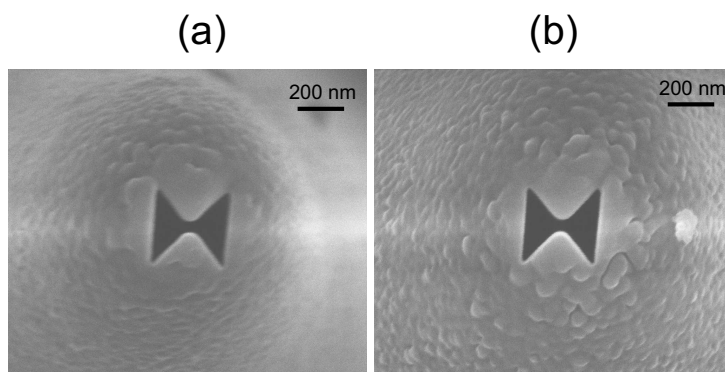


FIG. 1.50 – Image MEB d'une ouverture papillon réalisée avec les paramètres de gravure suivants : courant du faisceau égal à 9 pA et $dw = 100s$; (a) vue du côté de la pointe; (b) zoom sur la partie où se situe l'ouverture papillon.

1.4.5 Caractérisation optique

Afin de caractériser les propriétés spectrales des nano-ouvertures papillons présentées précédemment, nous avons mis au point le montage optique schématisé sur la figure 1.51. La pointe à nano-antenne est positionnée devant la face de sortie d'un laser fibré servant à l'illumination. Un super-continuum de lumière blanche, de puissance de l'ordre de 3 mW

repartit pour une gamme spectrale de longueur d'onde comprise entre 600 nm et 1700 nm, est projeté sur l'échantillon. La longueur d'onde 1064 nm correspond à la pompe dont l'énergie par impulsion est de $8\mu\text{J}$. La source blanche utilisée dans notre expérience est une source développée, montée et étudiée dans notre laboratoire. La pointe munie de la nano-ouverture papillon est fixée sur une platine 3 axes à vis micrométriques permettant le centrage et l'alignement de la pointe par rapport à la fibre d'illumination, sous loupe binoculaire. Son extrémité est placée à environ 30 micron de la face de sortie clivée de la fibre d'illumination. La lumière transmise par la nano-ouverture bowtie est collectée par la pointe puis guidée vers un analyseur de spectre (Optical Spectrum Analyzer, modèle MS9710B), fonctionnant dans une gamme de longueur d'onde comprise entre 600 nm et 1750 nm, via la fibre optique sur laquelle est fabriquée la pointe.

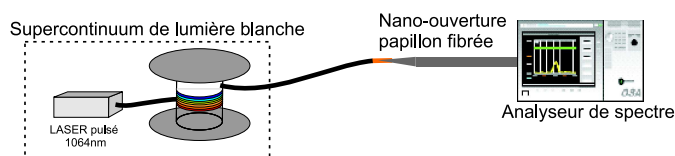


FIG. 1.51 – Principe de caractérisation en champ lointain en mode collection d'une pointe à nano-ouverture papillon fonctionnant en mode collection.

La figure 1.52 représente le spectre de transmission obtenu en couplant la source blanche fibrée directement à l'analyseur de spectre. Il jouera le rôle de référence pour la normalisation des spectres obtenus avec les nano-ouvertures papillons fibrés.

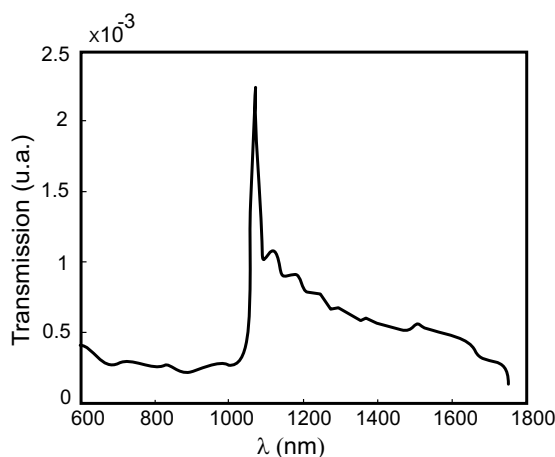


FIG. 1.52 – Spectre de la source de lumière blanche.

Nous avons ainsi testé 7 pointes. Nous n'avons observé aucun pic de résonance à proximité de la longueur d'onde 1.55 micron. Seule une pointe présente un spectre avec un pic de transmission visible décalé fortement vers le bleu (entre 650 nm et 750 nm)(figure 1.53(a)).

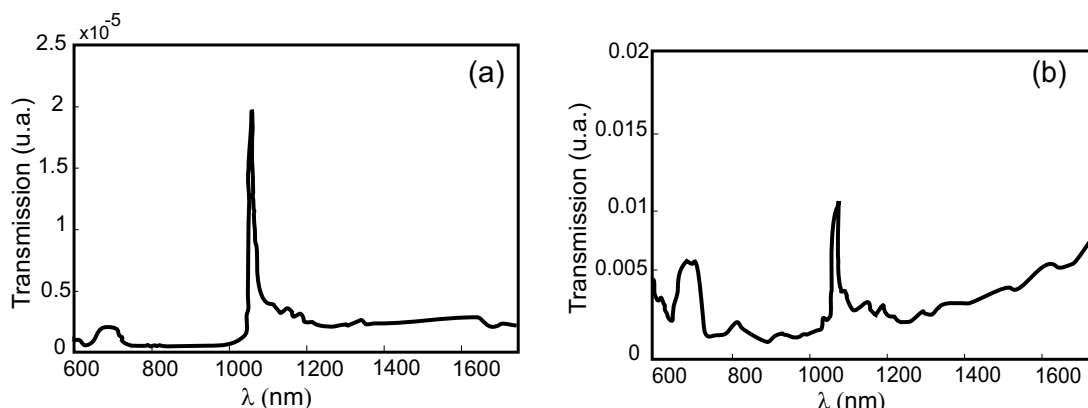


FIG. 1.53 – Spectre de transmission à travers la nano-ouverture papillon fibrée (a) brut et (b) normalisé par le spectre de la source.

La figure 1.53(b) représente le spectre de transmission normalisé obtenu avec la pointe sur laquelle est usinée l'ouverture papillon. Nous constatons que le spectre normalisé contient le pic de pompe, cela révèle l'instabilité de la source. La résonance attendue de l'ouverture papillon peut alors être masquée par les phénomènes de fluctuation spectrale de la source. Un deuxième constat concerne le fait d'obtenir différentes couleurs en projetant sur un écran la lumière collectée avec l'ouverture papillon fibrée à une position donnée. Un centrage non contrôlé de la pointe par rapport à l'axe optique de la source d'éclairage peuvent expliquer ce problème de chromaticité de la technique de mesure. Pour la suite de cette étude nous avons choisi de nous placer plus particulièrement au niveau du pic situé entre 600 nm et 750 nm sur le spectre.

Nous avons souhaité étudier la réponse de la pointe caractérisée précédemment à une longueur d'onde de son pic de transmission (700 nm) (figure 1.53). Nous avons pour cela utilisé une source laser fibrée polychromatique moins étendue spectralement que la précédente afin de disposer d'une densité de puissance suffisante pour nos expériences. Elle consiste en le couplage d'un laser impulsionnel fonctionnant à une longueur d'onde de 532 nm à une fibre optique standard monomode à 450 nm et d'une longueur de 20 m. Le laser possède un taux de renouvellement d'impulsions de 10,5 kHz et une puissance moyenne d'environ 10 mW, ce qui lui confère une puissance d'impulsion de 1,5 kW (soit environ $1\mu\text{J}$ en énergie par pulse). Ce dispositif laser répartit la puissance laser initiale sur une gamme spectrale comprise entre 532 nm et 740 nm. Enfin, le faisceau polychromatique en sortie de fibre est filtré à l'aide d'un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde 700 nm et de bande passante 40 nm. Le spectre de cette source finale est représenté sur la figure 1.54.

Nous cherchons ici à voir si le pic de transmission de la pointe est dû aux propriétés de résonance de la nano-ouverture papillon. Des défauts de fabrication pourraient alors expliquer le décalage du pic vers le bleu par rapport à nos prédictions. Nous cherchons pour

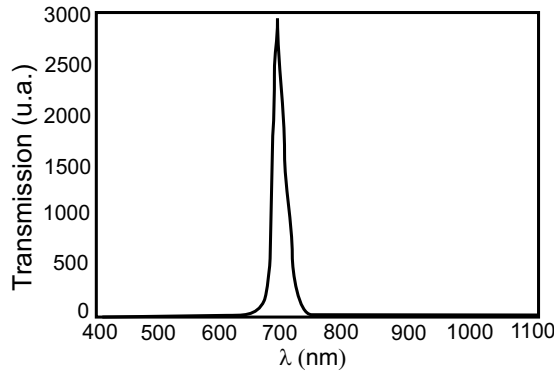


FIG. 1.54 – Spectre de transmission du continuum de lumière blanche après son passage dans le filtre à la longueur d'onde égale à 700 nm.

cela à retrouver expérimentalement à $\lambda=700$ nm les propriétés de polarisation étudiées dans la section 1.4.2. Théoriquement, nous avons vu qu'une nano-ouverture papillon a la capacité de collecter sélectivement l'une ou l'autre des composantes du champ électrique suivant la polarisation employée, ceci lui donnant ainsi le rôle d'un nanopolariseur optique.

L'expérience consiste à placer la pointe dans le faisceau d'illumination à 700 nm préalablement polarisé linéairement à l'aide d'un polariseur Glan-Taylor (le faisceau polychromatique émis par la fibre n'est pas polarisé). Il est à noter que l'ouverture papillon fibrée est placée à une position dont le critère de centrage est directement lié au maximum de tension visualisé grâce à un oscilloscope. Cependant, une fois l'injection optimisée, le polariseur Glan-Taylor muni d'un système de rotation permettant de modifier l'orientation de la polarisation sera intégré entre le filtre et la nano-ouverture papillon jouant le rôle de nano-collecteur. Nous mesurons, en premier lieu, le signal collecté par la pointe à l'aide de l'analyseur de spectre (USB2000 de chez OceanOptics) tout en tournant le polariseur de 360 degrés par pas de 10° . Ensuite, nous relevons la tension détectée sur un oscilloscope pour chaque angle de polarisation. Après plusieurs tests de variations de polarisation optique menés, nous avons représenté sur la figure 1.55 le diagramme de polarisation de la nano-ouverture bowtie fibrée (en trait plein) comparée avec une fonction cosinus (trait pointillé). La fonction cosinus, représente un cas où l'on a un polariseur idéal. On remarque que la nano-ouverture papillon fibrée reste insensible à l'effet de polarisation et les minimum et maximum de son diagramme ne coïncide pas avec les minimum et maximum de celui obtenu pour le polariseur idéal. Notons que cette étude est portée sur la seule pointe qui nous restait du lot, il nous a été impossible de reprendre la même étude avec une autre pointe. Ce résultat expérimental ne présente pas le comportement dipolaire attendu de la nano-ouverture papillon, probablement dû au processus de fabrication de cette dernière. L'interprétation de ce résultat n'est pas claire actuellement. Une explication envisagée est que la pointe polymère est soit cassée, soit l'ouverture papillon ne possède pas de gap. Une autre étude en mode collection, a été menée par M. Mivelle & al. [74] mettant en évidence le rôle de nanopolariseur optique de l'ouverture papillon fibrée.

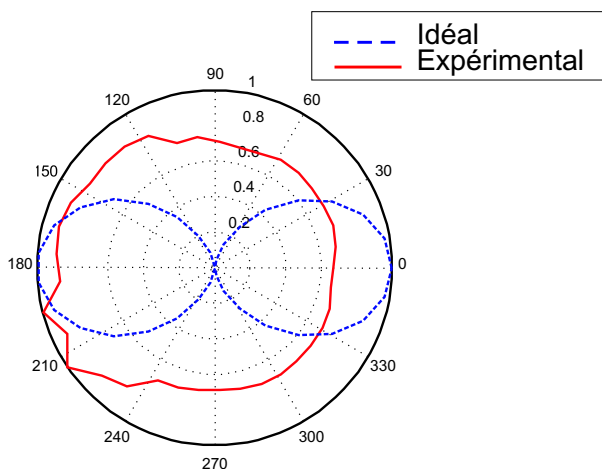


FIG. 1.55 – Diagramme de polarisation de la nano-ouverture papillon fibrée utilisée en mode transmission. Trait plein : expérimental, trait en pointillé : diagramme de polarisation d’un polariseur idéal.

Une étude annexe a été portée sur l’état de la nano-ouverture papillon fibrée après son utilisation lors des expériences. La figure 1.56 montre une image de la nano-ouverture papillon obtenue avant (a) et après (b) son utilisation au moyen d’un microscope optique classique fonctionnant en transmission.

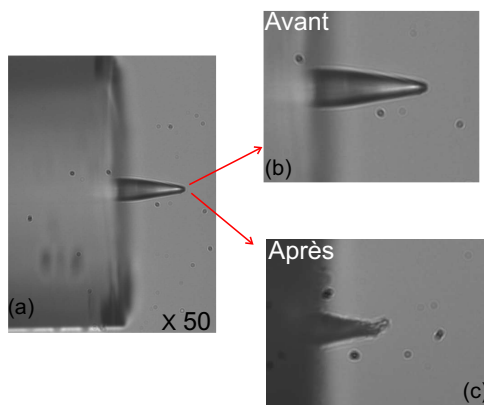


FIG. 1.56 – Images au microscope optique fonctionnant en mode transmission : (a) Avant utilisation avec un grossissement de 50 ; (b) ZOOM sur la pointe polymère avant utilisation dans l’expérience ; (c) ZOOM sur la partie polymère cassée, après son utilisation.

De ces constatations, on en tire que l’utilisation répétée de la nano-ouverture papillon usinée au bout des pointes optiques lors des expériences peuvent conduire à la destruction de la pointe ou encore au décoller de la partie polymère toute entière. Tous comme la poussière et le contact mécanique peuvent entraîner une destruction de la nanostructure. Ceci expliquerait en partie que les comportements inattendus (pic de résonance, polari-

sation ...) de la nano-ouverture papillon lors de nos études expérimentales.

1.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté l'étude et la mise en forme de pointes SNOM à nano-ouvertures papillons pour la nanocollection optique. Dans un premier temps, nous avons exposé la notion d'antenne en champ proche optique en comparaison avec celles étudiées dans les autres domaines de longueurs d'ondes, où les techniques de microscopie en champ proche utilisent des systèmes munis d'antennes. Dans un second temps nous avons présenté l'application de la méthode FDTD pour étudier le comportement spectral et optique de nano-ouvertures papillons résonantes à $\lambda=1.55 \mu\text{m}$. Une fois l'étude consistant à déterminer les paramètres géométriques de l'ouverture papillon, nous avons entrepris la fabrication et la caractérisation de micropointes polymères SNOM métallisées à nano-ouvertures papillons. Une étape préalable a consisté à développer et étudier les nanostructures sur substrats plans, offrant une surface plus accueillante pour les procédés de nanofabrication. Cette étape a révélé les propriétés d'antenne souhaitées, fortement dépendantes de la polarisation incidente, et nous a permis de préparer les paramètres de nanofabrication. A l'issue de cette étape, nous avons abandonné le FIB de MIMENTO pour se réorienter vers un FIB plus récent disponible à l'IEMN. Le processus de fabrication des pointes polymères SNOM métallisées et l'usinage direct des nano-ouvertures papillons par FIB est détaillé dans la dernière partie du chapitre. La caractérisation complète des pointes n'a pu être terminée.

Bibliographie

- [1] W. Stutzman and G. Thiele. *Antenna Theory and Design*. 1997.
 - [2] C. Balanis. *Antenna Theory*. Ch10,577, 2005.
 - [3] J. V. Rudd, J. L. Johnson, and D. M. Mittleman. Quadrupole radiation from terahertz dipole antennas. *Opt. Lett.*, 25 :1556–1558, 2000.
 - [4] J. Alda, J. M. Rico-García, J. M. López-Alonso, and G. Boreman. Micro- and nano-antennas for light detection. *Egypt. J. Solids*, 28 :1–12, 2005.
 - [5] C. T. P. Song, P. S. Hall, and H. G. Shiraz. Multiband multiple ring monopole antennas. *IEEE Trans. on Antennas and propagation*, 51 :722–729, 2003.
 - [6] T. H. Taminiau, R. J. Moerland, F. B. Segerink, L. Kuipers, and N. F. van Hulst. Lambda/4 resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence. *Nano Lett.*, 7 :28–33, 2007.
 - [7] R.D. Grober, R.J. Schoelkopf, and D.E. Prober. Optical antenna :towards a unity efficiency near-field optical probe. *Appl. Phys. Lett.*, 70 :1354–1356, January 1997.
 - [8] K. Sendur and W. Challener. Near field radiation of bowtie antennas and apertures at optical frequencies. *J. Microscopy*, 210 :279–283, 2003.
 - [9] H. Yagi. Beam transmission of ultra shortwaves. *Proc. IRE*, 16 :715–741, 1928.
 - [10] L. Jingjing, A. Salandrino, and N. Engheta. Optical spectrometer at the nanoscale using optical yagi-uda nanoantennas. *Phys. Rev. B*, 79(19) :195104, May 2009.
 - [11] L. Page. The magnetic antenna. *Phys. Rev.*, 69(11-12) :645–648, Jun 1946.
 - [12] G. de Loubens, V. Naletov, and O. Klein. Injection de spin dans une gmr. page 397, February 2005.
 - [13] B. T. Rosner and D. W. van der Weide. High-frequency near-field microscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, 73 :2505–25, July 2002.
 - [14] E. H. Synge. Method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region. *Phil. Mag.*, 6 :356–362, 1928.
 - [15] C. A. Bryant and J. B. Gunn. Noncontact technique for the local measurement of semiconductor resistivity. *Rev. Sci. Instrum.*, 36 :1614–1617, 1965.
 - [16] Y. Gao and I. Wolff. Miniature electric near-field probes for measuring 3-d fields in planar in planar high frequency planar circuits. *IEEE T. Microw. Theory.*, 46 :907–913, 1998.
-

-
- [17] D. W. van der Weide. Localized picosecond resolution with a near-field microwave/scanning-force microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 70 :677, 1997.
- [18] S. K. Dutta, C. P. Vlahacos, D. E. Steinhauer, Ashfaq S. Thanawalla, B. J. Feenstra, F. C. Wellstood, Steven M. Anlage, and Harvey S. Newman. Imaging microwave electric fields using a near-field scanning microwave microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 74 :156–158, 1999.
- [19] V. Agrawal, P. Neuzil, and D. W. van der Weide. A microfabricated tip for simultaneous acquisition of sample topography and high-frequency magnetic field. *Appl. Phys. Lett.*, 71 :2343, 1997.
- [20] M. Tabib-Azar, P. S. Pathak, G. Ponchak, and S. LeClair. Nondestructive superresolution imaging of defects and nonuniformities in metals, semiconductors, dielectrics, composites, and plants using evanescent microwaves. *Rev. Sci. Instrum.*, 70 :2783–2792, 1999.
- [21] T. Grosjean, F. Baida, R. Adam, J.-P. Guillet, L. Billot, P. Nouvel, J. Torres, A. Penarier, D. Charraut, and L. Chusseau. Linear to radial polarization conversion in the thz domain using a passive system. *Opt. Express*, 16 :18895–18909, 2008.
- [22] R. Adam, L. Chusseau, T. Grosjean, A. Penarier, J.-P. Guillet, and D. Charraut. Near-field wire-based passive probeantenna for the selective detection of the longitudinal electric field at thz frequencies. *J. Appl. Phys.*, 106, 2009.
- [23] S. Hunsche, M. Koch, I. Brener, and M. C. Nuss. Thz near-field imaging. *Optics Commun.*, 150 :22–26, 1998.
- [24] O. Mitrofanov, I. Brener, R. Harel, J. D. Wynn, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and J. Federici. Terahertz near-field microscopy based on a collection mode detection. *Appl. Phys. Lett.*, 77 :3496–3498, 2008.
- [25] B. B. Hu and M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. *Opt. Lett.*, 20 :1716–1718, 1995.
- [26] John Bell. *Opto & Laser Europe*, 57 :18–23, 1998.
- [27] L. Novotny and B. Hecht. *Principles of nano-optics*. New York, 2006.
- [28] P. Bharadwaj and L. Novotny. Spectral dependence of single molecule fluorescence enhancement. *Opt. Express*, 15 :14266–14274, 2007.
- [29] T. Kosako, H. F. Hoffmann, and Y. Kadoya. Directional emission of light from a nano-optical yagi-uda antenna. *Nature Photon.*, 4 :312–315, 2010.
- [30] E. J. Smythe, E. Cubukcu, and F. Capasso. Optical properties of surface plasmon resonances of coupled metallic nanorods. *Opt. Express*, 15 :7439–7447, 2007.
- [31] Encai Hao and George C. Schatz. Electromagnetic fields around silver nanoparticles and dimers. *J. Chem. Phys.*, 120 :357–366, 2004.
- [32] E. Cubukcu, N. Yu, E. J. Smythe, L. Diehl, K. B. Crozier, and F. Capasso. Plasmonic laser antennas and related devices. *IEEE Journal of selected topics in Quantum electronics*, 14 :1448–1461, 2008.
- [33] Y. C. Martin, H. F. Hamann, and H. K. Wickramasinghe. Strength of the electric field in apertureless near-field optical microscopy. *J. Appl. Phys.*, 89 :5774–5778, 2001.
-

-
- [34] M. I. Stockman. Ultrafast nanoplasmonics under coherent control. *New J. Phys.*, 10 :025031, 2008.
- [35] M. Danckwerts and L. Novotny. Optical frequency mixing at coupled gold nanoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :026104, 2007.
- [36] A. Bouhelier, M. Beverlsuis, A. Hartschuh, and L. Novotny. Near-field second harmonic generation induced by local field enhancement. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :013903, 2003.
- [37] P. Galletto, P. F. Brevet, H. H. Girault, R. Antoine, and M. Broyer. Enhancement of the second harmonic response by adsorbates on gold colloids : The effect of aggregation. *J. Phys. Chem. B*, 103 :8706–8710, 1999.
- [38] M. Lippitz, M. A. van Dijk, and M. Orrit. Third-harmonic generation from single gold nanoparticles. *Nano. Lett.*, 5 :799, 2005.
- [39] S. V. Popruzhenko, D. F. Zaretsky, and W. Becker. Third harmonic generation by small metal clusters in a dielectric medium. *J. Phys. B. : At. Mol. Opt. Phys.*, 39 :4933–4943, 2006.
- [40] M. R. Beversluis, A. Bouhelier, and L. Novotny. Continuum generation from single gold nanostructures through near-field mediated intraband transitions. *Phys. Rev. B.*, 68 :115433, 2003.
- [41] D. E. Chang, A. S. Sorensen, E. A. Demler, and M. D. Lukin. A single photon transistor using nanoscale surface plasmons. *Nat. Phys.*, 3 :807–812, 2007.
- [42] T.Kalkbrenner, U.Hakanson, A.Schadle, S.Burger, C.Henkel, and V.Sandogdhar. Optical microscopy via spectral modifications of a nanoantenna. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :200801–1–4, November 2005.
- [43] P. Muhlschlegel, H. J Eisler, O. J. F. Martin, B. Hecht, and D. W. Pohl. Resonant optical antennas. *science*, 308 :1607–1609, June 2005.
- [44] E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder, and C. H. Chang. Near field magneto optics and high density data storage. *Appl. Phys. Lett.*, 61 :142, 1992.
- [45] L. Wang, S. M. Uppuluri, E. X. Jin, and Xianfan Xu. Nanolithography using high transmission nanoscale bowtie apertures. *Nano Lett.*, 6 (3) :361–364, 2006.
- [46] M. A. Suarez, T. Grosjean, D. Charraut, and D. Courjon. Nanoring as a magnetic or electric field sensitive nano-antenna for near-field optics applications. *Optics Commun.*, pages 1–8, September 2006.
- [47] A. Taflove and S. C. Hagness. Computational electrodynamics-the finite-difference time-domain method. 2005.
- [48] R. Fikri, D. Barchiesi, F. H’Dhili, R. Bachelot, A. Vial, and P. Royer. Modeling recent experiments of apertureless near-field optical microscopy using 2d finite element method. *Optics Commun.*, 221 :13–22, 2003.
- [49] L. Novotny, D. W. Pohl, and B. Hecht. Light confinement in scanning near-field optical microscopy. *Ultramicroscopy*, 61 :1–4, 1995.
-

-
- [50] M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexander, and C. A. Ward. Optical properties of the metals al, co, cu, au, fe, pb, ni, pd, pt, ag, ti, and w in the infrared and far infrared. *Appl. Opt.*, 22 :1099–1120, 1983.
- [51] P. Drude. *Theory of Optics*. 1922.
- [52] A. Vial, A. S. Grimault, D. Maciasand, D. Barchiesi, and M. L. de la Chapelle. Improved analytical fit of gold dispersion : Application to the modeling of extinction spectra with a finite-difference time domain method. *Phys. Rev. B*, 71 :4370–4379, February 2005.
- [53] H. G. Craighead, R. E. Howard, L. D. Jackel, and P. M. Mankiewich. 10-nm linewidth electron beam lithography on gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 42 :38–40, 1983.
- [54] J. A. Veerman, A. M. Otter, L. Kuipers, and N. F. Van-Hulst. High definition aperture probes for near-field optical microscopy fabricated by focused ion beam milling. *Appl. Phys. Lett.*, 72 :3115–7, 1998.
- [55] K. S. Kunz and R. J. Luebbers. The finite difference time domain for electromagnetics. (*CRC Press LLC*), 2000.
- [56] Holger Fischer and Olivier J. F. Martin. Engineering the optical response of plasmonic nanoantennas. *Opt. Express*, 16 :9144–9154, 2008.
- [57] D.P. Fromm, Arvind Sundaramurthy, P. James Schuk, Gordon kino, and W.E. Moerner. Gap-dependant optical coupling of single "bowtie" nanoantennas resonant in the visible. *Nano Lett.*, 4(5) :957–961, March 2004.
- [58] J.N. Farahani, D.W. Pohl, H.-J. Eisler, and B. Hecht. Single quantum dot coupled to scanning optical antenna : A tunable superemitter. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :017402–1, June 2005.
- [59] Liang Wang and Xianfan Xu. High transmission nanoscale bowtie-shaped aperture probe for near-field optical imaging. *Appl. Phys. Lett.*, 90 :261105, 2007.
- [60] N. Yu, E. Cubukcu, L. Diehl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hoffer, K. B. Crozier, and F. Capasso. Bowtie plasmonic quantum cascade laser antenna. *Opt. Express*, 15 :13272–13281, 2007.
- [61] Z. Rao, L. Hesselink, and J. S. Harris. High transmission through ridge nanoapertures on vertical-cavity surface-emitting lasers. *Opt. Express*, 15 :10427–10438, 2007.
- [62] Eric X. Jin and Xianfan Xu. Obtaining super resolution light spot using surface plasmon assisted sharp ridge nanoaperture. *Appl. Phys. Lett.*, 86 :111106, 2005.
- [63] E. X. Jin and X. Xu. Enhanced optical near field from a bowtie aperture. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :153110, 2006.
- [64] N. Murphy-DuBay, L. Wang, E. C. Kinzel, S. M. V. Uppuluri, and X. Xu. Nanopatterning using nsom probes integrated with high transmission nanoscale bowtie aperture. *Opt. Express*, 16 :2584, 2008.
- [65] M. Mivelle. Modélisation par fdtd d'une nano-ouverture à géométrie papillon. *DEA*, 2008.
-

-
- [66] G. Binnig, C. F. Quate, and Ch. Gerber. Atomic force microscope. *Phys. Rev. Lett.*, 56(9) :930–933, Mar 1986.
- [67] G. A. Valaskovic, M. Holton, and G. H. Morrison. Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes. *Appl. Opt.*, 34 :1215–1228, 1995.
- [68] K. Gamo. Nanofabrication by fib. *Microelectronic Engineering*, 32 :159–171, September 1996.
- [69] J. Gierak, D. Mailly, G. Faini, J. L. Pelouard, P. Denk, F. Pardo, J. Y. Marzin, A. Septier, G. Schidt and J. Ferré, R. Hydman, J. Flicstein, B. Gayral, and J. M. Gérard. Nano-fabrication with focused ion beams. *Microelectronic Engineering*, 57-58 :865–875, 2001.
- [70] M. Prestigiacomo, F. Bedu, F. Jandard, D. Tonneau, H. Dallaporta, L. Roussel, and P. Sudraud. Purification and crystallisation of tungsten wires fabricated by focused-ion-beam-induced deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 86 :192113–1–3, 2005.
- [71] R. Bachelot, C. Ecoffet, D. Deloeil, P. Royer, and D. J. Lougnot. Integration of micrometer-sized polymer elements at the end of optical fibers by free-radical photopolymerization. *Appl. Opt.*, 40 :5860–5871, 2001.
- [72] M. Hocine, R. Bachelot, C. Ecoffet, N. Fressengeas, P. Royer, and G. Kugel. End of fiber polymer tip : Manufacturing and modeling. *Synthetic Met.*, 127 :313–318, 2002.
- [73] P. D. Bear. Microlenses for coupling single-mode fibers to single-mode thin-film waveguides. *Appl. Opt.*, 19 :2906–2909, 1980.
- [74] M. Mivelle, I. A. Ibrahim, G. W. Burr, F. I. Baida, D. Nedeljkovic, D. Charraut, J-Y Rauch, R. Salut, and T. Grosjean. Bowtie nano-aperture as interface between near-fields and a single mode fiber. *Opt. Express*, 18 :15964–974, 2010.
-

Chapitre 2

Caractérisation simultanée des lignes de champs électriques et magnétiques par SNOM

2.1 Bref historique de la microscopie optique en champ proche.

La microscopie en champ proche optique, généralement appelée SNOM pour Scanning Near-Field Optical Microscopy, fait partie des microscopies à sonde locale. Historiquement, l'idée revient E. Synge [1] qui posa pour la première fois en 1928, le principe de base de la microscopie en champ proche optique. Il décrit une expérience qui permettrait de faire l'analyse microscopique des propriétés d'un échantillon biologique en atteignant, selon, lui, une résolution de l'ordre de 10 nm. Bien que l'article ne décrive que de manière abstraite un système d'ultramicroscopie, les difficultés à surmonter lors de la phase expérimentale sont cernées de manière très pertinente (voir un extrait de l'article sur la figure 2.1). En 1928, les moyens techniques n'étaient pas suffisamment développés pour réaliser une telle expérience. La première mise en oeuvre pratique de la microscopie en champ proche a été développée pour des applications dans le domaine des radio-fréquences. En 1959, Z. Frait [2] et 1962, R. F. Soohoo [3] développent indépendamment un système utilisant une cavité micro-onde, munie d'un petit trou, sensible aux changements locaux des propriétés électromagnétiques d'un échantillon sondé. Une des premières publication qui semble présenter une résolution sub-longueur d'onde est celle de E. A. Ash et G. Nicholls, qui en 1972 démontrent la possibilité d'imager un réseau de pas $\lambda/60$, leur expérience est alors menée dans le domaine des micro-ondes ($\lambda = 3 \text{ cm}$)[4].

Les premiers microscopes en champ proche optique développés expérimentalement sont ceux de Massey [5], Pohl & al. [6] et Fischer [7] conduisant ainsi, à une large variété

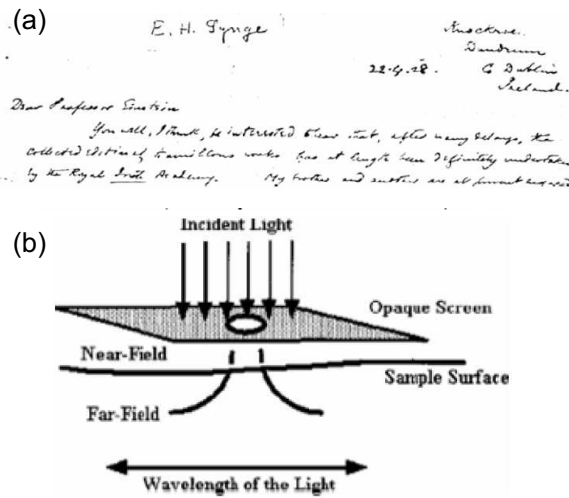


FIG. 2.1 – (a) Extrait de l'article de E. H. Synge en 1928;(b) Principe de base de la microscopie en champ proche optique [1].

de SNOM à la fin des années 1980. C'est le cas d'un équivalent optique du microscope à effet tunnel créé par trois équipes différentes, le STOM (Scanning Tunneling Optical Microscope) par D. Courjon & al. [8], le PSTM (Photon Scanning Tunneling Microscope) par F. de Fornel & al. [9] et R. C. Reddick & al. [10]. La microscopie optique en champ proche permet le franchissement de cette limite par la détection de l'onde évanescente située au voisinage de la surface de l'échantillon (non propagative), et non pas l'onde diffusée que l'on détecte en champ lointain. Pour détecter les ondes évanescentes en champ proche, porteuses de l'information relative aux détails sub-longueur d'onde d'une surface, il est nécessaire de trouver un moyen de convertir ces dernières en ondes homogènes. Une des solutions a été citée plus haut, c'est celle qui est proposée par Synge illustrée par une nano-ouverture percée dans un écran métallique jouant le rôle de nano-collecteur optique convertissant les ondes évanescentes en ondes homogènes capables de se propager dans l'air ou dans un guide jusqu'au détecteur [11]. La deuxième possibilité que nous proposons la microscopie optique en champ proche, est de capter ces ondes évanescentes grâce à une nano-sonde diffusante qui jouera le rôle de convertisseur en ondes homogènes et ainsi d'avoir le maximum d'informations sur l'objet étudié. La difficulté de la mesure se situe dans l'approche de la pointe ou sonde aussi proche que possible de la surface de l'objet. Nous n'aborderons pas, les diverses techniques utilisées pour l'approche de la pointe qui font l'objet de nombreux articles disponibles dans la littérature. Plus la distance sonde/surface sera petite (entre 5 nm et 20 nm) et plus la résolution du microscope sera grande. Plus précisément, les deux principaux éléments d'un microscope optique en champ proche (SNOM) sont la sonde et le système d'approche permettant de contrôler la distance sonde-objet. Pour avoir plus de détails concernant le SNOM, j'invite le lecteur à consulter la référence suivante [11].

Outre les qualités générales des architectures discutées plus haut, le prototype original, proposé dans cette thèse consiste en un SNOM bicanal résolu en polarisation, fonction-

nant en mode collection et s'effectuant au moyen d'une sonde diélectrique obtenue par chauffage-étirage. L'avantage principal de notre montage réside dans la possibilité de collecter simultanément et indépendamment les composantes vectorielles transverses des champs électriques et leurs phases. Notre objectif est d'obtenir une description expérimentale complète de la lumière au voisinage de l'objet étudié. La conception, le développement et la mise au point de cet instrument constituent la majeure partie de ce chapitre de thèse.

2.2 Microscope bicanal résolu en polarisation

L'architecture du microscope SNOM bicanal polarisant fonctionnant en mode collection est représentée sur la figure 2.2. Elle consiste en une détection simultanée des composantes transverses (E_x et E_y) du champ électrique, ainsi que les amplitudes et les phases via une détection hétérodyne optique. Cette architecture est constituée d'une tête SNOM optique, d'une pointe SNOM diélectrique, d'un système bicanal polarisant et d'une détection hétérodyne.

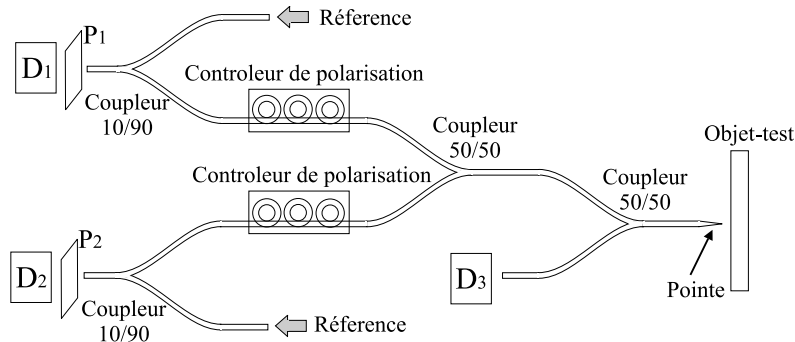


FIG. 2.2 – Architecture du SNOM bicanal utilisé pour la collection simultanée des amplitudes et phases des champs transverses E_x et E_y au voisinage de l'objet.

2.2.1 La tête SNOM optique

La tête du microscope SNOM en mode collection utilisée dans ce travail est composée de quatre éléments, comme rapporté sur la figure 2.3.

- **Le diapason et la pointe optique** : La pointe diélectrique (pointe fibrée) et le diapason sont montés sur un ergot en aluminium anodisé dont la forme a été déterminée pour maintenir la pointe optique à la sortie du capillaire dans l'axe du tube piézoélectrique. Nous ajustons la longueur de dépassement (typiquement entre 1 et 2 mm) de la pointe avec l'un des bras du diapason grâce à la binoculaire et nous la collons en deux points. Un premier point de colle tient la pointe diélectrique fixe sur l'ergot et le

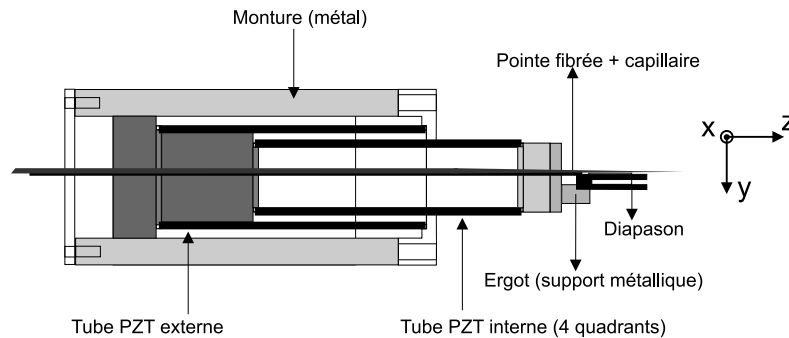


FIG. 2.3 – La tête du microscope SNOM.

second fixe la pointe à l'extrémité du diapason, jouant le rôle de support de cette dernière.

- **Le tube piézoélectrique** : L'ensemble diapason-pointe décrit précédemment est fixé à l'extrémité d'un tube piézoélectrique. Ce tube piézoélectrique est utilisé pour maintenir constante la distance entre la pointe et l'objet à caractériser lors de l'acquisition d'images. A celui-ci vient s'ajouter un second tube en céramique PZT dont le rôle principal est de compenser la dilatation thermique du premier. On assure le déplacement à distance constante, dans les trois directions de l'espace, et nous avons pu faire le constat d'être limité en largeur de zone de balayage. Le balayage maximum réel envisageable sans introduire des artéfacts dus aux tubes piézoélectriques est de $16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$, visualisé lors de l'acquisition d'une image par un ordinateur couplé à une électronique de contrôle (modèle SPM1000, RHK technology).

- **L'unité de déplacement ou la platine de translation suivant "xyz"** : Le tube piézoélectrique est lui-même attaché à un système de translation 3D via une pièce fabriquée à l'atelier du laboratoire. Cette unité de déplacement a deux fonctions, la première étant le déplacement en "z" qui est utilisé pour réaliser l'approche grossière de la pointe optique vers la surface de l'objet tandis que la deuxième fonction concerne les déplacements "xy" qui sont utilisés pour ajuster la position de la pointe par rapport au plan de l'objet (voir figure 2.3).

La tête optique du microscope ainsi réalisée possède quelques avantages tels que ses dimensions réduites, qui lui confèrent compacité et stabilité. En microscopie en champ proche optique, comme dans toute microscopie à sonde locale, les éléments clés telles que la taille et la forme de la pointe sont déterminantes pour l'interprétation et l'analyse de l'information. Pour cette raison, la sonde doit être la plus petite possible à son extrémité, pour avoir une bonne résolution, et avoir un angle de cône suffisamment important pour conserver le meilleur coefficient de transmission possible. Leur fabrication doit aussi être faite d'une manière contrôlée et la plus reproductible qui soit. Dans le paragraphe sui-

vant, nous nous proposons d'exposer la fabrication de la pointe diélectrique SNOM avec la technique du "chauffage-étirage". Notre choix s'est porté sur cette technique en raison de sa rapidité et de sa fiabilité.

2.2.2 Pointes SNOM

Comme son nom l'indique, la méthode d'étirage à chaud utilise une étireuse commerciale (Sutter P-2000) développée initialement pour la fabrication de micropipettes (figure 2.4).

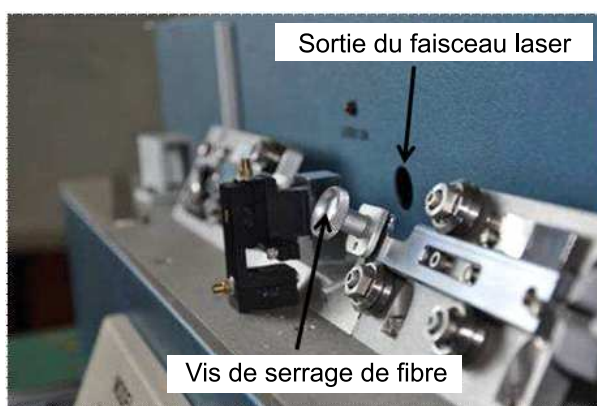


FIG. 2.4 – Photo de l'étireuse.

Elle a conquis le marché international après les résultats publiés par le groupe de AT&T en 1991 [12] et conduisant à une résolution annoncée de 12 nm. L'étirage à chaud consiste à appliquer une forte tension mécanique de sens opposé à chacune des extrémités de la fibre optique montée symétriquement sur deux rails alignés de la machine. Un laser CO_2 est focalisé sur une partie de la fibre préalablement dégainée créant un échauffement local au centre de deux rails. La fibre est à la fois étirée et chauffée, jusqu'à sa rupture. La figure 2.5 illustre le principe de la méthode.

Sous l'effet de l'échauffement et de la tension (obtenue par l'action des masses placées à chaque extrémité), la fibre fond et s'amincit jusqu'à obtenir deux pointes jumelles sur chaque partie de la fibre comme illustrée sur la figure 2.5. Les paramètres du processus de fabrication tels que la durée du chauffage, la température de la fibre au point de chauffe, la vitesse d'élongation à atteindre avant l'arrêt du chauffage, et la force de traction exercée aux extrémités de la fibre permettent d'obtenir des formes de pointes distinctes qui se caractérisent par la longueur de la partie étirée. Comme représenté sur la figure 2.6, la partie effilée présente une forme complexe, constituée de deux zones.

La première zone comporte le premier rétrécissement engendrant un filament de dia-

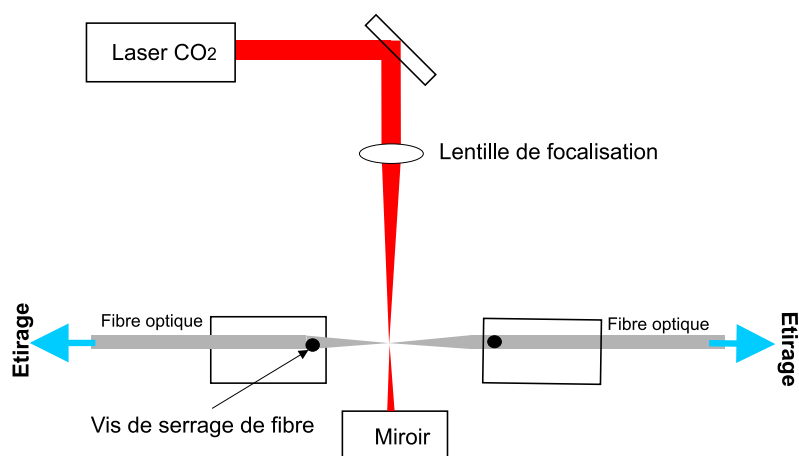


FIG. 2.5 – Principe de fonctionnement du chauffage-étirage.

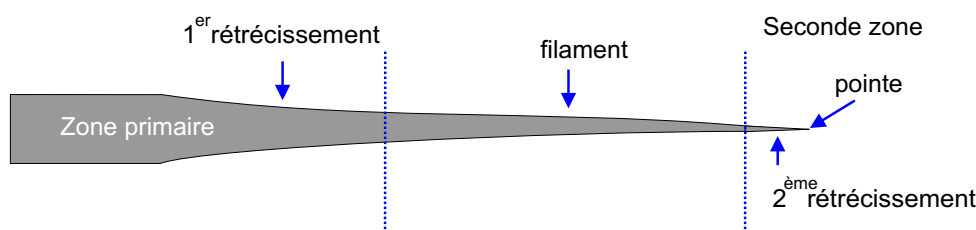


FIG. 2.6 – Forme prise par une fibre optique étirée sous faisceau laser.

mètre $6\mu\text{m}$. La longueur de l'ensemble est de l'ordre de $0,25\text{ mm}$ à $0,5\text{ mm}$. La seconde zone comporte un deuxième rétrécissement, qui se termine par le bout de la pointe de dimensions nanométriques, et sa longueur totale est d'environ $50\mu\text{m}$. Avec cette technique, le bout de la pointe possède une taille suffisamment petite, sans recours à une phase complémentaire d'une attaque chimique ou de polissage. La recherche d'un programme de chauffage-étirage est empirique. Les paramètres à ajuster sont les suivants : la durée entre l'échauffement et l'étirement notée D , la puissance du chauffe laser notée H , la vitesse d'étirement notée V et la force de l'étirement notée P . Le couple de paramètre V et P correspondent aux paramètres préconisés par la notice d'utilisation de l'étireuse pour fournir les pointes les plus fines possible. Les paramètres $P=151$ et $V=18$ sont optimaux et jouent un rôle primordial pour l'allure de la zone secondaire, figure 2.6. La figure 2.8 montre un exemple de profil d'une fibre étirée avec les paramètres suivants : $H = 320$, $V = 18$, $P = 151$, et $D = 0.14\text{s}$. Les paramètres D et H sont ceux auxquels nous avons donné beaucoup d'attention. Nous avons remarqué qu'une modification de la valeur de H influait directement sur la zone primaire. Par exemple, pour $H=320$, nous obtenons cette zone sous forme conique sans évasement (sommet élargi) de longueur totale de $240\mu\text{m}$. Nous avons aussi constaté que D comprise entre $0,13\text{ s}$ et $0,15\text{ s}$, conduit à des pointes extrêmement fines. Il faut également noter que la visualisation des pointes est limitée à un contrôle sous microscope optique classique avec un grossissement $\times 50$ (comme rapportée sur la figure 2.7).

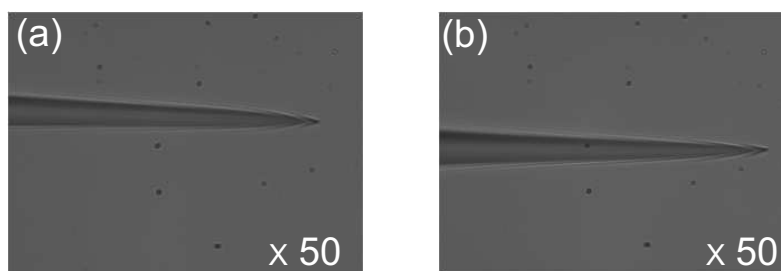


FIG. 2.7 – Pointes sur fibre optique monomode à 630 nm obtenues par chauffage-étirage sous faisceau laser et visualisées sous microscope optique classique ($\times 50$). Les paramètres de la procédure de fabrication sont : (a) $D = 0,15s$, $H = 320$, $V = 18$ et $P = 151$; (b) $D = 0,14s$, $H = 320$, $V = 18$ et $P = 151$.

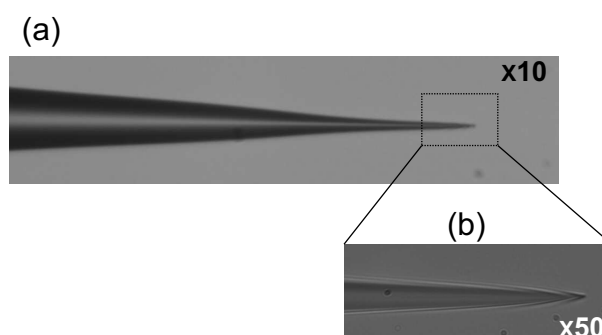


FIG. 2.8 – Image au Microscope optique classique (a) d'une pointe obtenue avec une fibre optique monomode à 514 nm par chauffage-étirage ($\times 10$) et (b) zoom sur l'apex de la pointe ($\times 50$).

Nous remarquons que les images obtenues au microscope optique classique fonctionnant en transmission avec un grossissement de 50 confirment la forme très fine à l'extrémité de la pointe de dimensions nanométriques pour les cas où D est égale à 0.14s et 0.15s. L'avantage de la technique de chauffage-étirage réside sur le fait qu'elle est rapide et simple. La pointe diélectrique SNOM, ainsi réalisée, sera maintenue sur le diapason par collage (figure 2.3).

2.2.3 Système bicanal polarisant

L'ensemble du montage du SNOM proposé (figure 2.2), discrimine les deux composantes transverses E_x et E_y du signal collecté en imageant avec la pointe la surface de l'objet étudié. Premièrement, le signal collecté par la pointe est divisé en deux parties au moyen d'un coupleur fibré monomode 50/50 (modèle Thorlabs). Une des deux voies est connectée à un détecteur " D3 " pour mesurer l'intensité du champ transverse total. La seconde est connectée à un autre coupleur fibré identique au premier, pour séparer

les composantes E_x et E_y du signal détecté. La détection simultanée de E_x et de E_y est complétée par l'insertion d'un film polariseur de haute qualité (P1 et P2, modèle Mlles Griot) entre la fin des fibres issues des coupleurs 10/90 (modèle Thorlabs) et les détecteurs (D1 et D2, photodiodes InGaAs). Dans notre configuration, la biréfringence intrinsèque des fibres est contrôlée avec des contrôleurs de polarisation fibrés (boucles de Lefebvre) pour définir précisément la sensibilité de polarisation et pour maintenir la sensibilité constante durant les mesures expérimentales. L'efficacité de polarisation du système peut être appréciée sur la figure 2.9 qui reporte les signaux détectés par D1 et D2 en fonction de l'angle de polarisation du faisceau incident polarisé linéairement. Pour ce faire, nous avons projeté un faisceau focalisé sur la pointe qui fonctionne en mode collection et nous tournons la polarisation à l'aide d'une lame demi-onde. Les courbes de transmission montrent deux sinusoides qui sont décalées de 90° entre elles. Le système de collection à l'échelle sub-longueur d'onde se comporte comme une paire de polariseur croisée permettant de détecter localement et indépendamment les informations obtenues à partir de deux composantes transverses du champ électrique. Le taux de polarisation du système a été mesuré à 1 : 1500.

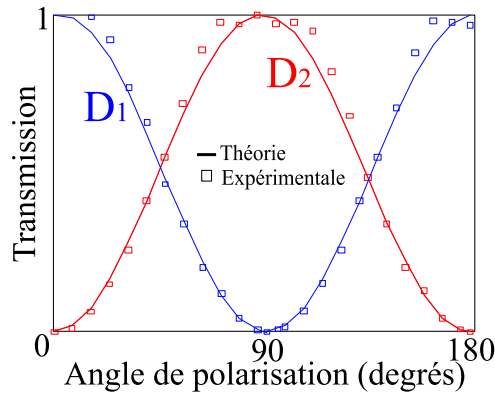


FIG. 2.9 – Diagramme de polarisation obtenu par la pointe SNOM diélectrique fibrée via les deux canaux D1 et D2.

2.2.4 La détection hétérodyne optique

La reconstruction complète des champs optiques à partir de la cartographie de deux composantes du champ électrique nécessitent la connaissance complète de l'amplitude et de la phase des champs collectés. Nous obtenons cela en rajoutant une interférométrie hétérodyne [13] dans l'architecture SNOM présentée sur la figure 2.2. Il est possible de mesurer l'amplitude complexe (amplitude réel et la phase) d'un signal optique en le mélangeant à une onde de référence de phase stable (décalée en fréquence), et en détectant la superposition avec un photodétecteur. Le schéma 2.10 représente le principe de la détection hétérodyne optique. En raison du décalage en fréquence, l'interférence de deux ondes produit une modulation d'intensité à la fréquence de battement, $\Delta f = f_1 - f_2$, qui est alors détectée. Le schéma 2.10 représente le principe de la détection hétérodyne optique.

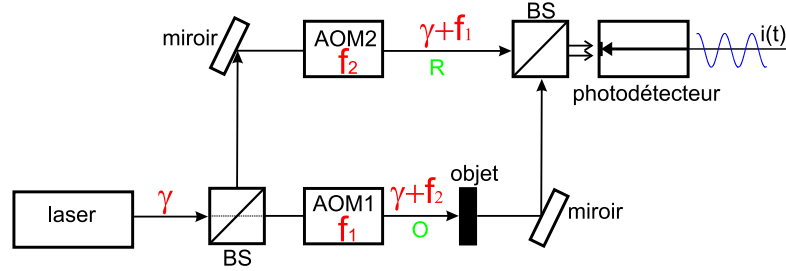


FIG. 2.10 – Schéma de principe d'une détection hétérodyne optique.

Après la séparation du faisceau laser (de fréquence γ) par un miroir semi-réfléchissant (BS), les fréquences de l'onde "objet" (O) et de l'onde "référence" (R) sont décalées par l'utilisation de deux modulateurs acousto-optiques (AOM1 ET AOM2), de fréquences f_1 et f_2 respectivement. Les modulateurs peuvent également être placés dans le même bras de l'interféromètre. Dans les deux cas, l'interférence résultante est exactement la même.

De la même manière, le SNOM bicanal polarisant proposé utilise un cube séparateur pour séparer le faisceau laser polarisé linéairement en deux, une de deux parties de ce faisceau dite "référence" est décalée d'une fréquence de 25 KHz au moyen de deux modulateurs acousto-optiques fonctionnant à 80,025 MHz et 80 MHz (modèle MT80, de chez AA-Sa). Le faisceau est ensuite divisé en 2 en utilisant un coupleur fibré 50/50 (modèle Thorlabs) et est couplé dans les deux voies de sortie du système à polarisation fibré. L'autre partie du faisceau source est dirigé vers l'échantillon. Le système de la figure 2.2 présente deux coupleurs fibrés 10/90 (modèle Thorlabs) tenant compte le fait que le niveau de puissance collectée par la pointe fibrée est très inférieur à la puissance du faisceau "référence". Elles permettent de combiner les signaux provenant de E_x et E_y avec le faisceau "référence". A la sortie du système, deux battements à 25 KHz distincts l'un de l'autre sont détectés par deux photodiodes (modèle standard, Thorlabs). La détection simultanée de l'amplitude et de la phase de champs transverses est réalisée par une détection synchrone via deux lock-ins (SR530 Stanford Research Systems) connectés à un ordinateur couplé à un système de pilotage de la tête du microscope (modèle SPM1000, RHK technology) gérant les acquisitions des données [14]. Pour atténuer toutes types de vibrations externes, tout le système de caractérisation optique est enfermé dans une cage en polystyrène placée sur une table en coussin d'air.

Afin de tester et valider les capacités de notre montage, nous avons étudié des objets-tests différents qui seront étudiés par la suite : le faisceau de Bessel propagatif polarisé radialement et azimutalement (champ lointain) et le faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement (champ proche).

2.3 Résultats

Cette section se décompose en deux parties. La première partie est basée sur la définition et la génération d'un faisceau de Bessel polarisé (radialement ou azimutalement) propagatif ou évanescent et la deuxième partie portera sur la validation de notre configuration de SNOM.

2.3.1 Objet-Tests

Dans cette partie, nous débuterons par définir les faisceaux de Bessel propagatifs polarisés radialement et azimutalement avant de définir le faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement. Ces faisceaux non-diffractants génèrent un confinement lumineux et ne sont pas difficiles à créer expérimentalement. Avant de présenter le montage de caractérisation optique dans sa globalité pour chaque type de faisceau de Bessel (propagatif ou évanescent), il est important d'étudier les différentes polarisations de ce dernier qui permettront de mieux comprendre la sensibilité des pointes diélectriques au champ lumineux.

Génération des faisceaux polarisés radialement et azimutalement

Les polarisations les plus courantes en optique sont les polarisations rectiligne, circulaire, elliptiques, radiale et azimutale. Nous nous limiterons durant toutes nos études à la réalisation des deux états de polarisation à symétrie axiale : la polarisation radiale et la polarisation azimutale (ou orthoradiale), comme rapporté sur la figure 2.11. Elles présentent un intérêt capital pour la validation du microscope.

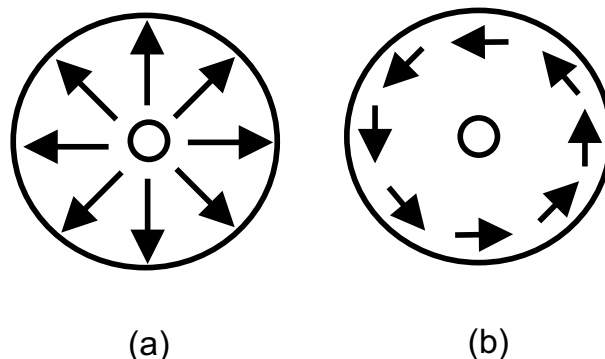


FIG. 2.11 – Représentation des polarisations radiale et azimutale : (a) Le champ électrique en polarisation radiale ou champ magnétique en polarisation azimutale et (b) Le champ magnétique en polarisation radiale et le champ électrique en polarisation azimutale.

Le principe de génération d'un faisceau lumineux à polarisation radiale ou azimutale, est basé sur la sélection modale dans une fibre optique [15, 16]. Le diamètre de coupure d'un mode dans une fibre peut être vu comme étant le diamètre de la fibre en-dessous duquel le mode donné ne peut plus se propager. À part le mode fondamental qui est le mode HE_{11} , il existe trois autres modes annulaires ayant une polarisation à symétrie axiale : le mode TM_{01} correspond à un état de polarisation radial tandis que le mode TE_{01} correspond à une polarisation azimutale et enfin le mode HE_{21} correspondant à une polarisation hybride qui est une combinaison des deux premiers. Cette dernière ne fera pas l'objet de notre étude, c'est la raison pour laquelle nous ne la présenterons pas.

- **Polarisation radiale** : En tout point appartenant à un plan perpendiculaire à l'axe de propagation, le champ électrique vibre suivant un rayon passant par le point de l'axe de propagation. Ceci conduit à une symétrie axiale pour cette polarisation (figure 2.11(a)).

- **Polarisation azimutale** : Nous avons aussi une symétrie axiale sauf qu'ici, c'est le champ magnétique qui vibre radialement suivant un rayon passant par le point de l'axe de propagation. Ceci est équivalent à remplacer le champ électrique de la polarisation radiale par le champ magnétique (figure 2.11(b)).

En sélectionnant les modes TE_{01} ou TM_{01} dans une fibre optique multimode, nous obtenons soit la polarisation radiale soit la polarisation azimutale en sortie de fibre. Un exemple de faisceau annulaire polarisé radialement est représenté sur la figure 2.12 pour une longueur d'onde $\lambda = 632.8nm$ [15].

L'image (a) représente un faisceau polarisé radialement, l'image (b) représente, quant-à-elle, les profils de cette dernière (le trait plein correspond à la direction verticale et le trait en pointillé correspond à la direction horizontale). Les images (c, d, e, et f) sont obtenues lorsque le faisceau annulaire polarisé radialement traverse un polariseur dont l'axe est défini par une flèche blanche sur chacune des figures.

Génération de faisceaux de Bessel propagatifs polarisés radialement et azimutalement

Durant la deuxième moitié des années 80 sont apparus de nouveaux types de faisceaux appelés *Faisceaux de Bessel* [17]. À partir de 1987, Durnin [18] montre que les faisceaux de Bessel, faisceaux non divergents car ils possèdent la même distribution d'intensité en chaque plan perpendiculaire à l'axe de propagation, sont des solutions des équations de Maxwell. Le faisceau de Bessel est défini comme étant un faisceau optique dont la distribution du champ est caractérisée par une fonction de Bessel. Il est dit faisceau non diffractant car il se propage, dans un milieu d'indice uniforme, sans déformation trans-

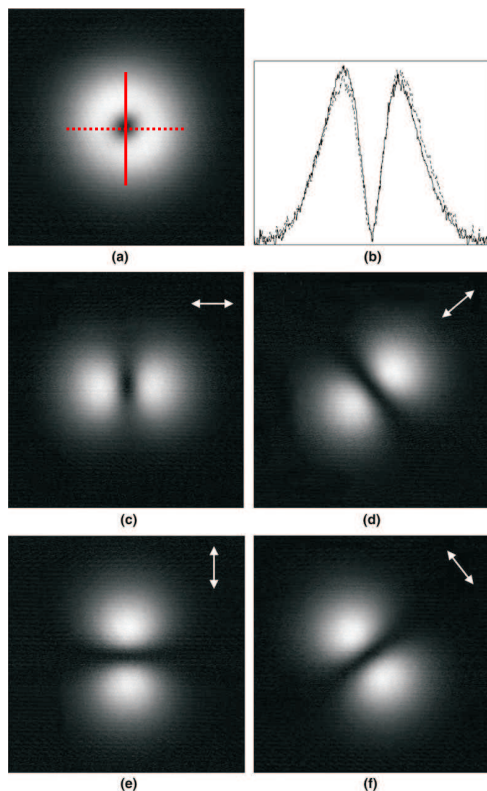


FIG. 2.12 – (a) Exemple de faisceau annulaire polarisé radialement pour la longueur d'onde $\lambda = 632.8nm$ [15]. (b) Profil suivant les deux traits plein et pointillé sur (a) ; (c-f) Structures à deux grains obtenues après que le faisceau traverse un polariseur dont l'axe est défini par une flèche blanche sur chaque image.

versale. Ils présentent également un lobe central dont la dimension latérale est plus petite que le beam waist des faisceaux gaussiens. Ils permettent donc de mieux confiner la lumière (meilleure résolution en imagerie, etc). Il existe à nos jours plusieurs techniques expérimentales menant à la réalisation de faisceaux de Bessel soit par une simple lentille [19], soit par un axicon [20] ou encore par les différents montages (hologrammes, cavités résonantes...) [21]. Pour notre étude, nous allons nous intéresser au montage utilisant un axicon. Un axicon est par principe un composant optique diélectrique transparent de forme conique dont l'angle au sommet est compris entre 90^0 et 180^0 , permettant de générer un cône de lumière à partir d'un faisceau incident collimaté [20](figure 2.13).

En plaçant un écran suffisamment loin de l'axicon, on visualise par projection un anneau lumineux. En plaçant l'écran ou un détecteur CCD dans la zone grise de la figure 2.14, on observe le faisceau de Bessel, zone d'interférence du cône lumineux appelé aussi " *zone de Bessel* ".



FIG. 2.13 – Axicon en verre BK7 utilisé pour la génération des faisceaux de Bessel.

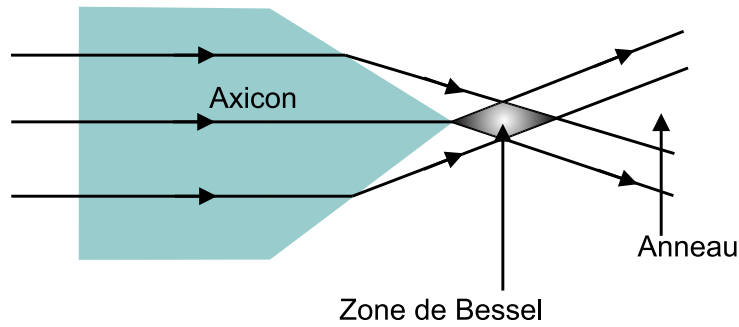


FIG. 2.14 – Schéma d'un axicon et tracé des rayons lumineux transmis.

Nous allons détailler les différentes distributions lumineuses portées par les composantes vectorielles du champ d'un faisceau de Bessel polarisé radialement ou orthoradialement. On parlera des composantes longitudinales des champs électriques et magnétiques E_L et H_L , lorsque celles-ci sont parallèles à l'axe passant par la pointe diélectrique et l'axicon. De la même manière, les composantes transverses des champs électriques et magnétiques E_T et H_T sont perpendiculaires à l'axe passant par la pointe et l'axicon [22].

La figure 2.15 reporte les images des distributions lumineuses théoriques comparées obtenues avec les deux types de polarisation pour le faisceau de Bessel. On constate au vu des images (a),(b), et (c) que pour une polarisation radiale, la composante longitudinale du champ magnétique est nulle (c'est-à-dire $|H_L| = 0$). L'image 2.15(a) représente à la fois $|E_T|^2$ et $|H_T|^2$ (identiques), présentant un centre sombre. Pour les images 2.15(b) et 2.15(c), nous obtenons respectivement $|E_L|^2$ et $|E_T|^2 + |E_L|^2$ dont le spot central reste lumineux pour les deux. Pour une polarisation azimuthale, les images sont représentées sur la figure 2.15(d),(e) et (f), où cette fois c'est la composante longitudinale du champ électrique qui est nulle (c'est-à-dire $|E_L| = 0$). Dans ce cas, nous trouvons les images 2.15(e) et 2.15(f) représentant respectivement $|H_L|^2$ et $|H_T|^2 + |H_L|^2$ présentent un spot central lumineux et l'image 2.15(d), présente un centre sombre pour $|E_T|^2$ et $|H_T|^2$ qui restent identiques.

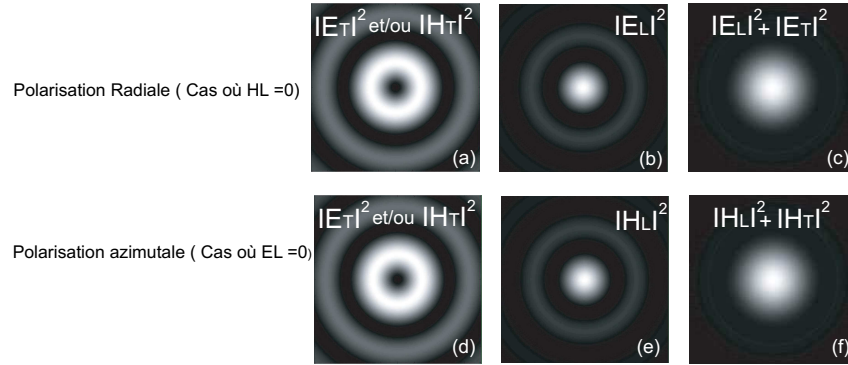


FIG. 2.15 – Module au carré des composantes transverses et longitudinales des champs électrique et magnétique d'un faisceau de Bessel propagatif polarisé ((a),(b) et (c)) radialement et ((d),(e) et (f)) azimuthalement généré par l'axicon d'ouverture numérique $ON = 0.68$. Taille des images : $3\lambda \times 3\lambda$.

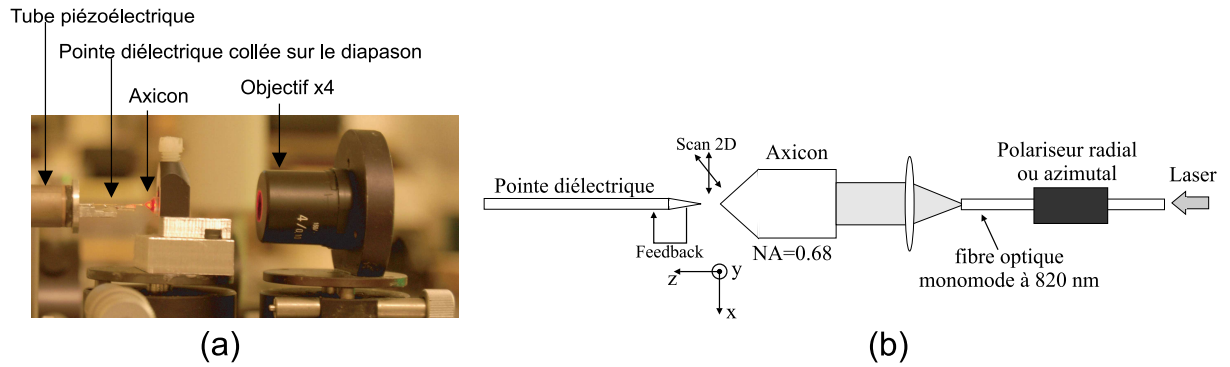


FIG. 2.16 – (a) Photo du montage de génération d'un faisceau de Bessel. (b) Dispositif expérimental utilisé pour la génération des faisceaux de Bessel polarisés radialement et azimuthalement.

Nos travaux ont débuté par l'observation des faisceaux de Bessel propagatifs possédant une polarisation radiale ou azimuthale. Pour ce faire, nous avons à notre disposition le système expérimental global reporté sur la figure 2.16(b). Un objectif ($\times 4$) permettant de focaliser le faisceau incident polarisé, est monté sur un support qui est fixé sur des étages de translation indépendants l'un de l'autre. L'axicon placé devant l'objectif, est fixé sur un étage de translation et de rotation de haute précision. La rotation est assurée par le biais de vis micrométriques tandis que la translation implique l'utilisation de vis différentielles (voir figure 2.16(a)).

Pour mettre en évidence expérimentalement les résultats obtenus théoriquement sur les distributions lumineuses des faisceaux de Bessel propagatifs polarisés radialement, nous avons cartographié avec la pointe SNOM (obtenue par chauffage étirage d'une fibre monomode à 630 nm) la zone de Bessel, comme rapportée sur la figure 2.17. La pointe est amenée grossièrement au moyen des trois vis micrométriques solidaire de la tête SNOM jusqu'au bout de l'axicon. Puis, nous avons connecté la pointe au détecteur D3 du SNOM

(voir figure 2.2) correspondant à un photomultiplicateur relié à une détection synchrone via un lock-in (SR530 de Stanford Research Systems) et un système de modulation du faisceau laser. Un ordinateur couplé à un système de pilotage de la tête du microscope (modèle SPM1000, RHK technology) gère à la fois l'acquisition des données envoyées par le canal (D3) et le balayage de la pointe. La longueur d'onde de travail utilisée est $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

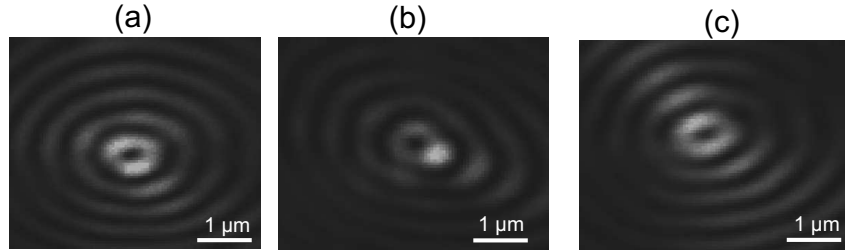


FIG. 2.17 – Images obtenues lorsque le faisceau incident propagatif polarisé radialement est cartographié par la pointe diélectrique balayant la zone de Bessel pour $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, (a) image expérimentale brute obtenue avec une pointe monomode à 630 nm, (b) image expérimentale brute obtenue avec la même pointe que (a) tournée de 90° , et (c) image expérimentale brute obtenue avec une autre pointe monomode à 630 nm, fabriquée de la même manière que la première pointe.

Nous remarquons que les images obtenues par la pointe diélectrique présentent un anneau central lumineux avec un point noir au centre de ce dernier, pour une polarisation radiale comme rapportée sur la figure 2.15. Cela signifie, si on se réfère à la figure 2.15, que la sonde collecte les composantes transverses du champ électrique ou magnétique ou encore une combinaison des deux [23]. Cependant, ce lobe central annulaire n'est pas symétrique et est entouré par une succession d'anneaux lumineux qui sont aussi ovales. Cela est à notre avis lié soit à la forme de la pointe, soit au réglage du faisceau de Bessel. Pour comprendre ce comportement, nous avons essayé de nous placer au mieux dans un plan permettant de nous fournir l'image du faisceau de Bessel bien défini. Mais l'image du faisceau donne toujours un anneau central non symétrique et ovale. Nous avons tourné la pointe de 90° pour vérifier si l'anneau central a la même forme et surtout qu'il soit tourné, si c'est le cas cela est lié à la pointe sinon cela est dû au faisceau de Bessel. Nous avons remarqué la rotation du faisceau (figure 2.17(b)). Il est donc évident que la cause principale du comportement est dû à un défaut de la pointe et non au faisceau de Bessel lui-même.

Un résultat similaire à celui de la figure 2.17(a) est observé au moyen d'une nouvelle pointe diélectrique (obtenue après chauffage-étirage d'une fibre optique monomode à 630 nm) pour une polarisation radiale. La figure 2.17(c) montre l'image du faisceau de Bessel propagatif polarisé radialement possédant toujours un anneau central.

Nous avons imagé la zone de Bessel suivant une succession de plans transverses afin de

montrer qu'il s'agit bien d'un faisceau non-diffractant (figure 2.18). La longueur d'onde de travail utilisée est $\lambda = 532 \text{ nm}$. La translation de la pointe suivant l'axe ($0z$) se fait à partir d'une vis micrométrique, et est visualisé par le biais d'une loupe binoculaire.

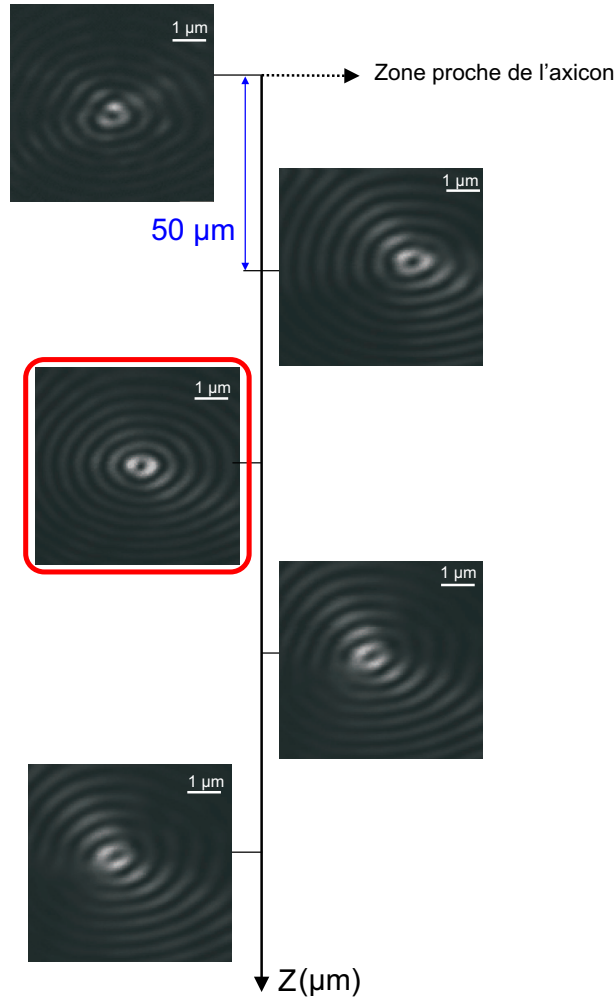


FIG. 2.18 – Images obtenues lorsque le faisceau incident propagatif polarisé radialement est cartographié par la pointe diélectrique balayant la zone de Bessel suivant l'axe "z" pour $\lambda = 532 \text{ nm}$.

Le profil de la section du faisceau encadré en rouge dans la figure 2.18, est représenté sur la figure 2.19 suivant deux directions orthogonales. Nous constatons dans cet exemple que l'intensité au centre du faisceau n'est pas nulle comme cela doit être le cas si le faisceau de Bessel est idéal. Cela peut être dû à une légère imperfection du réglage du faisceau de Bessel propagatif polarisé radialement ou de la position longitudinale de la pointe par rapport au faisceau.

Dans un second temps, nous avons cartographié le faisceau de Bessel propagatif po-

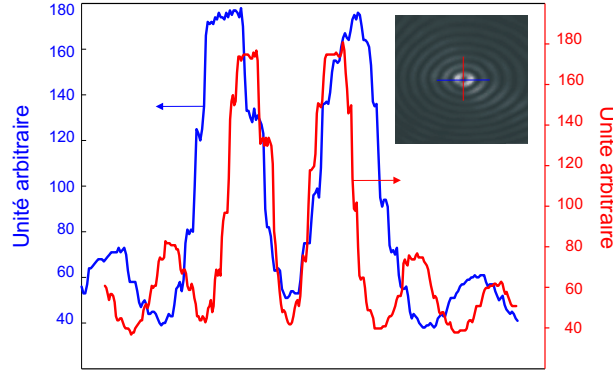


FIG. 2.19 – Profils d'intensité suivant les deux directions orthogonales.

larisé radialement, de la même manière que précédemment, avec une pointe diélectrique obtenue par chauffage-étirage d'une fibre optique monomode à 514 nm . Une sélection d'images est montrée à la figure 2.20 pour $\lambda = 532 \text{ nm}$.

Pour chacune de ces deux sources, nous retrouvons sur la figure 2.21 un résultat identique. Toutes les images obtenues confirment que les pointes diélectriques collectent sélectivement les composantes transverses du champ électromagnétique, du fait qu'elles présentent un centre sombre comme expliqué sur la figure 2.15.

Génération de faisceaux de Bessel évanescents polarisés radialement

Pour la génération d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement, nous avons utilisé le dispositif présenté sur la figure 2.22.

Le faisceau de Bessel évanescent est généré au moyen d'une lentille conique à immersion solide [24] ayant une ouverture numérique (NA) égale à 1,2 et d'un micro-axicon usiné au bout d'une fibre optique monomode à 820 nm utilisée pour obtenir un faisceau polarisé radialement [25]. La longueur d'onde de travail est $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ou 660 nm . La pointe SNOM diélectrique est placée en face de la lentille conique à immersion et la distance pointe-objet est maintenue avec une configuration SNOM conventionnelle utilisant la force de cisaillement. Nous enregistrons les données sous leurs formes brutes à travers la voie D3 du montage du SNOM (voir figure 2.2). La figure 2.23 présente une première image champ proche obtenue de l'objet test ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$).

Nous remarquons, comme attendu, que la pointe SNOM collecte l'intensité du champ électrique transverse $|E_T|^2$.

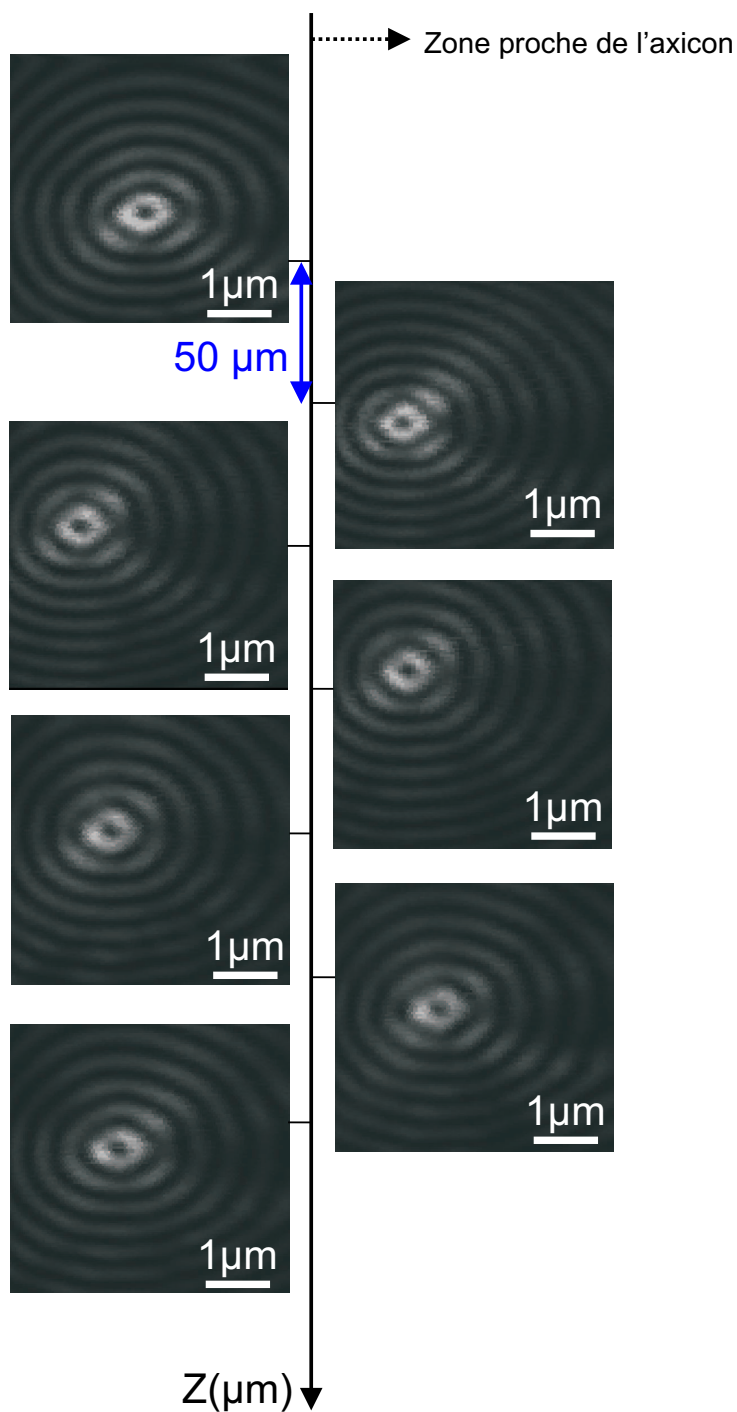


FIG. 2.20 – Images obtenues lorsque le faisceau incident propagatif polarisé radialement est cartographié par la pointe diélectrique (pointe obtenue après chauffage-étirage d'une fibre monomode à 514 nm) imageant la zone de Bessel suivant une succession de plans transverses pour $\lambda = 532 \text{ nm}$.

2.3.2 Validation du SNOM polarisant

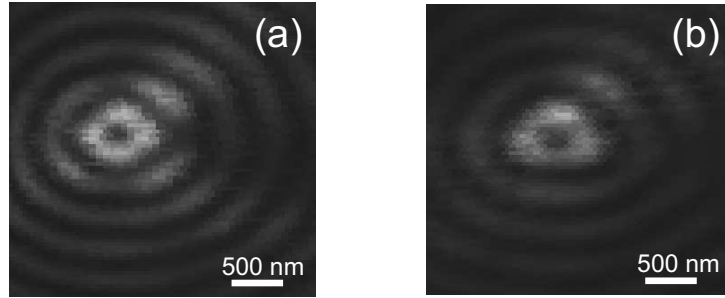


FIG. 2.21 – Images obtenues lorsque le faisceau de Bessel propagatif est polarisé (a) radialement et (b) azimutalement sont cartographiés par la pointe diélectrique (sur une fibre optique monomode à 630 nm) pour $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

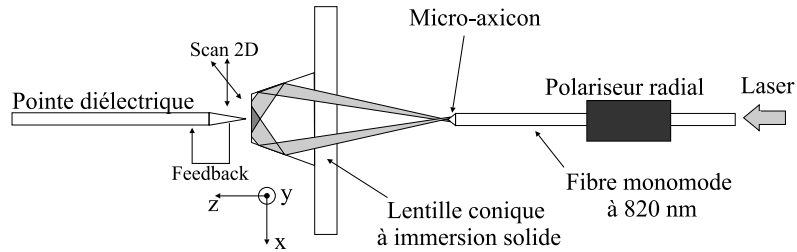


FIG. 2.22 – Schéma du dispositif expérimental pour la génération d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement.

Détection vectorielle de faisceaux de Bessel propagatifs et évanescents polarisés radialement

Le premier échantillon est un faisceau de Bessel propagatif polarisé radialement. Ce type d'objet-tests permet de réaliser des images loin de l'axicon dans une configuration favorable à un balayage sans contact. La longueur d'onde est ici de $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. La figure 2.24 reporte la structure vectorielle des distributions transverses du champ électrique mesurées expérimentalement (figures 2.24(a-c)) et celles prédites par la théorie (figures 2.24(d-f)) [26]. Les figures 2.24(a) et (d) montrent l'intensité totale des composantes transverses du champ électrique $|E_x|^2 + |E_y|^2$ (donnée expérimentalement par le canal D3). Les figures 2.24(b) et (e) montrent le signal collecté par le canal D1 et la simulation de $|E_x|^2$, respectivement. Les figures 2.24(c) et (f) montrent le signal collecté par le canal D2 et la simulation de $|E_y|^2$, respectivement. Nous constatons un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux. La frange centrale du faisceau de Bessel se transforme en une structure à deux grains orthogonales quand elle est imagée au moyen des canaux polarisants D2 et D1 de la figure 2.2.

Le second objet-test que nous avons cartographié est un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement. La structure vectorielle du faisceau caractérisée expérimentalement

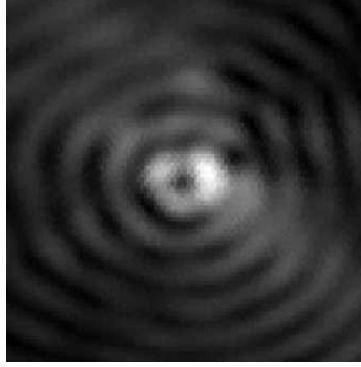


FIG. 2.23 – Image SNOM brute du faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement à travers le canal D3. Taille de l'image : $2,7 \mu\text{m} \times 2,7 \mu\text{m}$.

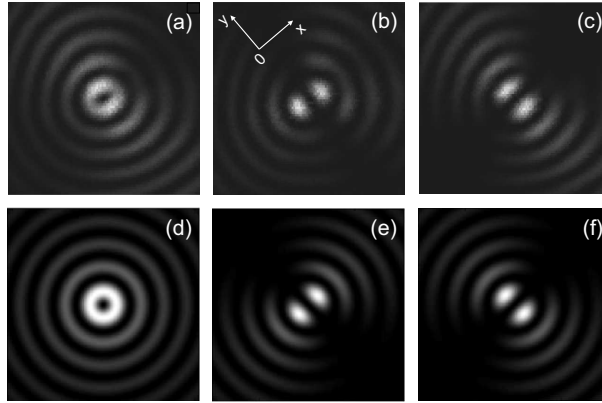


FIG. 2.24 – (a-c) Acquisitions du faisceau de Bessel propagatif polarisé radialement à travers les canaux D3, D2 et D1 respectivement (voir figure 2.2). Simulation des champs vectoriels du faisceau de Bessel dans le plan transverse : (d) intensité du champ électrique totale ; (e,f) intensité des composantes transverses E_x et E_y , respectivement. Taille des images : $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$, longueur d'onde : $\lambda = 632.8 \text{ nm}$.

est reportée dans les figures 2.25(a,b et c) collectée par les canaux D3, D2 et D1. Les simulations des intensités transverses $|E_x|^2 + |E_y|^2$, $|E_x|^2$ et $|E_y|^2$ sont représentées sur les figures 2.25(d,e et f), respectivement.

En dépit de certaines divergences entre la mesure et le résultat théorique, qui reflètent la difficulté de générer un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement, nous voyons que ces résultats permettent de valider notre concept de SNOM bicanal polarisant pour des champs purement évanescents. Les non-uniformités observées sur les figures 2.25(b et c) sont probablement dues soit à l'asymétrie du faisceau conique diffracté par le micro-axicon soit aux désalignements légers entre les interfaces de l'ensemble du système de réfraction conique.

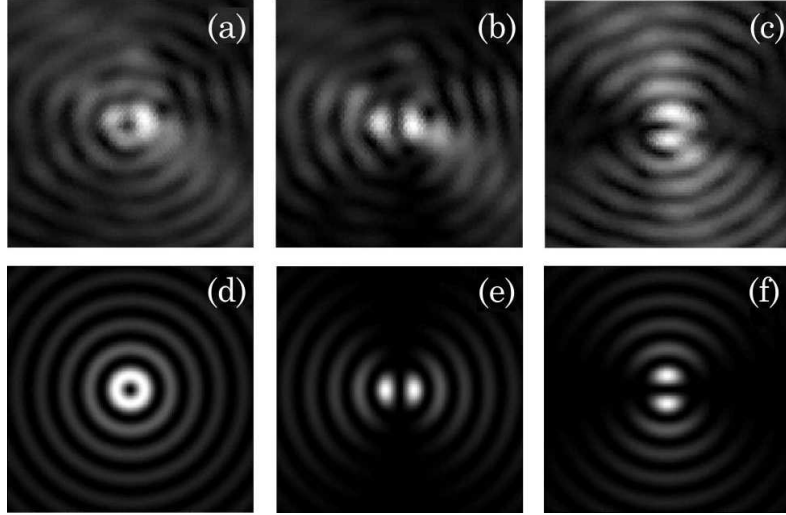


FIG. 2.25 – (a-c) Acquisitions du faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement à travers les canaux D3, D2 et D1 respectivement (voir figure 2.2). Simulation des champs vectoriels du faisceau de Bessel évanescent dans le plan transverse : (d) intensité du champ électrique totale ; (e,f) intensité des composantes transverses E_x et E_y , respectivement. Taille des images : $2,7 \mu\text{m} \times 2,7 \mu\text{m}$, longueur d'onde : $\lambda = 632.8 \text{ nm}$.

2.4 Tracé des lignes de champ électriques et magnétiques

On reporte la validation de l'architecture de notre SNOM hétérodyne bicanal polarisant et la phase de traitement numérique des données expérimentales à travers la caractérisation électrique et magnétique complète 3D vectorielle d'un faisceau de Bessel propagatif polarisé azimutalement et d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement. La configuration expérimentale met en oeuvre une source laser de longueur d'onde $\lambda = 660 \text{ nm}$ et de longueur de cohérence élevée. Les sources lasers utilisées auparavant ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$ et $\lambda = 532 \text{ nm}$) ont une longueur de cohérence très faible et ne remplissent donc pas les exigences du montage hétérodyne.

2.4.1 Tracé des lignes de champ d'un faisceau de Bessel propagatif polarisé azimutalement

La première étape concerne l'acquisition du faisceau par le microscope SNOM bicanal hétérodyne présenté dans ce chapitre. La fenêtre de scan est de $16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ et le

nombre de pixels par ligne de scan est de 512. Les sorties D1 et D2 délivrent les amplitudes A_x et A_y , et les phases ϕ_x et ϕ_y des composantes transverses du champ électrique E_x et E_y . Les images (a,b) de la figure 2.26 montrent les parties réelles des composantes transverses du champ électrique, $E_x = A_x \cos(\phi_x)$ et $E_y = A_y \cos(\phi_y)$ respectivement.

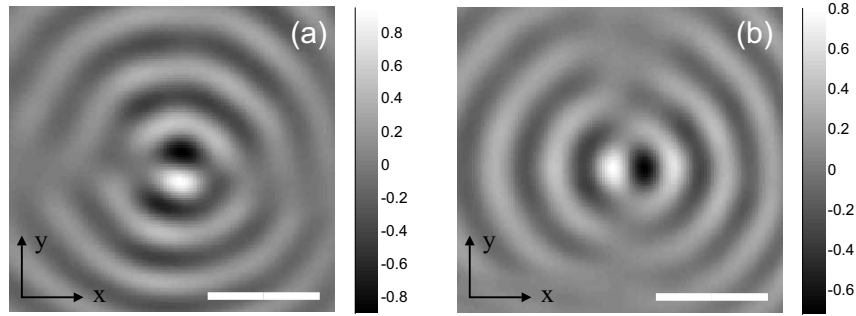


FIG. 2.26 – (a,b) Images des composantes transverses orthogonales du champ électrique $E_x = A_x \cos(\phi_x)$ et $E_y = A_y \cos(\phi_y)$; A_x et A_y sont les amplitudes et ϕ_x , ϕ_y les distributions des phases des deux composantes orthogonales du champ électrique (barre d'échelle : $2\mu\text{m}$).

Les données sont enregistrées sous leur forme brute. La deuxième étape concerne le traitement numérique des données expérimentales permettant de reconstruire tout le champ électromagnétique à partir de E_x et E_y , et des équations de Maxwell. Nous avons choisi de reconstruire le champ total via la méthode FDTD. Le code de calcul FDTD utilisé dans ce travail est commercial ("Fullwave" de R-Soft). L'espace de calcul est couvert avec une couche d'un matériau parfaitement absorbant (PML) afin d'éviter les réflexions parasites artéfactuelles. Le volume de calcul est limité latéralement à $16\mu\text{m} \times 16\mu\text{m}$ par la fenêtre de scan expérimentale. Sa hauteur est de $3\mu\text{m}$ suivant la direction z . La quantité de points utilisés pour la réalisation des simulations est de $512 \times 512 \times 150$. Parce que l'extension latérale du faisceau de Bessel expérimental est plus grande que la zone de balayage, les images expérimentales ont été apodisées afin d'éviter l'introduction de la diffraction artéfactuelle du faisceau de Bessel par la fenêtre de scan. Nous avons choisi une fonction Gaussienne avec une largeur complète à $1/e$ de $8\mu\text{m}$. Dans ce cas, nous avons constaté une différence entre les distributions d'intensité du champ magnétique des faisceaux de Bessel idéal et réel ne dépassant pas 1,6% de l'intensité maximale (dans un volume de $1\mu\text{m}$ de hauteur et de $2,8\mu\text{m}$ de diamètre autour du centre de faisceau). La figure 2.27 montre les distributions d'intensité (a,b) du champ électrique et (c,d) du champ magnétique du faisceau de Bessel propagatif polarisé azimuthalement, caractérisé par le biais de notre technique. Les résultats présentés dans (a,c) sont ceux obtenus dans le plan longitudinal ($y=0$) et (b,d) dans un plan transverse ($z=0$), avec les champs exprimés en unités Gaussienne ou CGS. La nature non diffractante du faisceau de Bessel peut être observée sur les distributions d'intensité restant invariantes suivant la direction z , (figures 2.27 (a,c)). Nous remarquons au centre du faisceau que le champ magnétique atteint un maximum alors que le champ électrique est minimal. Dans le cas idéal, le champ électrique devrait

être nul à cet endroit. Au centre du faisceau de Bessel expérimental, l'intensité du champ électrique est 400 fois plus petit que celle du champ magnétique.

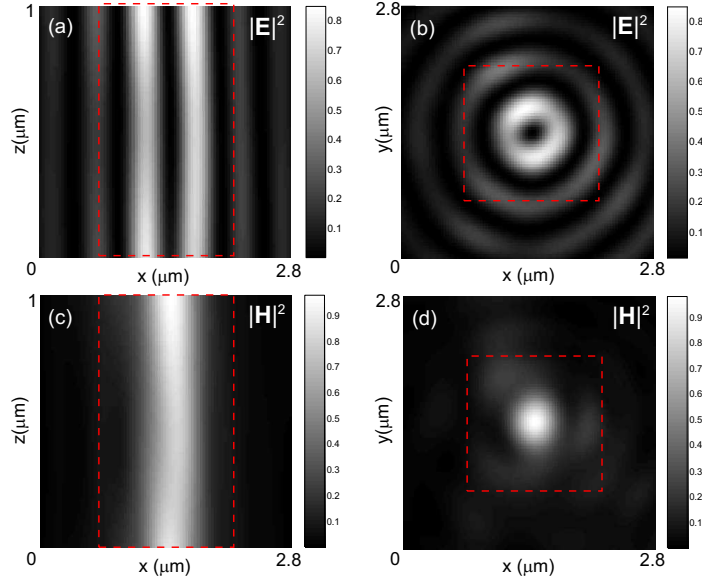


FIG. 2.27 – Distributions d'intensité d'un faisceau de Bessel propagatif polarisé azimuthalement reconstruites au moyen des données expérimentales mesurées dans le plan $z = 0$: (a,b) intensité du champ électrique et (c,d) intensité du champ magnétique. La représentation est effectuée (a,c) dans un plan longitudinal ($y=0$) et (b,d) dans le plan transverse ($z=0$). Les champs sont exprimés en unités Gaussienne (ou CGS).

La figure 2.28 montre la structure submicronique complète des champs électromagnétiques vectoriels du faisceau de Bessel dans (a) le plan longitudinal ($x=0$) et (b,c) le plan transverse ($z=0$). L'image en fausses couleurs de la figure 2.28(a) représente la composante E_x de la distribution du champ électrique et les flèches noires correspondent aux lignes de champ magnétique. Les images en fausses couleurs de la figure 2.28(b,c) présentent les composantes E_z et H_z des champs électrique et magnétique, respectivement, tandis que les flèches noires correspondent aux lignes de champs électrique et magnétique, respectivement, dans le plan transverse.

D'après les informations électriques et magnétiques complètes présentées dans la figure 2.28, la distribution spatiale du vecteur de Poynting moyen peut être facilement déduite (voir figure 2.29). Nous obtenons un très bon accord entre les distributions théoriques (b) et expérimentales (a) du vecteur de Poynting moyen. Les figures 2.28 et 2.29 montrent que le champ magnétique longitudinal agit comme un réservoir d'énergie optique dans le faisceau car il n'est pas associé au flux d'énergie (il n'y a pas de recouvrement spatial avec le vecteur de Poynting). Cette propriété a été déjà constatée pour la composante longitudinale du champ électrique d'un faisceau focalisé polarisé radialement [27, 28]. La figure 2.30 montre l'interaction entre le champ magnétique et la boucle de Densité de Courant de Déplacement Optique (noté DCDO dans la suite) ($\vec{j}_D = \partial \vec{D} / \partial t$) formée au centre du faisceau de Bessel polarisé azimuthalement. La structure toroïdale du champ magnétique

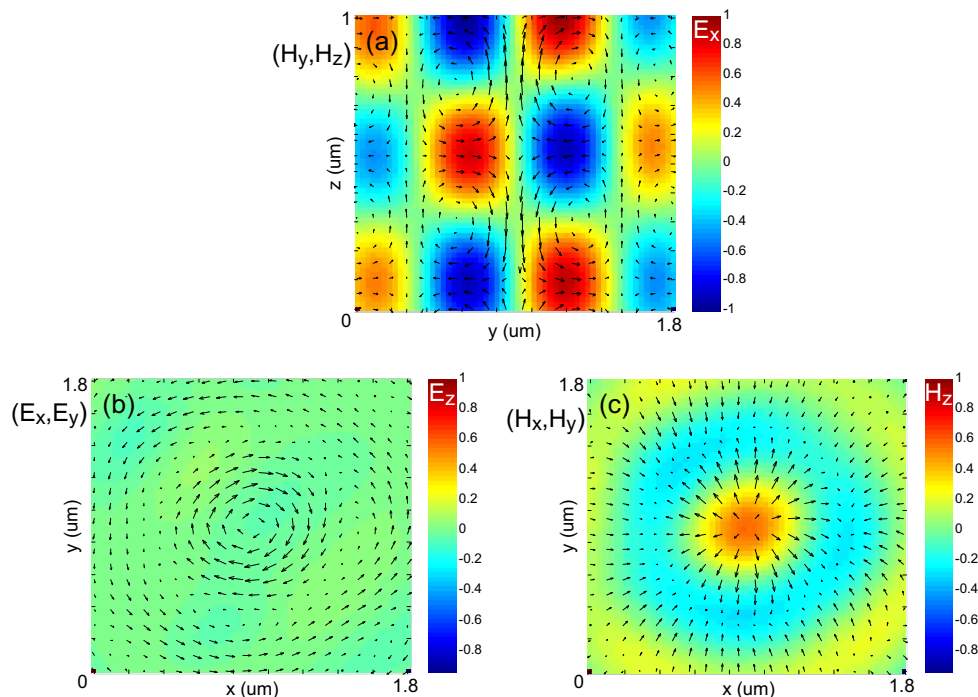


FIG. 2.28 – Description vectorielle complète du champ électromagnétique optique du faisceau de Bessel propagatif polarisé azimutalement. (a) coupe longitudinale ($x=0$) : représentation de la composante x de la distribution du champ électrique (fausses couleurs) et les lignes de champ magnétique sont représentées par les flèches noires. (b) champ électrique dans le plan transverse ($z=0$) : lignes de champ électrique (en flèches noires) et composante z du champ électrique (fausses couleurs). (c) champ magnétique dans le plan transverse ($z=0$) : lignes de champ magnétique (flèches noires) et composante z du champ magnétique (fausses couleurs).

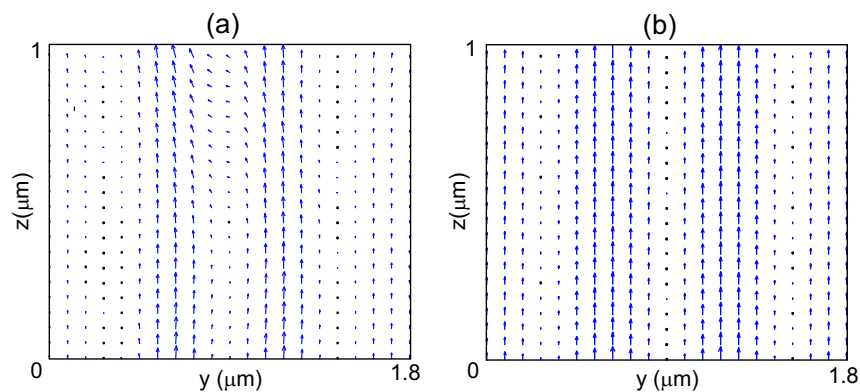


FIG. 2.29 – Distribution spatiale du vecteur de Poynting moyen dans le plan longitudinal ($x=0$). (a) reconstitution à partir des données expérimentales et (b) simulation du faisceau de Bessel idéal.

qui entoure la boucle centrale de DCDO est clairement visible. Étant donné la taille de la boucle de DCDO par rapport de la longueur d'onde, les lignes de champ magnétique se recouvrent et donnent lieu à la création d'un champ magnétique unique intense polarisé longitudinalement dans la partie intérieure de la boucle, au centre du faisceau.

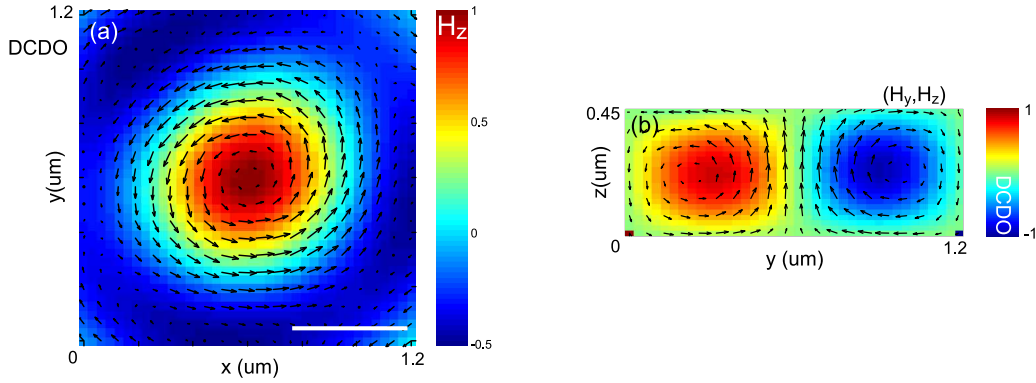


FIG. 2.30 – Interaction entre la densité de courant de déplacement optique(DCDO) et le champ magnétique au centre du faisceau. (a) plan transverse, composante du champ magnétique H_z (fausses couleurs) et les lignes de DCDO (flèches noires). (b) plan longitudinal ($x=0$), la composante j_{Dx} de DCDO (fausses couleurs) et les lignes de champ magnétique (flèches noires).

2.4.2 Tracé des lignes de champ d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement

Nous avons représenté sur les figures 2.31(a,b), les parties réelles des composantes des champs électriques transverses $E_x = A_x \cos(\phi_x)$ et $E_y = A_y \cos(\phi_y)$ d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement. Les images ont été réalisées avec la configuration expérimentale représentée sur la figure 2.22. Les acquisitions ont été mises en oeuvre à l'aide du SNOM bicanal hétérodyne.

Le spectre d'ondes planes est une technique analytique bien connue pour le calcul rigoureux de la propagation des ondes électromagnétiques [29]. Son efficacité réside dans la capacité à propager des ondes d'un plan à un autre en utilisant des transformées de Fourier. En résumé, les distributions du champ total $\vec{E}(x, y, z, t)$ sont représentées par la superposition d'ondes planes se déplaçant suivant différentes directions :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi^2} \exp(-i\omega t) \iint \vec{e}(u, v) \exp(i(ux + vy + wz)) dudv \quad (2.1)$$

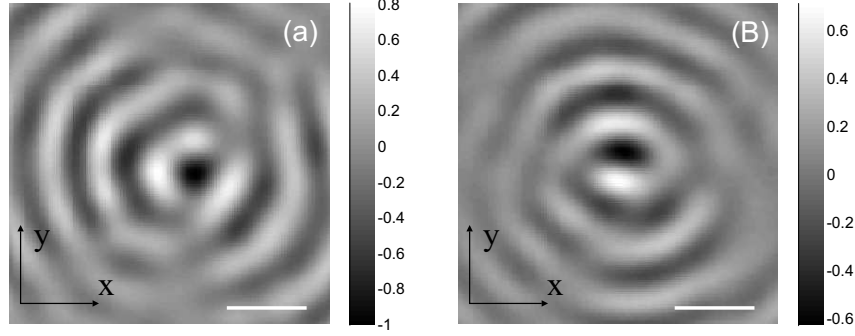


FIG. 2.31 – (a,b) Images des composantes transverses du champ électrique $E_x = A_x \cos(\phi_x)$ et $E_y = A_y \cos(\phi_y)$; A_x et A_y sont les amplitudes et ϕ_x , ϕ_y les distributions de phases des deux composantes du champ électrique (barre d'échelle : $0.9\mu\text{m}$, $\lambda = 660\text{ nm}$).

où $\vec{k}(u, v, w)$ est le vecteur d'onde qui satisfait la relation de dispersion $u^2 + v^2 + w^2 = k^2$, k étant la constante de propagation. Le vecteur $\vec{e}(u, v)$ est appelé spectre d'ondes planes. Il est défini par la relation :

$$\vec{e}(u, v) = \iint \vec{E}(x, y, z = 0) \exp(-i(ux + vy)) dx dy \quad (2.2)$$

$\vec{E}(x, y, z = 0)$ représente les conditions initiales de la méthode. Notons que la définition de la composante du champ électrique $E_z(x, y, z, t)$ et le champ magnétique total $\vec{H}(x, y, z, t)$ peuvent être directement déduite à partir des composantes $E_x(x, y)$ et $E_y(x, y)$ en appliquant, dans l'espace inverse, l'équation de Maxwell-Gauss $-w(u, v)e_z(u, v) = ue_x(u, v) + ve_y(u, v)$ et l'équation de Maxwell-Faraday $\vec{h}(u, v) = \vec{k}(u, v) \times \vec{e}(u, v)/w$.

Ici, nous proposons d'utiliser les distributions du champ expérimental $E_x(x, y)$ et $E_y(x, y)$ des figures 2.31(a,b) comme conditions initiales de la méthode du spectre d'ondes planes, afin d'obtenir d'une manière rigoureuse l'ensemble du champ électromagnétique optique dans le volume au dessus de la fenêtre d'acquisition expérimentale 2D. Le volume de calcul est limité latéralement à $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ par la fenêtre de scan expérimentale et la quantité des points utilisés pour la réalisation des simulations est de $512 \times 512 \times 150$. Nous avons choisi une fonction Gaussienne avec une largeur à $1/e$ de $4\mu\text{m}$ pour apodiser le champ initial expérimental et limiter ainsi fortement la diffraction artificielle du faisceau de Bessel par la fenêtre de balayage dans les calculs numériques. Nous avons évalué l'écart entre les distributions d'intensité électrique et des faisceaux de Bessel expérimentaux et idéaux. Il ne dépasse pas 3,5% de l'intensité maximale, dans un volume de $0,33\mu\text{m}$ de hauteur et de $1,6\mu\text{m}$ de diamètre autour du centre de faisceau.

La figure 2.32 montre les distributions d'intensité (a,b) du champ électrique et (c,d)

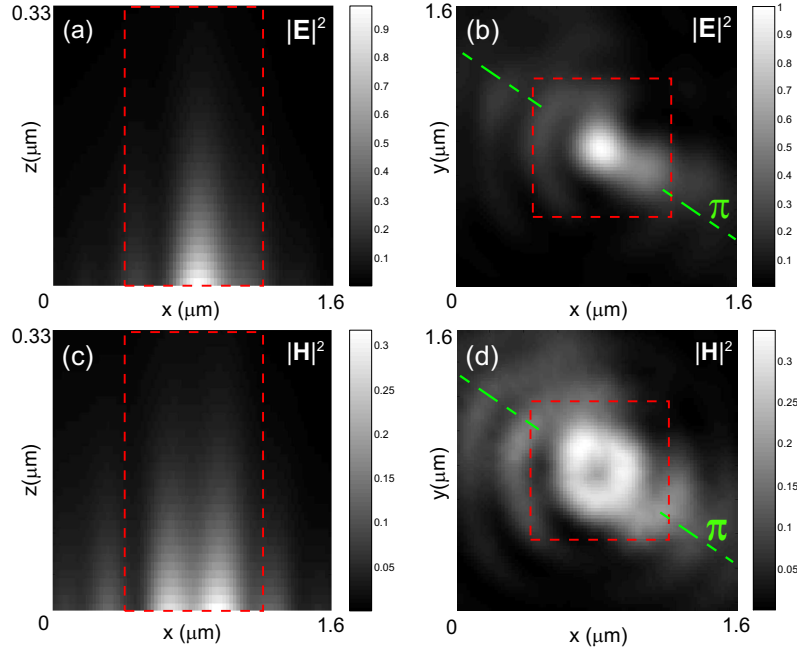


FIG. 2.32 – Distributions d'intensité 3D, reconstruites au moyen des données expérimentales mesurées dans le plan $z = 0$. L'intensité des champs (a,b) électriques et (c,d) magnétiques d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement. Avec (a,c) effectué dans un plan longitudinal ($y=0$) et (b,d) dans le plan transverse ($z=0$). Les champs sont exprimés en unités Gaussiennes ou CGS. La ligne π indiquée dans (b) et (d) se réfère à la direction selon laquelle la visibilité des franges des faisceaux de Bessel disparaît.

du champ magnétique du faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement. Les résultats présentés dans (a,c) sont ceux obtenus dans le plan longitudinal ($y=0$) et (b,d) dans le plan transverse ($z=0$). La nature non-diffractante et évanescente du faisceau de Bessel est évidente dans les figures 2.32(a,c). Cependant, nous voyons que la répartition de l'intensité reconstruite n'est pas invariante en rotation. La visibilité de la figure d'interférence disparaît le long d'une direction (notée π par la suite) faisant un angle d'environ 45° par rapport aux axes $(0, x)$ et $(0, y)$.

L'intensité du champ magnétique n'est pas négligeable au centre du faisceau, comme cela est le cas idéalement. L'origine de ces défauts peut être observée dans la figure 2.33. Cette figure montre les spectres d'ondes planes de la fonction $\sqrt{E_x(x, y)^2 + E_y(x, y)^2}$, pour le faisceau de Bessel idéal (figure 2.33(a)), et aussi pour le faisceau de Bessel expérimental (figure 2.33(b)). L'écart maximum entre les deux courbes est observé le long de la direction π . Le déséquilibre du spectre, maximum suivant π , est en accord avec la visibilité minimale observée dans la figure d'interférence évanescente reconstruite. La figure 2.33(c) est obtenue par modulation du spectre d'onde plane idéal (figure 2.33(a)) avec une fonction cosinus d'angle azimutal dont le maximum et le minimum (10% du maximum) sont alignés le long de la direction π .

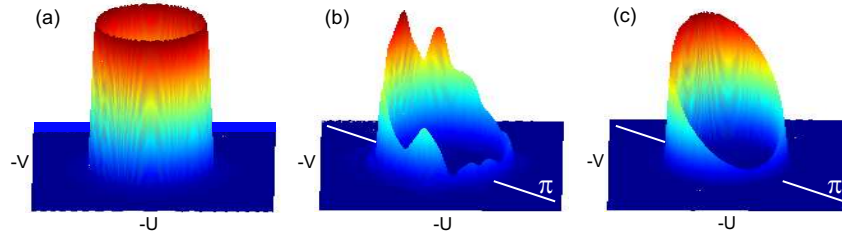


FIG. 2.33 – Spectre d'ondes planes de l'amplitude du champ transverse $\sqrt{E_x(x,y)^2 + E_y(x,y)^2}$ dans le cas (a) idéal et (b) expérimental. (c) : (a) modulé par un cosinus en fonction de l'angle azimutal : simulation d'un faisceau de Bessel asymétrique qui se rapproche du faisceau expérimental.

D'une part, les figures 2.34(a,b et c) représentent la structure complète des champs électromagnétiques vectoriels du faisceau de Bessel évanescent dans (a) le plan longitudinal ($y=0$) et (b,c) le plan transversal ($z=0$). D'autre part, nous avons représenté sur les figures 2.34(d,e et f) les distributions théoriques des champs électromagnétiques pour un faisceau de Bessel asymétrique dont le spectre d'onde plane est donnée par la figure 2.33(c). Les images en fausses couleurs des figures 2.34(a,d) représentent la composante H_y de la distribution du champ magnétique et les flèches noires correspondent aux lignes de champ électrique. Les figures 2.34(b,e), 2.34(c,f) rapportent les lignes de champ électrique et magnétique dans le plan transversal ($z=0$), respectivement.

Il a été constaté que la boucle magnétique représentée sur les figures 2.34(c,f) et la distribution liée au champ électrique(b,e) sont décalées spatialement le long de la direction π . Ces propriétés sont dues au fait que nous n'avons pas généré un champ évanescent purement stationnaire. Le spectre d'ondes planes asymétrique la figure 2.33(b) montre les résultats, dans l'espace direct, des interférences entre la ligne pure DOCD (obtenus avec un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement) et une onde évanescente polarisée p qui se propage le long de la direction π . La présence de l'onde évanescente non stationnaire est directement responsable de la translation subie par l'ensemble des champs. Elle conduit également à une valeur non nulle du flux d'énergie au centre de la distribution totale du champ évanescent, (voir la figure 2.35). Ces résultats impliquent que les différences obtenues entre les faisceaux idéaux et mesurés sont liés à la difficulté de générer parfaitement un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement.

Une série exploratoire de mesures, visant à faire une caractérisation complète sur les composantes vectorielles du faisceau de Bessel propagatif polarisé azimutalement et d'un faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement a été effectué. Grâce à ces deux-objets tests simples, nous avons validé notre SNOM bicanal polarisant. Ce nouveau concept de microscope optique SNOM est apte à répondre aux impératifs sur le diagnostic complet au voisinage des objets de la nano-optique tels que les métamatériaux, les cristaux photoniques, etc.

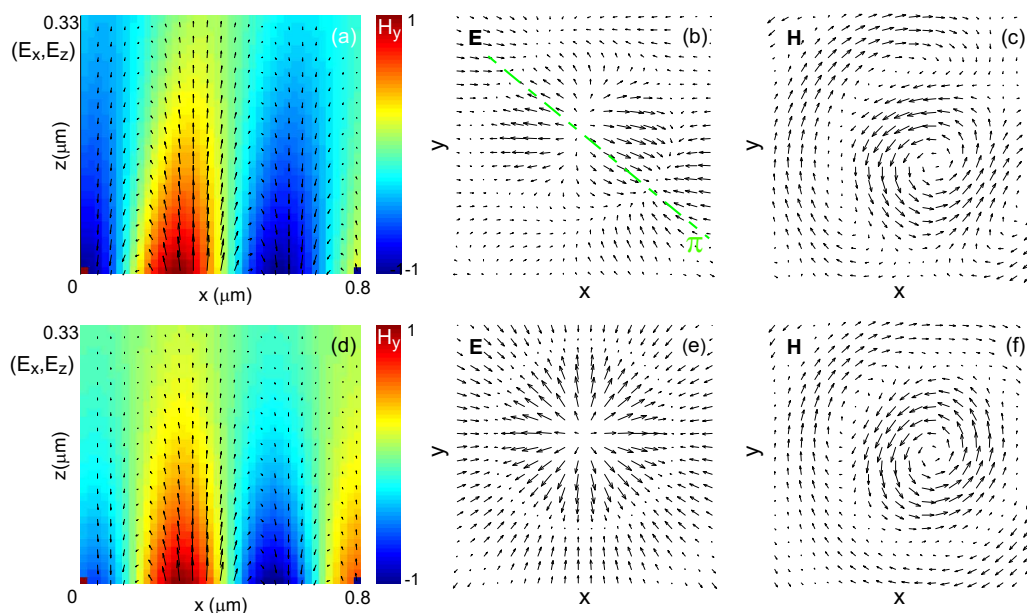


FIG. 2.34 – (a,b et c) Distribution électromagnétique 3D du faisceau de Bessel évanescent polarisé radialement expérimental. (d,e et f) Distributions 3D du faisceau de Bessel théorique asymétrique. (a,d) plan longitudinal ($y=0$) ; en fausses couleurs : composante H_y du champ magnétique, les lignes de champ électrique sont représentées par les flèches noires. (b,e) : lignes de champ électrique transverse (plan ($z = 0$)). (c,f) : les lignes de champ magnétique transverse (plan ($z = 0$)).

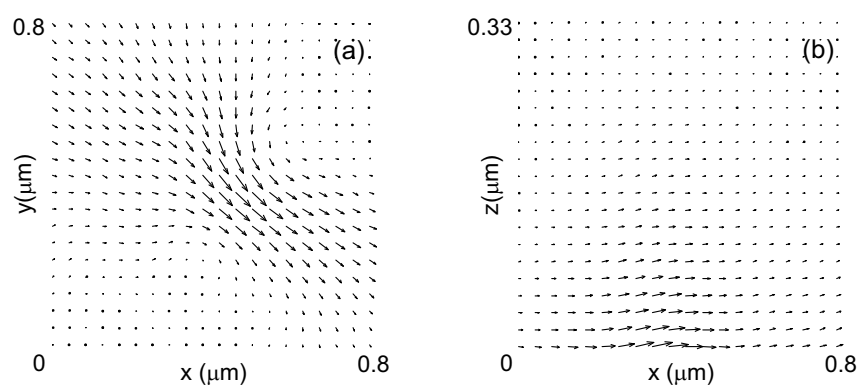


FIG. 2.35 – Distribution spatiale du vecteur de Poynting moyen dans (a) le plan transverse ($z=0$) et (b) le plan longitudinal ($y=0$).

2.5 Conclusion

Ce deuxième chapitre conclut toute la partie expérimentale en exposant un nouveau concept de microscope SNOM bicanal polarisant. Nous avons proposé et validé expérimentalement une nouvelle configuration SNOM permettant de caractériser le champ proche électromagnétique. Cependant, en se basant sur la relation entre le champ électrique et le champ magnétique décrite rigoureusement dans les équations de Maxwell, il n'est pas nécessaire de mesurer toutes les composantes du champ électromagnétique. Seules les phases et les amplitudes de deux composantes vectorielles du champ ont besoin d'être mesurées pour décrire totalement les ondes électromagnétiques au voisinage de l'objet par le biais des équations de Maxwell dans l'espace 3D. Les quatre autres composantes du champ électromagnétique peuvent être déduites de ces deux acquisitions des champs complexes, via des méthodes numériques rigoureuses telles que l'algorithme FDTD [30, 31] ou le spectre d'ondes planes [29]. Nous disposons alors d'un outil particulièrement intéressant non seulement pour enrichir les expériences de la microscopie en champ proche déjà réalisées dans notre équipe, mais également pour envisager toute une série de nouvelles expériences.

Le nouveau concept du microscope que nous proposons est prometteur car il laisse entrevoir de larges potentialités pour caractériser le champ électromagnétique optique au voisinage des structures de la nano-optique telles que les cristaux photoniques, les métamatériaux, etc.

Bibliographie

- [1] E. H. Synge. Method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region. *Phil. Mag.*, 6 :356–362, 1928.
 - [2] Z. Frait. The use of high-frequency modulation in studying ferromagnetic resonance. *Czech. J. Phys.*, 9 :403–404, 1959.
 - [3] R. F. Soohoo. A microwave magnetic microscope. *J. Appl. Phys.*, 33 :1276–1277, 1962.
 - [4] E. A. Ash and G. Nicholls. Super-resolution aperture scanning microscope. *Nature*, 237 :510–512, 1972.
 - [5] G. A. Massey. Microcopy and pattern generation with scanned evanescent waves. *Appl. Opt.*, 23 :658–660, mars 1984.
 - [6] D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz. Optical sthethoscopy : image recording with resolution $\lambda/20$. *Appl. Phys. Lett.*, 4 :651–653, 1984.
 - [7] U. C. Fischer. Optical characteristics of 0.1micronm circular apertures in a metal film as light sources for scanning ultramicroscopy. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 3 :386–389, 1985.
 - [8] D. Courjon, K. Sarrayeddine, and M. Spajer. Scanning tunneling optical microscopy. *Opt. Commun.*, 71 :23–28, 1989.
 - [9] F. De Fornel, J. P. Goudonnet, L. Salomon, and E. Lesniewska. An evanescent field optical microscope. *Proc. Soc. Phot-Opt. Instrum. Eng.*, 1139 :77–84, 1989.
 - [10] R. C. Reddick, R. J. Warmack, and T. L. Ferrell. New form of scanning optical microscopy. *Phys. Rev. B*, 39 :767–770, 1989.
 - [11] Daniel Courjon and Claudine Bainier. *Le champ proche optique. Théorie et applications*. Springer-Verlag France Paris, 2001.
 - [12] E. Betzig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner, and R. L. Kostelak. *Sciences*, 251 :1468–1470, 1991.
 - [13] Antonello Nesci, René Dändliker, and Hans Peter Herzig. Quantitative amplitude and phase measurement by use of a heterodyne scanning near-field optical microscope. *Opt. Lett.*, 26 :208–210, 2001.
 - [14] R. Dandliker, P. Tortora, L. Vaccaro, and A. Nesci. Measuring three-dimensional polarization with scanning optical probes. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 6 :S18–S23, 2004.
-

-
- [15] T. Grosjean, A. Sabac, and D. Courjon. A versatile and stable device allowing the efficient generation of beams with radial, azimuthal or hybrid polarisations. *Opt. Express*, 252 :12–21, 2005.
- [16] T. Grosjean, D. Courjon, and M. Spajer. An all-fiber device for generating radially and other polarized light beams. *Opt. Commun.*, 203 :1–5, 2002.
- [17] R. W. Ziolkowski. Localized transmission of electromagnetic energy. *Phys. Rev. A*, 39 :2005–2033, 1988.
- [18] J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4 :651–654, 1987.
- [19] J. Durnin and J. J. Micely. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :1499–1501, 1987.
- [20] J. H. McLeod. Axicons and their uses. *J. Opt. Soc. Am.*, 50 :166–169, 1960.
- [21] M. R. Lapointe. Review of non-diffraction bessel beams experiments. *Optics and Laser Tech.*, 24 :315–321, 1992.
- [22] Audrey Fahys. Micro et nano-antennes adaptées à la microscopie champ proche et à l'imagerie haute résolution. *Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté*, 2007.
- [23] T. Grosjean and D. Courjon. Polarization filtering induced by imaging systems : Effect on image structure. *Phys. Rev. E*, 67 :046611–1–6, 2003.
- [24] T. Grosjean, D. Courjon, and D. V. Labeke. Bessel beams as virtual tips for near-fields optics. *J. Microsc.*, 210 :319–323, 2003.
- [25] T. Grosjean, S. S. Saleh, M. A. Suarez, I. A. Ibrahim, V. Piquerey, D. Charraut, and P. Sandoz. Fiber micro-axicons fabricated by a polishing technique for the generation of bessel-likes-beams. *Appl. Opt.*, 46 :8061–8067, 2007.
- [26] Z. Bouchal and M. Olivik. Non-diffractive vector bessel beams. *J. Mod. Opt.*, 42 :1555–1566, 1995.
- [27] L. Novotny, M. Beversluis, K. Youngworth, and T. Brown. Longitudinal fields modes probed by single molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :5251, 2001.
- [28] V. Niziev and A. Nesterov. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 32 :1455–1561, 1999.
- [29] P. Clemmow. *The Plane Wave Spectrum Representation of Electromagnetic Fields*. Wiley-IEEE Press, 1996.
- [30] A. Taflove and S. C. Hagness. *Computational Electrodynamics-The Finite-Difference Time-Domain Method*. Boston, 2005.
- [31] T. Grosjean, I. A. Ibrahim, M. A. Suarez, G. W. Burr, M. Mivelle, and D. Charraut. Full vectorial imaging of electromagnetic light at subwavelength scale. *Opt. Express*, 18 :5809–5824, 2010.
-

Chapitre 3

Modélisation de l'ouverture papillon par la méthode FDTD

3.1 Introduction

Cette partie du travail est consacrée à l'application d'une méthode numérique afin d'étudier le comportement spectral et le mécanisme de la résonance d'une nano-ouverture papillon [1]. Deux configurations seront considérées : un guide à section ouverture papillon sub-longueur d'onde de longueur infinie et une structure finie en épaisseur c'est-à-dire un guide d'onde de longueur déterminée. Pour la première, on étudiera les modes propres et établira leurs longueurs d'onde de coupure ainsi que la distribution du champ électromagnétique (EM) dans le guide. Dans le deuxième cas, on déterminera l'interaction de l'onde incidente avec la nano-ouverture papillon en mettant l'accent sur le calcul de la transmission en fonction de la polarisation et on étudiera la distribution du champ proche et du champ lointain.

Plusieurs méthodes et outils numériques ont été développés pour étudier l'interaction matière-rayonnement. La Méthode Perturbative de Rayleigh (MPR) [2], la méthode des modes couplés (RCWA : Rigorous Coupled Wave Analysis) [3] et la méthode des différences finies (FDTD : Finite Difference Time Domain) [4] sont régulièrement utilisées au sein du département d'Optique afin de modéliser des expériences de microscopie optique en champ proche et plus généralement des expériences relatives au domaine de la nano-optique. Les deux premières (MPR et RCWA) sont des méthodes qui opèrent dans l'espace de Fourier, elles sont donc fréquentielles (un calcul par longueur d'onde) tandis que la FDTD est une méthode temporelle, elle opère dans l'espace direct (réel). De plus, La MPR présente l'inconvénient de ne pouvoir traiter que des objets ayant une faible rugosité comparée à la longueur d'onde du rayonnement utilisé. De ce fait, elle se trouve inadaptée à la résolution de notre problème où intervient des épaisseurs de quelques cen-

taines de nanomètres. La RCWA, quant à elle, est une méthode très utilisée pour l'étude des réseaux de diffraction car elle se prête, par défaut, à des objets périodiques. Dans notre cas, une seule nano-ouverture sera le plus souvent considérée ce qui rend la RCWA également inadaptée.

En ce qui nous concerne, notre choix a porté sur la méthode FDTD qui reste plus générale que les deux premières du fait qu'elle permet de tenir compte de structures à géométries quelconques. Ainsi, nous utiliserons les deux variantes FDTD-2D et FDTD-3D de cette méthode afin de modéliser les guides d'ondes à section ouverture papillon et les structures à ouverture papillon ayant une épaisseur finie respectivement.

Dans un premier temps, nous allons présenter brièvement le principe de base de la méthode et donner ses critères de convergence (numérique). De plus, nous discuterons la mise en place des conditions d'absorption à implémenter nécessaires pour éliminer les réflexions parasites induites par les bords "virtuels" de la fenêtre de calcul. Un paragraphe sera aussi consacré au modèle utilisé afin de tenir compte de la dispersion du métal réel considéré en vue des données expérimentales déjà publiées.

3.2 La méthode des différences finies temporelles (FDTD)

Parmi les méthodes de simulation numérique dans le domaine temporel [5], la méthode FDTD correspond à un schéma numérique permettant la résolution des équations de Maxwell dans un volume de calcul tridimensionnel fini. Elle consiste en une décomposition du volume de calcul en mailles élémentaires parallélépipédiques (si calcul en coordonnées cartésiennes) et en un calcul itératif sur le temps. L'application de cette méthode aux équations de Maxwell a été introduite par Yee [5] en 1966. La méthode consiste à approcher les dérivées partielles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées (figure 3.1).

On obtient ainsi un schéma numérique explicite permettant de surmonter la difficulté due à la dépendance simultanée des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} entre eux. Ce schéma permet alors le calcul du champ EM dans tout le volume considéré en fonction du temps qui est aussi discrétisé. Les composantes des champs électrique et magnétique sont décalées d'un demi-pas spatial entre elles et calculées à un demi-pas temporel d'intervalle (figure 3.2). Le calcul des composantes des champs dans le domaine temporel se fait à la manière dite du "saute-mouton". Le calcul des composantes EM se fait de façon alternée. Le champ électrique à l'instant $n\Delta t$ dépend du champ électrique à l'instant $(n-1)\Delta t$ mais également du champ magnétique à l'instant $(n-1/2)\Delta t$. De la même manière, le champ magnétique à l'instant $(n+1/2)\Delta t$ va dépendre de celui à l'instant $(n-1/2)\Delta t$,

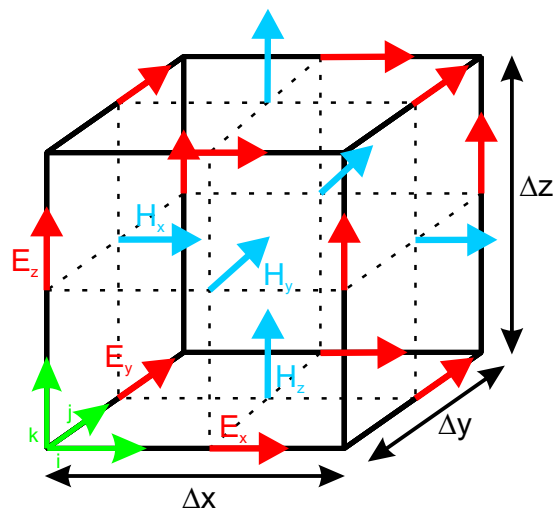


FIG. 3.1 – Représentation des composantes des champs électriques et magnétiques dans la cellule élémentaire de Yee. Les différentes composantes du champ EM sont calculées dans chaque maille élémentaire à des positions différentes. La taille de la cellule est donnée par Δx , Δy et Δz qui constituent les pas de discrétisation spatiaux respectivement selon les directions x , y et z . Les six composantes du champ EM associées à la cellule considérée sont indiquées par leur noms alors que les autres flèches correspondent à des cellules adjacentes.

mais également du champ électrique à $n\Delta t$. Bien entendu, toutes les composantes des champs sont nulles à l'instant $t = 0$ de la simulation sauf à l'endroit où se situe la source.

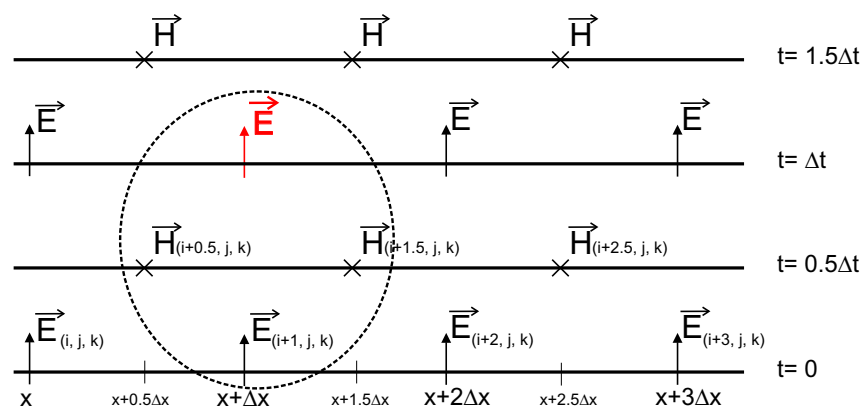


FIG. 3.2 – Evolution temporelle du calcul du champ EM (1D) dans l'algorithme de Yee. Les évolutions spatiale et temporelle entre les champs électriques et magnétiques sont données respectivement sur l'axe horizontal et vertical. Le cercle indique les champs nécessaires pour le calcul du champ électrique en rouge.

A l'aide du schéma de Yee, décrit précédemment, et de la transformation des dérivées partielles en différences centrées, ce système donne par exemple pour H_x et E_x :

$$\begin{aligned}
H_{x(i,j,k)}^{n+1/2} &= H_{x(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu\Delta z}(E_{y(i,j,k)}^n - E_{y(i,j,k-1)}^n) - \frac{\Delta t}{\mu\Delta y}(E_{z(i,j,k)}^n - E_{z(i,j-1,k)}^n) \\
E_{x(i,j,k)}^{n+1} &= E_{x(i,j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon\Delta y}(H_{z(i,j+1,k)}^{n+1/2} - H_{z(i,j,k)}^{n+1/2}) - \frac{\Delta t}{\varepsilon\Delta z}(H_{y(i,j,k+1)}^{n+1/2} - H_{y(i,j,k)}^{n+1/2})
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Cette technique, qui ne nécessite aucun stockage des valeurs intermédiaires des composantes du champ EM, permet de diminuer la capacité numérique nécessaire à certains calculs, et ainsi, de réduire le temps de calcul.

3.2.1 Critères de convergence et d'échantillonnage

Les algorithmes de calcul de la méthode FDTD peuvent aboutir à des résultats non physiques. Taflové détermine un critère de stabilité de la méthode applicable à tout type de milieux diélectriques rencontrés. Dans le cas de la version 3D [4] de la FDTD, ce critère est appelé "Courant-Friedrich-Levy stability criterion" et est donné par :

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \tag{3.2}$$

où v_{max} est la vitesse maximale de propagation dans le milieu du système étudié, généralement la vitesse de la lumière dans le vide. Ce critère sera à respecter pour tout calcul 3D c'est-à-dire à chaque fois que l'on étudiera la nano-antenne papillon à épaisseur finie.

De la même manière, pour un objet 2D (invariant selon la direction z), ce critère devient [6] :

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{k_z^2}{2}}} \tag{3.3}$$

où k_z est la composante selon l'axe d'invariance (Oz) de la constante de propagation de l'onde dans le cas d'une propagation hors-plan.

Ces deux conditions fixent un échantillonnage temporel maximal écartant le risque de divergence numérique des calculs.

En plus de ce problème d'instabilité, le passage des équations analytiques de Maxwell aux équations numériques discrétisées, peut engendrer des problèmes de dispersion numérique (dus aux erreurs de phase, de la déformation des signaux, ...). Pour remédier à ceci, un choix sur les pas spatiaux de discrétisation doit être effectué de manière à respecter la condition suivante :

$$\max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda_{min}}{n} \quad (3.4)$$

où λ_{min} est la longueur d'onde minimale de l'intervalle spectral sur lequel on souhaite faire notre étude et n est le nombre des cellules par longueur d'onde. Plus n est grand, plus la dispersion numérique est faible ($n = 10$ correspond à une erreur de 1/100 sur la vitesse de phase dans un milieu homogène en l'occurrence le vide et $n = 20$ réduit l'erreur à 4/1000). En ce qui nous concerne, nous avons fixé la valeur de n à 20 pour toutes les simulations de ce chapitre.

Ces deux critères, temporel et spatial, doivent toujours être vérifiés quelques soient la géométrie et la constante diélectrique des milieux modélisés.

3.2.2 Conditions aux frontières

L'algorithme FDTD présenté plus haut, ne peut pas prendre en compte les systèmes non bornés, c'est-à-dire ne possédant pas de limites. C'est pour cette raison que fut introduite la notion de conditions aux frontières absorbantes. La méthode que nous allons utiliser est appelée la méthode des couches parfaitement adaptées ou PML (Perfectly Matched Layer). Elle fut mise au point par J. P. Bérenger [6] en 1994. Elle est basée sur l'idée d'entourer le domaine de calcul (main grid) par un matériau parfaitement absorbant aussi bien électriquement que magnétiquement. Ce milieu artificiel admet donc une double conductivité électrique (σ) et magnétique (σ^*). Ces deux quantités ne sont pas indépendantes car elles doivent vérifier la condition d'adaptation d'impédance nécessaire à la transmission parfaite de l'onde incidente sur l'interface main grid-PML. De plus, la valeur de ces deux conductivités augmente au fur et à mesure que l'on s'écarte de cette dernière interface. La condition d'adaptation s'écrit :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma^*}{\mu} \quad (3.5)$$

L'onde arrivant du milieu incident sur la frontière du domaine de calcul n'est pas réfléchi, pénètre complètement dans le milieu PML et s'atténue lors de sa propagation dans ce dernier. Mais cette absorption doit s'opérer seulement dans la direction perpendiculaire à l'interface. Ainsi, Bérenger a proposé un milieu absorbant artificiellement biaxe.

L'absorption est non nulle suivant la normale à l'interface entre les deux milieux et elle est nulle suivant l'axe parallèle à l'interface. Dans le milieu PML, l'onde plane incidente est décomposée virtuellement en deux ondes (voir la figure 3.3) :

- Une onde se propageant sous incidence normale dans un milieu qui vérifie l'équation ci-dessus. Cette onde est atténuée et absorbée par le milieu PML et ne subit qu'une très faible réflexion vers le milieu incident.

- Une deuxième onde à incidence rasante qui ne subit aucune absorption dans le milieu PML. Cette onde se propage parallèlement à l'interface entre les deux milieux et ne subit aucune réflexion et 'voit' un milieu identique à celui de la fenêtre principale.

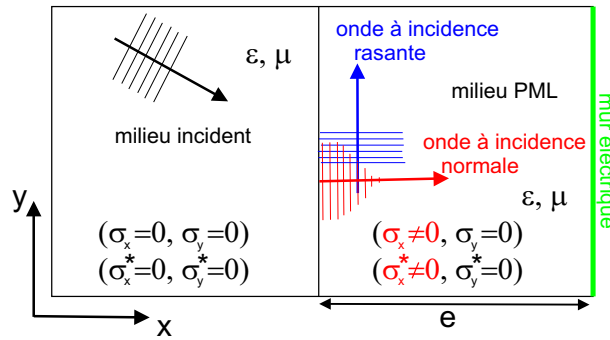


FIG. 3.3 – Fonctionnement d'un milieu de type PML dans le plan (x,y) .

La forte absorption de l'onde dans le milieu PML, peut engendrer des réflexions parasites vers la structure étudiée. Ces réflexions, qui sont d'origine purement numérique, proviennent de la discontinuité induite par la discrétisation spatiale. En effet, la technique de discrétisation aux différences centrées est inadaptée dans le cas où les champs subissent de fortes variations. Une solution à ce problème est d'imposer une augmentation progressive (polynomiale) de l'absorption σ^e dans la couche PML. Elle est donnée comme suit :

$$\frac{\sigma^e}{\sigma_{max}} = \left(\frac{x_{pml}}{e}\right)^m \quad (3.6)$$

où σ_{max} est la conductivité maximale, x_{pml} représente la profondeur dans la région PML mesurée à partir de l'interface, e désigne l'épaisseur de la couche PML et m dénote le degré de la loi polynomiale qui est généralement égal à 2.

Prenons comme exemple le cas 2D d'une onde polarisée TM où on a $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$ et $\vec{H} = (0, 0, Hz)$. La figure 3.4 montre une partie de l'emplacement des couches de PML par rapport au domaine de calcul dans le cas 2D.

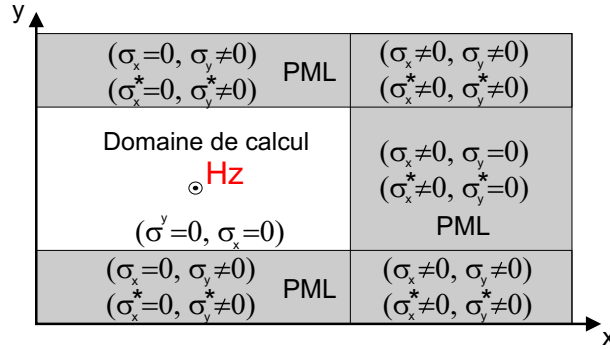


FIG. 3.4 – Positions des couches de PML par rapport au domaine de calcul FDTD.

Dans ce cas, seule la composante H_z est dédoublée dans la PML :

$$H_z = H_{zx} + H_{zy} \quad (3.7)$$

A 3D, le dédoublement touche les 6 composantes du champ EM et le schéma de la figure 3.4 devient plus compliqué. Par conséquent, les équations de Maxwell passe d'un système de six équations à six inconnues, à un système de douze équations à douze inconnues. On note à ce stade que les PML de Bérenger ne permettent pas de prendre en compte facilement des matériaux dispersifs touchant l'interface. D'autres générations de PML ont été inventées dans le but de remédier à ce problème [8, 9, 10]. A noter aussi que les conditions d'absorption PML ne permettent pas d'absorber les ondes évanescentes. Il est donc crucial de considérer, en plus du volume propre de la structure diffractante, un autre espace libre de propagation entre cette dernière et les frontières de façon à éviter que les ondes évanescentes diffractées atteignent la PML. Nous avons constaté qu'une distance minimale de $\lambda_{max}/2$ par rapport à l'objet est suffisante pour éliminer l'effet néfaste de ces ondes évanescentes. Ici, λ_{max} représente la valeur maximale de la plage spectrale étudiée. On verra dans la suite que cette condition sera amplement remplie car le volume total de calcul est très largement supérieur à la dimension de la nano-ouverture papillon.

3.2.3 Dispersion

Pour la suite de cette étude, on note que les milieux considérés sont non magnétiques ($\mu = \mu_0$). Les densités de charges et de courants n'apparaissent pas explicitement dans le calcul du fait qu'elles sont intégrées dans l'expression de la constante diélectrique qui devient donc complexe dans le cas d'un matériau absorbant (à pertes). Pour la fabrication de nos nano-ouvertures, plusieurs métaux ayant une dispersion non négligeable dans le domaine du visible seront envisagés : l'aluminium (Al), l'or (Au), le cuivre (Cu), l'ar-

gent(Ag) et le tungstène (W). De ce fait, leurs constantes diélectriques sont complexes se mettant sous la forme :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega); \quad (3.8)$$

L'intégration de cette équation de dispersion dans l'algorithme FDTD n'est pas immédiate. En effet l'équation de constitution, ou équation de la matière, reliant le champ électrique à celui du vecteur déplacement électrique, est une relation fréquentielle s'écrivant sous la forme :

$$\vec{D}(\omega) = \varepsilon(\omega)\vec{E}(\omega) \quad (3.9)$$

Le caractère temporel de la FDTD implique l'utilisation de relations temporelles. Ainsi par transformée de Fourier de l'équation 3.9, $\vec{D}(t)$ se met sous la forme d'un produit de convolution entre la constante diélectrique $\varepsilon(t)$ et le champ électrique $\vec{E}(t)$. Deux difficultés apparaissent alors : d'une part, le calcul de la fonction $\varepsilon(t)$ qui nécessite de connaître les variations de $\varepsilon(\omega)$ sur un large domaine spectral. D'autre part, une difficulté d'ordre numérique, puisque elle est liée au calcul du produit de convolution lui-même exigeant une très grande mémoire de calcul pour le stockage des valeurs des composantes du champ électrique pour tous les points du maillage et à tous les instants. Ainsi, d'autres solutions permettant de contourner ce lourd calcul ont été proposées et s'appuient, pour la plupart d'entre elles, sur la nécessité d'exprimer $\varepsilon(\omega)$ sous forme analytique. De cette façon, il devient possible de bénéficier du caractère temporel de la FDTD permettant d'obtenir une réponse spectrale large bande à partir d'un seul calcul temporel.

Pour un métal noble dans le visible, deux modèles analytiques sont souvent considérés pour décrire la dispersion : le modèle de Drude et le modèle de Drude-Lorentz. Nous allons développer brièvement ces deux modèles même si pour nos calculs sur les modes propres et les structures de bande, nous n'avons utilisé que le modèle de Drude. Ceci étant dû au fait que, premièrement, nous souhaitons comparer nos résultats à ceux des travaux réalisés par l'équipe de Guo & *al.* [1] et pour lesquels, seul le modèle de Drude est utilisé. Deuxièmement, nous avons constaté que le modèle de Drude décrivait les propriétés diélectriques des métaux cités ci-dessus autour de la longueur d'onde de fonctionnement ($\lambda = 1550 \text{ nm}$).

Modèle de Drude

En 1900, P. Drude [11] propose une théorie pour expliquer le comportement et les propriétés diélectriques des métaux. Son modèle consiste à considérer les électrons de

conduction du métal comme un gaz d'électrons. Ainsi le métal est assimilé à un ensemble d'ions entourés par un nuage d'électrons. Les collisions envisagées par son modèle sont les collisions sur les coeurs des atomes. Il apporta quelques hypothèses dont repose son modèle, définies comme suit :

- Les interactions entre les électrons et les ions sont négligées en dehors des collisions ;
- Étant instantanées, les collisions changent brusquement la vitesse de l'électron (chocs élastiques).

Ceci permet alors de décrire classiquement le mouvement des électrons. L'expression de la permittivité diélectrique relative de Drude, peut être écrite sous la forme :

$$\varepsilon_D(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_D)} \quad (3.10)$$

où ω_p est la pulsation plasma des électrons définie par $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}$ (avec N le nombre d'électron par unité de volume, (m, e) la masse et la charge de l'électron respectivement), et γ_D le paramètre relatif aux pertes. Grâce à cette expression, la relation entre les champs électrique (\vec{E}) et excitation électrique (\vec{D}) dans le domaine des fréquences s'écrit comme suit :

$$\omega^2 \vec{D} + i\omega\gamma_D \vec{D} = \varepsilon_0(\omega^2 \vec{E} + i\omega\gamma_D \vec{E} - \omega_p^2 \vec{E}) \quad (3.11)$$

Si nous considérons que l'évolution temporelle des deux champs est en $e^{-i\omega t}$, on peut remonter à l'équation aux dérivées partielles dans le temps par simple transformée de Fourier inverse de l'équation 3.11 [12]. Cette équation est donnée par :

$$\frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} + \gamma_D \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \varepsilon_0 \left(\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \gamma_D \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \omega_p^2 \vec{E} \right) \quad (3.12)$$

L'étape suivante consiste à remplacer les dérivées temporelles par des différences finies centrées. Ainsi, les composantes du champ électrique en fonction des composantes du champ excitation électrique pour la composante x, y ou z s'écrivent de la façon suivante :

$$E_{x(i+1/2,j,k)}^n = \frac{4E_{x(i+1/2,j,k)}^{n-1} + (-\omega_p^2 \Delta t^2 + \gamma_D \Delta t - 2)E_{x(i+1/2,j,k)}^{n-2}}{\omega_p^2 \Delta t^2 + \gamma_D \Delta t + 2} + \frac{(2 + \gamma_D \Delta t)D_{x(i+1/2,j,k)}^n - 4D_{x(i+1/2,j,k)}^{n-1} + (2 - \gamma_D \Delta t)D_{x(i+1/2,j,k)}^{n-2}}{\varepsilon_0(\omega_p^2 \Delta t^2 + \gamma_D \Delta t + 2)} \quad (3.13)$$

L'avantage du modèle de Drude réside sur sa grande simplicité, il reste suffisant pour traiter le cas de l'argent et de l'aluminium dans le visible et le proche infrarouge. L'utilisation de ce modèle de dispersion a été aussi étendue aux autres métaux cités plus haut, ceci nous a permis d'appréhender correctement le phénomène physique correspondant à l'interaction de la lumière avec nos structures.

Ce modèle reste valable même pour l'or dont la dispersion dans le visible nécessite un modèle plus compliqué du fait de la contribution des électrons de valence dans la constante diélectrique surtout dans le vert ($\lambda \in [450; 550] \text{ nm}$). Ainsi, un modèle de Drude-Lorentz sera beaucoup plus adapté dans ce cas [13].

3.3 Algorithme N-Order FDTD

Pour effectuer l'étude modale mentionnée dans l'introduction, il est nécessaire de considérer un guide d'onde métallique infini (analyse 2D). Basé sur la simulation FDTD, nous avons utilisé un code appelé **N-order FDTD** pour calculer et déterminer les modes propres (ou longueurs d'ondes de coupure) du guide infini de section "nano-ouverture papillon". L'algorithme N-order FDTD [14] consiste à injecter un champ électromagnétique initial dans la structure vérifiant les équations de Maxwell ($\text{div}(E) = 0$ et $\text{div}(H) = 0$). Ce champ doit avoir un caractère aléatoire permettant d'exciter tous les modes possibles de la structure. Après avoir injecté ce signal dans la structure, nous calculons l'évolution de la densité spectrale en fonction du temps et cela pour quelques points du domaine de calcul (en général à l'endroit où l'on soupçonne l'existence du champ). Cette densité spectrale est calculée en effectuant une transformée de Fourier temporelle sur les composantes électromagnétiques en un nombre limité des points spatiaux choisis aléatoirement dans la fenêtre de calcul (dans le cas d'un guide d'onde, ces points sont limités à la partie guidante de la structure). Le calcul est laissé évoluer jusqu'à ce que l'allure de la densité spectrale se stabilise, faisant apparaître des pics correspondant aux longueurs d'onde des modes guidés. Pour déterminer la coupure des modes, il suffit d'imposer une constante de propagation k_z nulle (cas "dans le plan"). Un diagramme de dispersion peut aussi être facilement calculé en faisant varier cette même quantité ($k_z \neq 0$ ce qui correspond au cas "hors plan") et en traçant les courbes $\omega = f(k_z)$.

Il est à noter que en 2D, deux états de polarisation sont possibles : les cas TE et TM. Pour un calcul FDTD, le cas TE correspond à un champ électrique \vec{E} parallèle à la direction de propagation z alors que le cas TM présente un champ \vec{H} parallèle à z . C'est une convention utilisée par les personnes qui pratiquent le code FDTD ; elle est en opposition avec celle utilisée par la communauté des gens qui étudient les "guides d'onde optiques".

Pour valider notre code N-order FDTD, nous avons commencé par étudier un guide

d'onde à section carrée en métal parfait, dont les longueurs d'ondes de coupure sont connues analytiquement. Les longueurs d'ondes de coupure des trois premiers modes de ces guides sont calculées par l'algorithme N-order FDTD et les résultats sont confrontés à ceux obtenus analytiquement.

Théoriquement, les longueurs d'ondes de coupure des modes TE_{mn} (ce qui correspond à la polarisation TM dans le code FDTD) pour un guide à section carrée de côté a en métal parfait sont données par :

$$\lambda_c^{TE_{mn}} = \frac{2a}{\sqrt{m^2 + n^2}} \quad (3.14)$$

Pour la détermination de ces longueurs d'ondes de coupure, le guide d'onde est considéré infini suivant la direction z . Un calcul de densité spectrale des 3 premiers modes est montré sur la figure 3.5. Pour ce guide de section carrée de côté $a = 100 \text{ nm}$, les calculs analytiques nous donnent $\lambda_c^{TE_{10}} = 200 \text{ nm}$, $\lambda_c^{TE_{11}} = 141.4 \text{ nm}$ et $\lambda_c^{TE_{12}} = 89 \text{ nm}$. Sur la figure 3.5 obtenue par le code N-order FDTD, nous trouvons $\lambda_c^{TE_{10}} = 203 \text{ nm}$, $\lambda_c^{TE_{11}} = 144 \text{ nm}$ et $\lambda_c^{TE_{12}} = 91 \text{ nm}$.

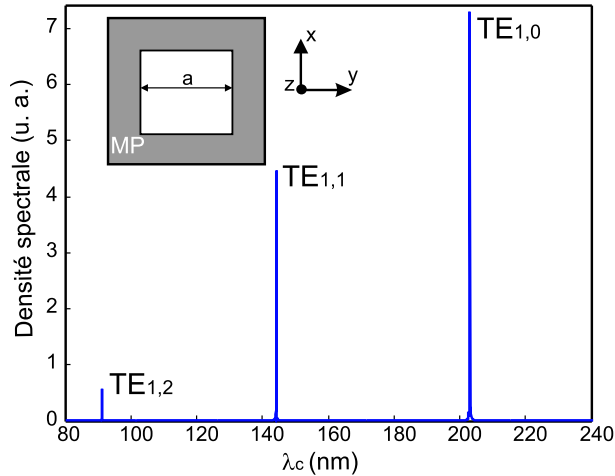


FIG. 3.5 – Densité spectrale ($k_z = 0$) pour les modes TE du guide d'onde à section carrée, en métal parfait (vue 2D du guide d'onde en métal parfait, à section carrée de côté égal à $a = 100 \text{ nm}$ avec une invariance suivant l'axe z).

Dans les deux cas, les erreurs relatives commises sur les longueurs d'ondes de coupure, sont d'environ 2 nm pour le calcul de chaque mode. Les résultats obtenus avec l'algorithme N-order FDTD sont conformes avec ceux prédits par la théorie (équation 3.14), ceci valide notre code dans le cas d'un métal parfait. Dans le cas d'un métal avec dispersion, le code a aussi été validé en reproduisant des résultats déjà publiés sur les modes propres d'un guide coaxial en argent ou en or [15].

Par la suite, nous allons utiliser ce code identiquement au cas traitant le guide à section carrée, mais cette fois, pour l'étude modale d'un guide d'onde à section "nano-ouverture papillon" et en métal réel avec dispersion.

3.4 Simulations numériques et résultats

Nous allons étudier les deux configurations faisant intervenir la nano-ouverture papillon. La première, qui découle directement de la structure expérimentale que l'on a fabriquée, consiste en une nano-ouverture papillon unique opérée dans une couche métallique d'épaisseur finie. La deuxième correspond au guide métallique infini en longueur et dont l'étude va servir à comprendre les mécanismes de l'interaction entre le champ EM et la nano-ouverture papillon. Le but ultime est la mise en évidence de l'origine et du mécanisme de la résonance au sein de la nano-structure papillon. Nous décrirons nos nano-structures et expliciterons en détail les différentes études réalisées.

3.4.1 Etude de la transmission de la lumière à travers une nano-ouverture papillon d'épaisseur finie

Cette partie consiste à étudier l'émission d'une nano-ouverture papillon unique gravée dans une couche métallique plane. L'enjeu est de comprendre l'origine de l'apparition du pic en transmission d'une telle structure comme celui montré dans la figure 1.16(b) du chapitre 1. Ainsi, un code FDTD-3D a été développé incluant les conditions d'absorption PML dans les trois directions (x, y, z) . Un maillage non-uniforme a été pratiqué afin de bien décrire la structure fine de la nano-ouverture (les coins, la zone centrale, et l'épaisseur). Le pas spatial varie entre $\delta = 2,5 \text{ nm}$ et $\Delta = 25 \text{ nm}$ aussi bien dans le plan (x, y) que selon la direction z (voir figure 3.6). De cette façon, la distance entre la structure diffractante et les PML est largement suffisante pour garantir qu'aucune onde évanescente diffractée ne touche les PML. La figure 3.6 est un schéma de principe de la structure étudiée. Une onde plane progressive homogène éclaire la structure sous incidence normale. Notons que, comme il a été mentionné dans la section 1.4.2 du chapitre 1, seule une polarisation selon l'axe x permet de donner une exaltation maximale.

Notons que, dans toute la suite de ce chapitre, le gap aura une forme géométrique carrée. Nous avons repris pour chaque métal, la dispersion décrite par le modèle de Drude dont les paramètres (la fréquence plasma ω_p et le paramètre d'absorption γ_D) sont donnés par l'équipe de Guo & *al.* dans la référence [1] rappelés dans le tableau 3.4.1. Il ne reste plus qu'à rentrer ces constantes dans le code FDTD pour chaque métal afin que la dispersion et l'absorption soient prises en compte dans le calcul.

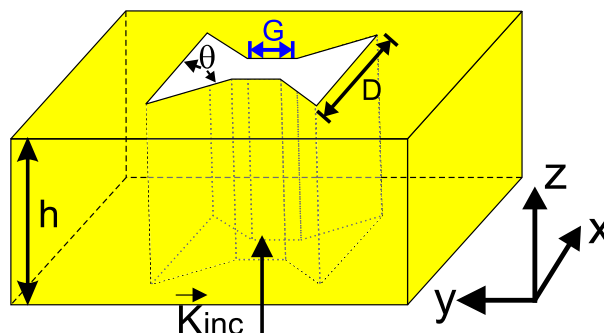


FIG. 3.6 – Schéma en perspective de l'ouverture papillon modélisée par FDTD-3D dont h représente l'épaisseur du métal considéré, D la dimension de l'ouverture, G le gap entre les deux parties métalliques et l'angle du papillon est donnée par θ .

TAB. 3.1 – Constantes du modèle de Drude utilisées par Guo & *al.* dans la référence [1] pour les cinq métaux considérés.

Metal	Au	Ag	Al	Cu	W
$\omega_p (\times 10^{16})$	1.3666	1.3666	2.2431	1.2026	0.91232
$\gamma_D (\times 10^{13})$	4.0841	2.7332	12.189	5.240	8.1619

Une première étude faisant varier l'épaisseur de la couche métallique est effectuée. Pour cela, la dimension D , le gap G et l'angle θ sont fixés à 275 nm , 55 nm et 45° respectivement. Seule l'épaisseur de la couche métallique varie entre 100 nm et 770 nm par pas de 100 nm .

La figure 3.7 montre l'évolution du spectre de la transmission en fonction de l'épaisseur du film métallique en champ proche (à 5 nm de la sortie au dessus du gap) et en champ lointain (transmittivité : énergie associée à l'ordre zéro de diffraction).

Nous remarquons que les longueurs d'ondes des pics (P_0, P_1, \dots, P_4) de transmission sur les deux spectres semblent parfaitement identiques en champ proche et lointain. Ceci veut dire qu'une forte transmission (en champ lointain) correspond à une exaltation du champ proche à la même longueur d'onde. Ceci est probablement dû, comme on le verra plus loin, au caractère dipolaire du rayonnement de la nano-ouverture papillon. La principale information de cette étude réside dans le fait que lorsque l'épaisseur de la couche métallique augmente, le nombre de pics de transmission augmente aussi. Ceci peut être attribué, intuitivement, à un phénomène de résonance par interférences de type Fabry-Pérot. Comme dans le cas d'un étalon Fabry-Pérot, les pics se déplacent donc en fonction de l'épaisseur à l'exception du pic nommé P_0 . La position de ce dernier semble indépendante de l'épaisseur. Un exemple des spectres normalisés à une épaisseur fixe égale à 800 nm sont représentés sur la figure 3.8 afin de situer les positions des longueurs d'onde des différents pics.

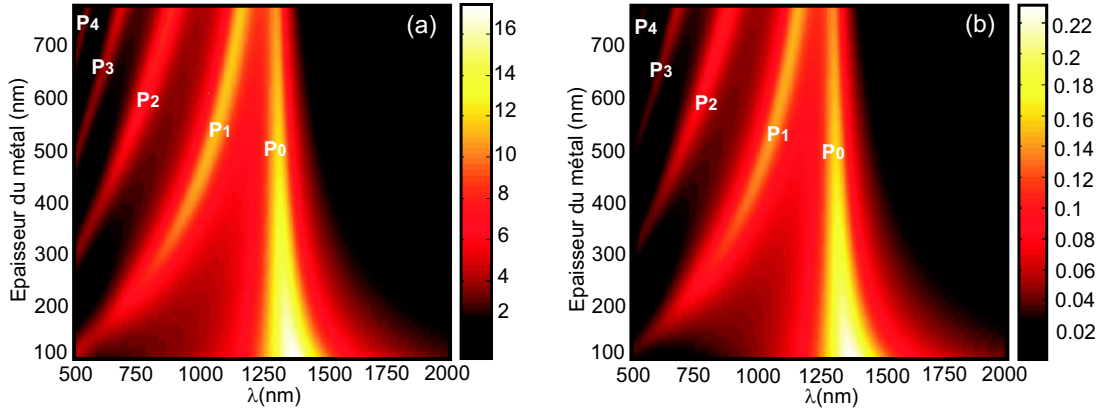


FIG. 3.7 – Evolution du spectre de transmission (racine cinquième du module carré du champ électrique) en fonction de l'épaisseur du métal : (a) Champ proche à 5 nm au dessus du gap et (b) Champ lointain. Les paramètres géométriques de l'ouverture papillon sont : $D = 275nm$, $G = 55nm$ et $\theta = 45^\circ$.

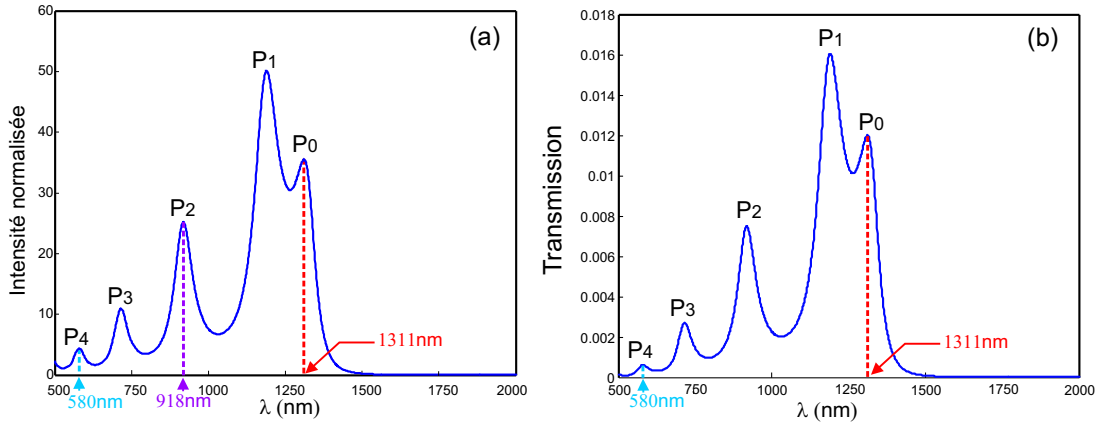


FIG. 3.8 – (a) présente le spectre normalisé de l'intensité électrique champ proche en fonction de la longueur d'onde pour $h = 800 nm$ calculé à 5 nm au dessus du gap. (b) correspond au spectre normalisé de l'intensité électrique de l'ordre zéro diffracté (champ lointain). Les paramètres de l'ouverture papillon restent les mêmes que ceux de la figure 3.7.

Nous avons calculé la distribution du champ EM pour les longueurs d'ondes des différents pics de transmission en considérant une épaisseur $h = 800 nm$. Le résultat est montré sur la figure 3.9 où seule une coupe dans le plan (x, z) de l'intensité électrique est représentée. Le spectre champ proche est aussi reporté sur la même figure afin de mieux visualiser les correspondances avec les longueurs d'onde des pics.

Nous remarquons clairement que les pics P_i , $i = 1 \rightarrow 4$, la distribution de l'intensité dans la cavité présente des nœuds et des ventres exactement à la manière dont cela se passe dans une cavité. A partir de cela, nous pouvons dire que ces pics correspondent

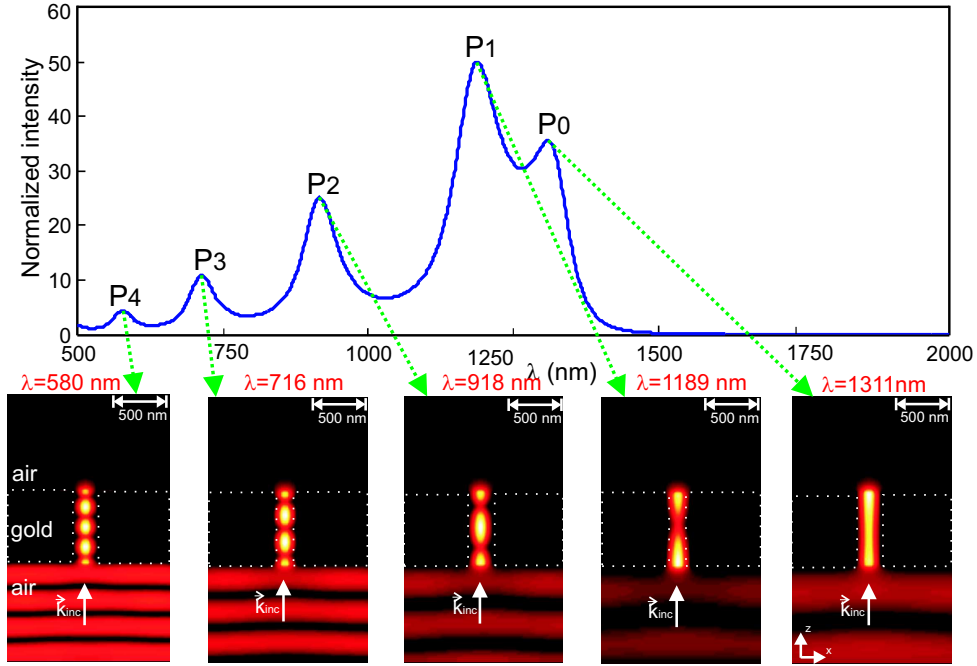


FIG. 3.9 – (a) Spectre d'intensité champ proche normalisée en fonction de la longueur d'onde pour $h = 800 \text{ nm}$ à 5 nm au dessus du gap. Coupe dans le plan (x, z) des distributions d'intensité normalisées ($|E|^{0.4}$) pour les différents pics de transmission. Les paramètres de l'ouverture papillon restent les mêmes que ceux de la figure 3.7.

à un phénomène d'interférence dans la cavité constituée par l'ouverture elle-même. La direction de propagation étant selon l'épaisseur de la couche métallique, la longueur de la cavité est donc directement liée à l'épaisseur métallique h . La condition de résonance correspondant à un pic de transmission peut alors être écrite sous une forme très similaire à celle d'une cavité Fabry-Pérot, à savoir :

$$i * \lambda_{Pi} = 2 * n_{eff}(\lambda_{Pi}) * h \quad (3.15)$$

où i est l'ordre d'interférence.

Notons que, dans le cas d'une propagation libre telle que dans un Fabry-Pérot, seuls les harmoniques $i > 0$ existent. Dans notre cas, l'onde qui se trouve dans la cavité est guidée. Par conséquent, une longueur d'onde de coupure existe. Ceci a pour effet de permettre l'apparition d'un harmonique supplémentaire correspondant à l'ordre d'interférence zéro. En effet, cet harmonique va pouvoir exister seulement dans le cas où la longueur de la cavité est comparable à la longueur d'onde de coupure du mode guidé. Dans le cas contraire, les fuites ou les pertes par absorption dans le métal vont empêcher la propagation de cet harmonique zéro jusqu'à la face de sortie du guide. Ainsi, il n'est jamais fait mention de ce phénomène par la communauté des gens travaillant avec les guides d'onde optiques

conventionnels.

En ce qui nous concerne, cet harmonique zéro est bien excité car il correspond au pic de transmission P_0 caractérisé par une distribution d'intensité lumineuse quasi-uniforme. Cela est en parfait accord avec le raisonnement précédent parce que l'indice effectif du mode guidé à la coupure devient nul [16] et, par conséquent, la phase ne change pas lors de la propagation. Cela se traduit par un pic de transmission ne nécessitant aucune condition de résonance sur la phase [17].

Notons que ce résultat est en contradiction avec les travaux rapportés par l'article de Guo & *al.* [1], car ni le périmètre de l'ouverture papillon ni la nature du métal (résonance plasmonique) sont directement impliquées dans cette résonance comme mentionné par Guo & *al.*

Au vu de ces résultats, il est donc important de mieux cerner la nature exacte et la dépendance de la longueur d'onde de coupure de ce mode en fonction des paramètres géométriques et physico-chimiques de la structure. Pour cela, une étude modale a été entreprise.

3.4.2 Etude modale du guide d'onde à section nœud papillon

Dans ce paragraphe, nous allons effectuer une étude modale de la nano-ouverture papillon en déterminant les modes guidés du guide d'onde infini ayant comme section une forme en nœud de papillon.

Des simulations ont été réalisées au moyen du code N-order FDTD, qui a été mentionné précédemment, pour l'étude des propriétés modales du guide d'onde métallique infini. La figure 3.10 donne un schéma de la structure étudiée. Il est à noter que la section du guide d'onde possède les mêmes paramètres géométriques que la structure à épaisseur finie étudiée dans le paragraphe précédent (géométrie 3D).

Un exemple de calcul de la densité spectrale (longueurs d'ondes de coupure " $k_z = 0$ " des deux premiers modes) du guide d'onde en or est montré sur la figure 3.11.

Nous remarquons que le premier mode qui est le mode fondamental¹ du guide infini se situe à $\lambda_c^{(1)} = 1302 \text{ nm}$ alors que la coupure du second mode se trouve à $\lambda_c^{(2)} = 727 \text{ nm}$. La valeur de $\lambda_c^{(1)}$ est très voisine de celle à laquelle apparaît le pic de transmission " P_0 " de la structure à épaisseur finie. De plus, le fait que la position de P_0 tende vers cette valeur lorsque l'épaisseur de la couche métallique augmente (voir figure 3.7) incite à identifier l'excitation du mode fondamental comme étant à l'origine de la présence du pic P_0 . Cette déduction est confortée à travers d'autres simulations où les paramètres géométriques de l'ouverture papillon sont changés.

¹D'autres simulations FDTD ont confirmé qu'il n'existe pas de modes au-delà de cette longueur d'onde.

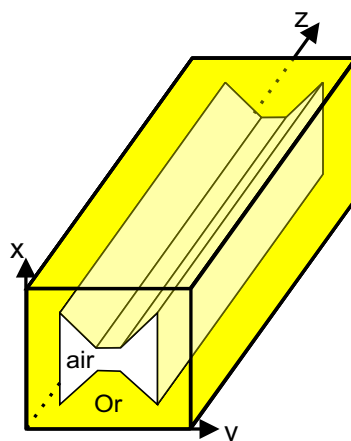


FIG. 3.10 – Schéma du guide d'onde à section papillon. Un repère en coordonnées cartésiennes est affiché afin d'orienter l'espace pour la modélisation.

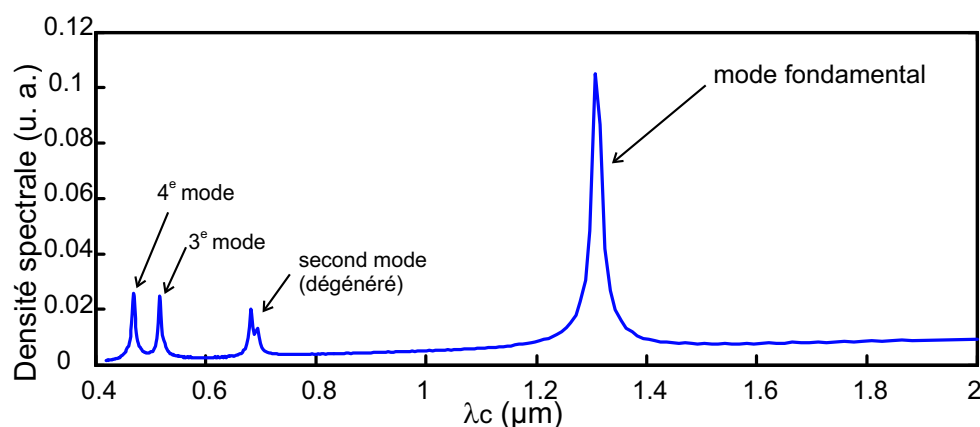


FIG. 3.11 – Densité spectrale en fonction de la longueur d'onde de coupure ($k_z = 0$) du guide d'onde en or. Les paramètres de l'ouverture papillon sont : $\mathbf{D} = 275 \text{ nm}$, $\mathbf{G} = 55 \text{ nm}$ et $\theta = 45^\circ$.

A ce stade de l'étude, l'exaltation de l'intensité électrique à la sortie de l'antenne serait donc directement liée à l'excitation et à la propagation du mode fondamental du guide d'onde ayant la même section. Néanmoins, une question se pose : comment peut-on avoir une forte transmission associée à la propagation d'un mode guidé à sa longueur d'onde de coupure ? La réponse peut être trouvée en étudiant le comportement de la constante de propagation (β) du mode fondamental lui-même en fonction de λ . En effet, à la coupure, si la partie réelle de β devient très faible (pas de propagation), la partie imaginaire, quant à elle, l'est aussi car c'est au-delà de la coupure qu'elle augmente significativement². Cela revient à dire qu'à la coupure, le mode pénètre dans le guide, il est absorbé (car $\text{Im}(\beta) \neq 0$) mais il arrive à atteindre la sortie dans le cas où la longueur du guide est faible devant

²Dans le cas d'un métal parfait, la constante de propagation β devient nulle (partie réelle et partie imaginaire).

sa profondeur de pénétration. C'est exactement le cas lorsque la couche métallique admet une faible épaisseur. La présence du pic $P0$ au voisinage de la coupure n'est donc pas étonnante. Les autres pics de la courbe de transmission sont donc des harmoniques de type Fabry-Pérot directement liés à la propagation de ce seul mode fondamental.

Notons que le second mode situé au voisinage de $\lambda_c = 727 \text{ nm}$ présente une dégénérescence se manifestant sous forme d'un double pic. Néanmoins, pour des raisons de symétrie, ce mode ne peut pas être excité par un faisceau incident polarisé linéairement selon la direction x éclairant la structure sous incidence normale. Il ne mérite donc pas d'être considéré dans le contexte de notre étude.

Avant d'étudier la dispersion de ce mode fondamental, nous allons montrer la distribution de l'intensité lumineuse qui lui est associée. La figure 3.12 montre aussi la distribution du deuxième mode du guide.

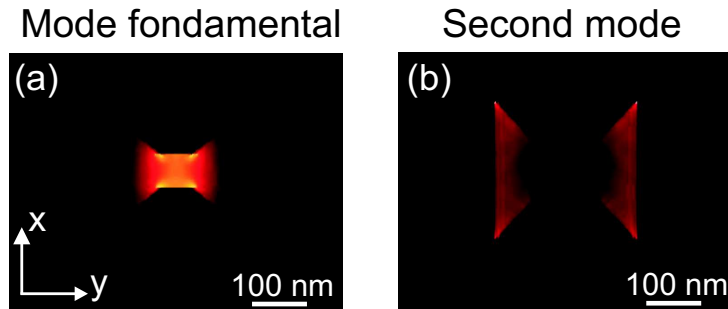


FIG. 3.12 – Distributions d'intensités normalisées ($|E|^{0.8}$) associées aux deux modes propres du guide infini. (a) le premier mode (mode fondamental) à $\lambda_c = 1302 \text{ nm}$ et (b) le second mode correspondant à $\lambda_c = 727 \text{ nm}$.

Le résultat de cette figure 3.12 confirme que le mode fondamental guidé correspond à un confinement de la lumière au voisinage du gap de l'ouverture papillon alors que le second mode, quant à lui, fait apparaître un noeud du champ électrique au centre du gap et permet d'avoir une exaltation au niveau des ailes de l'ouverture papillon.

Afin de déterminer la nature de ce mode (mode guidé conventionnel ou mode plasmonique), nous allons tracer le diagramme de dispersion de ce dernier. Au moyen du même code "N-order FDTD", le diagramme s'obtient en faisant varier le vecteur d'onde k_z et de tracer les positions des pics en fonction de k_z .

Comme démontré à travers le diagramme de dispersion des modes guidés du guide d'onde en or (voir figure 3.13(a)), le mode fondamental a un caractère conventionnel ($\omega > ck_z$) et devient ensuite plasmonique au delà du point B intersection avec la ligne de lumière. Par conséquent, à cette valeur de longueur d'onde de coupure (point A sur la figure, $k_z = 0$), le mode n'a pas un comportement plasmonique. Donc, pour le pic $P0$, aucune résonance plasmon (ni plasmon de surface) n'est impliquée dans l'origine de la

forte transmission.

La figure 3.13(b) montre la partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental déduite du diagramme de dispersion. Nous constatons bien qu'à la longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 1302 \text{ nm}$, l'indice effectif du mode fondamental ($P0$) est nulle (point A sur la figure).

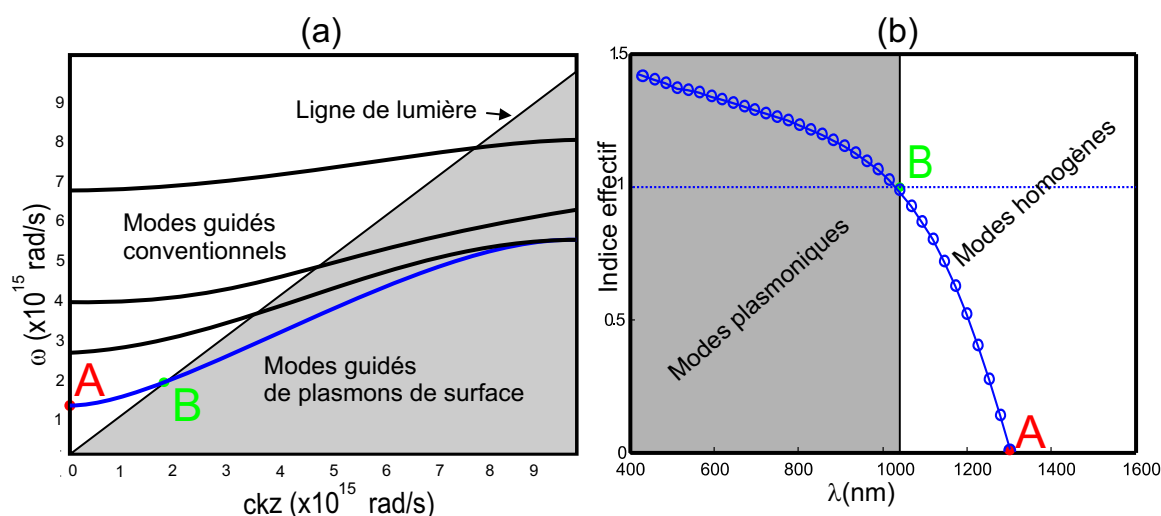


FIG. 3.13 – (a) Courbe de dispersion des premiers modes guidés du guide d'onde à section ouverture papillon (avec $D = 275 \text{ nm}$, $G = 55 \text{ nm}$ et $\theta = 45^\circ$) pour le cas de l'or (Au). La zone grise désigne la partie où se situent les modes guidés ayant un caractère plasmonique et la zone blanche quant à elle, désigne la partie où se situent les modes guidés conventionnels. (b) Partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental du guide d'onde à section ouverture papillon déduite de (a). La zone grise et blanche correspondent respectivement aux modes plasmoniques et homogènes. La droite horizontale passant par 1 représente la ligne de lumière délimitant les deux zones.

De manière générale, nous avons constaté le même comportement pour le diagramme de dispersion avec les autres métaux. Ceci est lié à l'utilisation du modèle de Drude pour tous les métaux. Aucun phénomène supplémentaire ne peut apparaître pour un métal par rapport aux autres. La figure 3.14 donne les résultats obtenus.

Le reste de ce paragraphe va être consacré à l'étude de l'influence des paramètres géométriques de la nano-ouverture papillon sur la longueur d'onde de coupure du mode fondamental.

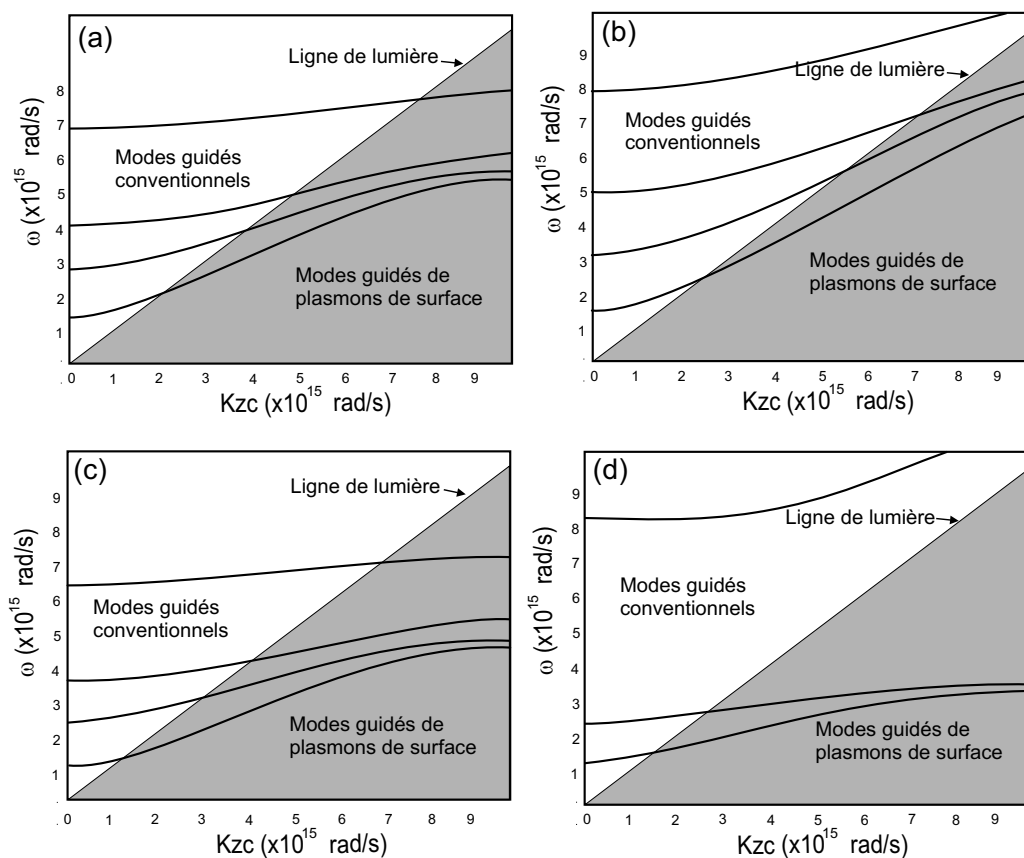


FIG. 3.14 – Courbes des dispersion des premiers modes guidés du guide d'onde à section ouverture papillon (avec $D = 275 \text{ nm}$, $G = 55 \text{ nm}$ et $\theta = 45^\circ$) pour les quatre autres métaux : (a) Al, (b) Ag, (c) Cu, et (d) W.

3.4.3 Influence des paramètres géométriques de l'ouverture papillon sur les modes propres du guide sub-longueur d'onde en métal réel.

Dans le but d'optimiser le design de la nano-ouverture papillon à travers la position du pic P_0 , donnée par la longueur d'onde de coupure du mode fondamental du guide d'onde infini, nous allons effectuer une étude permettant de déterminer l'influence des paramètres géométriques sur cette coupure à l'aide du même code N-order FDTD. Pour cela, nous allons fixer l'angle θ à 45° puis faire varier les deux paramètres G et D en considérant les cinq métaux.

Influence du gap (G)

Sur la figure 3.15, nous montrons un premier résultat de la variation de longueur d'onde de coupure des deux premiers modes en fonction du gap (G) de la nano-ouverture papillon du guide dans le cas (a) d'un métal réel (l'or, Au) et (b) d'un métal parfait. La dimension de l'ouverture papillon est fixée à $D = 290 \text{ nm}$.

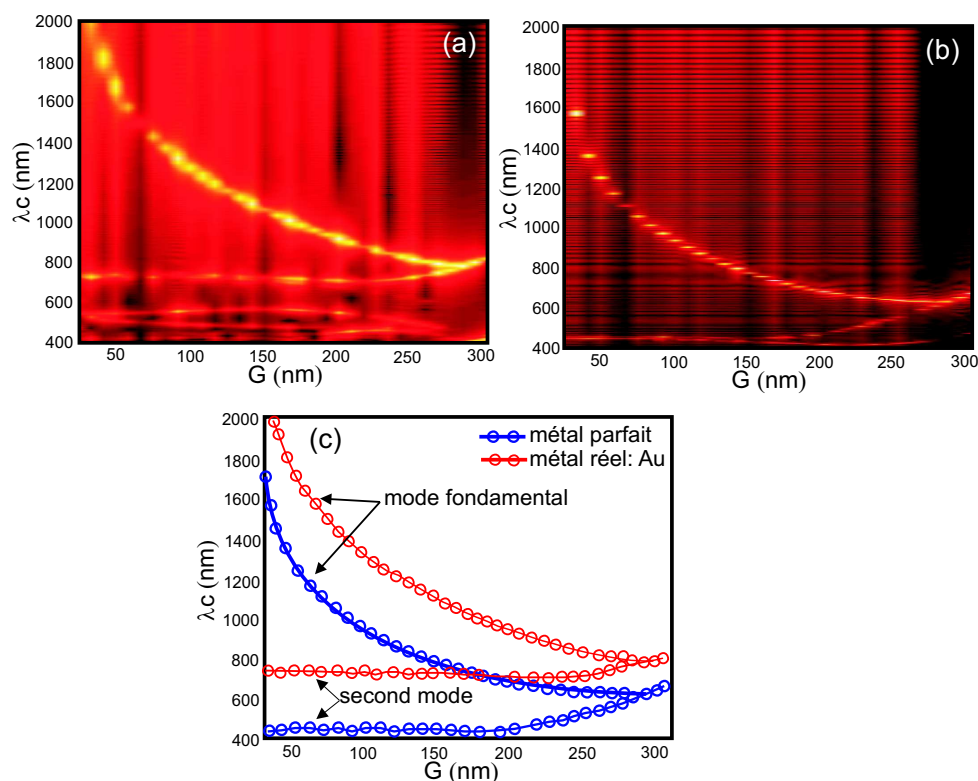


FIG. 3.15 – Résultats bruts FDTD donnant la densité spectrale en fonction de λ et G pour un guide d'onde à section papillon. (a) cas de l'or (les paramètres de Drude sont $\omega_p = 1,23 \times 10^{16} \text{ rad/s}$ et $\gamma_D = 1,302 \times 10^{14} \text{ rad/s}$, différents de celle publiée dans la référence [1] et (b) pour métal parfait. (c) Représentation de tous les maxima des deux premiers modes tirées de (a) et (b). La dimension est fixée à $D = 290 \text{ nm}$ dans les deux cas.

Nous constatons un phénomène intéressant : contrairement au deuxième mode pour lequel la coupure semble être faiblement dépendante du paramètre G , la coupure du mode fondamental, quant à elle, varie fortement et présente un comportement non-linéaire dans les deux cas (or, métal parfait). Ce phénomène est accentué pour les petites valeurs de G . Sachant que, comme il a été démontré par M. Mivelle lors de son stage de M2 [18], l'exaltation du champ électrique au voisinage du gap est d'autant plus importante que G est petit. Il est donc important de bien connaître le comportement de la coupure pour les petites valeurs de G . C'est donc pour cela que de faibles valeurs de G ont été considérées ($G < 300 \text{ nm}$).

Nous pouvons aussi remarquer pour le cas du métal réel (or), un décalage vers le rouge de la coupure est observé. Ce dernier est dû à la valeur finie de la conduction du métal qui se manifeste par une pénétration de l'onde guidée dans la partie métallique conduisant à un G "virtuel" plus grand. Ce décalage vers le rouge est parfaitement identique à celui qui a été mis en évidence dans le cas des tamis à photons présentant une transmission extraordinaire [19, 20, 15]. Il est à noter aussi que lorsque G atteint une valeur identique à celle de la dimension (D), nous avons les deux premiers modes qui se rejoignent. En effet, dans ce cas ($G = D$), la nano-ouverture papillon devient un carré ayant un mode fondamental dégénéré.

Nous avons étudié le comportement de deux modes pour les cinq métaux (Au, Ag, Al, Cu et W) en tenant compte des paramètres de Drude publiée dans la référence [1], comme rapportée sur la figure 3.16.

Ainsi, nous pouvons constater qu'un comportement similaire à la figure 3.15 est obtenu, à part que les courbes sont, soit décalées vers le rouge (Cu, W) soit décalées vers le bleu (Ag, Al) par rapport au cas de l'or. Ceci est directement lié à la dispersion des différents métaux.

Influence de la dimension (D)

De façon similaire à ce qui vient d'être effectué en faisant varier G , nous allons étudier dans ce paragraphe l'influence que peut avoir la dimension de l'ouverture papillon en simulant toujours le comportement de deux premiers modes du guide d'onde pour les différents métaux. On étudie la structure en incidence normale comme dans le premier cas. La figure suivante 3.17 montre les courbes obtenues pour les deux modes dans le cas où D varie à gap fixé $G = 55 \text{ nm}$. L'angle de l'ouverture papillon reste aussi fixé à $\theta = 45^\circ$.

On peut constater que, contrairement à l'étude observée pour le cas du gap, la coupure des deux modes varie linéairement en fonction des dimensions de l'ouverture papillon. Elle augmente avec cette dernière. A partir de ces derniers résultats (études en fonction de G et D), on pourrait objecter qu'il est intéressant de trouver une relation entre la longueur d'onde de coupure du mode fondamental et les paramètres géométriques (G, D) de la nano-ouverture papillon, section du guide infiniment long. En effet, dans les deux cas, les variations de la coupure sont monotones et semblent pouvoir être décrites par de simples fonctions mathématiques.

Nous avons donc entrepris une démarche permettant de déduire la forme des fonctions sachant que la dépendance en D est linéaire alors que celle en G est quasiment logarithmique (seulement pour le mode fondamental qu'on est en cours d'étudier) comme l'indique la figure 3.18.

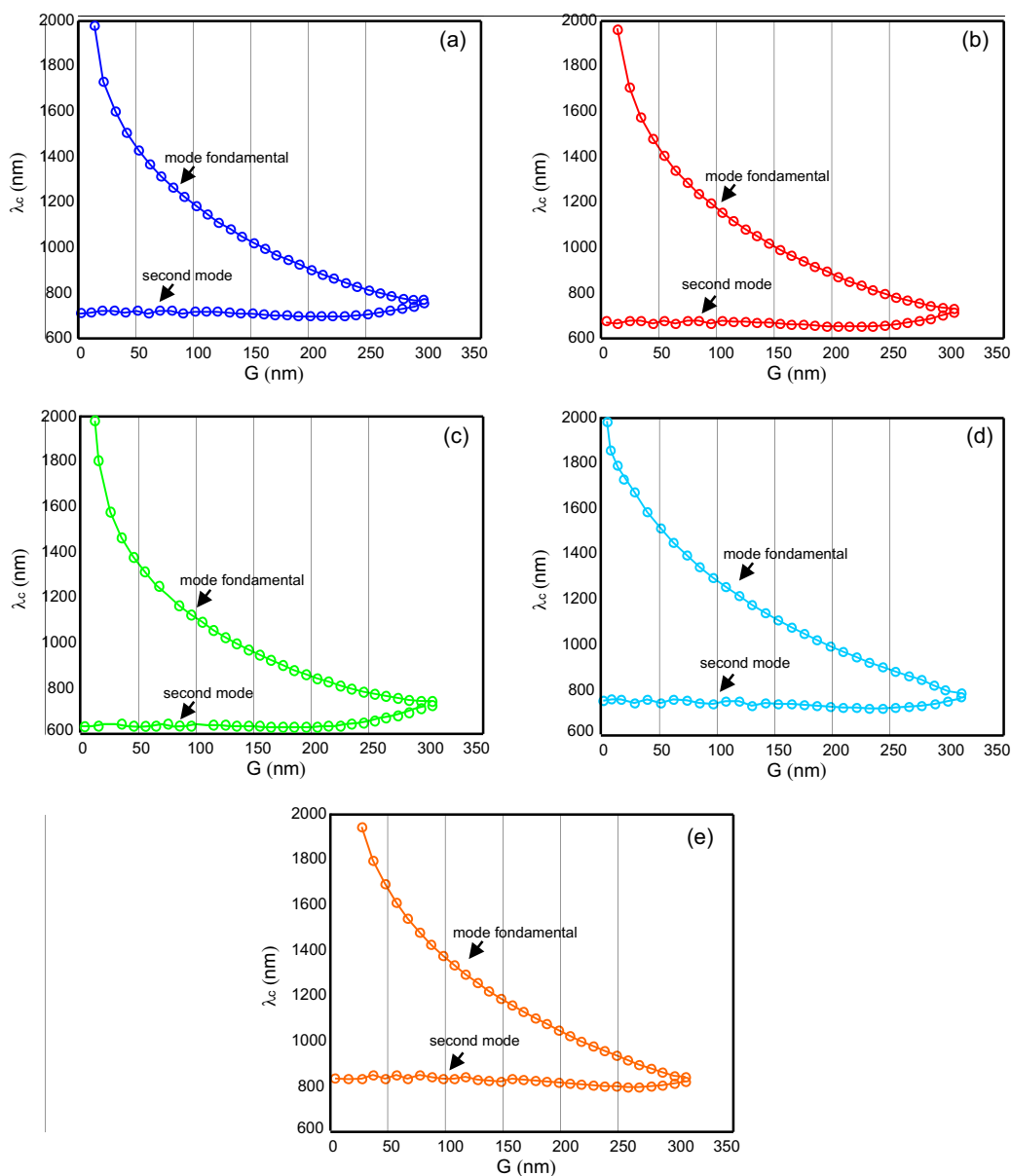


FIG. 3.16 – Longueur d’onde de coupure de deux premiers modes en fonction du gap (G) de l’ouverture papillon. (a) Au, (b) Ag, (c) Al, (d) Cu et (e) W. La dimension est fixée à $D = 305 \text{ nm}$.

Dans ce cas, l’expression de la longueur d’onde de coupure du mode fondamental en fonction des paramètres géométriques (D, G) prend la forme unique suivante :

$$\lambda_c(G, D) = \alpha D + \beta \ln(G) + \delta D \ln(G) + \gamma \quad (3.16)$$

dans laquelle λ_c , G et D sont exprimées en nanomètre.

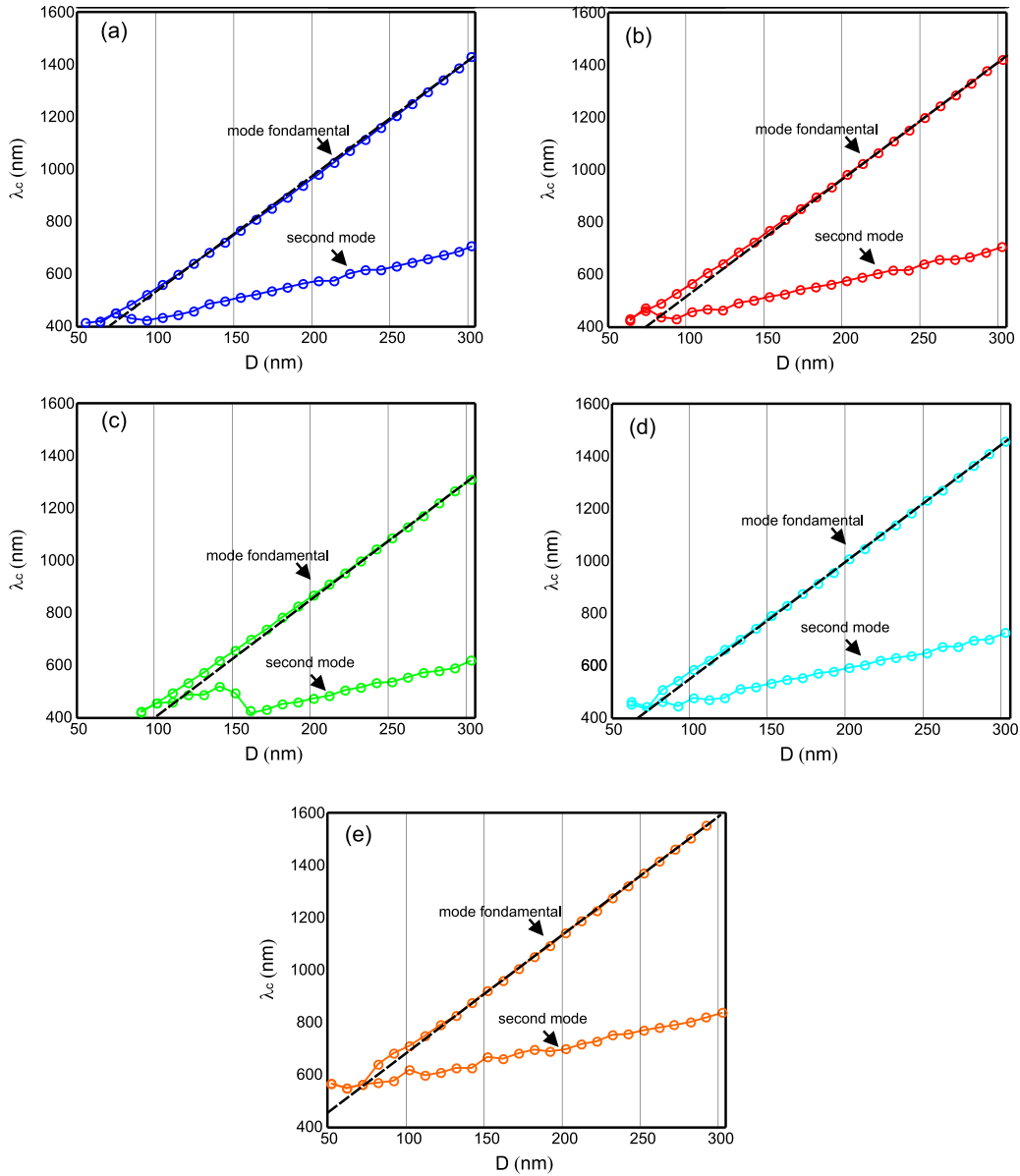


FIG. 3.17 – Longueur d’onde de coupure de deux premiers modes en fonction de la dimension (D) de l’ouverture papillon, section du guide d’onde en métal réel (a) Au, (b) Ag, (c) Al, (d) Cu et (e) W. Le gap est fixé à $G = 55 \text{ nm}$. Les droites en pointillés sont celles obtenues avec l’équation 3.16 pour les différents paramètres correspondants au métal approprié.

Pour déterminer les paramètres α , β , δ et γ de l’équation 3.16, la longueur d’onde de coupure du mode fondamental est calculée pour 4 différents couples (G, D) . La résolution du système de 4 équations à 4 inconnues conduit à la détermination des 4 paramètres de l’équation 3.16. Il est aisé de vérifier que $\alpha + \delta * \ln(G)$ et $\beta + \gamma * D$ sont les pentes des droites en pointillés sur les figures 3.17 et 3.18. Ces calculs ont été répétés pour chacun des métaux et les résultats obtenus sont données dans le tableau 3.4.3.

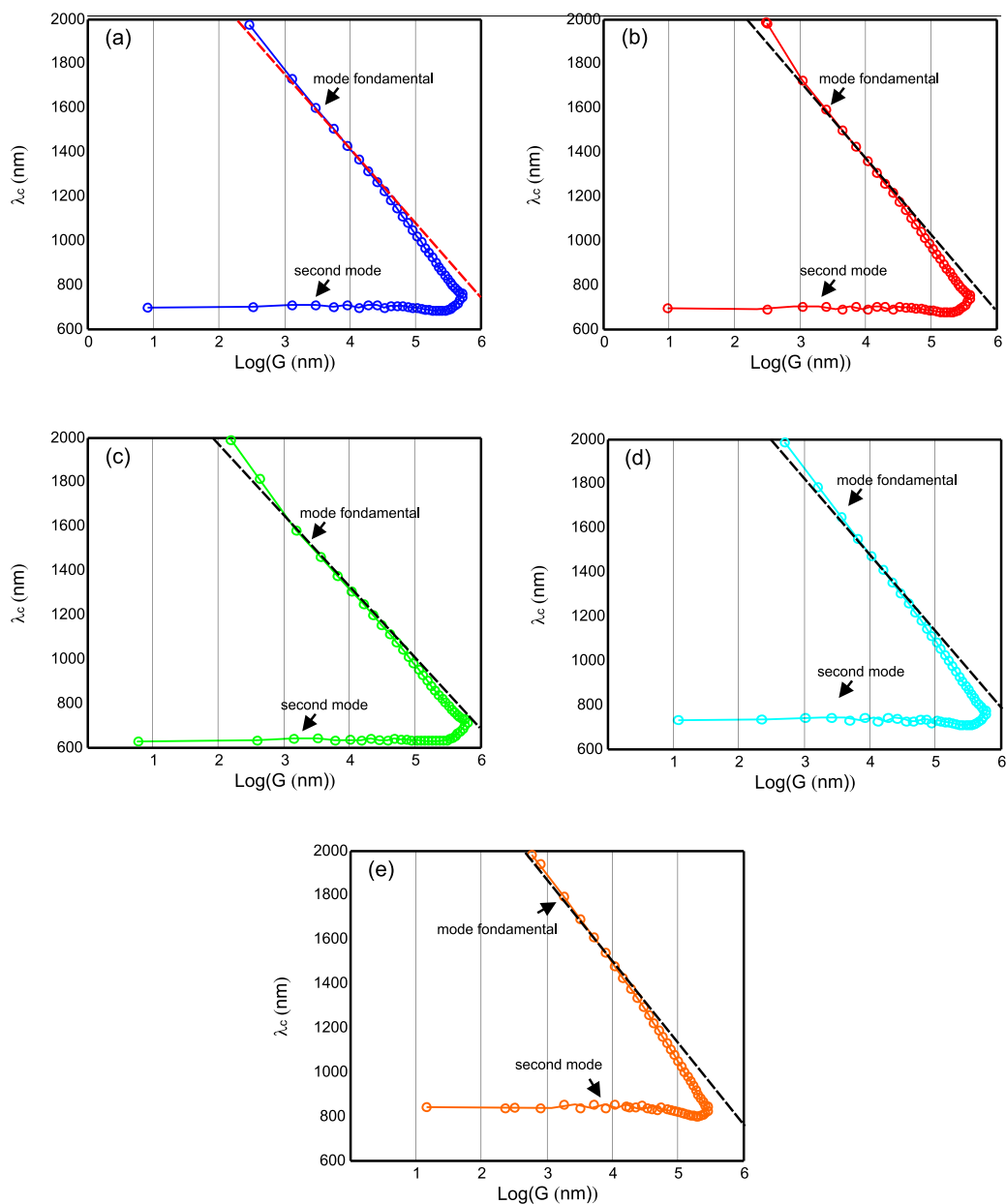


FIG. 3.18 – Longueur d’onde de coupure en fonction du logarithme népérien de G en fixant les dimensions à $D = 305 \text{ nm}$. Les droites en pointillés sont celles obtenues grâce à l’équation 3.16 pour les différents paramètres correspondants au métal approprié.

Ce résultat original est particulièrement intéressant car il montre que pour un métal donné, les paramètres géométriques peuvent être déduites en fonction de la longueur d’onde de coupure souhaitée, c’est à dire, en fonction de la position du pic d’exaltation et ceci pour les cinq métaux considérés.

TAB. 3.2 – Paramètres de l'équation 3.16 pour les cinq métaux.

Metal	Au	Ag	Al	Cu	W
α	6.80	6.82	6.77	6.82	6.6
$-\beta$	161	155.65	150.46	163.8	209
$-\delta$	0.58	0.59	0.56	0.59	0.5
$\gamma(nm)$	686.56	673.24	496.53	751.77	1031.7

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons explicité les méthodes numériques utilisés au cours de cette thèse. En premier lieu, nous avons présenté un code FDTD-3D adapté au calcul de la transmission à travers les nano-ouvertures papillons d'épaisseur finie. Dans l'espace 3D, toutes les simulations nécessitent des moyens et des durées de calcul assez importants. Le code utilisé permet de décrire les structures à l'aide d'un maillage uniforme ou non uniforme, permettant d'optimiser les pas d'échantillonnage en fonction des matériaux et des objets. Ceci conduit, dans la plupart des cas, à un gain de temps et d'espace de calcul. Grâce au code FDTD-3D, nous avons pu établir l'influence de l'épaisseur du métal sur la transmission. Nous avons montré que l'épaisseur du métal provoquait l'apparition de pics de transmission supplémentaires qui sont des harmoniques d'interférence du mode fondamental guidé selon l'épaisseur de la structure. Ceci a été confirmé par une étude modale portant sur le guide d'onde à section ouverture papillon infiniment long réalisée à l'aide d'un code "N-order FDTD". Ainsi, aucune résonance plasmonique n'est directement impliquée dans cette exaltation contrairement à ce que souligne la référence [1]. Enfin, une étude annexe nous a permis d'établir une relation analytique qui donne la longueur d'onde de coupure du mode fondamental en fonction des paramètres géométriques de la nano-ouverture papillon (gap et dimensions de l'ouverture) pour cinq métaux réels différents. Ceci permettra de concevoir de manière très simple les nano-ouvertures papillons selon l'application souhaitée (longueur d'onde de fonctionnement). Le fait que la structure réelle admet un substrat sur lequel sera déposé la couche métallique va influencer sur la position du pic $P0$. Pour autant, l'origine de l'exaltation ne sera pas affectée par la présence du substrat ni la propagation du mode fondamental à travers l'ouverture. Seule la phase à la réflexion sur l'interface substrat-métal va être affectée conduisant à un décalage du pic $P0$ à travers la condition de résonance 3.15.

Bibliographie

- [1] Hongcang Guo, Todd P. Meyrath, Thomas Zentgraf, Na Liu, Liwei Fu, Heinz Schweizer, and Harald Giessen. Optical resonances of bowtie slot antennas and their geometry and material dependence. *Opt. Express*, 16(11) :7756–7766, 2008.
 - [2] D. Van-Labeke and D. Barchiesi. Scanning-tunneling optical microscopy : A theoretical macroscopic approach. *J. Opt. Soc. Am. A*, 9(5) :732–9, 1992.
 - [3] U. Schroter and A. Dereux. Surface plasmon polaritons on metal cylinders with dielectric core. *Phys. Rev. B*, 64(12) :125420/1–10, 2001.
 - [4] A. Taflove and S. C. Hagness. *Computational Electrodynamics-The Finite-Difference Time-Domain Method*. Boston, 2005.
 - [5] K.S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equation in isotropic media. *IEEE Trans. Ant.Prop.*, 14(3) :302–7, May 1966.
 - [6] A. C. Cangellaris. *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, 3 :3, 1993.
 - [7] J. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Chem. Phys.*, 114(2) :185–200, October 1994.
 - [8] J. A. Roden and S. D. Gedney. Conventional pml (cpml) : an efficient fdtd implementation of the cfs-pml for arbitrary media. *Microwave and Optical Technology Letters*, 27 :5, 2000.
 - [9] L. Zhao and A.C. Cangellaris. A general approach for developing unsplit-field time-domain implementations of perfectly matched layers for fdtd grid truncation. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 44 :2555–2563, 1996.
 - [10] F. Collino. Perfectly matched layer for the paraxial equation. *J. Comput. Phys.*, 131 :164–170, 1997.
 - [11] P. Drude. *Ann. D. Phys.*, 39, 1890.
 - [12] R. M. Joseph, S. C. Hagness, and A. Taflove. Direct time integration of maxwell's equations in linear dispersive media with absorption for scattering and propagation for femtosecond electromagnetic pulses. *Opt. Lett.*, 16 :1412–1414, 1991.
 - [13] A. Vial, Anne-Sophie Grimaultand, D. Maciasand, D. Barchiesi, and M. L. de la Chapelle. Improved analytical fit of gold dispersion : Application to the modeling of extinction spectra with a finite-difference time domain method. *Phys. Rev. B*, 71 :4370–4379, February 2005.
-

- [14] C. T. Chan, Q. L. Yu, and K. M. Ho. Order-n spectral method for electromagnetic waves. *Phys. Rev. B*, 51(23) :16635–16642, Jun 1995.
 - [15] F.I. Baida, D. Van Labeke, G. Granet, A. Moreau, and A. Belkhir. Origin of the super-enhanced light transmission through a 2-d metallic annular aperture array : a study of photonic bands. *Appl. Phys. B*, 79 :1–8, 2004.
 - [16] F. I. Baida, A. Belkhir, D. V. Labeke, and O. Lamrous. Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes. *Phys. Rev. B*, 74(20) :205419, Nov 2006.
 - [17] I. A. Ibrahim, M. Mivelle, T. Grosjean, J.-T. Allegre, G. W. Burr, and F. I. Baida. Bowtie-shaped nanoaperture : a modal study. *Opt. Lett.*, 35(14) :2448–2450, 2010.
 - [18] M. Mivelle. Modélisation par fdtd d’une nano-ouverture à géométrie papillon. *Stage de DEA (M2), Université de Franche-Comté*, 2008.
 - [19] H. Rigneault, J. Capoulade, J. Ditinger, J. Wenger, N. Bonod, E. Popov, T.W. Ebbesen, and P-F. Lenne. Enhancement of single-molecule fluorescence detection in subwavelength apertures. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :117401, 2005.
 - [20] J. A. Porto, F. J. Garcia-Vidal, and J. B. Pendry. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :2845–2848, 1999.
-

Conclusions et perspectives

3.6 Conclusion générale

Au terme de ces trois années de travail de thèse, nous avons présenté une étude originale portant sur la conception, la réalisation et la fabrication d'une nano-ouverture papillon au bout d'une pointe polymère fibrée pour la nanocollection optique. Cette étude s'inscrit dans le cadre d'un projet financé par l'Agence Nationale de la Recherche n^oANR07-NANO-036, qui a démarré avec ce travail de thèse en janvier 2008 et qui avait comme objectif de concevoir et d'étudier une nano-antenne optique permettant une détection selective des six composantes du champ électromagnétique régnant au voisinage d'une structure donnée. Cette nano-antenne devrait aussi présenter une bonne résolution latérale dépassant le critère de Rayleigh. Pour cela, nous avons adapté le concept d'antenne papillon déjà connu dans le domaine micro-onde à l'optique afin de tirer profit du caractère polarisant de cette antenne particulière. Pour des applications de microscopie optique, il est clair que la nano-antenne papillon est moins adaptée que la nano-ouverture papillon, du fait que cette dernière fonctionne en champ sombre (sans fond continu lumineux). Nous avons entrepris une étude de modélisation qui a permis d'optimiser les paramètres géométriques et la nature du métal avant l'étape de la fabrication. Cette dernière a comporté deux volets : une première approche sur un substrat plan permettant de mettre en place le processus technologique (paramètres de l'usinage FIB). Le deuxième volet a consisté en un transfert de la structure à l'extrémité de pointes fibrées en polymère fabriquées par Lovalite.

La caractérisation optique en mode émission a été effectuée dans le cas d'un substrat plan et a donné des résultats satisfaisants montrant le comportement dipolaire de l'émission de la nano-ouverture papillon. C'est particulièrement ce point qui nous a incité à poursuivre nos efforts afin de faire le transfert de la structure sur des pointes fibrées. Néanmoins, la caractérisation optique des pointes initialement réalisées n'a pu être finalisée en raison des défauts de fabrication constatés. Depuis, la procédure de fabrication s'est améliorée et des pointes plus performantes ont été obtenues et caractérisées dans le cadre de la thèse de M. Mivelle.

Parallèlement à cette étude, une solution alternative pour la détection vectorielle du

champ électromagnétique a été mis en oeuvre à l'aide d'une simple pointe diélectrique du microscope optique en champ proche associée à un polariseur via une détection hétérodyne. Ainsi, une double détection hétérodyne a été développée pour une détection simultanée des deux composantes transverses du champ électromagnétique (E_x et E_y en phase et en amplitude). A partir de cette détection, il était possible numériquement de déterminer les quatre autres composantes du champ électromagnétique et ainsi d'obtenir une information vectorielle dans le champ proche.

La dernière partie de cette thèse a été consacrée à une étude théorique qui nous a permis de mettre en évidence l'origine de l'exaltation obtenue au niveau de la zone centrale de la nano-ouverture. On a pu démontrer que, contrairement à ce qui a été publié par certains auteurs, que l'exaltation du champ électrique était due à l'excitation du mode guidé de l'ouverture à sa longueur d'onde coupure. Aucune résonance plasmon n'était directement impliquée dans ce phénomène. Cette étude numérique a aussi aboutit à une relation simple exprimant la longueur d'onde d'exaltation en fonction des paramètres géométriques de la nano-ouverture papillon pour les cinq métaux considérés.

La suite de ce travail portant sur la nano-ouverture papillon fibrée se poursuit par M. Mivelle qui étudie l'utilisation d'une telle sonde pour la détection comme coupleur intermédiaire efficace entre le champ proche et le mode guidé d'une fibre optique.

3.7 Perspectives

Le travail présenté dans cette thèse fait partie d'une thématique de recherche qui a récemment vu le jour : les nano-antennes optiques. Par conséquent, plusieurs perspectives peuvent être envisagées :

1. Une étude portant sur le comportement de la nano-ouverture papillon unique éclairée en incidence oblique permettant de démontrer la robustesse d'une telle nano-antenne vis à vis de l'angle d'incidence. La partie théorique de cette étude n'est actuellement pas accessible même si le code FDTD dont on dispose est potentiellement capable d'effectuer cette simulation. Malheureusement, une parallélisation de ce code est nécessaire afin de pouvoir l'utiliser sur les machines dont on dispose.
 2. Amélioration de la procédure de fabrication. Nous avons observé que la précision de fabrication avait un effet majeur sur les propriétés des nano-ouvertures papillons. Les résultats expérimentaux, concernant la mise en évidence des propriétés optiques (la résonance et la nano-polarisation) de l'ouverture papillon fibrée n'ont pu être terminées à cause des défauts de fabrication tels que la rugosité de la surface métallique, l'erreur sur l'épaisseur de la couche métallique ou encore les défauts géométriques de la structure (flancs inclinés au niveau du gap), etc. La fabrication reste cependant un point important à développer.
 3. Etude de l'exaltation de la génération du second harmonique à l'intérieur de l'ou-
-

verture. En effet, il a été montré dans le chapitre 3 que la distribution du champ électrique était uniforme à l'intérieur de la nano-ouverture et est très intense au niveau du gap. Ceci pourrait être exploité dans l'exaltation des phénomènes non-linéaires en général d'autant plus que la vitesse de groupe du mode guidé à la coupure est très faible. Une étude similaire avec des ouvertures annulaires est en cours de développement dans le cadre de la thèse d'Elsie Barakat en exploitant les propriétés non-linéaires du niobate de lithium.

4. Antenne magnétique : Une antenne papillon formée de deux ouvertures triangulaires métalliques face à face se comporte comme une nanoantenne électrique créant une très forte exaltation du champ électrique au niveau du gap. En considérant le théorème de Babinet valable, nous avons proposé une nanostructure papillon composée de deux triangles métalliques comme une antenne magnétique visant à confiner et exalter le champ magnétique optique. Le travail portant sur ce type d'antenne (magnétique) se poursuit par M. Mivelle dans le cadre de sa thèse.
5. Etude de la structure périodique : Elle a été suggérée et étudiée en incidence normale par l'équipe de Kinzel & *al.*[1]. Nous proposons d'étendre cette étude au cas de l'incidence oblique parce qu'on dispose au Département d'Optique d'un code FDTD original permettant d'effectuer une telle étude théorique.

Nous avons débuté dans l'étude théorique de cette dernière perspective. Le prochain paragraphe sera consacré à une présentation rapide du code FDTD utilisé et des résultats originaux obtenus.

3.8 La FDTD en incidence oblique

Le code FDTD mis en oeuvre dans cette section, a été utilisé et validé au cours de la thèse de A. Belkhir [2]. Il consiste à résoudre directement les équations de Maxwell en discrétisant le temps et l'espace afin de donner une valeur numérique des composantes du champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) à tout instant et en n'importe quel point de l'espace. L'algorithme de Yee permet la discrétisation des équations de Maxwell et permet d'obtenir simultanément toutes les composantes du champ électromagnétique. Dans le cas de l'incidence oblique, l'application des conditions aux limites périodiques fait intervenir de manière explicite la fréquence alors que la FDTD est une méthode qui opère dans le temps. Pour adapter la FDTD à l'étude en incidence oblique, Veysoglu & *al.* [3] ont introduit la méthode de transformation des champs du domaine (\vec{E}, \vec{H}) vers le domaine (\vec{P}, \vec{Q}) . Par conséquent, cela nécessiterait une modification du schéma de Yee. Cette transformation s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned}\vec{P} &= \vec{E} \exp(-j(k_x x + k_y y)) \\ \vec{Q} &= \vec{H} \exp(-j(k_x x + k_y y))\end{aligned}\tag{3.17}$$

Avec k_x et k_y les composantes suivant x et y du vecteur d'onde \vec{k}_{inc} .

En considérant ces nouvelles composantes \vec{P} et \vec{Q} , les conditions de périodicité s'écrivent de la même manière que dans le cas d'une incidence normale. Après la technique des décompositions des composantes électromagnétiques par SFM (pour Split-Field Method) [4], la détermination des composantes des champs totales \vec{P} et \vec{Q} se fait en discrétisant par un schéma des différences finies centrées. Pour éviter les réflexions aux bords du domaine de calcul, le milieu, ouvert suivant la troisième direction (dans notre cas, suivant z), est délimité par les couches parfaitement absorbantes (PML) de Bérenger. Les équations dans le milieu PML sont également transformées et exprimées dans le nouveau domaine \vec{P} et \vec{Q} et implémentées par la méthode SFM.

Comme nous cherchons à modéliser le phénomène de transmission de la lumière à travers une couche métallique, il nous est donc important de tenir compte de la dispersion du métal. Comme nous l'avons déjà expliqué, le code FDTD en incidence oblique nécessite l'introduction d'un modèle analytique pour la dispersion. A. Belkhir & *al.* [2] ont adaptés à la FDTD les modèles de Drude et de Drude-Lorentz pour la dispersion des métaux dans le domaine de l'optique. Pour plus de détails concernant ces travaux théoriques, j'invite le lecteur à consulter la thèse de A. Belkhir [2]. En ce qui nous concerne ici, nous avons seulement utilisé le modèle de Drude dans le cas de l'or.

3.9 Description de la nanostructure et interprétations des résultats obtenus

La structure proposée est celle présentée sur la figure 3.19. Elle consiste en un réseau bidimensionnelle de nano-ouvertures papillons. Les paramètres géométriques de la structure sont tels que : la période P est de 400 nm selon x et y , la dimension D est égale à 295 nm, le gap G est de 55 nm, l'angle du papillon θ est égale à 45° et l'épaisseur de la couche d'or est fixée à 100 nm.

Le calcul se fait à partir du code FDTD en incidence oblique décrit plus haut. Les pas spatiaux suivant les dimensions x et y restent fixes et valent 5 nm, le pas selon z est non uniforme. Une onde plane progressive homogène éclaire la structure supposée être suspendue dans le vide. La fenêtre de calcul, constituée par une seule période de l'objet, est limitée par des PML dans la direction z (en bas et en haut) afin d'éviter les réflexions parasites. Nous avons fait varier l'angle d'incidence entre 0° et 65° par pas de 5°.

Les résultats de la simulation numérique sont données sur la figure 3.21 pour deux polarisations différentes. D'une part, lorsque l'on analyse la figure 3.21(a) correspondant à la polarisation TE (le champ électrique est orienté suivant la direction x dans le code), nous constatons la présence de deux pics (notés α et β). C'est le pic β qui correspond

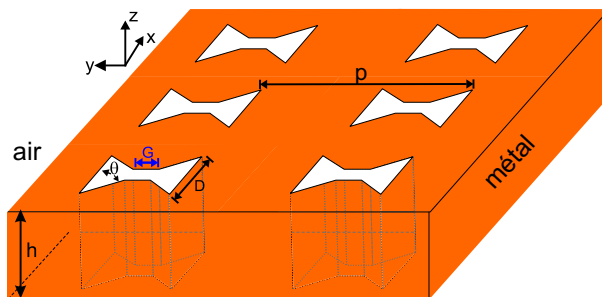


FIG. 3.19 – Schéma de la structure modélisée par la FDTD en incidence oblique : h représente l'épaisseur de la couche métallique, P la période suivant les directions x et y , D la dimension de l'ouverture papillon, G le gap de l'ouverture papillon et θ l'angle sur les ailes du papillon.

à l'exaltation obtenue en champ proche à partir de la relation (voir chapitre 3) dans le cas de l'or. Il est intéressant de voir que le pic β situé à $\lambda = 1370 \text{ nm}$ se trouve à peu près à la position du pic de transmission dans le cas de la structure unique, c'est à dire vers $\lambda = 1361.7 \text{ nm}$ (voir la figure 3.20). On remarque que lorsque l'angle d'incidence augmente, le pic β devient plus fin. Ce pic correspond donc certainement à l'exaltation d'un mode guidé fondamental dans l'ouverture papillon à sa longueur d'onde de coupure. Sur cette figure, le pic β persiste à la même position quelque soit l'angle d'incidence, contrairement au pic α qui se déplace légèrement.

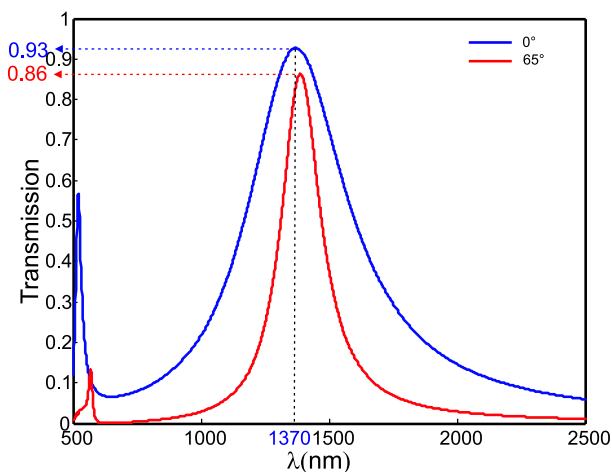


FIG. 3.20 – Spectre de transmission normalisée calculée à la sortie des ouvertures papillons. La structure est illuminée par une onde plane polarisée TE sous incidence normale (bleue) et oblique à 65° (rouge).

D'autre part, comme indiqué sur la figure 3.21(b) correspondant à une polarisation TM (le champ électrique est dans le plan yOz), le pic de transmission de la structure se situe à la longueur d'onde $\lambda = 727 \text{ nm}$ du second mode guidé du guide infiniment long

(voir chapitre 3).

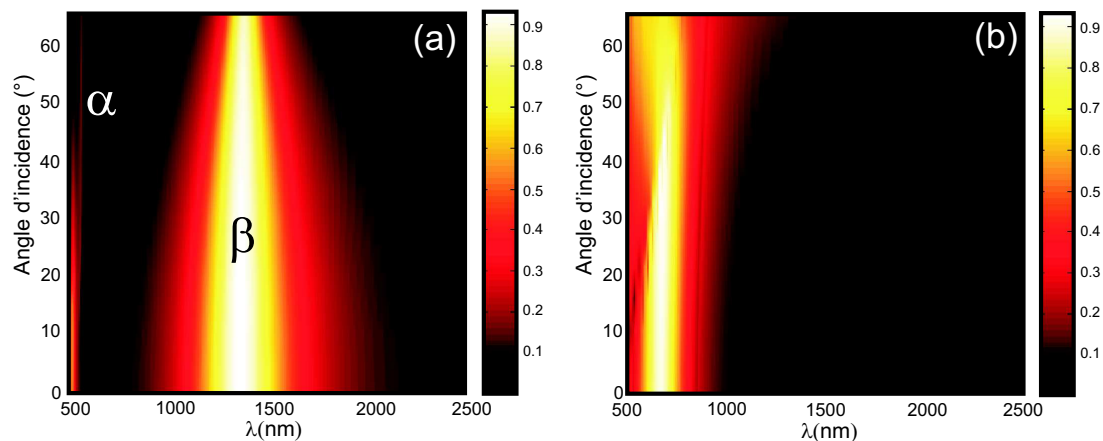


FIG. 3.21 – Spectres normalisés de transmission (ordre zéro diffracté) de la lumière à travers un réseau des ouvertures papillons en fonction de l'angle d'incidence. La structure est illuminée avec une onde plane polarisée (a) TE et (b) TM.

A la vue de cette étude, on retrouve le résultat de la référence [1], à savoir un très bon comportement de la structure périodique pour l'obtention d'une transmission extraordinaire. La différence avec la structure coaxiale qui a été proposée par F. I. Baida et D. Van Labeke en 2002 [5] réside dans les propriétés de polarisation du mode guidé. La structure périodique ayant comme motif élémentaire une nano-ouverture papillon, présente bien une transmission exaltée mais dépendante de la polarisation incidente alors que celle obtenue avec les coaxes est indépendante de la polarisation du fait de sa symétrie cylindrique.

D'autres propriétés de la structure périodique ont pu être obtenus et sont en cours d'étude.

Bibliographie

- [1] Edward C. Kinzel and Xianfan Xu. Extraordinary infrared transmission through a periodic bowtie aperture array. *Opt. Lett.*, 35(7) :992–994, 2010.
 - [2] Belkhir Abderrahmane. Extension de la modélisation par fdtd en nano-optique. *Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté*, 2008.
 - [3] M. E. Veysoglu, R. T. Shin, and J. A. Kong. *J. Electromagn. Waves Appl.*, 7 :1595, 1993.
 - [4] J. A. Roden, S. D. Gedney, M. P. Kesler, J. G. Maloney, and P. H. Harms. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 46 :420, 1998.
 - [5] F. I. Baida and D. Van Labeke. Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films. *Optics Commun.*, 209 :17–22, 2002.
 - [6] J. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Chem. Phys.*, 114(2) :185–200, October 1994.
 - [7] Yannick Poujet. Transmission exaltée à travers des tamis à photons à ouvertures annulaires nanométriques : simulation et caractérisation. *Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté*, 2007.
 - [8] B.-I. Wu, E. Yang, J. A. Kong, J. A. Oswald, K. A. McIntosh, L. Mahoney, and S. Verghese. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 27 :81, 2000.
-

L'objectif de cette thèse est de concevoir et élaborer des outils innovants, baptisés nano-antennes (NAs), pour sonder le champ électromagnétique optique au voisinage des structures de la nano-optique. Une NA est ici une nanostructure métallique placée à l'extrémité d'une sonde locale fonctionnant en mode collection. Une telle structure joue le rôle de relais entre le champ électromagnétique optique à la surface de l'échantillon et la sonde locale, attribuant à la sonde une sensibilité spécifique vis-à-vis du champ électromagnétique vectoriel. Les nano-antennes seront conçues de manière à fournir une information optique encore inaccessible par le biais de la microscopie en champ proche conventionnelle, pour répondre aux besoins actuels et futurs de la nano-optique. Dans la première partie, nous proposons une nouvelle configuration de sonde locale la nano-ouverture papillon complément d'une nano-antenne papillon et nous exposons sa fabrication aux dimensions spécifiques, à l'extrémité d'une fibre optique en polymère. Dans la deuxième partie, nous présentons une nouvelle configuration de microscopie en champ proche permettant l'accès aux lignes de champs électriques et magnétiques optiques 3D au dessus d'un échantillon, avec une résolution sub-longueur d'onde. Le microscope proposé permet de cartographier simultanément et indépendamment les distributions des amplitudes complexes des deux composantes du champ électrique transverse. La dernière partie est consacrée à l'application d'une méthode numérique dite FDTD afin d'étudier le comportement spectral et l'origine de l'exaltation au niveau de la partie centrale d'une nano-ouverture papillon.

mots-clés : microscopie en champ proche – nano-ouverture papillon – faisceaux de Bessel polarisés- détection hétérodyne – faisceaux d'ions focalisés (FIB) – composantes vectorielles du champ électromagnétique – résonance plasmon – FDTD

The aim of this thesis is to elaborate efficient optical nanoantennas (NAs) as innovative tools for probing the electromagnetic optical field in the neighbourhood of the structures used in nano-optics (photonics crystals, plasmonic devices, etc). A NA considered here consists of a metal nanostructure positioned onto the apex of a conventional near-field fiber probe used in collection mode (Photon Scanning Tunneling Microscopy configuration). Such a nano-structure acts as a key connection between the electromagnetic field at the sample surface and the local probe, giving to the probe a specific sensitivity to the vectorial electromagnetic field. NAs will be designed to provide optical information still inaccessible with conventional near-field optical microscopy for responding to the present and future needs of the growing nano-optics community. In the first part, we propose a bowtie nano-aperture (BNA) is recently proposed as an alternative solution to bowtie nano-antenna for concentrating light to the nanoscale and we explain the fabrication of a BNA with specific size at the extremity of a polymer optical fiber. In the second part, we propose a near-field imaging concept for obtaining a complete experimental description of the structure of light in three dimensions around nano-devices. Our approach is based on a near-field microscope able to simultaneously and independently map the phase and amplitude distributions of two orthogonal electric-field components at the sample surface. In last section, we present a theoretical study of the bowtie nano-aperture in order to elucidate the spectral behavior and the origin of its resonance mode in the gap of a BNA.

mots-clés en anglais : near-field microscopy – bowtie nano-aperture – polarized Bessel beam – heterodyne detection – focused ion beam (FIB) – vectoriels components of the electromagnetic field – Plasmon resonance – radially and azimuthally polarization