



HAL
open science

Etude des caractéristiques d'un faisceau contrôlé en polarisation après transmission à travers différentes nanostructures

Emmanuel Lombard

► **To cite this version:**

Emmanuel Lombard. Etude des caractéristiques d'un faisceau contrôlé en polarisation après transmission à travers différentes nanostructures. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Strasbourg, 2012. Français. NNT : 2012STRAF065 . tel-00863310

HAL Id: tel-00863310

<https://theses.hal.science/tel-00863310v1>

Submitted on 18 Sep 2013

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 STRASBOURG
École Doctorale des Sciences Chimiques
ISIS (UMR 7006)
Laboratoire des Nanostructures



Thèse présentée par :

Emmanuel LOMBARD

soutenue le : 24 février 2012

pour obtenir le grade de : Docteur de l'Université de Strasbourg

Discipline/ Spécialité : Physique

Étude des caractéristiques d'un faisceau contrôlé en polarisation après transmission à travers différentes nanostructures

Membres du jury :

M.	DORKENOO	K.D.	Professeur, Université de Strasbourg	Président du jury
M.	LERONDEL	G.	Professeur, Université de Technologie de Troyes	Rapporteur
M.	WEEBER	J.-C.	Professeur, Université de Bourgogne	Rapporteur
M.	EBBESEN	T.W.	Professeur, Université de Strasbourg	Directeur de thèse

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Thomas Ebbesen, pour m'avoir offert l'opportunité de travailler dans ce laboratoire. Les différents conseils qu'il m'a prodigués durant tout ce travail, aussi bien au niveau scientifique et plus généralement professionnel que personnel, m'ont beaucoup aidé à surmonter les différents obstacles rencontrés et m'aideront très certainement encore tout au long de mon parcours professionnel.

Je ne saurais jamais trop remercier Cyriaque Genet qui m'a conseillé et aiguillé avec constance et patience, et sans qui je n'aurais sans doute pas été aussi loin dans ce travail. Je lui suis très reconnaissant pour le temps qu'il m'a consacré lors de nos longues discussions commençant presque inéluctablement par : « Cyriaque, on a un problème . . . ». Je ne douterai plus jamais de l'utilité des tableaux blancs répartis dans chaque salle du laboratoire.

Je remercie aussi Eloïse Devaux pour tous ses conseils pratiques et techniques tant au niveau de la nanofabrication des structures que de l'utilisation des équipements, ainsi que pour son soutien.

Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude pour l'honneur que m'ont fait les différents membres du jury, les professeurs Kokou Dorkenoo, Gilles Lerondel et Jean-Claude Weeber, en acceptant d'en faire partie, ainsi que pour leur intérêt porté à mes travaux. Je les remercie aussi pour leurs remarques faites lors de la soutenance ainsi que celles visant à améliorer la qualité de ce manuscrit. Je tiens à saluer en particulier Kokou Dorkenoo qui a bien voulu présider ce jury, et qui a jalonné ma carrière académique par sa présence et son engouement pour la science.

Je suis infiniment reconnaissant à tous les membres doctorants et post-doctorants du laboratoire passés et présents, pour leur présence et leur aide : Jean-Yves Laluet, Oussama Mahboub, Frédéric Przybilla, Benedikt Stein, Juemin Yi, Aurélien Cuhe, James Hutchison et Tal Schwartz. En particulier, je tiens à remercier Eric Laux,

Aurélien Drezet et Yuri Gorodetsky, qui m'ont plus personnellement initié au laboratoire et qui avec qui j'ai travaillé en collaboration sur certains projets. L'atmosphère et l'ambiance agréable quoique studieuse du laboratoire sont dues en grande partie grâce à leur présence. Le caractère international du laboratoire a donné lieu à des échanges culturels très intéressants que je ne suis pas près d'oublier. Je tiens en particulier à remercier ceux qui se reconnaîtront pour les différents moments passés au Luxembourg, à manger en salle de réunion des sandwiches le midi et au Restaurant Universitaire le soir, aux repas et danses chinois, dans les salles d'optiques où l'on passait des journées ensoleillées dans le noir à faire des expériences tout le jour durant en écoutant FIP, . . . Tous ces moments qui me permettent d'espérer que nous resteront amis pour longtemps.

Une grande pensée aussi pour l'équipe de Paolo Samori, et notamment Corinna Raimondo, collègue co-représentante des doctorants avec qui j'ai eu la joie et la chance de monter quelques projets.

Finalement, j'adresse un très grand remerciement à tous mes amis de tous horizons et ma famille qui ont su m'épauler, me motiver, me divertir, me soutenir et me supporter pendant ces trois ans et demi qu'ont duré ma thèse. Je n'ai pas de mots assez forts, mais croyez bien que sans vous, je n'en serais pas arrivé là aujourd'hui.

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	1
I Principes fondamentaux	5
1 Transmission à travers des ouvertures sub-longueurs d'onde	7
1.1 Les plasmons de surface	7
1.1.1 Le mode plasmon	7
1.1.2 Les plasmons de surface	9
1.2 Les méthodes d'excitation des plasmons de surface	15
1.2.1 La méthode de Kretschmann-Raether	15
1.2.2 La résonance par réseaux périodiques	16
1.3 La transmission optique extraordinaire	17
1.4 Quelques exemples d'applications possibles	21
1.5 Cas particulier des structures de type cible	22
2 Le formalisme de Mueller	27
2.1 La polarisation de la lumière	27
2.2 Le formalisme de Jones	30
2.3 Paramètres de Stokes et sphère de Poincaré	32
2.4 La matrice de Mueller	36
2.4.1 Présentation de la matrice de Mueller	36
2.4.2 La décomposition polaire	38
2.4.3 Les quantités définissant une matrice de Mueller	42
2.5 Caractère physique d'une matrice de Mueller	44

2.6	La matrice de Mueller-Jones	45
2.7	Protocole expérimental	46
2.7.1	Estimation du bruit de mesure	48
2.8	Conclusion	50
II	Résultats expérimentaux	51
3	Protocole expérimental	53
3.1	La préparation des films métalliques fins	53
3.2	La nanofabrication des structures sub-longueurs d'onde	55
3.3	La caractérisation spectrale des structures	57
3.4	Le montage de la matrice de Mueller	58
3.4.1	Etude matricielle des éléments de polarisation	60
3.4.2	Etude matricielle du système	61
3.5	Les approximations expérimentales des ex-périences	63
3.5.1	Mesure des incertitudes associées au montage	64
3.5.2	Mesure des incertitudes associées aux structures	67
4	Cibles percées et faisceaux hélicoïdaux non diffractifs	69
4.1	Approche théorique des cibles percées	70
4.1.1	L'anneau unique : l'expérience de Durnin et collaborateurs [77]	71
4.1.2	Le cas d'un anneau sub-longueur d'onde : une approche vectorielle	72
4.1.3	Mise en réseau : cas de la cible percée	74
4.2	Les matrices de Mueller d'une cible percée	78
4.2.1	Le plan conjugué	78
4.2.2	Le plan de Fourier	82
4.2.3	Hélicité du faisceau	87
4.2.4	La contribution plasmonique	89
4.2.5	Les limites du modèle : variation de la largeur des anneaux .	93
4.3	Un faisceau non diffractif	99
4.4	Effet Talbot	104
4.5	Discussions et perspectives	106

5 Cibles et ellipticité : fabrication de lames quarts d'onde plasmoniques	109
5.1 Description géométrique des cibles et trous uniques et décomposition polaire	110
5.2 La nanofabrication	112
5.2.1 Effet de la nanofabrication sur les asymétries des cibles . . .	114
5.2.2 Principe des expériences réalisées pour mesurer les effets de la nanofabrication	116
5.2.3 Axes (x, y) et défaut de calibration : le facteur $f_{corr} = l_y/l_x$.	118
5.2.4 Axes (x, y) et défaut de calibration différentiel : le terme Δ .	121
5.2.5 Défaut de cisaillement du système	124
5.3 Etude des paramètres géométriques d'une cible sur la matrice de Mueller	126
5.3.1 Variation de la période	127
5.3.2 Variation du rayon a	128
5.3.3 Variation du nombre d'anneaux N	130
5.3.4 Variation du diamètre du trou central d	131
5.3.5 Variation de la largeur des sillons w	133
5.4 Cibles elliptiques et lames quarts d'onde	134
5.5 Conclusion	141
Conclusions et perspectives	145
III Annexes	149
A Expression d'une matrice de Mueller à partir d'une matrice de Jones	151
B Calcul de la matrice hermitienne Π associée à une matrice de Mueller	153
C Expression d'une matrice de Mueller à partir d'une matrice de transmission	155
D Présentation des fonctions de Bessel	157

E Calcul de la distance Z_{max} avec présence d'un miroir	159
Références bibliographiques	163

Introduction

L'étude de l'interaction de la lumière avec des nanostructures métalliques sub-longueurs d'onde est très importante dans différents domaines, notamment en opto-électronique, où les applications technologiques très convoitées en font une spécialité de pointe. Ce domaine, appelé plasmonique, a connu un essor très important depuis plus d'une dizaine d'année, en particulier grâce à l'observation d'une transmission exaltée à travers un réseau de trous sub-longueurs d'onde. La lumière incidente est couplée avec une onde de surface évanescence à l'interface entre un métal et un diélectrique, appelée plasmon de surface. Ces plasmons de surface sont dûs aux oscillations des électrons de conduction du métal.

Durant cette thèse, nous avons étudié l'interaction entre une lumière contrôlée en polarisation et différentes structures sub-longueurs d'onde, qu'elles aient ou non une forte contribution plasmonique par rapport à la transmission directe. Ainsi, si ce travail s'inscrit dans la continuité des différents travaux réalisés dans le laboratoire sur les plasmons de surface, il n'est pas cantonné à leur seule étude.

Pour réaliser ces travaux, nous avons utilisé la méthode dite de « Mueller », qui correspond à une étude systématique d'un échantillon, en utilisant les états de polarisation purs définis par le formalisme de Stokes en préparation et en analyse. Ainsi, pour chacun des quatre états de polarisation de préparation, on étudie les quatre états de polarisation d'analyse : on obtient au final une matrice carrée de taille quatre, qui permet de définir complètement l'effet de l'échantillon sur une polarisation quelconque (totalement, partiellement ou non polarisée). C'est une méthode très utile pour l'étude de la polarisation d'un échantillon.

Dans une première partie théorique, nous allons introduire les principaux concepts nécessaires à la compréhension des résultats expérimentaux présentés dans la seconde partie de cette thèse. Ainsi, dans le chapitre 1, nous développerons la théorie

des plasmons de surface ainsi que celle des réseaux périodiques utilisés pour leur excitation. Dans le chapitre 2, nous aborderons l'étude de la polarisation de la lumière via le formalisme de Jones et de Mueller, et nous détaillerons particulièrement ce dernier qui, contrairement au formalisme de Jones, permet de décrire tout état de polarisation. Le chapitre 3 quant à lui présentera les différents protocoles expérimentaux, ainsi que les matrices de Mueller des éléments de polarisation utilisés. De plus, nous y préciserons le calcul des erreurs expérimentales, associées à la nanofabrication et aux mesures de polarisation. Nous décrirons l'ensemble de ces erreurs par une matrice de déviation standard ΔS .

Une fois toutes ces explications données, nous présenterons dans le chapitre 4 la transmission d'une lumière polarisée à travers un réseau concentrique et périodique d'anneaux sub-longueurs d'onde. Ces anneaux, percés complètement à travers un film métallique opaque, filtrent et convertissent la polarisation incidente, de telle sorte que la polarisation émergente est radiale, c'est-à-dire orientée perpendiculairement à l'axe optique indifféremment de la direction. Ceci est directement lié au fait qu'à travers une fente sub-longueur d'onde, seule la composante orthogonale de la polarisation sera transmise.

De plus, sous certaines conditions de polarisation, il est possible de générer à travers une telle structure un faisceau de Bessel non diffractif. En effet, en utilisant des polarisations circulaires en préparation et en analyse, on observe la propagation non-diffractive d'un faisceau de Bessel dont l'intensité se concentre soit sur l'axe optique pour un J_0 (polarisations circulaires parallèles), soit autour de celui-ci, c'est-à-dire un faisceau de type annulaire, pour un J_2 (polarisations circulaires orthogonales). Ainsi, en inversant uniquement l'une des polarisations circulaires (par exemple de gauche à droite), il est possible de transformer de manière drastique la forme du faisceau, tout en gardant son caractère non diffractif. Nous vérifierons de plus que les plasmons de surface n'ont qu'une faible contribution dans ce phénomène par rapport à la transmission directe, en comparant ces résultats avec ceux obtenus pour les mêmes structures gravées sur un métal ne permettant pas l'excitation des plasmons de surface. De tels faisceaux non diffractifs avaient déjà été observés pour des longueurs d'onde bien plus grandes, mais les expériences n'avaient jamais permis de les mesurer sur de telles distances (> 500 mm) pour les gammes de longueurs d'onde du visible avec des réseaux concentriques de fentes sub-longueurs d'onde circulaires. En outre, l'utilisation de la polarisation pour générer ces modes, et le

contrôle de type « interrupteur » pour passer d'un mode à l'autre sont originaux.

Une étude de la variation de la largeur des sillons permettra d'observer un changement de forme du faisceau transmis dans le plan de Fourier. Cette transition peut être assimilée à un changement des propriétés de transmission des sillons, c'est-à-dire que les sillons infiniment fins laissent uniquement passer les composantes radiales de la polarisation alors que les sillons de largeurs plus grandes (quoique encore sub-longueurs d'onde) transmettent aussi les composantes azimutales.

Finalement, dans le chapitre 5, nous continuerons et préciserons certains travaux déjà réalisés dans le laboratoire en ce qui concerne l'étude par la méthode de Mueller de structures plasmoniques de formes similaires aux structures précédentes, et qui agissent comme des lames d'onde. Ici, les sillons ne transmettent pas de lumière, mais permettent l'excitation de plasmons de surface qui se propageront jusqu'au centre de la structure, puis seront transmis à travers un trou sub-longueur d'onde qui y aura été percé. Le contrôle de la polarisation agit ici exclusivement sur les plasmons de surface, car la transmission directe est d'un ordre de grandeur plus faible que la transmission due aux plasmons de surface.

Dans un premier temps, nous sonderons de manière systématique les différents paramètres géométriques des plasmons de surface, et le mode de gravure des structures sera notamment optimisé, pour obtenir une structure présentant le moins d'astigmatisme possible au niveau de la matrice de Mueller. De plus, nous chercherons à optimiser les paramètres géométriques de ces structures pour en faire des éléments de polarisation de type lame quart d'onde. Ceci peut être réalisé en modifiant les distances entre le trou central et le centre des sillons entre deux directions orthogonales de la structure. On crée ainsi une différence de phase entre les plasmons de ces deux directions, ce qui peut être assimilé à la différence de phase induite par les axes des lames retard.

Nous finirons cette thèse par quelques conclusions et perspectives.

Première partie

Principes fondamentaux

Chapitre 1

Transmission à travers des ouvertures sub-longueurs d'onde

Ce chapitre introduit les différentes notions ayant trait à la transmission exaltée à travers des ouvertures sub-longueurs d'onde entourées de structures périodiques [1–3]. Nous n'allons pas faire ici une liste exhaustive des travaux dans ce domaine, mais nous allons présenter succinctement les plasmons de surface et les points principaux dont nous aurons besoin au cours de ce manuscrit. Certains points spécifiques seront illustrés par des mesures réalisées lors de mon stage de master 2 au sein du laboratoire [4].

1.1 Les plasmons de surface

1.1.1 Le mode plasmon

Dans un métal, les électrons de la couche externe sont dit libres, c'est-à-dire qu'ils subissent peu l'attraction du noyau, notamment par écrantage des électrons des couches inférieures. Ils peuvent ainsi facilement se déplacer et sont par exemple responsables de la conduction électrique. Le comportement d'ensemble de ces électrons libres peut être modélisé par un gaz d'électrons. Ce gaz d'électrons de conduction peut subir un mouvement global d'oscillation entretenu par les différences de charges induites par ce mouvement qu'on appelle un *plasmon de masse* [5,6]. Si l'on considère une position d'équilibre $x = 0$ pour le gaz d'électrons, un déplacement d'ensemble par rapport à cette position va entraîner une force de rappel électrique

\vec{F}_{el} dans la direction opposée : le gaz d'électrons va osciller autour de cette position d'équilibre (cf. fig.1.1).

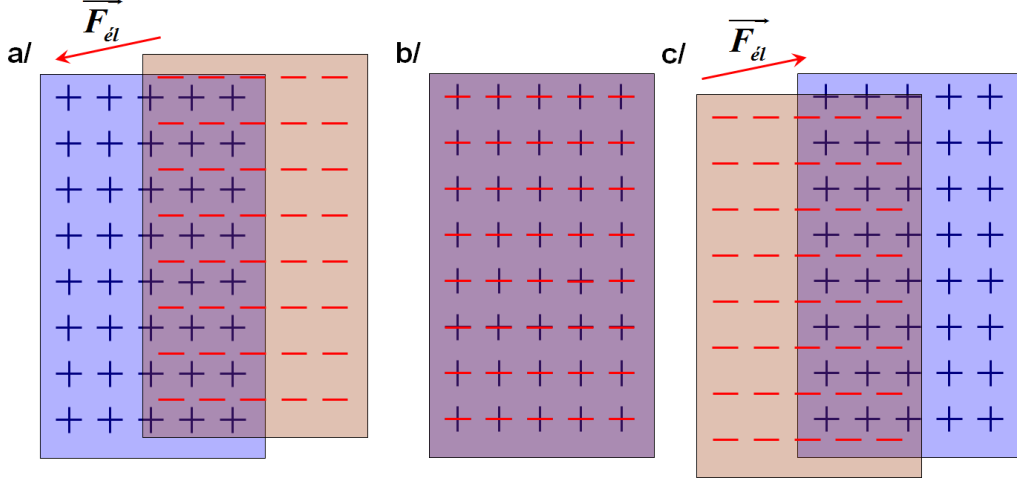


FIGURE 1.1 – Schéma instantané du gaz d'électrons dans le métal, à différentes positions : a/ $x = +l$ b/ $x = 0$ (position d'équilibre) c/ $x = -l$.

Pour décrire le déplacement d'électrons (charge $-e$, densité n) dans le volume du métal, on peut utiliser le modèle de Drude où les électrons sont accélérés par un champ électrique oscillant ($E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$), et freinés par collisions avec les ions massifs considérés immobiles. Ces collisions sont modélisées par une force de friction $-m\gamma\dot{x}$, avec m la masse d'un électron et γ la fréquence de collision, de sorte que l'équation du mouvement peut s'écrire :

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} + eE_0 e^{-i\omega t} = 0 \quad (1.1)$$

La définition de la polarisation $P = -nex = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E$ et l'équation (1.1) permettent d'explicitier la constante diélectrique complexe du métal $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ en fonction de la fréquence plasma du gaz d'électrons $\omega_p = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}$:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1.2)$$

En prenant la fréquence de friction (γ) nulle, c'est-à-dire en négligeant l'effet des collisions, la constante diélectrique est alors réelle, avec :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.3)$$

Dans ce cas, la constante diélectrique s'annule pour une fréquence ω égale à la fréquence plasma $\varepsilon(\omega_p) = 0$, et des plasmons de volume peuvent être excités. Il faut noter que ce modèle ne tient pas compte des transitions interbandes des métaux, qui peuvent être décrites en ajoutant des termes spécifiques à la formule de Drude (1.2) [7].

1.1.2 Les plasmons de surface

À l'interface entre un métal et un diélectrique, une onde peut se propager par couplage entre le champ électromagnétique et les oscillations du gaz d'électrons libres : c'est le plasmon de surface (voir fig.1.2). Des conditions sont imposées sur les constantes diélectriques du métal pour que cette onde puisse être excitée et se propager. Nous verrons que, contrairement aux plasmons de volume, les plasmons de surface peuvent être excités à basse fréquence $\omega < \omega_p$ [6].

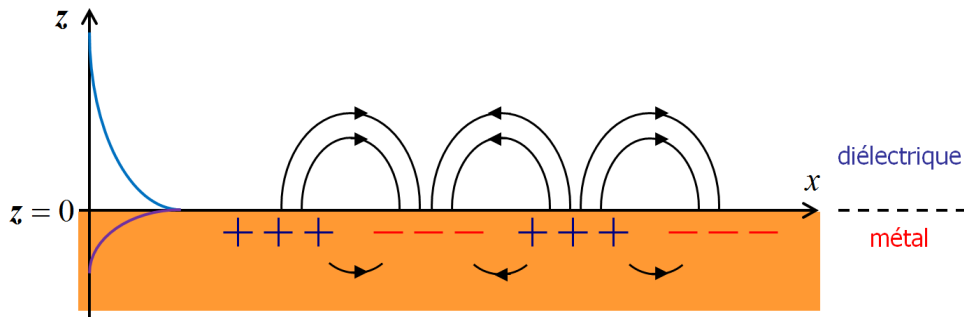


FIGURE 1.2 – Schéma de la propagation des plasmons de surface à l'interface d'un métal (indice m) et d'un diélectrique (indice d) pour $z = 0$. On représente aussi la variation de leur amplitude suivant la direction z proche de la surface, du côté diélectrique (bleu) et métallique (violet) : c'est une onde évanescente confinée à la surface du métal de chaque côté de l'interface. D'après [5].

Polarisation et conditions d'existence des plasmons de surface

Soit Φ_j un champ électrique ou magnétique :

$$\Phi_j(x, z, t) = \Phi_{0j} \cdot e^{i(k_{PS} \cdot x + \beta k_{zj} \cdot z - \omega t)} \quad (1.4)$$

avec $j = d, m$ en fonction du milieu (diélectrique ou métal) considéré, $\beta = +1$ si $z > 0$ ($j = d$) et $\beta = -1$ si $z < 0$ ($j = m$). De plus, pour des facilités de notations, k_{PS} se propage dans la direction x .

A partir des équations de Maxwell, on retrouve l'équation d'Helmholtz pour un champ électrique ou magnétique Φ_j , ainsi que la relation de dispersion associée :

$$\Delta \Phi_j + \varepsilon_j \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \Phi_j = 0 \quad (1.5)$$

$$k^2 = k_{PS}^2 + k_{zj}^2 = \varepsilon_j \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (1.6)$$

Pour qu'une onde de surface puisse exister à l'interface entre deux milieux, elle doit satisfaire les relations de continuité entre ces deux milieux, relations qui dépendent de la polarisation de l'illumination. Dans un premier temps, nous allons étudier la polarisation transverse électrique (notée par la suite TE), puis dans un deuxième temps, nous considérerons la polarisation transverse magnétique (TM). Si l'illumination est polarisée TE, alors les relations de continuité sont :

$$\left. \frac{\partial E_d}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial E_m}{\partial z} \right|_{z=0}, \text{ et } E_d|_{z=0} = E_m|_{z=0} \quad (1.7)$$

Si la polarisation est maintenant TM, alors elles deviennent :

$$\left. \frac{1}{\varepsilon_d} \frac{\partial H_d}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{1}{\varepsilon_m} \frac{\partial H_m}{\partial z} \right|_{z=0}, \text{ et } H_d|_{z=0} = H_m|_{z=0}, \quad (1.8)$$

avec ε_d la constante diélectrique de la couche diélectrique (réel), et $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i \cdot \varepsilon''_m$ celle de la couche métallique. Ces deux relations de continuité imposent les conditions suivantes sur les vecteurs d'onde et les constantes diélectriques des deux milieux :

$$\begin{cases} \text{Polarisation TE : } & k_{zm} = -k_{zd} \\ \text{Polarisation TM : } & \varepsilon_d k_{zm} + \varepsilon_m k_{zd} = 0 \end{cases} \quad (1.9)$$

L'onde se propageant le long de l'interface, son vecteur d'onde ne peut donc pas être purement imaginaire suivant x . Par contre, elle est évanescente dans la direction

transverse z , aussi bien dans le milieu diélectrique que dans le milieu métallique. Ces deux conditions s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} k'_{PS} > 0 \\ k''_{zj} > 0 \\ j = d, m \end{cases} \quad (1.10)$$

Immédiatement, il vient que la polarisation TE ne permet pas l'excitation de plasmons de surface, puisque la condition $k_{zm} = -k_{zd}$ n'est pas en accord avec les conditions de confinement de l'onde à l'interface. La polarisation TM quant à elle ne viole aucune des relations d'existence ou de confinement (1.10), et les champs électromagnétiques des plasmons de surface s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \vec{E}(x, y, z, t) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \beta \frac{k_{PS}}{k''_{zj}} \end{pmatrix} E_0 e^{-\beta k''_{zj} z} e^{i(k_{PS} x - \omega t)} \\ \vec{H}(x, y, z, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\beta \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_j \omega}{k''_{zj}} \\ 0 \end{pmatrix} E_0 e^{-\beta k''_{zj} z} e^{i(k_{PS} x - \omega t)} \end{cases}, \quad (1.11)$$

avec comme plus haut $\beta = \pm 1$.

Relation de dispersion d'un plasmon de surface

A partir des conditions (1.6) et (1.9), on peut dégager la relation de dispersion générale des plasmons de surface, avec ε_d réel, et ε_m complexe (tenant donc compte des pertes dans le métal) :

$$k_{PS} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}} \quad (1.12)$$

Si on introduit le modèle de Drude sans pertes (1.3) dans cette relation de dispersion, on obtient alors :

$$k_{PS} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d (\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega^2 (1 + \varepsilon_d) + \omega_p^2}} \quad (1.13)$$

Cette relation admet une asymptote horizontale en $\omega_{PS} = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_d}$ (voir

fig.1.3), de sorte que l'excitation des ondes de surface est possible à des fréquences ω plus petites que la fréquence de plasmon de volume ω_p , et donc dans le domaine visible en particulier.

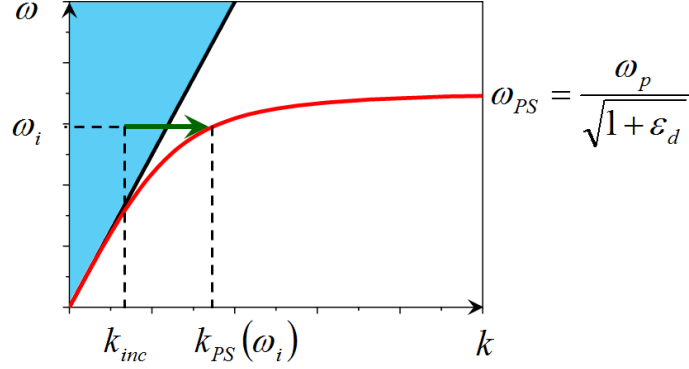


FIGURE 1.3 – Courbes de dispersion : le cône de la lumière, qui sépare le secteur des ondes propagantes (bleu) du secteur des ondes évanescentes correspond à la droite noire. En rouge, la relation de dispersion des plasmons de surface à l'interface air/*Au*. Les composantes sur l'interface des vecteurs d'onde de la lumière incidente et du plasmon de surface pour une fréquence ω_i sont aussi représentées, ainsi que l'impulsion manquante pour permettre une excitation (vert).

On peut détailler dans le cas d'un métal peu dissipatif, comme les métaux nobles, les conditions d'existence sur les constantes diélectriques. Pour de tels métaux, $\epsilon_m'' \ll |\epsilon_m'|$ de sorte que les parties réelles et imaginaires de $k_{PS}(\omega)$ peuvent être approximées :

$$\begin{cases} k'_{PS} \sim \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_d \epsilon_m'}{\epsilon_d + \epsilon_m'}\right)} \\ k''_{PS} \sim \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_m''}{2\epsilon_m'^2} \left(\frac{\epsilon_d \epsilon_m'}{\epsilon_d + \epsilon_m'}\right)^{3/2} \end{cases} \quad (1.14)$$

Pour un métal (décrit avec le modèle de Drude) on a $\epsilon_m' < 0$, dans le cas $\omega < \omega_p$. Partant d'un diélectrique avec $\epsilon_d > 0$, les conditions de réalité pour k'_{PS} et k''_{PS} s'écrivent :

$$\begin{cases} \epsilon_m' \cdot \epsilon_d < 0 \\ \epsilon_d + \epsilon_m' < 0 \end{cases} \quad (1.15)$$

Cette seconde inégalité en particulier va limiter les types de métaux autorisant

l'excitation des plasmons de surface pour un diélectrique et une longueur d'onde d'illumination donnés. Des travaux ont confirmé expérimentalement ces résultats [8].

Finalement, comme k''_{PS} est proportionnel à ε''_m , terme qui décrit l'absorption dans le métal, il décrit l'amortissement des plasmons de surface lors de la propagation. On peut alors définir une distance typique L_{PS} sur laquelle peuvent se propager les plasmons de surface, appelée *longueur de propagation*, qui est inversement proportionnelle aux propriétés d'absorption du métal :

$$L_{PS} = \frac{1}{2k''_{PS}} = \frac{c}{\omega} \frac{\varepsilon_m'^2}{\varepsilon_m''} \left(\frac{\varepsilon_d + \varepsilon_m'}{\varepsilon_d \varepsilon_m'} \right)^{3/2} \quad (1.16)$$

La *longueur de propagation* dans la direction de propagation (longitudinale) est une caractéristique des plasmons de surface, tout comme l'épaisseur de peau δ (dans la direction transverse), qui traduit leur confinement à l'interface diélectrique-métal. Grâce à la relation (1.9), on peut de plus expliciter cette épaisseur de peau pour chacun des deux milieux :

$$\delta_m = \frac{1}{2k''_{zm}} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_d + \varepsilon_m'}{\varepsilon_m'^2} \right)} \quad (1.17)$$

$$\delta_d = \frac{1}{2k''_{zd}} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_d + \varepsilon_m'}{\varepsilon_d^2} \right)} \quad (1.18)$$

A la longueur d'onde d'illumination $\lambda_{ill} = 785$ nm utilisée durant ce travail, $\delta_d \simeq 608$ nm et $\delta_m \simeq 25$ nm pour une interface air/*Au*. Si l'on considère maintenant une interface verre/*Au*, ces valeurs deviennent : $\delta_d \simeq 254$ nm et $\delta_m \simeq 24$ nm. De plus, les valeurs des constantes diélectriques sont telles (avec $|\varepsilon'_m| \gg \varepsilon_d$) que la profondeur de peau du métal est peu sensible à un changement d'interface de l'air ($\varepsilon_{air} = 1.00$) au verre ($\varepsilon_{verre} = 2.32$).

L'excitation des plasmons de surface

Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.3, la courbe de dispersion des plasmons (ligne rouge) est toujours définie dans le secteur des ondes évanescentes. Le secteur propageant couvre, pour une énergie de photons donnée, les valeurs que les vecteurs d'ondes de la lumière incidente peuvent prendre lors de la propagation dans un milieu d'indice n , jusqu'à $\omega = \frac{k_0 n}{c}$, avec k_0 le vecteur d'onde de la lumière dans

le vide et c sa vitesse de propagation. Avec $k_{PS} > k_0$, la lumière incidente à une interface diélectrique-métal ne peut *a priori* pas exciter directement des plasmons de surface propagatifs. En effet, partant de la conservation des composantes des vecteurs d'onde le long de l'interface entre la lumière incidente k_{inc} et des plasmons de surface dans la direction de propagation k'_{PS} :

$$k'_{PS} = k_{inc} , \quad (1.19)$$

on se rend compte que cette égalité ne peut pas être vérifiée.

En effet, l'équation (1.14) définissant le vecteur k'_{PS} et les conditions (1.15) imposent $\frac{\epsilon'_m}{\epsilon_d + \epsilon'_m} > 1$. Le vecteur d'onde de propagation des plasmons de surface est donc minoré avec $k'_{PS} > \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon}$. Cependant, une onde se propageant dans un milieu d , et incidente à une surface sous un angle θ par rapport à la normale, a en général une composante longitudinale du vecteur d'onde majorée :

$$k_{inc} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_d} \sin \theta \leq \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_d} \quad (1.20)$$

L'égalité (1.19) ne peut donc jamais être satisfaite, comme détaillé sur la figure 1.3.

Sur la figure 1.4 sont représentés le cône de lumière et la relation de dispersion tracée à l'aide des valeurs expérimentales tabulées par [9], pour l'interface air/*Au*. Le changement de comportement de la courbe de dispersion des plasmons de surface (vers $k_{PS} \sim 13 - 14 \mu m^{-1}$ pour l'or, d'après [9, 10]) est associé aux transitions interbandes du métal : pour l'or, ces transitions se situent à des longueurs d'onde autour de $\lambda \sim 500$ nm. Pour s'assurer que ces transitions n'auront pas d'impact sur les études menées dans cette thèse, nous travaillerons systématiquement avec une longueur d'onde d'illumination bien plus grande : source laser à $\lambda = 785$ nm.

La relation de conservation (1.19) ne peut être satisfaite qu'en introduisant une impulsion supplémentaire, en conservant ainsi les composantes de vecteurs d'onde.

Deux techniques permettent de le faire : l'une utilisant le principe de réflexion totale interne (ATR), et l'autre utilisant les réseaux périodiques.

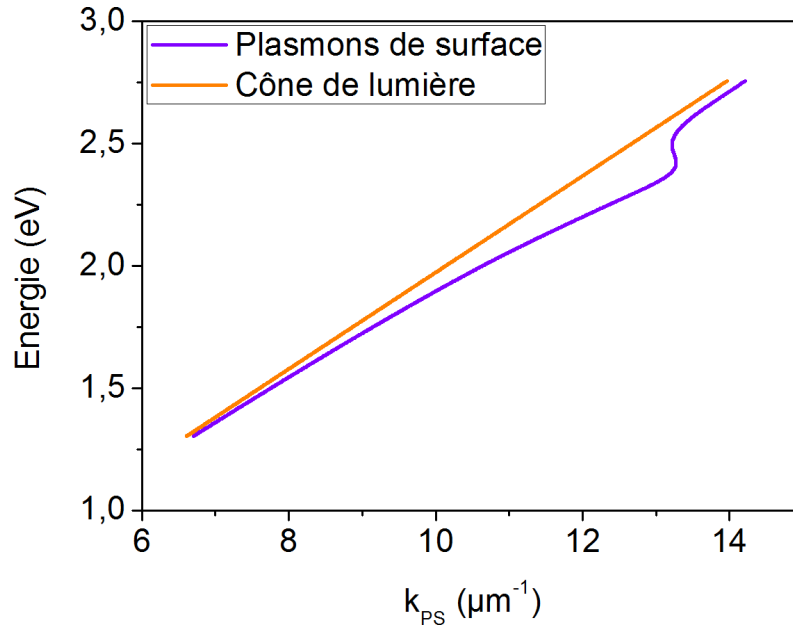


FIGURE 1.4 – Courbes de dispersion : en orange, le cône de lumière, et en violet, la relation de dispersion des plasmons de surface dans Au , extrapolées en suivant les données de [9].

1.2 Les méthodes d'excitation des plasmons de surface

1.2.1 La méthode de Kretschmann-Raether

Historiquement, Kretschmann et Raether [11] ont développé cette méthode utilisant la réflexion totale interne. Dans cette configuration, on utilise un prisme (de constante diélectrique ε_p) pour générer une onde évanescente qui pourra se coupler en plasmons de surface de l'autre côté d'un film métallique fin, d'une épaisseur de quelques dizaines de nanomètres en général, déposé sur le prisme (fig. 1.5). Cette face du film correspond à l'interface avec un milieu diélectrique d . On ajuste l'angle d'incidence θ de la lumière pour lequel les vecteurs d'onde sont égaux (relation 1.19), ce qui est possible car les propriétés des deux diélectriques sont maintenant différentes ($\varepsilon_p > \varepsilon_d$) :

$$k'_{PS} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_d \varepsilon'_m}{\varepsilon_d + \varepsilon'_m} \right)} = k_{inc} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_p} \sin \theta \quad (1.21)$$

Ainsi, la méthode de Kretschmann-Raether est intéressante, car seule la modification d'un paramètre du système de mesure (angle) permet de contrôler l'excitation des plasmons de surface. L'un des inconvénients cependant est la limitation sur l'épaisseur du film pour que l'onde incidente puisse coupler aux plasmons de surface de l'autre côté du film. Il existe des variations de cette configuration, qui utilisent toujours le même principe, comme la configuration d'Otto [12] : dans ce cas, le métal n'est plus déposé sur le prisme, mais il y a une fine couche d'air entre les deux, et les plasmons sont excités sur l'interface du côté du prisme, comme par frustration des ondes évanescentes à sa surface.

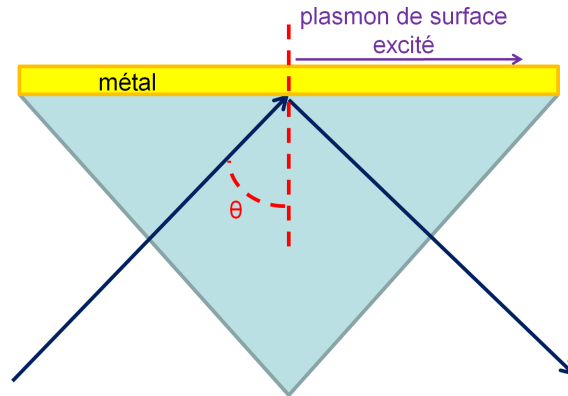


FIGURE 1.5 – Montage de Kretschmann-Raether, le faisceau arrivant sous un angle d'incidence θ .

1.2.2 La résonance par réseaux périodiques

Nous allons ici nous intéresser à une méthode reposant sur la modification de la surface de l'échantillon métallique pour réaliser cette excitation : c'est la méthode utilisée tout au long de cette thèse [13]. En gravant des réseaux périodiques (de période P) sur un film métallique, on associe à cette structure un spectre de Fourier spécifique, défini sur le réseau réciproque $\vec{G}_{i,j}$ de la structure : $\vec{G}_{i,j} = \frac{2\pi}{P}(n\hat{i} + m\hat{j})$, avec (\hat{i}, \hat{j}) les vecteurs de base du réseau réciproque, et (n, m) des nombres réels. Dans l'espace des vecteurs d'onde (plan de Fourier), il permet d'ajouter à l'impulsion de l'onde incidente les impulsions manquantes pour satisfaire à la relation (1.19). La relation de couplage aux plasmons de surface devient alors :

$$\vec{k}_{PS} = (\vec{k}_{inc} \cdot \hat{i})\hat{i} + \vec{G}_{i,j} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_d}\sin\theta\hat{i} + \frac{2\pi}{P}(n\hat{i} + m\hat{j}) \quad (1.22)$$

Il est important de noter que tout type de structures périodiques peut agir comme un réseau excitateur, comme des réseaux de trous, des anneaux concentriques [3], sans avoir besoin d'un réseau infini ou très grand. En fait, même les imperfections et rugosités à la surface du métal, liées à la qualité du film, permettent d'exciter localement des modes plasmons de surface. De manière réciproque, ces mêmes corrugations ou structures peuvent aussi les découpler, et ainsi diminuer la longueur de propagation [14, 15] : on parle de pertes par diffusion. Il faut donc trouver les bons paramètres de structuration pour avoir le meilleur compromis entre excitation et dissipation/diffusion [16].

Notons aussi que l'excitation et la diffraction des plasmons de surface dues à la rugosité du film étant aléatoires, elles sont considérées comme du bruit expérimental que l'on va chercher à diminuer. Pour diminuer la rugosité, et donc améliorer la qualité des films métalliques déposés, des procédés précis de préparation de films ont été mis en place dans le laboratoire, et seront détaillés dans le chapitre 3.

Dans la suite de ce travail, nous n'utiliserons exclusivement que la méthode d'excitation des plasmons de surface par réseaux périodiques. Grâce à l'existence de plasmons de surface dans des réseaux de trous sub-longueurs d'onde, nous allons pouvoir maintenant brièvement présenter le phénomène de la transmission optique extraordinaire.

1.3 La transmission optique extraordinaire

Puisqu'un réseau périodique permet, comme nous l'avons vu, l'excitation de plasmons de surface, on peut imaginer que les propriétés de transmission optique d'une ouverture faite à travers un film métallique puissent être fortement modifiées quand cette ouverture est entourée, voire composée, d'un réseau. De très nombreuses observations en ont fait la preuve [1, 17–25]. Par effet de réseau, on peut alors contrôler les propriétés optiques de l'ouverture en ajustant précisément les caractéristiques géométriques des structures [26–31].

La transmission à travers un réseau de trous

Le cas d'un réseau à maille carrée composé de trous sub-longueurs d'onde est remarquable. Les résonances parfaitement marquées dans le spectre de transmission correspondent à des intensités transmises supérieures aux intensités cumulées de chaque trou. Ces résonances correspondent à un accord entre la fréquence du rayonnement incident et la fréquence d'un mode plasmon de surface telle qu'elle est fixée par la période du réseau.

Sur la figure 1.6, on présente les résultats expérimentaux pour des réseaux de différentes périodes ($P = 300 \rightarrow 500$ nm, en gardant le rapport $\frac{P}{d}$ constant, d étant le diamètre des trous). Les résonances sont bien observées à des longueurs d'onde qui varient linéairement en fonction de la période de la structure.

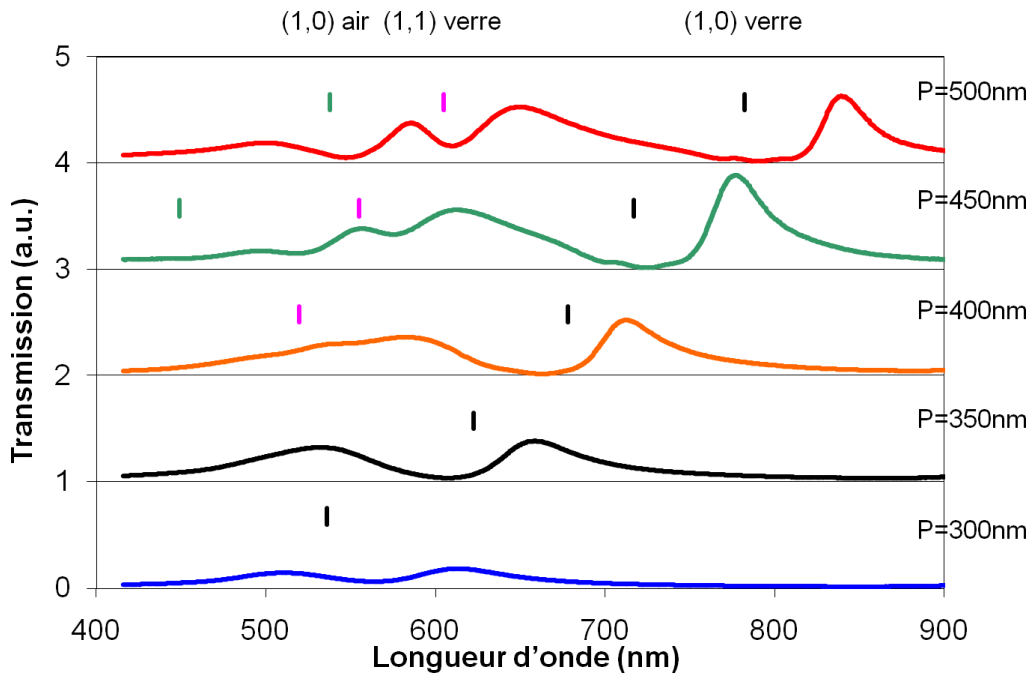


FIGURE 1.6 – Spectres de réseaux carrés de trous de périodes croissantes (en gardant le rapport $\frac{P}{d}$ constant, avec d le diamètre des trous) : 300, 350, 400, 450, 500 nm. On représente aussi les modes [(1,0) verre] (noir), [(1,1) verre] (rose), et [(1,0) air] (vert).

Les mesures présentées sont réalisées avec une illumination sous incidence normale (dans ce cas $k_{inc} = 0$ car $\sin \theta = 0$), on peut alors extraire des relations (1.14) et (1.22) la longueur d'onde approximative de la résonance des plasmons de surface

dans cette géométrie (λ_{res}) :

$$\lambda_{res}(n, m) = \frac{P}{\sqrt{n^2 + m^2}} \sqrt{\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}} \quad (1.23)$$

Dans ce cas, chaque couple (n, m) correspond à un mode donné des plasmons de surface, et est associé à une direction de propagation et à une longueur d'onde d'excitation. Il apparaît tout de suite que, dans cette configuration où les deux directions \hat{i} et \hat{j} sont équivalentes, il y a dégénérescence d'ordre des modes $(\pm n, \pm m)$, ainsi que de tous les modes $(\pm k, \pm l)$ tels que $(k^2 + l^2) = (m^2 + n^2)$ (comme $(\pm 1, \pm 0)$ et $(\pm 0, \pm 1)$, ou $(\pm 3, \pm 4)$ et $(\pm 5, \pm 0)$). Cette forte dégénérescence peut être en partie levée en changeant la géométrie du réseau périodique. Il est même possible d'exciter des plasmons de surface avec des réseaux non plus périodiques, mais quasi périodiques, par exemple les réseaux de type Penrose [32].

De plus, comme les réseaux sont fabriqués dans un film métallique déposé sur un substrat de verre, il existe deux interfaces qui vont avoir une signature plasmonique : l'interface air/métal, et l'interface verre/métal. Ces deux interfaces ayant des constantes diélectriques différentes, elles ont des longueurs d'onde d'excitation d'un mode plasmonique donné différentes (la notation utilisée sera par exemple $[(1, 0) \text{ verre}]$).

Sur la figure 1.6, on a représenté les différents modes calculés à partir de l'équation (1.23). On remarque que la position expérimentale des minima correspond à la position théorique des pics d'intensité, ce qui peut être expliqué par l'effet Fano discuté ci-dessous.

Le mécanisme de transmission par excitation des plasmons de surface à travers un réseau de trous est un mécanisme un peu plus complexe qui doit tenir compte non seulement du couplage au mode plasmon de surface de la lumière incidente, mais également d'une contribution directement transmise à travers chaque ouverture (voir fig.1.7) [17, 20, 22]. Ces deux canaux de transmission vont interférer dans ce qu'on appelle un processus de Fano [33, 34]. Ce processus est responsable du décalage des résonances vers l'infrarouge, mais également de l'asymétrie visible des résonances spectrales. Il fait l'objet de discussions détaillées [35].

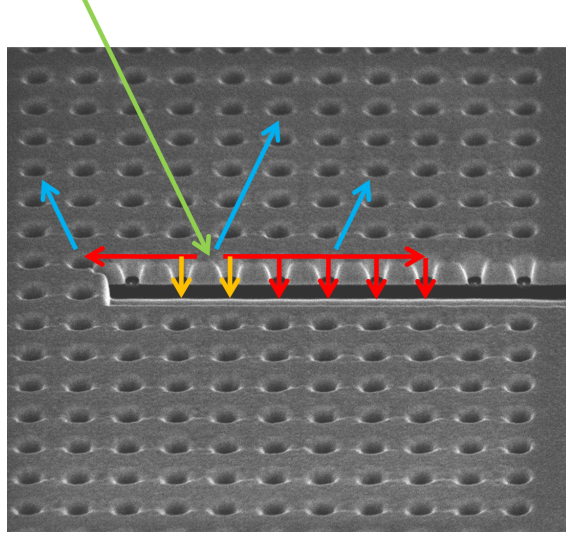


FIGURE 1.7 – Image SEM d’un réseau de trous carré périodique, vu de biais, avec une coupe effectuée sur la structure. La lumière incidente (flèche verte) est faiblement directement transmise (orange), ou est couplée en partie avec les plasmons de surface (rouge) pour être transmise à travers les trous (rouge) ou découplée (bleue) : la partie non-couplée de la lumière incidente est réfléchiée (bleue).

Une transmission extraordinaire

Un trou est un guide d’onde qui en première approche pour un métal parfait est défini par une longueur d’onde de coupure environ égale au double de son diamètre $\lambda_c = 2d$. De plus, selon la théorie de Bethe [36], un trou sub-longueur d’onde diffracte le rayonnement avec une efficacité qui varie comme le rapport de la dimension du trou sur la longueur d’onde d’illumination à la puissance 4 (avec l’intensité incidente notée I_s et diffractée notée I_d) :

$$T = \frac{I_d}{I_i} = \frac{64\pi^2}{27} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 \quad (1.24)$$

Cette théorie suppose que l’ouverture soit bien plus petite que la longueur d’onde transmise, et que le film opaque soit infiniment fin et de conductivité infinie. Ces conditions sont loins de celles d’un trou unique dans un métal réel [37].

Pour les mesures réalisées sur la figure 1.6, on varie les dimensions des trous des réseaux pour garder le rapport $\frac{P}{d}$ constant (gardant ainsi le même facteur de remplissage). Ainsi, le diamètre maximal (pour $P = 500$ nm, $d = 185$ nm) impose

une longueur d'onde de coupure théorique d'environ 370 nm pour un métal parfait. Cependant, ces résultats montrent clairement qu'il existe des pics de transmission à des longueurs d'onde largement supérieures à la longueur d'onde de coupure : pour la période du réseau ($P = 500$ nm) notamment, il existe une résonance à $\lambda = 840$ nm, ce qui est plus de deux fois plus grand que la longueur d'onde de coupure théorique du trou unique. Ce décalage est dû d'une part au fait que les effets de peaux élargissent légèrement le diamètre des trous (la profondeur de peau pour Au est d'environ 25 nm dans le visible, comme calculé pour $\lambda = 785$ nm), et d'autre part au fait du couplage de la lumière avec les plasmons de surface. Une étude poussée des fréquences de coupure des trous dans un réseau plasmonique a été réalisée [30].

Historiquement, le terme de transmission extraordinaire a été utilisé pour décrire l'efficacité (η) de la transmission (T) d'un réseau de trous supérieure à l'unité quand elle est normalisée au facteur de remplissage (*fact*) définissant la structure : ($\eta = \frac{T}{fact} > 1$). Ceci signifie qu'il y a plus de lumière transmise par le réseau que de lumière arrivant effectivement sur la surface des trous. En réalité, cette définition ne prend pas en compte le fait que le trou unique ne transmet pas la totalité de la lumière arrivant à sa surface. Une définition plus complète a été donnée [37], qui compare la transmission d'un réseau de trou à la transmission d'un trou unique : dans ce cas, si l'on considère que les trous sont tous identiques, il est effectivement possible de faire le rapport suivant (avec N le nombre de trous considérés du réseau) :

$$\eta' = \frac{T_{res}}{NT_{trou}} \quad (1.25)$$

Ainsi, la transmission extraordinaire exprime l'exaltation de la transmission à travers chaque ouverture sub-longueur d'onde par leur mise en réseau. Cette description est moins contraignante que la première ($\eta > 1$), et il est possible d'avoir une transmission extraordinaire ($\eta' > 1$) sans satisfaire $\eta > 1$, qui décrit le cas d'une transmission particulièrement exaltée par la mise en réseaux.

1.4 Quelques exemples d'applications possibles

Le caractère confiné d'un plasmon le long d'une interface est particulièrement intéressant dans un contexte de guidage optique. Un domaine récent s'attache au-

jourd'hui à en développer les potentialités, en cherchant *in fine* le meilleur compromis entre confinement et propagation qui sont en général mutuellement exclusifs. Les efforts dans ce domaine sont justifiés par la capacité d'un plasmon de surface à localiser le champ dans un volume sub-longueur d'onde, tout en gardant une bande passante élevée. Autrement dit, c'est le mariage rêvé entre les capacités d'intégration de l'électronique et les fréquences élevées de l'optique.

S'agissant des structures plasmoniques, tels les réseaux de trous, les avancées ont permis ces dernières années de nombreuses applications. D'abord, les réseaux sont une bonne alternative aux systèmes standards de type Kretschmann-Raether pour mesurer de faibles variations d'indice. Des travaux récents ont démontré des résolutions de 10^{-5} RIU (refractive index unit) dans le proche infrarouge [38] quand d'autres auteurs ont insisté sur les grandes capacités d'intégration en optofluidique de ces structures [39, 40].

Les réseaux plasmoniques permettent également, par exaltation du champ proche, le suivi des réactions chimiques avec une résolution sans précédent. Dans ce contexte, les travaux de J. Coe de l'*Ohio State University* sont importants. Ces auteurs ont pu suivre la réaction méthanol \rightleftharpoons formaldéhyde sur catalyseur de Cu^+ avec une résolution vibrationnelle jamais atteinte [41].

De façon intéressante, le potentiel applicatif est même presque plus riche pour un autre type de structure, fonctionnant sur les mêmes principes : la cible plasmonique.

1.5 Cas particulier des structures de type cible

Nous allons maintenant compléter cette discussion par une étude sur les structures typiques étudiées tout au long de cette thèse : les cibles. Une cible est une structure constituée d'un trou sub-longueur d'onde unique entouré d'anneaux concentriques et périodiques, comme représentée sur la figure 1.8. La lumière incidente (flèche verte) va coupler aux plasmons de surface grâce au réseau de sillons, et les plasmons de surface (flèches rouges) vont alors soit se propager vers le trou central, soit s'en éloigner : on observe alors un comportement d'*antenne*. Les plasmons qui passent le trou central sans être transmis peuvent être réfléchis par le réseau de sillons de l'autre côté du trou (flèche blanche) pour être ensuite transmis à travers le trou ou de nouveau réfléchis. Ainsi, au niveau du trou central, il va y avoir une concentration des plasmons de surface qui vont exalter la transmission optique

à travers le trou en interférant avec la transmission directe (flèche orange). Dans un article récent [42], la transmission à travers une cible est décrite comme étant fonction de la transmission à travers un trou unique multipliée par l'intensité du champ électrique au centre. Les effets de dimensions de la cible ainsi que les effets de cohérence entre plasmons et champ incident sont discutés en détail.

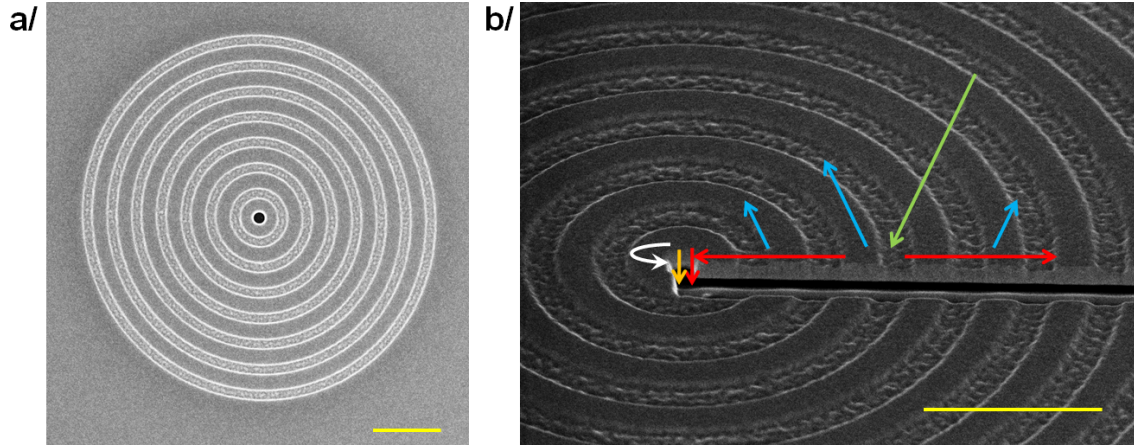


FIGURE 1.8 – Images SEM d'une cible a/ à incidence normale , et b/ coupe imagée à 52° , en représentant la lumière incidente (flèche verte), la lumière diffractée et réfléchie (bleue), ainsi que la lumière transmise directement (orange) ; on y représente aussi les plasmons de surface excités, ainsi que la lumière finalement transmise (rouge) et la réflexion sur le réseau de sillons (blanche). Les barres jaunes font $2\mu m$.

Puisque les sillons sont gravés sans perforer la surface du film déposé sur un substrat de verre, seule l'interface air-métal est considérée. Les spectres de transmission présentent typiquement dans le visible un seul pic d'intensité qui correspond à un accord période-plasmon fondamental avec :

$$\lambda_{res} = \frac{P}{n} \sqrt{\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}}, \quad (1.26)$$

où n est un entier positif.

On peut néanmoins noter qu'il est possible de détecter d'autres pics d'intensité, dans le visible, correspondant aux différents multiples de la période, comme récemment observé [42].

Sur la figure 1.9, on mesure l'évolution des spectres de transmission des cibles

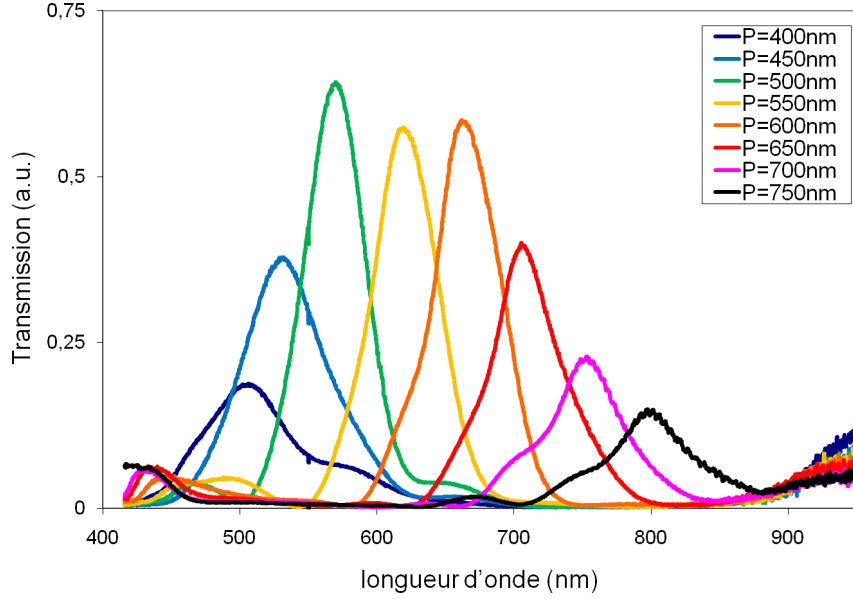


FIGURE 1.9 – Variation de la transmission de structures de type cibles avec la période, les autres paramètres étant la largeur des sillons $w = \frac{P}{2}$, leur profondeur 100 nm, et le diamètre des trous $d = 250$ nm.

avec la période. Ces spectres présentent un seul pic de transmission dans le visible (i.e. $n = 1$), relativement fin, ce qui permet de considérer les cibles comme des filtres spectraux [43]. Notons que ces mesures sont limitées par la bande passante du spectromètre, qui ne permet pas de conclure sur les comportements spectraux au-delà de $\lambda \sim 850$ nm. De plus, comme nous l'avons déjà vu, pour une longueur d'onde d'illumination sous $\lambda \sim 500$ nm, la présence des transitions interbandes dans *Au* l'emporte sur l'excitation des plasmons, avec pour le métal $|\epsilon'_m| \sim \epsilon''_m$.

Plusieurs travaux ont cherché à optimiser les paramètres géométriques de ces structures [31]. Nous vérifierons dans le chapitre 5 comment les paramètres géométriques influenceront sur les modifications de polarisation lors de la transmission à travers une cible, prolongeant ainsi un travail réalisé au laboratoire [44].

Ces résultats obtenus pour un film *Au* déposé sur un substrat de verre s'obtiennent également sur film suspendu, avec de meilleures efficacités [45]. Par ailleurs, le recours aux films suspendus permet de graver un réseau de sillons des 2 côtés du film, ouvrant la voie à de nouveaux comportements. Par exemple, si la même cible est gravée des deux côtés du film, le faisceau diffracté présente alors une faible divergence [46,47]. Cette configuration a par ailleurs été exploitée tout récemment dans

le domaine de la FCS (fluorescence correlation spectroscopy) à haute résolution, avec des effets observés remarquables [48, 49].

Une autre application potentiellement intéressante est le système de trieurs de photons présenté dans [43, 50], où l'association du comportement d'antenne d'une cible d'une part, et du comportement de filtre d'autre part, définit une alternative possible à la technologie des filtres Bayer (voir schéma fig.1.10). Le trieur de photon est une superposition de trois cibles de périodes différentes et ajustées pour exciter des plasmons dans les gammes de longueurs d'onde du bleu, vert et rouge. Un photon arrivant au centre de la structure sera couplé avec un plasmon de surface de la couleur associée au photon, puis sera propagé vers le trou correspondant pour être finalement transmis à travers celui-ci. La taille d'un macro-pixel du trieur de photons est bien plus petite que celle d'un filtre Bayer traditionnel. De plus, comme le trou est petit, les dimensions du détecteur associé le seront aussi, et le temps de réponse du détecteur sera plus court [51] (ce qui est en soi une application intéressante, notamment par rapport au bruit de détection).

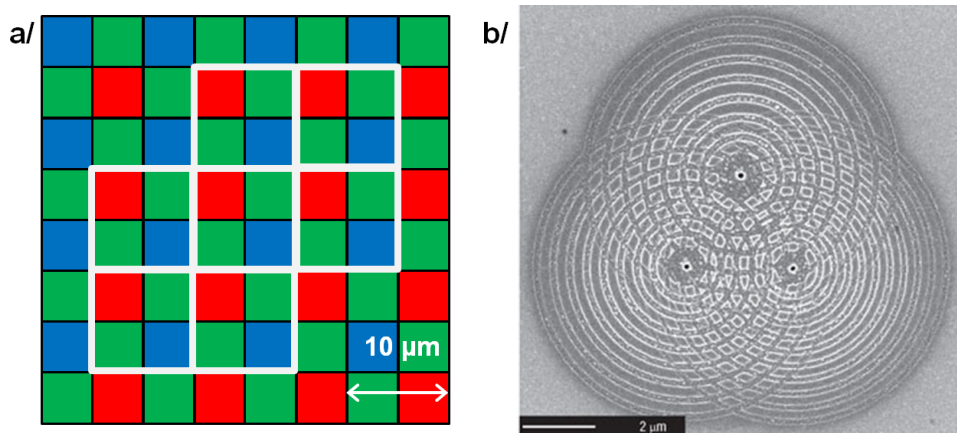


FIGURE 1.10 – a/Schéma du filtre Bayer, avec un *macro-pixel* composé de quatre *pixels élémentaires* chacun associé à un filtre coloré b/Image SEM d'une tri-cible avec chaque cible ayant une période associée à une des trois couleurs : rouge, vert, bleu.

Chapitre 2

Le formalisme de Mueller

Le formalisme de Mueller est particulièrement adapté à l'étude des effets sur la polarisation au cours de la diffusion optique sur un échantillon, quels que soient les états de polarisation : purs, partiels, ou non polarisés. Ce formalisme a été appliqué pour caractériser les effets possibles de dépolarisation de la lumière transmise à travers des réseaux plasmoniques, par exemple les réseaux périodiques de trous sub-longueurs d'onde percés dans des films métalliques [52–55].

Nous allons ici rappeler les définitions et notations importantes du formalisme de Mueller, ainsi que celles associées au formalisme de Jones adapté pour des systèmes non dépolarisants. Ce chapitre permet donc d'introduire les termes qui seront employés pour caractériser au chapitre 5 nos expériences relatives aux propriétés de polarisation des cibles plasmoniques et des effets associés.

2.1 La polarisation de la lumière

Un rappel rapide sur la polarisation de la lumière permet de présenter les notations utilisées au cours de ce travail. La polarisation de la lumière est définie par la direction d'oscillation du champ électrique \vec{E} de la lumière. On distingue trois types de polarisations : les polarisations dites linéaire, circulaire et elliptique. Pour une polarisation linéaire, la direction du champ électrique \vec{E} reste constante, mais sa norme peut varier au cours de la propagation : projetée sur un plan, son évolution au cours de la propagation décrit une ligne. Pour une polarisation circulaire, c'est la direction de \vec{E} qui tourne, mais la norme reste constante : projetée sur un plan, son évolution lors de la propagation décrit un cercle. Un champ électrique polarisé

elliptiquement quant à lui voit sa direction tourner, et sa norme varier : projetée sur un plan, son évolution au cours de la propagation décrit une ellipse.

Si l'étude est faite dans le plan z fixé, perpendiculaire à la direction de propagation d'une onde plane, son champ électrique \vec{E} se décompose dans la base du plan (\vec{e}_x, \vec{e}_y) [56, 57] :

$$\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y = E_{0x} \cos(\omega t - \varphi_x) \vec{e}_x + E_{0y} \cos(\omega t - \varphi_y) \vec{e}_y \quad (2.1)$$

La variation du champ électrique au cours du temps obéit à une équation elliptique générale :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Polarisation elliptique} : \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi^2 \\ \text{différence de phase} : \varphi = \varphi_y - \varphi_x \end{array} \right. \quad (2.2)$$

qui pour des différences de phase spécifiques correspond aux polarisations linéaires et circulaires :

- Si $\varphi = 0[\pi]$, la polarisation est linéaire
- Si $\varphi = \frac{\pi}{2}[\pi]$ et $E_{0x} = E_{0y}$, la polarisation est circulaire

Il est possible de décrire la polarisation grâce aux variables de l'ellipse (eq. 2.2), représentés sur la figure 2.1, comme nous le verrons dans la section (2.3) :

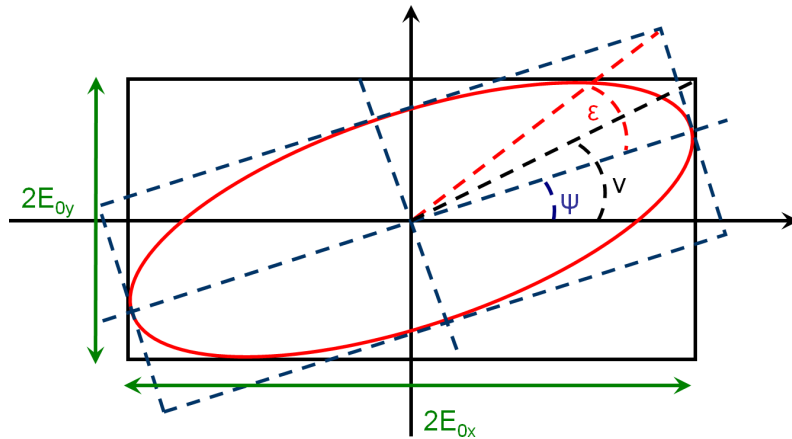


FIGURE 2.1 – Schéma de l'ellipse de polarisation avec la définition des angles ϵ , ψ , ν .

$$\begin{cases} \epsilon & : \text{ ellipticité} \\ \psi & : \text{ azimut} \\ \nu & : \tan \nu = \frac{E_{0x}}{E_{0y}} \end{cases} \quad (2.3)$$

On note que toute polarisation elliptique peut s'obtenir par combinaison des polarisations linéaires et circulaires, qui correspondent aussi à une base des états de polarisation purs.

Il existe deux conventions associées au caractère vectoriel de la polarisation : soit en regardant la source, soit en regardant le détecteur. En fonction de la convention utilisée, la rotation des états circulaires est de signe différent. Dans tout ce travail, nous *regarderons la source* : dans ce cas, si l'on se place dans un plan z fixé, le vecteur \vec{E} décrit un cercle en tournant dans le sens trigonométrique pour une *polarisation circulaire gauche*, comme représenté sur la figure 2.2. Réciproquement pour la polarisation circulaire droite.

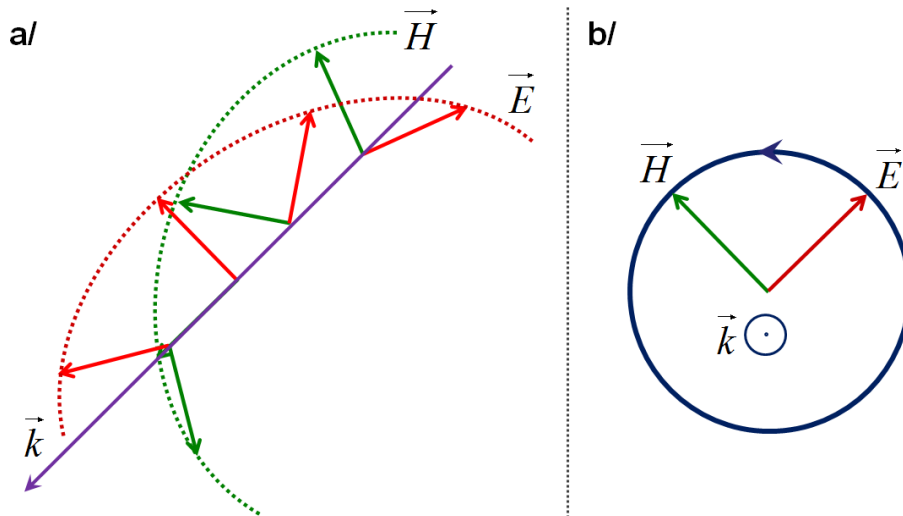


FIGURE 2.2 – Schéma présentant les champs électrique (rouge) et magnétique (vert) pour une polarisation circulaire gauche : a/champs à un instant donné b/ rotation trigonométrique des champs à un point de l'espace.

Nous allons commencer par présenter le formalisme de Jones, qui ne permet pas de décrire une polarisation partielle, et donc l'effet d'une dépolarisation, mais qui est simple d'écriture. De plus, la symétrie cylindrique des structures que nous utiliserons tout au long de ce travail permet une description simple (non dépolarisante) dans

le formalisme de Jones. Nous introduirons ensuite le formalisme de Mueller, ainsi que tous les outils de description de la polarisation.

2.2 Le formalisme de Jones

Le formalisme de Jones permet de définir les relations de passage entre un champ incident \vec{E}_{in} et un champ sortant \vec{E}_s d'un système optique. Dans la base (\hat{e}_x, \hat{e}_y) décrite plus haut, cette relation prend une forme simple :

$$\vec{E}_s = J\vec{E}_{in} \quad (2.4)$$

où J est une matrice 2×2 appelée matrice de Jones. Ce formalisme est complet dans le cas des états purs de polarisation.

On distingue 6 états purs usuels : 4 états de polarisation linéaire x (angle par rapport à l'horizontal $\theta = 0^\circ$), y ($\theta = 90^\circ$), p ($\theta = +45^\circ$) et m ($\theta = -45^\circ$), et 2 états de polarisation circulaire, gauche (L) et droite (R). Dans cette même base, et dans la convention présentée dans la section précédente 2.1 (*on regarde la source*), les vecteurs associés à ces états purs de polarisation s'écrivent :

$$\begin{aligned} x &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, p = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +1 \end{pmatrix}, L = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix}, \\ y &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, m = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}, R = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

On définit les éléments de la matrice de Jones ainsi :

$$\begin{pmatrix} J_{00} & J_{01} \\ J_{10} & J_{11} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Ces éléments étant complexes, la matrice J compte *a priori* huit éléments indépendants. Mais l'un d'eux est associé à la phase globale de la matrice et peut être fixé par normalisation. Il y a en fait ainsi sept éléments indépendants qui sont reliés à sept propriétés optiques d'un matériau : absorption isotropique de l'amplitude, biréfringence et dichroïsme linéaires (selon $x - y$, et $p - m$), biréfringence et dichroïsme circulaires (selon $L - R$).

Pour une succession de systèmes optiques (J_1, J_2, \dots, J_n) , J_i étant le $i^{\text{ème}}$ système

traversé par le faisceau lumineux, la relation (2.4) s'écrit pour le système total (non commutatif) :

$$J = J_n J_{n-1} \dots J_2 J_1 \quad (2.7)$$

D'une matrice de Jones, deux quantités sont particulièrement importantes : la diatténuation (notée χ) et le retard (noté φ , avec $0 \leq \varphi \leq \pi$), qui sont des mesures du dichroïsme et de la biréfringence respectivement [58]. Dans ce manuscrit, nous limiterons la définition de ces deux quantités aux états de polarisation $x - y$ uniquement. Le dichroïsme et la biréfringence selon les deux autres couples d'états de polarisation ($p - m$, $L - R$) seront exprimés exclusivement via leurs éléments associés dans la matrice de Mueller décrivant le système (section 2.4). En utilisant le cas simple d'une matrice de Jones diagonale (chaque élément diagonal correspond alors à une valeur propre complexe), on peut définir ces deux quantités (χ, φ) :

$$\begin{pmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y e^{i\varphi} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$$\text{diatténuation : } \chi = \frac{|t_x|^2 - |t_y|^2}{|t_x|^2 + |t_y|^2} \quad (2.9)$$

La diatténuation quantifie le dichroïsme, propriété d'un système qui traduit l'anisotropie de sa transmission, ici selon les axes x (t_x) et y (t_y). La transmission est donc dépendante de l'état de polarisation incident : un exemple d'un élément dichroïque pur (qui n'induit pas de retard) est un polariseur. Le retard quantifie la biréfringence, propriété qui traduit le déphasage induit par le système : un exemple d'un élément biréfringent pur (pas de diatténuation) est un compensateur (lame d'onde).

La diatténuation est simplement une mesure de l'effet de dichroïsme décrit par le rapport $\frac{t_y}{t_x}$. C'est une mesure bornée : $\chi = 0$ correspond à des transmissions selon les directions x et y équivalentes, et si $\chi = +1$ (respectivement $\chi = -1$), la transmission suivant la direction y (respectivement x) est nulle.

Il est de plus possible d'écrire la matrice de Jones J comme un produit d'une matrice de dichroïsme pur J_{Dic} , et une matrice de biréfringence pure J_{Ret} : on parle de *décomposition polaire* [58, 59] :

$$J = J_{Ret} \cdot J_{Dic} \quad (2.10)$$

Cette décomposition polaire permet d'isoler les effets de biréfringence dans la matrice J_{Ret} associée, et les effets de dichroïsme dans sa matrice J_{Dic} . Dans le cas précédent (matrice 2.8), ces deux matrices s'écrivent ainsi :

$$J_{Ret} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi} \end{pmatrix}, \text{ et } J_{Dic} = \begin{pmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Nous traiterons cette décomposition polaire plus en détail dans la section (2.4.2) sur les matrices de Mueller, mais notons déjà qu'elle sera systématiquement utilisée pour traiter les résultats expérimentaux du chapitre 5.

Une matrice de Jones permet de décrire la réponse de tout système non dépolarisant illuminé par un état pur. Dans la réalité, l'état de polarisation incident est rarement pur, et les systèmes optiques sont dépolarisants en général. Il faut donc pouvoir généraliser le traitement à ces situations en introduisant une base des états de polarisation plus complète, qui prenne en compte tout état possible de polarisation, y compris les états partiellement polarisés : c'est ce que permet le formalisme de Mueller, associé aux paramètres de Stokes et à la représentation de la *sphère de Poincaré*.

2.3 Paramètres de Stokes et sphère de Poincaré

Comme nous le détaillerons dans la section 2.7, la procédure expérimentale consiste à préparer le faisceau incident dans un état pur de polarisation (un parmi les six de base présenté dans la section 2.2), et à analyser l'état de polarisation du faisceau transmis à travers le système optique à caractériser. On utilisera dans toute la suite la notation suivante pour une configuration de polarisation : $\langle f|T|i \rangle$, avec T la matrice de transmission de l'échantillon étudié, i et f les états de polarisation de préparation et d'analyse respectivement.

Il s'agit donc de mesurer six intensités correspondant aux six états purs de polarisation introduits dans la section (2.2) en préparation et en analyse : $I_x, I_y, I_p, I_m, I_L, I_R$. Pour chacune des deux parties du système (préparation et analyse), on peut ainsi définir un vecteur de Stokes :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_x + I_y \\ I_x - I_y \\ I_p - I_m \\ I_L - I_R \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

combinaison linéaire des polarisations pures (linéaires et circulaires) : ce type de vecteur permet *in fine* de générer une base à quatre dimensions et de décrire n'importe quel état de polarisation de manière parfaitement définie. En effet, les vecteurs de Stokes formant une base, la relation de correspondance entre les paramètres de Stokes et un état de polarisation (pur ou partiel) est bijective. Il est possible de définir les vecteurs de Stokes en fonction des composantes du champ électrique [56, 57, 60, 61] :

$$S = \begin{pmatrix} \langle \underline{E}_x^2 \rangle + \langle \underline{E}_y^2 \rangle \\ \langle \underline{E}_x^2 \rangle - \langle \underline{E}_y^2 \rangle \\ \langle \underline{E}_x \underline{E}_y^* \rangle + \langle \underline{E}_x^* \underline{E}_y \rangle \\ i(\langle \underline{E}_x \underline{E}_y^* \rangle - \langle \underline{E}_x^* \underline{E}_y \rangle) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle E_{\varphi x}^2 \rangle + \langle E_{\varphi y}^2 \rangle \\ \langle E_{\varphi x}^2 \rangle - \langle E_{\varphi y}^2 \rangle \\ 2 \langle E_{\varphi x} E_{\varphi y} \cos \varphi \rangle \\ 2 \langle E_{\varphi x} E_{\varphi y} \sin \varphi \rangle \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

avec $\langle \dots \rangle$ la moyenne temporelle, $\underline{E}_j = E_{\varphi j} e^{-i(\omega t + \varphi_j)}$ et $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$. On peut alors exprimer les paramètres de Stokes en fonction des paramètres de l'ellipse définis précédemment (2.3) :

$$S/S_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ S_1/S_0 \\ S_2/S_0 \\ S_3/S_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\epsilon \cos 2\psi \\ \cos 2\epsilon \sin 2\psi \\ \sin 2\epsilon \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Et inversement, à partir des équations (2.13) et (2.14), les paramètres de l'ellipse peuvent être déduits des paramètres de Stokes :

$$\begin{cases} \sin 2\epsilon = S_3/S_0 & , \text{ avec } (-\pi/4 < \epsilon \leq \pi/4) \\ \tan 2\psi = S_2/S_1 & , \text{ avec } (0 \leq \psi < \pi) \\ \cos 2\nu = S_1/S_0 & , \text{ avec } (0 \leq \nu \leq \pi/2) \\ \tan \varphi = S_3/S_2 & , \text{ avec } (-\pi \leq \varphi \leq \pi) \end{cases} \quad (2.15)$$

Une représentation très intéressante de l'espace des polarisations est la sphère de Poincaré où tout état de polarisation peut être localisé. Cette sphère est construite sur trois axes correspondant aux vecteurs de Stokes S_1 , S_2 , S_3 et son rayon est donné par S_0 (S_0 est l'intensité totale de l'état S). On représente la sphère sur la figure 2.3. Un état pur de polarisation est localisé sur la sphère de rayon S_0 . Pour un état partiellement polarisé, sa position est à l'intérieur de la sphère (distance au centre $< S_0$). Un état non polarisé est localisé au centre de la sphère.

Un état polarisé linéairement ($S_3 = 0$) est situé sur l'équateur de la sphère, alors qu'un état polarisé circulairement ($S_1 = S_2 = 0$) est situé sur l'un des deux pôles de la sphère (+1 pour L , et -1 pour R). Toute autre position A sur la sphère correspond à un état donné de polarisation elliptique, défini par ses paramètres d'ellipticité (ϵ, ψ) qui sont donc associés à des coordonnées sphériques.

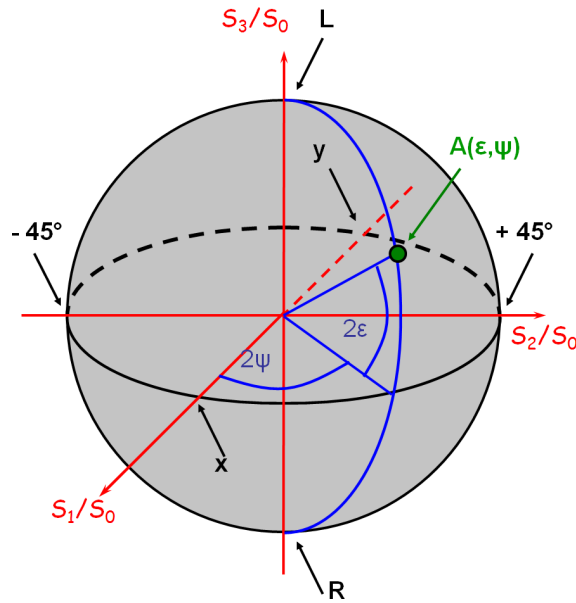


FIGURE 2.3 – Représentation de la sphère de Poincaré, et des paramètres elliptiques associés à un point sur la sphère $A(\epsilon, \psi)$.

On définit le degré de polarisation d'un faisceau lumineux dans le formalisme de Stokes comme une mesure de la pureté de son état de polarisation par le paramètre

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (2.16)$$

Si l'état de polarisation est pur, alors $P = 1$, et :

$$S_0 = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \quad (2.17)$$

Si le faisceau est non polarisé, alors $P = 0$, et :

$$S_1 = S_2 = S_3 = 0 \quad (2.18)$$

Toute polarisation partielle a un degré de polarisation compris entre ces deux bornes (cas limites). Il est alors possible de décomposer n'importe quelle polarisation en somme d'un état non polarisé, et d'un état pur de polarisation :

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{état non polarisé} \\ S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \text{état pur} \\ \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Notons que si le degré de polarisation n'est pas compris entre ($0 \leq P \leq 1$), alors le système associé n'est pas physique : cette condition [$0 \leq P \leq 1$] est une condition nécessaire, mais pas suffisante pour démontrer la réalisabilité physique du système. Une étude de la réalisabilité physique des matrices de Mueller est présentée dans la section 2.5.

Finalement, le phénomène de dépolarisation est défini comme une diminution du degré de polarisation d'un faisceau incident : $P_{transmis} < P_{incident}$. Si le faisceau incident a une polarisation pure (position sur la sphère de Poincaré), alors le faisceau émergent d'un système aura une polarisation pure (pas nécessairement identique à la polarisation incidente) pour un système non dépolarisant, et une polarisation partielle (position non plus sur la sphère, mais à l'intérieur) pour un système dépolarisant.

2.4 La matrice de Mueller

2.4.1 Présentation de la matrice de Mueller

Par analogie avec les relations de passage de type Jones, on peut définir sur les paramètres de Stokes une matrice 4×4 de passage appelée matrice de Mueller. Comme nous l'avons souligné plus haut, la force de ce formalisme est sa capacité à représenter matriciellement n'importe quel système optique, qu'il dépoliarise ou non la lumière incidente. Une onde incidente caractérisée par le vecteur de Stokes S_{in} est transmise à travers le système dans un vecteur de Stokes de sortie S_s qui peut être analysé. On décrit matriciellement la relation entrée-sortie par la matrice de Mueller M :

$$S_s = MS_{in} \quad (2.20)$$

$$M = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Comme pour le formalisme de Jones, une succession ordonnée de systèmes (M_1, M_2, \dots, M_n) , M_i étant le $i^{\text{ème}}$ élément rencontré par le faisceau, est assimilable à un système total M :

$$M = M_n M_{n-1} \dots M_2 M_1 \quad (2.22)$$

Il est ainsi possible de considérer n'importe quel système M comme une superposition de systèmes élémentaires ordonnés (relation 2.22 non commutative). Par analogie avec les matrices de Jones, une décomposition polaire unique de chaque matrice de Mueller en trois matrices élémentaires est possible : une matrice de dichroïsme pure, une matrice de biréfringence pure, et une matrice de dépoliarisation pure. On peut alors écrire une matrice de Mueller M selon le produit suivant [58, 62, 63] :

$$M = M_{\Delta} \cdot M_{Ret} \cdot M_{Dic} \quad (2.23)$$

Ce produit matriciel n'étant pas commutatif, il existe en réalité les six permu-

tations possibles de ce produit matriciel. Nous nous cantonnerons cependant à la considération de ce produit ordonné précis (2.23). Si le système ne présente pas l'une des propriétés optiques, que ce soit la dépolarisation, la biréfringence ou le dichroïsme, alors la matrice associée est proportionnelle à la matrice identité. L'utilisation expérimentale de la décomposition polaire sera discutée en détails dans la section 2.7, mais nous pouvons d'ores et déjà noter que cette décomposition permet de séparer les propriétés de dépolarisation d'une matrice expérimentale, et d'étudier séparément les propriétés de dichroïsme et de biréfringence.

Il existe trois types de biréfringence et de dichroïsme, associés aux couples d'états de polarisation $x-y$, $p-m$ et $L-R$. Dans le tableau 2.4, sont représentés les éléments matriciels correspondant à chacune de ces propriétés optiques [56, 64, 65]. Nous verrons cependant dans le chapitre 5 que pour la grande majorité des structures plasmoniques étudiées dans cette thèse, leur symétrie cylindrique ou rectangulaire selon les axes géométriques x et y pourront imposer de fortes signatures sur les éléments matriciels correspondant à la biréfringence et au dichroïsme des états de polarisation $x-y$ ¹, mais elles seront en général faibles, voire négligeables, pour les états $p-m$ et $L-R$. Les mesures de la diatténuation (eq. 2.9) et du retard (eq. 2.8), correspondant aux mesures du dichroïsme et de la biréfringence des états de polarisation $x-y$, seront donc nos outils privilégiés pour sonder les propriétés optiques des structures étudiées.

Comme on peut séparer l'effet de dépolarisation d'une matrice de Mueller, les termes intéressants de la matrice de Mueller non dépolarisante ainsi obtenue peuvent être reconstruits à partir de la matrice de Jones introduite dans l'équation (2.8), qui est compatible avec les symétries rencontrées dans cette thèse. Il faut noter ici que cette démarche implique l'équivalence Mueller-Jones qui sera discutée plus loin (section 2.6). On peut la normaliser par t_x , et en notant $\rho = \frac{t_y}{t_x}$ on développe cette matrice de Jones en sa matrice de Mueller associée [44], le calcul de ce passage étant développé dans l'annexe A :

1. Nous alignons le montage de telle sorte que les axes des états de polarisation linéaires $x-y$ soient confondus avec les axes géométriques x et y de la structure.

	états $x-y$	états $p-m$	circulaire
Dichroïsme	$D_1 = \begin{pmatrix} - & a & 0 & 0 \\ a & - & 0 & 0 \\ 0 & 0 & - & 0 \\ 0 & 0 & 0 & - \end{pmatrix}$	$D_2 = \begin{pmatrix} - & 0 & b & 0 \\ 0 & - & 0 & 0 \\ b & 0 & - & 0 \\ 0 & 0 & 0 & - \end{pmatrix}$	$D_3 = \begin{pmatrix} - & 0 & 0 & c \\ 0 & - & 0 & 0 \\ 0 & 0 & - & 0 \\ c & 0 & 0 & - \end{pmatrix}$
Biréfringence	$B_1 = \begin{pmatrix} - & 0 & 0 & 0 \\ 0 & - & 0 & 0 \\ 0 & 0 & - & -\alpha \\ 0 & 0 & \alpha & - \end{pmatrix}$	$B_2 = \begin{pmatrix} - & 0 & 0 & 0 \\ 0 & - & 0 & -\beta \\ 0 & 0 & - & 0 \\ 0 & \beta & 0 & - \end{pmatrix}$	$B_3 = \begin{pmatrix} - & 0 & 0 & 0 \\ 0 & - & -\gamma & 0 \\ 0 & \gamma & - & 0 \\ 0 & 0 & 0 & - \end{pmatrix}$

FIGURE 2.4 – Présentation des matrices purement dichroïques (D) ou biréfringentes (B) selon les états de polarisation $x - y$ (indice 1), $p - m$ (indice 2) et $L - R$ pour les polarisations circulaires (indice 3).

$$M = \begin{pmatrix} 1 + \rho^2 & 1 - \rho^2 & 0 & 0 \\ 1 - \rho^2 & 1 + \rho^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\text{Re}(\rho e^{i\varphi}) & -2\text{Im}(\rho e^{i\varphi}) \\ 0 & 0 & 2\text{Im}(\rho e^{i\varphi}) & 2\text{Re}(\rho e^{i\varphi}) \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Avant d'extraire des informations des matrices de Mueller mesurées, nous réalisons dans un premier temps la décomposition polaire, permettant d'isoler ses différentes caractéristiques optiques. Nous allons détailler maintenant ce processus.

2.4.2 La décomposition polaire

Comme nous l'avons vu, une matrice de Mueller est une combinaison ordonnée de trois matrices : la matrice de dépolarisation (M_Δ), celle de biréfringence (M_{Ret}), et celle de dichroïsme (M_{Dic}). Chacune de ces matrices n'a d'information que sur sa caractéristique physique (par exemple, la mesure du retard d'une matrice de dichroïsme est $\varphi = 0^\circ$). Rappelons que si la matrice de Mueller M ne présente pas l'une ou l'autre des trois caractéristiques optiques, alors la matrice associée est proportionnelle à la matrice identité. Nous allons maintenant présenter les trois matrices, avant de décrire les étapes de la décomposition polaire utilisée durant

cette thèse. Cette étude sur la décomposition polaire est tirée de [58].

La matrice de dichroïsme

Comme nous l'avons vu dans la section précédente (2.4.1), le dichroïsme est défini sur les trois couples d'états de polarisations $x-y$, $p-m$ et $L-R$: nous allons donc introduire le vecteur \vec{D} dont les composantes correspondent au dichroïsme selon chacun de ces trois couples :

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} D_{x-y} \\ D_{p-m} \\ D_{L-R} \end{pmatrix} = \frac{1}{m_{00}} \begin{pmatrix} m_{01} \\ m_{02} \\ m_{03} \end{pmatrix}, \text{ avec } \vec{D} = |\vec{D}| \hat{D} \quad (2.25)$$

La matrice de dichroïsme peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$M_{Dic} = m_{00} \begin{pmatrix} 1 & \vec{D}^T \\ \vec{D} & \mathbf{m}_D \end{pmatrix}, \quad (2.26)$$

avec, en posant $n = \frac{1 - \sqrt{1 - |\vec{D}|^2}}{|\vec{D}|^2} = \frac{1 - \sqrt{1 - m_{01}^2 - m_{02}^2 - m_{03}^2}}{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2}$,

$$\mathbf{m}_D = \begin{pmatrix} 1 + n \cdot (m_{01}^2 - |\vec{D}|^2) & n \cdot m_{01} \cdot m_{02} & n \cdot m_{01} \cdot m_{03} \\ n \cdot m_{01} \cdot m_{02} & 1 + n \cdot (m_{02}^2 - |\vec{D}|^2) & n \cdot m_{02} \cdot m_{03} \\ n \cdot m_{01} \cdot m_{03} & n \cdot m_{02} \cdot m_{03} & 1 + n \cdot (m_{03}^2 - |\vec{D}|^2) \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Ainsi, la matrice de dichroïsme est calculable à partir des éléments de la matrice de Mueller de manière assez simple. Notons de plus que cette matrice est symétrique.

La matrice de biréfringence

La matrice de biréfringence, induisant un déphasage sans diatténuation, est quant à elle équivalente à une rotation de la sphère de Poincaré, on peut alors l'écrire directement :

$$M_{Ret} = \begin{pmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & \mathbf{m}_R \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Nous n'allons pas détailler la forme de la matrice \mathbf{m}_R , car comme nous le verrons

dans la section 2.4.2, la matrice de biréfringence est la matrice restante après les différentes étapes de la décomposition polaire (où l'on soustrait d'abord la matrice associée au dichroïsme, puis celle associée à la dépolarisation). Notons cependant que cette matrice a bien la forme d'une matrice associée à la biréfringence, car tous ses éléments matriciels associés au dichroïsme (premières ligne et colonne sauf m_{00}) sont nuls. Il faudra cependant vérifier qu'elle est bien antisymétrique ($M_{Ret}^T = -M_{Ret}$).

De la même manière que pour le dichroïsme, qui est défini sur les trois couples d'états de polarisation, on peut définir un retard global R_{tot} . Dans les études présentées dans cette thèse, les structures ont des symétries cylindriques ou rectangulaires (les états de polarisation $x - y$ sont alignés avec les axes des structures), et l'on a vérifié que le retard global R_{tot} et le retard φ défini pour les états $x - y$ (voir plus loin eq.2.35) sont toujours presque identiques.

$$R_{tot} = \cos^{-1} \left(\frac{\text{tr}(M_{Ret})}{2} - 1 \right) \quad (2.29)$$

La matrice de dépolarisation

Une transmission à travers une matrice de dépolarisation M_{Δ} ne diminue pas l'intensité de la lumière transmise, mais peut polariser une lumière incidente non polarisée, ce qui est traduit par l'indice de polarisation Ip . Elle s'écrit donc de la manière suivante :

$$M_{\Delta} = \begin{pmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{I}p_{\Delta} & \mathbf{m}_{\Delta} \end{pmatrix}, \text{ avec } \vec{I}p_{\Delta} = \begin{pmatrix} m_{\Delta 10} \\ m_{\Delta 20} \\ m_{\Delta 30} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Les axes principaux de la dépolarisation sont donnés par les vecteurs propres de la matrice \mathbf{m}_{Δ} , et ses valeurs propres associées (β_i , $i = 1, 2, 3$) vont permettre de définir le coefficient de dépolarisation Δ ($0 \leq \Delta \leq 1$) :

$$\Delta = 1 - \sum_{i=1}^3 \frac{\beta_i}{3} \quad (2.31)$$

Nous allons maintenant expliquer les différentes étapes de la décomposition polaire.

La décomposition polaire

Une matrice de Mueller M est composée *a priori* du produit ordonné des trois matrices vues dans les sections précédentes. Dans la suite de ce travail, nous avons vérifié que l'utilisation du produit $M = M_{\Delta} \cdot M_{Ret} \cdot M_{Dic}$ était justifiée. Il est aisé d'isoler la contribution dichroïque M_{Dic} (2.26 et 2.27), et de la séparer de la matrice mesurée M . On obtient ainsi une nouvelle matrice M' qui n'a plus de contribution dichroïque :

$$\begin{aligned} M' = M \cdot M_{dic}^{-1} &= M_{\Delta} \cdot M_{Ret} = \begin{pmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{I}p_{\Delta} & \mathbf{m}' \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{I}p_{\Delta} & \mathbf{m}_{\Delta} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & \mathbf{m}_R \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Comme \mathbf{m}_R est une matrice de rotation ($\mathbf{m}_R \cdot \mathbf{m}_R^T = \mathbf{I}$) et \mathbf{m}_{Δ} est une matrice symétrique ($\mathbf{m}_{\Delta}^T = \mathbf{m}_{\Delta}$), alors $\mathbf{m}' \cdot \mathbf{m}'^T = (\mathbf{m}_{\Delta} \cdot \mathbf{m}_R) \cdot (\mathbf{m}_R^T \cdot \mathbf{m}_{\Delta}^T) = \mathbf{m}_{\Delta}^2$. Ainsi, les valeurs propres β_i ($i = 1, 2, 3$) extraites de $(\mathbf{m}' \cdot \mathbf{m}'^T)$ sont le carré de celles de la matrice \mathbf{m}_{Δ} . Il est alors possible de développer :

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_{\Delta} &= \text{sgn}(\det(\mathbf{m}')) \cdot [(\mathbf{m}' \cdot \mathbf{m}'^T) + (\sqrt{\beta_1\beta_2} + \sqrt{\beta_1\beta_3} + \sqrt{\beta_2\beta_3})\mathbf{I}]^{-1} \\ &\quad \cdot [(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{\beta_2} + \sqrt{\beta_3}) \cdot (\mathbf{m}' \cdot \mathbf{m}'^T) + \sqrt{\beta_1\beta_2\beta_3}\mathbf{I}] \end{aligned} \quad (2.33)$$

Finalement, on déduit la matrice M_{Ret} de la matrice M' :

$$M_{Ret} = M_{\Delta}^{-1} \cdot M' \quad (2.34)$$

La décomposition polaire présentée ici est très intéressante pour les mesures d'intensité (chapitre 5), et elle sera alors systématiquement utilisée dans ce chapitre. Elle n'est cependant pas adaptée pour les images des états de polarisation (chapitre 4), pour lesquelles nous étudierons directement les matrices de transmission (6×6) et les matrices de Mueller (4×4).

Nous allons maintenant définir les différentes grandeurs que l'on peut extraire d'une matrice de Mueller.

2.4.3 Les quantités définissant une matrice de Mueller

La diatténuation et le retard

Après soustraction des effets de dépolarisation, la matrice restante peut être écrite sous forme de matrice de Jones (ce cas des matrices dites de Mueller-Jones est détaillé dans la section 2.6). Notamment, dans le cas de nos structures à symétries cylindriques ou rectangulaires, la matrice de Mueller peut s'écrire sous la forme (2.24) vue précédemment. Les définitions de la diatténuation et du retard sont toujours valables :

$$\chi = \frac{|t_x|^2 - |t_y|^2}{|t_x|^2 + |t_y|^2} = \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2}, \text{ et } \varphi = \arctan \left(\frac{\text{Im}(\rho e^{i\varphi})}{\text{Re}(\rho e^{i\varphi})} \right) \quad (2.35)$$

Après décomposition polaire, ces deux quantités sont définies à partir des matrices de dichroïsme et de biréfringence respectivement. La symétrie du système expérimental n'étant pas parfaite, il peut y avoir de légères différences entre les éléments matriciels censés être identiques ou opposés : la matrice de dichroïsme est symétrique, et la matrice de biréfringence est antisymétrique (comme on peut le voir sur le tableau 2.4). Pour tenir compte de ces légères asymétries, dont les déviations sont plus petites que les erreurs expérimentales (mesurées en détails dans le chapitre 3), on moyenne ces éléments de telle sorte que les équations (2.35) deviennent :

$$\chi = \frac{m_{01}^{Dic} + m_{10}^{Dic}}{m_{00}^{Dic} + m_{11}^{Dic}}, \text{ et } \varphi = \arctan \left(\frac{m_{32}^{Ret} - m_{23}^{Ret}}{m_{22}^{Ret} + m_{33}^{Ret}} \right) \quad (2.36)$$

Le gain

Le *gain* (aussi appelé transmittance) est défini comme le rapport de l'intensité de sortie sur l'intensité incidente [66] :

$$g = \frac{\langle S_0 \rangle_s}{\langle S_0 \rangle_{in}} = \sum_{i=0}^3 \frac{m_{0i} S_i}{S_0} \quad (2.37)$$

L'inégalité de Cauchy-Schwartz permet d'écrire [67] :

$$\begin{aligned} |m_{01} \cdot S_1 + m_{02} \cdot S_2 + m_{03} \cdot S_3| &\leq \sqrt{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2} \cdot \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ &\leq \sqrt{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2} \cdot S_0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

Le gain est donc compris dans l'intervalle ($g_{min} \leq g \leq g_{max}$), avec :

$$\begin{cases} g_{min} = m_{00} - \sqrt{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2} \\ g_{max} = m_{00} + \sqrt{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2} \end{cases} \quad (2.39)$$

L'indice de polarisation

L'indice de polarisation traduit la capacité du système à polariser une lumière incidente non-polarisée (voir eq. 2.30). Par définition [68] :

$$Ip = \frac{1}{m_{00}} \sqrt{m_{10}^2 + m_{20}^2 + m_{30}^2}, \text{ et } 0 \leq Ip \leq 1 \quad (2.40)$$

L'indice de dépolarisation

L'indice de dépolarisation (ρ_D) traduit la capacité intrinsèque moyenne du système à dépolariser un état de polarisation incident [68]. Cette moyenne est réalisée sur les états purs de polarisation. On le définit comme suit :

$$\rho_D = \sqrt{\frac{\sum_{i,j=0}^3 (m_{ij}^2) - m_{00}^2}{3m_{00}^2}} \quad (2.41)$$

L'indice de dépolarisation est différent du degré de polarisation. En effet, si un degré de polarisation mesure la pureté d'une polarisation donnée, l'indice de dépolarisation quant à lui mesure la réponse d'un système, indépendamment de l'état de polarisation incident : il est donc défini uniquement grâce aux éléments de sa matrice M . Pour se convaincre que ces deux quantités ne sont *a priori* pas égales, on peut développer le degré de polarisation en sortie P_s , qui fait non seulement intervenir les éléments m_{ij} , mais également les composantes de Stokes S d'entrée :

$$P_s = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} = \frac{\sqrt{\sum_{j=1}^3 (\sum_{i=0}^3 (m_{ji} S_i))^2}}{\sum_{i=0}^3 (m_{0i} S_i)}, \text{ avec } S' = MS \quad (2.42)$$

L'indice de dépolarisation suit la relation $0 \leq \rho_D \leq 1$, et sa valeur est un bon test pour vérifier que le système étudié peut s'écrire sous la forme d'une matrice de Mueller-Jones, comme nous le verrons plus loin (section 2.6). Par la suite, pour quantifier la dépolarisation induite par la structure, nous utiliserons de préférence

l'indice de dépolarisation ρ_D plutôt que le coefficient de dépolarisation Δ introduit dans l'équation (2.31).

2.5 Caractère physique d'une matrice de Mueller

Si toute matrice de Mueller décrit physiquement un système interagissant avec la polarisation, cela ne veut pas dire que toute matrice 4×4 est une matrice de Mueller. Pour qu'une matrice soit dite *de Mueller*, il faut qu'elle soit réalisable physiquement [56, 57, 66, 67].

Si on se place dans l'espace de la sphère de Poincaré, avec comme coordonnées, (ϵ, ψ) , on définira qu'une matrice est une matrice de Mueller si et seulement s'il n'y a ni sur-gain ni sur-polarisation du système, c'est-à-dire si :

$$\begin{cases} 0 \leq g(\epsilon_i, \psi_i) \leq 1 \\ 0 \leq P_0(\epsilon_i, \psi_i) \leq 1 \end{cases}, \quad (2.43)$$

pour tout point $A(\epsilon_i, \psi_i)$ de la sphère ($-\pi/4 \leq \epsilon_i \leq \pi/4$, et $0 \leq \psi_i \leq \pi$). Ces conditions doivent être vérifiées quelle que soit la direction du faisceau lumineux (sens direct associé à M , et sens inverse associé à M^T), ce qui se traduit pour les conditions sur le gain, calculées à l'aide des équations (2.39) et (2.43) :

$$\begin{cases} \text{sens direct : } g_{max} = m_{00} \cdot \left(1 + \sqrt{\frac{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2}{m_{00}^2}}\right) \leq 1 \\ \text{sens direct : } g_{min} = m_{00} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2}{m_{00}^2}}\right) \geq 0 \\ \text{sens inverse : } g_{max} = m_{00} \cdot \left(1 + \sqrt{\frac{m_{10}^2 + m_{20}^2 + m_{30}^2}{m_{00}^2}}\right) \leq 1 \\ \text{sens inverse : } g_{min} = m_{00} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{m_{10}^2 + m_{20}^2 + m_{30}^2}{m_{00}^2}}\right) \geq 0 \end{cases} \quad (2.44)$$

Tout au long de ce travail, les conditions sur le gain seront systématiquement vérifiées. Le gain est toujours positif, car on peut vérifier pour toutes les structures étudiées que $g_{min} \geq 0$, aussi bien dans le sens direct qu'indirect. En outre, les conditions $g_{max} \leq 1$ sont aussi satisfaites, car les structures étudiées sont des systèmes passifs. Les matrices présentées sont toutes normalisées par l'élément m_{00} , qui correspond au gain. Les ordres de grandeur du gain m_{00} sont pour les cibles percées $m_{00} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ (chapitre 4), pour les cibles plasmoniques $m_{00}^{cible} \approx 1 \cdot 10^{-3}$ et les trous uniques $m_{00}^{trou} \approx 6 \cdot 10^{-5}$ (chapitre 5).

Si ces conditions sont satisfaites, l'intensité transmise, positive, n'est pas supé-

rieure à l'intensité incidente, et le degré de polarisation est inférieur à l'unité (qui correspond à un état pur) : ces deux variables restent dans leurs domaines de définition. Cependant, si les conditions sur le gain sont toujours satisfaites, les conditions 2.43 sur le degré de polarisation doivent être étudiées, mais sont en général peu pratiques à utiliser. En effet, elles supposent d'être vérifiées pour tout point $A(\epsilon, \psi)$ de la sphère de Poincaré. Une condition nécessaire et suffisante alternative peut être écrite, qui s'exprimera exclusivement en fonction des éléments de la matrice de Mueller. Cette condition est néanmoins mathématiquement plus lourde.

Soit Π une matrice hermitienne associée à M , définie par l'équation (B.1), et dont les propriétés sont détaillées dans l'annexe B. Pour que M soit réalisable physiquement, il faut que les quatre valeurs propres de Π (B.5) soient positives ou nulles : $\lambda_i \geq 0$, $i = 0, 1, 2, 3$. Néanmoins, cette condition nécessaire n'est pas suffisante, il faut de plus les quatre conditions sur le gain de la relation (2.44).

Il est intéressant de noter qu'à partir des équations (B.4) et (B.6), la condition sur les valeurs propres permet d'écrire [66] (la réciproque n'est malheureusement pas vraie) :

$$\sum_{i,j=0}^3 (m_{ij}^2) = 4 \sum_{i=0}^3 \lambda_i^2 \leq 4 \left(\sum_{i=0}^3 \lambda_i \right)^2 = 4m_{00}^2 \quad (2.45)$$

Cette inégalité correspond à la condition $0 \leq \rho_D \leq 1$. L'égalité $\rho_D = 1$ est possible si et seulement s'il n'y a qu'une seule valeur propre λ_i non nulle : nous verrons cette condition plus en détail dans la prochaine section.

En conclusion, une matrice M est une matrice de Mueller (c'est-à-dire qu'elle est physiquement réalisable) si et seulement si la matrice associée Π , définie exclusivement grâce aux éléments matriciels m_{ij} (B.2), admet quatre valeurs propres positives ou nulles, et que M vérifie les équations (2.44). Un calcul direct sur les éléments m_{ij} permet alors de conclure sur la réalisabilité physique d'une matrice.

2.6 La matrice de Mueller-Jones

Si toute matrice de Jones peut être développée en une matrice de Mueller, la réciproque n'est en général pas vraie. Les matrices de Mueller qui peuvent être exprimées comme des matrices de Jones sont alors dites de Mueller-Jones, et sont notées M_J . De telles matrices M_J répondent à de nombreuses conditions toutes

nécessaires mais pas forcément suffisantes [62, 67, 69, 70].

Au final, une matrice de Mueller M est une matrice de Mueller-Jones si et seulement si sa matrice hermitienne Π associée, définie par l'équation (B.1), n'admet qu'une seule valeur propre non nulle, qui est positive. Ainsi, on en déduit par diagonalisation de Π (eq. B.5) :

$$\lambda_0 = Tr(\Pi) = 2 * m_{00} > 0, \text{ et } \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0 \quad (2.46)$$

De plus, à partir des équations (B.4) et (B.6), on écrit :

$$\begin{cases} Tr(\Pi^2) = Tr(M^T M) = \sum_{i,j=0}^3 m_{ij}^2 \\ Tr(\Pi^2) = \sum_{i=0}^3 \lambda_i^2 = \lambda_0^2 = 4m_{00}^2 \end{cases} \quad (2.47)$$

La condition nécessaire et suffisante pour qu'une matrice de Mueller soit une matrice de Mueller-Jones peut alors s'écrire [66] :

$$\rho_D = \sqrt{\frac{Tr(M^T M) - m_{00}^2}{3m_{00}^2}} = \sqrt{\frac{4m_{00}^2 - m_{00}^2}{3m_{00}^2}} = 1 \quad (2.48)$$

Ainsi, si une matrice de Mueller physiquement réalisable ne dépolarise pas, alors $\rho_D = 1$, et elle peut se simplifier en une matrice de Jones. Ce sera cette condition qui sera systématiquement utilisée pour étudier les matrices de Mueller. Cette démonstration n'est cependant valable que pour les matrices de Mueller, ce qui signifie qu'il faut auparavant vérifier les conditions de réalisabilité physique énoncées dans la section 2.5.

2.7 Protocole expérimental

Notre protocole expérimental est le plus simple possible, et se démarque en cela de procédures plus complexes [57, 63, 71]. Notre approche consiste à reconstruire la matrice de Mueller associée aux structures étudiées que nous mesurons en les illuminant par un faisceau dont la polarisation est préparée dans chacun des états purs de polarisation (x, y, p, m, L, R). Nous effectuons pour le faisceau transmis une analyse de polarisation sur cette même base des six états purs, de sorte que nos mesures consistent en $6 \times 6 = 36$ mesures d'intensités, comme représenté sur le tableau 2.5.

		Préparation					
		x	y	p	m	L	R
Analyse	x	t_{00}	t_{01}	t_{02}	t_{03}	t_{04}	t_{05}
	y	t_{10}	t_{11}	t_{12}	t_{13}	t_{14}	t_{15}
	p	t_{20}	t_{21}	t_{22}	t_{23}	t_{24}	t_{25}
	m	t_{30}	t_{31}	t_{32}	t_{33}	t_{34}	t_{35}
	L	t_{40}	t_{41}	t_{42}	t_{43}	t_{44}	t_{45}
	R	t_{50}	t_{51}	t_{52}	t_{53}	t_{54}	t_{55}

FIGURE 2.5 – Matrice expérimentale 6×6 mesurée présentée avec les états de polarisation en préparation et en analyse de chacun de ses éléments.

La procédure de préparation consiste à générer six vecteurs de Stokes

$$\begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \pm 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

qui sont chacun associés à un vecteur de Stokes sortant, construit sur les intensités rassemblées sur le tableau 2.5. Par exemple, pour un faisceau incident préparé dans l'état pur y de polarisation, c'est-à-dire pour le vecteur

$$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

le vecteur sortant s'écrit

$$S_s^y = \begin{pmatrix} I_x^y + I_y^y \\ I_x^y - I_y^y \\ I_p^y - I_m^y \\ I_L^y - I_L^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{01} + t_{11} \\ t_{01} - t_{11} \\ t_{21} - t_{31} \\ t_{41} - t_{51} \end{pmatrix}, \text{ qui est égal à } \begin{pmatrix} m_{00} - m_{01} \\ m_{10} - m_{11} \\ m_{20} - m_{21} \\ m_{30} - m_{31} \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

par la relation entre les deux vecteurs de Stokes donnée par la matrice de Mueller (2.20).

L'algorithme s'écrit alors directement pour tous les vecteurs de Stokes initiaux, et le calcul pour chaque élément de la matrice de Mueller est détaillé dans l'annexe C. Remarquons tout de suite que cette méthode sur-détermine la matrice de Mueller, puisqu'on passe de 36 éléments de la matrice de transmission mesurée aux 16 éléments de la matrice de Mueller. Cette sur-détermination reste expérimentalement intéressante, car la matrice de transmission est plus facile à lire, ce qui permet de cerner rapidement les causes d'éventuelles propriétés optiques inattendues.

A priori, une matrice de Mueller comporte 16 éléments indépendants, mais très souvent, la symétrie du problème considéré permet d'en réduire le nombre. Nous avons vu un exemple (eq.2.24) où la symétrie d'ordre deux (symétrie rectangle) d'un élément biréfringent réduit le nombre d'éléments indépendants de la matrice de Mueller à deux.

Nous détaillerons dans le chapitre 3 le montage expérimental utilisé pour la mesure des intensités (fig.2.5), ainsi que les matrices de Mueller (extraites de mesures) des différents éléments optiques utilisés.

Finalement, nous opérons sur les matrices de Mueller ainsi mesurées la vérification de leur réalisabilité physique, ainsi que leur décomposition polaire (2.23). Notons que nous ne présenterons dans les résultats du chapitre 5 que les propriétés de biréfringence et de dichroïsme calculées à partir des matrices issues de la décomposition polaire M_{Ret} et M_{Dic} respectivement.

2.7.1 Estimation du bruit de mesure

Il est crucial de pouvoir déterminer sans ambiguïté le caractère physique d'une matrice M , et le cas échéant son caractère Mueller-Jones. Chacune des conditions nécessaires et suffisantes que nous avons décrites (sections 2.5 et 2.6) ont l'avantage de reposer sur une caractérisation directement faite sur les éléments de la matrice de Mueller, mais elles impliquent d'être sûrs des valeurs de ces éléments. Autrement dit, l'estimation du bruit expérimental, qui se reflète comme une incertitude sur les éléments de M , est absolument centrale à notre travail. Nous utiliserons pour cette estimation un mode opératoire déjà bien référencé [57, 63, 67, 71–73].

Notons $\Delta S = \sigma(m_{ij})$, la matrice de déviation standard (due au bruit expérimen-

tal) de chaque élément m_{ij} de la matrice M associée au système étudié. Le processus d'estimation du bruit, et la mesure de ΔS seront vus en détail dans le chapitre 3 : au final, la matrice de déviation standard est présentée dans l'équation (3.13).

Le caractère physique des matrices expérimentales impose qu'il n'y ait pas de sur-gain (condition systématiquement vérifiée), mais aussi que les valeurs propres de la matrice Π associée soient positives ou nulles (section 2.5). Cependant, pour toutes les matrices de Mueller issues des mesures de transmission réalisées sur le banc optique, ces valeurs propres ne sont pas nulles (typiquement $\lambda_0 = +1.94 \cdot m_{00}$, $\lambda_1 = -0.05 \cdot m_{00}$, $\lambda_2 = +0.05 \cdot m_{00}$ et $\lambda_3 = +0.06 \cdot m_{00}$) : pour autant, ces matrices sont bien physiquement réalisables. En effet, les valeurs propres de nos structures sont proche de : $\lambda_0 \approx \text{tr}(\Pi) = 2m_{00}$, et $\lambda_i \approx 0$ (pour $i = 1, 2, 3$). On considère dans ce cas qu'une matrice est physiquement réalisable si l'écart entre la théorie ($\lambda_i = 0$) et nos mesures peut être expliqué par le bruit expérimental, c'est-à-dire si $\sqrt{|\lambda_1|^2 + |\lambda_2|^2 + |\lambda_3|^2} \approx \text{Tr}(\Delta S \cdot (\Delta S)^T) = 0.106$ [63], ce qui est le cas de toutes nos structures. Ainsi, tous les résultats présentés dans cette thèse sont issus de matrices de Mueller physiquement réalisables.

Le même raisonnement pourrait être fait pour dire que la dépolarisation du système est issu d'erreurs expérimentales ($\lambda_0 \approx \text{tr}(\Pi) = 2m_{00}$, et $\lambda_i \approx 0$ pour $i = 1, 2, 3$), mais en tout état de cause, nous procédons tout de même à une décomposition polaire pour isoler les effets de la dépolarisation. Il est très intéressant de noter que les matrices de biréfringence et de dichroïsme ainsi obtenues sont parfaitement non dépolarisantes ($\rho_D = 1.000$) : elles sont donc de Mueller-Jones. Les écarts aux conditions sur les valeurs propres ($\lambda_i = 0$) sont regroupés dans la matrice de dépolarisation, et plus la dépolarisation est importante plus ces écarts sont grands.

En conclusion, s'il existe des écarts entre les expériences et le modèle théorique, la mesure du bruit expérimental (ΔS) permet de les expliquer. De plus, la décomposition polaire permet de regrouper ces écarts dans la matrice de dépolarisation, et ainsi de mesurer la biréfringence et le dichroïsme à travers des matrices de type Mueller-Jones parfaites ($\rho_D = 1.000$). Finalement, la dépolarisation est de l'ordre de 5% (ce qui est faible) pour toutes les structures mesurées, aussi bien des cibles que des trous uniques à géométries cylindriques ou rectangulaires : cette dépolarisation peut alors être expliquée par la transmission à travers le trou unique, ainsi que par les erreurs expérimentales que nous verrons plus en détails dans le prochain chapitre

(chapitre 3).

2.8 Conclusion

Cette introduction à l'étude de la polarisation par matrice de Mueller a permis d'avoir une vue d'ensemble sur les concepts que nous allons utiliser dans la suite de ce manuscrit. Nous avons tous les outils pour pouvoir définir n'importe quel système physique, et l'étudier complètement du point de vue de la polarisation. C'est donc avec ces outils que nous caractériserons les propriétés de dichroïsme, de biréfringence, etc. de nos structures plasmoniques.

Deuxième partie

Résultats expérimentaux

Chapitre 3

Protocole expérimental

Dans ce chapitre, nous allons présenter le processus utilisé pour la nanofabrication de structures sur film métallique. Ce processus nécessite un lavage du substrat, une déposition du film métallique de qualité (qualité de surface, rugosité, homogénéité du film), et enfin une gravure précise des structures. Nous détaillerons aussi les méthodes de mesure des structures ainsi préparées que sont le spectromètre et le montage de la matrice de Mueller, ainsi que la méthode et les résultats de la mesure du bruit expérimental de ce dernier (introduit dans la section 2.7.1).

3.1 La préparation des films métalliques fins

Un processus précis de lavage de substrats a été mis en place pour éliminer au maximum les traces de molécules organiques (graisses par exemple) à la surface du substrat, qui ont une grande influence sur la qualité du film. Dans un bain-marie (à une température d'environ $30^{\circ}C$) soumis à des ultra-sons, le substrat de verre est placé dans trois différentes solutions : un premier lavage à l'aide d'une solution savonneuse (Hellmanex II) est suivi d'une étape de rinçage à l'eau ultra-pure, puis d'un bain d'éthanol absolu. Finalement, on rince l'éthanol présent sur le substrat avec des bains d'eau ultra-pure successifs, puis on sèche à l'étuve.

Une fois les substrats de verre prêts, on utilise un pulvérisateur (Emitech *K575X*) pour déposer une fine couche de métal. Dans la chambre du pulvérisateur, le substrat est placé sur le porte-échantillon anodique, à la verticale d'une cible métallique, qui forme la cathode et qui est fixée sous le couvercle du pulvérisateur. La chambre est remplie d'un gaz d'argon à faible pression ($9 \cdot 10^{-3} mbar$), qui sera ionisé en appliquant



FIGURE 3.1 – Photo du pulvérisateur (Emitech *K575X*) utilisé pour déposer les films métalliques.

une forte différence de potentiel (plusieurs kV) entre le porte-échantillon (anode) et la cible métallique (cathode). Les ions lourds (Ar^+) du plasma ainsi généré seront accélérés vers la cible par le champ électrique intense, et entreront en collision avec la cible métallique, éjectant ses atomes qui vont être projetés dans toute la chambre, et notamment sur le substrat. De plus, le système magnétron dont cet appareil est équipé (formé de deux aimants concentriques de polarités inverses) génère un champ magnétique supplémentaire, ce qui permet de concentrer le plasma sous la cible, augmentant ainsi la probabilité de collision des ions Ar^+ du plasma avec les atomes métalliques de la cible. Un système de Peltier et de circulation d'eau permettent de refroidir la cible et le substrat, diminuant la rugosité du film déposé.

Cette méthode de déposition permet la fabrication de films métalliques homogènes et peu rugueux, et aussi la gravure de structures de qualité. Une faible rugosité de la surface du film permet la propagation des plasmons de surface avec peu de diffusion. Des mesures par AFM effectuées dans ce laboratoire ont montré que la rugosité des films ainsi pulvérisés était inférieure à 1 nm, notamment pour les films *Au* avec lesquels nous travaillerons tout au long de cette thèse.

3.2 La nanofabrication des structures sub-longueurs d'onde

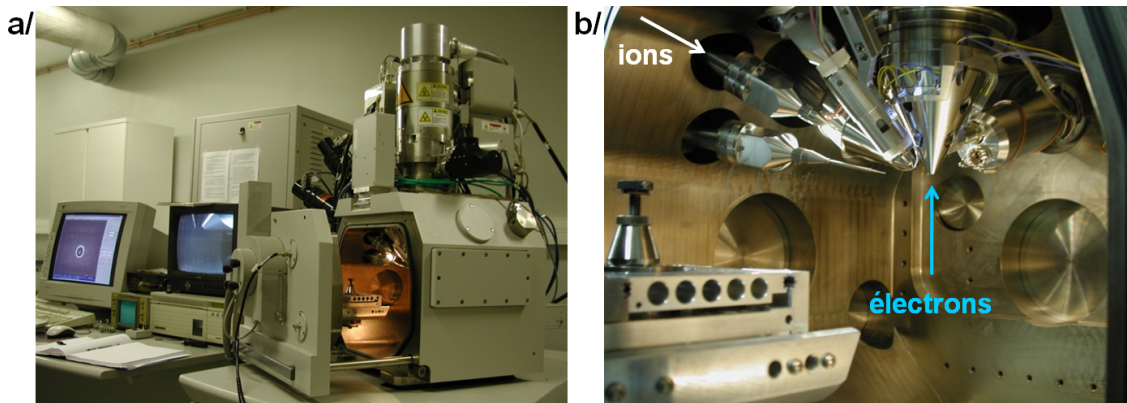


FIGURE 3.2 – Photographies du *FIB* : a/ avec les différents moniteurs permettant de contrôler le *FIB* b/ intérieur de la chambre.

Une fois le film métallique déposé, des structures sont gravées grâce à un système de faisceau d'ions focalisé (appelé couramment FIB, *Focused Ion Beam*). Le *FIB* utilisé dans le laboratoire, un modèle *FEI DualBeam Strada 235*, est composé d'un canon à électrons, et d'un canon à ions (fig.3.2).

Le canon à ions est une source qui, soumise à une différence de potentiel, permet d'ioniser et d'accélérer les ions gallium Ga^+ , qui vont être focalisés sur le film métallique éjectant ainsi les atomes du film, et gravant la structure. La taille du faisceau nominale est de 5 nm : un jeu de diaphragmes de différentes tailles permet de changer la puissance du faisceau arrivant effectivement sur le film, mais ce contrôle de puissance influe aussi sur la taille du faisceau focalisé. Typiquement, toutes les structures étudiées lors de cette thèse ont été gravées par des faisceaux ayant une taille de 10 nm ou 15 nm, en fonction du courant utilisé. Si la puissance du faisceau à ions est adaptée pour graver des structures, elle ne l'est pas pour imager les structures gravées, car la prise d'image endommagerait alors la structure.

Pour imager, nous avons donc recours au canon à électrons à balayage *MEB*. Les électrons incidents au film métallique sont en partie réfléchis et peuvent être détectés pour construire l'image *SEM* de la structure. Les électrons non réfléchis ne sont pas piégés à la surface du film, car l'échantillon est relié à la masse, par le

biais d'une laque de carbone conductrice faisant contact entre la surface métallique du film et le métal du porte-échantillon.

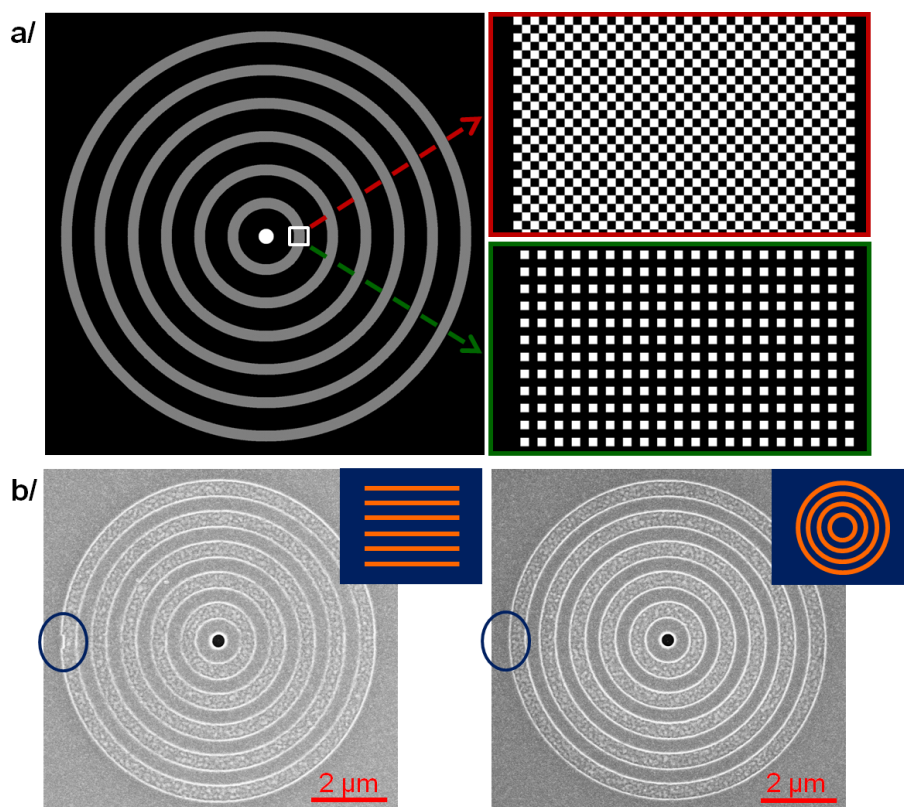


FIGURE 3.3 – a/ Images binaires des pixels éclairés par le faisceau, avec un zoom pour deux types de discrétisation : damier (bordure rouge) et carré (bordure verte) b/ Images SEM de deux structures avec un scan des pixels rectiligne (gauche) ou radial (droite) : on entoure le principal défaut apparent.

La forme des structures gravées par le faisceau d'ions Ga^+ est contrôlée par une liste de pixels, appelée *streamfile*, fournie au programme gérant le *FIB* : ce sont ces pixels listés que le faisceau d'ions va éclairer. Il n'est en général pas nécessaire d'éclairer tous les pixels définissant une forme quelconque, et il est possible de la discrétiser en allumant seulement un pixel sur deux ou sur trois. Sur la figure (fig.3.3 a/), on présente une image issue d'un *streamfile*, ainsi que deux agrandissements d'une zone, pour deux types de discrétisation, damier ou carré, pour un éclairage d'un pixel sur deux. Il est aussi possible de faire varier la taille d'un pixel, en zoomant sur la zone à graver : typiquement, nous travaillons avec un fac-

teur d'agrandissement de 12000 X. Comme le programme contrôlant le FIB n'a la capacité que de gérer environ 250000 pixels, il est nécessaire de trouver un compromis entre la discrétisation, et la taille des structures que l'on peut graver : nous avons choisi durant ce travail la discrétisation carrée présentée sur la figure 3.3 a/. Par exemple, pour la majorité des cibles présentées dans le chapitre 5, le nombre d'anneaux maximal que l'on peut graver avec un seul streamfile est de 6 ou 7, en fonction des paramètres géométriques utilisés.

De nombreux autres paramètres ont un effet important sur la qualité de la gravure (comme la durée d'éclairement de chaque pixel, la taille du faisceau, etc...). Il est important de noter que le faisceau est bloqué pendant son déplacement entre chaque pixel, mais ce blocage n'est pas parfait, et des défauts peuvent apparaître : il devient nécessaire de contrôler le chemin du faisceau, et l'ordre avec lequel il éclaire les pixels successifs. Ce contrôle peut être réalisé en gérant dans quel ordre les pixels du streamfile se succèdent. On présente sur la figure 3.3 b/ deux ordres de pixels différents qui imposent au faisceau un chemin rectiligne dans un cas, et radial dans l'autre. Dans le cas d'une série rectiligne de pixels, l'imperfection du blocage du faisceau entre deux pixels génère une mauvaise gravure (les bords de la structure ne sont pas nets), et un défaut notable de pixels mal gravés (entouré sur la figure). Dans le cas d'une série radiale, le chemin du faisceau est tel que les imperfections de gravure agissent sur les pixels qui font partie de la structure. Ainsi, pour les structures étudiées dans le chapitre 5, les streamfiles seront toujours ordonnés en série radiale.

Nous verrons dans le chapitre 5 d'autres défauts liés à la gravure, et les méthodes pour les compenser.

3.3 La caractérisation spectrale des structures

Les structures gravées sont étudiées spectralement grâce à un système associant une source de lumière blanche, un microscope inversé Nikon *Eclipse TE200*, un spectromètre Acton de type *SpectraPro 300i*, et un détecteur CCD (charge-coupled device) Princeton Instrument *VersArray 1300B* refroidi à l'azote liquide. Le microscope permet de collecter le faisceau transmis à travers la structure, et de le faire diffracter sur le réseau du spectromètre. Finalement, le faisceau diffracté est détecté par un capteur CCD, qui est refroidi à -100°C grâce à de l'azote liquide, ce qui per-

met de limiter le bruit électronique associé au détecteur [74].

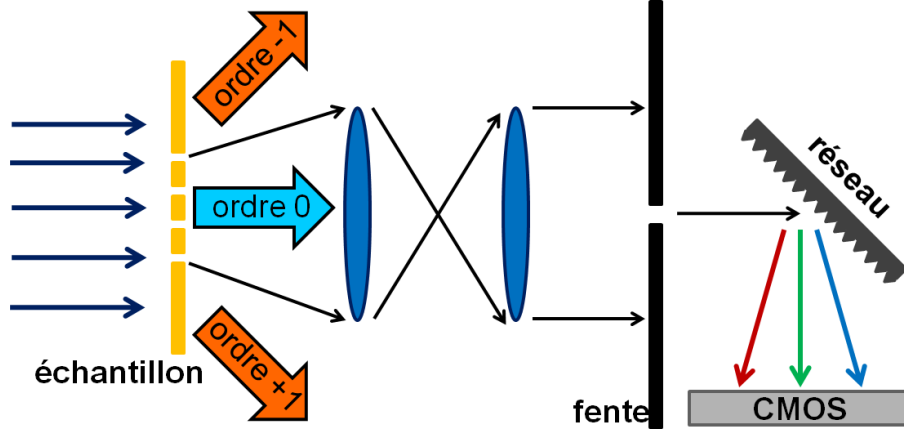


FIGURE 3.4 – Schéma de principe du spectromètre : le faisceau de lumière blanche est transmis à travers les structures est collecté par l’objectif et dirigé vers la fente du spectromètre, qui filtre tous les ordres de diffraction différents de 0, pour être diffracté sur le réseau en direction du capteur CCD.

Le schéma du spectromètre est présenté sur la figure 3.4. La taille de la fente en entrée du spectromètre est de $25 \mu\text{m}$, ce qui est un bon compromis entre la sensibilité du système et l’intensité transmise. Une rotation du réseau laisse place à un miroir, qui image alors la structure de transmission sur le détecteur CCD : ce système permet d’aligner la structure voulue avec la fente, et de focaliser la structure sur le capteur CCD. Remarquons enfin que l’objectif du microscope génère de faibles aberrations chromatiques sur le spectre des structures.

3.4 Le montage de la matrice de Mueller

Nous allons maintenant présenter le montage développé pour mesurer les matrices de Mueller des différentes structures étudiées ici. Ce montage permet d’étudier complètement les effets d’une structure donnée sur les états de polarisation d’une lumière incidente, comme nous l’avons vu dans le chapitre 2.

Le montage expérimental (fig.3.5) est composé de trois parties distinctes. Le faisceau est d’abord contrôlé en polarisation grâce aux éléments (1) : c’est l’état de polarisation de préparation. Il est ensuite focalisé par l’objectif d’illumination O_1 ($5\times$, $N.A. = 0.14$) puis transmis à travers l’échantillon, pour être collecté par l’ob-

jectif O_2 ($50\times$, $N.A. = 0.42$). Finalement, on analysera la polarisation (éléments 2) du faisceau émergeant du second objectif. Les parties de préparation et d'analyse de la polarisation sont symétriques par rapport au plan de l'échantillon. On construira chacune de ces deux parties grâce à trois éléments de polarisation : un polariseur (P), une lame demi-onde ($\Lambda_{1/2}$), et une lame quart d'onde ($\Lambda_{1/4}$). Pour préparer n'importe quel état de polarisation, il serait possible de n'utiliser qu'un polariseur et une lame $\Lambda_{1/4}$. Cependant, comme notre source est partiellement polarisée, nous allons fixer le polariseur et la lame $\Lambda_{1/4}$, et rajouter une lame rotative $\Lambda_{1/2}$ pour pouvoir contrôler l'état de polarisation ; pour des raisons de symétries on construit le système d'analyse de la même manière que le système de préparation.

En effet, si la source est elliptiquement polarisée (à l'exception du cas limite d'une polarisation circulaire), chaque rotation du polariseur de préparation modifie l'intensité transmise, on le fixe donc à un angle donné. De plus, la lame $\Lambda_{1/4}$ peut être ajoutée ou enlevée grâce à une monture basculante, permettant de construire des états de polarisation linéaires ou circulaires. La lame $\Lambda_{1/4}$ est réglée en alignant l'un de ses axes (dans notre cas, c'est l'axe lent) avec l'axe du polariseur. Grâce à cette méthode, les seuls éléments qui subissent des rotations lors des mesures sont les lames $\Lambda_{1/2}$, ce qui diminue les sources possibles d'erreurs expérimentales. Si ce choix des éléments de polarisation est très intéressant, l'un de ses points faibles est que les lames $\Lambda_{1/4}$ sont rajoutées pour construire une polarisation circulaire à partir d'une polarisation linéaire p ou m : ceci modifiera légèrement l'intensité de transmission, indépendamment de l'état de polarisation.

Finalement, malgré les couches anti-réfléchissantes déposées sur certains éléments, une partie du faisceau est toujours réfléchi, et va interagir avec la source diode laser quand les éléments optiques sont bien alignés. Une étude systématique a permis de montrer que l'insertion d'une densité optique faible ($OD \simeq 0.73$ à $\lambda = 785$ nm) en amont du montage permettait d'atténuer ce problème d'un ordre de grandeur. Cette méthode est intéressante, car malgré l'atténuation de l'intensité mesurée, et donc de la dynamique des mesures, le gain de sensibilité grâce à la forte diminution du bruit est plus avantageux.

A partir de ce montage, il est possible d'imager le plan conjugué et le plan de Fourier (plans C et F sur le schéma 3.5 a/). Le passage de l'un à l'autre se fait par l'utilisation d'une lentille de Fourier qui est à une même distance, égale à sa focale, du plan conjugué et du plan de Fourier.

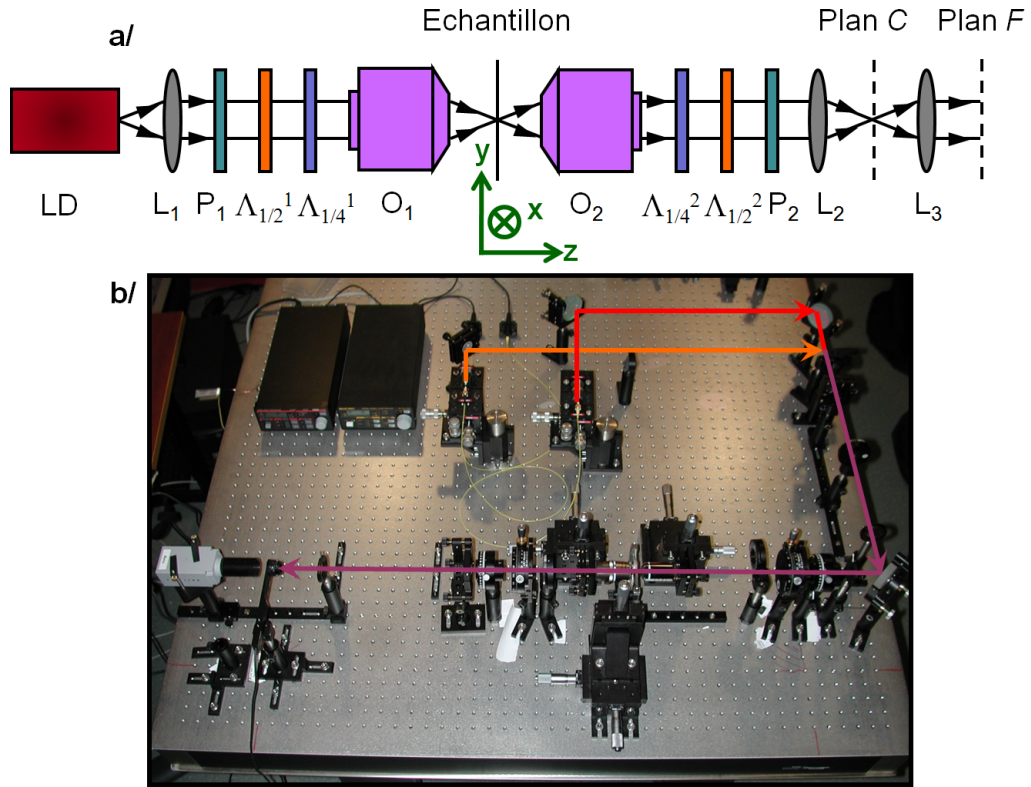


FIGURE 3.5 – a/Schéma du montage utilisé pour faire les études des matrices de Mueller dans le plan conjugué (C) ou dans le plan de Fourier (F) : LD (source diode laser $\lambda = 785$ nm), $L_{1,2,3}$ (lentilles), $P_{1,2}$ (polariseurs), $\Lambda_{1/2}^{1,2}$ (lames demi-ondes), $\Lambda_{1/4}^{1,2}$ (lames quarts d'onde), $O_{1,2}$ (objectifs) b/ Photographie du montage utilisé pour faire l'étude du montage de Mueller en intensité (avec un puissance-mètre comme détecteur) ; les lignes représentent les parcours des faisceaux laser : orange à $\lambda = 635$ nm (utilisé principalement pour l'alignement), rouge à $\lambda = 785$ nm, et violette pour le trajet commun aux deux faisceaux.

3.4.1 Etude matricielle des éléments de polarisation

Nous allons présenter ici rapidement les matrices de Mueller correspondant aux éléments de polarisation [56]. Notons α l'angle entre l'axe principal de l'élément de polarisation, et l'axe horizontal x . Les polariseurs que nous utilisons sont considérés comme des éléments dichroïques idéaux¹, n'induisant pas de retard.

1. En réalité, il y a un rapport de $8.8 \cdot 10^{-6}$ entre les intensités transmises par nos deux polariseurs en configurations parallèle et croisée.

$$P(\alpha) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ \cos 2\alpha & \cos^2 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & 0 \\ \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & \sin^2 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Une lame d'onde est un élément biréfringent. Soit δ le retard induit par la lame d'onde, sa matrice de Mueller la plus générale est alors :

$$\Lambda(\delta, \alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \sin^2(2\alpha)[1 - \cos(\delta)] & \frac{\sin(4\alpha)}{2}[1 - \cos(\delta)] & \sin(2\alpha) \sin(\delta) \\ 0 & \frac{\sin(4\alpha)}{2}[1 - \cos(\delta)] & 1 - \cos^2(2\alpha)[1 - \cos(\delta)] & -\cos(2\alpha) \sin(\delta) \\ 0 & -\sin(2\alpha) \sin(\delta) & \cos(2\alpha) \sin(\delta) & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Dans ce travail, nous avons utilisé deux types de lames d'onde : des quarts d'onde (notées $\Lambda_{1/4}$, avec $\delta = \frac{\pi}{2}$), et des demi-ondes (notées $\Lambda_{1/2}(\alpha)$, avec $\delta = \pi$). De plus, on orientera toujours l'axe lent des lames quarts d'onde selon y (on notera simplement $\Lambda_{1/4}(\delta = \frac{\pi}{2}, \alpha = 0) = \Lambda_{1/4}$). Les relations (3.3) décrivent la matrice des lames $\Lambda_{1/4}$ utilisées, et des lames $\Lambda_{1/2}(\alpha)$ associées à l'angle α :

$$\Lambda_{1/4} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Lambda_{1/2}(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(4\alpha) & \sin(4\alpha) & 0 \\ 0 & \sin(4\alpha) & -\cos(4\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

3.4.2 Etude matricielle du système

Pour décrire matriciellement les systèmes de préparation et d'analyse, il suffit de multiplier les matrices des éléments de polarisation utilisés de manière ordonnée (un polariseur $P(\alpha)$, une lame $\Lambda_{1/2}(\alpha)$, et une lame $\Lambda_{1/4}$ amovible). Pour la suite, nous orienterons l'axe du premier polariseur selon la direction y ($P_1(\frac{\pi}{2})$), et l'axe du second selon la direction x ($P_2(0)$). Nous avons utilisé cette configuration, car il est bien plus précis de régler l'angle entre deux polariseurs quand ils sont dans la configuration croisée plutôt que dans la configuration parallèle (réduction du bruit expérimental). Leur matrice sont alors :

$$P_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, P_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Pour obtenir un état de polarisation linéaire, on associera un polariseur et une lame demi-onde :

$$\Lambda_{1/2}(\alpha)P_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -\cos 4\alpha & \cos 4\alpha & 0 & 0 \\ -\sin 4\alpha & \sin 4\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Pour obtenir un état de polarisation circulaire, on associera un polariseur, une lame demi-onde et une lame quart d'onde.

$$\Lambda_{1/4}\Lambda_{1/2}(\alpha)P_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -\cos 4\alpha & \cos 4\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sin 4\alpha & \sin 4\alpha & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

La lame $\Lambda_{1/2}(\alpha)$ est tournée de telle manière que l'état émergent soit $(S_0, 0, 0, S_3)^T$ ($\alpha = \frac{\pi}{8} \bmod[\frac{\pi}{2}]$ pour $S_3 = \sin(4\alpha) = +1$, et $\alpha = \frac{3\pi}{8} \bmod[\frac{\pi}{2}]$ pour $S_3 = \sin(4\alpha) = -1$) l'état de polarisation arrivant sur la lame $\Lambda_{1/4}$ est alors (respectivement) p ou m . Si on étudie le système d'analyse, la symétrie miroir impose que les angles définissant les polarisations linéaires restent inchangés, mais que les polarisations circulaires soient inversées (par exemple, une polarisation circulaire gauche ($-\sin(4\alpha) = +1$) sera obtenue grâce au système d'analyse linéaire ($P\Lambda_{1/2}$) dans l'état m). Notons que ce système transpose les états linéaires (S_1, S_2) d'un vecteur de Stokes en composantes circulaires :

$$\Lambda_{1/4}\Lambda_{1/2}(\pm\frac{\pi}{8})P_1S = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 - S_1 \\ 0 \\ 0 \\ \mp S_0 \pm S_1 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Ce système ne permet donc pas l'accès aux composantes circulaires S_3 (contraire-

ment à un polariseur circulaire). Cependant, s'il est important d'être conscient de ce problème, il n'a en réalité pas d'incidence sur nos mesures. En effet, en préparation on cherche simplement à construire des états de polarisation purs qui illuminent la structure, et l'état ainsi créé est bien un état de polarisation circulaire. De plus, en analyse, le système est symétrique, et on obtient cette fois-ci :

$$P_2 \Lambda_{1/2}(\pm \frac{\pi}{8}) \Lambda_{1/4} S = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 4\alpha & 0 & -\sin 4\alpha \\ 1 & \cos 4\alpha & 0 & -\sin 4\alpha \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} S = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 \mp S_3 \\ S_0 \mp S_3 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Cette fois-ci, ce sont les composantes circulaires qui sont transposées dans les composantes linéaires. Comme il est de toutes façons possible d'accéder aux composantes linéaires en enlevant la lame $\Lambda_{1/4}$, il est possible d'utiliser ce montage pour définir totalement le système.

3.5 Les approximations expérimentales des expériences

Dans la description des matrices donnée dans la section précédente, on considère un système aligné parfaitement, avec des éléments idéaux. En réalité, il existe deux sources principales d'incertitudes lors des mesures : les incertitudes associées au montage, et les incertitudes associées aux structures. Dans cette considération, les incertitudes du montage sont principalement liées à un écart entre les états de polarisation expérimentaux et les états purs théoriques (on les appellera dans la suite *incertitudes de polarisation*). Elles sont une conséquence d'un ensemble d'erreurs liées à l'alignement des différents éléments de polarisation, au caractère non-parfait de ces éléments, et à l'action des éléments de focalisation et du substrat de verre sur la polarisation. On va maintenant étudier en détail ces *incertitudes de polarisation*.

3.5.1 Mesure des incertitudes associées au montage

Caractérisation des éléments de polarisation

Tout d'abord, on va chercher à caractériser les différents éléments de polarisation : les éventuelles imperfections du retard δ^2 et les erreurs d'alignement sur le montage optique. Nous allons considérer ici que toutes les imperfections d'un élément de polarisation donné sont dues à une erreur de retard : on y intégrera les incertitudes d'alignement qui sont difficilement extraites des données mesurées. Ceci signifie qu'en réalité, ces mesures présentées ici seraient susceptibles de varier légèrement si l'alignement des éléments en question était modifié.

A partir de la figure 3.6, on peut estimer les déphasages réels des éléments de polarisation, et pour ce faire on va utiliser deux méthodes, en fonction des éléments considérés. Pour le cas d'une étude de polarisations linéaires ($P\Lambda_{1/2}$), il est possible de simuler simplement un produit matriciel des éléments non parfaits, ce qui est exprimé par la relation (3.9), en choisissant la polarisation de préparation selon x . La simulation donne de bons résultats, car la formule n'est pas trop compliquée, et le nombre de variables est faible ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$).

$$I = \frac{1}{2}[1 - \cos(\varepsilon_2)] \cos(\varepsilon_1) \cdot \sin^2(\theta_2) + \frac{1}{2} \sin(\varepsilon_1) \sin(\varepsilon_2) \cdot \sin(\theta_2) - \frac{1}{8}[1 - \cos(\varepsilon_1)][1 - \cos(\varepsilon_2)] \cdot \sin(2\theta_2) + \frac{1}{2}[1 - \cos(\varepsilon_1)] \quad , \quad (3.9)$$

avec ε_i le retard d'une lame $\Lambda_{1/2}$, $i = 1, 2$ selon que l'élément considéré est dans la partie préparation ou analyse du système respectivement, et θ_2 l'angle entre les deux polarisations linéaires.

Dans le cas où l'un des états de polarisation est circulaire (c'est-à-dire que l'on étudie maintenant les caractéristiques des lames $\Lambda_{1/4}$), les produits matriciels utilisés avant deviennent plus complexes, et le nombre de variables augmente, ce qui rend la correspondance entre les résultats et les simulations moins bonne. Dans ce cas, il est préférable de faire une analyse par transformée de Fourier : on utilise la méthode explicité dans la référence [75]. On obtient alors les résultats suivants :

2. Nous utilisons des lames d'ordre zéro, calibrées pour la longueur d'onde que nous utilisons, et non des éléments de polarisation « larges bandes ».

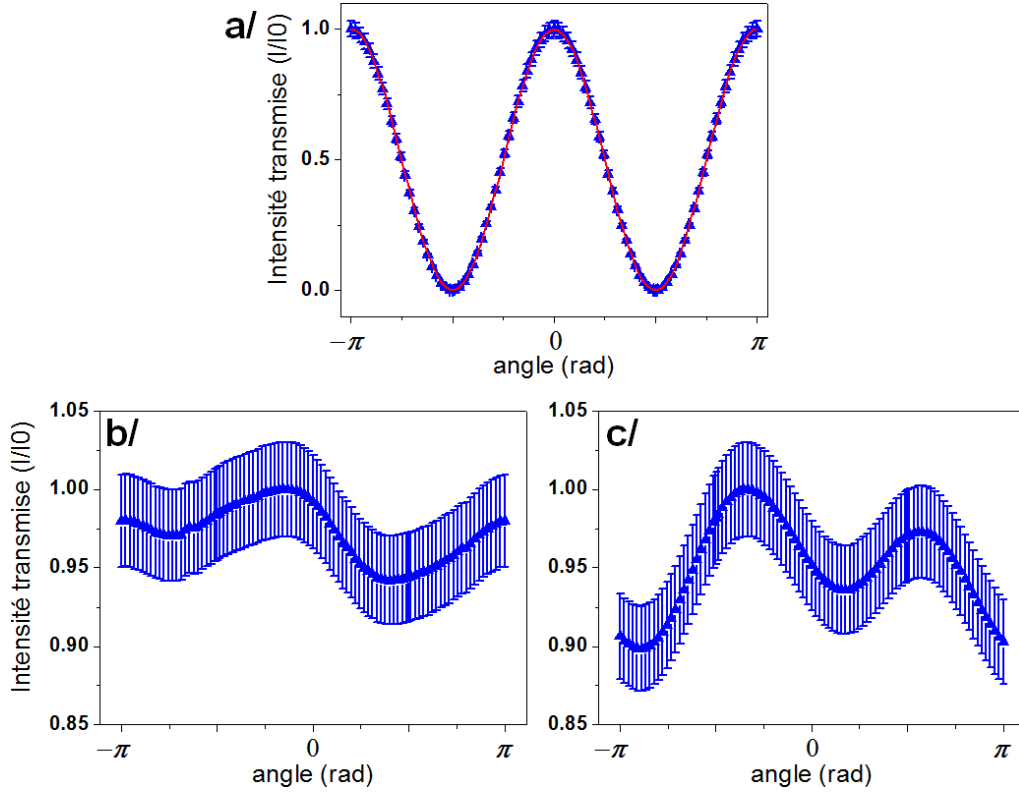


FIGURE 3.6 – Profils d’intensité transmise à travers les éléments optiques dans différentes configurations en gardant l’un des états de polarisations fixe, et en tournant l’autre d’un angle donné : a/ les deux états de polarisation sont linéaires (deux lames $\Lambda_{1/2}$), avec rotation de l’analyseur, la ligne rouge correspond à la simulation explicité dans le texte ; b/ et c/ l’état de polarisation fixé est circulaire gauche (présence d’une lame $\Lambda_{1/4}$) b/ en préparation ou c/ en analyse, et on varie la direction de l’état linéaire.

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = (181.45 \pm 0.03)^\circ \\ \varepsilon_2 = (178.84 \pm 0.03)^\circ \\ \eta_1 = (89.10 \pm 0.05)^\circ \\ \eta_2 = (87.85 \pm 0.04)^\circ \end{cases}, \quad (3.10)$$

avec η_i le retard de la lame $\Lambda_{1/4}$ de la partie préparation ou analyse du système : $\delta(\Lambda_{1/2}) = \varepsilon$, et $\delta(\Lambda_{1/4}) = \eta$.

Les incertitudes de polarisation

Une fois que l'on connaît avec précision les éléments de polarisation qu'on utilise, il faut considérer les effets des objectifs de focalisation, du substrat de verre et de l'expérimentateur. On mesure alors une matrice dite de référence (M_{ref}) présentée dans la relation (3.11) : la mesure est faite avec le système d'étude complet (objectifs compris), mais en remplaçant l'échantillon par un substrat de verre identique à celui utilisé pour faire les échantillons. Cette matrice est bien une mesure de l'écart entre les états de polarisation expérimentaux et les états purs théoriques : c'est la matrice des *incertitudes de polarisation*.

$$M_{ref} = \begin{pmatrix} 1.000 & 0.001 & 0.003 & -0.005 \\ 0.001 & 1.000 & 0.005 & 0.016 \\ -0.005 & 0.011 & 0.999 & -0.005 \\ 0.012 & -0.014 & 0.007 & 0.985 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Cette matrice a pour indice de dépolarisation : $P = 0.995$.

Une fois les *incertitudes de polarisation* du système connues, il faut considérer les incertitudes dues à la manipulation du montage pendant la mesure des structures.

Les incertitudes de manipulation

Pour une structure avec des caractéristiques géométriques données, les écarts à la reproductibilité de la mesure sont appelés les *incertitudes de manipulation*. Il faut bien discerner ces *incertitudes de manipulation*, qui sont associées par exemple au centrage de la structure dans le faisceau ou à la focalisation de l'objectif de collection, et les *incertitudes de polarisation* qui sont liées à la qualité de préparation des états de polarisation, bien que toutes deux soient liées au système.

Pour étudier les *incertitudes de manipulation*, nous avons mesuré la même structure (notée A) plusieurs fois et à différents moments, et on a calculé la moyenne ainsi que l'écart type de chaque élément de la matrice. La relation (3.12) présente la matrice de Mueller, ainsi que la matrice d'écart type σ pour une structure de période $P = 730$ nm, de largeur de sillons $w = 250$ nm, et de diamètre de trou $d = 350$ nm, construite après sept différentes mesures de la même matrice. Notons que l'étude des différents paramètres géométriques des structures sera faite au chapitre 5.

$$M = \begin{pmatrix} 1.000 & -0.008 & 0.003 & -0.009 \\ -0.009 & 0.991 & 0.002 & -0.088 \\ 0.017 & 0.000 & 0.981 & -0.089 \\ 0.008 & 0.093 & 0.079 & 0.859 \end{pmatrix} \pm \begin{pmatrix} 0.000 & 0.005 & 0.015 & 0.003 \\ 0.004 & 0.002 & 0.004 & 0.011 \\ 0.015 & 0.007 & 0.014 & 0.014 \\ 0.003 & 0.010 & 0.010 & 0.013 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

On calcule la moyenne des indices de dépolarisation, ainsi que l'écart type ($P = 0.951 \pm 0.008$). L'indice de dépolarisation calculé directement à partir de la matrice moyennée est $P = 0.951$, ce qui est en accord avec l'intervalle donné par l'écart type. Comme par normalisation on fixe l'élément $m_{00} = 1.000$, il est nul dans la matrice σ , et il est donc impossible de calculer directement un indice de dépolarisation pour celle-ci.

3.5.2 Mesure des incertitudes associées aux structures

On associe à la préparation des structures les *incertitudes de nanofabrication*, qui sont estimées en mesurant les matrices de Mueller associées à différentes structures (A, B, C, D) gravées sur un même film à des endroits différents à l'aide du même *streamfile*. Les incertitudes liées aux faibles différences de caractéristiques du film en deux points différents, et aux variations du faisceau entre deux structures gravées sont alors prises en compte. On a ainsi mesuré huit matrices gravées avec le même *streamfile* :

$$M = \begin{pmatrix} 1.000 & -0.015 & 0.022 & -0.011 \\ -0.015 & 0.994 & -0.004 & -0.046 \\ 0.027 & 0.002 & 0.987 & -0.086 \\ 0.005 & 0.053 & 0.076 & 0.866 \end{pmatrix} \pm \begin{pmatrix} 0.000 & 0.020 & 0.018 & 0.003 \\ 0.020 & 0.004 & 0.012 & 0.049 \\ 0.013 & 0.009 & 0.011 & 0.052 \\ 0.004 & 0.044 & 0.049 & 0.013 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Dans ce cas-là, le degré de polarisation moyen calculé est $P = 0.956 \pm 0.011$, et l'indice calculé à partir de la matrice moyennée est $P = 0.954$, qui est inclus dans l'intervalle défini par l'écart type.

En réalité, ces mesures incluent les incertitudes liées à la nanofabrication et à la manipulation. Ainsi, on a mesuré deux matrices d'écart type, une liée au système expérimental seul (σ_{exp}), et l'autre liée à la nanofabrication et au système

expérimental ($\sigma_{exp+fab}$). Comme ces erreurs expérimentales s'additionnent, on peut estimer la matrice des *incertitudes de nanofabrication* (σ_{fab}) de la manière suivante :

$$\sigma_{fab} = |\sigma_{exp+fab} - \sigma_{exp}| = \begin{pmatrix} 0.000 & 0.015 & 0.003 & 0.000 \\ 0.016 & 0.002 & 0.008 & 0.038 \\ 0.002 & 0.002 & 0.003 & 0.038 \\ 0.001 & 0.034 & 0.039 & 0.000 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Les incertitudes associées à la nanofabrication semblent être principalement liées au dichroïsme entre les états x et y , et à la biréfringence. Ces effets peuvent être dus aux variations du faisceau d'ion en fonction de son réglage, à la position sur l'échantillon, ainsi qu'à la qualité de gravure. Cependant, elles ne sont pas liées à la qualité de dépôt du film, qui est statistiquement la même sur toute la surface, étant donné que les structures mesurées sont gravées sur un même film.

Dans la suite, on considérera la matrice σ de la relation (3.13) comme la matrice de déviation standard ($\Delta S = \sigma(m_{ij})$) associée à la mesure de l'intensité transmise par une structure de type *cible non percée* :

$$\Delta S = \begin{pmatrix} 0.000 & 0.020 & 0.018 & 0.003 \\ 0.020 & 0.004 & 0.012 & 0.049 \\ 0.013 & 0.009 & 0.011 & 0.052 \\ 0.004 & 0.044 & 0.049 & 0.013 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

En effet, cette matrice contient l'ensemble des incertitudes, qu'elles soient associées au montage, ou aux structures. La matrice expérimentale pourra aussi être comparée à la matrice de référence M_{ref} , pour discuter de l'aspect physique des différents termes de matrice. La matrice de déviation standard a été mesurée sans *a priori* sur la matrice de la structure, elle est une mesure de la reproductibilité des expériences : on l'associera indistinctement aux différentes structures mesurées³. Notons qu'aucune matrice de déviation standard n'a été mesurée pour les études d'imagerie de Mueller (cibles percées), car dans ce cas, on ne fait pas une étude quantitative poussée, mais on étudie plutôt la forme des faisceaux émergents.

3. Malgré le fait que cette matrice ΔS a été mesurée pour des structures de type cible, nous l'utiliserons aussi pour estimer les différentes incertitudes sur la mesure des trous uniques.

Chapitre 4

Cibles percées et faisceaux hélicoïdaux non diffractifs

En 1987, Durnin et collaborateurs ont réalisé que des solutions non diffractives de l'équation d'Helmholtz pouvaient se définir à partir de fonctions de Bessel. De tels modes ont été mesurés expérimentalement par transmission à travers un anneau gravé dans un film métallique [76–81]. De tels faisceaux non diffractifs ont ensuite été reproduits par transmission à travers des hologrammes [82, 83]. L'holographie est en effet une méthode puissante pour générer de manière contrôlée des faisceaux optiques aux propriétés particulières. D'autres méthodes existent pour induire des propriétés optiques intéressantes au faisceau transmis, telles que celles basées sur la manipulation locale de polarisation au niveau de réseaux diélectriques générés par ordinateur : conversion de polarisation [84], contrôle de l'hélicité [85], génération d'un faisceau non diffractif [86], etc.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude de structures directement inspirées de la cible plasmonique et qui sont formées par des anneaux concentriques, percés à travers un film métallique optiquement opaque et de largeur sub-longueur d'onde. Chacun de ces anneaux, concentriques et de rayons périodiquement croissants (fig.4.1), est de fait analogue à l'anneau de Durnin et nous retrouverons les propriétés non diffractives associées aux modes de Bessel de la symétrie cylindrique. Cependant, de par le caractère sub-longueur d'onde de nos anneaux, de forts contrastes en polarisation sont induits, et la courbure de chaque anneau permet la conversion entre composantes de polarisations linéaires. Finalement, nous vérifierons qu'un contrôle de polarisation permet de générer dans le faisceau émergent un moment angulaire

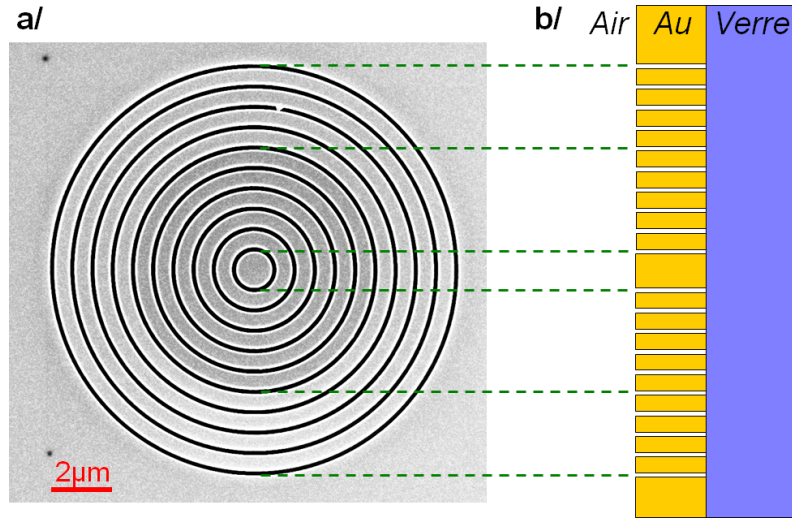


FIGURE 4.1 – a/ Image SEM d’une cible percée de période $P = 700$ nm et de largeur de sillons $w = 150$ nm, gravée dans un film Au d’épaisseur $e_{Au} = 215$ nm
b/ Schéma de la coupe d’une cible percée.

orbital, par transfert de moment angulaire de spin lors de la transmission [87]. On parle alors de faisceaux hélicoïdaux.

Dans une première partie, nous décrirons ces structures d’un point de vue théorique. Les simulations, considérant les fentes comme infiniment fines et négligeant les contributions plasmoniques, ont permis de valider nos résultats expérimentaux. Nous présenterons les mesures à partir desquelles nous déduisons les propriétés de conversion de polarisation et de génération de faisceaux de Bessel hélicoïdaux. Les effets de variation de la période et de la largeur des sillons seront testés. Finalement, nous étudierons le caractère non diffractif du faisceau transmis au travers d’un ou plusieurs anneaux.

4.1 Approche théorique des cibles percées

Rappelons que la notation $\langle f|T|i\rangle$ correspond à l’intensité de transmission lorsque le champ incident est préparé dans l’état de polarisation i , et le champ transmis et analysé dans l’état de polarisation f . Comme nous l’avons vu dans le chapitre 2, pour i et f il est plus que suffisant d’étudier expérimentalement les six états de polarisation purs : x , y , p , m , L , R ; un ensemble de combinaisons linéaires (annexe

C) permet alors d'obtenir la matrice de Mueller.

4.1.1 L'anneau unique : l'expérience de Durnin et collaborateurs [77]

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'étude d'un anneau simple percé à travers un film métallique, et de dimensions plus grandes que la longueur d'onde d'illumination. L'étude de la propagation non diffractive du faisceau transmis par de telles structures a déjà été réalisée [77]. Comme ces expériences ont été réalisées avec des structures dont toutes les dimensions sont plusieurs fois plus grandes que la longueur d'onde du faisceau (anneau de rayon 2.5 mm et de largeur 10 μm , pour $\lambda_{ill} = 500 \text{ nm}$), on utilisera une description scalaire de la diffraction.

Durnin montre que l'équation d'Helmholtz

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E(x, y, z, t) = 0 \quad (4.1)$$

admet des solutions non diffractives, c'est-à-dire que les ondes décrites par ces solutions ont une intensité qui ne diminue pas lors de leur propagation le long de l'axe z [76–78]. Parmi les solutions non diffractives, certaines peuvent s'écrire sous la forme de fonctions de Bessel de première espèce J_n pondérées d'un facteur multiplicatif dépendant de z et t correspondant à la propagation :

$$E(x, y, z \geq 0, t) = e^{i(\beta z - \omega t)} J_n(\alpha \sqrt{x^2 + y^2}) \text{ avec } \alpha^2 + \beta^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (4.2)$$

La plus simple de ces solutions est alors la fonction de Bessel d'ordre zéro J_0 . Il suffit alors de vérifier que le champ défini par l'équation (4.2) est une solution non diffractive de l'équation d'Helmholtz :

$$\begin{aligned} I(x, y, z \geq 0, t) &= |E(x, y, z \geq 0, t)|^2 \\ &= |e^{i(\beta z - \omega t)} J_n(\alpha \sqrt{x^2 + y^2})|^2 \\ &= I(x, y, z = 0, t = 0) \end{aligned} \quad (4.3)$$

En réalité, les dimensions finies de l'anneau et de la lentille de focalisation limitent la distance de propagation du faisceau non diffractif, comme présenté sur la figure 4.2. Dans ce cas, il est possible de définir la distance de propagation limite Z_{max} à partir des dimensions des éléments utilisés :

$$Z_{max} = \frac{Df}{2r} \quad (4.4)$$

avec r le rayon des anneaux, D est le diamètre de la lentille de Fourier et f sa distance focale.

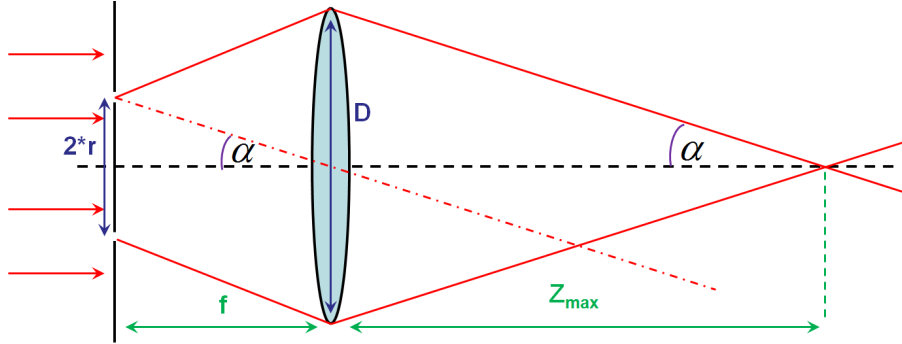


FIGURE 4.2 – Schéma du calcul de Z_{max} . Reproduit de [79].

Dans la configuration expérimentale de Durnin, $Z_{max} = 85$ cm est environ quinze fois plus élevé que la distance de Rayleigh d'un faisceau gaussien de même dimension.

Ainsi, la transmission à travers un anneau unique permet de générer un faisceau de Bessel non diffractif sur une grande distance, seulement limitée par les dimensions finies des éléments optiques utilisés. Nous allons maintenant nous intéresser au cas où la largeur de l'anneau de transmission est sub-longueur d'onde, pour étudier les effets de polarisation sur la génération de modes de Bessel non diffractifs.

4.1.2 Le cas d'un anneau sub-longueur d'onde : une approche vectorielle

Un anneau unique de largeur sub-longueur d'onde se comporte comme un filtre de polarisation dont le comportement peut se comprendre simplement par une approche vectorielle dans la limite d'un anneau infiniment fin. Dans cette limite, seule la composante radiale du champ électrique incident ($\vec{E}_{in} \cdot \hat{e}_\rho$) est transmise à travers la structure (voir fig.4.3). De plus, nous considérerons que le film est opaque, c'est-à-dire que seule la fente annulaire transmet la lumière. On utilisera les notations suivantes dans la base cartésienne (\hat{e}_x, \hat{e}_y), puis polaire ($\hat{e}_\rho, \hat{e}_\psi$) :

$$\vec{E} = E_x \hat{e}_x + E_y \hat{e}_y = E_\rho \hat{e}_\rho + E_\psi \hat{e}_\psi \quad (4.5)$$

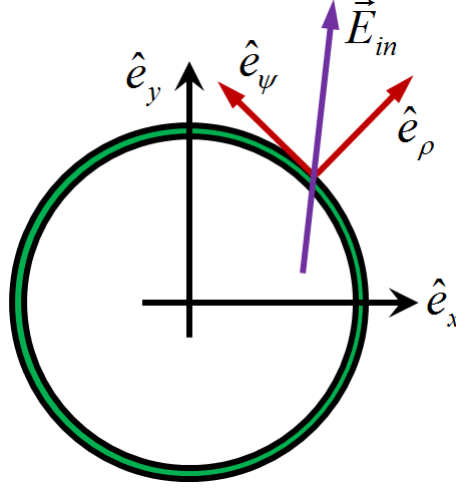


FIGURE 4.3 – Schéma d'un anneau unique sub-longueur d'onde, avec les deux référentiels associés : cartésien (\hat{e}_x, \hat{e}_y) , et polaire $(\hat{e}_\rho, \hat{e}_\psi)$.

Les produits dyadiques des vecteurs polaires $(\hat{e}_\rho \otimes \hat{e}_\rho$ et $\hat{e}_\psi \otimes \hat{e}_\psi)$ permettent d'exprimer le champ électrique dans la base cartésienne en fonction de ses composantes polaires :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \hat{e}_\rho \otimes \hat{e}_\rho \vec{E} + \hat{e}_\psi \otimes \hat{e}_\psi \vec{E} \\ &= [E_\rho(\hat{e}_\rho \cdot \hat{e}_x)\hat{e}_x + E_\rho(\hat{e}_\rho \cdot \hat{e}_y)\hat{e}_y] + [E_\psi(\hat{e}_\psi \cdot \hat{e}_x)\hat{e}_x + E_\psi(\hat{e}_\psi \cdot \hat{e}_y)\hat{e}_y] \end{aligned} \quad (4.6)$$

avec $(\hat{e}_\rho = \cos \psi \hat{e}_x + \sin \psi \hat{e}_y)$, et $(\hat{e}_\psi = -\sin \psi \hat{e}_x + \cos \psi \hat{e}_y)$.

On définit ainsi deux matrices permettant d'obtenir les composantes radiales $\hat{e}_\rho \otimes \hat{e}_\rho$ et azimutales $\hat{e}_\psi \otimes \hat{e}_\psi$ d'un vecteur \vec{E} , dans la base cartésienne, en fonction de l'angle polaire (ψ) (en notant \mathbf{I} la matrice identité) :

$$\begin{cases} \hat{e}_\rho \otimes \hat{e}_\rho &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{I} + \begin{pmatrix} \cos(2\psi) & \sin(2\psi) \\ \sin(2\psi) & -\cos(2\psi) \end{pmatrix} \right) = \frac{1}{2} (\mathbf{I} + M(\psi)) \\ \hat{e}_\psi \otimes \hat{e}_\psi &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{I} - \begin{pmatrix} \cos(2\psi) & \sin(2\psi) \\ \sin(2\psi) & -\cos(2\psi) \end{pmatrix} \right) = \frac{1}{2} (\mathbf{I} - M(\psi)) \end{cases} \quad (4.7)$$

La présence d'éléments non diagonaux sur la matrice $M(\psi)$ est associée à un effet de conversion de polarisation. Nous verrons par la suite que c'est cet effet de conversion de polarisation qui est à l'origine de l'hélicité du faisceau émergent sous certaines conditions de polarisation¹.

4.1.3 Mise en réseau : cas de la cible percée

Une cible percée est un réseau d'anneaux concentriques périodiques totalement percés à travers le film (voir fig.4.1). Une telle cible sera appelée *cible percée* dans tout le reste de ce travail, par opposition à la *cible*, qui est entourée de sillons périodiques où seul le trou central transmet de la lumière.

Lors de la mise en réseau des anneaux, la structure résultante peut s'écrire comme une somme de fonctions de Dirac, associées à chaque anneau en les considérant comme infiniment fins. Pour chaque anneau, la description reste la même que dans la section (4.1.2), et en chaque point des anneaux, seule la composante radiale du champ électrique est transmise. Notons \vec{E}_{in} le champ électrique incident sur la structure, \vec{E}_1 le champ électrique émergent de la structure, et $\rho_n = n\rho_0$ le rayon de l'anneau n . Le champ électrique en un point $M(\rho'', \psi)$ du plan de la structure (ρ'' étant la distance au centre de la structure) s'écrit alors de la manière suivante :

$$\vec{E}_1(\rho'', \psi) = \sum_n \delta(\rho'' - \rho_n) \hat{e}_{\rho''} \otimes \hat{e}_{\rho''} \vec{E}_{in} \quad (4.8)$$

On peut isoler deux plans d'étude distincts : le plan conjugué, et le plan de Fourier. Sur la figure 4.4, le plan $z = 0$ correspond à l'image de la cible réalisée par le système *objectif de collection* O_2 + *éléments de polarisation (2)* + *lentille de focalisation* L_2 (comme représenté sur le schéma 3.5 a/) : c'est une image agrandie (52 fois) de la structure, et analysée en polarisation. C'est donc le plan conjugué (espace direct) de la structure, qui est directement accessible avec la relation (4.8).

Le plan de Fourier correspond à la distribution des vecteurs d'onde \vec{k} associée à la structure. Il est accessible à partir du plan conjugué en ajoutant une lentille (de distance focale f) dans le plan $z = f$ (voir fig.4.4), et il est situé à la position particulière ($z = f + a = 2f$) : cette lentille réalise une transformée de Fourier

1. L'hélicité d'un faisceau est nulle pour un faisceau J_0 (configurations de polarisation $\langle R|T|R \rangle$ ou $\langle L|T|L \rangle$ par exemple), mais non nulle pour un faisceau J_2 (configurations de polarisation $\langle R|T|L \rangle$ ou $\langle L|T|R \rangle$ par exemple)

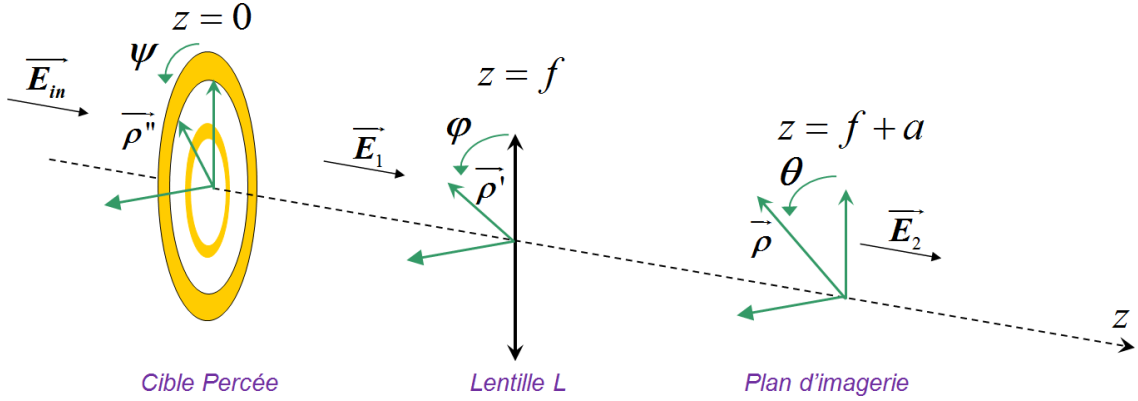


FIGURE 4.4 – Représentation schématique d'une partie du montage, faisant l'image de la structure par une lentille de focale f et de diamètre D .

optique et est donc appelée la lentille de Fourier. Il faut donc compléter l'étude précédente en tenant compte de la transmission à travers cette dernière.

Transmission à travers la lentille de Fourier.

Nous allons maintenant décrire la formation de l'image de la cible percée à travers une lentille de focale f , placée à une distance a de la cible, en supposant une illumination de la structure par une onde plane (voir schéma 4.4). Le terme traduisant la propagation libre d'une onde sur une distance z peut s'écrire :

$$\frac{e^{ikz}}{\lambda z} \vec{E}_1(\rho'', \psi) \quad (4.9)$$

De plus, le terme traduisant la traversée d'une lentille convergente L de diamètre D , de surface S_L , et de distance focale f est :

$$e^{-i\frac{k}{2f}\vec{\rho}^2} \quad (4.10)$$

On convolue alors ces expressions pour obtenir le champ \vec{E}_2 associé à une image formée en ($z = f + a$) par la lentille s'écrit en fonction du champ d'illumination de la cible \vec{E}_{in} (voir schéma 4.4) :

$$\begin{aligned} \vec{E}_2(\rho, \theta) = & - \int_{S_L} d\vec{\rho}' \frac{e^{ika}}{\lambda a} e^{i\frac{k}{2a}(\vec{\rho}-\vec{\rho}')^2} e^{-i\frac{k}{2f}\rho'^2} \int d\vec{\rho}'' \frac{e^{ikf}}{\lambda f} e^{i\frac{k}{2f}(\vec{\rho}''-\vec{\rho}')^2} \\ & \times \sum_n \delta(\rho'' - n\rho_0) \hat{e}_{\rho''} \otimes \hat{e}_{\rho''} \vec{E}_{in} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Le point important est que ce calcul se développe immédiatement avec des fonctions de Bessel d'ordre zéro, $J_0[\rho] = \frac{1}{2\pi} \int e^{i\rho\cos\theta} d\theta$ (une définition plus complète des fonctions de Bessel ainsi que leurs propriétés sont données dans l'annexe D) :

$$\begin{aligned} \vec{E}_2(\rho, \theta) = & -\frac{4\pi^2}{\lambda^2 a f} e^{ik(f+a)} e^{i\frac{k}{2a}\rho^2} \sum_n n\rho_0 e^{i\frac{k}{2f}(n\rho_0)^2} \int_0^{D/2} d\rho' \rho' e^{i\frac{k}{2a}\rho'^2} \\ & \times J_0\left[\frac{k\rho\rho'}{a}\right] J_0\left[\frac{k\rho'n\rho_0}{f}\right] \hat{e}_{\rho''} \otimes \hat{e}_{\rho''} \vec{E}_{in} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Il est possible de simplifier l'expression (4.12) en utilisant l'approximation de la lentille infinie, où l'on néglige les effets diffractifs induits par les bords de la lentille sur le faisceau. Avec

$$D \gg 2\sqrt{\lambda a} , \quad (4.13)$$

on peut écrire

$$\int_0^{D/2} d\rho' \sim \int_0^\infty d\rho' \quad (4.14)$$

qui permet de simplifier l'équation (4.12) par une transformée de Hankel :

$$\int_0^\infty d\rho' \rho' J_0\left[\frac{k\rho\rho'}{a}\right] e^{i\frac{k}{2a}\rho'^2} J_0\left[\frac{k\rho'n\rho_0}{f}\right] = \frac{ia}{k} e^{-\frac{ika}{2}\left(\left(\frac{\rho}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\rho_0}{f}\right)^2\right)} J_0\left[\frac{kn\rho\rho_0}{f}\right] \quad (4.15)$$

Finalement, dans le plan ($z = f + a$), le champ \vec{E}_2 peut s'écrire :

$$\vec{E}_2(\rho, \theta) = -\frac{2\pi i e^{ik(f+a)}}{\lambda f} \sum_n n\rho_0 e^{i\frac{k}{2f}(n\rho_0)^2 [1-\frac{a}{f}]} J_0\left[\frac{k\rho n\rho_0}{f}\right] \hat{e}_{\rho''} \otimes \hat{e}_{\rho''} \vec{E}_{in} \quad (4.16)$$

Grâce aux relations sur les fonctions de Bessel (développées en annexe) (D.4) et (D.6), la relation précédente peut s'écrire :

$$\vec{E}_2(\rho, \theta) = -\frac{\pi i e^{ik(f+a)}}{\lambda f} \sum_n n\rho_0 e^{i\frac{k}{2f}(n\rho_0)^2 [1-\frac{a}{f}]} \begin{pmatrix} \alpha - \beta & \gamma \\ \gamma & \alpha + \beta \end{pmatrix} \vec{E}_{in} , \quad (4.17)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \alpha = J_0 \left[\frac{kn\rho_0\rho}{f} \right] \\ \beta = \cos(2\theta) J_2 \left[\frac{kn\rho_0\rho}{f} \right] \\ \gamma = -\sin(2\theta) J_2 \left[\frac{kn\rho_0\rho}{f} \right] \end{cases} \quad (4.18)$$

$$\text{et } \begin{cases} J_0[x] = \frac{-1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \tau} d\tau \\ J_2[x] = \frac{-1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \tau} e^{2i\tau} d\tau \end{cases} \quad (4.19)$$

Par exemple, si l'on calcule le premier terme de cette matrice ($\alpha - \beta$), le développement (D.4) permet d'écrire :

$$\begin{aligned} J_0 \left[\frac{kn\rho_0\rho}{f} \right] (1 + \cos(2\psi)) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i \frac{kn\rho_0\rho}{f} \cos(\theta-\psi)} (1 + \cos(2\psi)) d\psi \\ &= J_0 \left[\frac{kn\rho_0\rho}{f} \right] - \frac{1}{2} \cos(2\theta) J_2 \left[\frac{kn\rho_0\rho}{f} \right] \\ &= (\alpha - \beta) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Cas particulier du plan de Fourier

Notons que dans le cas du plan de Fourier ($a = f$), l'expression (4.17) est simplifiée par $\sum_{n=1}^{10} n\rho_0 e^{i \frac{k}{2f} (n\rho_0)^2 [1 - \frac{f}{f}]} = \sum_{n=1}^{10} n\rho_0$, et devient :

$$\vec{E}_2(\rho, \theta) = -\frac{\pi\rho_0 i e^{2ikf}}{\lambda f} \sum_{n=1}^{10} n \begin{pmatrix} \alpha - \beta & \gamma \\ \gamma & \alpha + \beta \end{pmatrix} \vec{E}_{in} \quad (4.21)$$

Description du plan conjugué par les fonctions de Bessel

De plus, dans le plan conjugué qui correspond à la surface de la structure, le champ est déjà caractérisé par la dépendance des champs de Bessel. En effet, pour tout plan $z > 0$ tel que le faisceau est propagé librement entre $z = 0^-$ (ρ_S, ψ_S) et $z \geq 0^+$ (ρ'', ψ) le champ peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\rho'', \psi, z > 0) &= \int d\rho_S \frac{e^{ikz}}{\lambda z} e^{i \frac{k}{2z} (\rho'' - \rho_S)^2} \hat{e}_{\rho_S} \otimes \hat{e}_{\rho_S} \vec{E}_{in} \\ &= \frac{2\pi e^{ikz}}{\lambda z} e^{i \frac{k}{2z} (\rho'')^2} \sum_n n\rho_0 e^{i \frac{k}{2z} (n\rho_0)^2} J_0 \left[\frac{kn\rho''\rho_0}{z} \right] \hat{e}_{\rho_S} \otimes \hat{e}_{\rho_S} \vec{E}_{in} \end{aligned} \quad (4.22)$$

Ainsi, en reproduisant les calculs développés en annexe (D.4) et (D.6), on retrouve :

$$\vec{E}(\rho'', \psi, z > 0) = \frac{2\pi e^{ikz}}{\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}(\rho'')^2} \sum_n n \rho_0 e^{\frac{ik}{2z}(n\rho_0)^2} \begin{pmatrix} \alpha - \beta & \gamma \\ \gamma & \alpha + \beta \end{pmatrix} \vec{E}_{in} \quad (4.23)$$

Cette fois-ci les fonctions de Bessel ne dépendent plus de $\left[\frac{kn\rho\rho_0}{f}\right]$, mais de $\left[\frac{kn\rho''\rho_0}{z}\right]$, et sont modulées par des fonctions trigonométriques de l'angle ψ .

Les éléments diagonaux sont une combinaison linéaire des faisceaux de Bessel J_0 et J_2 , et les éléments anti-diagonaux sont de la forme J_2 . Nous verrons par la suite l'importance de ces termes en J_0 et J_2 , notamment ceux en J_2 pour l'explication de l'hélicité du faisceau transmis.

Nous allons maintenant étudier les résultats expérimentaux, et les comparer avec le modèle théorique exposé ci-dessus.

4.2 Les matrices de Mueller d'une cible percée

Pour étudier les effets de polarisation induits de la structure, nous suivrons la méthodologie présentée aux chapitres 2 et 3. Le montage utilisé est décrit en détail dans le chapitre 3 (voir fig.3.5). Précisons que la faible ouverture numérique de l'objectif d'illumination ($N.A. = 0.14$) permet d'approximer l'onde incidente sur la surface à une onde plane.

4.2.1 Le plan conjugué

On peut immédiatement observer les conversions de polarisation (voir eq. 4.7) à partir de trois états purs (x, p, R) sans analyse. Grâce à la symétrie cylindrique de la structure, il est possible d'en déduire les résultats pour les autres états purs (y, m, L) par des symétries miroirs.

On observe sur les figures 4.5 a/ et b/ que la distribution d'intensité transmise avec une polarisation de préparation linéaire (x , et p) correspond à la loi de Malus d'un polariseur. C'est ce qu'on attend d'une ouverture sub-longueur d'onde décrite dans la partie 4.1.2. Par exemple pour $\vec{E}_{in} = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ la distribution d'intensité obtenue à partir de l'équation (4.7) s'écrit :

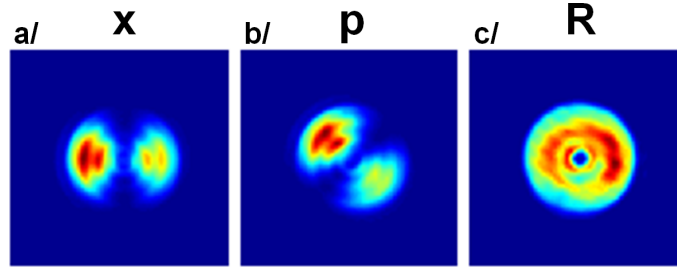


FIGURE 4.5 – Distribution d'intensité d'une cible percée ($P = 700$ nm, $w = 150$ nm, et $e_{Au} = 215$ nm) imagée dans le plan conjugué avec trois différents états de préparation de polarisation purs sans analyse : a/ x b/ p c/ R . La longueur d'onde d'illumination est $\lambda_{ill} = 785$ nm.

$$I(\psi) = |\vec{E}|^2 = \left| \hat{e}_{\rho''} \otimes \hat{e}_{\rho''} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{E_0^2}{2} (1 + \cos(2\psi)) = E_0^2 \cos^2 \psi \quad (4.24)$$

Dans ce cas, l'angle ψ est l'angle mesuré d'après l'orientation de la polarisation linéaire. Nous noterons dans la suite l'angle ψ_1 associé à la polarisation de préparation, et ψ_2 celui associé à la polarisation d'analyse. Si la polarisation du faisceau incident est circulaire $\vec{E}_{in} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}$, la distribution d'intensité est alors azimutale, comme prévu avec :

$$I(\psi) = |\vec{E}|^2 = \left| \hat{e}_{\rho''} \otimes \hat{e}_{\rho''} \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{E_0^2}{4} (1 + \cos^2(2\psi) + \sin^2(2\psi)) = \frac{E_0^2}{2} \quad (4.25)$$

En travaillant avec le système de préparation et d'analyse, on construit alors la matrice des 6×6 coefficients de transmission t_{ij} (voir tableau 2.5) de la cible percée étudiée qui est représentée sur la figure 4.6.

On peut distinguer sur cette matrice trois sous-ensembles, chacun correspondant à une configuration de polarisation entre un état de polarisation de préparation et d'analyse : la configuration *linéaire/linéaire*, la configuration *linéaire/circulaire*, et la configuration *circulaire/circulaire*.

Pour l'étude de la configuration *linéaire/linéaire*, l'intensité finale mesurée par

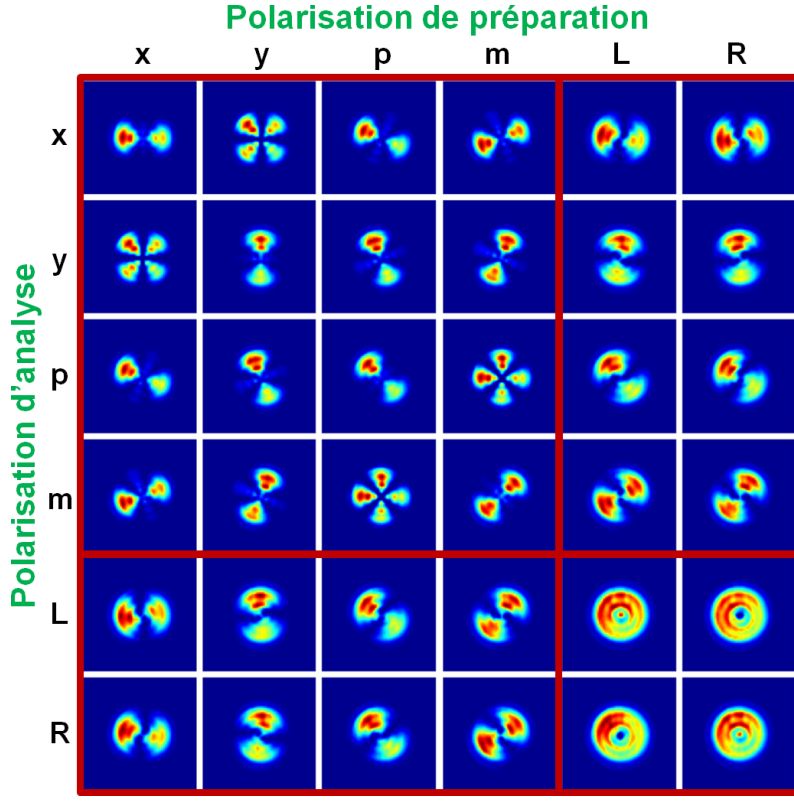


FIGURE 4.6 – Matrice expérimentale de transmission d'une cible percée ($P = 700$ nm, $w = 150$ nm, et $e_{Au} = 215$ nm) imagée dans le plan conjugué, et illuminée à $\lambda = 785$ nm. Chaque image est normalisée séparément, pour avoir une plus grande dynamique dans la distribution d'intensité. On identifie par des blocs (entourés en rouge) les trois types de configuration de polarisation : linéaire/linéaire (1 bloc), linéaire/circulaire (2 blocs) et circulaire/circulaire (1 bloc).

la caméra CMOS dépend des angles des polarisations linéaires de préparation (ψ_1), et d'analyse (ψ_2) selon la relation :

$$I(\psi_1, \psi_2) = I(0) \cos^2 \psi_1 \cos^2 \psi_2 \quad (4.26)$$

On choisit ici de prendre comme référence l'orientation de la polarisation linéaire de préparation. Pour chacun des éléments matriciels diagonaux, $\psi_1 = \psi_2 = \psi$, et $I \propto \cos^4 \psi$: ils sont identiques, à une rotation de ψ près. Si les polariseurs sont croisés (par exemple pour une configuration $\langle x|T|y \rangle$), il n'y a pas d'extinction. Dans ce cas, l'intensité mesurée dépend du produit de la transmission colinéaire à la polarisation incidente (variant en $\cos^2 \varphi$) et de la transmission perpendiculaire

(variant en $\cos^2(\psi + \pi/2)$) : $I \propto \cos^2 \psi \sin^2 \psi$. Ce cas précis des polariseurs croisés illustre bien la conversion de polarisation sans laquelle l'intensité transmise serait nulle.

De même, les configurations *linéaire/circulaire* sont toutes identiques, à des rotations de ψ près (la référence correspondant à l'orientation de l'unique polarisation linéaire). En effet, l'intensité transmise par la structure sous une polarisation circulaire est uniforme par rotation autour de la structure (contribution azimutale), comme calculé par l'équation (4.25), alors que la contribution linéaire suit la loi de Malus (4.24) : $I(\psi) = I(0) \cos^2(\psi)$. Ainsi, entre les différents éléments de la configuration *linéaire/circulaire*, la forme de la distribution d'intensité ne varie pas, mais la direction de l'axe principal (sur lequel l'intensité est maximale) dépend de l'orientation de la polarisation linéaire. Du point de vue de la matrice de transmission t_{ij} , ceci peut s'écrire :

$$t_{i4} = t_{i5} = t_{4i} = t_{5i} \text{ pour chaque } i = 0, 1, 2, 3 \quad (4.27)$$

Finalement, la configuration *circulaire/circulaire* a toujours une intensité uniforme par rotation autour du centre, avec une différence au centre entre les polarisations croisées et parallèles. Cette différence peut être expliquée grâce à la superposition des modes de Bessel calculée dans l'équation (4.23) : le mode de Bessel J_0 qui n'est généré que pour les configurations parallèles ($\langle R|T|R \rangle$ et $\langle L|T|L \rangle$) crée un pic d'intensité au centre de l'image. Pour les configurations croisées ($\langle L|T|R \rangle$ et $\langle R|T|L \rangle$) ce mode J_0 n'est pas généré, et le centre de l'image présente un minimum d'intensité.

La symétrie cylindrique de la structure impose que la matrice de transmission 6×6 (t_{ij}), présentée sur la figure 2.5, soit symétrique ($T^T = T$), ainsi que la matrice de Mueller par construction². On peut cependant observer sur la figure 4.6 que cette symétrie, mais surtout les relations (4.27), ne sont pas parfaitement respectées expérimentalement. Ces écarts peuvent s'expliquer par de petites erreurs sur l'alignement, les angles de rotation, ou l'imperfection d'une ou plusieurs des lames quarts d'ondes. Ils ont cependant des conséquences notables sur la matrice de Mueller (voir fig.4.7 a/) : si les relations (4.27) étaient respectées, alors par

2. Une normalisation générale de la matrice de transmission a été réalisée avant de construire la matrice de Mueller : elle tient compte du temps d'acquisition de chaque image. Les intensités de chaque élément de cette matrice de Mueller peuvent donc être comparées.

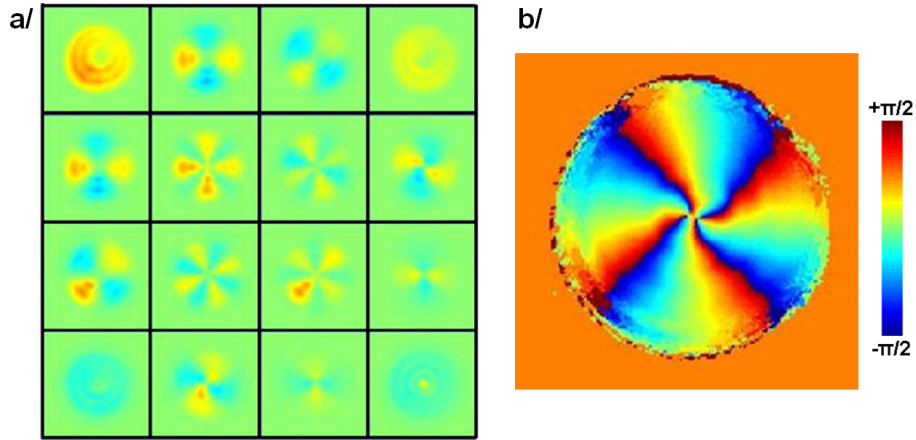


FIGURE 4.7 – a/ Matrice de Mueller associée à la matrice de transmission de la figure 4.6 b/ phase associée à la structure discutée dans la section 4.2.3.

construction, les éléments de la matrice de Mueller m_{i3} et m_{3i} (avec $i = 0, 1, 2$) devraient être nuls, ce qui n'est expérimentalement pas le cas.

4.2.2 Le plan de Fourier

Avec le montage utilisé, il est possible d'imager le plan de Fourier (voir chapitre 3), c'est-à-dire l'espace des vecteurs d'onde \vec{k} . Dans cet espace, on obtient les transformées de Fourier des contributions de chacun des éléments optiques.

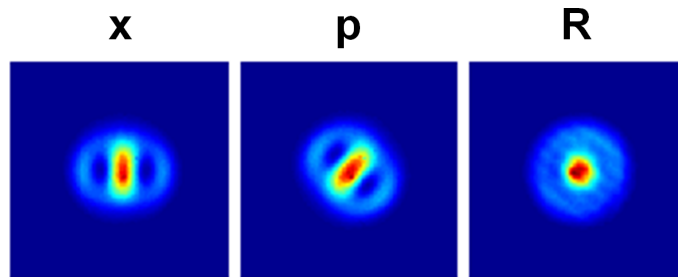


FIGURE 4.8 – Distribution d'intensité d'une cible percée ($P = 700$ nm, $w = 150$ nm, et $e_{Au} = 215$ nm) imagée expérimentalement dans le plan de Fourier avec trois différents états purs de préparation de polarisation x , p , R , sans analyse.

On représente sur la figure 4.8 la distribution d'intensité imagée dans le plan de Fourier sans analyseur, pour les trois polarisations x , p , R des mêmes structures

que dans la figure 4.5. De même que pour le plan conjugué, une simple symétrie miroir permet d'accéder aux images des trois autres polarisations y , m , L .

En analysant les états de polarisation émergeant de la structure, on image la matrice de transmission expérimentale des cibles percées dans le plan de Fourier sur la figure 4.9. Tout comme pour la matrice dans le plan conjugué, on distingue quatre sous-ensembles dans cette matrice, correspondant aux trois configurations de polarisation : linéaire/linéaire, circulaire/linéaire (deux blocs de la matrice sont associés à cette configuration) et circulaire/circulaire. A partir des équations (4.18) et (4.21), on peut reconnaître sur les images les fonctions de Bessel J_0 (non nulles sur l'axe optique) et J_2 (nulles sur le même axe).

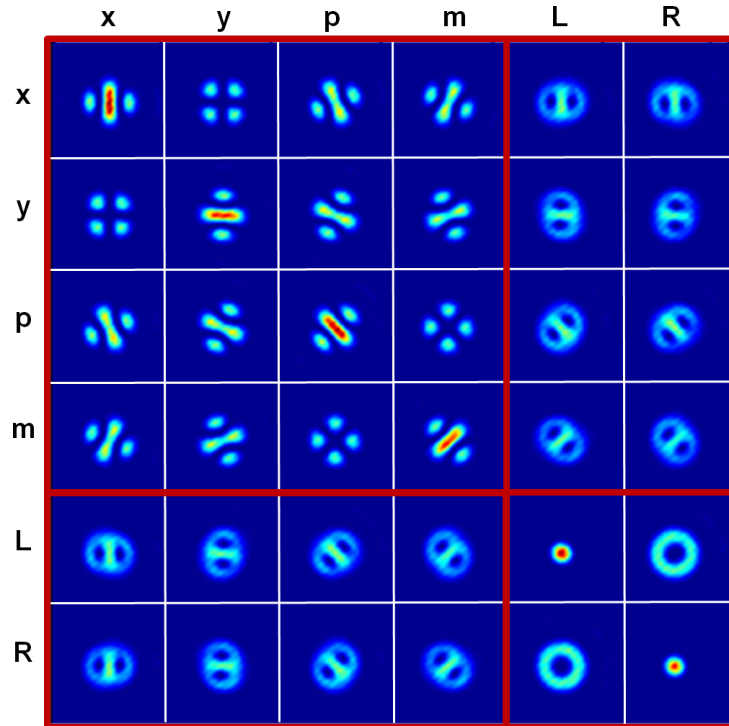


FIGURE 4.9 – Matrice de transmission expérimentale d'une cible percée ($P = 700$ nm, $w = 150$ nm, et $e_{Au} = 215$ nm) imagée dans le plan de Fourier, illuminée à $\lambda = 785$ nm. On identifie par des blocs (entourés en rouge) les trois types de configuration de polarisation.

Ainsi, les éléments de matrice correspondant aux configurations de polarisation linéaire/linéaire (t_{ij} avec $i, j = 0, 1, 2, 3$) sont des combinaisons réelles de fonctions de Bessel J_0 et J_2 . On remarque que les termes de conversion de polarisation sont

uniquement associés aux modes J_2 , modulés par $\cos^2(2\theta)$ ou $\sin^2(2\theta)$.

La configuration de polarisation linéaire/circulaire est située dans les deux blocs : t_{ij} , et t_{ji} avec $i = 0, 1, 2, 3$, et $j = 4, 5$. Dans cette configuration, les combinaisons linéaires entre fonctions J_0 , et J_2 sont complexes, et la forme même de la structure est inchangée, mais subit des rotations en fonction des états de polarisation considérés, comme nous l'avons déjà observé dans le plan conjugué. L'intensité mesurée est identique pour chacun de ces éléments, et correspond à la moitié de l'intensité maximale mesurée pour les éléments diagonaux.

Finalement, le sous-ensemble circulaire/circulaire a des éléments diagonaux en J_0 , et non diagonaux en J_2 , modulés par la phase $e^{\pm 2i\theta}$, le signe dépendant de la polarisation circulaire incidente (signe + pour la configuration $\langle R|T|L \rangle$ et - pour la configuration $\langle L|T|R \rangle$).

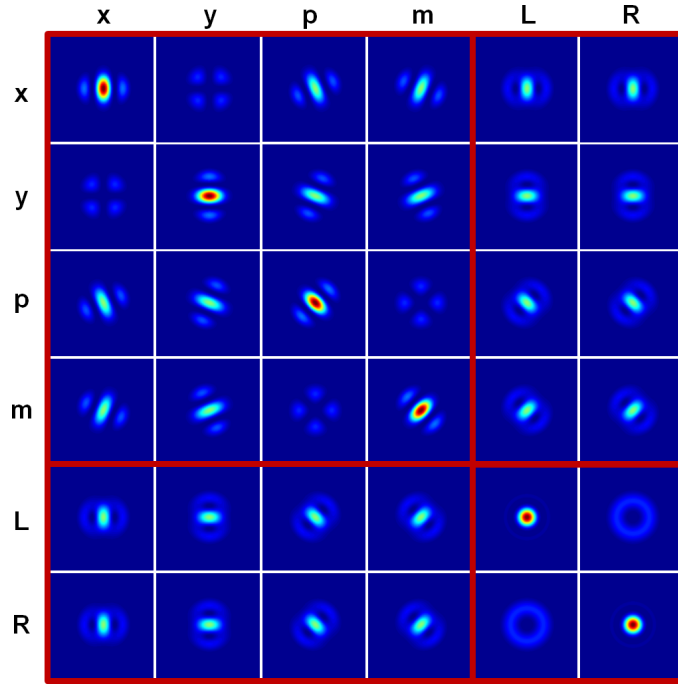


FIGURE 4.10 – Simulation de la matrice de transmission d'une cible percée ($P = 700$ nm, $w = 150$ nm, et $e_{Au} = 215$ nm) prise dans le plan de Fourier, illuminée à $\lambda = 785$ nm. On identifie par des blocs (entourés en rouge) les trois types de configuration de polarisation.

On peut comparer cette matrice t_{ij} expérimentale avec la matrice simulée (fig.4.10) en suivant les termes de (4.21), étant donné que la condition (4.13) est vérifiée pour

notre montage optique, avec $\frac{D^2}{4\lambda} = 822 \text{ m} \gg z = f = 0.150 \text{ m}$. La matrice issue du modèle théorique coïncide bien avec la matrice expérimentale, ce qui valide le caractère très filtrant des fentes sub-longueurs d'onde. Notons aussi que la symétrie de la matrice de transmission (ainsi que de la matrice de Mueller par combinaisons linéaires) est en accord avec la symétrie cylindrique des cibles percées.

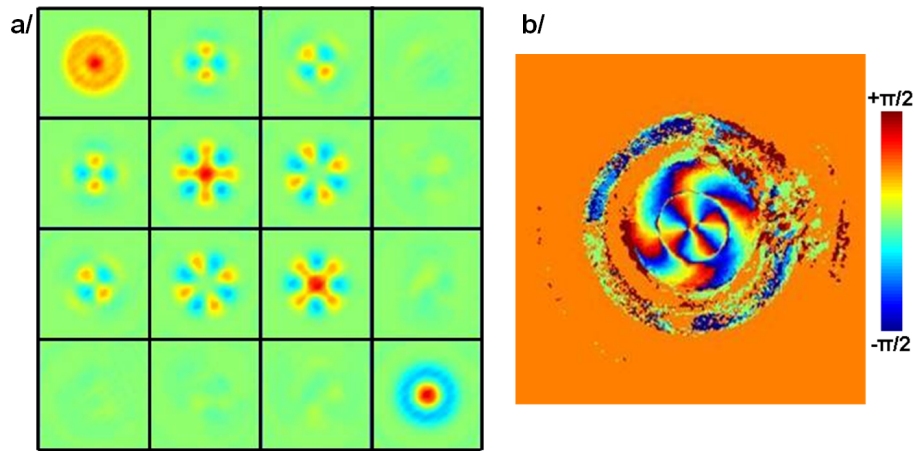


FIGURE 4.11 – a/ Matrice de Mueller associée à la matrice de transmission expérimentale de la figure 4.9 b/ phase associée à la structure discutée dans la section 4.2.3.

Les matrices de Mueller expérimentales (fig.4.11 a/) et simulées (fig.4.12) sont identiques : elles sont symétriques (reflétant la symétrie cylindrique des structures), et l'on comptabilise seulement 7 éléments indépendants. En effet, en observant la matrice de transmission 6×6 , la symétrie cylindrique de la structure permet de diminuer le nombre d'éléments indépendants. D'une part, cette symétrie cylindrique implique que $t_{ij} = t_{ji}$, et d'autre part, on mesure $\langle L|T|L\rangle = \langle R|T|R\rangle$, ce qui réduit le nombre d'éléments à 20. Enfin, en configuration linéaire/circulaire, on n'aura pas de différence d'intensité en polarisation $|L\rangle$ ou $|R\rangle$: c'est la relation (4.27). On peut le vérifier à partir de l'équation (4.21), en notant $\frac{1}{\sqrt{a^2+b^2}} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ l'état de polarisation linéaire :

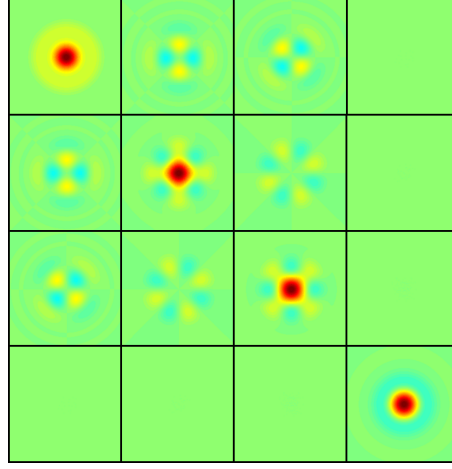


FIGURE 4.12 – Matrice de Mueller associée à la matrice de transmission simulée de la figure 4.10.

$$\begin{aligned}
 I = |\vec{E}_s|^2 &\propto \frac{1}{a^2+b^2} \left| (a, b) \cdot \begin{pmatrix} \alpha - \beta & \gamma \\ \gamma & \alpha + \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \right|^2 \\
 &\propto \frac{1}{a^2+b^2} ([a(\alpha - \beta) + b\gamma]^2 + [a\gamma + b(\alpha + \beta)]^2)
 \end{aligned} \tag{4.28}$$

Cette dernière relation réduit le nombre d'éléments de matrice de transmission indépendants à 16.

Finalement, on distingue seulement trois images indépendantes dans les configurations linéaire/linéaire, les autres étant similaires à une rotation près. On peut choisir pour les trois images indépendantes : $\langle x|T|x\rangle$, $\langle y|T|x\rangle$ et $\langle p|T|x\rangle$ ³. Ces images correspondent à des angles entre les polarisations de préparation et d'analyse de $0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}$: toutes les autres configurations de polarisation étant obtenues par rotation l'angle azimutal θ de l'image de Fourier. De la même manière, on peut montrer que les 4 images indépendantes restantes des configurations linéaire/circulaire sont similaires à une rotation de l'angle azimutal θ près.

La matrice de transmission t_{ij} compte en fait *six* éléments indépendants : trois éléments pour les configurations linéaire/linéaire, deux pour les configurations circulaire/circulaire, et un pour les configurations linéaire/circulaire. Rappelons qu'une

3. Les intensités des images similaires à $\langle x|T|x\rangle$, $\langle y|T|x\rangle$ et $\langle p|T|x\rangle$ sont des rotations de $J_0^2 + \cos^2(2\theta)J_2^2 - 2\cos(2\theta)J_0J_2$, $\sin^2(2\theta)J_2^2$, et $\frac{1}{2}[J_0^2 + (1 + \sin(4\theta))J_2^2 - 2(\cos(2\theta) + \sin(2\theta))J_0J_2]$ respectivement (éq. 4.21).

condition nécessaire mais pas suffisante pour qu'une matrice soit une matrice de Mueller-Jones est que le nombre d'éléments matriciels indépendants soit inférieur ou égal à 7, ce qui correspond au nombre d'éléments indépendants maximal d'une matrice de Jones (voir section 2.2).

Notons de plus que les petites déviations entre les configurations de polarisation *circulaire/linéaire* (mêmes déviations si les polarisations circulaires sont en analyse) observées dans le plan conjugué sont toujours observables sur la matrice de transmission expérimentale du plan de Fourier. Cependant, leurs contributions se compensent lors de l'utilisation des combinaisons linéaires pour passer à la matrice de Mueller, et leurs signatures deviennent négligeables.

4.2.3 Hélicité du faisceau

A partir de (4.21), avec un faisceau polarisé $|L\rangle$, on montre que sa polarisation devient par transmission :

$$\frac{1}{2} (J_0|L\rangle + J_2 e^{2i\theta}|R\rangle) \quad (4.29)$$

Cette structure est intéressante. Si on effectue en effet une analyse de polarisation en $|L\rangle$, on peut alors générer un faisceau purement J_0 , en lien direct avec les expériences de Durnin. Pour une analyse en $|R\rangle$, le faisceau, construit sur une fonction J_2 , est nul sur l'axe optique mais porte une phase de 2θ qui correspond à un moment angulaire orbital non nul de valeur $+2$. On parle de modes hélicoïdaux, et ces modes ont une grande importance en optique [88]. On note également que le signe du moment angulaire orbital est fonction de la préparation : $+2$ pour $|L\rangle$ et -2 pour $|R\rangle$.

Il est particulièrement intéressant d'imager la phase du faisceau transmis, ce que l'on peut effectuer simplement via les vecteurs de Stokes, que ce soit dans le plan conjugué (ψ) ou dans le plan de Fourier (θ). Sur la sphère de Poincaré, nous avons établi dans la relation (2.15) que :

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{S_2}{S_1} \right) \quad (4.30)$$

ce qui est représenté sur la figure 4.13.

Expérimentalement, on construit cette image de la phase à partir de la matrice

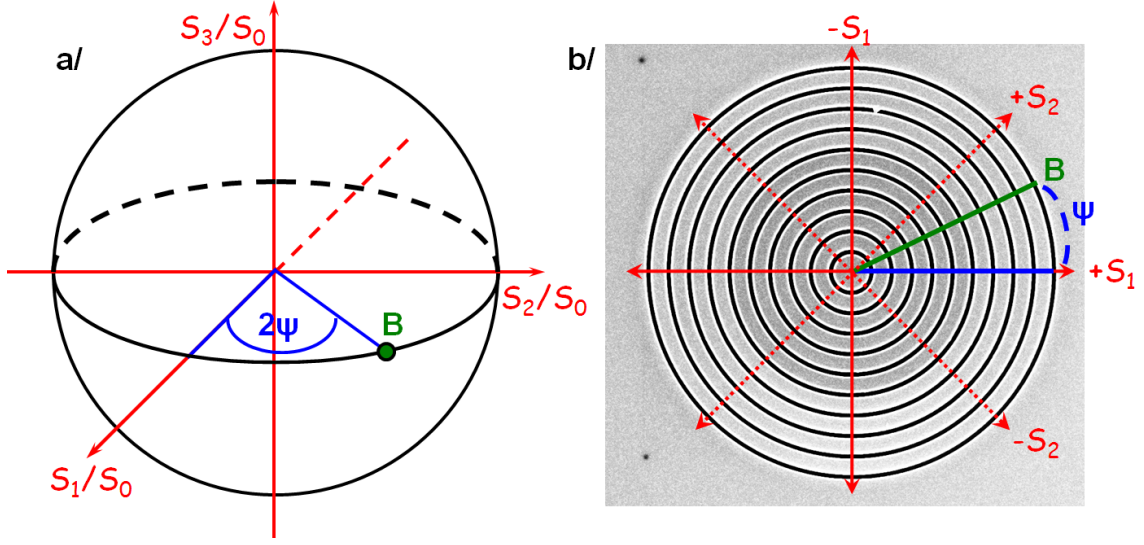


FIGURE 4.13 – a/ Schéma de la sphère de Poincaré et de l'angle 2ψ associé à une polarisation linéaire B. b/ projection sur la structure des états de polarisation $\pm S_1$, $\pm S_2$ et B.

de Mueller en considérant, par exemple, une polarisation incidente $|L\rangle$

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (4.31)$$

ce qui nous permet de calculer :

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{S'_2}{S'_1} \right) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{M_{20} + M_{23}}{M_{10} + M_{13}} \right) \quad (4.32)$$

Cette relation entre la phase et les éléments de la matrice de Mueller est valable aussi bien dans le plan conjugué (ψ) que dans le plan de Fourier (θ), en fonction de la matrice utilisée. Dans ces deux plans, la phase du faisceau évolue de 4π sur un tour complet, comme on le voit sur les figures 4.7 b/, et 4.11 b/ respectivement, ce qui correspond en fait à une structure de phase hélicoïdale.

Ces observations peuvent illustrer la notion de phase de Pancharatnam-Berry [89–94] et le groupe de E. Hasman l'a parfaitement montré [85,95–97]. On souligne à ce titre que notre matrice (4.21) est analogue aux matrices de transmission obtenues

dans l'infrarouge à travers des structures diélectriques birefringentes de Hasman caractérisées par une variation locale des axes rapides.

On peut donc retrouver sur nos structures pour les états $|L\rangle \rightarrow J_0|L\rangle + e^{2i\theta} J_2|R\rangle$, les règles de conservation de moments cinétiques mis en évidence par [87, 98–101].

4.2.4 La contribution plasmonique

Les structures périodiques gravées sur un métal tel que *Au* permettent d'exciter des plasmons de surface, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. Jusqu'à présent, nous avons négligé cette contribution plasmonique de la cible percée dans nos simulations, et nous ne l'avons pas discutée expérimentalement bien que la période $P = 700$ nm des cibles percées ne soit pas très éloignée de la période résonante $P_{res} = 760$ nm attendue à la longueur d'onde d'illumination utilisée ($\lambda_{ill} = 785$ nm). Une façon très simple de le faire est de refaire les mêmes expériences dans le tungstène (W), étant entendu que ce métal n'est pas plasmonique. En effet, les

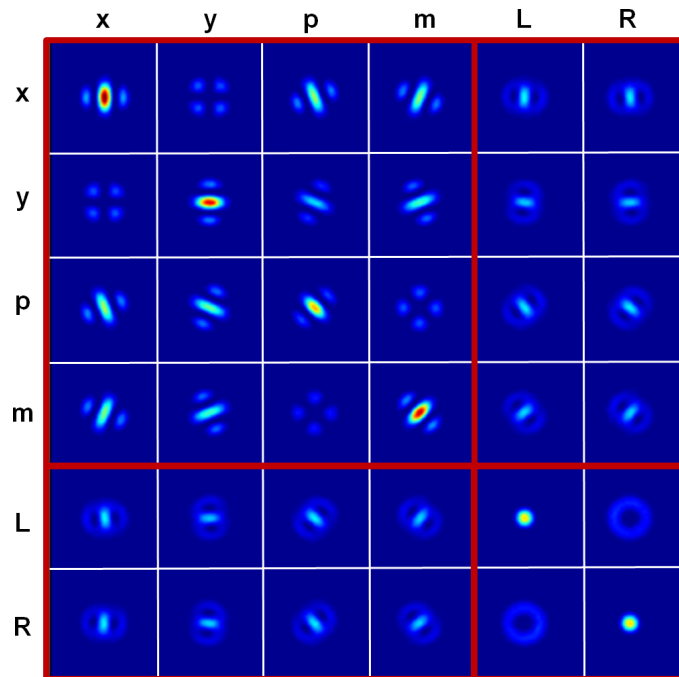


FIGURE 4.14 – Matrice de transmission expérimentale d'une cible percée ($P = 700$ nm, $w = 150$ nm) gravée dans un film W ($e_W = 195$ nm), imagée dans le plan de Fourier, et illuminée à $\lambda = 785$ nm. On identifie par des blocs (entourés en rouge) les trois types de configuration de polarisation.

propriétés de diélectrique du tungstène ($\varepsilon'_W \simeq 5.75$, et $\varepsilon''_W \simeq 19.55$ [10]) en font un métal qui n'admet pas de plasmons de surface dans le visible, car il ne satisfait pas aux conditions de leur existence (1.15). Sur la figure 4.14, on a mesuré la matrice de transmission de la structure gravée dans un film W .

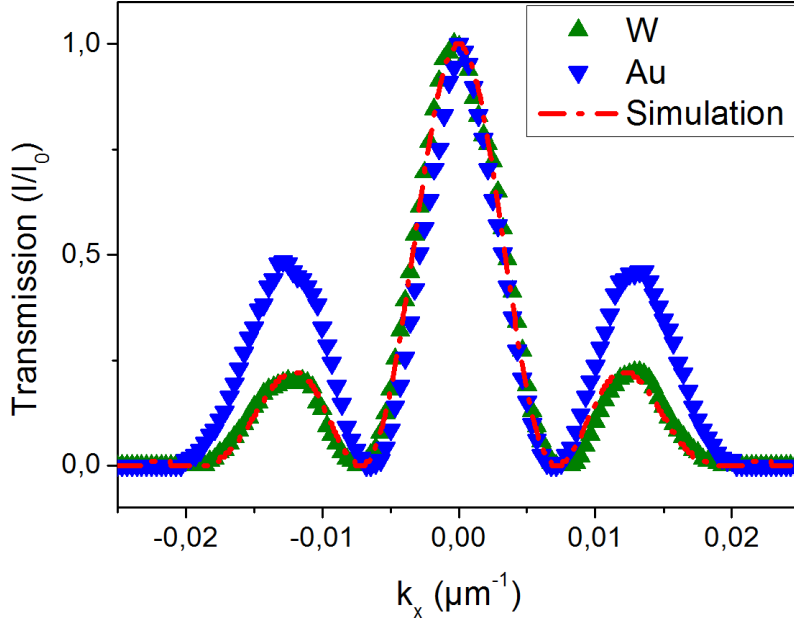


FIGURE 4.15 – Coupe selon la direction x de l'élément de la matrice de polarisation $\langle x|T|x \rangle$ pour une cible percée gravée dans un film Au (triangles bleus), dans un film W (triangles verts), et pour une cible simulée (ligne discontinue rouge). La normalisation de chacune des coupes est faite par rapport à leur intensité maximale.

On peut noter que les résultats sont tout à fait similaires aux résultats de la même structure gravée dans le film Au , à un effet près. On a représenté sur la figure 4.15 les coupes selon la direction x dans le plan de Fourier des images en configuration $\langle x|T|x \rangle$ pour des cibles percées dans un film Au , dans un film W , et pour des cibles issues de la simulation. On note que la forme globale est identique, mais si les coupes du W et de la simulation sont confondues, il y a une contribution plus importante hors axe optique pour Au . Puisque simulations et expériences sur W sont en bon accord, les différences observées sur Au sont attribuées aux plasmons de surface excités à sa surface.

Ceci peut se vérifier en variant la période des cibles. Nous avons mesuré la configuration de polarisation $\langle x|T|x \rangle$ pour différentes périodes pour un film Au

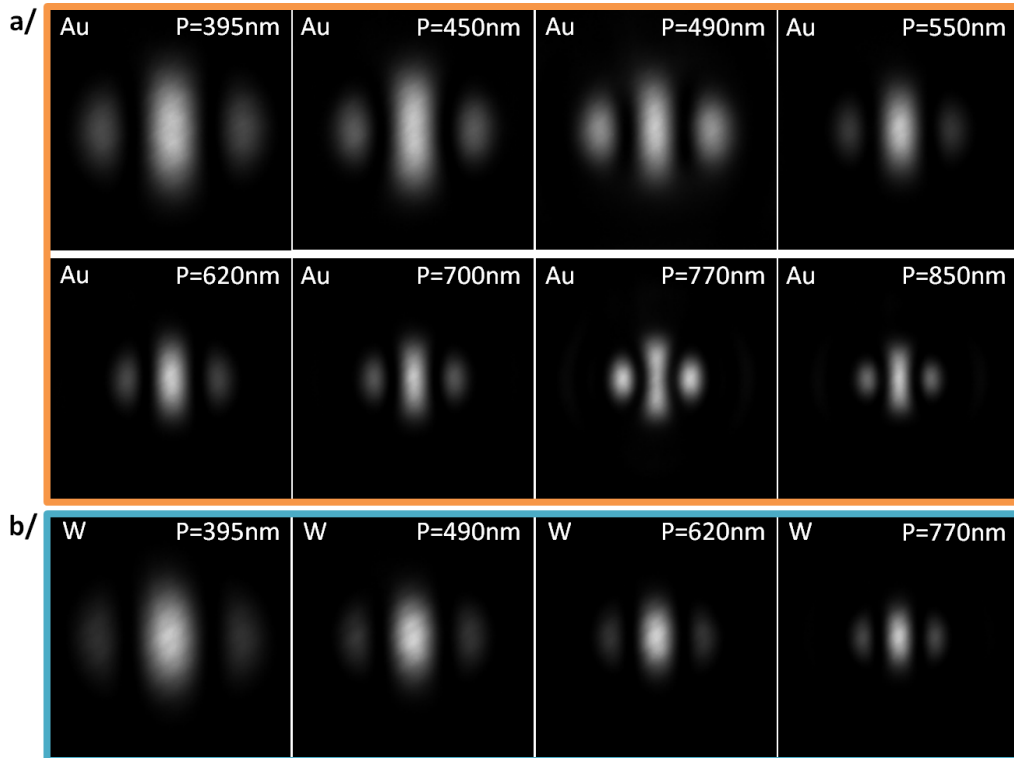


FIGURE 4.16 – Images dans le plan de Fourier de l'état de polarisation $\langle x|T|x\rangle$, pour différentes valeurs de période de la structure de type cible percée, et avec une largeur de sillon de $w = 150$ nm : a/ pour un film *Au* d'épaisseur 215 nm b/ pour un film *W* d'épaisseur 195 nm.

d'une part (fig.4.16 a/), et *W* d'autre part (fig.4.16 b/).

Nous avons vérifié que les variations de taille (fig.4.16) étaient inversement proportionnelles à la période ($\frac{2\pi}{P}$) pour chacun des deux métaux : ces variations sont simplement associées aux transformées de Fourier réalisées sur les images dans le plan de Fourier. En plus du simple effet de taille attendu, on observe sur ces images de polarisation, un comportement intéressant de la distribution d'intensité entre le centre et les ailes. Pour étudier ce comportement, on définit sur une coupe réalisée suivant la direction x (toujours dans la configuration de polarisation $\langle x|T|x\rangle$) le rapport ρ entre les maxima secondaires et le maximum principal, comme représenté sur la figure 4.17 b/. Sur cette même figure (fig.4.17 c/ et d/), on mesure l'évolution du rapport ρ en fonction de la variation de la période pour *Au* et *W*, et on observe deux pics uniquement pour le film *Au*, en lien avec l'idée d'une contribution plas-

monique. En effet, ces pics dans la période correspondent aux valeurs théoriques nécessaires pour exciter des plasmons de surface d'une cible pour les interfaces air/métal ($P = 760$ nm) et verre/métal ($P = 490$ nm) selon l'équation :

$$P = \lambda_{res} \sqrt{\frac{\epsilon'_m + \epsilon_d}{\epsilon'_m \epsilon_d}} \quad (4.33)$$

Cette étude de la variation de la période nous a aussi permis de sonder les limites de notre modèle qui considérait les *cibles percées* sans contribution plasmonique. Ceci est validé *a posteriori* par le fait que la période utilisée pour les cibles percées ($P = 700$ nm) ne présente pas de forte contribution plasmonique (fig.4.17 c/).

On peut comparer de même la matrice de Mueller et l'image représentative de

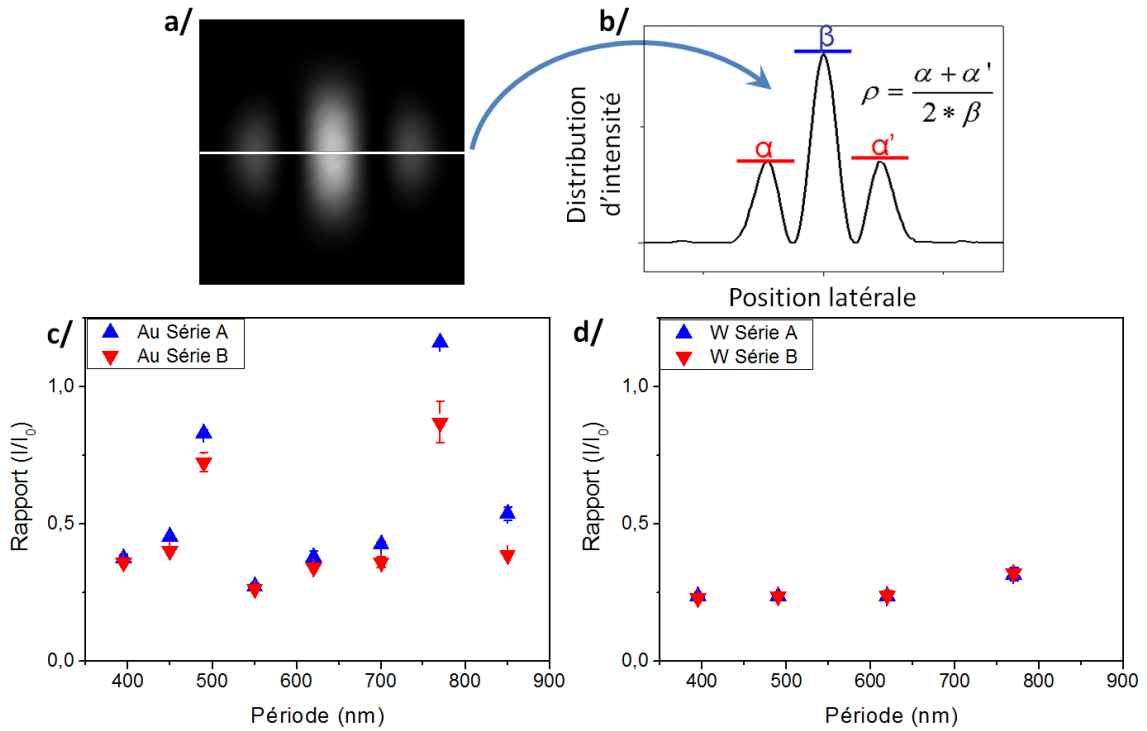


FIGURE 4.17 – a/ Image de l'élément de la matrice de polarisation $\langle x|T|x \rangle$ d'une cible percée, avec la coupe selon la ligne blanche. b/ Schéma du profil d'intensité de la coupe, et définition du rapport ρ de l'intensité des maxima secondaires sur le maximum principal c/ et d/ variations du rapport ρ en fonction de la période pour deux séries de structures distinctes gravées sur un même film Au (c/) ou W (d/). Les barres d'erreurs sont calculées à partir de plusieurs sets de mesures effectués pour chaque structure.

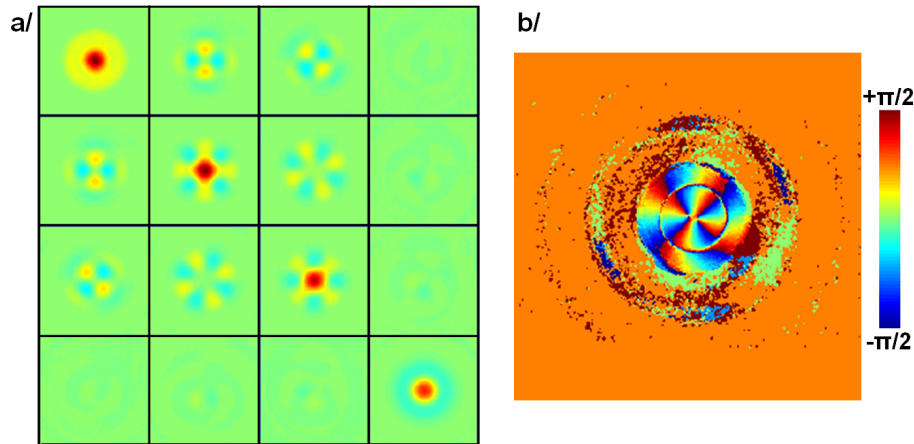


FIGURE 4.18 – a/ Matrice de Mueller associée à la matrice de transmission expérimentale de la figure 4.14 b/ phase associée à la structure.

la phase pour les cibles percées dans un film W (fig. 4.18) à celles percées dans un film Au (fig.4.11), et l'on vérifie que leurs caractéristiques sont conservées en modifiant le matériau. Ceci étaye de nouveau l'argument que ce sont principalement des caractéristiques propres aux propriétés géométriques de la structure, et non aux propriétés du matériau qui sont responsables des images mesurées.

Nous allons maintenant sonder la validité de l'approximation des fentes infiniment fines, en faisant varier la largeur des anneaux.

4.2.5 Les limites du modèle : variation de la largeur des anneaux

Les simulations présentées dans les sections précédentes ont été faites en considérant un pur filtrage radial de l'anneau, ce qui implique que les fentes soient infiniment fines. Il est intéressant de tester les limites de cet effet de filtrage pour différentes valeurs de largeur d'anneau. Pour ces expériences, toutes les structures sont réalisées sur le même film et étudiées dans les mêmes conditions et les images associées sont mesurées sur les coefficients de transmission $\langle x|T|x\rangle$.

Les mesures présentées ici n'ont pas été faites dans les mêmes conditions que celles faites lors de l'étude de la variation de la période. En effet, nous avons remplacé l'interface air/métal du système par une interface eau/métal (nous en expliquerons les raisons dans la fin de cette section). Dans ce cas, la relation (4.33) impose que

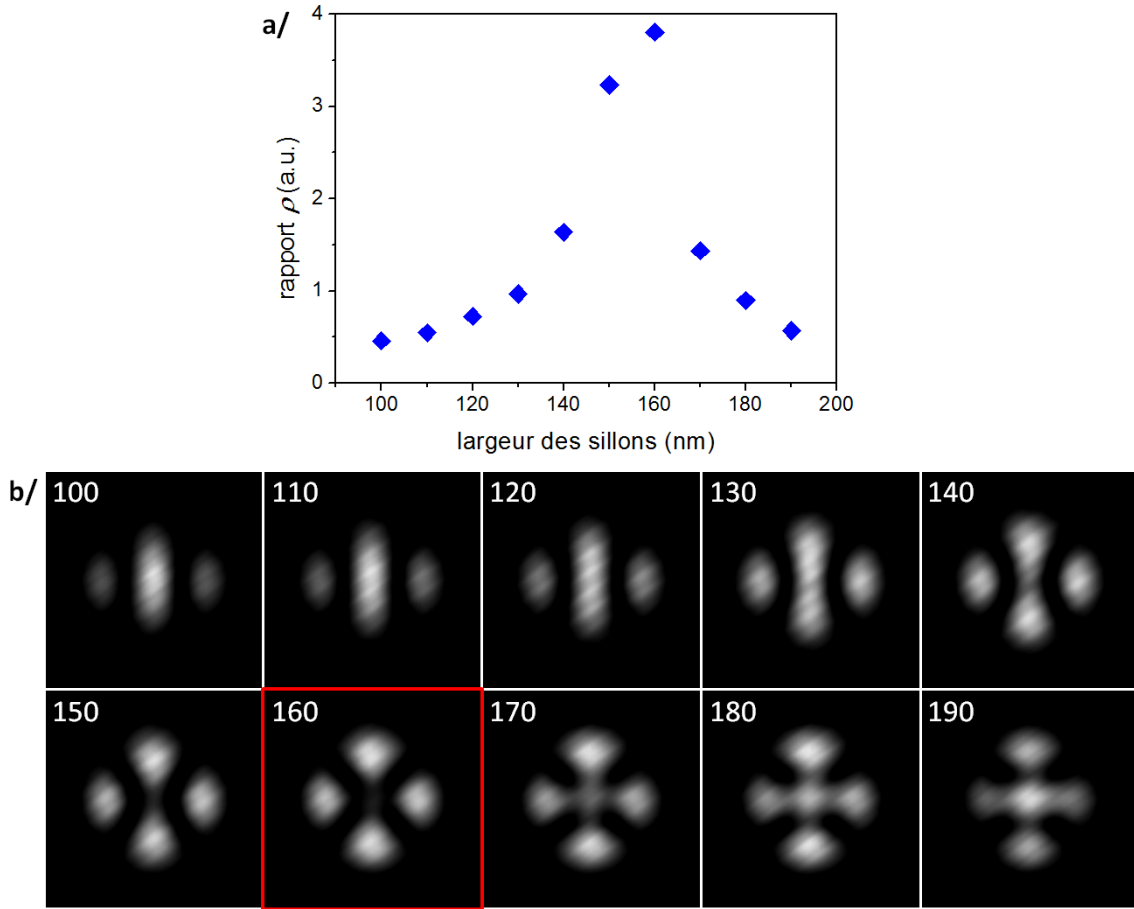


FIGURE 4.19 – a/ Evolution du rapport ρ en fonction de la largeur des anneaux des cibles percées. b/ Images de polarisation associées aux points du graphique. Ces résultats sont obtenus en remplaçant l’interface air/métal par une interface H_2O /métal.

les périodes d’excitation liées à l’interface en question soient changées. En effet, si pour l’interface air/métal, la période d’excitation du premier mode plasmonique était $P \simeq 760$ nm, pour l’interface eau/métal elle est déplacée à $P \simeq 570$ nm.

La figure 4.19 donne les résultats pour l’étude de cibles percées, en contact avec de l’eau ultra-pure : $P = 570$ nm et w variable ($w \in [100; 190]$ nm, par incréments de 10 nm). Dans la figure 4.19 a/, on constate un maximum pour des sillons de largeur $w = 160$ nm, qui délimite deux zones comme on peut le voir sur les images de la figure 4.19 b/.

Dans la première zone, l’accroissement de la largeur des anneaux est accom-

pagnée d'une diminution de l'intensité au centre de l'image, ce qui se traduit par une augmentation drastique du rapport ρ (défini dans la figure 4.17). Au niveau de la transition ($w = 160$ nm), le rapport ρ est maximal, et l'image de polarisation est similaire à une image de polarisation correspondant à des états linéaires croisés associés à une préparation tournée de 45° (les états $\langle p|T|m\rangle$ et $\langle m|T|p\rangle$). Finalement, dans la seconde zone, le rapport ρ diminue, mais cela se traduit par une image qui s'identifie de plus en plus à un état de polarisation $\langle y|T|y\rangle$.

Ce comportement doit s'expliquer de manière différente du comportement observé lors de l'étude de la variation de la période. En effet, les images de polarisation de la figure 4.16 ont toutes la même forme. Si les résultats de l'étude de la variation de la période peuvent s'expliquer par l'existence de la contribution plasmonique, cette dernière ne permet pas d'expliquer le changement de forme des images de polarisation observé ici (fig.4.19).

Cependant, à partir de nos simulations, on peut considérer le champ transmis polarisé azimuthalement plutôt que radialement. Dans ce cas, la simulation obtenue présente le même retournement que nous avons observé sur la figure 4.19 pour les largeurs d'anneau [$w = 170; 190$] nm. Ainsi, l'augmentation de w semble correspondre à l'introduction d'une contribution azimuthale ($\hat{e}_\psi \otimes \hat{e}_\psi$) au champ transmis (champ qui était jusqu'alors décomposé radialement sur $\hat{e}_{\rho''}$. In fine, le champ transmis est une superposition de contributions azimuthale et radiale pondérées, s'écrivant en utilisant les notations de la figure 4.4 :

$$\vec{E}_1 = \left[\frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} \hat{e}_{\rho''} \otimes \hat{e}_{\rho''} + \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} \hat{e}_\psi \otimes \hat{e}_\psi \right] \vec{E}_{in} \quad (4.34)$$

Les résultats des simulations pour différentes valeurs de α sont présentées sur la figure 4.20. Notons que $\alpha = 0$ correspond au cas où le champ est purement radial, et $\alpha \rightarrow -\infty$ à celui où le champ est purement azimuthal. Pour $\alpha = -1$, les contributions radiales et azimuthales sont équivalentes, et leur interférence détruit le faisceau de Bessel J_0 (donnant lieu à la tâche centrale). Pour les valeurs de α s'éloignant de (-1) , l'interférence destructrice sur J_0 est de moins en moins importante. De manière analogue, Wang et collaborateurs ont retrouvé des résultats similaires lors d'une étude spectrale de cibles percées sur un film *Ag* en gardant la géométrie des structures constante [102].

La simulation est très proche des images expérimentales : l'image expérimentale

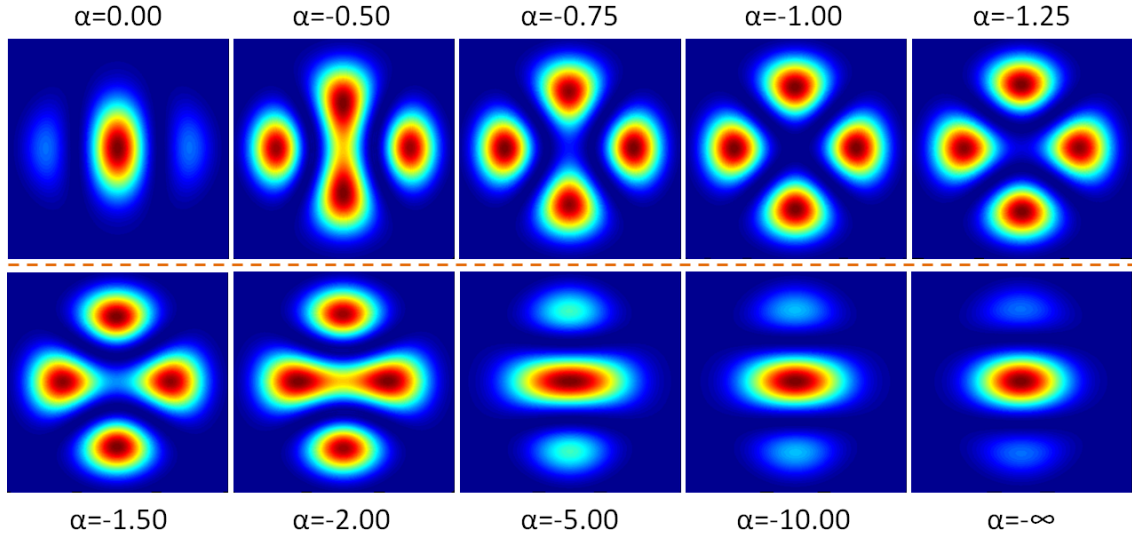


FIGURE 4.20 – Simulations faites pour des cibles percées, avec des anneaux infiniment fins, et ce pour différentes valeurs des contributions azimutales (coefficient $\frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}$) et radiales (coefficient $\frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}$) du champ électrique \vec{E} .

associée à la valeur $w = 160$ nm est presque identique à l'image de simulation associée à la valeur $\alpha = -1$. De plus, au vu des valeurs de ρ sur la figure 4.19 a/, la transition entre les deux zones, correspondant à l'intervalle $[140; 170]$ nm, est rapide.

On peut vérifier les effets sur les J_0 grâce à la figure 4.21 où l'on a représenté les valeurs normalisées⁴ de l'intensité maximale transmise dans les états $\langle L|T|L \rangle$ (associé à la contribution du faisceau J_0 pur) et $\langle L|T|R \rangle$ (associé à la contribution du faisceau J_2 pur).

Sur la figure 4.22, les matrices complètes de transmission simulées permettent de bien cerner que les interférences mises en jeu dans la transition $\alpha = -1$ agissent exclusivement sur le faisceau central J_0 . De plus, l'équilibre entre contributions radiale et azimutale nivelle les effets de variation de forme de faisceau transmis. On vérifie que pour les états $\langle L|T|L \rangle$ et $\langle R|T|R \rangle$, le faisceau est totalement éteint, puisque les interférences détruisent le J_0 qui leur est associé.

En augmentant suffisamment la largeur des sillons, la longueur de coupure $\lambda_{az_1}^c$ du premier mode azimutal est dépassée, et la contribution de la composante azi-

4. Les normalisations sont réalisées en divisant les intensités par l'intensité maximale pour les états $\langle L|T|R \rangle$ et $\langle L|T|L \rangle$ indépendamment.

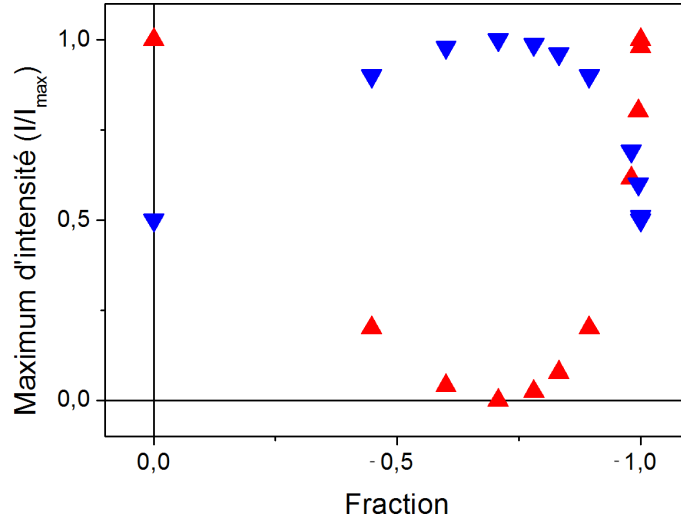


FIGURE 4.21 – Etats de polarisation $\langle L|T|L\rangle$ (triangles rouges) associés à J_0 et $\langle L|T|R\rangle$ (triangles bleus) associés à J_2 , calculés à partir des simulations présentées dans la figure 4.20.

mutale du champ devient non-nulle. Si la fréquence de coupure de la polarisation radiale (λ_{rad}^c) dépend principalement du périmètre des anneaux (qui varie pour chaque anneau de la structure), la longueur de coupure de la polarisation azimutale (λ_{az}^c) dépend de la largeur des sillons (identique pour chaque anneau) [103–109] :

$$\lambda_{rad_m}^c = \frac{(R_{ext} + R_{int})\pi n}{m}, \text{ et } \lambda_{az_m}^c = \frac{2n(R_{ext} - R_{int})}{m} = \frac{2nw}{m}, \quad (4.35)$$

avec R_{ext} , et R_{int} les rayons externes et internes d'un anneau, m le mode excité, et n le milieu du guide d'onde.

Dans notre cas, comme le diélectrique est l'eau ($n = 1.333$), le premier mode azimutal devrait avoir une longueur de coupure de $\lambda_{az_1}^c = 426.6$ nm, en choisissant la largeur d'anneau de coupure : $w_c = 160$ nm. Ces valeurs sont valables pour des métaux parfaits (épaisseur de peau nulle). Pour les métaux réels, la fréquence de coupure présente un déplacement vers le rouge important [109–111] : ainsi, même avec une longueur d'onde d'illumination de $\lambda = 785$ nm, il est possible d'exciter des modes azimutaux. Pour le premier anneau, le nombre de modes radiaux existants est déjà élevé (toujours dans l'approximation des métaux parfaits) : pour un rayon moyen ($\frac{(R_{ext} + R_{int})}{2}$) de $P = 700$ nm, et une illumination à $\lambda = 785$ nm, 7 modes se

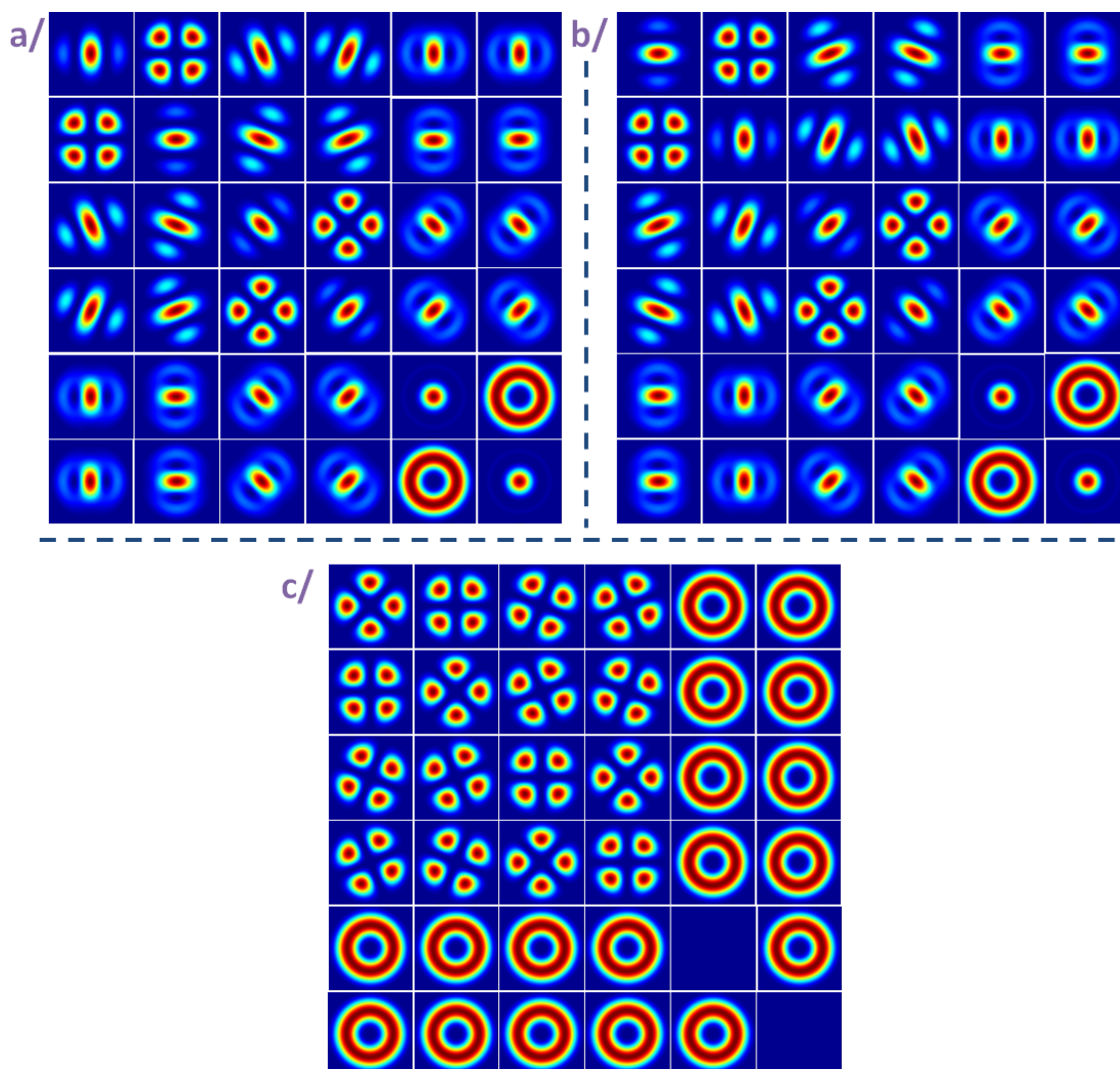


FIGURE 4.22 – Matrices de transmission simulées complètes pour différentes valeurs de α : a/ polarisation radiale ($\alpha = 0$) b/ polarisation azimutale ($\alpha \rightarrow -\infty$) c/ polarisation mixte ($\alpha = -1$).

propagent à l'indice de l'eau.

Nous avons cherché à utiliser les variations de forme du faisceau, et donc du rapport ρ , durant la transition observée pour $\alpha \sim -1$ comme senseur de faibles variations d'indices. Les résultats n'ont cependant pas été probants, et ils ne seront pas exposés ici. Mais c'est la raison initiale pour avoir travaillé avec l'eau.

4.3 Un faisceau non diffractif

Nous avons vu que les images de polarisation, dans le plan de Fourier, d'un faisceau transmis par une cible percée sont soit des faisceaux de Bessel purs J_0 (configurations $\langle L|T|L \rangle$ et $\langle R|T|R \rangle$) ou J_2 (configurations $\langle R|T|L \rangle$ et $\langle L|T|R \rangle$) soit des superpositions modulées par des fonctions trigonométriques de l'angle azimutal θ . De plus, dans la section (4.1.1), nous avons vu que les fonctions de Bessel sont des solutions non diffractives de l'équation de Helmholtz, comme montré par Durnin [76–78]. Nous allons donc nous intéresser maintenant au caractère non diffractif du faisceau transmis par les cibles percées sub-longueurs d'onde.

Pour étudier ce type d'effet, nous pouvons justement profiter de notre capacité à préparer des faisceaux en J_0 pour la configuration $\langle L|T|L \rangle$, et J_2 pour la configuration $\langle R|T|L \rangle$. Le contrôle de polarisation est ici un outil très pratique : pour une polarisation circulaire incidente à la structure (ici nous choisirons L), on peut sélectionner l'ordre de Bessel 0 ou 2 en inversant simplement l'orientation de la polarisation circulaire d'analyse (respectivement L et R).

Dans cette étude, une fois le faisceau préparé, nous pouvons suivre sa diffraction en l'imageant pour différentes positions sur l'axe z ($0 \leq z \leq 500$ mm), en re-définissant pour le reste du chapitre $z = 0$ comme la position du plan de Fourier (voir schéma 4.23). Nous allons commencer l'étude par un anneau simple, analogue à l'étude de Durnin pour des structures sub-longueurs d'onde ($w = 150$ nm, diamètre $d_{10} = 2 * 10\rho_0$ puis $d_4 = 2 * 4\rho_0$), que nous comparerons avec le faisceau Gaussien du montage sans échantillon, c'est-à-dire le faisceau laser se propageant uniquement à travers les éléments optiques.

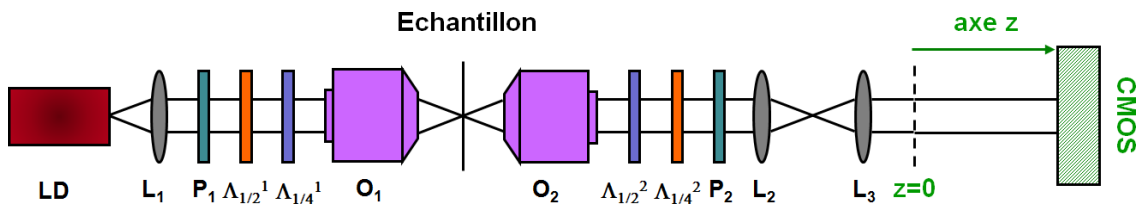


FIGURE 4.23 – Schéma du montage en étudiant la propagation selon l'axe z : le plan $z = 0$ correspond au plan de Fourier.

Cette étude est résumée sur la figure 4.24, où l'on représente la section $-1250 \mu\text{m} \leq x \leq +1250 \mu\text{m}$ d'une image prise en configuration $\langle L|T|L \rangle$, pour différentes

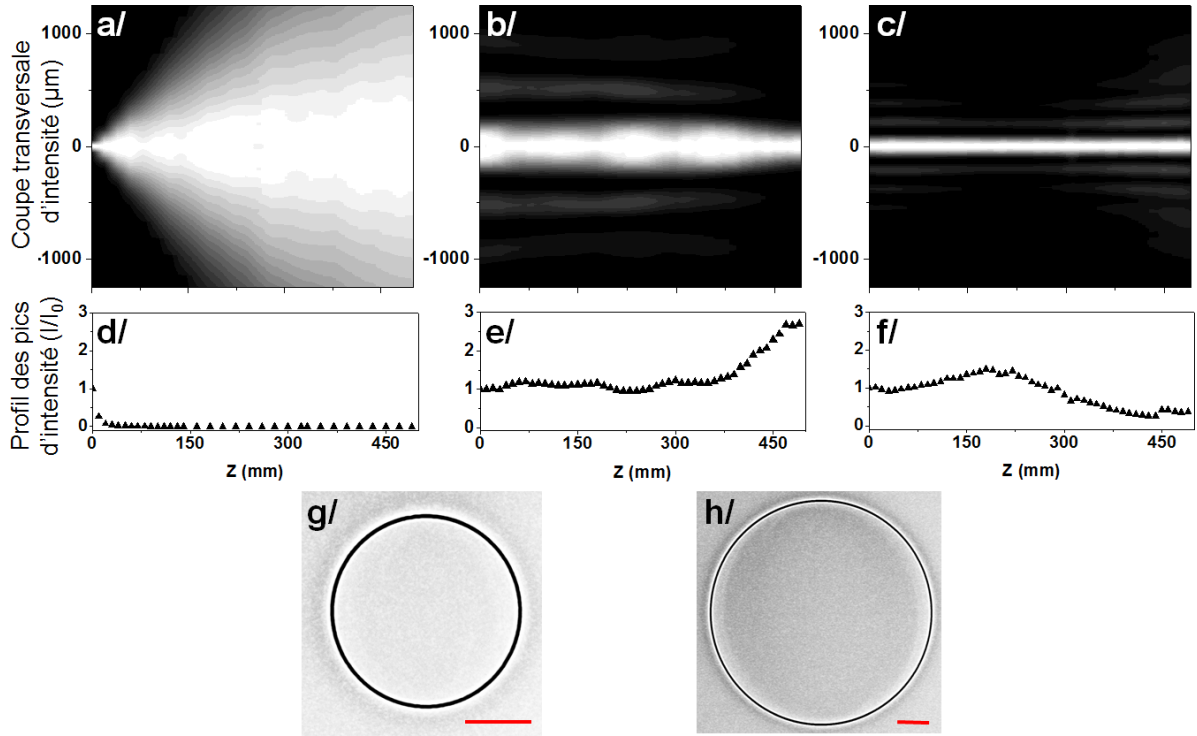


FIGURE 4.24 – Coupes selon la direction x des images de polarisation en configuration $\langle L|T|L \rangle$, pour différentes positions sur l’axe z (mesures prises tous les 10 mm) ainsi que le profil de la variation des maxima d’intensité pour le montage sans structures (a/ et d/), pour la transmission à travers des anneaux de diamètres $d_4 = 5.60 \mu\text{m}$ (b/ et e/) et $d_{10} = 14.00 \mu\text{m}$ (c/ et f/). Les images g/ et h/ sont des images SEM des deux anneaux (d_4 et d_{10}), la barre rouge mesurant $2 \mu\text{m}$.

valeurs de z : les niveaux de gris représentent la distribution d’intensité le long de la coupe, avec normalisation de chaque coupe par rapport à l’intensité maximale ($I_{max} = I(x = 0)$). Nous suivons l’évolution de cette intensité sur un graphique associé avec cette fois-ci $I(x = 0, z = 0) = 1$ pour normalisation.

La propagation d’un faisceau Gaussien collimaté et monochromatique est caractérisée par une distance z_R appelée distance de Rayleigh, pour laquelle la largeur du faisceau ($w(z_R)$) est augmentée d’un facteur $2\sqrt{2}$ par rapport à l’origine ($w(z = 0) = 2w_0$). On appelle w_0 le « waist » du faisceau. A cette distance z_R , l’intensité du faisceau a diminuée de moitié sur l’axe optique par rapport à l’intensité d’origine. On définit en un point z de l’axe de propagation, la demi-largeur du faisceau $w(z)$ comme la distance au centre, dans le plan orthogonal à la propagation

du faisceau, telle que $\frac{I(w(z),z)}{I(0,z)} = e^{-2}$. Plus précisément, la demi-largeur d'un faisceau Gaussien évolue avec la distance de propagation :

$$w(z) = w_0 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right)^{1/2} \quad \text{avec la distance de Rayleigh : } z_R = \frac{w_0^2 \pi}{\lambda} \quad (4.36)$$

On introduit alors l'expression de l'intensité :

$$I(z) = I(0) \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \iff I(z_R) = \frac{1}{2} I(0) \quad (4.37)$$

Expérimentalement, nous mesurons $w_0 \sim 55.0 \mu\text{m}$ pour le faisceau Gaussien. A partir de ce résultat, la distance de Rayleigh calculée par l'équation (4.36) est $z_{R-Gauss} \sim 12.0 \text{ mm}$. A l'aide de la relation (4.37), on mesure z_{R-mes} par l'évolution de l'intensité sur l'axe de propagation : le résultat obtenu est de l'ordre de 5 mm. Bien que l'incrément de la distance entre chaque mesure à cette position sur l'axe z soit de 5 mm, cette mesure est relativement précise, car $I(z = 5 \text{ mm}) = 0.52 \cdot I(z = 0 \text{ mm})$.

Pour les faisceaux transmis à travers des anneaux sub-longueurs d'onde, le comportement n'est plus Gaussien et les faisceaux restent collimatés sur une distance bien plus importante que z_R , comme on le voit sur les figures 4.24 b/ et c/. Dans le tableau suivant sont présentés les résultats du calcul de la distance de Rayleigh pour un faisceau Gaussien ($z_{R-Gauss}$) et celle mesurée effectivement (z_{R-mes}), ainsi que les résultats expérimentaux pour des faisceaux transmis par les anneaux ($d_{10} = 2 * 10 \rho_0$) et ($d_4 = 2 * 4 \rho_0$).

	$z_{R-Gauss}$	z_{R-mes}	Z_{max}	Z_{max} avec miroir
Faisceau Gaussien	10.0 mm	5 mm	—	—
anneau $d_{10} = 14.0 \mu\text{m}$	14.6 mm	370 mm	1.05 m	[320; 475] mm
anneau $d_4 = 5.6 \mu\text{m}$	121.4 mm	> 500 mm	2.62 m	[0.88; 1.36] m

Notons que z_R n'est défini que pour un faisceau Gaussien, mais que nous calculons aussi une valeur z_R , à partir de la demi-largeur à l'origine w_0 , pour des faisceaux de Bessel transmis à travers les anneaux sub-longueurs d'onde uniques. Ceci permet d'évaluer la distance de propagation d'un faisceau Gaussien qui aurait les mêmes caractéristiques à l'origine (w_0), et de la comparer à la distance de propagation des

faisceaux de types Bessel. On mesure de même z_{R-mes} comme la distance nécessaire pour diviser par deux l'intensité par rapport à celle à l'origine (voir eq.4.37). Ce tableau présente enfin les mesures des distances Z_{max} , correspondant aux distances de propagation maximales, qui sont limitées par les dimensions latérales des éléments, et dont les équations sont déduites de l'optique géométrique présentée sur la figure 4.2 [76, 80]. Etant donné que l'origine $z = 0$ est choisie pour la position du plan de Fourier, et non de la lentille de Fourier, il faut redéfinir :

$$Z_{max} = \frac{Df}{2r} - f \quad (4.38)$$

avec r le rayon des anneaux, étant entendu que ce plan est déjà l'image de la cible agrandie 52 fois (plan conjugué), D est le diamètre de la lentille de Fourier, et f sa distance focale. Ce calcul de Z_{max} est basé sur les travaux de Durnin [76, 77, 79]. Par exemple, le faisceau transmis par l'anneau d_{10} reste collimaté sur une distance de Rayleigh mesurée de $z_{R-mes} = 370$ mm (fig.4.24 c/ f/). Si le faisceau était Gaussien, cette distance serait égale à $z_{R-Gauss} = 14.6$ mm (calculée à partir de la valeur mesurée $w_0 = 60.3$ μm).

En observant les profils d'intensité (fig.4.24 e/ f/), on dénote des maxima d'intensité (pour $z > 0$) plus intenses que le pic à la position de Fourier $z = 0$. L'intensité maximale de ce pic croît avec r croissant, ce qui est consistant avec l'augmentation de la surface de transmission ($2\pi r w$) avec le rayon de l'anneau : $\frac{I(d_{10})}{I(d_4)} = 4.06$ en considérant pour d_4 que $I_{max} = I(z = 500 \text{ mm})$ ⁵. Inversement, la position z_{pic} de ces maxima sur l'axe z croît avec un rayon d'anneau r décroissant, ce qui est consistant avec la relation (4.38) : ainsi, $z_{pic}(d_{10}) \approx 190$ mm et $z_{pic}(d_4) \geq 500$ mm.

La différence observée pour l'anneau d_{10} entre la valeur de Z_{max} et la valeur de z_{R-mes} est expliquée par l'utilisation d'un miroir. En effet, pour des raisons de dimensions de la table optique, un miroir (de diamètre $\phi = \frac{D}{2}$ et tourné d'un angle de 45° selon l'axe y) est positionné entre la lentille de Fourier et le plan de Fourier pour re-diriger le faisceau. Ce miroir a pour effet de vignetter le faisceau, diminuant la valeur nominale de la distance de propagation Z_{max} d'un faisceau non diffractif. Dans l'annexe E, on détaille le calcul, issu de l'optique géométrique, permettant d'évaluer la distance de propagation limite dans chacune des directions x et y . En positionnant le miroir à une distance $Z_{mir} \sim 100$ mm de la lentille, les relations E.2

5. Dans les mesures réalisées, il n'est pas possible de savoir si l'intensité $I(z = 500 \text{ mm})$ est maximale ou non pour d_4 .

et E.6 permettent d'évaluer : $Z_{max-x} \sim 320$ mm et $Z_{max-y} \sim 475$ mm. La mesure $z_{R-mes} = 370$ mm est comprise dans cet intervalle.

Rappelons que la limite Z_{max} indique expérimentalement la position à partir de laquelle le signal commence à se brouiller. Elle n'est pas facile à déterminer dans le cas d'un faisceau de type Bessel J_0 .

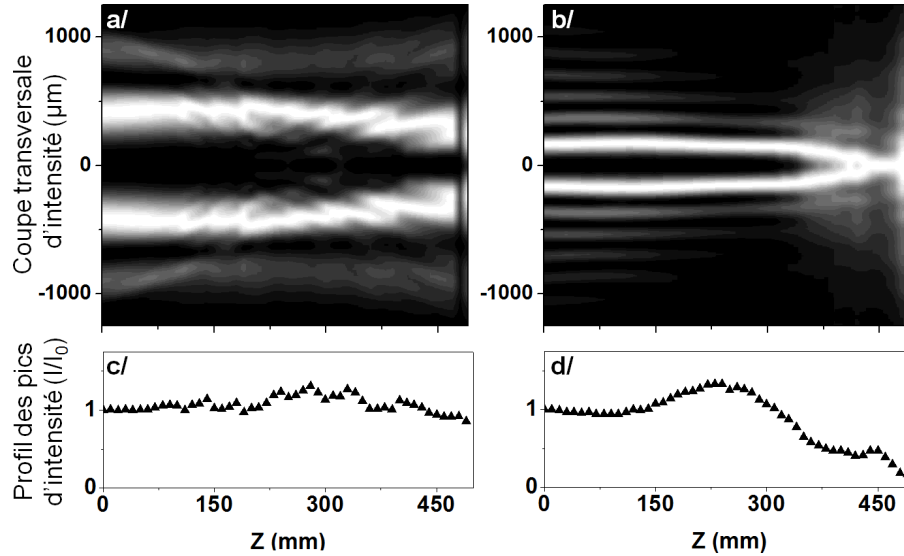


FIGURE 4.25 – Coupes selon la direction x des images de polarisation en configuration $\langle R|T|L \rangle$, pour différentes positions sur l'axe z , ainsi que le profil de la variation des maxima d'intensité pour la transmission à travers les anneaux d_4 (a/ et c/) et d_{10} (b/ et d/).

De la même manière, il est possible d'étudier le faisceau J_2 , créé grâce à des états de polarisation circulaires croisés. Ce faisceau, imagé sur la figure 4.25, est non diffractif pour les deux diamètres d'anneaux. Les polarisations circulaires étant croisées, il y a extinction en l'absence de structure convertissant la polarisation, et l'intensité est nulle. Les valeurs des positions limites z_{R-mes} sont similaires à celles mesurées dans le cas du faisceau J_0 ($z_{R-mes} = 380$ mm pour d_{10} et $z_{R-mes} > 500$ mm pour d_4). Contrairement à l'étude du faisceau de Bessel J_0 , dans le cas du faisceau J_2 , on peut observer sur la figure 4.25 b/ un brouillage apparaissant clairement vers $z_{R-mes} = 380$ mm (dans le cas de d_{10}), ce qui conforte l'hypothèse que pour la position limite Z_{max} de Durnin : $\frac{I(Z_{max})}{I(0)} \simeq 0.5$. Avec les distances mesurées, cette limite expérimentale n'est pas atteinte pour l'anneau d_4 , ce qui est consistant avec les calculs : $Z_{max-4} \simeq 2.5Z_{max-10}$. Enfin, comme dans cette étude le faisceau se

propage librement dans un milieu homogène transparent (atmosphère) à partir du plan de Fourier, l'hélicité du faisceau ne change pas (de signe ou de valeur) [87].

Ces deux séries d'expériences retrouvent le fait que la transmission d'un faisceau à travers un anneau simple, va former un faisceau non diffractif de type Bessel (J_0 ou J_2), grâce à un contrôle de polarisation circulaire. En ajustant les dimensions de l'anneau, ou le cas échéant la longueur d'onde d'illumination, il est possible de faire varier différentes caractéristiques de ces faisceaux de Bessel : on a vu ici qu'en gardant tous les autres paramètres constants ($w = 150$ nm, $e_{Au} = 215$ nm), l'augmentation du diamètre de l'anneau de transmission diminue la distance de propagation sans pertes, mais affine la forme du faisceau. Cet affinage de la forme du faisceau est dû au fait que le plan $z = 0$ est le plan de Fourier de la structure : la transformée de Fourier d'une dimension spatiale étendue de la structure est une dimension réciproque faible. Mais cette étude montre que les propriétés non diffractives peuvent s'enrichir d'effets de polarisation. En particulier, nous observons qu'un faisceau hélicoïdal ne diffracte pas non plus.

4.4 Effet Talbot

Nous allons maintenant étendre notre étude précédente à une cible, comme on l'a étudié dans les parties précédentes de ce chapitre. Cela revient à sommer dans l'étude précédente les contributions d'anneaux simples de diamètres croissants, en incluant un facteur de phase pour chaque anneau, qui va générer des interférences. Comme ces interférences ne perturbent pas les propriétés non diffractives du faisceau, on s'attend à retrouver des effets de type Talbot lors des coupes transversales suivant l'axe z . Cette étude est résumée sur la figure 4.26 : pour une configuration $\langle R|T|L \rangle$ et $\langle L|T|L \rangle$, on étudie une cible percée avec les mêmes caractéristiques géométriques que dans les sections précédentes (10 anneaux, $P = 700$ nm, $w = 150$ nm).

Dans ce cas, l'équation (4.17) peut être simplifiée avec $a = f + z_1$, et l'intensité transmise devient :

$$\left| \vec{E}_2(\rho, \theta) \right|^2 = \left(\frac{2\pi\rho_0}{\lambda f} \right)^2 \left| \sum_n n e^{-i\frac{k(n\rho_0)^2}{2f^2}z_1} J_j \left[\frac{kn\rho_0\rho}{f} \right] \right|^2 \left| \vec{E}_{in} \right|^2 \quad (4.39)$$

avec $j = 0, 2$ en fonction de la configuration de la polarisation (configuration cir-

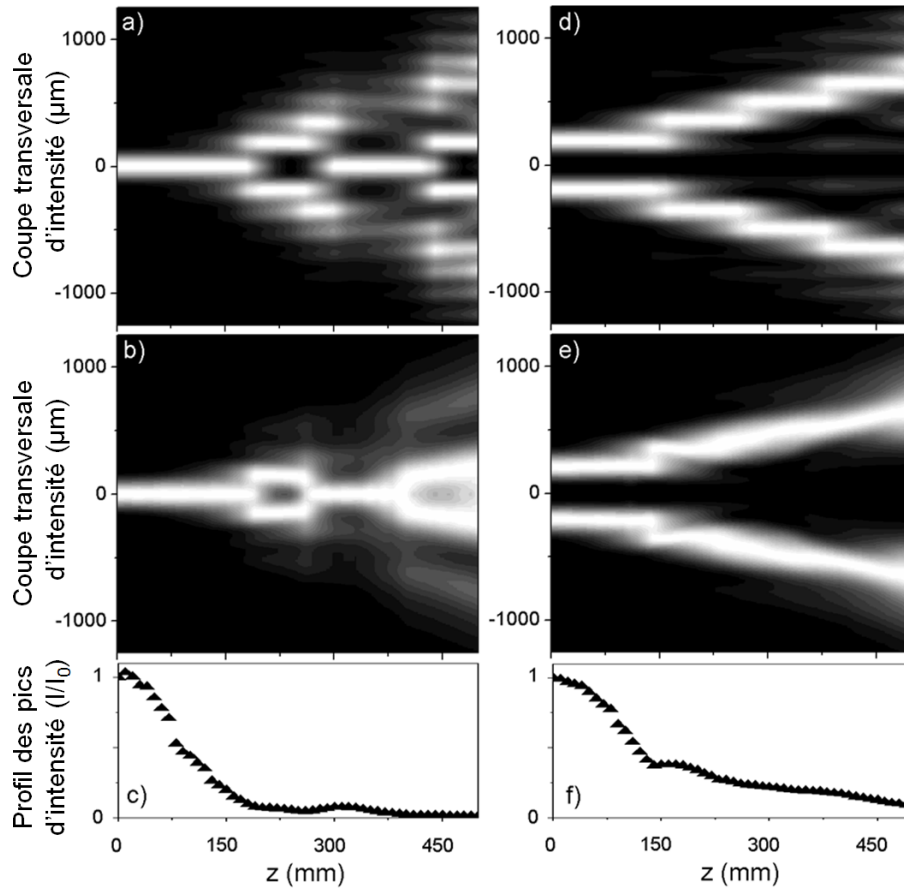


FIGURE 4.26 – Coupes selon la direction x des images de polarisation, pour différentes positions sur l'axe z ainsi que le profil de la variation des maxima d'intensité pour une transmission à travers une cible percée (10 anneaux, $P = 700$ nm, $w = 150$ nm, $\lambda = 785$ nm) : a/ et d/ Simulations dans les configurations $\langle L|T|L \rangle$ et $\langle R|T|L \rangle$, b/ et e/ Expériences dans les configurations $\langle L|T|L \rangle$ et $\langle R|T|L \rangle$, ainsi que les profils c/ et f/ de maxima d'intensité associés aux expériences.

culaire parallèle J_0 ou croisée J_2). Si on se concentre sur le faisceau J_0 , on observe un phénomène très intéressant : le faisceau dont l'intensité se concentre sur l'axe optique J_0 semble se transformer en un faisceau annulaire à une distance égale à la distance focale f de la lentille de Fourier, puis retrouve sa forme classique de J_0 (maximum au centre), pour se retransformer en un faisceau annulaire. C'est l'effet Talbot, qui est expliqué par la diffraction de Fresnel, et qui prédit que la diffraction à travers un réseau périodique d'une lumière monochromatique λ_{ill} va re-crée son image à chaque multiple de la distance de Talbot z_T . A chaque demi-distance $\frac{z_T}{2}$,

l'image est recrée mais décalée latéralement de la valeur de la période latérale du système. Etant donné que pour la simulation on a utilisé le principe de la diffraction de Fresnel, on obtient ici une convolution entre la fonction de Bessel considérée (J_0 ou J_2) et l'effet Talbot. Dans le cas du faisceau J_0 , on observe l'apparition d'une zone sombre au centre, créée à la distance $z \sim f$, et qui s'étend sur une distance de $\Delta z \sim f/2$.

Cette description en deux dimensions du phénomène de dédoublement du faisceau J_0 se transcrit en trois dimensions par un faisceau annulaire de par la symétrie par rotation des cibles percées. Il faut noter que malgré sa forme annulaire, le faisceau est toujours exprimé par une fonction J_0 et n'a pas d'hélicité, contrairement à un faisceau annulaire de type J_2 .

4.5 Discussions et perspectives

De nombreux travaux sur les cibles percées ont montré que de telles structures peuvent focaliser très fortement la lumière, en particulier si la lumière incidente est polarisée radialement [112–118] : on parle alors de lentille plasmonique. L'étude détaillée que nous avons menée ici, qui s'inscrit dans un contexte de recherche actif dans le domaine du visible [102, 119–121] et des micro-ondes [122], nous a permis de dégager plusieurs autres propriétés intéressantes. Si les fentes sont suffisamment fines, le réseau d'anneaux sub-longueurs d'onde permet le filtrage et la conversion d'une polarisation incidente, tel que le faisceau émergent est polarisé radialement.

Nous avons montré que le contrôle de la polarisation circulaire permet de générer des faisceaux de Bessel J_0 et J_2 avec une transition possible d'un faisceau à l'autre simplement en inversant l'une des polarisations circulaires. C'est un mécanisme très utile si l'on a besoin de travailler avec des faisceaux dont l'intensité se concentre sur l'axe optique ou autour de celui-ci (faisceau annulaire), car facilement interchangeable ; leur propriété non diffractive permet de ne pas avoir à chercher un plan de focalisation pour travailler. Nous rapportons ici des longueurs de propagation pouvant être supérieures à 500 mm (pour un anneau unique de diamètre $5.6 \mu\text{m}$ par exemple). Notons cependant que l'efficacité de transmission par rapport au faisceau incident étendu est de l'ordre de 2% pour le faisceau J_0 et de 1% pour le faisceau J_2 pour une cible percée à 10 anneaux ($P = 700 \text{ nm}$, $w = 150 \text{ nm}$). Une augmentation du nombre d'anneaux permettra de gagner légèrement en efficacité en sondant une

plus grande surface du faisceau. Il est possible de contrôler la largeur du faisceau en variant le diamètre des anneaux. Cependant plus le faisceau est affiné, plus la longueur de propagation sans diffraction est petite.

Finalement, les modes de Bessel purs J_2 , générés en polarisation circulaire, définissent des faisceaux hélicoïdaux d'hélicité ± 2 , dont le signe est contrôlé par la polarisation circulaire de préparation ($|L\rangle \rightarrow +2$, et $|R\rangle \rightarrow -2$).

De même que pour la conversion d'une polarisation incidente en une polarisation radiale ou azimutale [84, 123–127], ou la génération de modes de Bessel J_0 et J_2 [86], d'autres méthodes existent pour réaliser un tel contrôle de l'hélicité. On peut prendre comme exemple des masques holographiques [87, 100, 128, 129], des réseaux diélectriques de type PBOE (Pancharatnam-Berry phase optical elements) dont l'axe rapide est localement variable [85, 96], ou encore des lames de phase en spirale [130]. Ces différentes méthodes permettent d'accéder à différentes hélicités, contrairement à la notre où par construction l'hélicité est fixée à ± 2 . Néanmoins, contrairement à toutes ces méthodes, notre structure a l'avantage d'être très simple à fabriquer, et peu coûteuse. De plus, ses propriétés non diffractives la rendent facile à intégrer dans un système optique.

Chapitre 5

Cibles et ellipticité : fabrication de lames quarts d'onde plasmoniques

Ces dernières années, la question de parvenir à définir des comportements de type lame d'onde au niveau de structures plasmoniques sub-longueurs d'onde a généré un certain nombre de travaux. Avec A. Drezet, une première solution a été proposée, basée sur des effets de retard associés à une cible non percée elliptique. Depuis, d'autres structures ont été étudiées [131–133]. Ces travaux sont importants car ils jalonnent les étapes qui doivent être franchies pour parvenir à un contrôle de la polarisation en champ proche, une capacité très importante technologiquement [134]. Notre travail s'est concentré sur l'optimisation des structures introduites par Drezet *et al.* [44]. Nous avons ainsi pu mettre en exergue des erreurs systématiques induites par nos instruments de lithographie (FIB), et avons pu les compenser en agissant sur la définition même des structures via les fichiers de coordonnées associés appelés *streamfiles*.

Ce faisant, nous avons réalisé qu'un trou unique sub-longueur d'onde pouvait lui-même générer des effets optiques inattendus, ce qui nous a conduit à l'utilisation de la décomposition polaire (introduite dans la section 2.4.2). Cette décomposition permet de séparer sur la matrice de Mueller les effets de dépolarisation, de dichroïsme et de biréfringence pour toute structure étudiée.

5.1 Description géométrique des cibles et trous uniques et décomposition polaire

Une cible *non percée* de symétrie circulaire (ellipticité nulle), et appelée simplement *cible* dans la suite du texte, est une structure formée d'un trou unique sub-longueur d'onde entouré de sillons circulaires concentriques de rayons périodiquement croissants gravés dans le métal, sans le percer (voir fig.1.8). Dès lors qu'une certaine ellipticité est introduite, on est amené sur un système de symétrie rectangle auquel on peut associer une matrice de Jones (normalisée), reflétant un comportement différent aussi bien au niveau du dichroïsme ρ , que de la biréfringence φ [44] :

$$J_{cible} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \rho e^{i\varphi} \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Cette matrice, qui présente une symétrie rectangulaire, peut être développée en matrice de Mueller, selon l'équation (A.4), comme développé dans l'annexe A :

$$M_{cible} = \begin{pmatrix} 1 + \rho^2 & 1 - \rho^2 & 0 & 0 \\ 1 - \rho^2 & 1 + \rho^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\rho \operatorname{Re}(e^{i\varphi}) & -2\rho \operatorname{Im}(e^{i\varphi}) \\ 0 & 0 & 2\rho \operatorname{Im}(e^{i\varphi}) & 2\rho \operatorname{Re}(e^{i\varphi}) \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

On notera qu'on aura une équivalence entre les matrices M et J qu'en l'absence d'effet dépolarisant. Dans le cas contraire, c'est M qui doit être considérée.

Si le paramètre ρ est une mesure du dichroïsme, nous utiliserons de préférence la normalisation correspondant à la diatténuation χ (définie dans l'équation (2.9), et développée en éléments de la matrice de Mueller dans l'équation (2.35)), avec $\chi = \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}$. De plus, le retard, qui est une mesure de la biréfringence de la cible, est exprimé en fonction des éléments de la matrice de Mueller par l'équation (2.35) : $\varphi = \arctan\left(\frac{\operatorname{Im}(\rho e^{i\varphi})}{\operatorname{Re}(\rho e^{i\varphi})}\right)$. Pour une structure à symétrie cylindrique idéale, comme les deux axes x et y sont équivalents, les égalités $\rho = 1$ et $\varphi = 0$ doivent être vérifiées : la matrice M_{cible} est alors proportionnelle à la matrice identité. Toute matrice de Mueller expérimentale peut alors être écrite comme un produit d'une matrice de dépolarisation M_{Δ} , une matrice de dichroïsme M_{Dic} (de laquelle on peut extraire la valeur de la diatténuation, comme présentée ci-dessus), et d'une matrice de biréfringence M_{Ret} (de laquelle on peut extraire le retard). La méthode utilisée

pour la décomposition polaire est détaillée dans la section (2.4.2).

$$M_{cible} = M_{\Delta} \cdot M_{Ret} \cdot M_{Dic} \quad (5.3)$$

Dans tout ce chapitre, les différentes matrices expérimentales présentées seront des matrices de Mueller, car physiquement réalisables. Dans la section 2.7.1, nous avons introduit que les valeurs propres des matrices Π associées aux matrices expérimentales M (éq. B.1) étaient toutes de l'ordre de $\lambda_0 = +1.94 \cdot m_{00}$, $\lambda_1 = -0.05 \cdot m_{00}$, $\lambda_2 = +0.05 \cdot m_{00}$ et $\lambda_3 = +0.06 \cdot m_{00}$. Comme dans ce cas, $\lambda_0 \approx 2.00$ et $\sqrt{|\lambda_1|^2 + |\lambda_2|^2 + |\lambda_3|^2} \approx Tr(\Delta S \cdot (\Delta S)^T) = 0.106$ (avec ΔS la matrice de déviation standard introduite dans la section 3.5.1), les matrices expérimentales peuvent toutes être considérées comme physiquement réalisables, et sont donc des matrices de Mueller [63]. Ces matrices de Mueller auront de plus toutes subi une décomposition polaire, et les valeurs présentées associées au dichroïsme et à la biréfringence seront toujours issues des matrices M_{Dic} et M_{Ret} respectivement, après séparation des effets de dépolarisation (M_{Δ}). Les matrices M_{Dic} et M_{Ret} ainsi obtenues peuvent alors s'écrire simplement en fonction de ρ et φ (comme dans (5.2)).

Rappelons enfin que nous avons vu dans la section 2.4.2 que la diatténuation et le retard sont calculés expérimentalement à partir des matrices M_{Dic} et M_{Ret} selon les relations :

$$\chi = \frac{m_{01}^{Dic} + m_{10}^{Dic}}{m_{00}^{Dic} + m_{11}^{Dic}}, \text{ et } \varphi = \arctan \left(\frac{m_{32}^{Ret} - m_{23}^{Ret}}{m_{22}^{Ret} + m_{33}^{Ret}} \right) \quad (5.4)$$

Nous allons de plus effectuer des mesures de l'intensité totale transmise par la structure (aussi bien pour la cible que pour le trou unique). Pour ce faire, nous allons calculer la quantité $I_{tot}^{x-y} = \langle x|T|x \rangle + \langle y|T|x \rangle + \langle x|T|y \rangle + \langle y|T|y \rangle = t_{00} + t_{10} + t_{01} + t_{11}$ à partir de la matrice de transmission t_{ij} . Théoriquement, le couple (x, y) peut être remplacé par les couples (p, m) ou (L, R) indifféremment : en effet, nous avons vérifié pour chaque structure que les variations de I_{tot} en fonction de leurs paramètres géométriques ont le même comportement quels que soient les couples d'états de polarisation choisis pour mesurer I_{tot} . En réalité, on remarque que l'intensité I_{tot}^{L-R} est inférieure de 5% à 10% aux intensités $I_{tot}^{x-y} \sim I_{tot}^{p-m}$, ce qui semble être dû à une dépolarisation issue de la transmission à travers un trou qui est légèrement plus importante pour une polarisation circulaire que pour une polarisation linéaire¹.

1. En effet, ce phénomène n'est pas observé lors de la transmission à travers le substrat de

Nous allons dans ce chapitre étudier les conséquences des effets de gravure sur les matrices de Mueller, avant de faire l'étude systématique des effets sur la polarisation liés aux paramètres géométriques des cibles, en vue d'optimiser *in fine* les signatures plasmoniques. Fondamentalement, il s'agit d'étudier les effets de brisure de symétrie introduits dans [44], en faisant varier l'ellipticité de ces cibles. Tout au long de cette étude, nous nous appuyerons sur le tableau 2.4 pour extraire les propriétés optiques des différents éléments de la matrice de Mueller, propriétés optiques que nous relierons à des effets de structures.

5.2 La nanofabrication

La transmission à travers un trou circulaire unique parfait ou une cible parfaite ne devrait *a priori* présenter ni dichroïsme, ni biréfringence, de par leur symétrie cylindrique, comme nous l'avons vu dans la section précédente (5.1). Lors d'études préliminaires, nous avons pourtant mesuré de tels effets aussi bien pour des trous uniques que pour des cibles. Nous donnons les matrices d'un trou unique (diamètre $d = 350$ nm) et d'une cible ($P = 760$ nm, $w = 250$ nm, rayon du premier sillon $a = 730$ nm, diamètre du trou $d = 350$ nm), gravés sur un même film *Au* d'épaisseur 300 nm. Nous donnons également la matrice d'erreurs expérimentales systématiques (mesurée dans l'équation 3.15) :

$$M_{T\text{rou}} = \begin{pmatrix} 1.000 & -0.152 & 0.001 & -0.007 \\ -0.152 & 0.986 & 0.004 & -0.020 \\ 0.013 & -0.011 & 0.919 & -0.266 \\ 0.008 & 0.016 & 0.239 & 0.803 \end{pmatrix} \pm \Delta S \quad (5.5)$$

$$M_{Cible} = \begin{pmatrix} 1.000 & -0.045 & -0.013 & 0.002 \\ -0.046 & 0.996 & 0.000 & -0.021 \\ -0.010 & -0.010 & 0.934 & -0.319 \\ 0.003 & 0.012 & 0.286 & 0.821 \end{pmatrix} \pm \Delta S, \quad (5.6)$$

verre sans film métallique, ce qui indique que le phénomène est lié à la structure en elle-même et à la transmission à travers celle-ci.

avec

$$\Delta S = \begin{pmatrix} 0.000 & 0.020 & 0.018 & 0.003 \\ 0.020 & 0.004 & 0.012 & 0.049 \\ 0.013 & 0.009 & 0.011 & 0.052 \\ 0.004 & 0.044 & 0.049 & 0.013 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Ici, les éléments matriciels de dichroïsme (cadres rouges) et de biréfringence (cadres verts) associés aux états de polarisation $x - y$ ne peuvent pas être liés à d'éventuelles erreurs expérimentales dans la détermination de la matrice, exprimées par la matrice de déviation standard ΔS . Par conséquent, le trou unique tel qu'il a été gravé n'est pas parfaitement circulaire, ce qui a déjà des conséquences sur la matrice de la cible. Ceci d'ailleurs ne permet pas de discuter immédiatement de l'effet de la qualité de la gravure des sillons. La procédure est donc la suivante : contrôle de la gravure pour générer un trou circulaire, puis modifications éventuelles de la gravure des sillons jusqu'à obtenir les matrices de Mueller avec les bonnes symétries.

Une étude précise (voir section 5.2.1) a permis de mettre en avant que ces effets de dichroïsme et de biréfringence sont liés à des déviations systématiques lors de la nanofabrication, et plus précisément lors du processus de gravure des structures (et non de fabrication du film métallique lui-même) : la structure gravée ne correspond pas exactement à la structure définie numériquement par les streamfiles. Nous allons montrer (section 5.2.1 à 5.2.5) que le processus de gravure lui-même induit des déviations à la symétrie cylindrique des structures étudiées (cibles et trous uniques), engendrant donc des effets optiques de dichroïsme et de biréfringence non souhaités. On pourrait penser que la qualité du film (homogénéité, planéité) et la nanofabrication ont un impact plus important pour des cibles que pour des trous uniques, étant donné que la propagation des plasmons de surface est fortement dépendante de la qualité de surface du film. En fait, nous montrerons que c'est le contrôle de l'ellipticité des trous qui s'avère crucial pour la fabrication de structures cylindriques.

5.2.1 Effet de la nanofabrication sur les asymétries des cibles

Ces effets sont liés au fait que dans le repère (x_{FIB}, y_{FIB}) associé à la gravure par FIB, les axes x_{FIB} et y_{FIB} ne sont pas équivalents. Pour le voir, il suffit de graver une même structure plusieurs fois, et de faire subir à l'échantillon une rotation de la platine (portant l'échantillon) entre chaque gravure. Ainsi, lors de la caractérisation optique de la structure sur le montage de la matrice de Mueller, l'angle entre le repère de gravure (x_{FIB}, y_{FIB}) et le repère fixé de l'échantillon sur le porte-échantillon (x_{ech}, y_{ech}) sera différent pour chaque structure gravée avec une rotation de la platine différente. Il est aussi possible de tourner l'échantillon lors de la caractérisation optique. Dans ce cas, les structures tournent toutes d'un même angle. Pour faciliter la lecture, nous appellerons dans la suite α_{plat} et β_{ech} respectivement les angles de rotation de la platine lors de la gravure et de rotation de l'échantillon lors de la mesure optique. Ces rotations sont décrites sur le schéma 5.1.

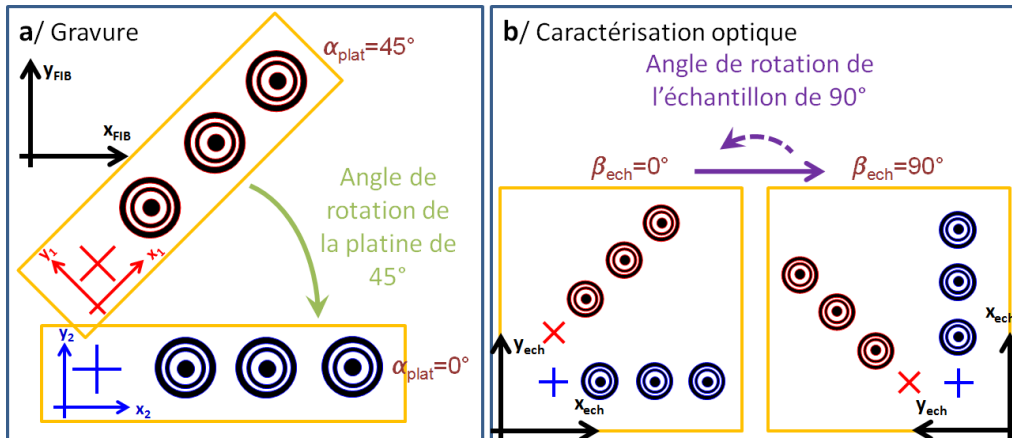


FIGURE 5.1 – a/ Schéma d'une rotation de platine lors de la gravure, les axes (x_1, y_1) et (x_2, y_2) correspondant au repère de gravure (x_{FIB}, y_{FIB}) pour des angles de rotation de la platine différents (respectivement $\alpha_{plat} = 45^\circ$ et $\alpha_{plat} = 0^\circ$) b/ schéma de la rotation de l'échantillon lors de la caractérisation optique ($\beta_{ech} = 90^\circ$).

Sur la figure 5.2 a/, nous présentons les résultats obtenus pour les éléments matriciels associés à la biréfringence² sur chacun des trois couples d'états de polarisation $(x - y, p - m, L - R)$ pour deux cibles gravées sur un même échantillon,

2. L'étude a aussi été réalisée pour les effets sur le dichroïsme, mais les résultats ne sont pas présentés ici : le comportement est similaire, bien que moins marqué.

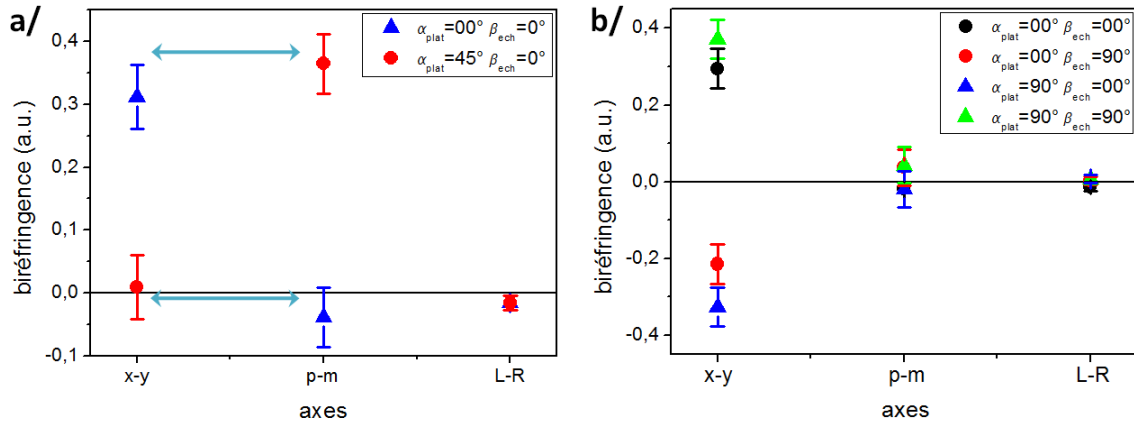


FIGURE 5.2 – Valeur des éléments matriciels associés à la biréfringence sur chacun des trois couples d'états de polarisation $x - y$ ($0.5 * (m_{32} - m_{23})$), $p - m$ ($0.5 * (m_{31} - m_{13})$) et $L - R$ ($0.5 * (m_{21} - m_{12})$) : a/ pour deux cibles avec rotation de la platine de 0° et 45° sans rotation de l'échantillon, et b/ pour deux cibles avec rotation de la platine de 0° et 90° , et rotation de l'échantillon de 0° et 90° .

avec des rotations de platine de $\alpha_{plat} = 0^\circ$, et $\alpha_{plat} = 45^\circ$. On observe bien les mêmes valeurs des éléments matriciels associés à la biréfringence selon les états de polarisation $x - y$ de la cible gravée avec une rotation de platine de $\alpha_{plat} = 0^\circ$ ($\beta_{ech} = 0^\circ$) et les états $p - m$ de celle gravée avec une rotation de platine de $\alpha_{plat} = 45^\circ$ ($\beta_{ech} = 0^\circ$). Cette identité est symbolisée par une double flèche. De la même manière, un échange similaire est observé entre les états de polarisation $p - m$ de la cible ($\alpha_{plat} = 0^\circ, \beta_{ech} = 0^\circ$) et les états $x - y$ de la cible ($\alpha_{plat} = 45^\circ, \beta_{ech} = 0^\circ$). Les résultats pour les états $L - R$ des deux cibles sont inchangés lors de la rotation de la platine. Ces résultats prouvent que sur le repère de gravure, les axes (x_{FIB}, y_{FIB}) du faisceau d'ions ne sont pas équivalents, et qu'ils sont responsables des effets de dichroïsme et de biréfringence sur les trous uniques et les cibles.

Nous pouvons aussi vérifier sur la figure 5.2 b/ que les résultats d'une cible gravée avec la platine à $\alpha_{plat} = 0^\circ$ sont opposés à ceux d'une cible dans la configuration $\alpha_{plat} = 90^\circ$, quelque soit l'angle $\beta_{ech} = (0^\circ, 90^\circ)$. Ces observations sont cohérentes avec celles obtenues plus haut, avec cette fois-ci une rotation de la platine d'un angle $\alpha_{plat} = 90^\circ$. Cette rotation inverse les axes x et y , ce qui induit un changement de signe dans les valeurs de biréfringence associées aux états de polarisation $x - y$, et laissant celles des d'états $p - m$ et $L - R$ inchangées. Finalement, une rotation de 90° de la platine lors de la gravure est équivalente à une rotation de l'échantillon de

90° lors de la caractérisation optique, étant donné la similarité des comportements des cibles entre les configurations $(\alpha_{plat} = 0^\circ, \beta_{ech} = 0^\circ)$ et $(\alpha_{plat} = 90^\circ, \beta_{ech} = 90^\circ)$, ou entre $(\alpha_{plat} = 0^\circ, \beta_{ech} = 90^\circ)$ et $(\alpha_{plat} = 90^\circ, \beta_{ech} = 0^\circ)$.

Les défauts sur le repère de gravure sont intrinsèques du FIB. Ils varient d'ailleurs après chaque intervention de maintenance du faisceau. Le seul moyen de les compenser est d'agir, comme en retour, au niveau de la définition numérique même des structures (ensemble des points de gravure appelé streamfile). Les structures sont alors définies avec de légères asymétries contrôlées qui compensent les asymétries induites par la gravure FIB elle-même.

Pour optimiser ce contrôle, comme on le discute en 3.2, le processus de gravure est programmé de telle manière que le mouvement du faisceau soit radial. Cette programmation permet une redéfinition du repère de gravure, et donne les meilleures structures. Cette gravure radiale est utilisée pour toutes les structures décrites dans ce chapitre.

Trois types de défauts potentiels du faisceau de gravure sont étudiés : un défaut de calibration des axes (x, y) relatif, différentiel, et un défaut de cisaillement de la gravure. Nous avons vérifié que ces défauts sont bien liés à la calibration de la machine, et non à l'astigmatisme du faisceau en lui-même.

5.2.2 Principe des expériences réalisées pour mesurer les effets de la nanofabrication

En plus des indications obtenues sur une matrice de Mueller, on peut également remonter aux asymétries de structures par des techniques d'imagerie. Sur un microscope à fuites radiatives (leakage microscope [135]), la distribution angulaire des plasmons excités au niveau d'un trou unique peut être analysée. Pour un trou circulaire éclairé par une lumière non polarisée, cette distribution doit correspondre à un cercle de rayon égal au vecteur d'onde k_{PS} et d'intensité uniforme. Ce sont d'éventuelles modulations de cette intensité sur le cercle plasmonique entre les directions x et y , $I_x - I_y$ (mesurée en polarisant linéairement la lumière incidente selon les axes x et y), qui permet de déterminer l'ellipticité du trou unique, comme on le schématise sur les figures 5.3 a/³, c/ et d/. Pour un trou elliptique, on peut

3. La figure 5.3 a/ est obtenue en additionnant les images d'un même trou sous polarisations linéaires x et y .

en effet s'attendre à ce que l'excitation des plasmons de surface soit plus intense dans la direction orthogonale au grand axe de l'ellipse du trou.

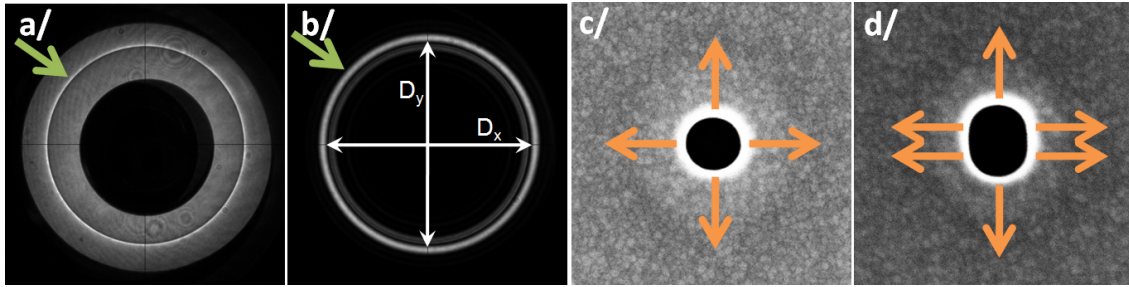


FIGURE 5.3 – a/ et b/ Images dans le plan de Fourier par le montage de leakage a/ d'un trou unique avec l'anneau des plasmons de surface indiqué par la flèche verte, et b/ d'une cible avec l'anneau de diffraction indiqué par la flèche verte. Les lignes noires à 0° et 90° correspondent aux coupes selon x et y . c/ et d/ images SEM de trous sans (c/) et avec (d/) ellipticité : les flèches oranges schématisent les plasmons de surface excités par le trou unique, avec des intensités selon les directions x et y identiques (c/) ou différentes (d/).

Pour les cibles, la technique est la même mais pour contrôler le caractère circulaire des anneaux, nous les avons gravés à travers le film métallique. Du coup, c'est le premier ordre de diffraction dans le plan de Fourier qu'on image (fig.5.3 b/). Notons que les images présentées dans le chapitre 4 sont différentes, parce que nous ne collectons alors que l'ordre zéro (car $\frac{2\pi}{P} > \frac{2\pi}{\lambda_{ill}}$). Sur 5.3 b/, nous éliminons l'ordre zéro en le masquant dans un plan de Fourier intermédiaire. Tout écart à la symétrie cylindrique la cible engendrera une déformation de l'anneau de diffraction et donc une ellipticité (différence entre les diamètres suivant x et y , $D_x - D_y$). Le réseau de sillons concentriques excite aussi des plasmons de surface (car la période de la cible est résonnante à cette longueur d'onde), mais leur intensité est bien plus faible que celle de la transmission directe : on vérifie que l'on retrouve effectivement le cercle plasmonique, mais qui est bien moins intense que l'anneau de diffraction (peu visible sur la fig.5.3 b/).

5.2.3 Axes (x, y) et défaut de calibration : le facteur $f_{corr} = l_y/l_x$

Pour mesurer un défaut relatif de calibration, il est d'abord nécessaire que soient étalonnées les distances réelles de gravure par rapport aux distances imagées. Les facteurs d'étalonnage (f_x, f_y) sur les axes (x, y) sont réalisés sur des distances étalons très grandes par rapport à la taille nominale du faisceau d'ions (plusieurs μm par rapport à ~ 10 nm). Les valeurs typiques pour (f_x, f_y) sont comprises entre 1.00 et 1.06 étant donné les étalons utilisés.

Pour une longueur gravée l_{y_0} suivant l'axe y , une mesure par SEM donne $l_{y_m} = f_y l_{y_0}$ (voir fig.5.4 a/). De même, suivant l'axe x , avec $l_{x_m} = f_x l_{x_0}$. A chaque aligne-

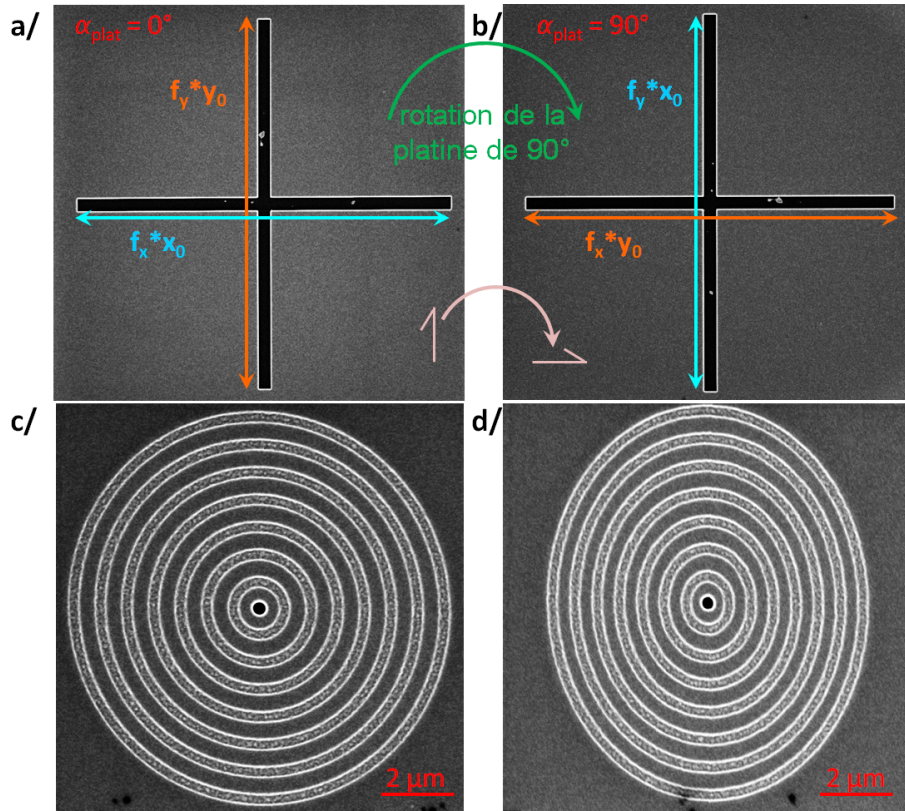


FIGURE 5.4 – Images SEM d'une même croix avec une rotation de la platine de a/ 0° et b/ 90° ; une couleur donnée correspond à une distance absolue (x_0, y_0) identique (sans tenir compte des facteurs multiplicatifs f_x et f_y associés au FIB) c/ et d/ images SEM d'une cible c/ sans correction et d/ avec une correction d'un facteur d'écrasement de $f_{corr} = 0.84$.

ment et réglage du FIB, on doit s'assurer qu'une même longueur gravée sur y et sur x correspond à une mesure identique. On réagit sur le réglage du FIB jusqu'à l'obtenir. Le point important est qu'étant donné la précision de l'étalonnage et de la gravure, on aura toujours une incertitude de gravure avec $l_{x_0} = l_{y_0} + \Delta$.

Une méthode intéressante pour s'assurer de l'égalité (à Δ près) des longueurs consiste à graver l_{y_0} suivant y (mesurée comme $l_{y_m} = f_y l_{y_0}$) et la même longueur (*a priori*) suivant x . On tourne alors la platine de 90° (voir fig.5.4 b/) pour mesurer l_{x_0} suivant y comme $l_{x_m} = f_y l_{x_0} = f_y(l_{y_0} + \Delta)$.

On obtient un rapport $f_{corr} = \frac{l_{y_m}}{l_{x_m}} = \frac{l_{y_0}}{l_{y_0} + \Delta}$ où les facteurs d'étalonnage n'apparaissent plus.

Etant donné l'étalonnage, $l_{y_0} \gg \Delta$ et $f_{corr} \sim 1$. C'est ce chiffre qui doit être vérifié et garanti à chaque opération de maintenance, et c'est en fait un paramètre important à maîtriser pour la gravure de structures optimisées. Cette mesure peut être refaite cette fois en prenant l'axe constant suivant x .

En faisant varier de manière contrôlée le facteur f_{corr} pour des trous uniques et des cibles (voir fig.5.4 c/ et d/), et en évaluant l'effet de cette variation sur les propriétés optiques mesurées par la matrice de Mueller ou par imagerie, on peut identifier la valeur de f_{corr} qui compense les défauts de calibration. Nous n'agissons pas sur le réglage du FIB pour contrôler f_{corr} : nous modifions dans nos fichiers informatiques de gravure (streamfiles) le rapport entre les axes x et y en jouant sur les coordonnées des points de gravure.

Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 5.5. La diatténuation et le retard issus de la décomposition polaire de la matrice de Mueller du trou unique (fig.5.5 a/) semblent indiquer que l'écrasement selon la direction x d'un facteur correctif $f_{corr} = 0.91$ (entouré d'un rectangle vert) correspond aux trous optiquement circulaires (diatténuation et retard minimaux). Cependant, les cibles gravées avec de tels paramètres (fig.5.5 c/) présentent toujours un fort dichroïsme (diatténuation : $\chi = -0.205$), et une biréfringence non négligeable (retard : $\varphi = 13.57^\circ$). En étudiant les mesures d'imagerie, ce facteur ($f_{corr} = 0.91$) reste un paramètre acceptable pour le trou unique à 5% près (fig.5.5 b/). Les écarts avec les mesures réalisées sur la matrice de Mueller pouvant être liés aux différences entre les deux montages ainsi qu'entre les films métalliques utilisés pour chacune des deux séries d'expériences (épaisseur de 300 nm pour les mesures de matrices de Mueller, et de 70 nm pour les

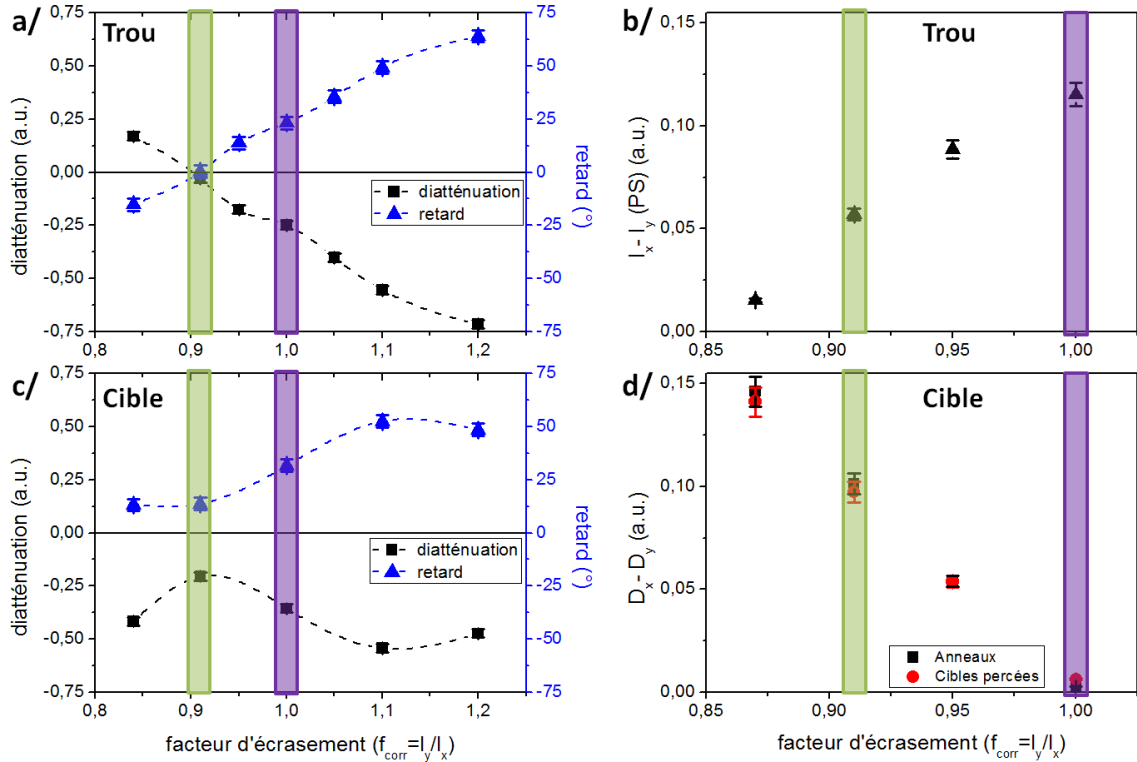


FIGURE 5.5 – Variations en fonction du facteur d'écrasement f_{corr} de a/ et c/ la diatténuation et le retard après décomposition polaire des matrices de Mueller d'une série de trous uniques et de cibles, b/ la différence d'intensité de l'excitation de plasmons de surface entre les directions x et y ($I_x - I_y$) d'un trou unique et d/ l'ellipticité de l'anneau de diffraction ($D_x - D_y$) d'une cible percée et d'anneaux percés (sans trou central). Les valeurs de facteur d'écrasement 0.91 et 1.00 sont mis en exergue par des rectangles colorés en vert et violet respectivement.

mesures en leakage)⁴. Il est ainsi surprenant de constater que les mesures faites sur les cibles, en mesurant l'ellipticité de l'anneau de diffraction (fig.5.5 d/), montrent que le meilleur résultat est obtenu pour une calibration avec le rapport $f_{corr} = 1.00$ dans ce cas précis de réglage du FIB (rectangle violet).

Ce qui est intéressant c'est que les résultats obtenus pour le trou ou la cible sur la bonne valeur de f_{corr} ne sont pas les mêmes. On peut le comprendre de la manière suivante.

La méthode d'imagerie de 5.5 d/ désigne $f_{corr} = 1$ comme la bonne valeur.

4. Nous mesurerons par exemple dans la section suivante que les dimensions du trou influent sur les compensations à apporter lors de la définition des streamfiles.

Or cette méthode se base sur la diffraction associée aux seuls sillons périodiques entourant le trou central. Etant donné l'étendue des sillons ($d_n = 2a + 2(n - 1)P$ avec $a = 700$ nm, $P = 730$ nm et $n = 1, \dots, 7$) on est donc dans un régime où $\Delta \ll 2a$ et $f_{corr} = \frac{d_n}{d_n + \Delta} \sim 1$, pour $n \geq 0$.

Pour le trou unique en revanche, l'étendue de la structure, égale au diamètre du trou (typiquement, $d_{trou} = 350$ nm), est plus faible : dans ce cas, on ne peut pas négliger l'effet différentiel Δ , et $f_{corr} \sim 1 - \frac{\Delta}{d_n}$.

Les résultats de la figure 5.5 c/ correspondant à une mesure de matrice de Mueller combinent à la fois les effets sur le trou, absent sur 5.5 d/, et les effets sur les sillons. Ils révèlent qu'en effet ni $f_{corr} = 0.91$ ni $f_{corr} = 1.00$ ne donnent de bons résultats. Il s'agit donc de travailler la minimisation des défauts de gravure sur le trou et sur les sillons de manière indépendante. Pour ce faire, on fixe la calibration « par défaut » du FIB ($f_{corr} \sim 1$) telle qu'elle est effectuée avec des longueurs de calibration $l_{x,y} \gg \Delta$. Et c'est sur des variations contrôlées de Δ , au niveau du trou (Δ_T) et des sillons (Δ_A) indépendamment qu'on cherche l'optimisation optique.

5.2.4 Axes (x, y) et défaut de calibration différentiel : le terme Δ

Dans le cas du trou unique, la compensation consiste à insérer le long d'un diamètre du trou un rectangle de largeur égale au diamètre du trou initial (d), et de hauteur Δ_T , comme on le présente sur la figure 5.6. De la même manière, on peut insérer Δ_A sur les sillons. Pour optimiser les paramètres de la cible, on varie par la suite de manière indépendante les paramètres Δ_T et Δ_A . Contrairement à l'étude précédente, où la période des sillons de la cible était affectée par f_{corr} , celle-ci ne sera ici pas affectée, car la variation du paramètre Δ_A influe uniquement sur l'ellipticité d'un sillon de diamètre d_n . On cherche d'abord à compenser le trou unique pour qu'il soit circulaire et optiquement cylindrique. Ensuite, c'est ce trou qui est gravé au centre d'une cible dont on optimise alors les sillons.

Les résultats des mesures réalisées sur le trou unique par la méthode de la matrice de Mueller et par la méthode d'imagerie (fig.5.7 a/ et b/) montrent qu'il faut une compensation de $\Delta_T = 40$ nm pour un diamètre de trou $d = 350$ nm, et de $\Delta_T = 0$ nm pour un diamètre $d = 450$ nm, ce qui semble consistant avec un développement sur $\frac{\Delta}{d} \ll 1$. Pour le trou unique $d = 350$ nm, ces résultats rejoignent

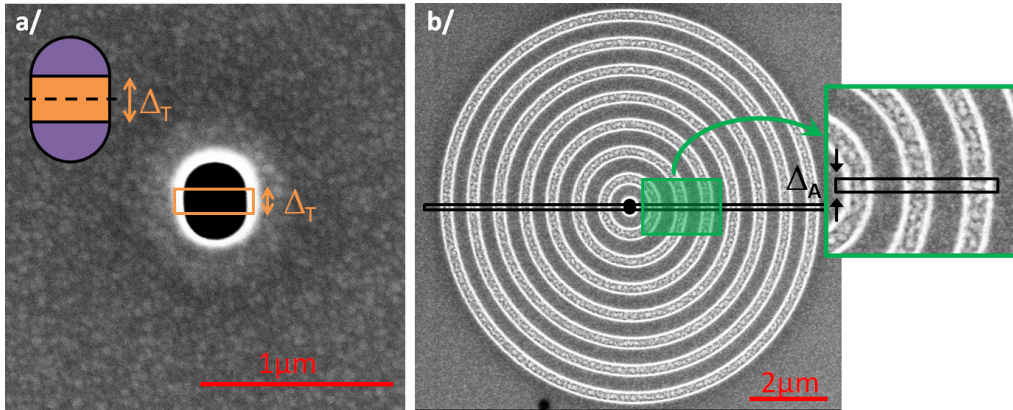


FIGURE 5.6 – a/ Image SEM d'un trou soumis à un allongement selon la direction y , avec $\Delta_T = 100$ nm, et schéma du principe avec un rectangle (orange) entouré de deux demi-cercles (violets) b/ image SEM d'une cible soumise à un allongement selon la direction y , avec $\Delta_T = \Delta_A = 100$ nm.

ceux de l'étude précédente (section 5.2.3). En effet, une valeur de $f_{corr} = 0.91$, c'est-à-dire une compensation suivant x d'environ 30 nm, est analogue à l'insertion d'un rectangle de hauteur $\Delta_T = 40$ nm dans la direction y (le rapport $\frac{320}{350} \approx \frac{350}{390} \approx 0.9$) : le trou unique ayant comme paramètres principaux le diamètre et l'ellipticité, il est presque équivalent de compenser une différence ($l_y - l_x$) ou un rapport (l_y/l_x).

Ainsi, pour obtenir un trou unique circulaire de diamètre $d = 350$ nm et dont la matrice de Mueller soit proportionnelle à la matrice identité, on compense les effets dus à la nanofabrication en ajoutant une différence $\Delta_T = 40$ nm (rectangles verts dans les figures 5.7 a/ et b/). Ensuite, la même étude est réalisée sur une cible, en gardant le trou optimisé circulaire (avec $\Delta_T = 40$ nm), et en variant le paramètre Δ_A (fig.5.7 c/ et d/). Les effets sur le dichroïsme (lié plus fortement à la période) sont faibles par rapport aux effets sur la biréfringence (liée plus fortement à la différence entre les directions x et y de la distance entre le trou et le premier anneau). Le paramètre optimal, prenant en compte biréfringence et dichroïsme, semble être la différence $\Delta_A = 0$ nm, ce qui est en adéquation avec le résultat de la mesure par imagerie, pour lequel $\Delta_A = 0$ nm donne la valeur la plus basse de l'ellipticité $D_x - D_y$ (rectangles violets dans les figures 5.7 c/ et d/). C'est là aussi consistant avec fait que pour des structures étendues, l'effet de Δ reste faible. Ces deux paramètres ($\Delta_A = 0$ nm et $\Delta_T = 40$ nm) seront donc les paramètres utilisés lors de l'étude des cibles elliptiques en fin de chapitre.

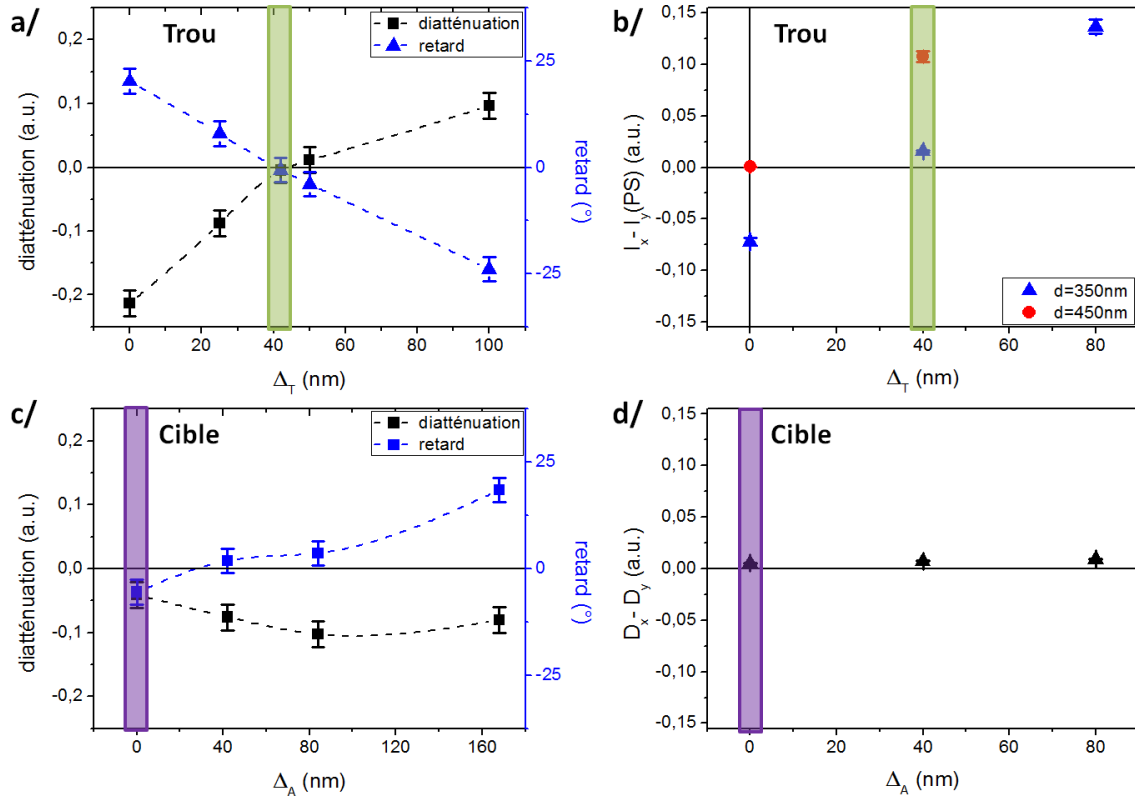


FIGURE 5.7 – a/ Diatténuation et retard obtenus après décomposition polaire des matrices de Mueller d’une série de trous uniques en faisant varier Δ_T b/ différence d’intensité des plasmons de surface excités selon les directions x et y d’une série de trous uniques en faisant varier Δ_T , pour deux valeurs de diamètre de trous : $d = 350, 450$ nm c/ même mesure que a/ pour des cibles en faisant varier Δ_A , et en gardant $\Delta_T = 40$ nm constant d/ ellipticité de l’anneau de diffraction d’une cible en faisant varier Δ_A ($\Delta_T = 40$ nm).

Il s’agit donc, après compensation du trou central de telle manière qu’il devienne circulaire, de graver les sillons d’une cible afin d’obtenir une cible ayant une matrice de Mueller proportionnelle à l’identité, c’est-à-dire une cible qui a bien une symétrie cylindrique.

Jusqu’à présent, les compensations de la nanofabrication sont restés sur les axes des cibles (x_{FIB}, y_{FIB}) ⁵, n’ayant que peu d’incidence sur les couples d’états de polarisations $p - m$ et $L - R$, expliquant la présentation des seuls résultats

5. Les axes des éléments de polarisation du montage sont alignés de telle sorte que les états de polarisation x et y coïncident avec les axes des structures, confondus aux axes du FIB lors de la gravure x_{FIB} et y_{FIB} .

de la diatténuation et du retard, qui sont définis à partir du dichroïsme et de la biréfringence suivant les états de polarisation $x - y$. Nous allons maintenant faire une dernière étude des processus de nanofabrication qui va porter principalement sur les états $p - m$: on introduit des effets de cisaillement sur les structures.

5.2.5 Défaut de cisaillement du système

Nous introduisons maintenant l'effet de cisaillement sur les structures, comme représenté sur la figure 5.8. Le principe est d'étirer la structure suivant l'axe y dans la direction x , ce qui a pour effet de tourner d'un angle γ_{cis} l'axe y (les axes principaux de la structure ne sont plus orthogonaux).

Dans cette étude, nous limitons les mesures aux matrices de Mueller, plus exactement aux éléments matriciels associés au dichroïsme et à la biréfringence suivant les trois couples d'états de polarisation, après décomposition polaire. Les résultats sont résumés sur la figure 5.9 et montrent que le cisaillement n'a d'effet que sur le dichroïsme et la biréfringence des états $p - m$ du trou unique, correspondant respectivement aux éléments de la matrice de Mueller m_{02} et m_{20} , puis m_{13} et m_{31} .

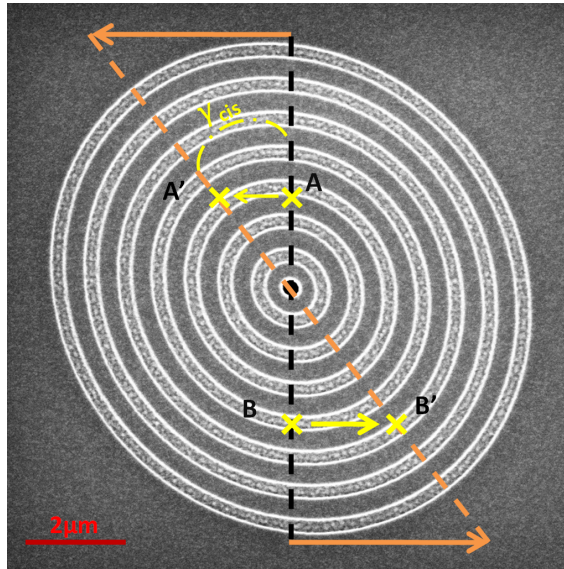


FIGURE 5.8 – Image SEM d'une cible soumise à un cisaillement selon la direction x , dont le principe est représenté de manière accentuée par les lignes pointillées qui représentent l'axe y avant (noir) et après (orange) cisaillement. Pour cette structure, on mesure $\gamma_{cis} = 5^\circ$.

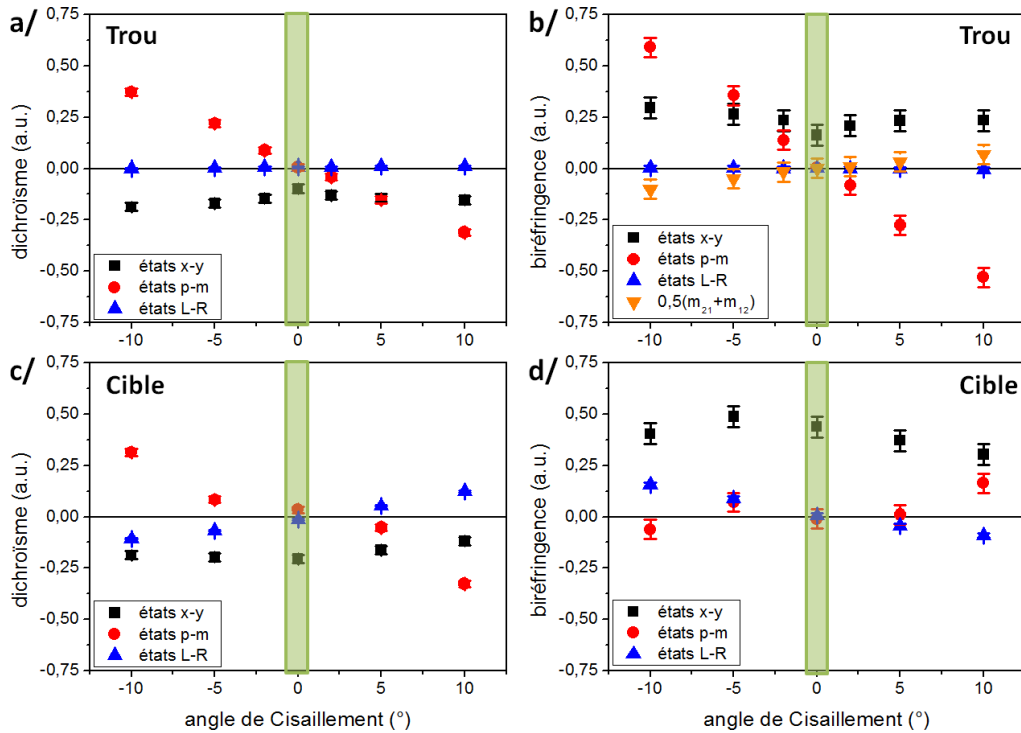


FIGURE 5.9 – Éléments matriciels associés au dichroïsme (a/ et c/) et à la biréfringence (b/ et d/), pour des trous uniques et des cibles. b/ ajout de la moyenne des éléments matriciels associés à la biréfringence suivant les états de polarisation $L - R$: $(0.5(m_{21} + m_{12}))$.

Les éléments matriciels de biréfringence du trou unique des états $L - R$ (m_{12} et m_{21}) présentent une particularité intrigante : ils ne sont plus antisymétriques. Dans toutes les autres études, la matrice de biréfringence est toujours antisymétrique.

Ces études rassemblées sur la figure 5.9 montrent que tout cisaillement artificiellement introduit dans la gravure diminue les qualités optiques des structures. Autrement dit, le FIB n'induit pas de cisaillement éventuellement compromettant vis-à-vis des symétries des structures.

Finalement, il est important de noter que les compensations des trois défauts potentiels de nanofabrication étudiés ici (relatif, différentiel et de cisaillement) sont susceptibles d'être modifiés après chaque opération de maintenance du FIB. Par exemple, nous avons pu mesurer dans d'autres cas $f_{corr} = 1.018$, $\Delta_T = \Delta_A = 0$ nm, et $\gamma_{cis} \pm 1^\circ$. Une calibration régulière des structures est donc nécessaire. Les matrices de Mueller et leur comparaison avec la matrice identité, pour des structures telles

que des trous ou des cibles, donnent de bonnes estimations de cette calibration. Les matrices de Mueller ont en outre l'avantage d'être facilement lisibles car ce sont des intensités normalisées qui sont accessibles.

5.3 Etude des paramètres géométriques d'une cible sur la matrice de Mueller

L'optimisation d'une cible en terme d'efficacité de transmission est un sujet qui a été bien discuté au laboratoire [31] lorsque la cible est éclairée en lumière blanche. Nous reprenons cette étude dans notre situation d'un faisceau incident monochromatique à $\lambda_{ill} = 785$ nm. Les paramètres de structure d'une cible (fig.5.10) qui peuvent avoir des effets sur son efficacité optique sont essentiellement : la période des sillons (P), la largeur des sillons (w), le rayon du premier anneau (a), le nombre de sillons (N) et le diamètre du trou central (d). Par la suite (section 5.4), nous étudierons des cibles d'ellipticité (ε) non nulle : le contrôle de cette ellipticité permettra le contrôle de la biréfringence de la structure [44]. Nous allons donc faire varier ces différents paramètres, et mettre en avant la cible optimale, qui excite et propage le mieux les plasmons de surface, conduisant à l'intensité transmise maximale.

En théorie, si les symétries de la structure et du système étaient parfaites, ces paramètres ne devraient pas avoir de conséquences sur la matrice de Mueller, qui devrait rester proportionnelle à la matrice identité (pour $\varepsilon = 0$ nm). On sait des parties précédentes que cela n'est pas le cas, mais nous allons vérifier que les variations des paramètres d'optimisation de la transmission à travers la cible n'ont que très peu d'effets en terme de retard et de dichroïsme de la cible. Nous présentons pour ces variations (P , a , N , d et w) les résultats des mesures d'efficacité de transmission réalisées par le spectromètre (mesurées à partir des spectres pour $\lambda = \lambda_{diode} = 785$ nm) ou par un puissance-mètre (mesures à $\lambda_{ill} = 785$ nm) et des mesures réalisées sur le montage de Mueller (diatténuation, retard). Finalement, nous avons vérifié que les variations du dichroïsme et de la biréfringence pour les couples d'états de polarisation $p - m$ et $L - R$ sont faibles (la diatténuation et le retard sont définis pour les états de polarisation $x - y$).

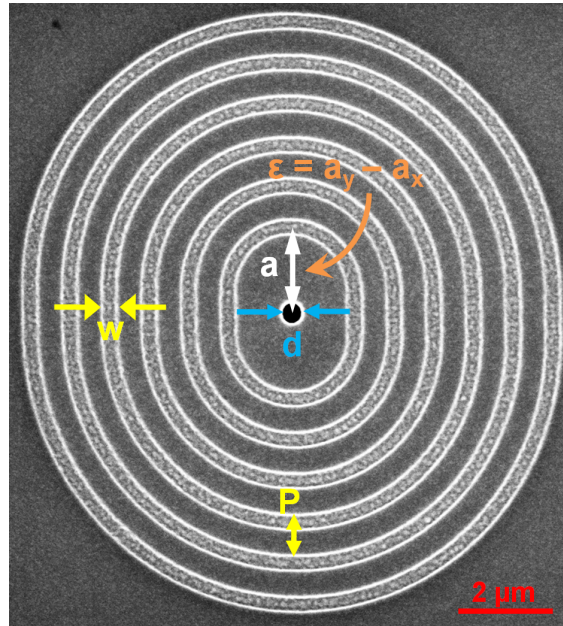


FIGURE 5.10 – Illustration des différents paramètres géométriques définissant une cible elliptique.

5.3.1 Variation de la période

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 1, le paramètre contrôlant l'excitation des plasmons de surface est la période : on présente l'évolution du pic de résonance en fonction de la période sur la figure 5.11 a/ en lumière blanche. De ces spectres, on extrait l'intensité transmise à $\lambda_{ill} = 785$ nm (diode sur la fig.5.11 a/) pour chacune des cibles (fig.5.11 b/). Finalement, on représente sur les figures 5.11 c/ et d/ l'évolution de la diatténuation, du retard et de l'intensité en fonction de la période, mesurées sur les matrices de Mueller. Lors de cette étude, le rapport P/w (proportionnel au facteur de remplissage) a été gardé constant, ainsi que les autres paramètres géométriques : $N = 7$, $d = 350$ nm, et le rayon du bord du premier anneau ($a - \frac{w}{2} = 575$ nm).

On observe bien une forte résonance pour une période précise à $\lambda = 785$ nm, par le spectromètre et le puissance-mètre : le maximum d'intensité (fig.5.11 b/ et d/ respectivement) est mesuré pour la période $P = 730$ nm (les différentes mesures à cette période sont entourées en rose). Les effets de la variation de la période, importants sur l'intensité transmise, ont peu d'influence sur les caractéristiques de

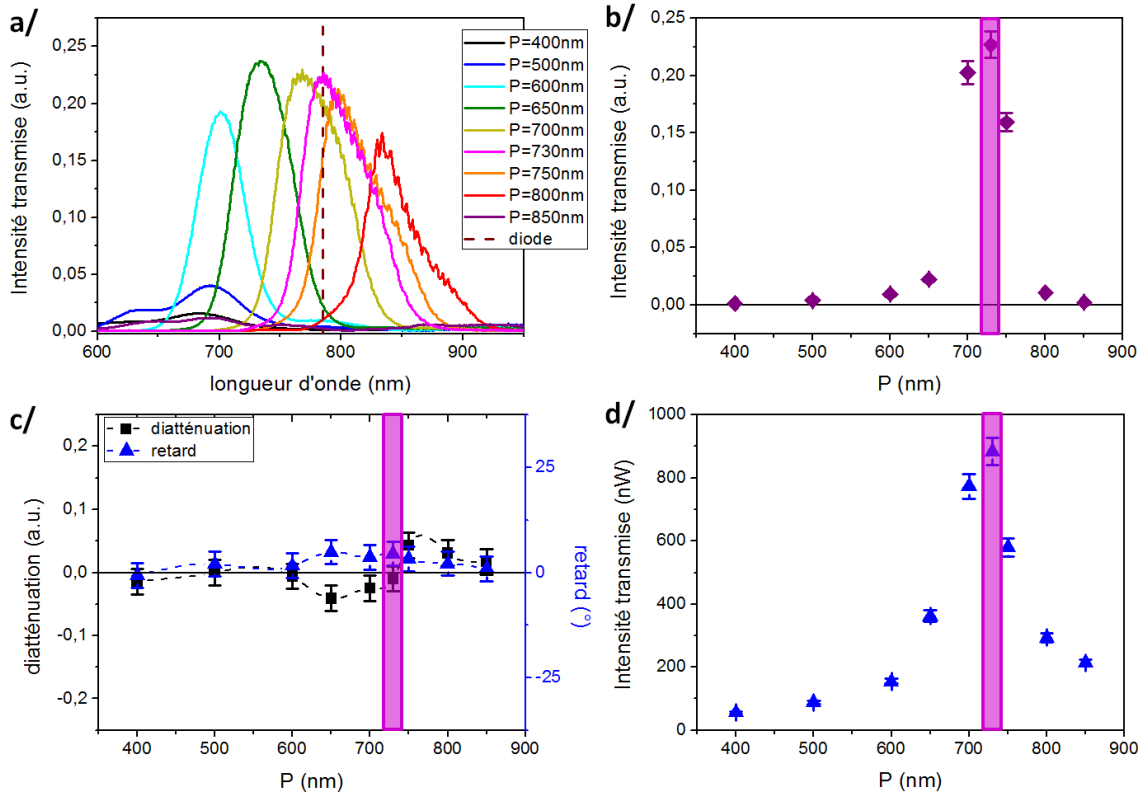


FIGURE 5.11 – Variations en fonction de la période P (avec $w = 250$ nm, $a = \frac{w}{2} + 575$ nm, $N = 7$, $d = 350$ nm) des quantités suivantes : a/ les spectres desquels sont issues b/ les intensités transmises à $\lambda_{ill} = 785$ nm ; c/ le retard, la diatténuation et d/ les intensités transmises mesurés par le montage de la matrice de Mueller. La valeur de travail choisie est entourée en rose.

polarisation de la cible (fig.5.11 c/).

5.3.2 Variation du rayon a

La distance du centre de la structure au centre du premier anneau (rayon a) d'une cible [31,42] est importante pour la transmission à travers le trou. En effet, le rayon a est associé à la phase relative des plasmons de surface et de la lumière transmise directement à travers le trou. De plus, des effets de réflexions plasmoniques dans la cavité de rayon a ainsi définie module le processus de transmission sous la forme [42] :

$$\frac{T}{T_{\text{Trou}}} \approx \left| 1 + \gamma\sqrt{a}e^{ik_{PS}a} + r\gamma\sqrt{a}e^{3ik_{PS}a} \right|^2, \quad (5.8)$$

avec T la transmission totale de la structure, et T_{Trou} la transmission à travers le trou unique. Ainsi, pour une résonance fixée (k_{PS}), ce paramètre a permet de contrôler les interférences au niveau du trou central et l'intensité de la transmission de la structure, comme on peut le voir sur les figures 5.12 a/, b/ et d/. Pour cette étude, on a gardé constants la période ($P = 730$ nm), optimisée au paragraphe précédent, $w = 250$ nm, $d = 350$ nm, et $N = 7$.

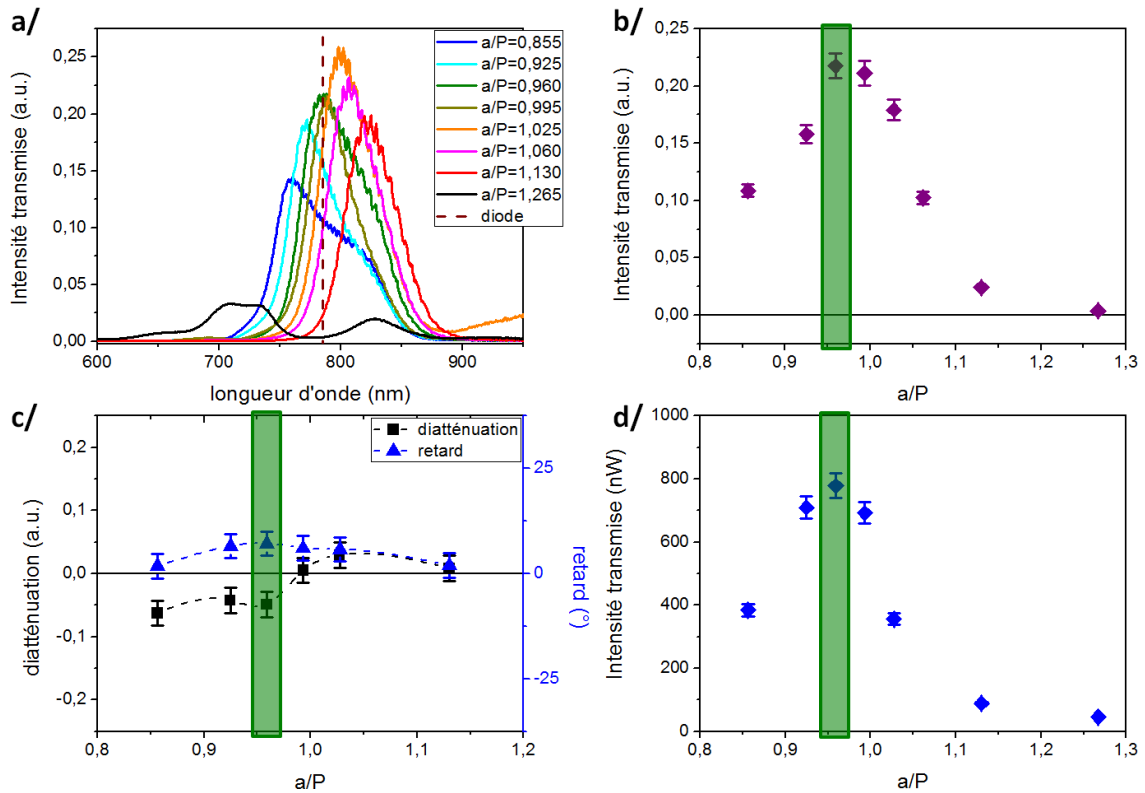


FIGURE 5.12 – Variations en fonction du rayon a (avec $P = 730$ nm, $w = 250$ nm, $N = 7$, $d = 350$ nm) des quantités suivantes : a/ les spectres desquels sont issues b/ les intensités transmises à $\lambda_{ill} = 785$ nm ; c/ le retard, la diatténuation et d/ les intensités transmises mesurés par le montage de la matrice de Mueller. La valeur de travail choisie est entourée en vert.

Sur les figures 5.12 b/ et d/, on mesure une forte variation de l'intensité transmise en fonction de la valeur du rayon a . Le maximum d'intensité semble être situé pour une valeur de $a = 0.96 \cdot P$, c'est-à-dire légèrement inférieure à la période utilisée.

En outre, les effets sur la diatténuation et le retard de la cible des variations du rayon a (fig.5.12 c/) sont toujours relativement faibles, car la symétrie de la cible reste inchangée avec la variation du rayon a .

En comparant les spectres donnés fig.5.12 a/ avec ceux des travaux précédents sur l'optimisation du rayon a [31], nous observons les mêmes comportements autour de la valeur optimale. De plus, l'optimisation du rayon a pour une période de $P = 730$ nm est en accord avec les conclusions de l'étude ($a \simeq P$) pour une période différente ($P_{[31]} = 600$ nm).

La période P , et le rayon a sont deux paramètres très importants pour optimiser la transmission, mais ils sont liés l'un à l'autre. Dans les deux études précédentes, on a varié l'un des paramètres en gardant l'autre constant (a presque constant lors de la variation de P), ce qui revient au final à optimiser un paramètre pour une valeur donnée de l'autre : une étude systématique et simultanée de ces deux paramètres a permis de définir comme paramètres optimaux, $P = 760$ nm et $a = 0.89 \cdot P$.

5.3.3 Variation du nombre d'anneaux N

Le nombre d'anneaux est aussi un paramètre intéressant à étudier sur l'efficacité de transmission, la diatténuation et le retard. On a représenté sur la figure 5.13 les mesures réalisées avec des cibles à 0, 1, 3, 6, 7 anneaux pour deux valeurs de largeur de sillons w différentes, correspondant de fait à deux valeurs du rayon $a = 0.96 \cdot P$, et $a = 1.03 \cdot P$, puisqu'on garde le rayon $r = a - w/2$ constant. L'évolution de l'intensité de transmission en fonction du nombre d'anneaux pour chacune des deux valeurs de w présente des courbures différentes.

L'augmentation du nombre d'anneaux sature à la longueur de propagation des plasmons [37]. On peut suivre l'évolution de la résonance plasmon sur les spectres présentés (fig.5.13 a/), et observer que pour six anneaux, la résonance est déjà bien établie : les résultats pour l'ajout d'un septième anneau semblent indiquer qu'on s'approche de la saturation. Ce début de saturation peut aussi s'observer en étudiant les intensités de transmission des spectres à la longueur d'onde d'illumination $\lambda_{ill} = 785$ nm (fig.5.13 b/) et celles issues des matrices de Mueller (fig.5.13 d/). Finalement, il apparaît aussi pour les mesures de retard induit par les structures. Les variations de la diatténuation avec le nombre d'anneaux sont négligeables.

Les mesures sur les matrices de Mueller permettent d'établir que l'exaltation de

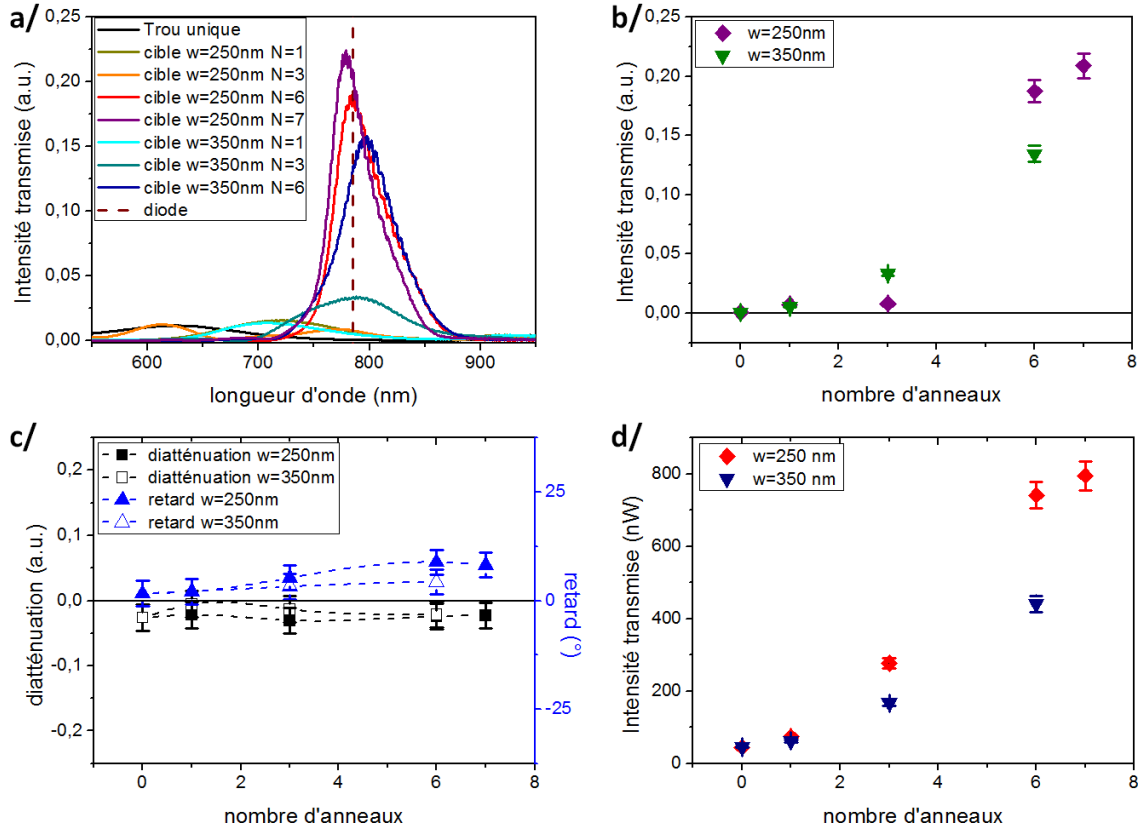


FIGURE 5.13 – Variations en fonction du nombre d'anneaux N pour deux valeurs de largeurs de sillons $w = 250, 350\text{ nm}$ associées à $a = 0.96 \cdot P$, et à $a = 1.03 \cdot P$ (avec $P = 730\text{ nm}$, $d = 350\text{ nm}$ et $a - w = 0.79 \cdot P$ constants) des quantités suivantes : a/ les spectres desquels sont issues b/ les intensités transmises à $\lambda_{ill} = 785\text{ nm}$; c/ le retard, la diatténuation et d/ les intensités transmises mesurés par le montage de la matrice de Mueller.

la transmission à travers le trou entouré des sillons de la cible est, pour une cible à sept anneaux, de l'ordre de $\frac{T_{Cible}(N=7)}{T_{Trou}} = 19$.

5.3.4 Variation du diamètre du trou central d

L'intensité transmise, mesurée par chacune des deux méthodes (Mueller pour les différents états de polarisation, et spectromètre) à $\lambda_{ill} = 785\text{ nm}$, varie linéairement avec l'augmentation du diamètre (fig.5.14 b/ et d/), sans modifier la position du pic de résonance (fig.5.14 a/). En modélisant le métal comme un conducteur électrique parfait (PEC), un trou unique a un diamètre de coupure défini par $d_c(PEC) =$

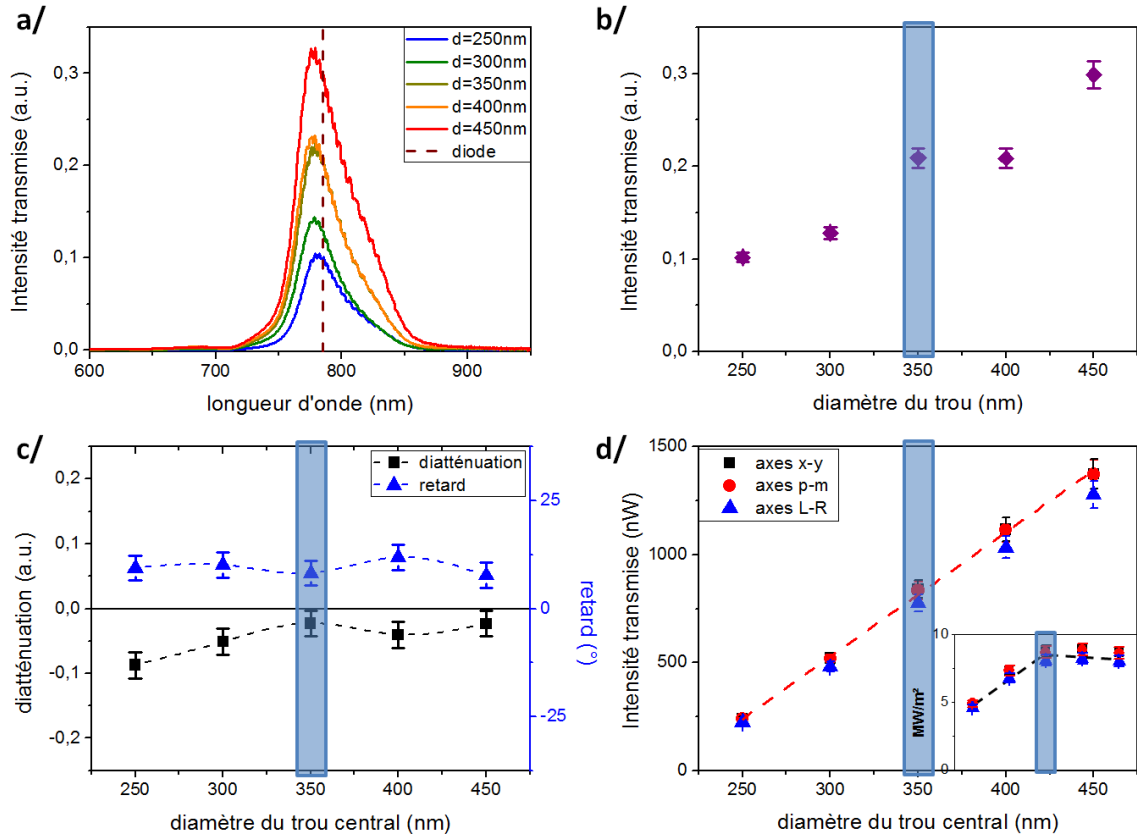


FIGURE 5.14 – Variations en fonction du diamètre du trou central (avec $P = 730$ nm, $a = 0.96 \cdot P$, $w = 250$ nm, et $N = 7$) des quantités suivantes : a/ les spectres desquels sont issues b/ les intensités transmises à $\lambda_{ill} = 785$ nm ; c/ le retard, la diatténuation et d/ les intensités transmises mesurés par le montage de la matrice de Mueller. Dans d/ on insère un graphique traçant l'évolution de sa transmission normalisée par la surface des trous. La valeur de travail choisie est entourée en bleu.

$\frac{1.841\lambda_{ill}}{\pi}$ [109], en-deçà duquel le mode TE_{11} n'est plus propagatif : dans notre cas, on calcule $d_c(PEC) = 460$ nm. Dans ce domaine non-propagatif, la transmission à travers un trou sub-longueur d'onde, dans l'approximation d'un PEC infiniment fin, est proportionnelle à $\frac{d}{\lambda_{ill}}^4$ [36]. Cependant, dans un métal réel, la profondeur de peau, ainsi que le couplage plasmonique aux bords du trou unique tendent à diminuer ce diamètre de coupure [136, 137]. Si l'on normalise l'intensité à travers chaque cible par la surface du trou central (insert de fig.5.14 d/), on mesure un changement de comportement de l'évolution autour de $d = 350$ nm (entouré en bleu), que l'on peut donc définir comme le diamètre de coupure d_c . Pour les diamètres $d < d_c$,

l'intensité transmise diminue rapidement avec le diamètre. Pour les diamètres $d > d_c$, la transmission est croissante avec la surface de l'ouverture, mais elle devient décroissante par normalisation car le champ électrique est maximal au centre du trou [31].

Finalement, on vérifie que le retard varie très peu lors de cette étude ; la variation de la diatténuation, si elle présente une plus grande variation pour les faibles diamètres, reste relativement faible. Pour chacune de ces deux mesures, le diamètre $d = 350$ nm donne les meilleurs résultats localement, et sera choisi comme paramètre optimal pour nos structures.

5.3.5 Variation de la largeur des sillons w

D'un point de vue expérimental, il est aussi intéressant d'étudier les variations de l'efficacité de transmission, et des paramètres de diatténuation et de retard en fonction de la largeur des sillons. Sur la figure 5.15, on peut observer que la largeur des sillons n'a que peu d'influence sur les intensités de la transmission par rapport aux variations des autres paramètres. Au contraire, il est intéressant de noter que l'effet de la variation des largeurs de sillons sur les propriétés optiques de dichroïsme et de biréfringence est légèrement plus importante que lors de la variation des autres

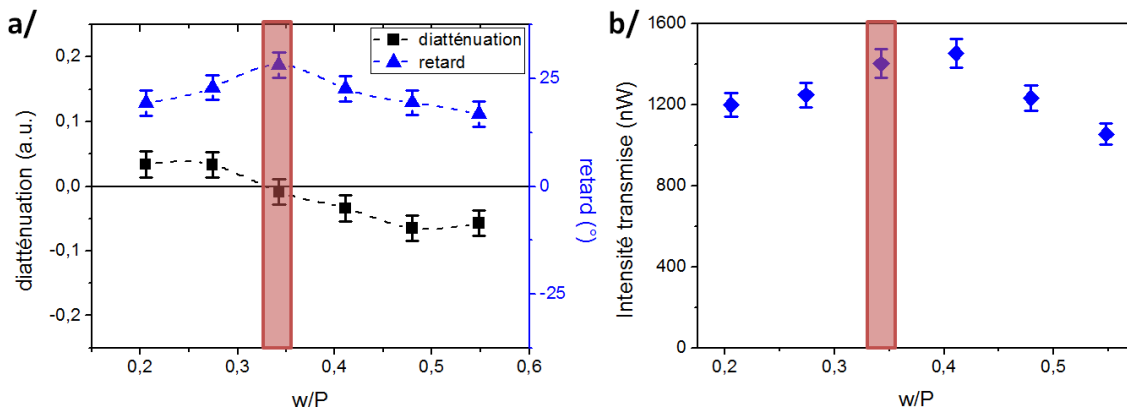


FIGURE 5.15 – Variations en fonction de la largeur des sillons (avec $P = 730$ nm, $a = 0.96 \cdot P$, $N = 7$, et $d = 350$ nm) des quantités suivantes : a/ les spectres desquels sont issues b/ les intensités transmises à $\lambda_{ill} = 785$ nm ; c/ le retard, la diatténuation et d/ les intensités transmises mesurés par le montage de la matrice de Mueller. La valeur de travail choisie est entourée en rouge.

paramètres, et commence à être non négligeable. Une largeur de sillons de $w = 250$ nm est un bon compromis entre intensité de transmission et nombre d'anneaux gravés, et c'est ce paramètre (entouré en rouge sur la figure 5.15) que nous garderons par la suite.

5.4 Cibles elliptiques et lames quarts d'onde

A partir de ces optimisations d'une cible circulaire, nous reprenons l'idée de [44] basée sur une déformation volontaire de la cible circulaire en cible elliptique pour déphaser les modes plasmons suivant les axes principaux x et y et induire un effet global de biréfringence contrôlée. Nous complétons cette étude, en mesurant en détails l'effet du rayon a et de l'ellipticité ε sur la diatténuation, le retard et l'intensité transmise.

Pour avoir les mêmes caractéristiques optiques qu'une lame quart d'onde, une structure doit correspondre à

$$J = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{\pm i\pi/2} \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

c'est-à-dire une matrice de Mueller d'un compensateur (matrice 3.2) :

$$\Lambda_{\pm 1/4} = \Lambda(\alpha = 0, \delta = \pm \frac{\pi}{2}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mp 1 \\ 0 & 0 & \pm 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

Cette matrice présente bien la symétrie rectangulaire, introduite dans l'équation (5.2), pour laquelle les propriétés de dichroïsme et de biréfringence selon les états de polarisation $p - m$ et $L - R$ sont nulles (les éléments matriciels associés sont nuls). Ainsi, il est possible de simplifier la discussion en ne considérant que le dichroïsme et la biréfringence associés aux états de polarisation $x - y$, ce qui correspond aux définitions de la diatténuation et du retard (équation 5.4)⁶. Le retard étant défini par la fonction $\varphi = \arctan\left(\frac{m_{32}^{Ret} - m_{23}^{Ret}}{m_{22}^{Ret} + m_{33}^{Ret}}\right)$ (voir section 5.1), il peut tendre vers $\pm 90^\circ$ si les éléments anti-diagonaux m_{23} et m_{32} sont grands ou si les éléments diago-

6. En réalité, pour chaque structure étudiée, nous vérifions que le dichroïsme et la biréfringence selon les états $p - m$ et $L - R$ sont effectivement négligeables.

naux m_{22} et m_{33} sont petits. En effet, pour les structures considérées ici, ces deux éléments m_{22} et m_{33} sont de même signe, donc le cas $m_{22} = -m_{33}$ n'existe que s'ils sont déjà presque nuls. Les conditions sur la diatténuation ($\chi = 0$) et sur le retard ($\varphi = \pm 90^\circ$) sont donc nécessaires, mais pas suffisantes pour pouvoir assimiler le comportement d'une structure à une lame quart d'onde. Il est aussi nécessaire de sonder les différents éléments matriciels, et de les comparer aux éléments correspondants de la matrice (5.10). Ces comparaisons ne seront cependant présentées que dans le cas où les bonnes valeurs de diatténuation et de retard ($\chi = 0$, $\varphi = \pm 90^\circ$) sont mesurées.

La figure 5.10 présente la cible asymétrique que nous allons étudier, avec comme seuls paramètres variables le rayon a_x ⁷ et l'ellipticité $\varepsilon = a_y - a_x$, pour une période donnée. La variation de l'ellipticité peut se faire soit en gardant un rayon constant (a_x), et en variant l'autre ($a_y = a_x + \varepsilon$), soit en faisant varier simultanément et symétriquement les deux rayons ($a_x = a - \frac{\varepsilon}{2}$, et $a_y = a + \frac{\varepsilon}{2}$).

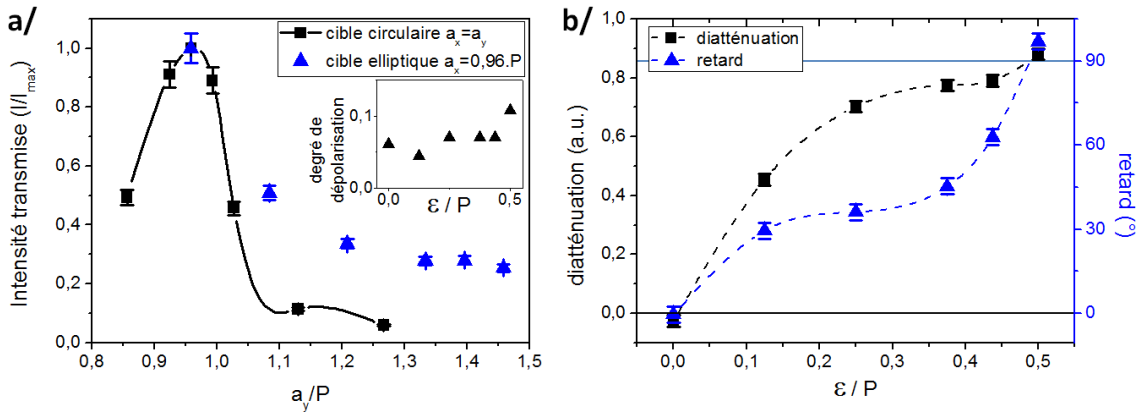


FIGURE 5.16 – a/ Variation de l'intensité transmise en fonction du rayon a_y , pour des cibles circulaires (trait noir), et pour des cibles elliptiques ($\varepsilon = a_y - a_x$, données en bleu) selon les axes de polarisation $x - y$; en Insert est tracé l'évolution de la dépolarisation en fonction de l'ellipticité des cibles b/ variation du retard et de la diatténuation en fonction de l'ellipticité ε , avec $P = 730$ nm et $a_x = 0.96 \cdot P$.

Dans une première approche, nous allons garder le rayon a_x constant ($a_x = 0.96 \cdot P$ pour $P = 730$ nm, mesuré dans la section 5.3.2) et augmenter le rayon a_y . Sur la figure 5.16 a/, on mesure l'intensité de telles cibles elliptiques que l'on

7. Rappelons que le rayon a_i est défini comme la distance entre le centre du trou et celui du premier anneau dans la direction i : pour des cibles d'ellipticité non nulle $a_x \neq a_y$.

compare avec des cibles circulaires pour différentes valeurs de $a_y = a_x = a$. Les variations d'intensité transmise pour ces deux séries de structures sont sensiblement différentes, avec une amplitude pour les cibles à ellipticité non nulle moins grande que pour les cibles circulaires. Dans l'analyse la plus simple des cibles elliptiques, l'intensité selon la direction x reste constante et maximale (a_x optimisé), alors que celle suivant l'axe y diminue, ce qui doit générer un fort dichroïsme. En réalité, on ne peut pas considérer les directions x et y indépendantes. Les variations des paramètres géométriques dans une direction influent sur la transmission dans l'autre direction. Cependant, un fort dichroïsme est effectivement observé sur les mesures présentées sur la figure 5.16 b/. En outre, la variation du retard est croissante, et parvient à dépasser la valeur attendue de 90° ⁸.

Pour éliminer le dichroïsme des cibles elliptiques, nous allons varier simultanément et de manière symétrique les rayons dans les deux directions : $a_x = a - \frac{\varepsilon}{2}$ et $a_y = a + \frac{\varepsilon}{2}$. Pour avoir une plus grande possibilité de variation de l'ellipticité, on choisit d'augmenter le rayon a de la valeur d'une période ($a \sim 2P$) pour que le premier sillon ne se rapproche pas trop du trou central (si $\varepsilon = P/2$, alors $a_x \sim 1.75 \cdot P$). On garde avec $a \sim 2P$ une efficacité de transmission élevée. Pour choisir la valeur initiale du rayon a (à $\varepsilon = 0$ nm), nous mesurons sur la figure 5.17 a/ l'évolution de l'intensité transmise en fonction de a pour des cibles circulaires.

Tout d'abord, nous mesurons la diatténuation et le retard d'une cible avec pour rayon $a = 1.89 \cdot P$ (pour lequel la transmission à travers des cibles circulaires est maximal (en violet sur la fig.5.17 a/)) et avec une ellipticité $\varepsilon = P/2$ (points violets sur la fig.5.17 b/) : $\chi = 0.5$ et $\varphi = 47.2^\circ$. Le fort dichroïsme de cette cible peut s'expliquer par l'asymétrie de la courbe $I(a_y)$ par rapport au pic d'intensité $I_{max}(a = 1.89 \cdot P)$ dans le cas des cibles circulaires (fig.5.17 a/)⁹. En effet, en prenant sur cette courbe les intensités des deux cibles circulaires de rayons a_x et a_y (rayons qui définissent la cible elliptique), on mesure $I(a_x = a - \frac{\varepsilon}{2}) > I(a_y = a + \frac{\varepsilon}{2})$ (indiqué par les deux flèches verticales violettes sur la fig.5.17 a/), à l'origine du fort dichroïsme mesuré.

Une autre possibilité consiste à choisir le rayon a de la cible en fonction de

8. Le retard est compris dans l'intervalle $[-\pi/2, \pi/2]$ de par sa définition par la fonction *arc tangente*. Cependant, nous avons choisi de le représenter sur l'intervalle $[-\pi/2, \pi]$, pour une facilité de lecture.

9. En première approche, en considérant les deux directions x et y indépendantes, il est possible d'évaluer la transmission de chacun des axes de la cible elliptique par celle de cibles circulaires de rayons a_x et a_y .

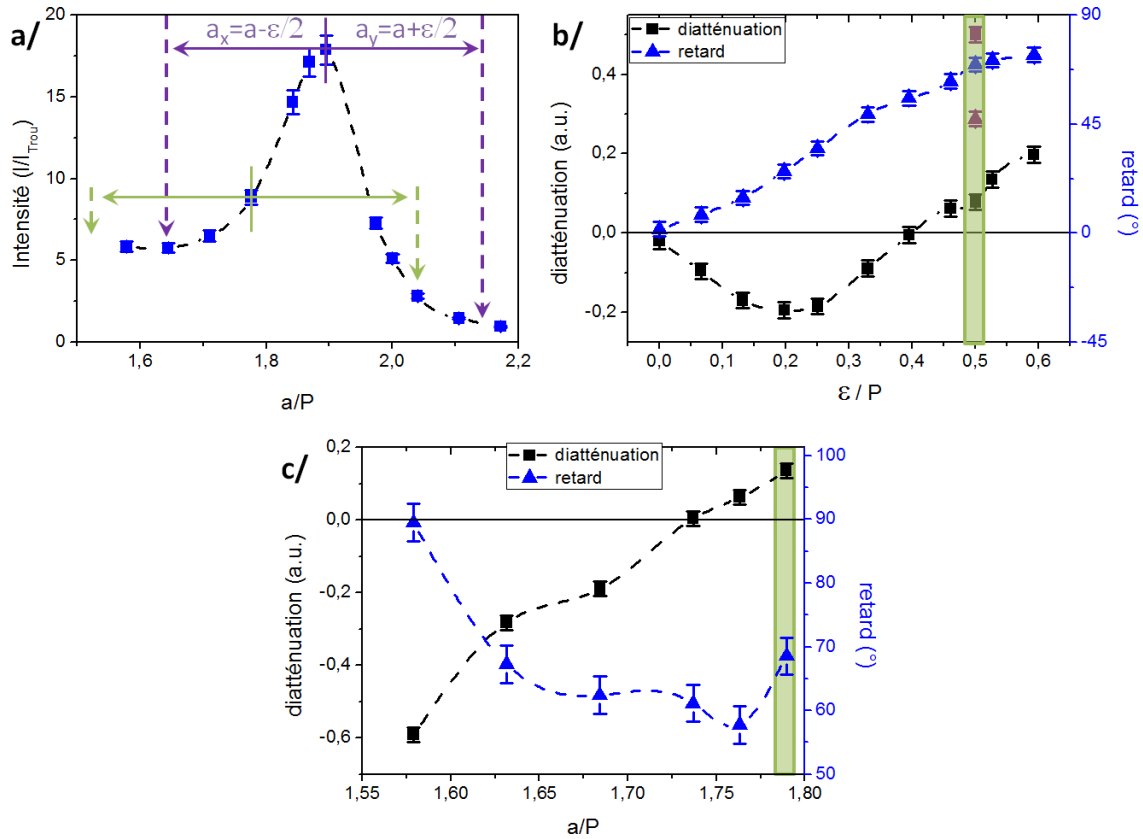


FIGURE 5.17 – a/ Variation de l'intensité transmise en fonction du rayon a pour des cibles circulaires ($P = 760$ nm, $\varepsilon = 0$ nm), et schématisation des écarts $a_x = a - \frac{\varepsilon}{2}$ et $a_y = a + \frac{\varepsilon}{2}$, pour une ellipticité $\varepsilon = P/2$ pour deux valeurs de $a = 1.79 \cdot P$, et $a = 1.89 \cdot P$ b/ Variation du retard et de la diatténuation en fonction de l'ellipticité ε pour les structures avec le rayon $a = 1.79 \cdot P$ (courbes bleue et noire), et pour une structure avec le rayon $a = 1.89 \cdot P$ et $\varepsilon = P/2$ (points violets) c/ Variation du retard et de la diatténuation en fonction du rayon moyen a , pour des structures avec une ellipticité constante $\varepsilon = P/2$.

l'ellipticité que l'on veut donner à la structure pour générer la lame quart d'onde. Si l'on choisit par exemple l'ellipticité $\varepsilon = P/2$, l'évolution des caractéristiques optiques des cibles elliptiques en fonction du rayon moyen a est présentée sur la figure 5.17 c/. Obtenir les conditions d'une lame quart d'onde ($\chi = 0$ et $\varphi = \pm 90^\circ$) n'apparaît pas possible ici. Cependant on remarque sur la figure 5.17 c/ qu'un bon compromis entre le dichroïsme et la biréfringence peut être trouvé pour une cible de rayon $a = 1.79 \cdot P$, et d'ellipticité $\varepsilon = P/2$ (région en vert dans les trois graphes). Dans le cadre de l'approche simple⁹, les transmissions selon les axes x

et y que l'on peut associer à cette structure sont indiquées en vert sur la figure 5.17 a/. Les évolutions de la diatténuation et du retard en fonction de l'ellipticité sont représentés sur la figure 5.17 b/. Pour rendre compte matriciellement de la situation, on peut observer les matrices de dichroïsme et de biréfringence obtenues par décomposition polaire de la matrice de Mueller expérimentale (cible elliptique $P = 760$ nm, $a = 1.79 \cdot P$, $\varepsilon = P/2$, $w = 250$ nm, $d = 350$ nm, $N = 6$) :

$$M_{Dic} = \begin{pmatrix} 1.000 & 0.078 & 0.008 & 0.003 \\ 0.078 & 1.000 & 0.000 & 0.000 \\ 0.008 & 0.000 & 0.997 & 0.000 \\ 0.003 & 0.000 & 0.000 & 0.997 \end{pmatrix} \pm \Delta S \quad (5.11)$$

$$M_{Ret} = \begin{pmatrix} 1.000 & 0.000 & 0.000 & 0.000 \\ 0.000 & 1.000 & 0.016 & -0.023 \\ 0.000 & -0.027 & 0.347 & -0.937 \\ 0.000 & -0.007 & 0.938 & 0.348 \end{pmatrix} \pm \Delta S, \quad (5.12)$$

avec ΔS la matrice de déviation standard donnée dans (5.7).

Dans le cas d'une lame quart d'onde, les éléments de chacune de ces deux matrices encadrés en bleu devraient être nuls, et ceux entourés en rouge devraient être égaux à 1. La matrice de dichroïsme serait alors proportionnelle à la matrice identité, et la matrice de biréfringence à celle de la lame quart d'onde (5.10).

Bien que cela ne soit pas exclu, il est difficile d'obtenir à partir d'un couple (a, ε) une cible elliptique ayant un comportement de lame quart d'onde parfaite. Mais un dernier paramètre peut être modifié, qui permettra d'obtenir une telle cible : l'ellipticité du trou central.

Jusqu'à présent, le trou central de la structure a toujours été circulaire, mais comme nous l'avons précédemment montré dans la section (5.2), son ellipticité peut aussi influencer sur la polarisation de la lumière transmise. Nous avons ainsi cherché à compenser les écarts vis-à-vis d'une lame quart d'onde observés sur nos cibles elliptiques par un contrôle de la forme du trou central, en particulier en donnant à ce trou une forme elliptique. Les résultats, présentés sur la figure 5.18 montrent l'évolution des caractéristiques optiques des cibles elliptiques optimisées ($P = 760$ nm, $a = 1.79 \cdot P$, $\varepsilon = P/2$, $w = 250$ nm, $N = 6$, et $d = 350$ nm) en fonction de

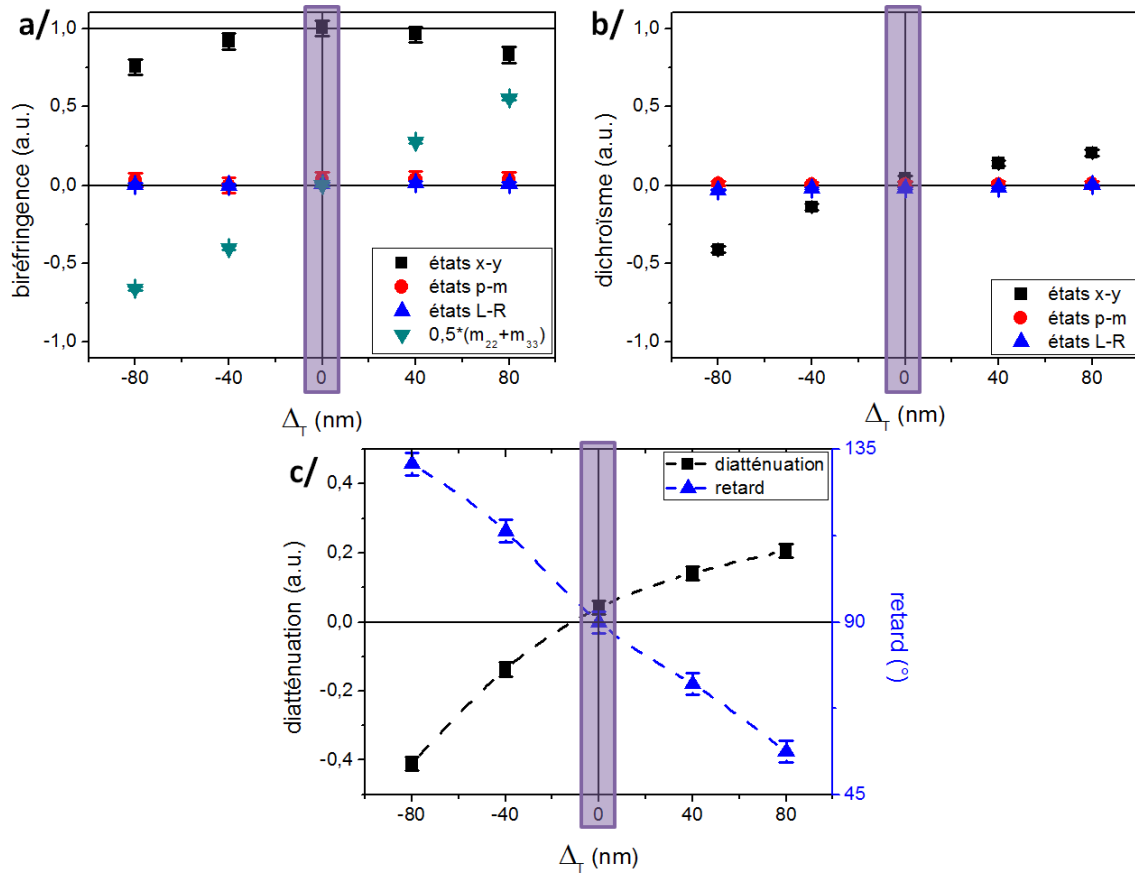


FIGURE 5.18 – Variation en fonction de l’ellipticité du trou central Δ_T des éléments matriciels associés à la biréfringence et des éléments diagonaux m_{22} et m_{33} (a/), des éléments matriciels associés au dichroïsme (b/), du retard et de la diatténuation (d/). Les structures ont pour paramètres géométriques : $P = 760$ nm, $a = 1.79 \cdot P$, $\varepsilon = P/2$, $w = 250$ nm, $N = 6$, et $d = 350$ nm. En violet est entourée la cible dont la signature en polarisation est similaire à celle d’une lame quart d’onde.

cette ellipticité de trou Δ_T ¹⁰. Les figures 5.18 a/ et b/ présentent l’évolution des éléments matriciels associés à la biréfringence et au dichroïsme selon les trois couples d’états de polarisation, ainsi que l’évolution des éléments diagonaux m_{22} et m_{33} (qui doivent être nuls) de la matrice de biréfringence : que les évolutions soient quasi-linéaires (dichroïsme suivant les états $x - y$ ou éléments biréfringents diagonaux) ou quasi-paraboliques (biréfringence suivant les états $x - y$), elles ont toutes une valeur optimale pour une ellipticité du trou de $\Delta_T = 0$ nm. Ce résultat est confirmé

10. Nous avons mesuré dans la section 5.2 que le trou circulaire est obtenu pour $\Delta_T = 40$ nm.

par les mesures de diatténuation (proche de 0) et de retard ($\varphi = 90^\circ$) sur la figure 5.18 c/¹¹. La déformation du trou permet donc bien de contrebalancer le dichroïsme induit par la même structure avec un trou circulaire, mais surtout d'augmenter le retard jusqu'à obtenir la valeur attendue ($\varphi = 90^\circ$), et c'est le résultat central de ce chapitre.

La nécessité de compenser les propriétés optiques d'une cible elliptique par la déformation du trou central pour obtenir une lame quart d'onde peut s'expliquer à partir de la figure 5.17 a/. On y observe une asymétrie de la transmission lors de la variation du rayon a pour une cible circulaire, liée à l'absorption des plasmons de surface dans le métal. Ainsi, pour une cible elliptique, il y a une différence d'absorption entre les plasmons se propageant dans les directions x et y , ce qui génère un dichroïsme. Pour faire disparaître ce dichroïsme, une solution consiste à déformer le trou. Dans notre cas, il s'avère que la déformation du trou nécessaire pour compenser l'absorption des plasmons correspond à $\Delta_T = 0$ nm, alors que pour compenser les effets de nanofabrication et obtenir un trou circulaire (pour $d = 350$ nm), on utilise $\Delta_T = 40$ nm.

Cette structure ($P = 760$ nm, $a = 1.79 \cdot P$, $\varepsilon = P/2$, $\Delta_T = 0$ nm) qui a les paramètres nécessaires pour finalement obtenir les propriétés d'une vraie lame quart d'onde mérite une étude plus détaillée. Les matrices de biréfringence et de dichroïsme qui lui sont associées sont les suivantes :

$$M_{Dic} = \begin{pmatrix} 1.000 & 0.042 & 0.007 & -0.020 \\ 0.042 & 1.000 & 0.000 & 0.000 \\ 0.007 & 0.000 & 0.999 & 0.000 \\ -0.020 & 0.000 & 0.000 & 0.999 \end{pmatrix} \pm \Delta S \quad (5.13)$$

$$M_{Ret} = \begin{pmatrix} 1.000 & 0.000 & 0.000 & 0.000 \\ 0.000 & 0.999 & -0.045 & -0.030 \\ 0.000 & -0.030 & 0.003 & -1.000 \\ 0.000 & 0.045 & 0.999 & 0.002 \end{pmatrix} \pm \Delta S \quad (5.14)$$

11. L'évolution de la transmission à travers les cibles elliptiques normalisées par la transmission à travers chaque trou unique correspondant est très faible, puisque les propriétés des plasmons de surface excités et propagés restent identiques. De plus, la valeur de cette transmission normalisée est de l'ordre de 6, alors que pour une cible circulaire de rayon $a = 1.79 \cdot P$ on mesure une valeur de l'ordre de 9, sachant que l'efficacité de transmission du trou unique est d'environ $6 \cdot 10^{-5}$ par rapport à un faisceau incident avec $FWHM \sim 15 \mu\text{m}$.

$$M_{Ret} \cdot M_{Dic} = \begin{pmatrix} 1.000 & 0.042 & 0.007 & -0.020 \\ 0.042 & 0.999 & -0.045 & -0.030 \\ 0.019 & -0.030 & 0.003 & -0.999 \\ 0.009 & 0.045 & 0.998 & 0.002 \end{pmatrix} \pm \Delta S, \quad (5.15)$$

avec ΔS la matrice de déviation standard donnée dans (5.7).

Dans ce cas, la structure présente un dichroïsme très faible ($\chi = 0.042$), sa matrice de dichroïsme est donc presque proportionnelle à la matrice identité. Sa matrice de biréfringence quant à elle est similaire à la matrice d'une lame quart d'onde. En séparant la dépolarisation induite par la transmission à travers le trou central, que nous ne pouvons pas éliminer, la matrice obtenue correspond au produit des matrices de biréfringence et de dichroïsme issues de la décomposition polaire de la matrice de Mueller expérimentale (voir section 2.4.2). Cette matrice, décrite par l'équation (5.15), est très similaire à la matrice d'une lame quart d'onde $\Lambda_{+1/4} = \Lambda(\alpha = 0, \delta = \frac{\pi}{2})$ (équation 5.10). Il est simple de vérifier sur les trois matrices (5.13), (5.14) et (5.15) que les éléments matriciels entourés en bleu sont nuls et que ceux entourés en rouge sont égaux à 1. La symétrie rectangle de la cible elliptique impose que chacun des éléments des blocs matriciels non diagonaux soient nuls.

Ainsi, grâce au contrôle de l'ellipticité (sur le rayon a) d'une cible et de son trou central, il est possible de générer une structure ayant une matrice de Mueller similaire à celle d'une lame quart d'onde. De plus, comme tout état de polarisation peut être décrit par le formalisme de Mueller, la structure aura ce comportement de lame quart d'onde quelque soit la polarisation de la lumière incidente, et ses axes principaux seront orientés suivant les directions x et y . Nous avons vérifié qu'il est possible de générer une cible elliptique ayant le même comportement qu'une lame quart d'onde $\Lambda_{-1/4} = \Lambda(\alpha = 0, \delta = -\frac{\pi}{2})$, en inversant les axes de l'ellipticité.

5.5 Conclusion

En conclusion, nous avons mesuré les effets des structures sub-longueurs d'onde que sont les trous uniques et les cibles sur la polarisation d'une lumière incidente. Les asymétries des matrices de ces deux types de structures ont permis de déceler les forts effets de la nanofabrication sur les propriétés optiques des structures gravées.

Il est donc important de calibrer le FIB de manière précise, et de réaliser que ce n'est pas parce qu'une image SEM d'un trou semble circulaire qu'il l'est optiquement : sur la figure 5.19, l'image SEM de gauche semble circulaire et pas celle de droite, alors qu'optiquement les mesures montrent l'inverse. Nous avons de même pu prouver l'importance de la calibration des structures elles-mêmes, et la régler de telle sorte à forcer le faisceau d'ions du FIB à graver des structures avec des géométries parfaitement cylindriques. Nous avons pu valider l'utilisation des matrices de Mueller pour réaliser cette calibration, grâce à la comparaison avec d'autres méthodes de mesures, telles que des mesures de diffraction ou de comparaison des intensités d'excitation des plasmons de surface en fonction de la direction de propagation. En effet, les matrices de Mueller ont l'avantage d'être relativement faciles à lire, puisque l'on compare des intensités directement, et d'être décomposables en matrices élémentaires décrivant chacune des principales caractéristiques optiques : le dichroïsme, la biréfringence et la dépolarisation. Lors d'une calibration, et étant donné les différentes échelles associées aux différentes structures, il est nécessaire de procéder par étapes en commençant d'abord par le trou unique, et en continuant ensuite par la cible. De cette manière, lors de la calibration de la cible, seule la géométrie des sillons doit être étudiée, le trou central étant déjà circulaire.

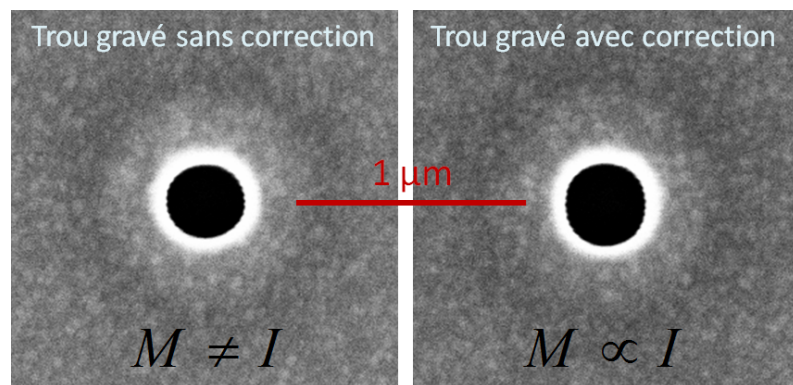


FIGURE 5.19 – Images SEM de trou unique sans et avec correction. La matrice de Mueller M du trou corrigé est proportionnelle à la matrice identité, contrairement au trou non corrigé.

De plus, nous avons réalisé une étude détaillée des différents paramètres géométriques d'une cible circulaire d'une part, et elliptique d'autre part, et de leurs effets sur les intensités de transmission à travers le trou central, aussi bien que sur les

principales caractéristiques optiques de ces structures. A partir de ces différentes mesures, nous avons pu réaliser une structure reproduisant presque parfaitement le comportement d'une lame quart d'onde $\Lambda_{+1/4} = \Lambda(\alpha = 0, \delta = +\frac{\pi}{2})$, ainsi qu'une $\Lambda_{-1/4}$ en inversant simplement les axes principaux. Dans notre cas, il a été nécessaire d'imposer une ellipticité non-nulle sur le trou en lui-même, de telle sorte que le comportement de lame quart d'onde n'est pas uniquement dû au déphasage entre les plasmons de surface se propageant dans les directions x et y , mais aussi à l'asymétrie du trou. On mesure alors pour ce trou asymétrique une matrice de Mueller différente de la matrice identité.

Finalement, la faible dépolarisation mesurée est de l'ordre de $(5 \pm 1)\%$ pour presque la totalité des structures, que ce soient des trous uniques ou des cibles, et ce même en modifiant les paramètres géométriques ou en imposant des asymétries dans les structures. Nous pouvons donc en conclure que la dépolarisation mesurée est issue exclusivement de la transmission à travers le trou central, et que l'excitation et la propagation des plasmons de surface n'induit pas (ou très peu) de dépolarisation supplémentaire.

Conclusions et perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons étudié les effets de structures sub-longueurs d'onde sur la polarisation de la lumière. Dans cette perspective, nous avons mis en place dans le laboratoire un montage permettant la mesure des matrices de Mueller de ces structures. L'avantage du formalisme de Mueller par rapport à celui de Jones est qu'il permet de déduire des matrices associées aux structures l'effet sur n'importe quelle polarisation incidente. C'est une méthode puissante, précise, et simple de lecture. En effet, ces matrices de Mueller sont des mesures d'intensité des effets de polarisation, normalisées par le gain (m_{00}); ceci signifie que les propriétés optiques, telles que la dépolarisation, la biréfringence ou le dichroïsme, sont directement associées à des nombres. Nous avons implémenté cette technique pour deux séries de structures différentes, quoique de géométrie identique.

Dans un premier temps, nous avons étudié les cibles percées, c'est-à-dire un réseau de fentes annulaires concentriques. Dans ce cas, nous avons imagé leur distribution d'intensité de la lumière transmise dans l'espace direct par une étude dans le plan conjugué, ainsi que leur transformation dans l'espace des vecteurs d'onde en se plaçant dans le plan de Fourier. Ces mesures nous ont permis de dégager plusieurs propriétés très intéressantes de ces structures. Tout d'abord, de telles structures permettent de filtrer et de convertir la polarisation, de telle sorte que la lumière émergente soit polarisée radialement. Néanmoins, les propriétés de filtrage de ces structures induisent une distribution d'intensité non uniforme sur la surface si la polarisation incidente est linéaire. Ensuite, ces cibles percées permettent de générer des faisceaux de Bessel J_0 et J_2 , qui peuvent être isolés en préparant et en analysant par des polarisations circulaires parallèles pour le J_0 , et croisées pour le J_2 . Ainsi, pour l'une des deux polarisations fixées, une inversion de l'autre polarisation circulaire permet le passage entre les deux faisceaux de Bessel. De plus,

les faisceaux de Bessel sont associés à un moment angulaire orbital (associé à une charge l) : $l = 0$ pour le faisceaux J_0 , et $l = \pm 2$ pour le faisceau J_2 , le signe étant imposé par la configuration de polarisation choisie ($\langle R|T|L \rangle$, ou $\langle L|T|R \rangle$).

Finalement, nous avons montré que ces faisceaux sont non diffractifs sur une grande distance (plusieurs centaines de mm) qui dépend de la taille des structures choisies. Pour un anneau simple de largeur constante, plus le diamètre est élevé, plus le le faisceau transmis est fin, et moins sa distance de propagation sans diffraction est importante : il faut donc trouver le bon compromis entre la taille du faisceau et la distance de propagation. Pour un réseau d'anneaux concentriques, l'effet Talbot apparaît et modifie la forme des faisceaux transmis le long de leur propagation, même s'ils ont toujours les mêmes propriétés de J_0 ou de J_2 . Cette propriété de non diffraction est très importante, car elle montre qu'il sera possible d'intégrer de telles structures dans des instruments d'optiques, tels que des microscopes, ou des montages de manière assez aisée. Par exemple, il sera possible de les utiliser pour piéger des particules et leur transférer le moment angulaire orbital du faisceau [138, 139]. Cependant, si les propriétés optiques ainsi que la fabrication simple et peu onéreuse rendent ces structures très intéressantes, leur faible transmission par rapport à d'autres méthodes existantes (masques holographiques, réseaux diélectriques PBOE, lames de phase en spirale, etc.) risque d'en limiter les applications.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés aux cibles, pour lesquelles seul le trou central entouré de sillons transmet de la lumière. Dans ce cas, la mesure des matrices de Mueller nous a permis de mettre en exergue des asymétries liées à la nanofabrication. Nous avons ainsi pu mettre en place une série de tests pour compenser ces effets en agissant directement sur la définition même des structures (streamfiles), étant donné qu'une calibration parfaite du FIB n'est pas possible. De plus, une série de mesures systématiques nous a permis de détailler l'effet de chaque paramètre géométrique d'une cible sur ses propriétés optiques et sa transmission, complétant ainsi des travaux déjà réalisés dans le laboratoire [31, 42]. Finalement, ce travail nous a permis d'optimiser les paramètres des cibles elliptiques [44], de telle sorte à obtenir des propriétés optiques identiques à celles de lames quarts d'onde, quelle que soit la polarisation incidente. Nous avons montré que pour obtenir des cibles avec de telles propriétés, il fallait modifier la géométrie du trou, de telle

sorte qu'il ne soit plus circulaire mais elliptique. Il serait intéressant d'illuminer cette structure avec un faisceau annulaire pour éliminer la transmission directe et vérifier le rôle de la géométrie du trou central sur la transmission issue des plasmons de surface [140]. Cela permettrait notamment de vérifier si, dans ce cas, le trou doit toujours être elliptique. L'efficacité de transmission de ces structures, qui reste intéressante par rapport à celle d'une cible optimisée, en font de bons candidats pour considérer des applications pour ces lames quarts d'onde plasmoniques. L'importance des lames quarts d'onde en optique permet de prévoir de nombreuses applications dans les différents domaines de la nanophotonique, de l'optoélectronique, voire dans le stockage de données.

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Expression d'une matrice de Mueller à partir d'une matrice de Jones

Dans cette annexe, nous allons exprimer les coefficients d'une matrice de Mueller-Jones à partir d'une matrice de Jones. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, toute matrice de Jones peut s'exprimer dans le formalisme de Mueller, mais l'inverse n'est pas nécessairement vrai.

Soit J la matrice de Jones générale :

$$J = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Il est possible de définir une matrice de Mueller-Jones selon l'expression suivante :

$$M_{ij} = \frac{1}{2} \text{Tr}(J\sigma_i J^+ \sigma_j) , \quad (\text{A.2})$$

avec σ_i , $i = 0, 1, 2, 3$ les matrices de Pauli

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Finalement, en développant le calcul, on obtient les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
M_{00} &= \frac{1}{2}(|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\delta|^2) \\
M_{01} &= \frac{1}{2}(|\alpha|^2 + |\beta|^2 - |\gamma|^2 - |\delta|^2) \\
M_{02} &= \Re(\alpha\bar{\gamma} + \beta\bar{\delta}) \\
M_{03} &= \Im(\alpha\bar{\gamma} + \beta\bar{\delta}) \\
M_{10} &= \frac{1}{2}(|\alpha|^2 - |\beta|^2 + |\gamma|^2 - |\delta|^2) \\
M_{11} &= \frac{1}{2}(|\alpha|^2 - |\beta|^2 - |\gamma|^2 + |\delta|^2) \\
M_{12} &= \Re(\alpha\bar{\gamma} - \beta\bar{\delta}) \\
M_{13} &= \Im(\alpha\bar{\gamma} - \beta\bar{\delta}) \\
M_{20} &= \Re(\alpha\bar{\beta} + \gamma\bar{\delta}) \\
M_{21} &= \Re(\alpha\bar{\beta} - \gamma\bar{\delta}) \\
M_{22} &= \Re(\alpha\bar{\delta} + \beta\bar{\gamma}) \\
M_{23} &= \Im(\alpha\bar{\delta} + \beta\bar{\gamma}) \\
M_{30} &= \Im(\bar{\alpha}\beta + \delta\bar{\gamma}) \\
M_{31} &= \Im(\bar{\alpha}\beta - \delta\bar{\gamma}) \\
M_{32} &= \Im(\bar{\alpha}\delta + \beta\bar{\gamma}) \\
M_{33} &= \Re(\bar{\alpha}\delta - \beta\bar{\gamma})
\end{aligned} \tag{A.4}$$

Annexe B

Calcul de la matrice hermitienne Π associée à une matrice de Mueller

Soit Π une matrice hermitienne associée à une matrice de Mueller M par la relation suivante :

$$\Pi = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 \sum_{j=0}^3 m_{ij} \sigma_i^* \otimes \sigma_j , \quad (\text{B.1})$$

avec les matrices de Pauli σ_i définies dans les relations (A.3) pour $i = 0, 1, 2, 3$, et σ_i^* la matrice conjuguée de σ_i . En développant cette matrice, on obtient :

$$\Pi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_{00} + m_{11} + m_{01} + m_{10} & m_{02} + m_{12} + i(m_{03} + m_{13}) \\ m_{02} + m_{12} - i(m_{03} + m_{13}) & m_{00} - m_{11} - m_{01} + m_{10} \\ m_{20} + m_{21} + i(m_{30} + m_{31}) & m_{22} - m_{33} + i(m_{23} + m_{32}) \\ m_{22} + m_{33} - i(m_{23} - m_{32}) & m_{20} - m_{21} + i(m_{30} - m_{31}) \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$
$$\begin{pmatrix} m_{20} + m_{21} - i(m_{30} + m_{31}) & m_{22} + m_{33} + i(m_{23} - m_{32}) \\ m_{22} - m_{33} - i(m_{23} + m_{32}) & m_{20} - m_{21} - i(m_{30} - m_{31}) \\ m_{00} - m_{11} + m_{01} - m_{10} & m_{02} - m_{12} + i(m_{03} - m_{13}) \\ m_{02} - m_{12} - i(m_{03} - m_{13}) & m_{00} + m_{11} - m_{01} - m_{10} \end{pmatrix}$$

ainsi que sa trace :

$$Tr(\Pi) = 2m_{00} \geq 0 \quad (\text{B.3})$$

De plus, un calcul direct permet de montrer que :

$$Tr(\Pi^2) = Tr(M^T M) = \sum_{i,j=0}^3 m_{ij}^2 \quad (\text{B.4})$$

Cette matrice Π étant hermitienne, elle est diagonalisable, de vecteurs propres λ_i ($i = 0, 1, 2, 3$), et la matrice de passage U est unitaire :

$$\Pi = U^{-1} \begin{pmatrix} \lambda_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix} U, \text{ avec } |\lambda_0| \geq |\lambda_1| \geq |\lambda_2| \geq |\lambda_3| \quad (\text{B.5})$$

Ainsi, on peut écrire la trace de Π et de ses puissances en fonction de ses valeurs propres :

$$Tr(\Pi^k) = \sum_{i=0}^3 \lambda_i^k \quad (\text{B.6})$$

Cette matrice hermitienne Π associée à la matrice de Mueller M est un outil très utile pour définir la réalisabilité physique d'une telle matrice M , ainsi que pour définir une matrice de Mueller-Jones (sections 2.5 et 2.6 respectivement).

Annexe C

Expression d'une matrice de Mueller à partir d'une matrice de transmission

Dans cette annexe, nous nous intéressons aux équations permettant d'exprimer les éléments de la matrice de Mueller en fonction des éléments de la matrice de transmission. Pour ce faire, nous allons utiliser les notations introduites dans le chapitre 2 :

$$T = \begin{pmatrix} t_{00} & t_{01} & t_{02} & t_{03} & t_{04} & t_{05} \\ t_{10} & t_{11} & t_{12} & t_{13} & t_{14} & t_{15} \\ t_{20} & t_{21} & t_{22} & t_{23} & t_{24} & t_{25} \\ t_{30} & t_{31} & t_{32} & t_{33} & t_{34} & t_{35} \\ t_{40} & t_{41} & t_{42} & t_{43} & t_{44} & t_{45} \\ t_{50} & t_{51} & t_{52} & t_{53} & t_{54} & t_{55} \end{pmatrix} \text{ et le vecteur associé : } \begin{pmatrix} x \\ y \\ p \\ m \\ L \\ R \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

$$M = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \text{ et le vecteur associé : } S_s^{in} = \begin{pmatrix} I_x^{in} + I_y^{in} \\ I_x^{in} - I_y^{in} \\ I_p^{in} - I_m^{in} \\ I_L^{in} - I_R^{in} \end{pmatrix} \quad (\text{C.2})$$

Ainsi, par exemple, pour un état de polarisation incident suivant y , on peut écrire :

$$S_s^y = \begin{pmatrix} I_x^y + I_y^y \\ I_x^y - I_y^y \\ I_p^y - I_m^y \\ I_L^y - I_R^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{01} + t_{11} \\ t_{01} - t_{11} \\ t_{21} - t_{31} \\ t_{41} - t_{51} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{00} - m_{01} \\ m_{10} - m_{11} \\ m_{20} - m_{21} \\ m_{30} - m_{31} \end{pmatrix} \quad (\text{C.3})$$

En répétant cette méthode pour chacun des six états de polarisation, on obtient un système d'équation qui permet d'établir les équations pour chacun des éléments m_{ij} :

$$\begin{aligned} m_{00} &= \frac{1}{2}(t_{00} + t_{01} + t_{10} + t_{11}) \\ m_{01} &= \frac{1}{2}(t_{00} - t_{01} + t_{10} - t_{11}) \\ m_{02} &= \frac{1}{2}(t_{02} - t_{03} + t_{12} - t_{13}) \\ m_{03} &= \frac{1}{2}(t_{04} - t_{05} + t_{14} - t_{15}) \\ m_{10} &= \frac{1}{2}(t_{00} + t_{01} - t_{10} - t_{11}) \\ m_{11} &= \frac{1}{2}(t_{00} - t_{01} - t_{10} + t_{11}) \\ m_{12} &= \frac{1}{2}(t_{02} - t_{03} - t_{12} + t_{13}) \\ m_{13} &= \frac{1}{2}(t_{04} - t_{05} - t_{14} + t_{15}) \\ m_{20} &= \frac{1}{2}(t_{20} + t_{21} - t_{30} - t_{31}) \\ m_{21} &= \frac{1}{2}(t_{20} - t_{21} - t_{30} + t_{31}) \\ m_{22} &= \frac{1}{2}(t_{22} - t_{23} - t_{32} + t_{33}) \\ m_{23} &= \frac{1}{2}(t_{24} - t_{25} - t_{34} + t_{35}) \\ m_{30} &= \frac{1}{2}(t_{40} + t_{41} - t_{50} - t_{51}) \\ m_{31} &= \frac{1}{2}(t_{40} - t_{41} - t_{50} + t_{51}) \\ m_{32} &= \frac{1}{2}(t_{42} - t_{43} - t_{52} + t_{53}) \\ m_{33} &= \frac{1}{2}(t_{44} - t_{45} - t_{54} + t_{55}) \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Annexe D

Présentation des fonctions de Bessel

Les fonctions de Bessel sont les solutions de l'équation différentielle :

$$x^2 \frac{d^2 y}{dx^2} + x \frac{dy}{dx} + (x^2 - n^2)y = 0 \quad (\text{D.1})$$

On distingue deux types de fonctions de Bessel : celles de première espèce J_n , définies en 0, et celles de seconde espèce Y_n , non définies en 0, mais ayant une limite ∞ en 0. On utilisera dans cette thèse uniquement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 2. Néanmoins, nous allons introduire la définition générale des fonctions de Bessel de première espèce sous forme intégrale (il existe aussi une définition sous forme de série) :

$$J_n[x] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-i(n\tau - x \sin \tau)} d\tau = \frac{(-i)^n}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{+i(n\tau + x \cos \tau)} d\tau \quad (\text{D.2})$$

Ainsi, on calcule J_0 et J_2 :

$$\begin{cases} J_0[x] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \tau} d\tau \\ J_2[x] = \frac{-1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{+i(2\tau + x \cos \tau)} d\tau \end{cases} \quad (\text{D.3})$$

A partir de là, nous pouvons détailler le calcul de la relation (4.20). Comme $\cos(2\alpha) = \frac{e^{2i\alpha} + e^{-2i\alpha}}{2}$, on peut écrire, en utilisant le changement de variable $\tau' = \tau - \alpha$:

$$\begin{aligned}
4\pi J_0[x] \cos 2\varphi &= \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \tau} (e^{2i\varphi} + e^{-2i\varphi}) d\tau \\
&= \int_{0+\varphi}^{2\pi+\varphi} e^{ix \cos(\tau-\varphi)} (e^{2i\varphi} + e^{-2i\varphi}) d(\tau - \varphi) \\
&= \int_{0+\varphi}^{2\pi+\varphi} e^{ix \cos \tau'} (e^{-2i(\tau'-\tau)} + e^{+2i(\tau'-\tau)}) d(\tau') \\
&= e^{+2i\tau} \int_{0+\varphi}^{2\pi+\varphi} e^{ix \cos \tau'} e^{-2i\tau'} d\tau' + e^{-2i\tau} \int_{0+\varphi}^{2\pi+\varphi} e^{ix \cos \tau'} e^{+2i\tau'} d\tau' \\
&= -2\pi (e^{-2i\tau} + e^{-2i\tau}) J_2[x] \\
&= -4\pi \cos(2\tau) J_2[x]
\end{aligned} \tag{D.4}$$

En effet, un simple changement de variable ($\tau'' = -\tau'$) permet de démontrer la relation :

$$\begin{aligned}
\int_{0+\varphi}^{2\pi+\varphi} e^{ix \cos \tau'} e^{-2i\tau'} d\tau' &= \int_{-2\pi-\varphi}^{-\varphi} e^{ix \cos \tau''} e^{+2i\tau''} d\tau'' \\
&= \int_{-\varphi}^{2\pi-\varphi} e^{ix \cos \tau''} e^{+2i\tau''} d\tau'' \\
&= -2\pi J_2[x]
\end{aligned} \tag{D.5}$$

De la même manière, on peut montrer que :

$$\begin{aligned}
4\pi J_0[x] \sin 2\varphi &= \frac{1}{2i} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \tau} (e^{2i\varphi} - e^{-2i\varphi}) d\tau \\
&= -4\pi \sin(2\tau) J_2[x]
\end{aligned} \tag{D.6}$$

Annexe E

Calcul de la distance Z_{max} avec présence d'un miroir

La propagation d'un faisceau non diffractif est limitée par les dimensions des optiques utilisées, comme on le schématise sur la figure 4.2. On considère dans le calcul présenté maintenant un miroir circulaire (de diamètre $\phi = \frac{D}{2}$) tourné d'un angle de 45° selon l'axe y (voir fig.E.1). Dans toute cette annexe, l'origine de l'axe z est choisi à la position de la lentille.

Le plan (y, z)

Dans le plan (y, z) , la rotation du miroir n'a pas d'incidence, et l'on peut montrer que l'angle α suit la relation :

$$\tan \alpha = \frac{r}{f} = \frac{\phi}{2(Z_{max-y} - Z_{mir})} = \frac{D}{Z_{max}} \quad (\text{E.1})$$

avec r le rayon des anneaux, D le diamètre de la lentille de Fourier, f sa distance focale, et Z_{max} la distance de propagation maximale sans miroir, comme représenté sur le schéma 4.2. De cette égalité, on obtient directement la relation :

$$Z_{max-y} = \frac{\phi}{D} Z_{max} + Z_{mir} = \frac{1}{2} Z_{max} + Z_{mir} \quad (\text{E.2})$$

On retrouve immédiatement que ce résultat n'est valable que pour $Z_{mir} \in [0, \frac{1}{2} Z_{max}]$.

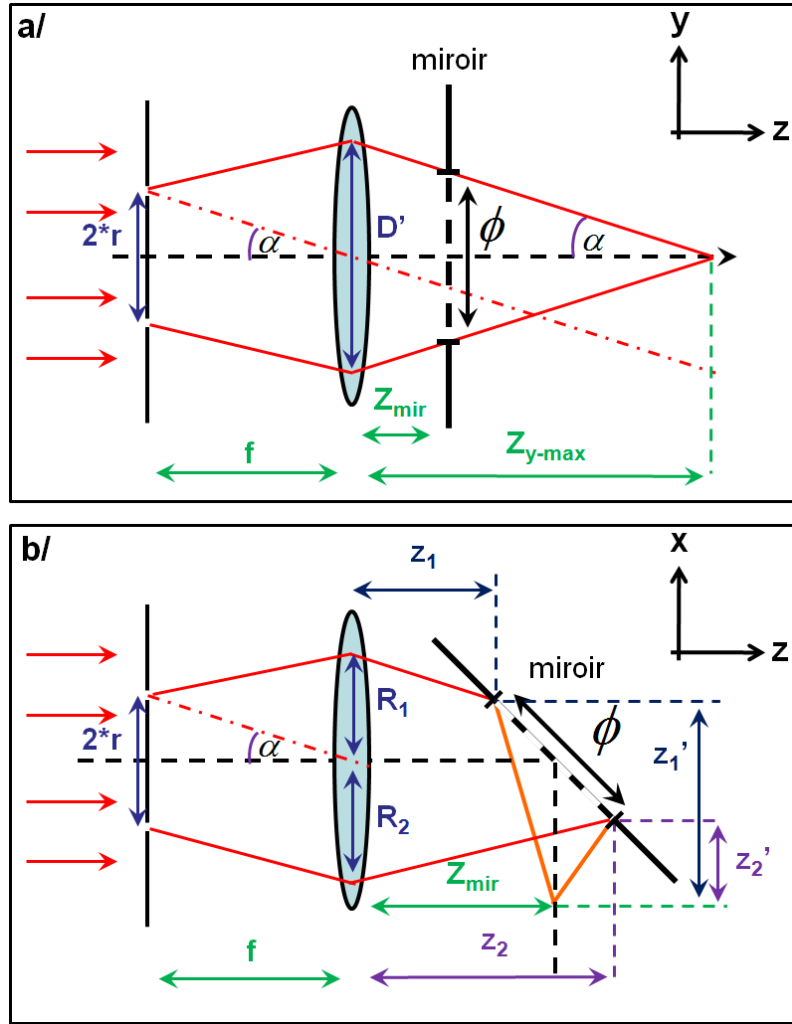


FIGURE E.1 – Schéma du calcul de Z_{max} avec un miroir circulaire d'un angle de 45° selon l'axe y dans les plans : a/ (y, z) et b/ (x, z) .

Le plan (x, z)

Dans le plan (x, z) , la rotation du miroir a une incidence non négligeable. En considérant la propagation avant la réflexion, on calcule :

$$\begin{cases} \tan \alpha = \frac{R_1 - \frac{\sqrt{2}}{4} \phi}{z_1} \\ \tan \alpha = \frac{R_2 - \frac{\sqrt{2}}{4} \phi}{z_2} \end{cases}, \text{ avec } \begin{cases} z_1 = Z_{mir} - \frac{\sqrt{2}}{4} \phi \\ z_2 = Z_{mir} + \frac{\sqrt{2}}{4} \phi \end{cases} \quad (\text{E.3})$$

Il en découle que $R_2 - R_1 = \frac{\sqrt{2}}{4} \phi \tan \alpha$.

Après réflexion sur le miroir, les trajets des deux faisceaux limites présentent toujours un angle α avec l'axe optique, et l'on calcule cette fois-ci :

$$\begin{cases} \tan \alpha = \frac{\sqrt{2}\phi}{4z'_1} \\ \tan \alpha = \frac{\sqrt{2}\phi}{4z'_2} \end{cases} \quad (\text{E.4})$$

Finalement, on trouve :

$$\begin{cases} Z_{tot-1} = Z_{mir} + \frac{\sqrt{2}\phi}{4} \left(\frac{2Z_{max}}{D} - 1 \right) \sim Z_{mir} + \frac{\sqrt{2}Df}{8r} \\ Z_{tot-2} = Z_{mir} + \frac{\sqrt{2}\phi}{4} \left(\frac{2Z_{max}}{D} + 1 \right) \sim Z_{mir} + \frac{\sqrt{2}Df}{8r} \end{cases} \quad (\text{E.5})$$

Ainsi, il est possible d'estimer :

$$Z_{max-x} \sim \frac{\sqrt{2}}{4} Z_{max} + Z_{mir} \quad (\text{E.6})$$

Références bibliographiques

- [1] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, and P.A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391(6668) :667–669, 1998.
- [2] A. Degiron and T. Ebbesen. Analysis of the transmission process through single apertures surrounded by periodic corrugations. *Opt. Expr.*, 12(16) :3694–3700, 2004.
- [3] M.J. Kofke, D.H. Waldeck, Z. Fakhraai, S. Ip, and G.C. Walker. The effect of periodicity on the extraordinary optical transmission of annular aperture arrays. *Appl. Phys. Lett.*, 94 :023104, 2009.
- [4] E. Lombard. Les tamis à photons : étude de la transmission extraordinaire dans le cadre de réseaux de cibles. Master’s thesis, Université de Strasbourg, June 2008.
- [5] H. Raether. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [6] S.A. Maier. *Plasmonics : fundamentals and applications*. Springer, 2007.
- [7] A. Vial, A.-S. Grimault, D. Macías, D. Barchiesi, and M. Lamy 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(8) :085416, 2005.
- [8] F. Przybilla, A. Degiron, J.Y. Laluet, C. Genet, and T.W. Ebbesen. Optical transmission in perforated noble and transition metal films. *J. Opt. A : Appl. Opt.*, 8 :458, 2006.
- [9] P.B. Johnson and R.W. Christy. Optical constants of noble metals. *Phys. Rev. B*, 6 :163–182, 1972.

- [10] E.D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic, London, 1985.
- [11] E. Kretschmann and H. Raether. Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light. *Z. Naturforschung*, 23A :2135, 1968.
- [12] A. Otto. Excitation of non-radiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Z. Physik*, 216 :398, 1968.
- [13] E. Devaux, T.W. Ebbesen, J.C. Weeber, and A. Dereux. Launching and decoupling surface plasmons via micro-gratings. *Appl. Phys. Lett.*, 83(24) :4936, 2003.
- [14] J.A. Sanchez-Gil. Surface defect scattering of surface plasmon polaritons : mirrors and light emitters. *Appl. Phys. Lett.*, 73(24) :3509–3511, 1998.
- [15] D.S Kim, S.C. Hohng, V. Malyarchuk, Y.C. Yoon, Y.H. Ahn, K.J. Yee, J.W. Park, J. Kim, Q.H. Park, and C. Lienau. Microscopic origin of surface-plasmon radiation in plasmonic band-gap nanostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 91(14), 2003.
- [16] P. Nagpal, N.C. Lindquist, S.H. Oh, and D.J. Norris. Ultrasoother patterned metals for plasmonics and metamaterials. *Science*, 325 :594–597, 2009.
- [17] H.F. Ghaemi, T. Thio, D.E. Grupp, T.W. Ebbesen, and H.J. Lezec. Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes. *Phys. Rev. B*, 58(11) :6779, 1998.
- [18] E. Popov, M. Nevière, S. Enoch, and R. Reinisch. Theory of light transmission through subwavelength periodic hole arrays. *Phys. Rev. B*, 62 :16100, 2000.
- [19] J.A. Porto, F.J. García-Vidal, and J.B. Pendry. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :2845, 1999.
- [20] L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, and T. W. Ebbesen. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 86(6) :1114, 2001.
- [21] L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, A. Degiron, and T. W. Ebbesen. Theory of highly directional emission from a single subwavelength aperture surrounded by surface corrugations. *Phys. Rev. Lett.*, 90(16) :167401, 2003.

- [22] C. Genet, M.P. van Exter, and J.P. Woerdman. Huygens description of resonance phenomena in subwavelength hole arrays. *J. Opt. Soc. Am. A*, 22(5) :998–1002, 2005.
- [23] F.I. Baidaa, A. Belkhirb, O. Arara, E.H. Barakata, J. Dahdaha, C. Chemroukb, D. Van Labekea, C. Dieboldc, N. Perryc, and M.-P. Bernala. Enhanced optical transmission by light coaxing : mechanism of the tem-mode excitation. *Micron*, 41(7) :742–745, 2010.
- [24] W.L. Barnes, A. Dereux, and T.W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 424(6950) :824–830, 2003.
- [25] C. Genet and T.W. Ebbesen. Light in tiny holes. *Nature*, 445 :39, 2007.
- [26] F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, T. W. Ebbesen, and L. Martín-Moreno. Multiple paths to enhance optical transmission through a single subwavelength slit. *Phys. Rev. Lett.*, 90(21) :213901, 2003.
- [27] A. Degiron, H.J. Lezec, W.L. Barnes, and T.W. Ebbesen. Effects of hole depth on enhanced light transmission through subwavelength hole arrays. *Appl. Phys. Lett.*, 81 :4327, 2002.
- [28] A. Giannattasio, I.R. Hooper, and W.L. Barnes. Dependence on surface profile in grating-assisted coupling of light to surface plasmon-polaritons. *Opt. Comm.*, 261 :291–295, 2006.
- [29] Y. Wang, Y. Chen, Y. Zhang, and S. Liu. Influence of grooves in the electromagnetic transmission of a periodic metallic grating filter. *Opt. Comm.*, 271 :132–136, 2007.
- [30] E. Laux, C. Genet, and T.W. Ebbesen. Enhanced optical transmission at the cutoff transition. *Opt. Expr.*, 17(9) :6920–6930, 2009.
- [31] O. Mahboub, S. Carretero Palacios, C. Genet, F.J. Garcia-Vidal, S.G. Rodrigo, L. Martin-Moreno, and T.W. Ebbesen. Optimization of bulls eye structures for transmission enhancement. *Opt. Expr.*, 18(11) :11292–11299, 2010.
- [32] F. Przybilla, C. Genet, and T.W. Ebbesen. Enhanced transmission through penrose subwavelength hole arrays. *Appl. Phys. Lett.*, 89(12) :121115, 2006.
- [33] U. Fano. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Phys. Rev.*, 124(6) :1866–1878, 1961.

- [34] C. Genet, M.P. van Exter, and J.P. Woerdman. Fano-type interpretation of red shifts and red tails in hole array transmission spectra. *Opt. Comm.*, 225 :331, 2003.
- [35] V. Giannini, Y. Francescato, H. Amrania, C.C. Phillips, and S.A. Maier. Fano resonances in nanoscale plasmonic systems : A parameter-free modeling approach. *Nano Lett.*, 11(7) :2835–2840, 2011.
- [36] H. Bethe. Theory of diffraction by small holes. *Phys. Rev.*, 66 :163–182, 1944.
- [37] F. Przybilla, A. Degiron, C. Genet, T.W. Ebbesen, F. de León-Pérez, J. Bravo-Abad, F. J. García-Vidal, and L. Martín-Moreno. Efficiency and finite size effects in enhanced transmission through subwavelength apertures. *Opt. Expr.*, 16(13) :9571–9579, 2008.
- [38] K.A. Tetz, L. Pang, and Y. Fainman. High-resolution surface plasmon resonance sensor based on linewidth-optimized nanohole array transmittance. *Opt. Lett.*, 31(10) :1528–1530, 2006.
- [39] D. Sinton, R. Gordon, and A. Brolo. Nanohole arrays in metal films as optofluidic elements : progress and potential. *Microfluid. and Nanofluid.*, 4(1) :107–116, 2008.
- [40] R. Gordon, A.G. Brolo, D. Sinton, and K.L. Kavanagh. Resonant optical transmission through hole-arrays in metal films : physics and applications. *Laser and Photon. Rev.*, 4(2) :311–335, 2010.
- [41] S.M. Williams, K.R. Rodriguez, S. Teeters-Kennedy, A.D. Stafford, S.R. Bishop, U.K. Lincoln, and J.V. Coe. Use of the extraordinary infrared transmission of metallic subwavelength arrays to study the catalyzed reaction of methanol to formaldehyde on copper oxide. *J. Phys. Chem. B*, 108(31) :11833–11837, 2004.
- [42] S. Carretero-Palacios, O. Mahboub, F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, S.G. Rodrigo, C. Genet, and T.W. Ebbesen. Mechanisms for extraordinary optical transmission through bull’s eye structures. *Opt. Expr.*, 19(11) :10429–10442, 2011.
- [43] E. Laux, C. Genet, T. Skauli, and T.W. Ebbesen. Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging. *Nat Photon*, 2(3) :161–164, 2008.
- [44] A. Drezet, C. Genet, and T.W. Ebbesen. Miniature plasmonic wave plates. *Phys. Rev. Lett.*, 101(4) :043902, 2008.

- [45] A. Degiron. *De l'autre côté du miroir : étude de la transmission exaltée de la lumière par des ouvertures de taille sub-longueur d'onde creusées dans un métal*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2004.
- [46] H.J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R.A. Linke, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal, and T.W. Ebbesen. Beaming light from a subwavelength aperture. *Science*, 297(5582) :820–822, 2002.
- [47] F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, H.J. Lezec, and T.W. Ebbesen. Focusing light with a single subwavelength aperture flanked by surface corrugations. *Appl. Phys. Lett.*, 83(22) :4500–4502, 2003.
- [48] H. Aouani, O. Mahboub, N. Bonod, E. Devaux, E. Popov, H. Rigneault, T.W. Ebbesen, and J. Wenger. Bright unidirectional fluorescence emission of molecules in a nanoaperture with plasmonic corrugations. *Nano Lett.*, 11(2) :637–644, 2011.
- [49] H. Aouani, O. Mahboub, E. Devaux, H. Rigneault, T.W. Ebbesen, and J. Wenger. Plasmonic antennas for directional sorting of fluorescence emission. *Nano Lett.*, 11(6) :2400–2406, 2011.
- [50] E. Laux. *Fundamental aspects of the enhanced transmission phenomenon and its application to photon sorting*. PhD thesis, Université de Strasbourg, Strasbourg, April 2009.
- [51] T. Ishi, J. Fujikata, K. Makita, T. Baba, and K. Ohashi. Si nano-photodiode with a surface plasmon antenna. *Jap. J. Appl. Phys.*, 44(12) :364–366, 2005.
- [52] E. Altewischer, M.P. van Exter, and J.P. Woerdman. Polarization analysis of propagating surface plasmons in a subwavelength hole array. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(9) :1927–1931, 2003.
- [53] E. Altewischer, C. Genet, M.P. van Exter, J.P. Woerdman, P.F.A. Alkemade, A. van Zuuk, and E.J.M. van der Drift. Polarization tomography of metallic nanohole arrays. *Opt. Lett.*, 30(1) :90–92, 2005.
- [54] C. Genet, E. Altewischer, M.P. van Exter, and J.P. Woerdman. Optical depolarization induced by arrays of subwavelength metal holes. *Phys. Rev. B*, 71(3) :033409, 2005.
- [55] E. Altewischer, M.P. van Exter, and J.P. Woerdman. Analytic model of optical depolarization in square and hexagonal nanohole arrays. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(8) :1731–1736, 2005.

- [56] C. Brosseau. *Fundamentals of polarized light*. 1998.
- [57] B. Le Jeune F. Le Roy-Brehonnet. Utilization of mueller matrix formalism to obtain optical targets depolarization and polarization properties. *Prog. Quant. Electr.*, 21(2) :109–151, 1997.
- [58] R.A. Chipman S. Lu. Interpretation of mueller matrices based on polar decomposition. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(5) :1106–1113, 1996.
- [59] R.A. Chipman S. Lu. Homogeneous and inhomogeneous jones matrices. *J. Opt. Soc. Am. A*, 11(2) :766–773, 1994.
- [60] W.S. Bickel and W.M. Bailey. Stokes vectors, mueller matrices, and polarized scattered light. *Am. J. Phys.*, 53(5) :468–478, 1985.
- [61] K. Kim, L. Mandel, and E. Wolf. Relationship between jones and mueller matrices for random media. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4(3) :433–437, 1987.
- [62] R. Simon. The connection between mueller and jones matrices of polarization optics. *Opt. Comm.*, 42(5) :293–297, 1982.
- [63] F. Boulvert, G. Le Brun, B. Le Jeune, J. Cariou, and L. Martin. Decomposition algorithm of an experimental mueller matrix. *Opt. Comm.*, 282(5) :692–704, 2009.
- [64] R.C. Jones. A new calculus for the treatment of optical systems. VII. properties of the N-Matrices. *J. Opt. Soc. Am.*, 38(8) :671–683, 1948.
- [65] R.M.A. Azzam. Propagation of partially polarized light through anisotropic media with or without depolarization : A differential 4x4 matrix calculus. *J. Opt. Soc. Am.*, 68(12) :1756–1767, December 1978.
- [66] J.J. Gil. Characteristic properties of mueller matrices. *J. Opt. Soc. Am. A*, 17(2) :328–334, 2000.
- [67] D.G.M. Anderson and R. Barakat. Necessary and sufficient conditions for a mueller matrix to be derivable from a jones matrix. *J. Opt. Soc. Am. A*, 11(8) :2305–2319, 1994.
- [68] J.J. Gil and E. Bernabeu. Depolarization and polarization indices of an optical system. *Optica Acta : Intern. J. Opt.*, 33(2) :185, 1986.
- [69] J.J. Gil. A depolarization criterion in mueller matrices. *Optica Acta*, 32(3) :259–261, 1985.

- [70] R. Simon. Mueller matrices and depolarization criteria. *J. Mod. Opt.*, 34(4) :569–575, 1987.
- [71] F. Le Roy-Brehonnet, B. Le Jeune, P.Y. Gerligand, J. Cariou, and J. Lotrian. Analysis of depolarizing optical targets by mueller matrix formalism. *Pure Appl. Opt.*, 6 :385–404, 1997.
- [72] P. Elies, B. Le Jeune, F. Le Roy-Brehonnet, J. Cariou, and J. Lotrian. Experimental investigation of the speckle polarization for a polished aluminium sample. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 30 :29–39, 1997.
- [73] D.H. Goldstein and R.A. Chipman. Error analysis of a mueller matrix polarimeter. *J. Opt. Soc. Am. A*, 7(4) :693–700, 1990.
- [74] K.R. Spring, T.J. Fellers, and M.W. Davidson. Nikon microscopy university. www.microscopyu.com.
- [75] B. Le Jeune, J.P. Marie, P.Y. Gerligand, J. Cariou, and J. Lotrian. Mueller matrix formalism in imagery : an experimental arrangement for noise reduction. *Proc. SPIE - Intern. Soc. Opt. Eng.*, 2265 :443–451, 1994.
- [76] J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams. i. the scalar theory. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4(4) :651–654, 1987.
- [77] J. Durnin, J.J. Miceli, and J.H. Eberly. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 58(15) :1499–1501, 1987.
- [78] J. Durnin, J. J. Miceli Jr., and J. H. Eberly. Comparison of bessel and gaussian beams. *Opt. Lett.*, 13(2) :79–80, 1988.
- [79] M.R. Lapointe. Review of nondiffracting bessel beam experiments. *Opt. Laser Technol.*, 24(6) :315, 1992.
- [80] C.A. McQueen, J. Arlt, and K. Dholakia. An experiment to study a "nondiffracting" light beam. *Am. J. Phys.*, 67(10) :912–915, 1999.
- [81] D. McGloin and K. Dholakia. Bessel beams : diffraction in a new light. *Contemp. Phys.*, 46(1) :15–28, 2005.
- [82] J. Turunen, A. Vasara, and A.T. Friberg. Holographic generation of diffraction-free beams. *Appl. Opt.*, 27(19) :3959–3962, 1988.
- [83] A. Vasara, J. Turunen, and A.T. Friberg. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms. *J. Opt. Soc. Am. A*, 6(11) :1748–1754, 1989.

- [84] Z. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings. *Opt. Lett.*, 27(5) :285–287, 2002.
- [85] G. Biener, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman. Formation of helical beams by use of pancharatnam-berry phase optical elements. *Opt. Lett.*, 27(21) :1875–1877, 2002.
- [86] A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Propagation-invariant vectorial bessel beams obtained by use of quantized pancharatnam-berry phase optical elements. *Opt. Lett.*, 29(3) :238–240, 2004.
- [87] L. Marrucci, C. Manzo, and D. Paparo. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in inhomogeneous anisotropic media. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :163905, 2006.
- [88] L. Allen, M. Barnett, and M.J. Padgett. *Optical angular momentum*. Institute of Physics Publishing, 2003.
- [89] S. Pancharatnam. Generalized theory of interference and its applications - part i : Coherent pencils. *Proc. Indian Acad. Sci.*, 44 :247–262, 1956.
- [90] M.V. Berry. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes. *Proc. Roy. Soc. Lond. A. Math. and Phys. Sci.*, 392(1802) :45–57, 1984.
- [91] S. Ramaseshan and R. Nityananda. The interference of polarized light as an early example of berry’s phase. *Curr. Sci.*, 55(24) :1225–1226, 1986.
- [92] M.V. Berry. The adiabatic phase and pancharatnam’s phase for polarized light. *J. Mod. Opt.*, 34(11) :1401–1407, 1987.
- [93] M.V. Berry. Pancharatnam, virtuoso of the poincaré sphere : an appreciation. *Curr. Sci.*, 67(4) :220–223, 1994.
- [94] T. H. Chyba, L. J. Wang, L. Mandel, and R. Simon. Measurement of the pancharatnam phase for a light beam. *Opt. Lett.*, 13(7) :562–564, 1988.
- [95] Z. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Space-variant pancharatnam-berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings. *Opt. Lett.*, 27(13) :1141–1143, 2002.
- [96] A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Spiral phase elements obtained by use of discrete space-variant subwavelength gratings. *Opt. Comm.*, 251(4-6) :306–314, 2005.

- [97] A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Manipulation of the pancharatnam phase in vectorial vortices. *Opt. Expr.*, 14(10) :4208–4220, 2006.
- [98] S.J. Van Enk. Geometric phase, transformations of gaussian light beams and angular momentum transfer. *Opt. Comm.*, 102(1,2) :59–64, 1993.
- [99] S.C. Tiwari. Geometric phase in optics and angular momentum of light. *J. Mod. Opt.*, 51(15) :2297–2304, 2004.
- [100] L. Marrucci, C. Manzo, and D. Paparo. Pancharatnam-berry phase optical elements for wave front shaping in the visible domain : Switchable helical mode generation. *Appl. Phys. Lett.*, 88(22) :221102, 2006.
- [101] E. Karimi, S. Slussarenko, B. Piccirillo, L. Marrucci, and E. Santamato. Polarization-controlled evolution of light transverse modes and associated pancharatnam geometric phase in orbital angular momentum. *Phys. Rev. A*, 81 :053813, 2010.
- [102] F. Wang, M. Xiao, K. Sun, and Q.H. Wei. Generation of radially and azimuthally polarized light by optical transmission through concentric circular nanoslits in ag films. *Opt. Expr.*, 18(1) :63–71, 2010.
- [103] J.D. Jackson. *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, third edition.
- [104] W.K.H. Panofsky and M. Phillips. *Classical electricity and magnetism*. Dover, second edition.
- [105] C-L. Hung and Y.S. Yeh. The propagation constants of higher-order modes in coaxial waveguides with finite conductivity. *Intern. J. of Infrared and Millim. Waves*, 26(1) :29–39, 2005.
- [106] C. Yeh and F.I. Shimabukuro. *The essence of dielectric waveguides*. Springer, 2008.
- [107] P.B. Catrysse and S. Fan. Understanding the dispersion of coaxial plasmonic structures through a connection with the planar metal-insulator-metal geometry. *Appl. Phys. Lett.*, 94(23) :231111, 2009.
- [108] D. Li and R. Gordon. Electromagnetic transmission resonances for a single annular aperture in a metal plate. *Phys. Rev. A*, 82 :041801, 2010.
- [109] F.I. Baida, A. Belkhir, and D. Van Labeke. Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes. *Phys. Rev. B*, 74(287–300), 2006.

- [110] C.-K. Chang, D.-Z. Lin, C.-S. Yeh, C.-K. Lee, Y.-C. Chang, M.-W. Lin, J.-T. Yeh, and J.-M. Liu. Experimental analysis of surface plasmon behavior in metallic circular slits. *Appl. Phys. Lett.*, 90(6), 2007.
- [111] B. Heshmat, D. Li, T.E. Darcie, and R. Gordon. Tuning plasmonic resonances of an annular aperture in metal plate. *Opt. Expr.*, 19(7) :5912–5923, 2011.
- [112] R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs. Sharper focus for a radially polarized light beam. *Phys. Rev. Lett.*, 91(23) :233901, 2003.
- [113] S. Seo, H.C. Kim, H. Ko, and M. Cheng. Subwavelength proximity nanolithography using a plasmonic lens. *J. of Vac. Sc. Techn. B : Microelectr. and Nanom. Struct.*, 25 :2271, 2007.
- [114] A. Yanai and U. Levy. Plasmonic focusing with a coaxial structure illuminated by radially polarized light. *Opt. Expr.*, 17(2) :924–932, 2009.
- [115] G.M. Lerman, A. Yanai, and U. Levy. Demonstration of nanofocusing by the use of plasmonic lens illuminated with radially polarized light. *Nano Lett.*, 9(5) :2139–2143, 2009.
- [116] P. Wróbel, J. Pniewski, T.J. Antosiewicz, and T. Szoplik. Focusing radially polarized light by a concentrically corrugated silver film without a hole. *Phys. Rev. Lett.*, 102(18) :183902, 2009.
- [117] W. Chen, D.C. Abeysinghe, R.L Nelson, and Q. Zhan. Plasmonic lens made of multiple concentric metallic rings under radially polarized illumination. *Nano Lett.*, 9(12) :4320–4325, 2009.
- [118] Y. Fu, Y. Liu, X. Zhou, Z. Xu, and F. Fang. Experimental investigation of superfocusing of plasmonic lens with chirped circular nanoslits. *Opt. Expr.*, 18(4) :3438–3443, 2010.
- [119] D.-Z. Lin, C.-H. Chen, C.-K. Chang, T.-D. Cheng, C.-S. Yeh, and C.-K. Lee. Subwavelength nondiffraction beam generated by a plasmonic lens. *Appl. Phys. Lett.*, 92(23) :233106, 2008.
- [120] T.-D. Cheng, D.-Z. Lin, J.-T. Yeh, J.-M. Liu, C.-S. Yeh, and C.-K. Lee. Propagation characteristics of silver and tungsten subwavelength annular aperture generated sub-micron non-diffraction beams. *Opt. Expr.*, 17(7) :5330–5339, 2009.

- [121] H. Kim, J. Park, and B. Lee. Finite-size nondiffracting beam from a sub-wavelength metallic hole with concentric dielectric gratings. *Appl. Opt.*, 48(31) :G68–G72, 2009.
- [122] Z. Li, K.B. Alici, H. Caglayan, and E. Ozbay. Generation of an axially asymmetric bessel-like beam from a metallic subwavelength aperture. *Phys. Rev. Lett.*, 102(14) :143901, 2009.
- [123] R. Oron, S. Blit, N. Davidson, A.A. Friesem, Z. Bomzon, and E. Hasman. The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization. *Appl. Phys. Lett.*, 77 :3322, 2000.
- [124] Z. Bomzon, V. Kleiner, and E. Hasman. Pancharatnam-berry phase in space-variant polarization-state manipulations with subwavelength gratings. *Opt. Lett.*, 26(18) :1424–1426, 2001.
- [125] A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Formation of linearly polarized light with axial symmetry by use of space-variant subwavelength gratings. *Opt. Lett.*, 28(7) :510–512, 2003.
- [126] M. Fridman, G. Machavariani, N. Davidson, and A.A. Friesem. Fiber lasers generating radially and azimuthally polarized light. *Appl. Phys. Lett.*, 93(19) :191104, 2008.
- [127] K.J. Moh, X.-C. Yuan, J. Bu, R.E. Burge, and Bruce Z. Gao. Generating radial or azimuthal polarization by axial sampling of circularly polarized vortex beams. *Appl. Opt.*, 46(30) :7544–7551, 2007.
- [128] N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, and A.G. White. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms. *Opt. Lett.*, 17(3) :221–223, 1992.
- [129] A.V. Carpentier, H. Michinel, J.R Salgueiro, and D. Olivieri. Making optical vortices with computer-generated holograms. *Am. J. Phys.*, 76(10) :916, 2008.
- [130] M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, and J.P. Woerdman. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate. *Opt. Comm.*, 112 :321–327, 1994.
- [131] P. Biagioni, M. Savoini, J.-S. Huang, L. Duò, M. Finazzi, and B. Hecht. Near-field polarization shaping by a near-resonant plasmonic cross antenna. *Phys. Rev. B*, 80 :153409, 2009.

- [132] E.H. Khoo, E.P. Li, and K.B. Crozier. Plasmonic wave plate based on sub-wavelength nanoslits. *Opt. Lett.*, 36(13) :2498–2500, 2011.
- [133] P.F. Chimento, N.V. Kuzmin, J. Bosman, P.F.A. Alkemade, G.W. 't Hooft, and E.R. Eliel. A subwavelength slit as a quarter-wave retarder. *Opt. Expr.*, 19(24) :24219–24227, 2011.
- [134] C.D. Stanciu, F. Hansteen, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and T. Rasing. All-optical magnetic recording with circularly polarized light. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :047601, 2007.
- [135] A.-L. Baudrion, F. de Leon-Perez, O. Mahboub, A. Hohenau, H. Ditlbacher, F.J. Garcia-Vidal, J. Dintinger, T.W. Ebbesen, L. Martin-Moreno, and J.R. Krenn. Coupling efficiency of light to surface plasmon polariton for single subwavelength holes in a gold film. *Opt. Expr.*, 16(5) :3420–3429, 2008.
- [136] A. Degiron, H.J. Lezec, N. Yamamoto, and T.W. Ebbesen. Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal. *Opt. Comm.*, 239(1-3) :61 – 66, 2004.
- [137] R. Gordon and A. Brolo. Increased cut-off wavelength for a subwavelength hole in a real metal. *Opt. Expr.*, 13(6) :1933–1938, 2005.
- [138] V. Garcés-Chávez, K. Volke-Sepulveda, S. Chávez-Cerda, W. Sibbett, and K. Dholakia. Transfer of orbital angular momentum to an optically trapped low-index particle. *Phys. Rev. A*, 66 :063402, 2002.
- [139] J.E. Curtis and D.G. Grier. Structure of optical vortices. *Phys. Rev. Lett.*, 90(13) :133901, 2003.
- [140] L.-L. Wang, X.-F. Ren, R. Yang, G.-C. Guo, and G.-P. Guo. Transmission of doughnut light through a bull's eye structure. *Appl. Phys. Lett.*, 95(11), 2009.

Résumé :

Dans ce travail, nous avons étudié l'interaction entre une lumière contrôlée en polarisation et deux structures sub-longueurs d'onde gravées dans un film métallique opaque, en utilisant la méthode de la « matrice de Mueller ». Tout d'abord, nous avons montré qu'un réseau concentrique de fentes sub-longueurs d'onde percées à travers le film permet de filtrer et de convertir une polarisation incidente, ce qui génère une polarisation radiale. Nous avons aussi montré sa capacité à générer des faisceaux de Bessel non-diffractifs J_0 ou J_2 à travers de telles structures, et à contrôler leur hélicité en changeant la polarisation circulaire en préparation ou en analyse. Ensuite, nous avons montré la création d'une cible plasmonique ayant les propriétés d'une lame quart d'onde, en travaillant sur l'ellipticité des anneaux - pour générer une phase plasmonique - et du trou central - pour compenser les forts effets de dichroïsme induits par l'absorption différentielle des plasmons de surface.

Mots clés : nanostructures, plasmons de surface, polarisation, matrices de Mueller, faisceaux de Bessel, lame quart d'onde.

Abstract :

In this work, we studied the interaction between light with well-defined polarization and two subwavelength structures milled through an opaque metallic film by using the « Mueller matrix » method. In a first part, we showed that a subwavelength annular concentric slit array, milled completely through the film, allows the filtering and conversion of the incident polarization, generating a radial polarization after transmission. We also showed that it was possible to generate non-diffracting J_0 or J_2 Bessel beams through such structures and to control their helicity by changing the circular polarization either in preparation or in analysis. In a second part, we showed the creation of a plasmonic bull's eye structure having the same properties as a quarter wave plate, by acting on the ellipticities of the rings - to generate a plasmonic phase - and of the central hole - to compensate the strong dichroism induced by the differential surface plasmon absorption.

Keywords : nanostructures, surface plasmons, polarization, Mueller matrices, Bessel beams, quarter wave plate.